



HAL
open science

Structure et stabilité thermique et magnétique des protubérances solaires

Pascal Démoulin

► **To cite this version:**

Pascal Démoulin. Structure et stabilité thermique et magnétique des protubérances solaires. Planète et Univers [physics]. Université Paris VII, 1989. Français. NNT: . tel-04330072

HAL Id: tel-04330072

<https://hal-obspm.ccsd.cnrs.fr/tel-04330072>

Submitted on 7 Dec 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Public Domain

THESE DE DOCTORAT
de l'Université Paris VII

Spécialité: Astrophysique et
Techniques Spatiales

Présentée par

Pascal DEMOULIN

Structure et stabilité
thermique et magnétique
des protubérances solaires

Soutenue le 18 mai 1989 devant le Jury
composé de :

J. HEYVAERTS Président
M. BLANC
J.L. LEROY
P. MEIN
E.R. PRIEST
B. SCHMIEDER

Remerciements

Je suis très reconnaissant à Brigitte **SCHMIEDER** de m'avoir offert la possibilité de réaliser cette étude sous sa direction et de m'avoir guidé et encouragé tout au long de ce travail.

J'exprime ma profonde gratitude à Eric **PRIEST**, pour l'accueil des plus chaleureux qu'il m'a réservé lors de mes séjours à St Andrews et pour les judicieux conseils qui ont été pour moi très stimulants.

Je voudrais remercier très vivement Giorgio **EINAUDI**, pour m'avoir accueilli, si amicalement, lors de mes séjours à Pise (Italie) et m'avoir permis de faire progresser ce travail grâce à des discussions fructueuses et efficaces.

Mes remerciements vont également à Michael **RAADU**, qui a bien voulu m'accorder une partie de son temps et de ses compétences pendant le mois qu'il consacre chaque année à la physique solaire.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Jean-Marie **MALHERBE** pour les nombreuses discussions scientifiques que nous avons eues ainsi que pour l'aide qu'il m'a apportée pour les calculs numériques. Sa compétence et son travail ont permis de développer le matériel informatique du DASOP, sur lequel une grande partie des calculs numériques a été effectuée.

Je n'oublierai pas de remercier tous les membres du DASOP et particulièrement Djamshid **HERISTCHI**, Bernard **LEROY**, Nicole et Pierre **MEIN**, Elisabeth **RIBES**, et Guy **SIMON** ; ils m'ont aimablement accueilli et aidé à réaliser ces travaux.

Je voudrais remercier très sincèrement Tahar **AMARI**, Ulrich **ANZER**, Philippa **BROWNING**, Ken **DERE**, Alan **HOOD**, Arthur **POLAND** et Bill **THOMPSON** pour leur précieuse collaboration.

Je remercie également très vivement Mitchell **BERGER**, Claudio **CHIUDEI**, Terry **FORBES**, Einar **TANDBERG-HANSEN**, Jean **HEYVAERTS**, Piet **MARTENS**, Sara **MARTIN**, Marie Josèphe **MARTRES**, Gerry **VAN HOVEN** et Marco **VELLI** pour leurs discussions enrichissantes.

La frappe du texte a été assurée avec rapidité et gentillesse par Sophie BORDET et Nicole ROMAIN. La transformation des fichiers du traitement de texte WORLD PLUS en fiches LATEX a été effectuée grâce au logiciel que Ludvig CELNIKIER a gracieusement mis à la disposition du personnel de l'Observatoire. Je les en remercie vivement.

Etant donnée la place importante que tient l'informatique dans ma thèse, je suis reconnaissant au Service Informatique de l'Observatoire de Paris - Meudon, et en particulier à Michel CAILLAT, Alain KERDRAON, Jean-Marc SVIGA et Tue TRAN VAN de m'avoir aidé à résoudre mes problèmes numériques.

Enfin je remercie Jean HEYVAERTS, Brigitte SCHMIEDER, Michel BLANC, Jean Louis LEROY, Pierre MEIN et Eric PRIEST de m'avoir fait l'honneur de participer au Jury de Thèse. Leurs critiques constructives m'ont permis d'améliorer, je l'espère, le texte initial.

Ne voulant oublier personne, je tiens à exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui m'ont apporté compétence et enthousiasme pendant ces trois années de travail.

Je ne saurais oublier Isabelle, qui, par son aide patiente et son soutien moral m'a permis d'échapper à la solitude du thésitif devant la feuille blanche.

Résumé

Les travaux de recherche peuvent être regroupés en quatre parties:

* Dépouillement et analyse d'observations Nous avons utilisé plusieurs instruments: les DPSM de Meudon et du Pic du Midi, le magnétographe de Meudon, le satellite SMM (instrument UVSP), et le laboratoire spatial Spacelab 2 (spectrographe HRTS).

Ces observations ont permis:

- d'étudier et de comparer le champ de vitesses des protubérances quiescentes et de plage,
- d'interpréter ces mouvements dans la structure magnétique extrapolée des données du champ magnétique photosphérique,
- d'analyser l'activation puis la disparition des protubérances.

* Modélisation de la structure thermique et magnétique

Nous avons développé deux méthodes bidimensionnelles permettant de calculer le champ magnétique à partir des données observationnelles de la composante verticale du champ dans la photosphère et horizontale dans la protubérance. La composante du champ parallèle à la protubérance a été introduite, en supposant un champ sans force. Les deux topologies Normale et Inverse de la configuration magnétique ont été étudiées.

Nous avons proposé un modèle analytique tridimensionnel de la structure magnétique. Il permet de relier l'existence des pieds des protubérances au réseau de super-granulation et montre une différence de localisation pour les configurations Normale et Inverse.

Nous avons analysé la structure fine des protubérances en incluant la conduction parallèle et orthogonale au champ magnétique.

* Recherche des conditions de formation

Ces conditions peuvent schématiquement être séparées en deux classes: celles sur le bilan énergétique du plasma et celles sur la structure magnétique. L'étude numérique de l'instabilité thermique des boucles coronales nous a permis de clarifier et de généraliser les études antérieures. Nous nous sommes ensuite attachés à trouver des conditions donnant une instabilité du plasma coronal dans le but d'initialiser la formation d'une protubérance. Des configurations magnétiques pouvant retenir du plasma dense ont été recherchées

par deux méthodes: analytique et numérique. Nous avons décrit l'importance d'un cisaillement photosphérique dans la formation des protubérances.

* Etude des conditions d'instabilité magnétique

Nous avons montré qu'une instabilité globale de la protubérance a lieu si le champ magnétique est suffisamment intense, et si une distribution particulière du champ magnétique photosphérique est présente. Cette région d'instabilité a les mêmes caractéristiques pour les deux topologies fondamentales (Normale et Inverse) de la structure magnétique.

Summary

The research may be summarised in four sections:

* Observation, reduction and analysis

We have used several instruments: Meudon and Pic du Midi MSDP, Meudon magnetograph, SMM satellite (UVSP instrument) and Spacelab 2 (spectrograph HRTS).

These observations have permitted us:

- to study and to compare the velocity pattern of quiescent and plage prominences,
- to interpret plasma motions in the magnetic structure computed from photospheric data,
- to analyse prominence activation and disappearance.

* Modelling of thermal and magnetic structure

We have developed two two-dimensional methods to compute magnetic fields from observational data of the vertical component at the photospheric level and the horizontal one in the prominence. The field component parallel to the prominence has been taken into account by using a force-free field. The two magnetic topologies, Normal and Inverse, have been studied.

We have proposed an analytical three-dimensional model for the magnetic structure. It allows us to localise prominence feet in the super granule network.

We have analysed prominence fine structure including parallel and orthogonal conduction.

* Conditions for formation

These conditions can be outlined in two classes: those on the plasma energetics and those on the magnetic structure. A numerical study of the thermal stability of coronal loops enables us to clarify and to generalise previous analysis. We focus our subsequent work on finding necessary conditions to have a thermal instability in the corona which can begin the formation of a prominence. Magnetic configurations which can catch dense material have been sought by two means: analytical and numerical. We have described the importance of photospheric shear for solar prominence formation.

* Study of magnetic instability

We have shown that a global instability of a prominence can take place if the magnetic field is great enough and if a particular photospheric pattern is present. This instability has the same characteristics for Normal and Inverse topologies of the magnetic structure.

Structure et stabilité
thermique et magnétique
des protubérances solaires

- Introduction	10
- Chapitre A : Observations	30
1. Revue des propriétés observées des protubérances	32
1.1 Généralités	32
1.2 Température, vitesse de turbulence	32
1.3 Densité électronique	34
1.4 Degré d'ionisation	36
1.5 Structure fine, taux de remplissage	38
1.6 Mouvement dans les protubérances	38
1.7 Champ magnétique	41
1.8 Evolution durant le cycle solaire	46
2. Résumé des articles	46
3. Conclusion	50
4. Publications	
- C2 : <i>Constraints on filament models deduced from dynamical analysis.</i>	52
- A1 : <i>Dynamics of solar filaments. VI. Center-to-limb study of $H\alpha$ and CIV velocities in a quiescent filament.</i>	58
- A3 : <i>Some dynamical aspects of a quiescent filament.</i>	64
- A7 : <i>Relation between a spot and a filament observed during Spacelab 2 mission.</i>	72
- A8 : <i>Dynamics of a filament at the boundary of a spot region with magnetic shear.</i>	77

- Chapitre B : Structure magnétique et thermique	86
1. Revue des modèles	87
1.1 Structure magnétique externe	87
1.2 Structure magnétique et thermique interne	103
2. Résumé des travaux de thèse	113
3. Conclusion	123
4. Publications	
- A5 : <i>The magnetic field around quiescent solar prominences computed from observational boundary conditions.</i>	126
- A9 : <i>A three dimensional model for solar prominences.</i>	139
- C1 : <i>Thermal stability analysis of the fine structure of solar prominences.</i>	182
- C3 : <i>Analyse de la stabilité des structures fines des protubérances solaires quiescentes.</i>	187
- A2 : <i>Fine structures in solar filaments. I. Observations and thermal stability.</i>	188
- Chapitre C : Formation	198
1. Revue des modèles	200
1.1 Contraintes observationnelles	200
1.2 Propriétés de l'instabilité thermique dans un milieu uniforme	203
1.3 Propriétés de l'instabilité thermique dans un milieu non uniforme: boucles coronales	213
1.4 Modèles de formation	225
1.5 Structure du champ magnétique lors de la formation	236
2. Résumé des travaux de thèse	240
3. Conclusion	244

4. Publications	
- C4 : <i>Can a thermal instability form a prominence ?</i>	247
- A6 : <i>A twisted flux model for solar prominences.</i>	251
<i>II. Formation of a dip in a magnetic structure before the formation of a solar prominence.</i>	
- A10: <i>Can a dip for prominence formation be created by shearing a coronal arcade ?</i>	260
- Chapitre D : Evolution et éruption	291
1. Revue des travaux	292
1.1 Evolution	292
1.2 "Flares"	299
1.3 Modèles d'éruptions	305
2. Résumé des travaux de thèse	324
3. Conclusion	328
4. Publications	
- C5 : <i>Non-equilibrium of a prominence supported in a force-free field.</i>	331
- A4 : <i>Instability of a prominence supported in a linear force-free field.</i>	335
- Conclusion	347
- Bibliographie	351
- Publications de l'auteur	359

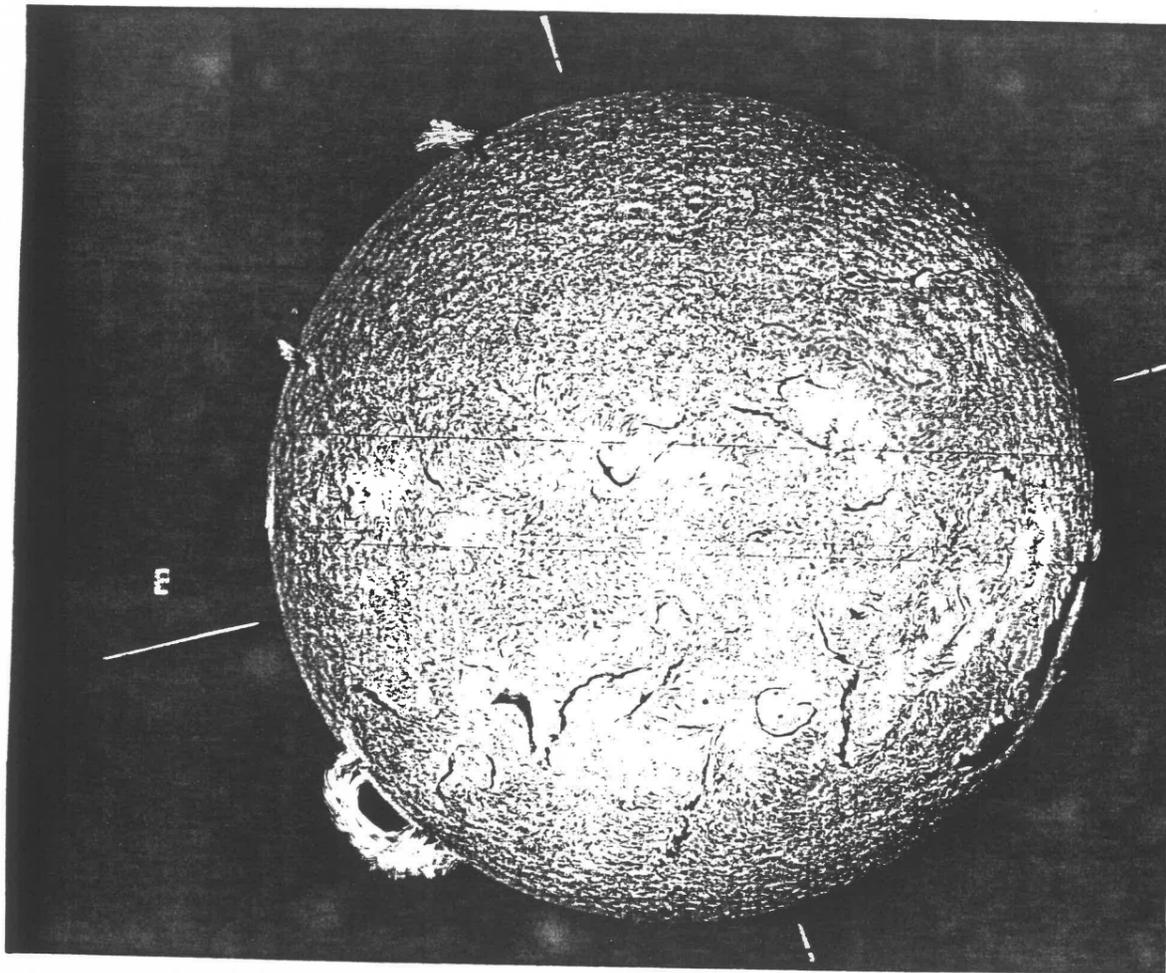


Figure 1 : Spectrohéliogramme du soleil dans la raie H_{α} .
Ce cliché, pris le 17 août 1980 lors du maximum d'activité, montre de nombreuses structures dont:
- des régions d'activités (régions brillantes), accompagnées de taches solaires (points sombres),
- des filaments: filets sombres sur le disque,
- des protubérances: excroissances au limbe.
Spectrographe de Meudon.

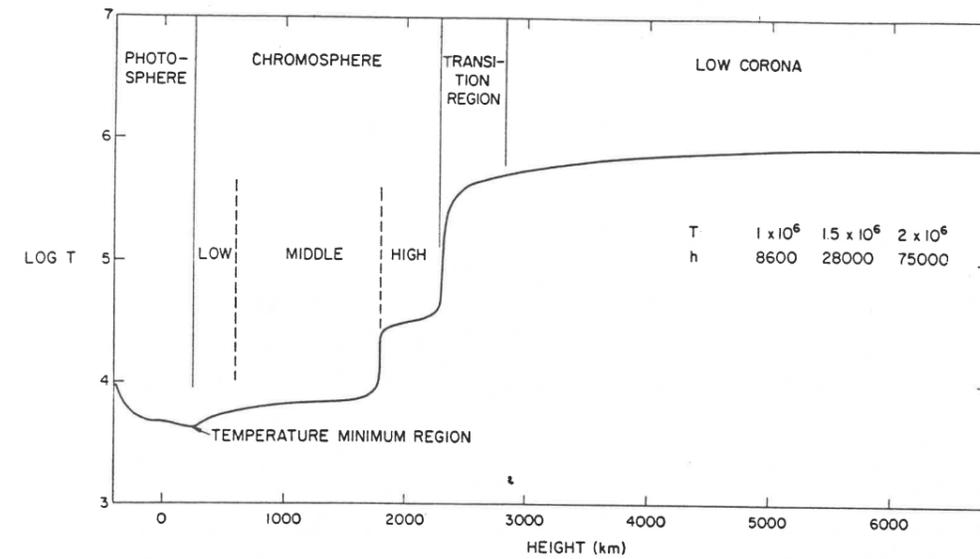
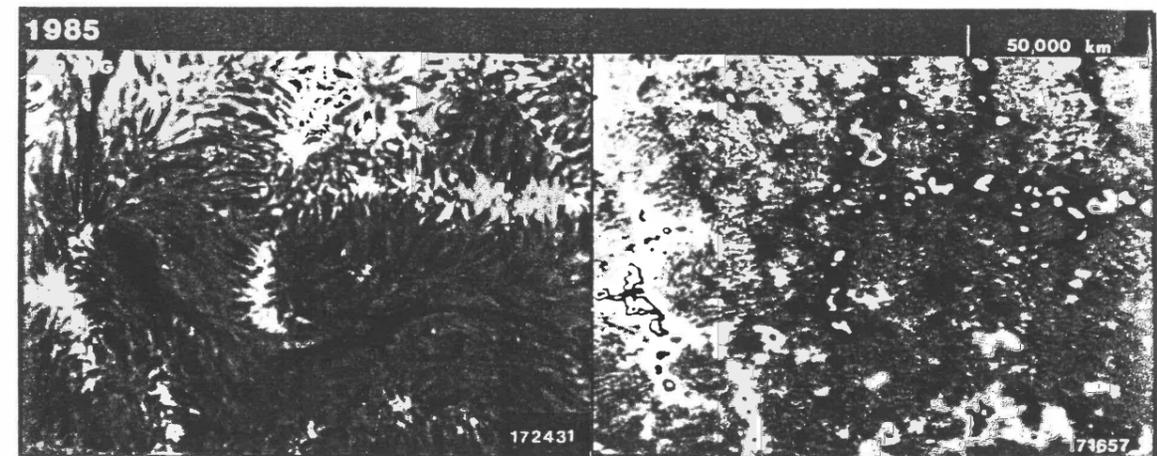


Figure 2 : Variation de la température dans l'atmosphère solaire.
Les variations de température permettent de caractériser principalement 4 zones: la photosphère, la chromosphère, la zone de transition et la couronne. (Le "plateau", séparant la région de transition en deux, est encore hypothétique). Athay (1976)



Figures 3 : Relation entre le champ magnétique photosphérique et les structures chromosphériques et coronales.
La composante verticale du champ magnétique est représentée en isocontours sur la figure (a). Le champ magnétique est concentré sur le bord des cellules de supergranulation, dont la taille moyenne est d'environ $3 \cdot 10^4$ km. Les spicules, jets de matière froide, sont formés au bord des cellules de supergranulation: figure (b). La protubérance est localisée entre deux régions de champ magnétique de polarité opposée. Martin (1986)

1 Vous avez dit protubérances ?

Lors de l'éclipse de soleil du 8 juillet 1842, l'attention des astronomes fut retenue par le tumultueux halo de lumière rosée qui entourait la lune. De longues flammes sortaient du disque solaire! Était-ce une pure illusion d'optique ou l'apparence de régions externes du soleil? La photographie (Secchi, 1875), puis l'utilisation du spectroscopie (Janssen, 1868) permirent d'identifier cette "prairie en feu" à des masses de gaz en perpétuelle agitation. On les appellera naturellement protubérances solaires (du latin pro, en avant, et tuber, tumeur). Lyot (1934) inventa le coronographe pour créer artificiellement une éclipse de soleil, et permit ainsi de suivre, jour après jour, l'évolution des protubérances. L'observation du soleil grâce à des filtres interférentiels dans des raies d'absorption, permit d'observer le disque solaire.

On observe des régions brillantes (régions d'activité) entourant des taches sombres (taches solaires) ainsi que de longs filaments sombres. Bien que les protubérances solaires apparaissent brillantes sur le fond du ciel au limbe solaire, les astronomes identifient rapidement ces filaments sombres aux protubérances solaires: figure 1. L'obtention de magnétogrammes photosphériques permit à Babcock (1961) de relier ces structures à la présence du champ magnétique. Les filaments sombres sont situés sur la ligne neutre séparant deux régions de champ magnétique de polarité opposée. L'observation du soleil, et des protubérances en particulier, s'est étendue, depuis, à de nombreuses longueurs d'ondes du spectre électromagnétique:

- en optique, grâce à des spectrographes à haute résolution,
- en radio, aux longueurs d'onde millimétriques et décimétriques,
- en ultra violet, en rayons X et γ par des tirs de fusées de ballons, puis grâce à des satellites spécialisés.

Ces données, en nombre croissant, sont interprétées à l'aide des développements de l'informatique. Les progrès actuels passent par la coordination des observations de plusieurs instruments permettant d'observer à des longueurs d'ondes différentes une même région, mais à des températures et des densités différentes. Elle permettent, en particulier, de mieux cerner la physique des protubérances et leur interaction avec l'atmosphère solaire. Je vais rappeler très brièvement l'environnement des protubérances, avant d'en effectuer une classification sommaire.

Le rayonnement solaire provient d'une région de faible épaisseur (~ 500

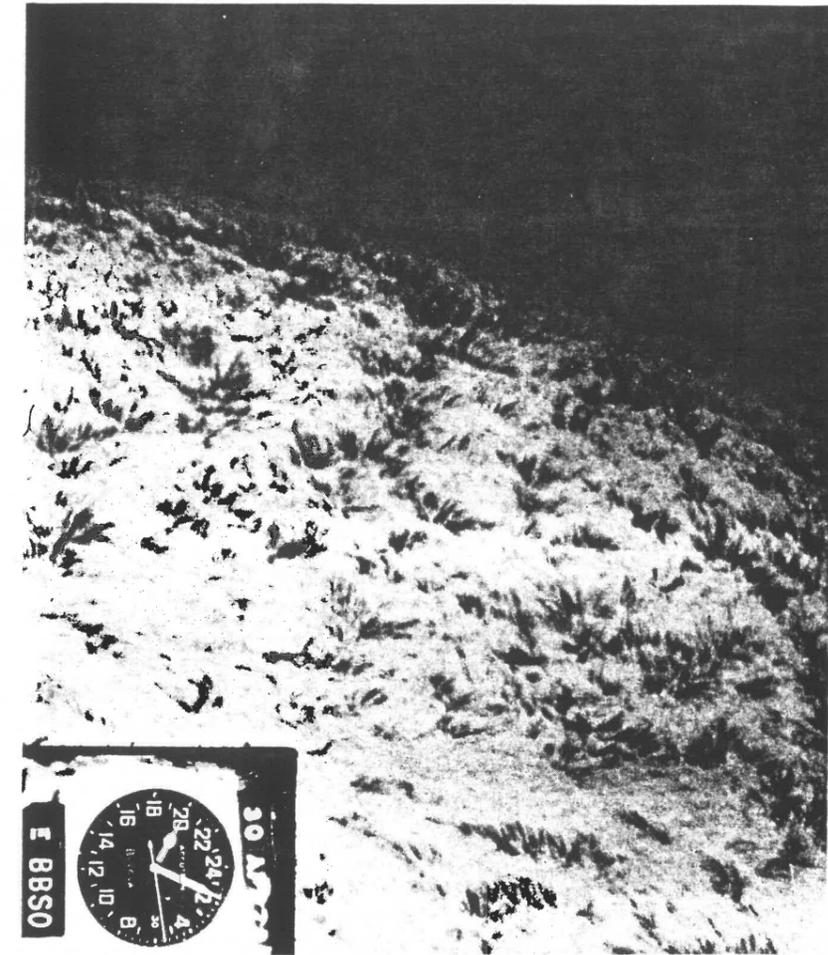


Figure 4 : Spicules dans l'aile rouge de la raie H_{α} .

Les spicules dessinent le réseau de supergranulation et les concentrations de champ magnétique associées. De la matière froide jaillit en permanence des bords des cellules, probablement à la suite d'une instabilité magnétique. Cela donne une apparence de "prairie en feu" au bord du soleil observée dans la raie H_{α} . Zirin (1988).

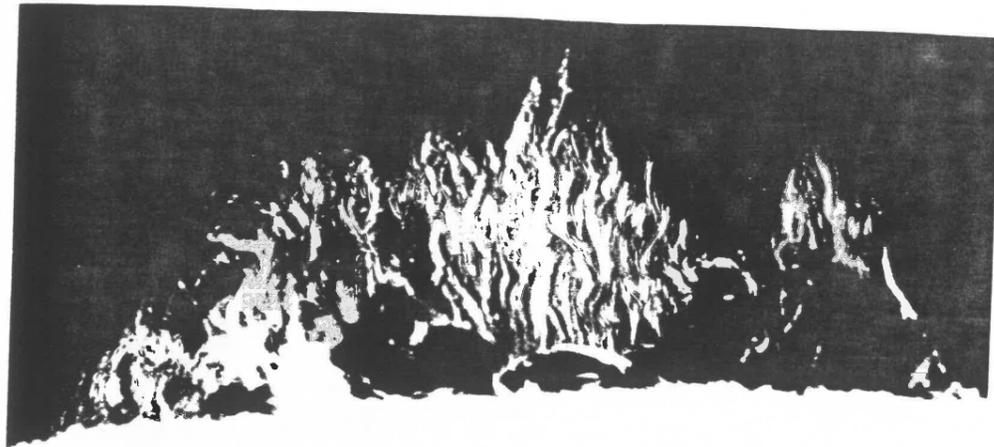


Figure 5 : Protubérance quiescente au limbe solaire. Cette photographie, de haute résolution spatiale, montre la structure complexe d'une protubérance. Elle est formée de minces filets de matière froide de direction, en moyenne, verticale. La protubérance semble rejoindre périodiquement la "surface" solaire en une série de "pieds", reliés par des ponts de matière froide. Observatoire de Sacramento Peak.

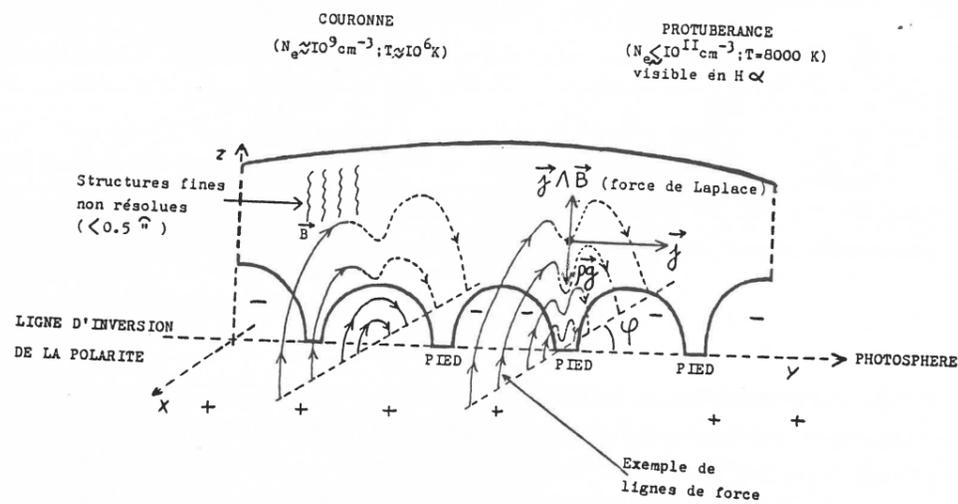


Figure 6 : Schéma d'une protubérance. Ce schéma idéalise une protubérance en une nappe de matière froide contenue dans le plan Oyz. L'ordre de grandeur de la densité de la protubérance par rapport à celle du milieu environnant, la couronne, montre qu'un support est nécessaire. Il est assuré par le champ magnétique, dont une configuration plausible est dessinée. Malherbe (1984).

km comparée au rayon solaire: $R_{\odot} \approx 7 \cdot 10^5$ km) appelée photosphère: figure 2. Sa température est de l'ordre de 4500 K et sa densité est environ cent mille fois plus faible que celle de l'atmosphère terrestre. La photosphère est dominée par des mouvements de convection qui sont visualisés par la granulation solaire. Le champ magnétique est concentré dans les célèbres "taches solaires" et dans de fins tubes de champ intense ($B \geq 10^{-1}$ T): figures 3.

Au sommet de la photosphère, la température cesse de décroître (en se déplaçant vers l'extérieur du soleil), pour augmenter lentement jusqu'à 8000 K sur une distance de 2000 km: figure 2. Cette région est vue lors des éclipses de soleil comme une frange colorée qui entoure le soleil, d'où le nom de chromosphère. La densité décroissant rapidement (facteur 10^{-5} entre le haut et le bas de la chromosphère), cette région est dominée par le champ magnétique. Celui-ci impose ses fantaisies au plasma sous forme de fins filets de matière plus froide que l'environnement: les fibrilles des régions actives et les spicules du réseau de supergranulation en sont des exemples (figures 3 et 4).

Au sommet de la chromosphère, la température croît brusquement jusqu'à quelques millions de degrés: figure 2. Cette région forme un halo de lumière blanche, autour du soleil, lors des éclipses, d'où le nom de "couronne". La région intermédiaire, d'épaisseur inférieure à quelques dizaines de kilomètres, est appelée simplement la "région de transition". La couronne s'étend à quelques rayons solaires et se prolonge dans le vent solaire. Sa complexité, due aux structures de champ magnétique, est bien révélée par les observations en rayons X. Dans cette structure chaude, existent diverses inclusions froides ($T \sim 5 \cdot 10^4$ à $20 \cdot 10^4$ K), en relation avec le champ magnétique: les protubérances solaires. Celles-ci sont variées, mais peuvent être regroupées schématiquement en différentes classes suivant leur support, leur évolution et leur localisation.

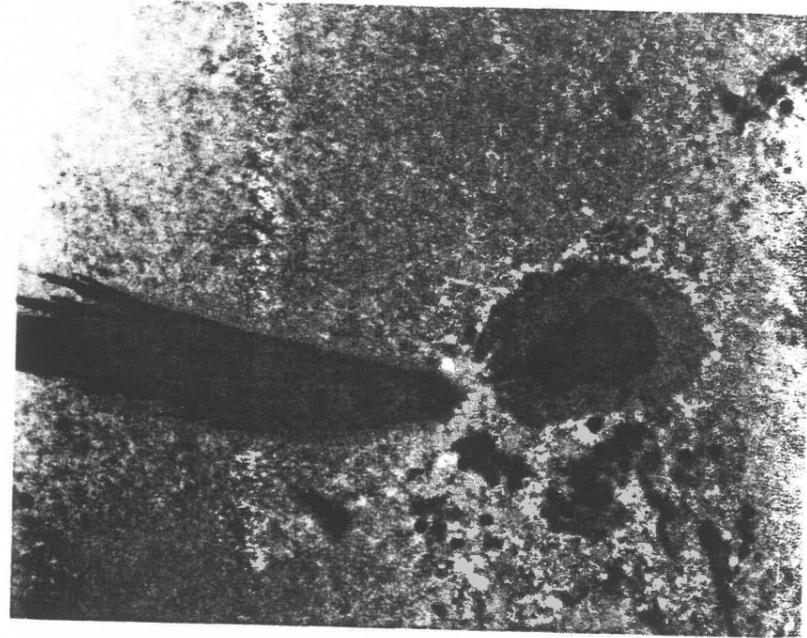


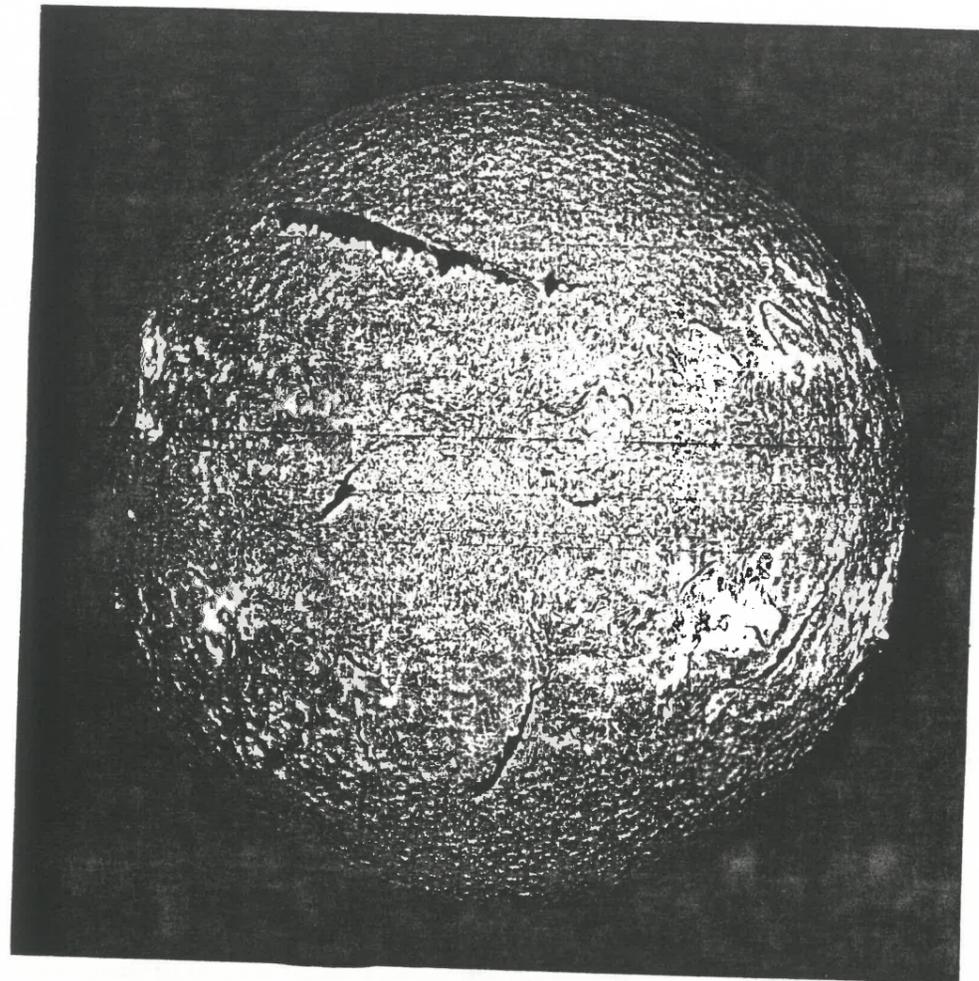
Figure 7 : Surge.

De la matière froide est éjectée, dans le voisinage d'une tache solaire, à une vitesse de l'ordre de 50 km.s^{-1} . L'aspect en "éventail" de l'éjection indique que la matière suit les lignes de champ magnétique. Une instabilité magnétique chromosphérique est probablement à l'origine de l'éruption. Zirin (1988).

1 ^{ère} classe	Protubérances calmes
a	- protubérances quiescentes
b	- protubérances de plage
2 ^{ème} classe	Protubérances actives (formant une éruption)
a	- boucles de matière froide et pluie coronale
b	- "surges": éjection unidirectionnelle
c	- "sprays": éjection non directionnelle, de matière froide existant avant l'éruption au niveau chromosphérique.

La première classe forme l'ensemble des protubérances stables, dont l'état est proche d'un équilibre statique: figures 5 et 6. Leur durée de vie est de quelques jours à quelques semaines (classe 1b) ou à quelques mois (classe 1a). La matière de ces protubérances est environ 100 fois plus froide et plus dense que la matière coronale, et est supportée par le champ magnétique contre la gravité solaire. Ces protubérances ont l'apparence de filets sombres lorsqu'elles sont vues sur le disque solaire dans la raie $H\alpha$ et sont localisées sur la ligne d'inversion de polarité du champ magnétique photosphérique. Elles donnent lieu, parfois, à de spectaculaires éruptions, ou "flares". Une partie importante de l'éjection de matière solaire provient de l'éruption de filaments quiescents, tandis que les éruptions de filaments de plage produisent une forte accélération des particules de haute énergie.

La deuxième classe est formée d'objets sporadiques, hors équilibre, souvent vus en émission sur le disque solaire. Les boucles de matière froide et la "pluie" coronale sont formées par condensation de matière coronale dans les boucles de champ magnétique pendant et après l'éruption d'un filament de plage (appelée éruption en "double filets"). Les "surges" sont des éjections de matière, partant du niveau chromosphérique, en suivant les lignes de champ magnétique: figure 7. Elles sont localisées dans des régions unipolaires de fort champ magnétique, près des taches solaires. Probablement à la suite d'une instabilité magnétique, de la matière froide est éjectée à des vitesses de l'ordre de 100 km.s^{-1} , puis retombe, en suivant le trajet aller. Les "sprays" sont des éjections de nature différente: la matière froide est observée au niveau chromosphérique avant l'éjection, et est propulsée dans diverses directions à des vitesses très importantes ($v \approx 200$ à 2000 km.s^{-1}), des chocs sont alors formés. Cette description, très succincte, montre cepen-



26 juillet

Figure 8a

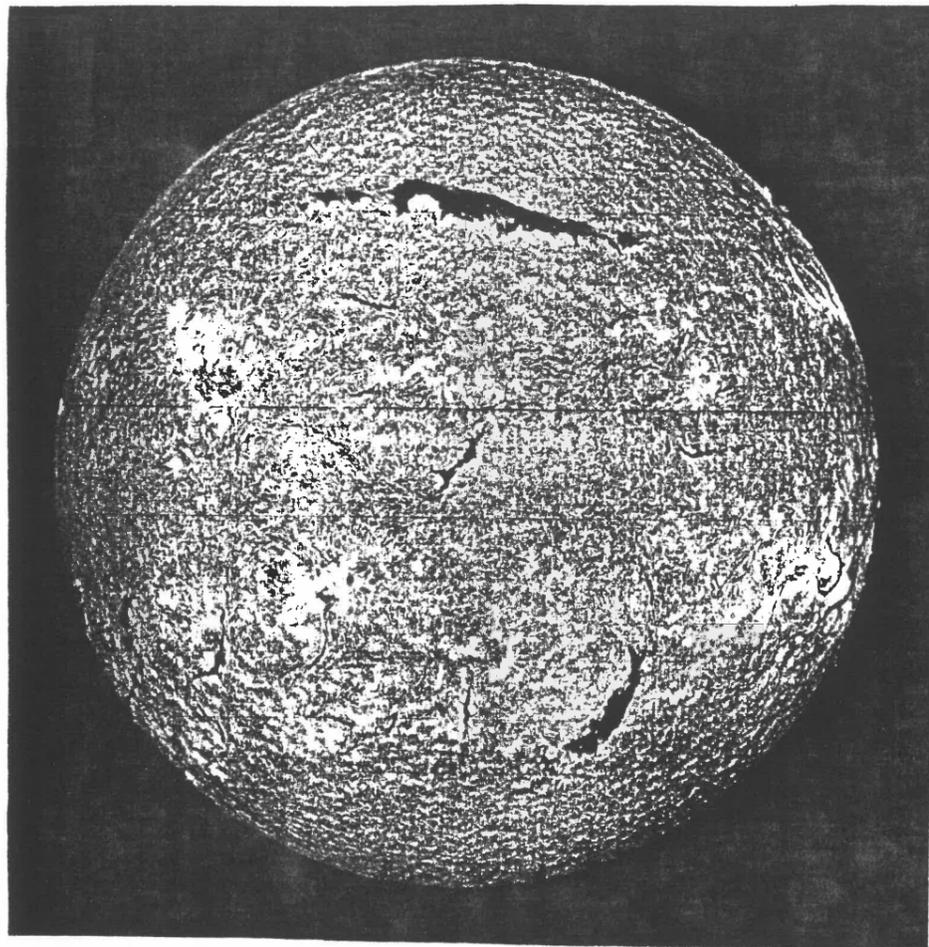
dant la variété des phénomènes intervenant dans les protubérances solaires. De nombreux processus physiques interviennent dont: le transfert de rayonnement, l'interaction plasma-champ magnétique, la reconnexion magnétique, l'instabilité thermique et magnétique.

2 Intérêt de l'étude des protubérances solaires

Le soleil émet en permanence un flot de particules chargées (électrons, protons, noyaux lourds) qui forme le vent solaire. La Terre est en partie protégée de ce flot par son champ magnétique. Cependant, lors des éruptions solaires, des bouffées de particules de haute énergie sont éjectées du soleil et leurs interactions avec le champ magnétique et l'atmosphère terrestre provoquent des orages magnétiques, visualisés près des pôles lors des aurores boréales. La modification de la densité de l'ionosphère perturbe les communications radios, et cet afflux de particules énergétiques (rayons "cosmiques") a des effets néfastes sur les installations et la vie dans l'espace. On développe donc, actuellement, des centres de prévisions des éruptions solaires.

Le soleil étant aussi un formidable laboratoire de physique des plasmas interagissant avec un champ magnétique, dans des conditions impossibles à réaliser sur terre, son étude est complémentaire de celle effectuée dans les tokamaks ou spheromaks et dans la magnétosphère terrestre. Des phénomènes physiques similaires, bien que différents par les ordres de grandeurs des paramètres les régissant, sont observés et analysés dans ces divers plasmas. La reconnexion magnétique en est un exemple: elle intervient à la fois dans les éruptions solaires, dans les instabilités observées dans le confinement des plasmas de fusion et dans la queue de la magnétosphère terrestre. Un échange fructueux s'effectue actuellement entre les disciplines s'intéressant à ces différents types de plasmas.

Le soleil étant une étoile unique par sa proximité et donc par l'accessibilité des données, son étude sert de guide et de test pour la compréhension de la structure et de l'évolution des autres étoiles. En particulier, la compréhension du phénomène de "dynamo" (création du champ magnétique dans un plasma turbulent) progresse grâce à la forte interaction existant entre les observations solaires et les modélisations numériques. Les grandes protubérances solaires, ainsi que les taches, permettent de suivre l'évolution du champ magnétique



28 juillet

Figure 8b

et son interaction avec la convection. De même, l'étude de l'activité stellaire est guidée par les connaissances solaires.

Les protubérances solaires font intervenir des processus physiques que l'on retrouve dans de nombreux objets astrophysiques. L'instabilité thermique d'un plasma chaud est très importante, par exemple, dans le milieu interstellaire, la formation des étoiles, dans les nébuleuses planétaires et dans la filamentation des restes de super-nova. L'interaction champ magnétique - plasma est présente dans de nombreux objets tels que les disques d'accrétion et les jets galactiques de matière. La modélisation des protubérances solaires peut fournir un point de départ à ces études: les conditions physiques, bien que différentes dans les ordres de grandeurs, sont beaucoup mieux connues.

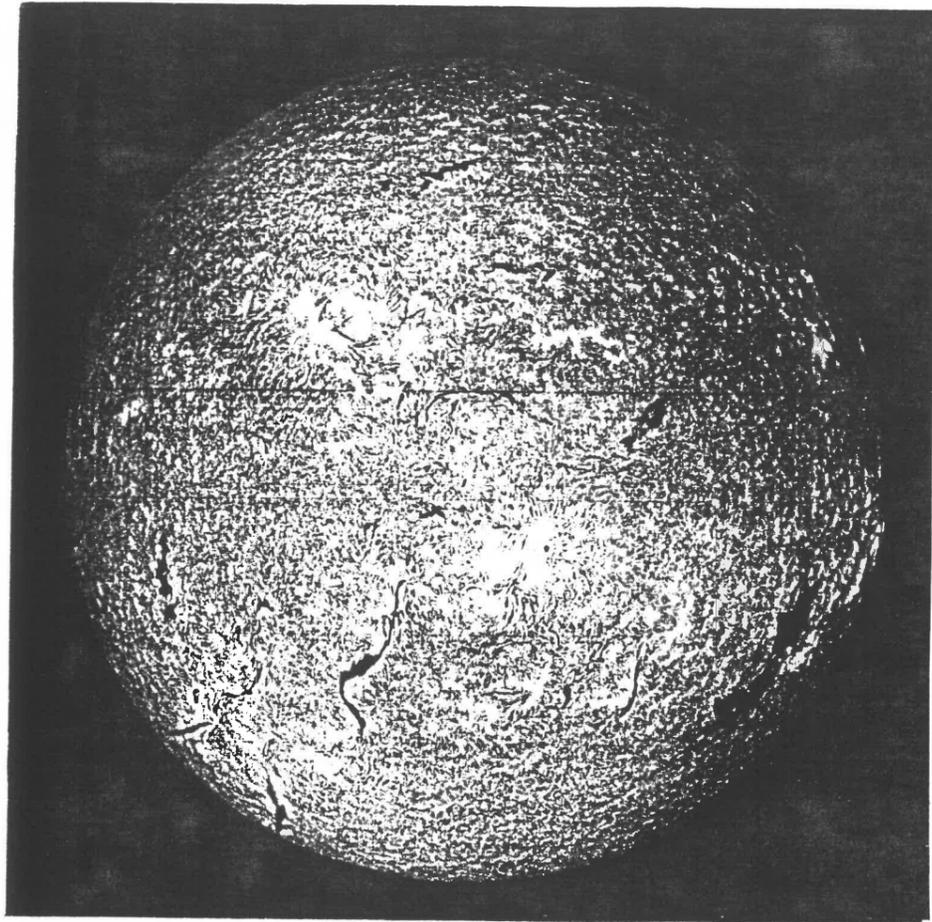
Un intérêt particulier doit être porté aux protubérances de la classe 1. Celles-ci sont à la fois de taille importante et stables, ce qui permet une étude précise de leurs paramètres. La modélisation des conditions de leur formation, de leur lente évolution, ainsi que de leur éruption peut donc être confrontée en partie à l'observation.

Aussi, dans cette thèse se restreindra-t-on à cette classe, et le mot protubérances se référera à celles de la première classe seulement.

3 Protubérances quiescentes et protubérances de plages

Les protubérances de la première classe ont fait l'objet de nombreux travaux, aussi bien observationnels que théoriques. Ceux-ci sont exposés, en détails, dans les ouvrages de *d'Azambuja et d'Azambuja (1948)*, *Tandberg-Hanssen (1974)*, *Priest (1982)*, *Zirin (1988)* et *Priest (1988)*. Les travaux ont aussi été exposés dans de nombreux colloques internationaux dont les colloques de l'IAU (*n°44, Oslo, 1972*) et de la NASA (*n°2442, Goddard Space Flight Center, 1986*) et le "Workshop" de Majorque (Palma, 1988).

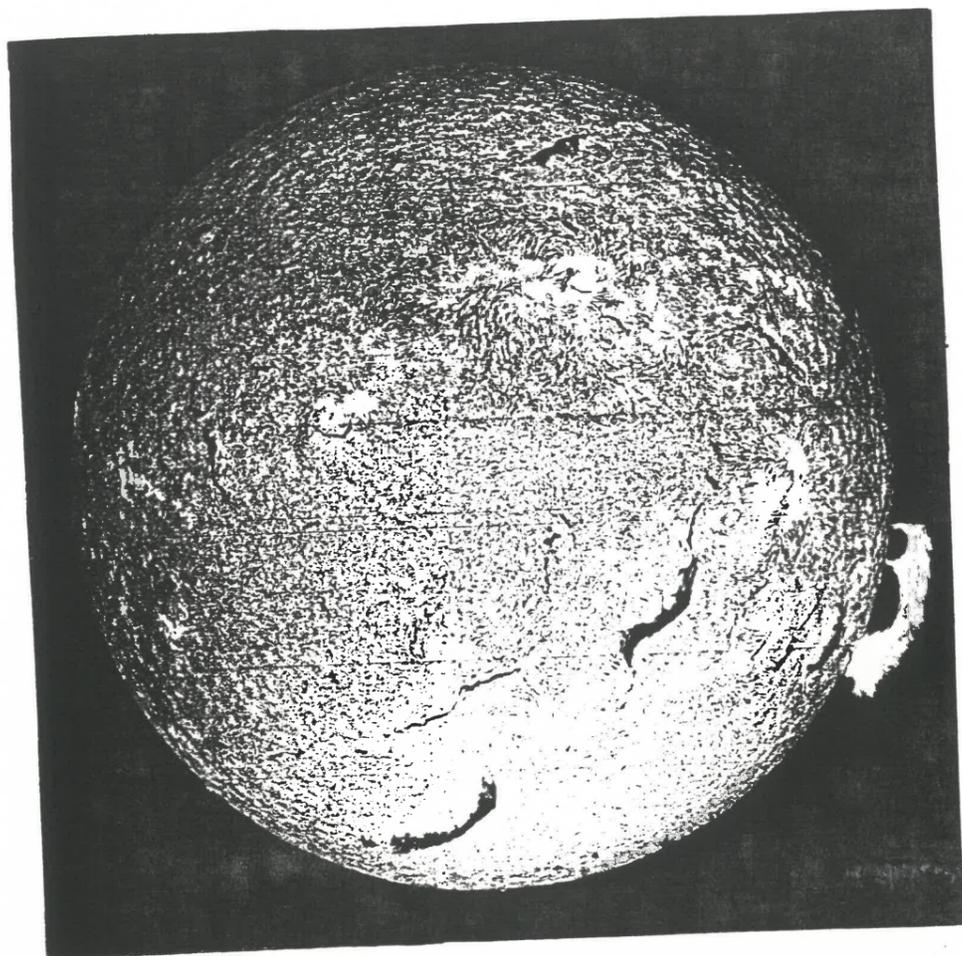
Les protubérances quiescentes sont des objets fascinants. Elles apparaissent sur les spectrohéliogrammes comme de gigantesques ponts de matière 100 fois plus froide et plus dense que l'atmosphère solaire (la couronne). Leur hauteur, 50 Mm, est typique de l'échelle de hauteur gravitationnelle de la couronne, et leur longueur peut atteindre un rayon solaire: figures 8. Ces structures géantes ne sont en équilibre que grâce au support fourni par le champ magnétique solaire: elles sont toujours situées entre deux



30 juillet

Figure 8c

régions de champ magnétique opposé. L'étude du champ magnétique régnant à l'intérieur de la protubérance a considérablement progressé ces quinze dernières années avec l'étude de l'effet Hanlé. Le champ est horizontal et faiblement incliné sur l'axe des protubérances ($\approx 20^\circ$): Thèse de *V. Bommier*. De plus, ces travaux ont montré qu'il existait au moins deux configurations de champ magnétique. Elle sont représentées schématiquement sur les figures 9. La première, appelée Normale (*Priest* (1988)), donne un champ qui traverse la protubérance dans le même sens que le champ (hypothétique) créé, dans le vide, par les conditions aux limites observées au niveau photosphérique: figure 9a. La deuxième, appelée simplement configuration Inverse, a un champ qui traverse la protubérance dans le sens opposé: figure 9b. Ces travaux conduisent à séparer les protubérances quiescentes en deux sous-classes: celles de basse et celles de haute latitude. Les grandes protubérances quiescentes de haute latitude sont principalement de configuration Inverse, alors que celles de basse altitude sont de configuration Normale et de hauteur plus faible (≤ 20 Mm). La relation entre les deux classes ci-dessus ainsi que celle avec les protubérances de plage ne sont pas connues: divers arguments peuvent être donnés en faveur d'une évolution d'une classe à l'autre ou en faveur de l'existence d'objets différents. Les protubérances quiescentes se forment en quelques jours, puis évoluent en quelques mois, pour disparaître par chauffage (disparitions brusques thermiques: figures 8) ou par instabilité magnétique (disparitions brusques dynamiques) en quelques heures. Une condition indispensable à la formation est la présence d'un champ magnétique très cisailé (de direction faiblement inclinée sur la ligne neutre). Du plasma froid est ensuite condensé de la couronne ou apporté depuis la chromosphère pour former ce pont de matière. Malgré la persistance du phénomène, une lente évolution s'effectue tout au long de la vie d'une protubérance. Les mouvements de matière sont bien observés au limbe, mais aussi en projection sur le disque grâce à la spectroscopie et à l'effet Doppler. Des mouvements globalement montants sont observés dans le corps du filament à une vitesse de l'ordre du kilomètre par seconde (Thèse de *J.M. Malherbe*, 1988): ils peuvent être expliqués par une reconnexion magnétique, forcée par l'évolution du champ magnétique photosphérique. Les protubérances quiescentes seraient ainsi les traceurs de rouleaux de convection géants (méridionaux). Les protubérances quiescentes sont aussi directement en relation avec les structures coronales observées au coronographe en lumière blanche et grâce aux satellites en rayon X: figure 10. Les protubérances sont observées à la base des "streamers" et pourraient être la cause des cavités coronales.



2 août.

Figures 8 : Structure et évolution des protubérances.

La rotation solaire permet d'observer, sous différents points de vue, les protubérances solaires. Dans l'hémisphère sud, un filament de grande hauteur ($\sim 7 \cdot 10^4$ km) est présent. Le 2 août, il se détache très nettement au limbe solaire. L'importante distance entre deux de ses pieds laisse prévoir une éruption prochaine. Dans l'hémisphère nord, un très grand filament quiescent est présent les 26 et 28 juillet, il subit une éruption le 29 juillet, qui détruit l'ensemble du filament. Spectrohéliogramme de Meudon.

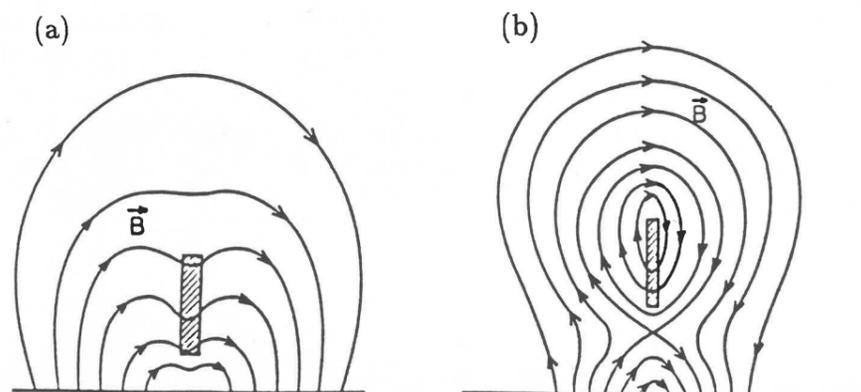
Les protubérances de plage sont formées dans les régions d'activité du soleil, à basse altitude, près de taches solaires: figures 8. Elles sont de taille plus modeste que les quiescentes (d'un facteur 1/3 environ). En revanche, le champ magnétique est beaucoup plus intense (~ 20 à 100 G, comparé à 5 à 10 G pour les quiescentes), mais de configuration similaire. Leurs propriétés sont souvent extrapolées des mesures effectuées dans les filaments quiescents car leur faible taille limite fortement les observations. Etant localisées dans des régions d'activité, elles ont une durée de vie de quelques jours seulement. Elles sont souvent associées à de grandes éruptions solaires provoquant une importante éjection de particules très énergétiques, alors que l'éruption de filaments quiescents est moins énergétique mais conduit à une éjection plus importante de matière.

Ces protubérances calmes ont fait l'objet de nombreux travaux de modélisation dont *Priest* (1982) et *Malherbe* (1984) donnent une excellente revue. La formation de ces protubérances dans une nappe de courant a été l'objet d'importants travaux numériques: *Malherbe* (1988, Thèse d'Etat). L'équilibre d'une nappe de courant dans un champ magnétique avec gravité a été étudié en détails par *Amari* (1988, Thèse de Doctorat). Le colloque international à Palma de Majorque, "Dynamics and structures of solar prominences", a permis une confrontation fructueuse entre les données observationnelles et la modélisation des protubérances. En particulier, ce colloque a permis de mettre l'accent sur la nécessité de former une configuration magnétique avec un creux dans ces lignes de champ avant que la formation d'une protubérances ne puisse avoir lieu! Ce bref exposé des travaux récents montre clairement les progrès accomplis ces dix dernières années.

4 Plan de la thèse

Chaque chapitre est organisé en quatre parties. Dans la première partie, une revue de l'état actuel des connaissances ou des modèles est présentée de façon à situer les travaux exposés dans la deuxième partie qui correspond au résumé des articles de la quatrième partie. La troisième partie conclut en donnant une vue personnelle du sujet. Les problèmes et les progrès envisagés sont alors exposés.

Le premier chapitre permet de faire le point sur les connaissances observationnelles. Les observations coordonnées de plusieurs instruments ont permis de progresser dans la compréhension de l'organisation des mouvements



Figures 9 : Exemples de configuration magnétique pour soutenir une protubérance.
 (a) configuration Normale,
 (b) configuration Inverse. *Anzer et Priest (1985)*.

de matière au voisinage des protubérances. Une description tridimensionnelle du champ de vitesses a été effectuée pour un filament quiescent. La disparition d'un filament actif et son interaction avec le champ magnétique d'une tache solaire ont été étudiées.

Le deuxième chapitre regroupe les travaux sur le support des protubérances. Des méthodes de calcul ont été élaborées pour calculer la configuration du champ magnétique à partir des données observationnelles. Les données actuelles ne suffisant pas, une autre méthode faisant intervenir la densité de masse de la protubérance est proposée. Une analyse de la structure fine des protubérances quiescentes en ordre de grandeur est ensuite exposée. Enfin, un modèle tridimensionnel du champ magnétique est proposé: la relation existant entre le réseau de supergranulation et les pieds des protubérances est quantifiée.

Le troisième chapitre analyse les conditions de formation d'une protubérance. Celles-ci peuvent être séparées en une partie thermique et une partie magnétique. La première, reliée à l'instabilité thermique du plasma coronal, est étudiée en détails. On montre, en particulier, l'importance de la région de transition, de la chromosphère et du chauffage coronal sur l'existence d'instabilité du plasma coronal. Dans la deuxième partie, on étudie diverses possibilités de formes des configurations magnétiques capables de retenir le plasma froid.

Le dernier chapitre expose l'évolution des protubérances solaires en s'attachant particulièrement aux éruptions dynamiques. Des critères d'instabilité magnétique sont trouvés sur la répartition d'un champ magnétique photosphérique, ainsi que sur son intensité comparée à celle de la force de gravité. Enfin, une modélisation de l'évolution éruptive du filament est présentée.

Les articles et communications seront respectivement notés An et Cn, n désignant la position dans la liste des travaux.



Figures 10 : Schématisation des structures coronales observées au coronographe.

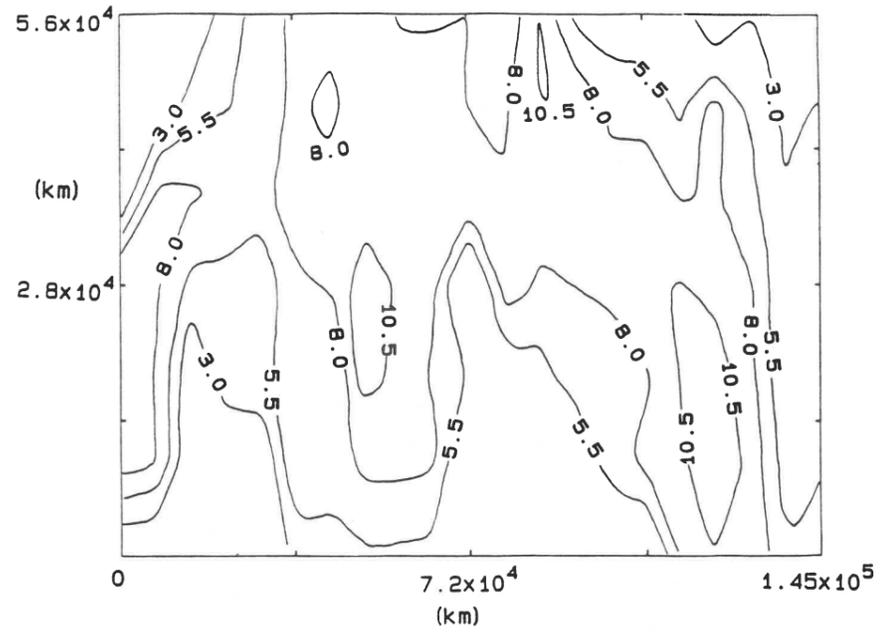
La lumière diffusée par la matière coronale permet de visualiser les structures magnétiques, car elles correspondent à des densités de matière différente. La figure montre un ensemble de "streamers", configurations magnétiques en bulbe, formées d'arches magnétiques surmontées de lignes de champ ouvertes. Des protubérances quiescentes sont souvent présentes à la base de ces structures (elles sont schématisées sur le disque solaire, par un trait continu). *Tandberg-Hanssen (1972)*.

Chapitre A

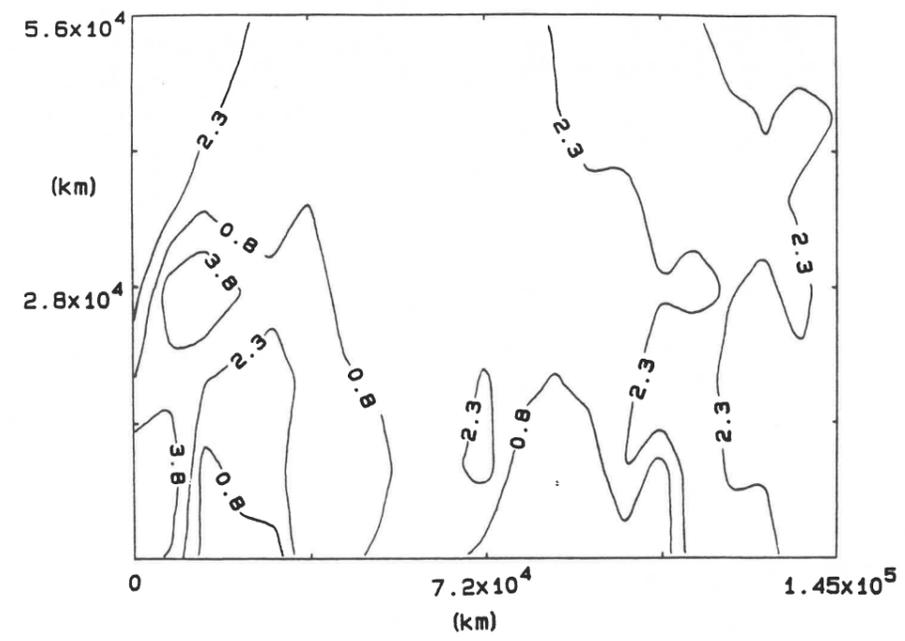
Observations

des protubérances solaires

(a):T



(b):N



Figures 1a et 1b

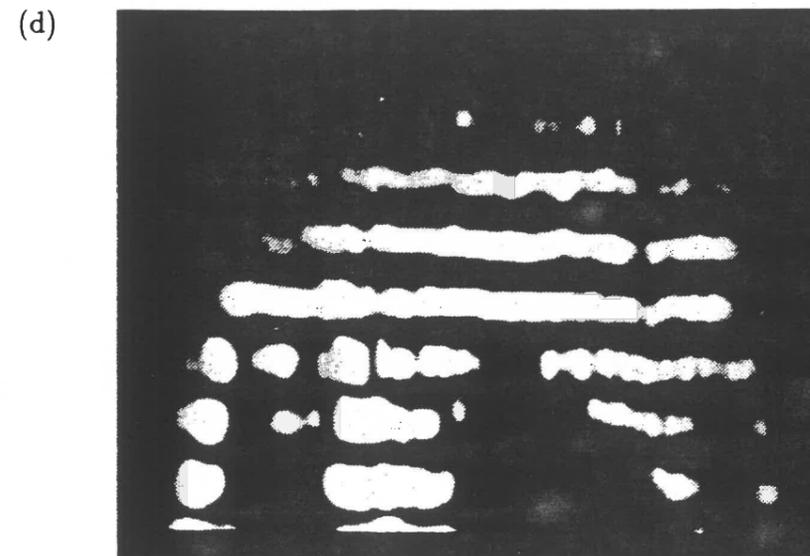
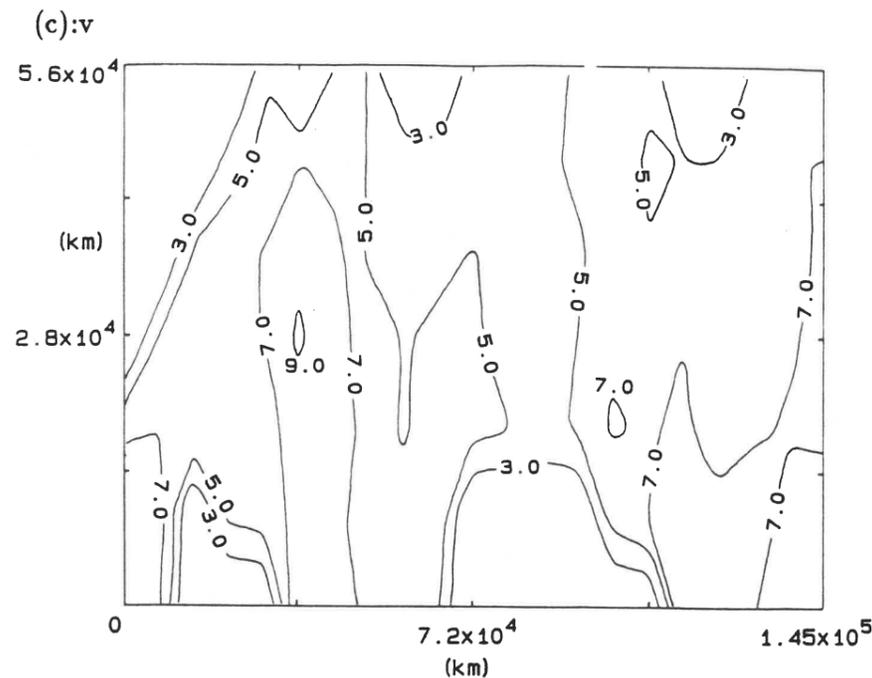
1 Revue des propriétés observées des protubérances

1.1 Généralités

La mesure des différents paramètres physiques des protubérances est fondamentale si l'on veut comprendre leur structure et leur évolution. Les principaux paramètres physiques sont: la température, la vitesse moyenne de turbulence, la densité, le degré d'ionisation, la répartition spatiale de la matière froide (structure fine), la vitesse du plasma, et le champ magnétique. Les mesures sont effectuées en analysant le spectre provenant des protubérances dans les domaines UV, visible et radio. L'interprétation des spectres nécessite la modélisation du transfert de rayonnement dans l'atmosphère solaire. Le problème étant complexe, de nombreuses hypothèses simplificatrices sont en général admises, en particulier une géométrie simplifiée, une température uniforme et un équilibre thermodynamique local. Cependant, de nombreux travaux ont été effectués ces dernières années pour traiter le transfert de rayonnement avec plus de raffinement: depuis le premier modèle de *Mihalas* (1978), de nombreux modèles hors-équilibre thermodynamique local ont été développés. Diverses géométries ont aussi été utilisées: une plaque de plasma froid par *Vial* (1982a), un modèle avec filets (modélisant la structure fine) par *Fontenla et Rovira* (1985) et *Morozhenko* (1987). *Zhang et Fang* (1987) ont introduit une température non uniforme pour interpréter la remontée à basse température de l'émission différentielle. Ces travaux, ainsi que de nombreux autres (voir les revues de *Hirayama* (1985), *Vial* (1986) et *Schmieder* (1988)) ont permis de cerner, en ordre de grandeur, les principaux paramètres des protubérances quiescentes.

1.2 Température, vitesse de turbulence

La température et la vitesse d'agitation turbulente peuvent être mesurées en comparant la largeur des raies de divers éléments. Les valeurs moyennes communément admises sont: une température de 7000 K et une vitesse moyenne d'agitation de 6 km.s^{-1} : *Vial* (1986). La répartition spatiale de ces grandeurs, dans le plan de la protubérance, est presque uniforme: figure 1, *Zhang et al* (1988). La faible variation est interprétée par ces auteurs comme pouvant provenir de la structure magnétique en arcade.



Figures 1 : Répartition des paramètres dans le plan d'une protubérance quiescente:

- a: de la température T,
- b: de la densité surfacique du nombre d'atomes d'hydrogène selon la ligne de visée N,
- c: de la microturbulence v.

Les isocontours sont labellés en utilisant l'échelle de 10^3 K pour (a), de $1.\text{km.s}^{-1}$ pour (b) et de $10^{19} \text{ kg.m}^{-2}$ pour (c). La figure (d) représente la photo du spectre de la protubérance en $H\alpha$, elle permet de localiser sa structure sur les trois figures précédentes. *Zhang et al* (1987).

La température moyenne mesurée est confirmée par les observations radios. Elle est bien interprétée par le modèle d'*Hirayama* (1985) pour un milieu optiquement mince, mais des températures plus faibles sont prédites pour un milieu optiquement épais (l'épaisseur optique est de l'ordre de 3 par exemple dans la raie $H\alpha$). La plus faible température compatible avec les mesures des raies de l'hélium est de 4300 K.

Si un consensus existe sur les valeurs moyennes de ces paramètres, leurs variations selon l'épaisseur de la protubérance ne font pas l'unanimité: elles dépendent fortement du modèle utilisé pour interpréter les observations; de plus, l'inhomogénéité des protubérances à petite échelle (1 Mm) et la variation temporelle contribuent à la diversité des résultats. *Hirayama* (1979), *Mariska et al* (1979) ont trouvé une température et une vitesse de turbulence qui croissent vers l'extérieur de la protubérance ($v \approx 10 \text{ km.s}^{-1}$ à $T = 2.10^4 \text{ K}$, et $v \approx 20 \text{ km.s}^{-1}$ à $T = 2.10^5 \text{ K}$ pour *Mariska et al*). Ces effets sont décrits par les modèles numériques de transfert hors ETL de *Heasley et Mihalas* (1976), et *Zhang et Fang* (1987). Cependant, les résultats observationnels récents de *Zhang et al* (1988), en accord avec ceux de *Mouradian et Leroy* (1977), ne montrent pas une telle croissance.

Pour la modélisation de la structure globale des protubérances, on retiendra la valeur moyenne des paramètres, bien que des données précises sur la variation spatiale soient nécessaires pour comprendre la structure fine des protubérances. Peut-on modéliser les protubérances en négligeant cette structure fine, ou est-ce un processus fondamental ?

1.3 Densité électronique

De nombreuses méthodes permettent d'avoir accès à la densité électronique; cependant, ce paramètre reste une quantité très mal connue: une dispersion d'une amplitude de 100 est présente dans les diverses mesures! Le rapport d'intensité de raies spectrales fournit une méthode largement utilisée: *Koutchmy et al* (1983) ainsi que *Stellmacher et al* (1986) utilisent la raie $H\beta$ et le continuum de Balmer, *Landman* (1985) observe les raies de métaux: Na I, S II et Ba II. Une autre méthode consiste à utiliser l'effet Stark sur les raies de Balmer: *Hirayama* (1985). Enfin, une méthode récente provient de l'effet Hanlé: *Bommier et al* (1986) analysent la polarisation de la lumière photosphérique diffusée par la protubérance. La polarisation du rayonnement reçu

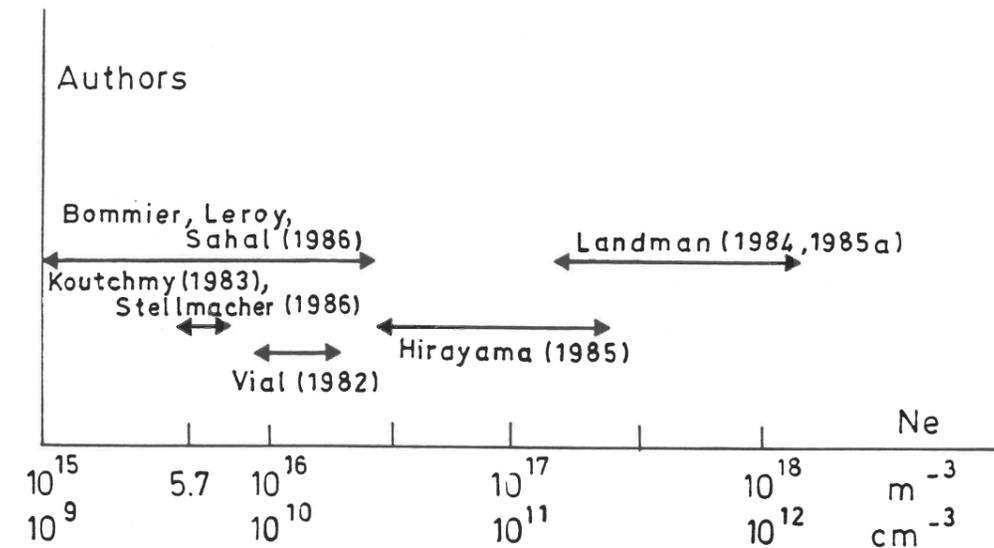


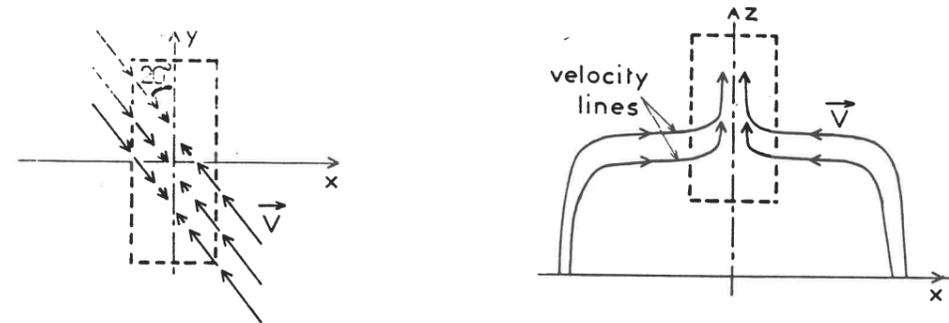
Figure 2 : Résumé des mesures de densité électronique obtenues par divers auteurs. *Schmieder* (1988).

dépend à la fois de la densité (dépolariation par collisions) et du champ magnétique (rotation de la polarisation).

Malgré de nombreux travaux, les mesures sont encore fortement dispersées: la figure 2 résume l'état actuel des connaissances. Plusieurs causes sont à l'origine de cette dispersion. La première est liée à la densité des protubérances solaires: les protubérances peu contrastées ont généralement une faible densité: $n_e \leq 10^{16} p.m^{-3}$, *Hirayama* (1985). Une deuxième cause est intrinsèque aux méthodes utilisées: les raies des divers éléments ne sont pas formées dans la même région de la protubérance, et la densité mesurée par les différentes méthodes correspond à des régions de température, et donc de densité, différentes. Enfin, une troisième cause de dispersion est liée à une erreur systématique introduite sur la mesure. *Hirayama* (1985) montre une dispersion atteignant parfois un facteur 10, pour l'étude d'une même région, selon la méthode utilisée.

1.4 Degré d'ionisation

Ce paramètre (représentant le rapport du nombre d'atomes d'hydrogène ionisés au nombre d'atomes d'hydrogène neutres) est aussi incertain que les mesures de densité électronique car il est mesuré avec les mêmes méthodes. *Landman* (1984) et *Hirayama* (1985) ont obtenu des degrés d'ionisation variant de 0.05 à 1., avec un accroissement vers l'extérieur de la protubérance. Cependant, *Vial* (1982b) donne des valeurs aussi élevées que 3! Ces divergences sont importantes pour la physique des protubérances. Avec des valeurs de densité électronique $n_e \approx 10^{16} p.m^{-3}$ et un degré d'ionisation $n_{HII}/n_{HI} = 1$, une température $T = 7000$ K, un champ magnétique $B \approx 10$ G, et un facteur de remplissage égal à 1, le β du plasma est égal à 10^{-3} alors qu'il approche, ou dépasse l'unité, avec les mesures de *Landman*. Dans ce dernier cas, la protubérance ne peut pas être supportée par le champ magnétique, et il est donc plausible que les fortes valeurs de densité ne correspondent qu'à une accumulation locale de masse (structure fine). La quantité de masse présente dans la protubérance est aussi liée aux processus de formation. *Saito et Tandberg-Hanssen* (1974) ont estimé que la quantité de matière présente dans une protubérance quiescente était bien supérieure à celle que pouvait fournir la région de la cavité coronale qui environne la protubérance. Un processus de siphon apportant la matière de la chromosphère devait donc être envisagé. Cependant, avec les faibles densités mesurées dans les grandes



Figures 3 : Circulation stationnaire de matière dans un filament actif. L'observation de l'évolution du champ de vitesses dans le filament (suivie du centre vers le bord du soleil) a permis de déduire la structure tridimensionnelle du champ de vitesses, mais sous l'hypothèse de stationnarité des mouvements. *Malherbe et al* (1983b).

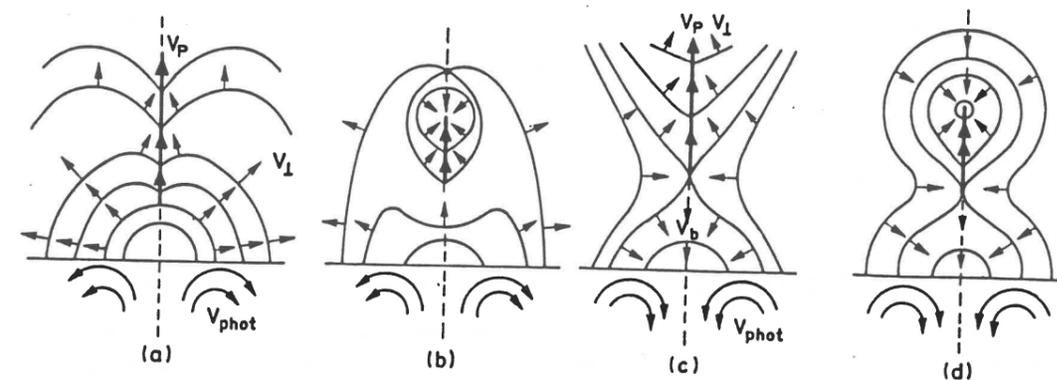
protubérances quiescentes par *Bommier et al* (1986) ou avec un facteur de remplissage faible, la matière des protubérances quiescentes peut provenir entièrement de la condensation de la matière coronale (la formation d'une cavité coronale résulte alors de la condensation de la protubérance).

1.5 Structure fine, taux de remplissage

Observées à une résolution spatiale inférieure à 1" d'arc, les protubérances apparaissent homogènes. Cependant, une importante structure fine apparaît, en général, lorsque nous les observons avec une plus grande résolution. La taille minimum observée est limitée par la turbulence atmosphérique ou par la résolution des instruments embarqués sur des satellites, qui est au minimum de 0.5" d'arc, soit 350 km sur le soleil. Les observations de *Dunn* (1960) et *Engvold* (1976), au limbe solaire, montrent de fins filets ou globules de matière froide, qui évoluent sur un temps de l'ordre de 8 minutes. La taille réelle des filets est cependant une grande inconnue, étant donnée la limitation en résolution spatiale. *Rabin* (1986) propose un modèle contenant 1000 filets dans une épaisseur de protubérance, en vue d'expliquer la forte émission de rayonnement liée aux faibles températures. Cela conduit à une structure fine d'une taille de l'ordre de 5 km! Dans ces conditions, le rapport du volume occupé par la matière froide sur le volume total de la protubérance (observé avec une basse résolution spatiale) est inconnu.

1.6 Mouvement dans les protubérances

L'analyse des déplacements de matière peut être effectuée au limbe solaire grâce à une série de photographies. Mais le suivi des brillances n'indique pas forcément un déplacement de matière, car ce dernier peut être dû à la variation de la fonction source du rayonnement lumineux. Une meilleure méthode utilise l'effet Doppler: elle est mise en application avec des spectrographes, en particulier le spectrographe à Double Passage Soustratif Multicanal de la tour solaire de Meudon et celui de la coupole-tourelle du Pic du Midi. On observe, en moyenne, des vitesses montantes dans les filaments de 0.5 à 1 $km.s^{-1}$ en $H\alpha$ et de 5 à 10 $km.s^{-1}$ en C_{IV} (*Schmieder*, 1988), les vitesses étant généralement plus faibles dans les filaments quiescents que dans ceux de plage. L'observation de l'évolution des vitesses dans un filament de plage durant la rotation solaire a permis d'avoir la structure tridimensionnelle du



Figures 4 : Modèles d'évolution à deux dimensions de la structure du champ magnétique.

Pour une configuration Normale (a et b) (respectivement Inverse (c et d)), des mouvements photosphériques divergents (respectivement convergents) sont nécessaires pour expliquer les mouvements ascensionnels observés dans les filaments. Les flèches représentent le champ de vitesses orthogonales aux lignes de champ. *Malherbe et al* (1983a).

champ de vitesses (avec l'hypothèse de stationnarité). Des vitesses horizontales importantes ($\approx 5 \text{ km.s}^{-1}$) sont détectées en $H\alpha$. S'effectuant selon les lignes de champ magnétique, ces déplacements sont faiblement inclinés sur l'axe de la protubérance ($\approx 20^\circ$): *Malherbe et al*, 1983b. Cette circulation de matière est schématisée par la figure 3. Elle a été modélisée par *Malherbe et Priest* (1983a) comme résultant des mouvements photosphériques convectifs: figure 4. Des mouvements divergents (respectivement: convergents) sont nécessaires dans les configurations Normales (respectivement: Inverses) pour expliquer les mouvements ascendants observés. Une modélisation simple de la condensation du plasma dans une telle structure magnétique évolutive a été proposée par *Malherbe et al* (1983c). Cependant, les configurations de champ magnétique utilisées sont bidimensionnelles avec l'hypothèse d'un champ coronal potentiel.

Les observations montrent une situation plus complexe: des mouvements descendants sont fréquemment observés dans les pieds des filaments (*Schmieder et al*, 1985). Les vitesses sont du même ordre de grandeur que les vitesses montantes, et un modèle "qualitatif" a été proposé: le filament est supposé être un tube de flux qui s'élève dans la couronne en se vidant de sa matière par les pieds du filament (qui correspondraient alors aussi aux régions d'ancrage des lignes de champ dans la photosphère). Cependant, un tel modèle reste hypothétique car la structure magnétique de l'ensemble de la protubérance, et particulièrement au niveau des pieds, reste très mal connue. Des mouvements de montée et de descente ($+6 \text{ km.s}^{-1}$ en $H\alpha$) sont aussi observés dans les pieds des protubérances, suggérant des mouvements dans des boucles de champ (*Kubota et Uesugi*, 1988).

Cependant, de nombreuses questions sur la dynamique des protubérances restent posées. Quelle est la dynamique d'une protubérance quiescente lorsqu'aucune phase d'activité n'est présente? Un apport de matière par les côtés de la protubérance et une lente montée de l'ensemble de la structure magnétique existent-ils comme pour les filaments de plage? Existe-t-il une relation entre la structure fine et le champ de vitesses? Ces questions seront abordées dans la communication C1, *Démoulin et al* (1986b) et l'article A1, *Simon et al* (1986a). Quelle est la dynamique du plasma lors d'une phase d'activité d'un filament quiescent? Quel est le moteur de cette activité? Comment s'effectue la disparition du filament? On étudiera l'activation d'un filament quiescent dans la communication C2, *Simon et al* (1986c) et l'article A3, *Simon et al* (1988a). A-t-on une dynamique comparable lors de la dis-

parition d'un filament de plage? Quel est le rôle de la structure magnétique de la région active dans ce phénomène? Comment évoluent les zones de transition chromosphère-couronne et protubérance-couronne pendant cette activation? Les articles A7 et A8 de *Schmieder et al* (1989c,d) décrivent l'activation d'un filament de plage localisé à la frontière d'un centre actif, dans une structure magnétique en spirale.

L'étude des oscillations dans les filaments a été l'objet de nombreuses recherches. Elle pourrait fournir de précieux renseignements sur les protubérances: d'une manière analogue à la sismologie, les fréquences de résonance dépendent de la densité du plasma, de l'intensité du champ magnétique ainsi que de sa configuration. Les oscillations sont fortement réduites par rapport à celles observées dans la chromosphère: *Engvold* (1981), *Schmieder* (1986) et *Malherbe et al* (1987a). Cependant, *Bashkirtsev et Mashnich* (1987) et *Balthazar et al* (1986) ont détecté des oscillations de grande période dans le champ magnétique (de 40 à 80 minutes). Ces oscillations peuvent correspondre aux fréquences de résonance des lignes de champ magnétique: *Tsubaki et al* (1987).

1.7 Champ magnétique

Le champ magnétique est certainement le paramètre le plus important des protubérances solaires, mais aussi le mieux connu. La dispersion des mesures reflète plus une réelle dispersion d'une protubérance à une autre que celle qui serait due aux instruments.

La mesure du champ magnétique a été effectuée par deux méthodes. La première est l'effet Zeeman: sous l'action d'un champ magnétique, les raies atomiques sont séparées (en trois composantes pour l'effet Zeeman "normal"). La mesure de la différence de longueur d'onde entre chaque composante est proportionnelle à la composante longitudinale du champ magnétique. La mesure du champ transverse résulte de l'intensité relative des composantes du triplet. Cependant, l'élargissement thermique des raies des protubérances limite fortement la visibilité du phénomène, et, dans la pratique, seule la composante longitudinale du champ magnétique est accessible. La deuxième méthode permettant de mesurer le champ est l'effet Hanlé. La diffusion, dans des raies de résonance, de la lumière photosphérique par le plasma protubérantiel, conduit à une polarisation partielle de la lumière,

parallèlement au limbe solaire. Le champ magnétique modifie cette polarisation par la précession de Larmor du dipôle magnétique (description classique). Cette modification de la polarisation ne permet la mesure du champ magnétique que si le temps de vie de l'état excité est de l'ordre du temps de précession de Larmor. La raie H_{β} est formée dans des conditions qui conviennent particulièrement aux protubérances solaires. Un traitement quantique complet a fait l'objet de travaux récents (Thèse de V. Bommier).

L'effet Zeeman permet de mesurer seulement la composante longitudinale du champ dans la photosphère (sur le disque solaire) et dans les protubérances (au limbe). L'effet Hanlé permet d'avoir le champ vectoriel mais seulement dans les protubérances vues au limbe au-dessus de 10^4 km. Les principaux résultats sont:

- les protubérances sont toujours situées le long des lignes neutres du champ photosphérique,
- le champ magnétique est horizontal et presque incliné sur l'axe des protubérances: l'angle moyen est de 25° entre le champ et l'axe de la protubérance,
- le champ est beaucoup plus homogène que les structures fines du plasma,
- le champ moyen est de 8 G dans les protubérances de grande latitude (qui sont de grande taille) et croît légèrement avec la hauteur avec une pente d'environ $0.5 \text{ G}/10 \text{ Mm}$; le champ moyen est plus élevé dans les protubérances de basse altitude: il est de l'ordre de 20 G,
- les deux types de configurations, Normale et Inverse, sont présentes sur le soleil, les premières étant à basse latitude (près des régions actives), les autres à haute latitude.

Ces résultats appellent quelques remarques. L'un des apports importants de l'effet Hanlé a été de prouver que des configurations Inverses existaient. Leur localisation près des pôles suggère un type particulier de protubérances: elles seraient formées par des mouvements de convection convergents. En revanche, les protubérances quiescentes de basse altitude sont de configuration Normale et sont formées entre les régions actives. L'effet Hanlé a donc permis de classer les protubérances quiescentes selon leur type de support, ce qui peut correspondre à des processus de formation différents, en revanche la configuration des protubérances de plage, de trop faible taille, est toujours ignorée. Une interprétation abusive, mais parfois utilisée, est d'extrapoler le résultat obtenu pour les protubérances quiescentes de faible latitude. L'évolution possible d'une partie des protubérances de plage en

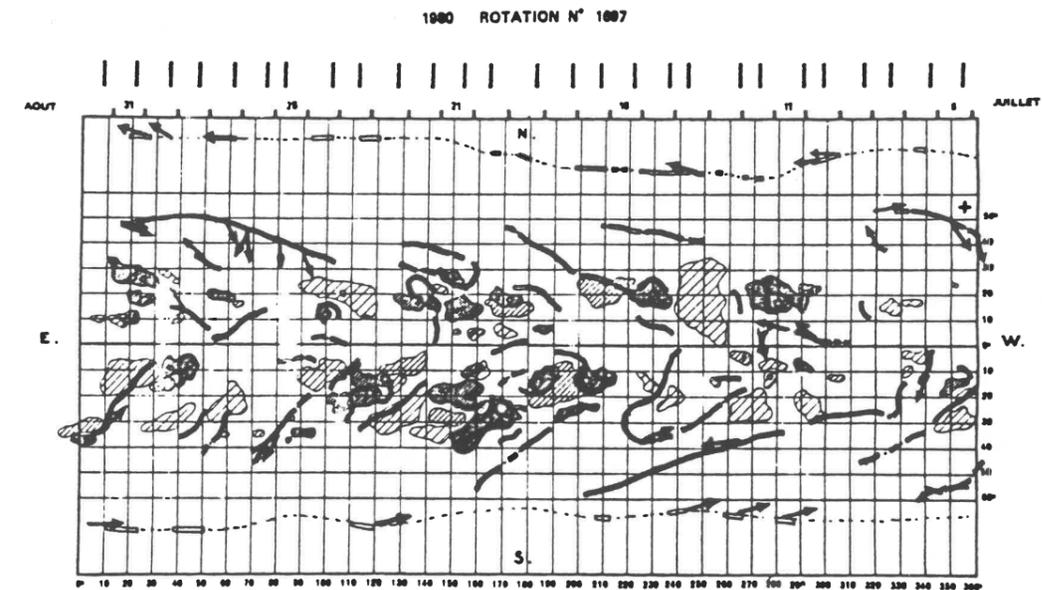


Figure 5 : Carte synoptique du soleil (observatoire de Meudon). La direction du champ magnétique observée dans quelques filaments est représentée par des flèches. Cette carte montre l'organisation d'ensemble du champ magnétique: la direction du champ dépend de la ligne neutre considérée (et de la phase du cycle). *Leroy et al* (1984).

protubérances quiescentes de basse latitude reste encore à prouver.

Un autre apport important de l'effet Hanlé est lié à l'homogénéité du champ magnétique dans les protubérances quiescentes: bien que l'on ne résolve pas les structures fines, la comparaison des résultats obtenus avec l'effet Hanlé à ceux obtenus avec l'effet Zeeman, permet de conclure que le champ magnétique est beaucoup plus homogène que la structure en filets du plasma froid. Cela est réalisé grâce à la forte non-linéarité de l'effet Hanlé: un champ moyen n'est pas équivalent à un champ moyenné contenant un champ faible à côté d'un champ fort. Cette uniformité du champ est en accord avec les faibles densités mesurées par *Leroy et al* (1987): le champ magnétique est faiblement distordu par la présence du plasma froid car le β du plasma est très inférieur à 1.

Bommier et al (1986) en ont apporté une preuve supplémentaire en affinant l'interprétation de leurs mesures: le champ n'est plus supposé uniforme dans l'épaisseur de la protubérance, mais les lignes de champ sont supposées former un "V" (non résolu par l'observation). Leurs résultats sont en accord avec une faible inclinaison des branches du "V" sur l'horizontale: 30° . Ainsi, la matière protubérantielle ne déformerait que peu la configuration magnétique. Un autre argument provient de la faible et lente variation temporelle du champ magnétique (*Tandberg-Hanssen et al* (1974)), alors que la structure fine du plasma change en environ 8 minutes (*Engvold* (1976)). Une protubérance se forme seulement lorsque la configuration magnétique est fortement cisailée au-dessus d'une ligne neutre; et cette configuration évolue peu au cours de l'existence de la protubérance, ce qui permet de penser que la structure magnétique est primordiale pour les protubérances. La norme du champ magnétique a cependant un rôle peu important, car des structures similaires de plasma protubérantielle sont observées pour des intensités de champ variant d'un facteur 10: *Leroy* (1988). En revanche, la géométrie du champ magnétique est de première importance: elle est liée aux mouvements de convection et au cycle solaire: *Leroy* (1985), figure 5.

Les mesures, grâce à l'effet Hanlé, sont effectuées au limbe solaire, alors que la plus grande partie de l'étude dynamique est faite en suivant l'évolution du filament en projection sur le disque solaire. Seules, les données des magnétogrammes de la photosphère sont accessibles et le champ magnétique doit alors être calculé par extrapolation de ce champ photosphérique, en supposant que la protubérance le déforme peu. Cela permet d'interpréter les vitesses observées dans cette configuration: article A8, *Schmieder et al* (1989a).

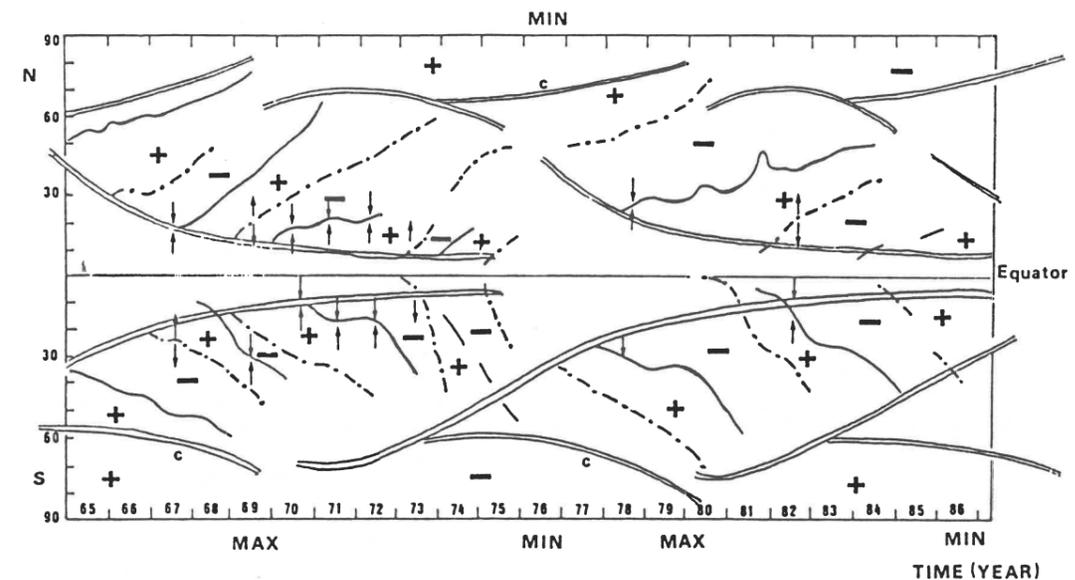


Figure 6 : Rouleaux de convection azimuthaux observés durant 20 ans. Le temps est porté en abscisse et la latitude en ordonnée. Les flèches représentent la migration de jeunes taches solaires. Les grandes régions magnétiques sont représentées par des '+' et des '-', les lignes neutres par des lignes continues ou pointillées. Les lignes neutres sont obtenues grâce au suivi des filaments. Les lignes continues doubles représentent le début des rouleaux. *Ribes et Laclare* (1988).

1.8 Evolution durant le cycle solaire

Le diagramme de Maunder, qui porte le nombre de taches solaires en fonction du temps, montre clairement la périodicité de l'activité solaire (de l'ordre de 11 ans). Elle est liée à l'évolution de la structure globale du champ magnétique solaire. Les protubérances sont des traceurs moins connus de cette activité: la migration des protubérances quiescentes vers les pôles pour former une ceinture polaire autour de chaque pôle en fin de cycle, et l'intense activité des protubérances de plage après le maximum du cycle en sont deux exemples. En suivant l'évolution temporelle de jeunes taches solaires, *Ribes et Laclare* (1988) ont mis en évidence l'existence de rouleaux de convection méridionaux qui évoluent au cours du cycle solaire. Ils apparaissent vers une latitude de 40° au début du cycle, une partie migre alors vers le pôle, l'autre vers l'équateur: figure 6. Les régions unipolaires du champ magnétique, délimitées par les lignes neutres, suivent ce mouvement d'ensemble. Les filaments permettent ainsi de suivre l'évolution de la convection solaire.

2 Résumé des articles

2.1 Dynamique des filaments solaires: VI étude des variations des vitesses, lors de la rotation solaire, dans les raies $H\alpha$ et C_{IV} , d'un filament quiescent: article A1.

L'observation d'un filament quiescent, grâce à la haute résolution spatiale obtenue à l'observatoire du Pic du Midi, montre que la structure fine, en projection sur le disque, est formée de fins filets, de diamètre moyen de 10^3 km et d'une longueur d'environ 10^4 km. Ces filets sont distribués en "éventail" au niveau des pieds, mais sont faiblement inclinés sur l'axe de la protubérance, entre les pieds. Ces structures ne sont plus résolues dès que la qualité des images n'est plus excellente.

La carte d'intensité dans la raie $H\alpha$ (formée à une température d'environ 7000 K) ne montre aucune structure particulière, même dans le corps du filament, et aucune corrélation avec la structure fine. Les vitesses observées dans le filament sont faibles, ce qui est expliqué par l'absence d'oscillations et d'activité. Les oscillations sont bien observées dans la chromosphère, mais sont réfléchies au sommet de cette dernière. Les données C_{IV} (observations spatiales avec l'instrument UVSP sur le satellite SMM) montrent des zones de vitesses montantes et de vitesses descendantes ($\pm 15 \text{ km.s}^{-1}$). La moyenne des vitesses est légèrement négative. Le suivi du filament pendant 6 jours permet d'obtenir la contribution relative des vitesses horizontales aux vitesses verticales (moyennant l'hypothèse de stationnarité): celle-ci est trouvée faible, de l'ordre de $1/3$ dans les deux raies. Cela semble en contradiction avec les études préalables sur les vitesses horizontales: *Malherbe et al* (1983b) ont trouvé d'importantes vitesses horizontales ($v \approx 5 \text{ km.s}^{-1}$), ce qui donne un rapport de l'ordre de 5 entre vitesses horizontales et verticales. Cependant, le filament qu'ils ont observé est de plage, alors que celui étudié dans cet article est quiescent. Une situation différente est donc présente, ce qui laisse supposer que la configuration magnétique et les processus physiques sont différents dans ces deux classes de protubérances.

L'observation au limbe solaire révèle une extension plus importante en C_{IV} ($h \approx 20 \text{ Mm}$) qu'en $H\alpha$ ($h \approx 13 \text{ Mm}$). La protubérance serait donc entourée de boucles chaudes, en accord avec les conclusions de *Poland et Tandberg-Hanssen* (1983). Une autre interprétation de ces observations, en accord avec une vitesse moyenne descendante en C_{IV} , est la condensation lente de plasma chaud. Ce plasma a pu être préalablement évaporé de la protubérance, ou de la chromosphère.

Cet article montre, en particulier, la difficulté de la mesure du champ de vitesses dans les objets aussi calmes que les protubérances quiescentes. Il fait ressortir, du point de vue dynamique, la différence existant entre filaments de plage et filaments quiescents.

2.2 Contraintes, déduites d'analyse dynamique, sur les modèles de filaments: communication C2

Cette communication compare les champs de vitesses observés dans un filament quiescent et un de plage. Ce dernier montre des structures bien

déterminées (mouvement montant dans le corps, descendant dans les pieds), contrairement au filament quiescent qui n'a pas de mouvement d'ensemble significatif. Pour le filament quiescent (respectivement de plage,) l'ordre de grandeur des vitesses observées est de 0.5 km.s^{-1} (respectivement $1-2 \text{ km.s}^{-1}$) en $H\alpha$ et 5 km.s^{-1} (respectivement $5-10 \text{ km.s}^{-1}$) en C_{IV} .

2.3 Aspects dynamiques d'un filament quiescent: article A3

Un filament quiescent a été suivi dans les raies $H\alpha$ (DPSM de Meudon) et C_{IV} (UVSP-SMM) pendant quelques jours: l'ensemble de la dynamique du filament présente les caractéristiques décrites précédemment. Des modifications de certaines sections du filament sont apparues: une étude détaillée de l'une d'elle est présentée. La carte des vitesses montre des cellules bien marquées à la fois montantes et descendantes, en accord dans les deux raies. La taille de ces cellules est de l'ordre de 10 Mm en longueur et elles évoluent en environ 5 minutes. Les vitesses typiques sont de 1 km.s^{-1} en $H\alpha$ et 5 km.s^{-1} en C_{IV} . Une importante microturbulence est présente dans cette région d'activité. L'absence de modification de l'intensité en C_{IV} montre que la matière de la protubérance n'est pas chauffée comme dans le cas des disparitions brusques thermiques. Deux solutions sont proposées: une instabilité de la structure magnétique engendrant des ondes le long du filament ou un mouvement de matière le long de lignes de champ magnétique torsadées. L'activation serait produite, dans ce dernier cas, par une lente montée de l'ensemble de la configuration magnétique de cette région. *Schmieder et al* (1985) ont développé ce mécanisme pour décrire la structure de vitesses d'un filament de plage. Cependant, le filament de plage était perturbé par la naissance d'un pore dans la photosphère d'un pied d'un filament, alors que, dans le présent cas, aucun changement magnétique photosphérique n'a été détecté avant l'activation. Les deux modèles permettent d'interpréter l'accroissement de la microturbulence, et une étude plus détaillée nécessiterait des observations de meilleure résolution spatiale. Ces mécanismes pourraient expliquer les disparitions dites "brusques" d'évolution lente (quelques jours).

2.4 Dynamique d'un filament localisé à la frontière d'un centre actif, siège d'un cisaillement du champ magnétique: communication C5 et article A8

La disparition d'une partie d'un filament actif a été suivie en Août 1985, grâce à des observations coordonnées en $H\alpha$ (MSDP de Meudon), en C_{IV} (observations spatiales avec l'instrument HRTS sur la navette Spacelab 2), et grâce à des magnétogrammes photosphériques (Meudon). Le filament est localisé au voisinage de la tache solaire. Des vitesses montantes sont observées dans la partie active du filament ($v_{H\alpha} \approx 2.5 \text{ km.s}^{-1}$ et $v_{C_{IV}} \approx 7.5 \text{ km.s}^{-1}$), alors que des vitesses descendantes moyennes sont observées dans des structures allongées voisines, inclinées d'environ 30° sur l'axe du filament ($v_{H\alpha} \approx -1, -2 \text{ km.s}^{-1}$ et $v_{C_{IV}} \approx -15 \text{ km.s}^{-1}$). L'intensité des raies C_{IV} est légèrement plus forte que la moyenne du champ à l'emplacement du filament, alors qu'une émission plus faible est observée à côté.

L'observation des spectres de haute résolution des raies du C_{IV} (50 m\AA) permet une interprétation plus détaillée. Ces spectres montrent la contribution de deux régions: la zone de transition couronne-chromosphère sous le filament, et la zone de transition filament-couronne. La première région correspond à de la matière à faible vitesse et à une luminosité intense. Cela explique que la raie soit en émission à l'emplacement du filament en C_{IV} : l'intensité lumineuse provient de la chromosphère surchauffée par l'effet de "serre" du filament. La deuxième région est de faible intensité, mais de grande vitesse. Ainsi, l'étude des spectres de haute résolution permet de conclure que les vitesses du plasma sont beaucoup plus élevées que les vitesses moyennes traditionnellement calculées. Ce sont des vitesses de l'ordre de 50 km.s^{-1} qui interviennent dans la disparition du filament. Le calcul du champ magnétique à partir des données des magnétogrammes permet de replacer ces mouvements dans la structure magnétique. Alors que la partie active de la protubérance disparaît en une dizaine de minutes, avec de fortes vitesses, la structure magnétique est peu changée sur une échelle de l'heure. Le champ est suffisamment intense pour être peu perturbé par le plasma. L'extrapolation étant "force free" linéaire, le cisaillement du champ peut être ajusté pour correspondre à la structure spatiale des fibres chromosphériques au voisinage de la tache. Une bonne corrélation entre la direction du champ magnétique et des fibrilles voisines du filament est alors obtenue, ce qui met en évidence le lien entre les deux phénomènes. Le filament est lo-

calisé au-dessus d'une ligne neutre du champ vertical photosphérique. Cette ligne neutre reste remarquablement localisée à la même position en fonction de l'altitude, comparée aux autres lignes neutres sans filament. De plus, le champ magnétique calculé est décroissant avec l'altitude dans l'ensemble de la région, excepté près du filament, pour une altitude inférieure à 10 Mm (typique de la hauteur du filament). Cela s'interprète par des lignes de champ qui forment un creux (pouvant retenir la matière froide du filament). Ce résultat est remarquable car aucun courant modélisant la protubérance n'a été introduit: cette configuration magnétique semble donc être antérieure à la formation du filament. De la matière dense peut alors se former au sommet des arches dans un puit du potentiel gravitationnel. En conclusion, cette observation permet de supposer qu'une configuration magnétique avec creux est nécessaire à la formation d'une protubérance. Pour cela, le cisaillement semble être un paramètre très important, l'intensité du champ est, en revanche, peu importante: elle varie de 10 à 60 G dans le filament observé.

3 Conclusion

L'observation des protubérances montre des structures, dominées par le champ magnétique, qui évoluent lentement. La formation et l'existence d'une protubérance ne peuvent être réalisées que dans quelques structures de champ magnétique bien particulières. Ces dernières possèdent en commun, la présence d'une ligne neutre au niveau photosphérique et une structure de champ magnétique fortement cisailée. Ces structures peuvent être complexes: l'effet Hanlé a montré que des configurations Inverses existent, particulièrement dans les grandes protubérances quiescentes. L'étude des mouvements de matière donne une vitesse lente de montée dans l'ensemble des protubérances. Cette vitesse est sûrement liée à l'évolution globale du champ magnétique (le plasma est gelé dans un champ voisin de l'horizontale dans les protubérances). Cette lente évolution est provoquée par la modification du champ photosphérique, conséquence de la convection solaire. Cette évolution est très importante pour comprendre l'activité solaire dans son ensemble, qui est liée à la création du champ magnétique.

Les travaux présentés se prolongent par l'étude de l'évolution temporelle de la région analysée dans l'article A8. De nombreuses données sont disponibles, permettant de suivre la naissance de la tache solaire, puis la formation et l'évolution du filament, suivie de la disparition de la tache et

de la transformation du filament de plage en un filament quiescent. La tache solaire apparaît en premier avec une configuration magnétique sans cisaillement. Cette dernière évolue à l'échelle de la dizaine de jours, et, lorsque la structure spirale est formée, un filament de plage apparaît. Une restructuration complète du champ magnétique a lieu lors de la disparition de la tache et le filament, après quelques phases d'activité, se développe tout autour de l'ancien centre d'activité. Cette région se révèle donc particulièrement instructive par la richesse des événements et la densité des observations. Une étude détaillée de la tache solaire, et particulièrement de l'effet Evershed, est aussi en cours.

Parallèlement à l'étude de l'évolution d'un filament de plage, celle de la formation d'un filament de haute latitude est aussi importante. L'étude nécessite une longue série d'observations coordonnées pendant plusieurs rotations solaires. En particulier, l'observation au sol devra être effectuée, parallèlement à l'observation en ultraviolet, grâce à un satellite (Soho). Cela n'a pas encore été possible car les satellites ont été pointés seulement sur les centres actifs. Cette étude devrait permettre de mieux comprendre le lien entre les rouleaux de convection géants et la formation de ces protubérances de haute latitude. Ces observations devraient notamment permettre de voir l'approche et la reconnexion de deux régions unipolaires (ou bipolaires). Les processus de reconnexion sont alors lents, et faciles à étudier. Cela pourrait apporter une vue nouvelle sur ces processus, étudiés actuellement uniquement dans les phases très actives des éruptions solaires.

Parallèlement à ces travaux d'observation de l'évolution des protubérances, d'importants progrès sont à faire dans la connaissance de la structure magnétique des protubérances. Ce n'est que relativement récemment que les mesures effectuées grâce à l'effet Hanlé, ont mis clairement en évidence l'existence des configurations Inverses. Cependant, la détermination du champ magnétique se limite trop souvent à celui existant dans les protubérances ou à la mesure du champ photosphérique. Ce manque de données observationnelles sera comblé par les mesures vectorielles réalisées grâce au télescope Thémis; cependant, la structure globale du champ magnétique nécessitera des extrapolations de ces mesures. Le chapitre suivant est en partie consacré au développement de ce problème. En particulier, la composante du champ parallèle à l'axe des protubérances est très importante, d'après les observations: elle devra donc être incorporée dans les modèles. De plus, si l'existence des pieds des protubérances est connue depuis fort longtemps, leur structure magnétique et leur lien avec la photosphère sont encore très énigmatiques!

4 Publications

- C2: CONSTRAINTS ON FILAMENT MODELS DEDUCED FROM DYNAMICAL ANALYSIS

G. Simon, B. Schmieder, P. Demoulin, and J.M. Malherbe
 Observatoire de Paris, Section de Meudon
 DASOP, F-92195 Meudon Cedex, France
 and
 A.I. Poland
 Laboratory for Astronomy and Solar Physics,
 NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md. USA

I. Introduction

The problems of prominence structure, support, and stability are of fundamental importance in understanding solar plasmas. The original theoretical work in this area was done by Kippenhahn and Schluter (1957), who theorized that prominence material was supported by a magnetic loop with a dip in the middle. A more recent model by Kuperus and Raadu (1973) envisions the prominence as being supported by an X type magnetic configuration with material condensing from coronal material. While there are several variations on these theories they represent the two basic concepts for prominences and both are treated basically as static, although the Kuperus and Raadu model could be extended to a dynamic concept.

The dynamic studies of prominences have been largely observational. Both upflows and downflows have been reported by various authors (see for example: Dunn, 1960; Engvold, 1976; Kubota, 1980; Martres et al., 1981; Malherbe et al., 1981 and 1983; Schmieder et al., 1985; Engvold et al., 1985; and Simon et al., 1986).

We present here the conclusions deduced from simultaneous observations obtained with the Ultra-Violet Spectrometer and Polarimeter (UVSP) on the Solar Maximum Mission satellite, and the Multichannel Subtractive Double Pass (MSPD) spectrographs at Meudon and Pic du Midi observatories. The observations were obtained in 1980 and 1984. All instruments have almost the same field of view and provide intensity and velocity maps at two temperatures (approximately 1×10^5 K for CIV with the UVSP, and 1×10^4 K for H α with the MSPD). The resolution is ~ 0.5 to $1.5''$ for H α and $3''$ for CIV. The high resolution and simultaneity of the two types of observations allow us to more accurately describe the flows in prominences as functions of temperature and position. The results put some constraints on the models and show that dynamical aspects must be taken into account.

II. Active Region Filaments

An active region filament, located in NOAA region 2697, was observed continuously on September 29 and 30, 1980 (see Schmieder et al., 1985). The filament was located near disk center appeared to consist of three extended, low lying loops limited by the footpoints marked A, B, C, and D in figure 1a. The filament lies along a neutral line of photospheric magnetic field, with the "footpoints" anchored in regions of enhanced positive magnetic field. The Dopplergrams obtained in H α and CIV (figure 1b and 1d) show that material in the filament between the "footpoints" is blueshifted while at the "footpoints" material is redshifted.

The measured values of velocity are presented in tables 1 and 2. We note that during seven hours of observation on September 29, a particularly high steady flow was observed at "footpoint" A. These types of motions seem to be

fairly typical of other motions observed in active region filaments.

Table 1 - Redshifts at the Footpoints (km/s)

Point	A	B	C	D
H α	-9 to -12	-1 to -3	-1 to -6	-3 to -6
CIV	-2 to -10	-2 to -8	0 to -2	

Table 2 - Blueshifts between the Footpoints (km/s)

	A-B	B-C	C-D
H α	2	1.5 to 3	0 to 2
CIV	5 to 10	5 to 10	10 to 25

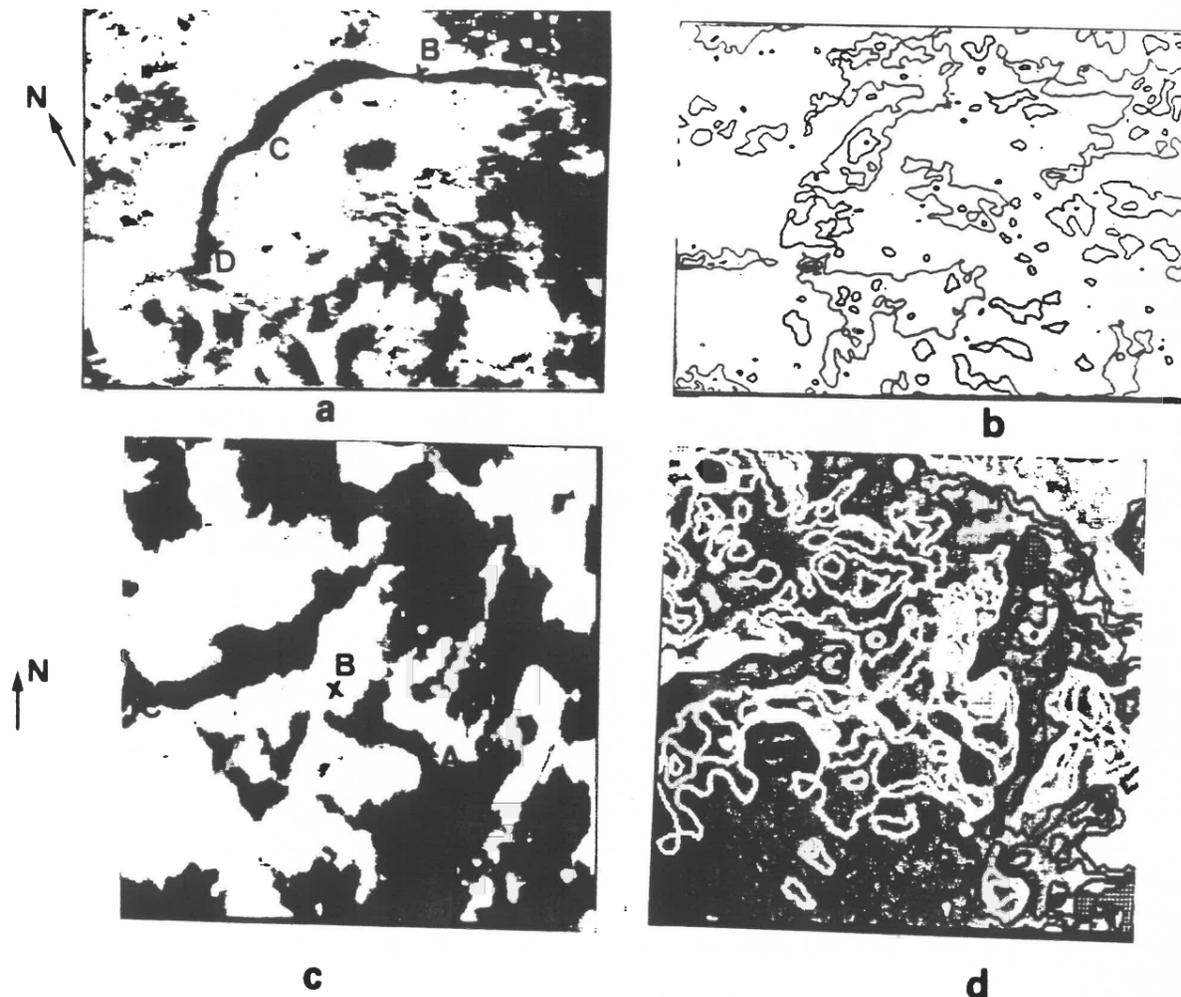


Figure 1. Intensity maps in H α (a) and in CIV(c) lines, Velocity maps in H α (b) and in CIV(d) of an active region filament (white contours correspond to red shifts)

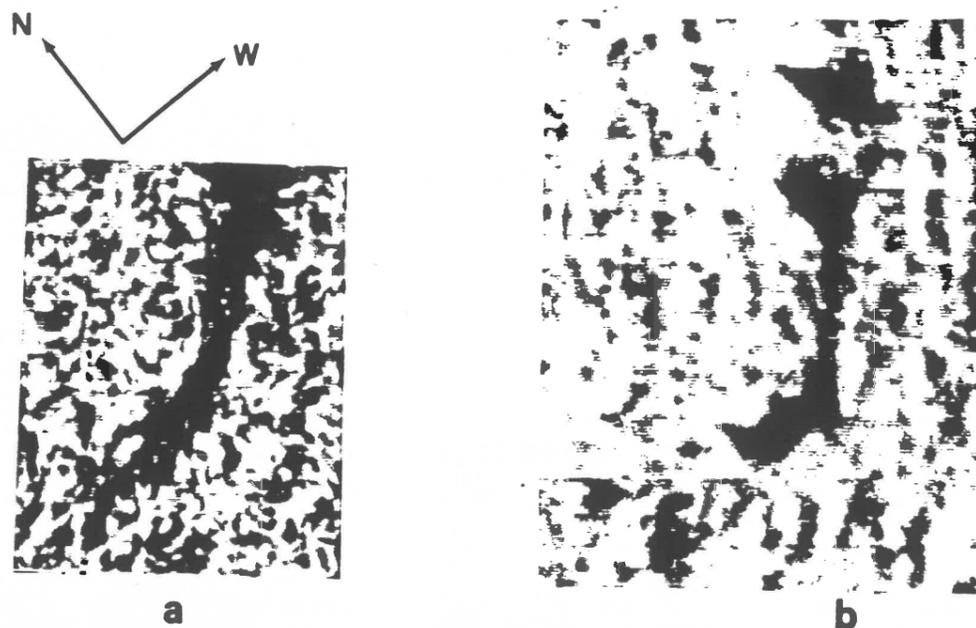


Figure 2: H α images of a quiescent filament on October 15 (a), and October 17, 1984 (b).

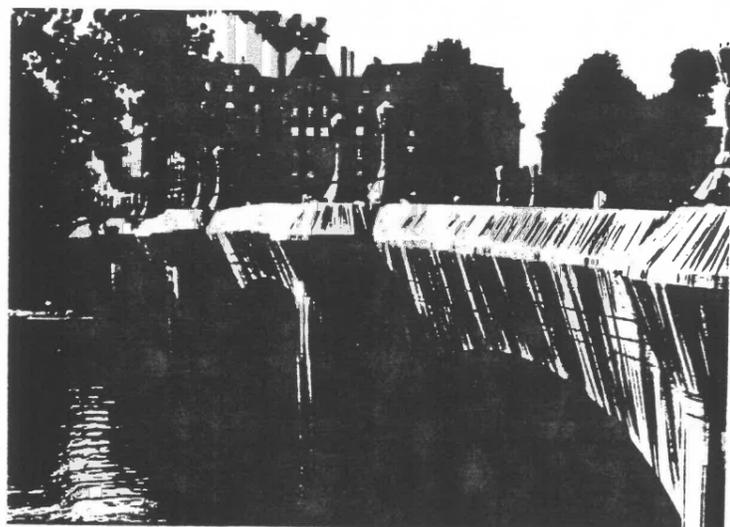


Figure 3: The Pont Neuf in Paris, wrapped by Cristo in June, 1985.

III. Quiescent Filament

Similar intensity and velocity measurements were made on a quiescent filament from October 15 through October 18, 1984. The objective of the study was to determine the three dimensional nature of the flows in H α and CIV using the center-to-limb perspective effects.

Observations in H α on October 17 (figure 2b) and later show a classical quiescent filament structure with footpoints connected by a large arch. This structure has an appearance similar to the Pont Neuf wrapped by Cristo (figure 3). The fine structure of the filament could be seen with the very good seeing available at Pic du Midi on October 15, 1984. This revealed that the large loops were actually composed of many small scale loops with typical radii of 1000km. These small scale loops seemed to be arranged in a cluster at the footpoints, and somewhat better aligned between them.

Velocity measurements showed that there was no coherent velocity pattern along the filament. The velocities in H α ranged from 2 to 5km/s on October 15 and were smaller on the other days. However, the reduced velocities are most likely due to the smearing effect from bad seeing. The comparison of H α and CIV velocities was also inconclusive.

A statistical study of the velocities in the field of view in and near the filament gives an idea of the structure of the velocity. The standard deviations of the velocities in the filament are compared to the whole field of view (2'x2') as functions of time. These are presented in figure 4 for several different satellite orbits over several days. Near disk center the values are greater in the filament than in the mean transition region around it, while the opposite situation occurs near the limb (see figure 5), although both values decrease. Measurements of the Doppler broadening of the line show the same effect, which indicates that the large scale (>3") and the small scale (<3") velocity structure have the same behavior. From these measurements we deduce that the vertical velocities are greater than the horizontal ones by a factor of 3 in the filament and 2.5 outside (Simon et al., 1986).

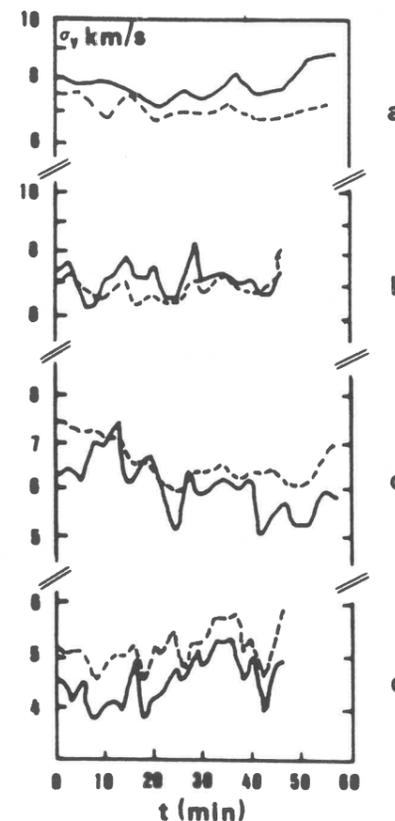


Figure 4. Velocity standard deviation calculated for each frame during the SMM orbit, on October 15, 16, 17, and 18, 1984 (resp. a,b,c, and d). solid lines are for the filament area data and the dashed ones for the 2'x2' area dat.

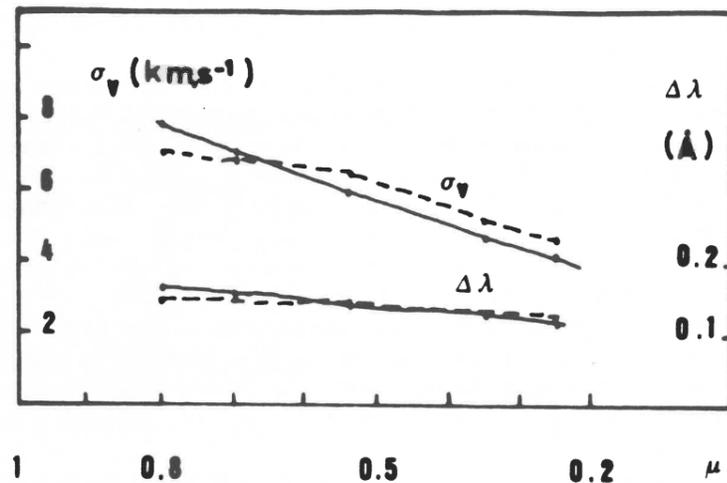


Figure 5. Variation of the velocity standard deviations (σ_v) and of the Doppler linewidth ($\Delta\lambda$) of the CIV line versus μ .

IV. Conclusion

The observations of the active region filament pointed out a reasonable model for this type of prominence. The downward velocity at the footpoints with the upward velocity between suggests a model with a long magnetic flux rope with material slowly draining out at the footpoints. As the total mass in the loop decreases it allows the central part to rise. The problem with this model is that the small pressure scale height should make the prominence drain much more rapidly than is observed.

The quiescent filament observations do not seem to provide any insight into the validity of either the Kippenhahn-Schluter or Kuperus-Raadu models for prominences. The observations seem to indicate that there are no really significant flows, and the structure consists of many small scale loops. Time observations seem to indicate that dynamic models may be more appropriate for describing prominences. Although a dynamic model has been presented by Poland and Mariska (1986), the time scales indicated by the calculations seem to be too long for the observations.

References

- Dunn, R.B., 1960, Thesis Harvard University AFCRL 65-398.
- Engvold, O., 1976, Solar Phys. 49, 283.
- Engvold, O., Tandberg-Hanssen, E., and Reichmann, E., 1985, Solar Phys. 96, 36.
- Kippenhahn, R., and Schluter, A., 1957, Z. Astrophys. 43, 36.
- Kubota, O., 1980, Proceedings of the Japan-France Seminar on Solar Physics, Moriyama and Henoux Ed., 178
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., and Mein, P., 1981, Astron. Astrophys. 102,

- 124.
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E. and Mein, P., 1983, Astron Astrophys. 119, 197.
- Martres, M.J., Mein, P., Schmieder, B., and Soru-Escout, I., 1981, Solar Phys. 69, 301.
- Poland, A.I., and Mariska, J.T., 1986, Solar Phys. (in press).
- Raadu, M., and Kuperus, M., 1973, Solar Phys. 28, 77.
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Poland, A.I., and Simon, G., 1985, Astron. Astrophys. 153, 64.
- Simon, G., Schmieder, B., Demoulin, P., and Poland, A.I., 1986, Astron. Astrophys. (in press).

- A1:

Dynamics of solar filaments

VI. Center-to-limb study of H α and C IV velocities in a quiescent filament

G. Simon¹, B. Schmieder¹, P. Démoulin¹, and A.I. Poland²¹ DASOP, U.A. 326, Observatoire de Paris, Section de Meudon, F-92195 Meudon Cedex, France² Laboratory for Astronomy and Solar Physics, NASA/Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

Received February 14, accepted March 24, 1986

Summary. We have observed the rotation of a stable quiescent filament from near disk center to the limb. Observations of intensity and velocity were made in H α and C IV, and compared with magnetic field measurements. From the H α observations we conclude that the filament is made up of many small scale magnetic features that are not coherently aligned along the neutral line. They are especially convoluted at the apparent "footpoints". The measured velocities are of the order of a few kilometers per second in both lines. However, the comparison of the standard deviations of the C IV velocities in and out of the filament as it rotates toward the limb shows that the vertical velocities in the filament are greater than the horizontal velocities. Measurements of velocity do not allow one to distinguish between the "Raadu-Kuperus" or "Kippenhahn-Schluter" models for prominences because neither theory is adequately developed for this comparison. However, the observation of the many fine loops brings into question the correctness of either model.

Key words: Sun: chromosphere – Sun: prominences

1. Introduction

In earlier papers of this series we studied the mass motions in filaments. We deduced from H α center to limb observations (Malherbe et al., 1983a, b, Papers I and II) a dynamic model for a filament with steady upflow inside the filament and horizontal motions along the filament. In Schmieder et al. (1984, Paper III) we correlated C IV and H α filament observations at disk center, and found a persistent upflow in both lines. These velocity measurements can also be compared with similar observations presented in a paper by Engvold et al. (1985).

Athay et al. (1985) correlated C IV Dopplergrams with H α filtergrams and found C IV velocity shears along neutral lines. From these they deduced the existence of converging or diverging flows in active regions where filaments form. These converging and diverging flows had previously been suggested by Schmieder et al. (1983b) to explain observed upflows in a filament in the context of the Raadu and Kuperus (1973) model.

In the present paper we study the morphological structure and dynamic behavior of a quiescent filament observed in H α and C IV

from center to limb. High resolution observations in H α show that the filament was composed of many fine threads which are not aligned along the filament's long axis (Démoulin et al., 1986). Velocities measured in both the H α and C IV lines show no particular preferred direction along or perpendicular to the filament. This is contrary to the usual concept of a filament's consisting of well aligned flux tubes. We shall discuss implications of this result below.

2. Observations

2.1. The instruments

We obtained H α observations of a prominence between October 15 and 20, 1984 with the Multichannel Subtractive Double Pass Spectrograph (MSDP) operating on the Solar Spectrograph at observatoire du Pic-du-Midi (Mein, 1984). The data processing is similar to that used with the Meudon instrument (Mein, 1977). The MSDP simultaneously obtains 9 images of an elementary 30" \times 4' field of view with a resolution of ".5, and steps through the H α profile at 9 different wavelengths, 0.266 Å apart, using a 0.085 Å wide slit. The high performance of this instrument yields a contiguous 30" \times 4' field of view every thirty seconds. Thus, a final map 4' \times 5'.5 in size is built up from several elementary images. From the observations we construct maps of intensity fluctuations and doppler shifts, using the 9 point line profiles (see Schmieder et al., 1985, Paper IV).

During the Solar Maximum Mission second run of observations, after April 1984, denoted by SMM2, we obtained simultaneous observations of the same filament in C IV with the Ultraviolet Spectrometer and Polarimeter (UVSP) (Woodgate et al., 1980) as was observed with the MSDP. In C IV a Dopplergram and an intensity map were obtained in 11 min in a field of view 4' \times 4', by using 2 slits located ± 0.1 Å from the center of the C IV, 1548 Å line. Subtracting the two channels yields a Dopplergram while adding yields an intensity map. For better calibration of the observations we followed the large scale images with "Double" Dopplergrams (see Simon et al., 1982) using a reduced (2' \times 2') field of view with a time step of 2 min and spatial resolution of 3" \times 3". We used Spectroheliograms taken daily at Meudon for the superposition of the fields-of-view, and the magnetic configuration was determined from a Kitt Peak magnetogram obtained on Oct. 16.

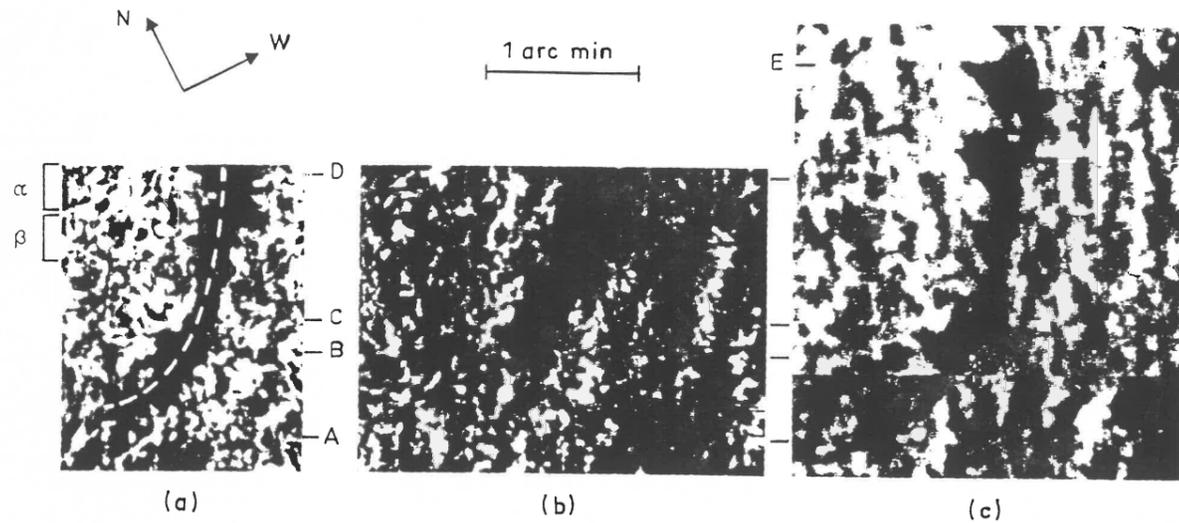


Fig. 1a-c. H α images of the sun showing the filament on October 15 (a), 16 (b), and 17 (c), 1984. The line F on (a) shows the filament axis used for calculations. Points marked A, B, C, and D are the "footpoints" of the filament. The brackets α and β indicate the position of the images on Fig. 2 (resp. a and b)

Table 1. Filament observations

Day	MSDP Pic du Midi	Coordinates of fil. center	C IV SDD, 4' x 4'	C IV DDD, 2' x 2'	μ	Coordinates of C IV field of view center
10/15/84	9:15	20S 34W	17:06 18:34 20:09 21:43	18:40 12 images	0.8	18.8S 32W
10/16/84	9:14	20S 47W	2:26 4:01 8:23	4:10 24 images	0.7	18.8 37.6
10/17/84	12:09	60W	9:54 11:29 12:01 14:38	10:00 24 images	0.544	18.7 53.5
10/18/84		73W	9:30 11:05 18:57	9:40 24 images 19:04-30 14 images	0.35	15.5 66
10/19/84		83W	9:14-53	24 images	0.226	17.4 74.5
10/20/84	9:16	100W	16:38	16:38 4 images	0.226	17.4 74.5

2.2. The filament

H α observations of a typical faint quiescent filament were obtained between Oct. 15 and Oct 20, 1984. Several of these images are presented in Fig. 1 and the filament's coordinates are presented in Table 1. The observations were generally on the order of 1". However, on October 15 the seeing allowed a higher resolution, on the order of 0.5". This high resolution and the relatively faint nature of the filament allowed us to see that it was primarily composed of many separate small scale loops. This can be seen in Fig. 2 and was discussed in detail by Demoulin et al. (1986) who deduced statistical sizes of 10³ km for the thickness and 10⁴ km for the

length of the threads which formed the filament seen in this image. The darkest parts of the filament, labeled A, B, C, and D in Fig. 1, are usually associated with what we call the feet of the quiescent prominence. They coincide with the locations where many small loops appear in a not well aligned pattern. This can be seen in Fig. 2a for the point labelled D in Fig. 1a. Even between the footpoints, which we usually define as the tops of prominence loops, the structures do not extend over long distances. This can be seen in Fig. 2b and corresponds to the region between D and C in Fig. 1a. Thus we see that the filament is actually composed of many small scale loops which at the footpoints are not well aligned but may be somewhat better aligned between the footpoints.

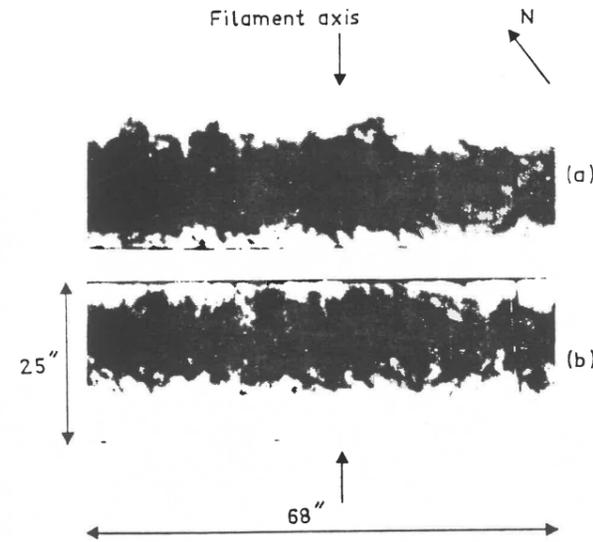


Fig. 2a and b. Two high resolution images showing the fine structure of the filament in H α for October 15, 1984. Each image shows only one of the line channels for each location. a Shows the region near footpoint D. b Shows the region between footpoints C and D

The C IV observations are not sufficient resolution to show the small scale structure discussed above. However, a comparison between H α and C IV can contribute to our understanding of the thermal structure of prominence loops. In Fig. 3 we present the intensity of C IV in the region of the filament for two of the days discussed above. We have drawn a contour on the images to show the position of the filament as seen in H α . On Oct 15, when the filament was closer to central meridian passage, the footpoints appeared somewhat darker than the surroundings and the regions between the footpoints were about the same as the surroundings. When it was closer to the limb, on Oct 18, the footpoints appeared more clearly. However, the regions between the footpoints, C and D especially, were not clearly delineated. We interpret this difference as indicating either that the transition regions at the top of the loops are so thin that we see the transition region below the loops, or that the tops of the loops are hotter than the foot points. Another effect that may affect the visibility of the filament in C IV is that the line is known to be narrower than in the transition region outside. However, the filament signature may appear in a statistical study, as it does with the standard deviation of the velocity, discussed in the next section.

An examination of the limb images in H α and C IV on Oct 20 indicated that regions enhanced in H α were not necessarily the same as those enhanced in C IV. The resolution of the limb H α

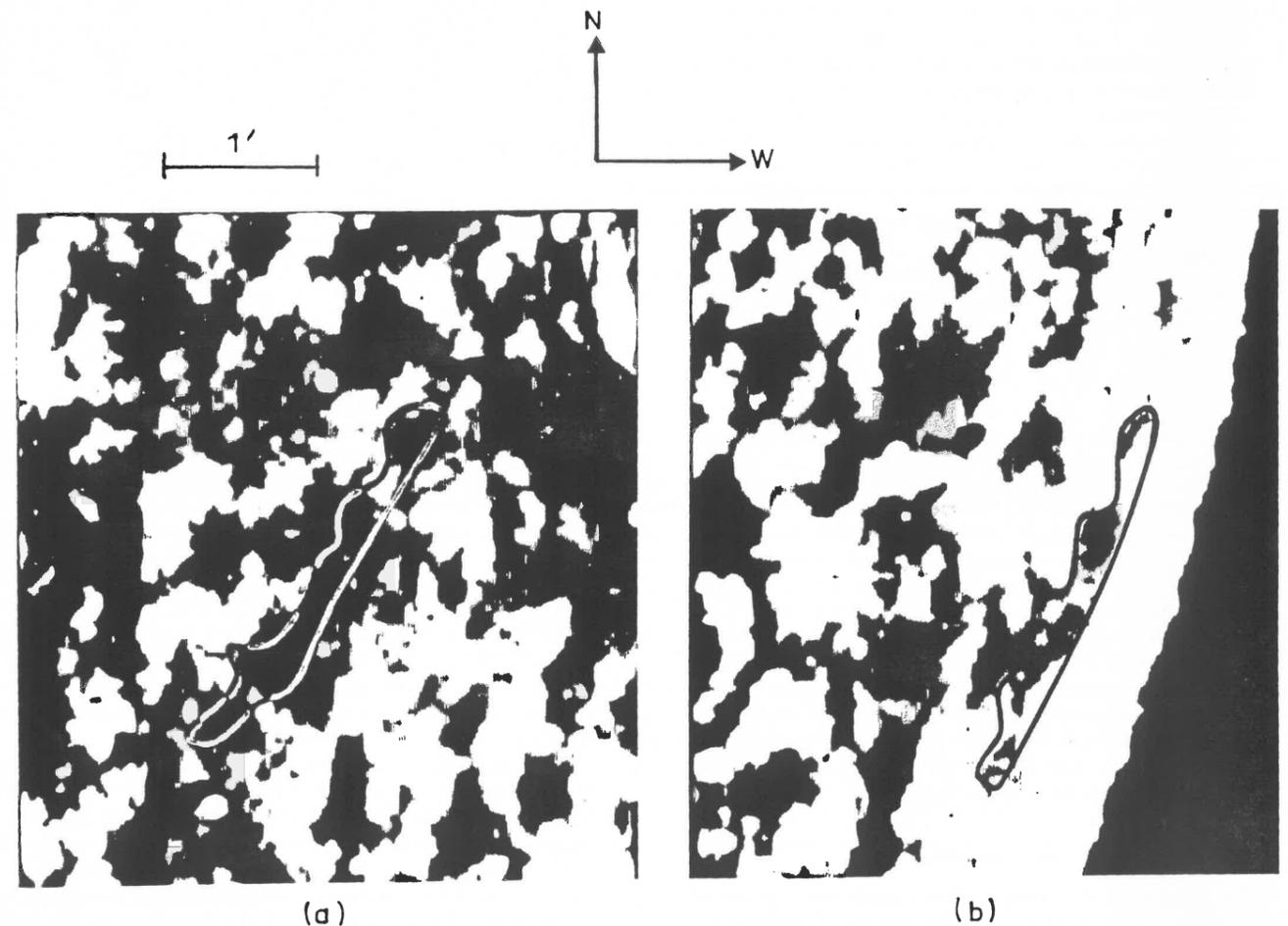


Fig. 3a and b. Intensity map in C IV with the approximate H α filament boundary superposed. a October 15, b October 18

images was not as good as the disk images so a study of loop structures was not possible. However, it is clear from tracings across the prominence that the change in brightness with height in C IV is less than that in H α . The C IV prominence extends to approximately 20,000 km while the H α prominence extends only to 13,000 km. This could be due to the fact that the scale heights are larger in C IV than in H α or that the C IV and H α loops are separate (Poland and Tandberg-Hanssen, 1983) with the C IV loops reaching higher into the corona. It is not likely that the scale heights are the main factors since they are intrinsically small at these temperatures.

3. Measurement comparisons

In attempting to better understand the structure of prominences, the origin of prominence material, the reason for their existence, and the relation between cool and hot material, we have examined the brightness and velocity fields in H α and C IV, and the photospheric magnetic field in and near the filament.

This analysis requires the detailed registration of three different sets of data, viz. MSDP H α Dopplergrams, UVSP C IV Dopplergrams, and Kitt Peak magnetograms. In addition, Meudon H α spectroheliograms and the H α intensity maps must be registered, which is easily accomplished by superposing the images of the filament as seen in these two types of observations. When the Dopplergram times differ from the spectroheliogram times by more than about one hour, we project the spectroheliogram forward or backward in time to correspond to the Dopplergram by applying a standard relation for solar differential rotation. Using this procedure, the coordinates of the filament are well determined. These images are then aligned with the C IV Dopplergrams (magnified to the same scale) using the absolute pointing coordinates transformed to heliographic coordinates. In Table 1 we present the times of each observation and the coordinates of the center of each field of view.

Once the images were aligned we performed a cross-correlation coefficient calculation between H α and C IV intensity maps over a 3' x 3' field of view in the vicinity of the filament. The correlation was found to be significantly lower, around 0.1, than the values found in active regions, around 0.35 (Schmieder, 1984, Paper III).

3.1. Large scale velocity patterns

We next examined the H α and C IV velocity field maps for possible large scale patterns as discussed by Athay et al. (1985) in his study of active region filament. The velocity maps in H α , covering a field of 3' x 3', showed no particular velocity structure in the field of view. However, the magnitude of scatter is reduced in the region of the filament due to the absence of oscillations in the filament (Malherbe et al., 1981). Similar measurements for C IV are shown in Fig. 4 where we present the velocities for Oct 15 with an outline of the H α filament drawn on the C IV velocity map. There seems to be a more coherent velocity pattern in and near the filament with a principally downward velocity in the filament, i.e. redshifts, and blueshifts near, but outside the filament. We note that these velocity patterns are small in magnitude.

3.2. Measurements along the filament axis

In order to study velocity effects inside the filament we have defined a curve, F, on Fig. 1 as the location of the filament, and we used this curve to compare the intensity and velocity along the

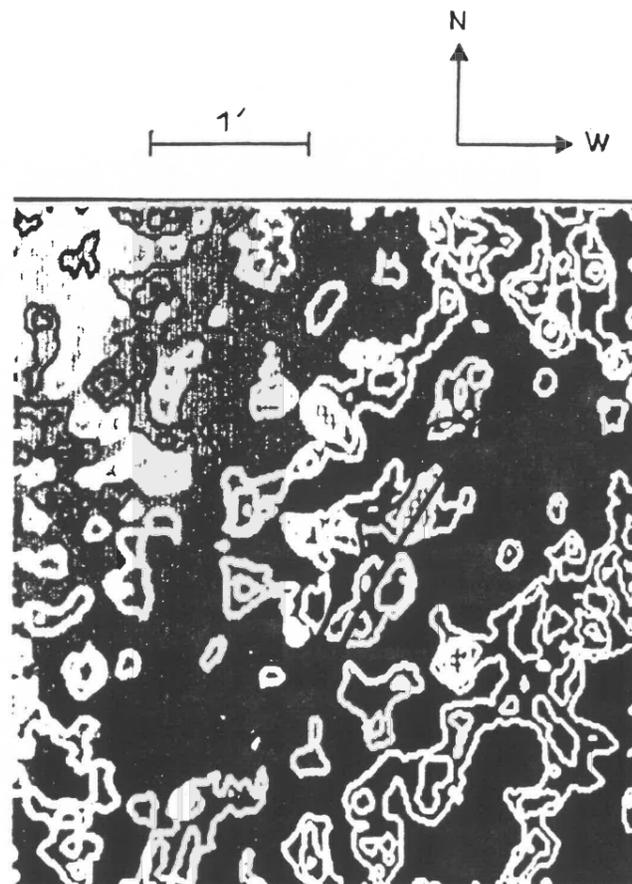


Fig. 4. Velocity contours in C IV of the filament region on October 15, 1984. The H α filament outline is drawn on the map

filament, as well as on each side of it. In Fig. 5 we present intensity and velocity profiles in a cross-section along the filament 4" wide in H α and 6" wide in C IV. In H α we see no correlation of v with I but we did notice that the scatter of v is less inside the filament than outside. We also noticed that the region between C and D may be a little more blue shifted and the region near A is more red shifted. The range of velocities in the H α line are almost always less than 5 km s⁻¹ on October 15, and 2 km s⁻¹ or less on the 17th and 18th. The lower velocities on these dates are attributed to the poorer seeing. The C IV trace shows the same behavior seen on the large scale velocity map with mostly a red shift between C and E, and mostly blue with some red shifts between A and C. The magnitude of the range of velocities in C IV (± 15 km s⁻¹) is larger than H α . A similar trace along the filament axis for the magnetic field is also shown in Fig. 5. This seems to show that the magnetic field (negative polarity) is stronger near the footpoints than between them.

If there had been a non-zero coherent horizontal velocity much greater than the vertical one in the filament, the solar rotation between the 15th and 18th would have introduced an increase in velocity by a factor of 2.3. The poor seeing in H α on the 17th and 18th made a study of this effect unreliable. However, there was no seeing problem for a center to limb study in C IV. Examination of curves such as those presented in Fig. 5 showed no evident effect. However, we calculated an average for each day along the filament

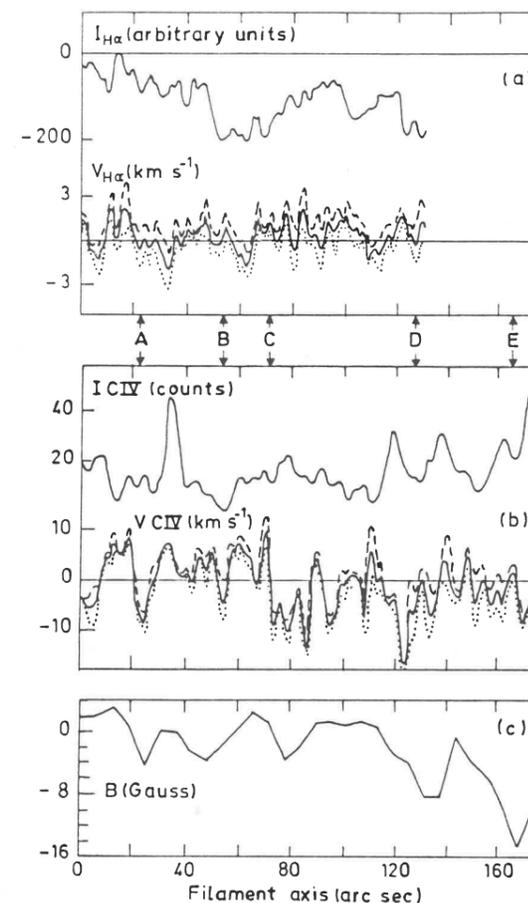


Fig. 5a-c. Comparison of a) $I_{H\alpha}$, $V_{H\alpha}$, b) I_{CIV} , V_{CIV} , and c) magnetic field along the line F drawn on Fig. 1a for October 15

including 12" on either side. The results of this calculation are shown in Table 2 column 6. There is an obvious decrease from center to limb. Since this change was in the opposite direction to what one would expect for horizontal velocities, we conclude that there was no measurable horizontal velocity field in or close to the filament perpendicular to its axis.

In order to understand the significance of the changes, from center to limb, of velocity patterns observed in C IV in and near the

filament we have studied them in a more quantitative manner. In particular, we have calculated the standard deviations of the velocities and the dopplerwidths. The standard deviation indicates whether the large-scale (i.e. > 3") velocity is homogeneous or not, while the Dopplerwidth, which fluctuates primarily with turbulence, gives information on the small scale (i.e. < 3") velocity.

We present in Fig. 6 scans perpendicular to the filament with the results averaged over the whole filament length for the data from October 15. Note that the velocity in the filament (defined as the area of minimum intensity) is slightly up on one side and down on the other. This is in agreement with the observations of Engvold et al. (1984). The Figure also shows that at the location of the filament the Dopplerwidth is slightly larger and the standard deviation of the velocity is largest. Similar data from October 18 show that the standard deviation of the velocity is lower in the filament than outside.

We have also calculated the standard deviation and the Dopplerwidth over an area along the filament, curve F, including a strip 12" wide on either side and compared these values with those obtained when averaging over the whole field of view. The mean values (σ_v) for each observation are reported in Table 2. From these calculations we find a similar behavior in the values of the standard deviations and the Dopplerwidth in the filament strip and in the whole field of view, viz.: a) The values decrease as the filament rotates toward the limb, and; b) The values are greater in the filament than in the mean transition region near disk center, and smaller in the filament than in the mean transition region near the limb.

This result indicates that the fine and the coarse structures have a similar behavior, namely the velocities must be primarily vertical. We can give a rough estimation of the ratio between the vertical velocity V_v and the horizontal velocity V_h using the relation:

$$V_r = V_v \cos \theta + V_h \sin \theta.$$

θ being the position angle of the filament on the disk (in Table 1 $\mu = \cos \theta$) and V_r the radial velocity. Using the ratio R between the radial velocity measured on two different days we deduce the ratio between V_v and V_h . From the standard deviations presented in Table 2 we calculate R between October 15 and 18. We obtain $R = 7.9/4.3 = 1.8$ in the filament region and $R = 7.1/4.8 = 1.5$ in the whole region. We deduce that $V_v = 3 \cdot V_h$ in the filament and $V_v = 2.5 V_h$ in the whole region, indicating that vertical velocities are larger in the filament than outside. This effect may be the signature of the prominence plasma, that is not obvious on examination of the C IV spectroheliograms. However, it should be

Table 2. Standard deviation and Doppler width

Day	$\sigma_{v_{fil}}$	$\sigma_{v_{2' \times 2'}}$	$\Delta \lambda_{D_{fil}}$	$\Delta \lambda_{D_{2' \times 2'}}$	$\langle V \rangle_{t,x,y}$
10/15/84 18:40 UT	7.9 km s ⁻¹	7.1 km s ⁻¹	0.17 Å	0.15 Å	-4 km s ⁻¹
10/16/84 02:26 UT	7.14	6.9	0.157	0.15	-4
10/17/84 10:00 UT	6	6.6	0.148	0.145	-2
10/18/84 09:40 UT	4.6	5.2	0.125	0.13	-1
10/18/84 19:04 UT	4.3	4.8	0.117	0.123	

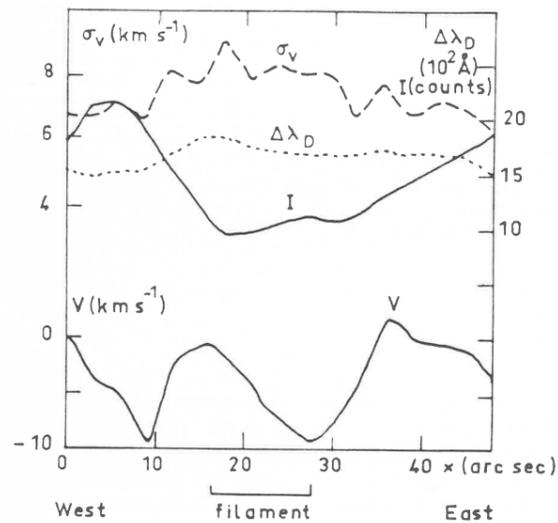


Fig. 6. Graphs of intensity (I), standard deviation of velocity (σ_v), Doppler width ($\Delta\lambda_D$), and velocity (V) for the averages of all scans in C IV perpendicular to the filament axis on October 15, 1984.

noted that the horizontal velocities near the limb will be reduced due to the averaging made along the line of sight if the filament is made up of several thin threads each with its own transition region sheath.

At this point, it appears interesting to compare these results with those previously published by Mein et al. (1984b). From SMM first run of observations in 1980 (SMM1), they found that the C IV velocity standard deviation in active regions was of the order of 8 km s^{-1} and constant from center to limb. This shows that vertical and horizontal velocities were of the same order of magnitude. They suggested that the atmosphere consisted of magnetic tubes closing below or in the transition region. The structure inferred from the 1984 data is that flux tubes close over the transition region. This seems to support the idea that the structures are more "open" during solar minimum than during solar maximum.

4. Discussion and conclusions

The observations of 15–20 October 1984 suggest that the quiescent filament was composed of many loops anchored at many different footpoints. The loop line structure is below the limit of spatial resolution of our observations, viz. $1''$ in H α and $3''$ in C IV. The loops are not coherently aligned along the filament axis. Observations near the limb show that the C IV structures are more extended (20,000 km) than the H α structures (13,000 km), which suggests that the filament was made up of fine-structures at different temperatures, in agreement with conclusions drawn by Poland and Tandberg-Hanssen (1983).

The study of dynamics of this quiescent filament suggests that vertical velocities are larger than horizontal velocities. Near disk center the maximum Dopplershifts in and around the filament were $\pm 5 \text{ km s}^{-1}$ in H α and $\pm 15 \text{ km s}^{-1}$ in C IV. In the filament small average blueshifts were observed in H α and redshifts in C IV. We have also deduced, from the change in standard deviation of the velocity, that the horizontal velocities are approximately 1/3 of the vertical velocities.

These velocities should allow us to distinguish between the Raadu-Kuperus (R-K) model and the Kippenhahn-Schluter (K-S) model for prominences. However, no one has yet made dynamic flow calculations for the R-K model and the calculations of Poland and Mariska (1986) for the K-S model are not sufficiently resolved in the prominence transition region to allow a comparison. The observed vertical velocities and their changes due to perspective strongly suggest material falling down to the observed cool prominence but whether this is material falling from the corona or over the top of a loop with a twist cannot be distinguished. The steady upward motion observed in H α is also in agreement with both models. As discussed by Malherbe et al. (1983b), both models can have a rising magnetic configuration. Thus, we cannot yet differentiate between the models.

We note, however, that the values of the horizontal and vertical velocities seem to be an average over many fine structures which crossed the filament axis. The standard deviations support the concept of the existence of many threads anchored in the footpoints and spreading out in different directions in the prominence. This may in reality invalidate the correctness of both models.

We find that quiescent filaments are difficult to study because of their fine structure, which consists of thin threads not aligned along the filament's long axis. Further high spatial resolution observations are required, and further studies of the dynamics involved may help us understand better the stability of the feet of quiescent prominences.

Acknowledgements. One of the authors (A.I.P.) would like to thank Observatoire de Paris for financial support of his visit. The authors thank J.M. Malherbe, M.J. Martres, E. Tandberg-Hanssen, and J.C. Vial for useful discussions, Dr. W. Thompson, D. Kendig, C. Brechet, and I. Baroux for their help in reducing the data, and C. Coutard, R. Hellier, and A. Miguel for the quality of the data obtained with the MSDP Spectrograph at Pic du Midi. We are also grateful for the help provided through the NASA SMM guest investigator program.

References

- Athay, R.G., Klimchuck, J.A.: 1986, *Astrophys. J.* (to be published)
 Démoulin, P., Malherbe, J.M., Schmieder, B., Raadu, M.: 1986, *Astron. Astrophys.* (submitted)
 Engvold, O., Tandberg-Hanssen, E., Reichmann, E.: 1985, *Solar Phys.* **96**, 35
 Kippenhahn, R., Schlüter, A.: 1957, *Z. Astrophys.* **43**, 36
 Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P.: 1981, *Astron. Astrophys.* **102**, 124
 Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P.: 1983a, *Astron. Astrophys.* **119**, 137
 Malherbe, J.M., Priest, E.R.: 1983b, *Astron. Astrophys.* **123**, 80
 Martres, M.J., Mein, P., Schmieder, B., Soru-Escout, I.: 1981, *Solar Phys.* **69**, 301
 Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* **54**, 45
 Mein, P.: 1984a, Chromospheric diagnostics and Modelling. Sunspot NM. USA - NSO, 297
 Mein, P., Malherbe, J.M., Schmieder, B., Simon, G.: 1984b, Chromospheric diagnostics and Modelling. Sunspot NM. USA - NSO, 206
 Poland, A.I., Tandberg-Hanssen, E.: 1983, *Solar Phys.* **84**, 63
 Poland, A.I., Mariska, J.T.: 1986, *Solar Phys.* (submitted)

- A3:

Some dynamical aspects of a quiescent filament

B. Schmieder¹, A. Poland², B. Thompson³, and P. Démoulin¹

¹ Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

² G.S.F.C.-NASA-Greenbelt, MD 20771, USA

³ Research Corporation, Landover, MD 20785, USA

Received September 8, accepted November 2, 1987

Summary. A typical quiescent filament was observed on the disk in the H α and C IV lines during a period of approximately one hour. Vertical velocities ($< 2.5 \text{ km s}^{-1}$) with a time scale of 5 min and a spatial scale of a few tens of seconds of arc were detected in H α , and associated with microturbulence in both lines. The C IV observations correlated well with those in H α , and showed no indication of material heating from H α to C IV temperatures. Two mechanisms to explain these observations are proposed: mass motion along twisted magnetic field or instabilities triggering waves along the filament.

Key words: the chromosphere of the Sun - prominences

1. Introduction

While prominences/filaments are known to lie along magnetic neutral lines and are observed to have a filamentary structure suggestive of magnetic flux tubes, their actual structure and evolution are not well known. They clearly consist of relatively cool material suspended in the hot corona, being observed in lines such as H α ($\sim 10,000 \text{ K}$), C IV ($\sim 80,000 \text{ K}$), and frequently somewhat hotter species. The relationship between the emissions seen at these different temperatures has been studied by several different authors (see for example Orrall and Schmahl, 1976, and Poland and Tandberg-Hanssen, 1983). However, the relative emissions leave much uncertainty with respect to their ramifications for prominence structure. The physical relationship between cool H α and hotter material is not known.

Another important aspect of filaments/prominences is their dynamics (see for example, Raadu et al., 1987; Schmieder et al., 1985a; Malherbe et al., 1983; Simon et al., 1986; Engvold, 1976). They sometimes erupt catastrophically from the sun, but more frequently some material or sections slowly disappear and reappear over periods of hours. These slow changes suggest that the detailed study of dynamic processes in prominences should lead to a better understanding of solar magnetic field structure, why prominences exist, and what causes their observed evolution.

Filaments, and particularly quiescent filaments, are observed to have fine structure with a short life time - ~ 5 to 8 min - (Engvold and Keil, 1986; Démoulin et al., 1986, 1987). The observed dynamical characteristics of this small scale structure,

Send offprint requests to: B. Schmieder

such as bulk motion and turbulent velocities should help us to better understand prominence structure.

In a recent paper by Schmieder et al. (1985b) the motions of a disturbed active region filament were discussed. They used H α observations to determine the evolution of vertical velocities in the filament. These velocities were interpreted as the untwisting, expansion and rising of a magnetic flux rope in the solar corona. These observations led the authors to a model for active region filaments consisting of twisted magnetic flux ropes suspended in the solar corona.

In this paper we will make a similar study for a quiescent region filament observed for several days on the solar disk. The filament was fairly typical in that it extended over many degrees on the solar surface, with breaks and temporal changes along its extent. We have studied, in detail, a small section of the filament, where changes were evident, for a period of approximately one hour. The H α data suggest that the observed changes may be a result of either the filaments rising, unwinding and expanding or possibly a wave disturbance passing through the filament. The C IV observations, which show no significant changes with time, suggest that there are no temporal changes of heat input and/or increase of density at these temperatures ($\sim 10^5 \text{ K}$).

2. Observations

The basic objectives of our observations were to better understand the structure and evolution of solar prominences/filaments. To accomplish this we used observations in H α at high spatial resolution to obtain intensity and velocity differences within the filament as functions of time. To determine the relationship between hot and cool material we used C IV images and dopplergrams, but at a somewhat lower spatial resolution.

2.1. Instruments

Our observations are based on three instruments: the Multi-channel Subtractive Double Pass Spectrograph (MSDP) (Mein, 1977) operating on the Solar Tower of Meudon, the Ultra-violet Spectrometer Polarimeter (UVSP) (Woodgate et al., 1980) on the Solar Maximum Satellite (SMM), and the Magnetograph at Mt. Wilson. The MSDP obtained images and line profiles in H α with a field of view of $1' \times 8'$, a resolution of approximately $1''$, and a temporal resolution of approximately 2 min. Using the standard reduction methods for this data (Mein 1977) we obtain velocity

maps of the filament and the nearby chromosphere. Using the cloud model method proposed at first by Beckers (1964), we also derive velocity and line broadening maps of the absorbing features (see Sect. 2.4.).

The UVSP obtained images in C IV with separate images in the blue and red wings of the line. For a description of the instrument and its operating modes see Woodgate et al. (1980). Large scale images ($4' \times 4'$) were made with a time resolution of approximately 40 min and a spatial resolution of $3'' \times 3''$. However, these were interspersed with small scale ($2' \times 2'$) images made at the center of the large field of view. These small scale images were produced with the grating at a slightly different location for succeeding images, thus permitting us to obtain crude line profiles determined by 4 points at each pixel in the image using the doppler technique called DDD method (Simon et al., 1982). The line profiles were repeated every 2 min. The data were basically taken in the same manner described by Schmieder et al. (1985a).

2.2. General filament evolution

An extended filament is observed on the solar disk from September 20 to September 23, 1984. A particularly good data set was obtained on September 21 with both the MSDP and the UVSP between 13:00 UT and 14:50 UT on the section of the filament near N18 E05. Images of parts of the filament as seen in $H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$ at 13:44 and 14:40 UT are shown in Fig. 1. This is the central part of the filament, which extends over approximately $45''$ of the sun's surface, that could be contained in the instruments fields of view. We have identified points A through C, in Fig. 1 for future reference and discussion. The magnetograph data shows that the filament lies along an inversion line, as would be expected.

During these four days we observed a slow evolution of the filament. Its general features remained unchanged in a corridor oriented east west, towards an active region. Some parts became darker, some fainter, and some disappeared, but the darkest points remained distinguishable throughout the evolution.

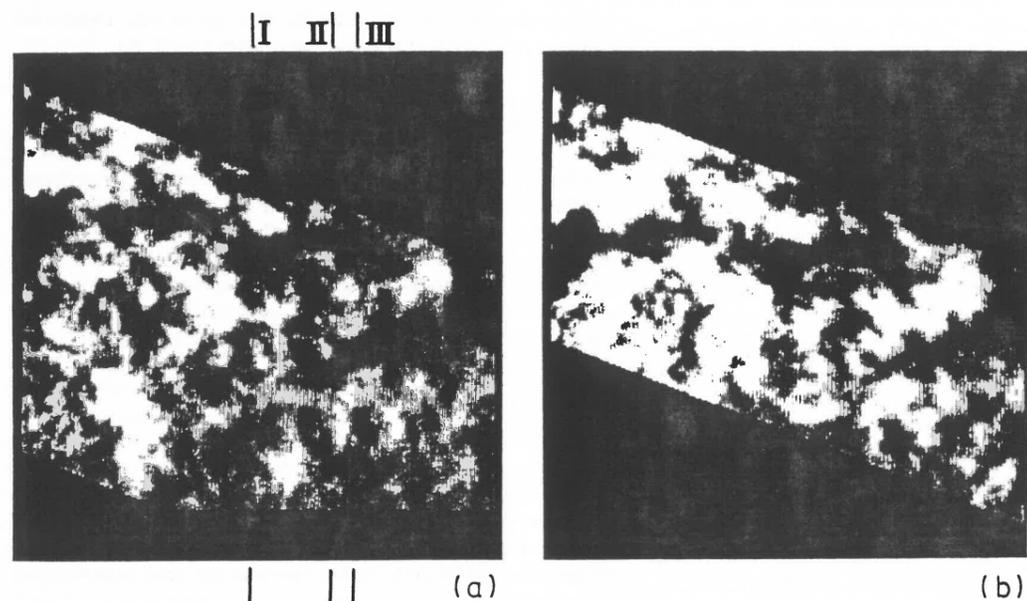


Fig. 1 a and b. $H\alpha$ intensity maps of a quiescent filament observed on Sept. 21, 1984 at two different times. a 13:44 UT, b 14:40 UT (field of view $4' \times 4'$). The numbers I, II, III indicate the positions of the cross-sections of Fig. 2. A, B, C indicate the ends of two different sections of the filament

2.3. $H\alpha$ intensity and velocity

For observational comparison we define two regions in the filament in Fig. 1 (A-B and B-C). The first region is very faint and might be described as being "between" the dark filament segments, whereas the second is obviously dark filament. Below we will present the careful observation of intensity and velocity in $H\alpha$ for these regions.

The region between A and B actually consists of very faint narrow loops that extend between the "footpoints" A-B. Each loop extends along the neutral line and is approximately 25,000 km long. These loops show no clear evolution between the time of the first observations at 13:33 and the last at 14:40.

The region between B and C is a denser, clearly filament, region. It is not possible to determine its exact internal structure. Intensity traces across the filament at locations I, II, and III in Fig. 1 are shown for several different times in Fig. 2. These traces show that near footpoint B there is very little change in the filament's extent and brightness during this time. However, the traces across II and III (C) show that the filament became fainter and slightly broader. Near III there was clearly a restructuring of the filament.

Velocity contours in the filament region at various times are shown in Fig. 3. Velocities are measured as a shift in the center of a chord with a width of $2 \times 0.3 \text{ \AA}$ through the line profile. Examination of the velocity map shows no clear indication of the filament or filament boundary. The general chromospheric velocity pattern is not broken at the filament boundary or the faint loops between the filament segments (A-B). Careful study of the detailed changes in the velocity field with time show a very complex behavior.

The velocity maps at 13:33 indicate downward velocities ($> -1 \text{ km s}^{-1}$) at several points along the edge of the filament, most significantly near point B, and upward ($< 2 \text{ km s}^{-1}$) over most of the rest of the region defined by the dark filament.

At 13:44 the downward velocity in region B is observed to extend progressively further along the filament until 13:51. After

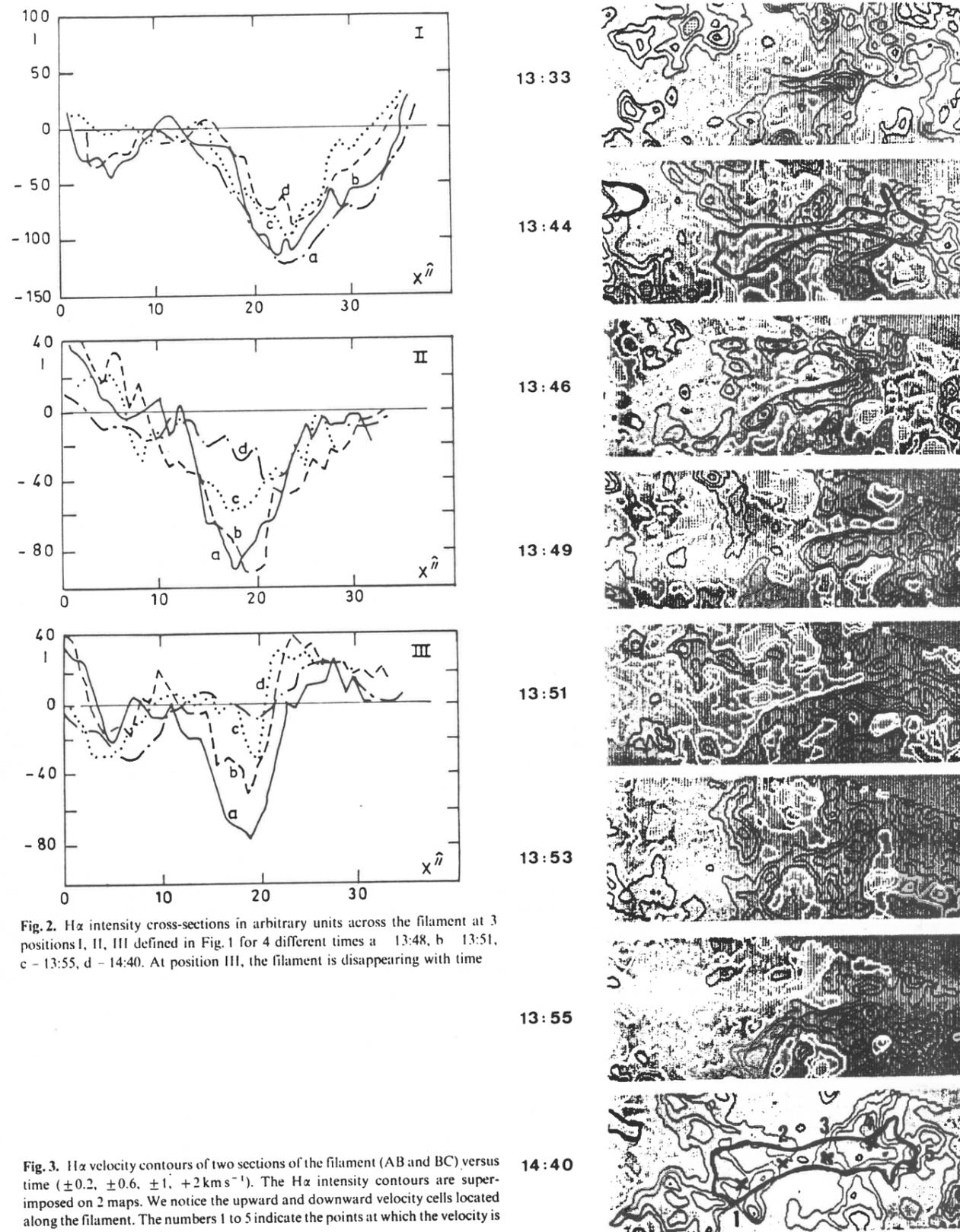


Fig. 2. $H\alpha$ intensity cross-sections in arbitrary units across the filament at 3 positions I, II, III defined in Fig. 1 for 4 different times a 13:48, b 13:51, c 13:55, d 14:40. At position III, the filament is disappearing with time

Fig. 3. $H\alpha$ velocity contours of two sections of the filament (AB and BC) versus time ($\pm 0.2, \pm 0.6, \pm 1, +2 \text{ km s}^{-1}$). The $H\alpha$ intensity contours are superimposed on 2 maps. We notice the upward and downward velocity cells located along the filament. The numbers 1 to 5 indicate the points at which the velocity is given versus time in Fig. 4

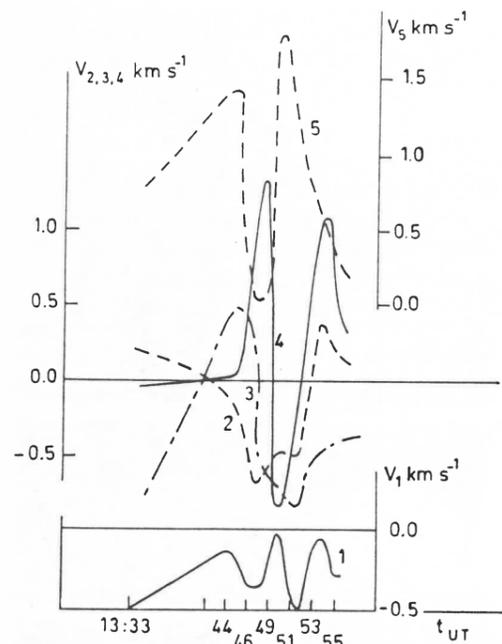


Fig. 4. Time evolution of H α velocity (V_1 to V_5) at different points in the filament indicated in Fig. 3 (1 to 5 between B and C)

13:51 the velocities become almost all upward again except in a few small areas. We also note that on a smaller scale the velocity is highly structured showing small islands of upward and downward velocity. This is particularly evident at 13:49.

The variation of the velocity pattern in the filament and the magnitude of these changes can be seen in Fig. 4 where we plot velocity versus time at several points in the filament. Points 1, 2, 3, 4, 5 are indicated on Fig. 3 and correspond approximately to points along each of the cuts defined in Fig. 1 (point 1 along cut I, point 4 along cut II, point 5 along cut III). We first note that region B, which was the most stable in brightness evolution, had the minimum of change in velocity (point 1 in Figs. 3 and 4) with velocities being on the order of only 0.5 km s^{-1} . The other regions which were less stable in brightness had a much larger velocity (on the order of 1 or 2 km s^{-1}) and velocity variation with time. The velocities of several of these points 2, 3, 4 are also shown in Fig. 4. The velocity pattern is not precisely that of a homogeneous structure but it is not random. It is more like a large scale (of order of few tens of arc seconds) growing and receding pattern of velocity. It could be described as having a wavelike nature, but we do not have a long enough time base to determine if it is really a wave. The speed of the progression of downward velocity between 13:44 and 13:49 along the filament has been measured to be approximately 50 km s^{-1} . The life time (which can possibly be interpreted as a period) of upward or downward velocity cells is seen from Fig. 4 to be approximately 5 to 10 min, in good agreement with the results of Engvold and Keil (1986).

2.4. H α line widths

We have also examined the line widths (microturbulence) in the filament as a function of position versus time. We use a comparison of the line profile at each point in the filament with the average in the field of view as an indication of turbulent velocity in

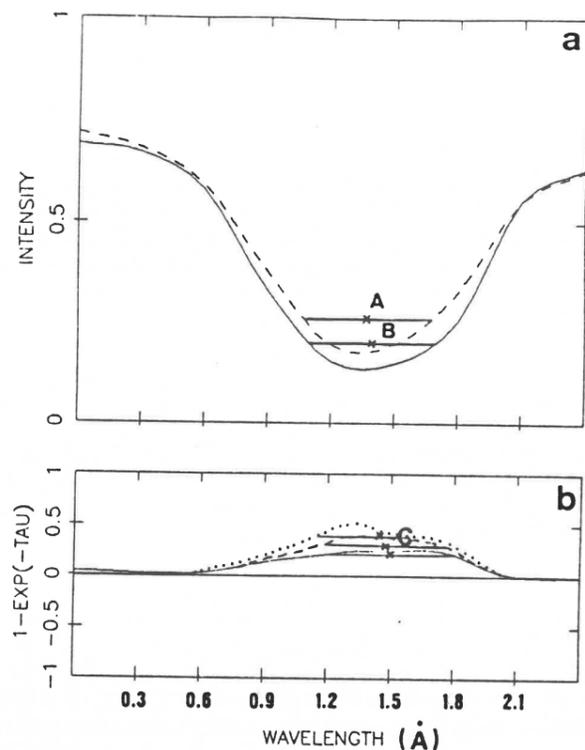


Fig. 5a and b. H α line profiles. a Dashed - average profile obtained over the whole field of view ($1' \times 8'$), solid line - drawn profile at one point in the filament (point 1 in Fig. 3 at 13:33). b Optical thickness in "cloud model" method using different values of S/I_{\min} ($=0.2$ continuous line, $=0.5$ dashed line, $=0.7$ dotted line). A, B, C are points on the bisectors of these profiles. The standard Dopplershift is the difference between the wavelengths of A and B. The Dopplershift of the cloud is assumed to be the difference between A and C (see Table 1)

the filament. In Fig. 5a we present a comparison of the profiles for a typical point in the filament showing a significant broadening with the average profile.

A contrast-profile technique has been previously used (Beckers, 1964; Grossmann-Doerth and von Uexkull, 1971; Mein and Mein, 1987) to interpret such profiles as the combination of a stationary reference profile emanating from the lower chromosphere and a moving absorption profile from an overlying "cloud". This could profile model is fully described by four parameters, namely: S the source function in the cloud (filament), τ the optical thickness of the cloud, V_c the Doppler shift of the cloud and $\Delta\lambda_c$ the line broadening parameter.

The MSDP data enable us to determine the difference between the observed line profile $I(\Delta\lambda)$ and a reference profile $I_0(\Delta\lambda)$ which is taken to be the average profile over the whole image. From this we determine the contrast profile $C(\Delta\lambda)$ given by

$$C(\Delta\lambda) = \frac{I(\Delta\lambda) - I_0(\Delta\lambda)}{I_0(\Delta\lambda)} = \left[\frac{S}{I_0(\Delta\lambda)} - 1 \right] [1 - e^{-\tau(\Delta\lambda)}]$$

$$\tau(\Delta\lambda) = \tau_0 \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda - V_c \lambda_{H\alpha}/c}{\Delta\lambda_c} \right)^2 \right]$$

with c being the speed of light.

Of necessity, caution must be used in interpreting such contrast profiles, considering the simplifying assumptions made, namely that we can adequately describe I_0 and that S is indepen-

Table 1. Velocity values in the filament obtained with two different methods

Time	Point (see Fig. 3)	S/I_{\min}	Standard method $V(0.3 \text{ \AA})$ (km s^{-1})	"Could model method"		
				$\tau(0.3 \text{ \AA})$	$V_c(0.3 \text{ \AA})$ (km s^{-1})	$\Delta\lambda_c$ (m\AA)
13:33	1	0.2		0.25	-4.5	0.64
		0.5	-1	0.3	-3.4	0.51
		0.7		0.34	-2.9	0.45
13:51	3	0.2		0.18	-3.9	0.69
		0.5	-0.7	0.23	-2.8	0.7
		0.7		0.27	-2.1	0.5
13:51	5	0.2		0.2	4.65	0.56
		0.5	1.15	0.26	3.97	0.55
		0.7		0.31	3.45	0.45

dent of wavelength and a constant throughout the filament. These limitations could only be improved on with a large number of frequency points in the line profile, using a least-squares technique to fit a more complete model profile. However, we can help to constrain the different parameters by proceeding in the following manner:

We take a source function constant in the cloud with S being between 0.2 and 0.7 in units of the minimum of $I(\Delta\lambda)$ ($S < 1$ for absorbing structures), and obtained for each value a profile $P(\Delta\lambda) = 1 - e^{-\tau(\Delta\lambda)}$ (Fig. 5b). The maximum of the curves are for the value $\tau = \tau_0$.

Using a given chord (for example $\Delta\lambda_1 = 2 * 0.3 \text{ \AA}$ or $2 * 0.45 \text{ \AA}$ insuring that the data pertains to the filament, and not to the underlying chromosphere), we define the velocity of the cloud V_c as the displacement of the middle of the chord $\Delta\lambda_1$ of the P profile (noted C in Fig. 5b) compared with the middle of the chord in the mean profile, noted A. The points C are not well defined because the profiles are broad and asymmetric. Further uncertainty is introduced because the S values are unknown. We also deduce a line broadening parameter $\Delta\lambda_c$ by fitting the profile P with a gaussian curve using 3 points ($\tau(\pm 0.3 \text{ \AA}$ or $\pm 0.45 \text{ \AA})$, τ_0). When the P curve is well represented by a gaussian, $\Delta\lambda_c$ is independent of the chord $\Delta\lambda_1$. The wavelength $\Delta\lambda_1 = 2 * 0.45 \text{ \AA}$ gives generally better fitting in our case.

Figure 5b shows the different P profiles using different source function values and Table 1 gives some quantitative values of the different parameters at 3 points in the filament when the velocity field is perturbed. The accuracy of these values can be determined by using different reference profiles, either including or excluding the filament area. We found this to have an effect of around 0.5 km s^{-1} on the velocities in the cloud. As the velocities of the cloud V_c are not very large ($< 10 \text{ km s}^{-1}$), parametric results in the model are not unique as pointed out by Mein et al. (1985). We note that the velocity using the cloud model is larger than the standard method of velocity determination by a factor reaching 4. While there are several sources for the uncertainty in the cloud velocity, the uncertainty resulting from the assumed value of the source function is of relatively minor concern being less than a factor of 1.3.

Using a given source function ($S = 0.5$) and a given chord ($\Delta\lambda_1 = 2 * 0.45 \text{ \AA}$) in the line profile we obtain results on the positional variation of the line broadening versus time (Fig. 6). A displacement of the area with significant broadening is seen. At

the beginning of the observations (13:33) dominant broadening is located near region B. This broadening progressively extends towards C, but then decreases in region B (13:55). At point C we observe no significant broadening, the observed widths being approximately thermal (0.3 \AA). At 14:40, the broadening between B and C also becomes thermal throughout the region (0.3 \AA). Thus, we are seeing unresolved velocities first near B, then between B and C around 13:51-13:55. This could be explained either as microturbulence, or as a gradient in the velocity in the perturbed regions along the line of sight (mainly vertical). These observations correlate well with the preceding conclusions deduced from the velocity field time evolution in that changes in the velocity field are accompanied by changes in the line width.

2.5. C IV intensity and velocity

Similar observations of the brightness of the filament in C IV are not nearly as conclusive. An image of the filament in C IV is shown in Fig. 7a, with the H α filament location indicated by a straight line. The C IV filament is located in a dark corridor twice as large as the one in H α . The brightness was low (between 10 and 25 counts), on the same order as observed for prominences on the limb (Simon et al., 1986), but was not lower than for some non-filament regions. That is to say we can identify the filament as being a region of reduced brightness on the sun, but there were other non-filament regions that were also equally faint. Because of this low brightness, any changes measured with time were within the statistical noise of a single measurement, and thus meaningless. We note, however, that the C IV material at the same location as the evolving H α region (B-C) is brighter than in the other parts of the filament.

The velocity image (Doppler gram) of the filament region is shown at 13:44 UT in Fig. 7b. This image was made from two simultaneous images; one in the blue wing and the other in the red. Each velocity image pixel is the difference over the sum of the two C IV images. We obtained C IV velocities for the large rasters obtained at 13:02, 13:44, and 14:40. Velocities at 13:52, 13:55, 14:47, 14:49, corresponding to the small rasters were deduced using 4 points in the C IV profile using the method described by Simon et al. (1982). The H α and C IV images were aligned to within approximately $3'$, but averages of approximately $15' \times 15'$ in the regions containing the cut locations I, II, and III defined in

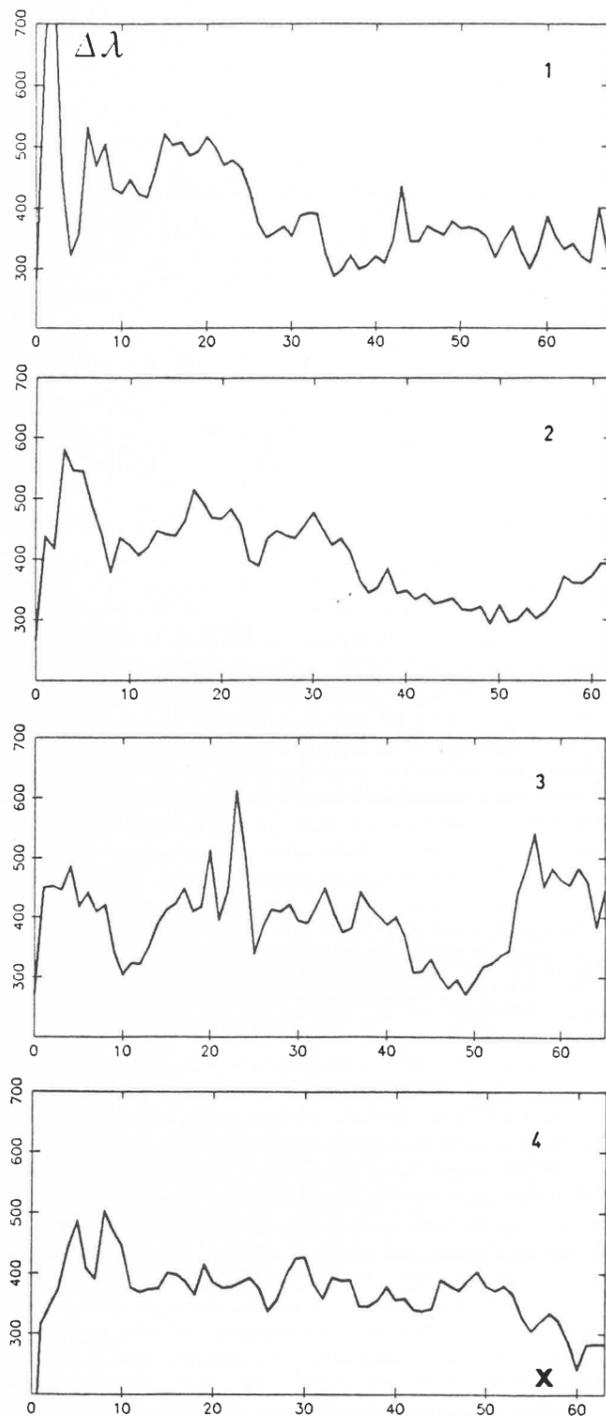


Fig. 6. Variation of the line width along the axis of the filament between B and C defined in Fig. 1 at times: 1) 13:33 - 2) 13:51 - 3) 13:55 - 4) 14:40. The units are in mÅ. The value 300 (0.3 mÅ) corresponds to the thermal line broadening

Fig. 1, were used to reduce the noise in the C IV images. In Fig. 8 we compare the average velocities in H α and C IV for these 3 regions in the filament (noted I, II, III). A comparison between the two lines (H α at 10,000 K and C IV at 10⁵ K) in each of the regions shows a consistent velocity ratio. Averaged velocity values are principally positive, indicating that the filament is globally blueshifted in C IV as in H α . Such behaviour is clearly visible in Fig. 7b, a blueshifted corridor lies at the filament location. Although the velocity magnitude is not the same at each point and time, the ratio between H α and C IV is around 6 ± 1 except for the last point in time corresponding to C in Fig. 1. We attribute the inconsistency at point C as being due to the disappearance of the end of the filament at the later time. Similar measurements made outside the filament, but in the field of view shown in Fig. 1, show a greater variation (6 ± 3). The consistency of the H α and C IV velocity measurements is a good argument in favor of the C IV material's being a part of the filament as opposed to being underlying transition region material.

It should be kept in mind however, that there is a controversy about the definition of the zero in the C IV velocity maps. Many authors find a systematic red shift of the transition region (see for example, Athay et al., 1983; Mariska, 1986). Using the generally accepted value of 4 km s^{-1} we find that the C IV velocity values are of the same order as those in H α .

The small scale C IV line profile images were used to obtain measurements of velocity and turbulence in the filament. The Doppler width is lower near the point B (0.13 Å) than along the filament (0.17 Å) around 13:52 and 13:55. These values ($\Delta\lambda/\lambda$) are consistent with the H α observations. As with the H α observations (Sect. 2.4.), the line broadening can be interpreted as unresolved turbulence, or as a velocity gradient along the line of sight.

The microturbulence deduced corresponds to a large distribution of unresolved velocities reaching 20 to 40 km s^{-1} in both lines. The Doppler shift is then an averaged velocity over threads of different velocities and temperatures and densities. Similar results were obtained by Engvold and Keil (1986). We observe the maximum microturbulence to be where the gradient of the velocity versus time is large.

3. Discussion

We have observed a typical quiescent H α filament on the disk for approximately one hour. During this time it evolved slowly and some aspects of its internal dynamics were observed. The filament channel consisted of faint parts where no filament was seen (west of point C), faint loops (A to B), and dark filament (B to C). There was no brightness evolution in the regions A through B, and a small amount between B through C. The velocity measurements showed no definition of the filament but evolved rapidly in the region of intensity variation. Turbulence was also larger in this region than in the more constant portions of the filament channel. C IV measurements were consistent with the H α but showed no variation in intensity with time, had a larger velocity (by a factor of 6, in agreement with Schmieder et al., 1984, and 1985b), and turbulent velocities similar to those measured in H α .

From H α spectroheliogram observations obtained over 4 days, we know that this filament evolved and gradually disappeared. Because there was no change in C IV intensity we conclude that the disappearance is not a case of cooler H α material's being heated as discussed by Mouradian et al. (1986). If this were the case, one would expect an increase in C IV as H α disappeared.

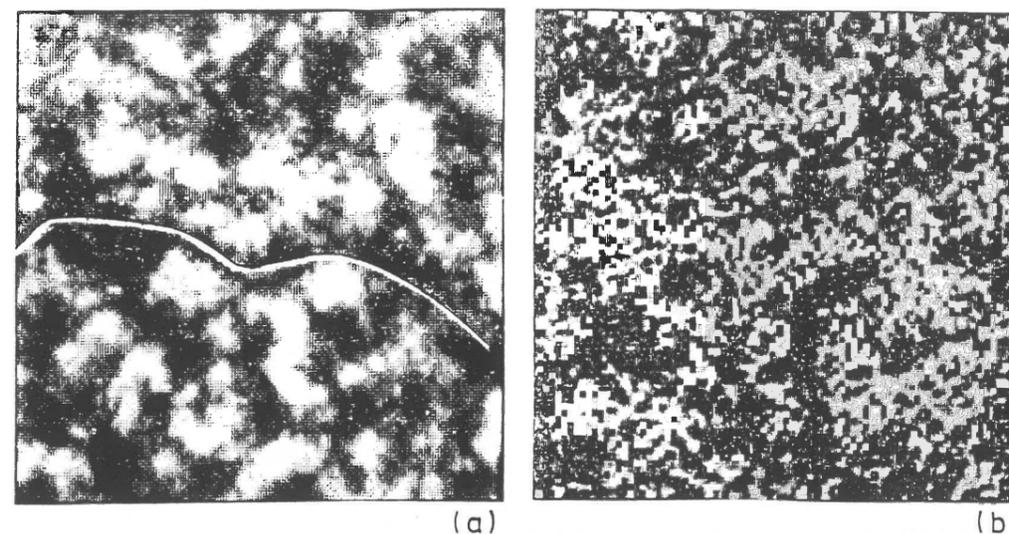


Fig. 7. a C IV intensity and b velocity maps of a quiet filament observed on Sep. 21 1984 at 13:40 (field of view $4' \times 4'$). The H α axis of the filament is superposed in a. We notice an upward Dopplershift at the location of the filament (white corridor in b)

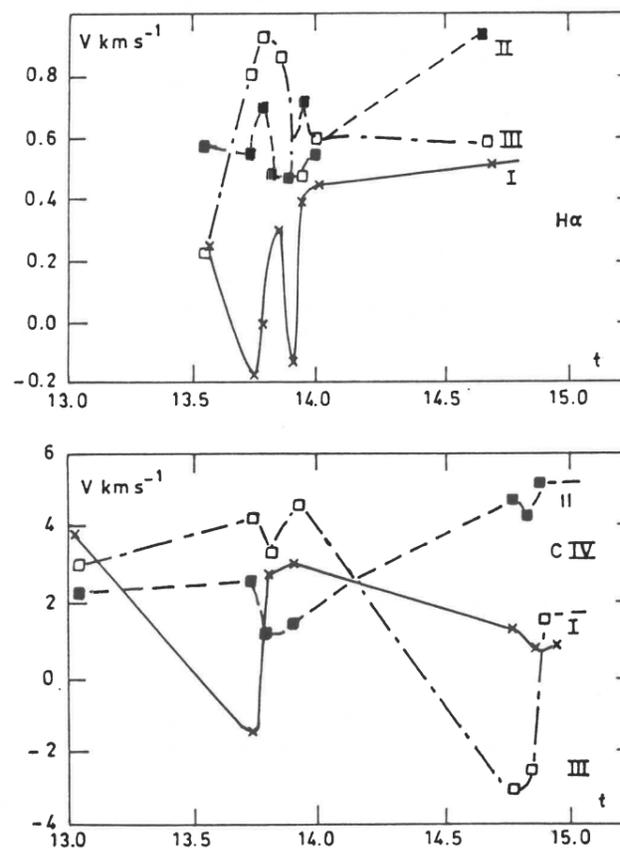


Fig. 8. Time evolution of H α and C IV velocity for 3 regions overlying the filament BC section I, II, III ($200''^2$ each) defined respectively near B, between B and C and near C

It is clear from these observations that a Quiescent filament is actually a dynamic phenomenon. The dynamics are evident in terms of large scale mass motions of large regions of the filament, and in terms of microturbulence that is different from values observed in the normal chromosphere, possibly interpretable as vertical shears. The large scale motions showed an undulating or possibly pulsating motion, as one might expect from a travelling wave. The implications of these motions are not clear.

Two kinds of mechanisms might be considered in attempting to understand the observed motions: (1) mass motion along twisted magnetic field lines or (2) an instability triggering waves along the filament.

In the first case the upward motions should lead to an expansion of the flux tubes containing the filament material, since the surrounding pressure is decreasing with height. Conservation of the current and the magnetic flux along the filament then requires twisting motions as the flux rope adjusts to a new radial equilibrium as it rises in the corona. The different velocity cells observed in separate upward and downward regions could indicate the separate sections of the magnetic lines. A similar model has already been proposed to explain up and down motions observed for a short time (10 min) by Schmieder et al. (1985a). In that case an active region filament was discussed and the perturbation was due to the birth of a pore in the photosphere near a footpoint of the filament (Simon et al., 1986). Here the filament is quiescent and no special magnetic manifestation occurs before the observed change, also the magnitude of the velocities involved is small ($< 2.5 \text{ km s}^{-1}$). Thus we could be observing a slow rising evolution of the filament's magnetic structure.

A second possibility is that a system of large amplitude travelling waves may originate from a destabilization of the filament equilibrium conditions. These waves may lead to a small scale dynamical perturbation of the filament and explain up and down motions and the associated microturbulence (Einaudi and Raadu, private communication).

In order to determine a possible explanation for the observed filament behavior we need theoretical predictions of observable quantities, and observations with finer spatial resolution.

Acknowledgements. The authors thank Drs. Mein P. and N., Dr. Raadu and Dr. Einaudi for fruitful discussions. They also thank C. Coutard and R. Hellier for the quality of H α data obtained with the MSDP Spectrograph at the Meudon Solar Tower. We are indebted to C. Brechet and I. Barroux for technical assistance. The S.M.M. program is funded by NASA and the data processing was performed at G.S.F.C. (USA) and Observatoire de Paris (Meudon).

References

- Athay, R.G., Gurman, J.B., Henze, N., Shine, R.A.: 1983, *Astrophys. J.* **265**, 219
 Becker: 1964, Thesis, Utrecht University
 Démoulin, P., Malherbe, J.M., Schmieder, B., Raadu, M.: 1986, Proceedings of CPP workshops (April 85-86), NASA 2442, ed. A. Poland, p. 143
 Démoulin, P., Raadu, M., Malherbe, J.M., Schmieder, B.: 1987, *Astron. Astrophys.* **183**, 142
 Engvold, O.: 1976, *Solar Phys.* **49**, 283
 Engvold, O., Keil, S.L.: 1986, Proceedings of CPP workshops (April 85-86) NASA, Conference publication 2442, ed. A. Poland, p. 169
 Grossmann-Doerth, V., Von Uexkull, M.: 1971, *Solar Phys.* **20**, 31
 Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P.: 1983, *Astron. Astrophys.* **119**, 197
 Mariska, J.T.: 1986, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24**, 23
 Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* **49**, 231
 Mein, P., Mein, N., Malherbe, J.M.: 1985, Theoretical problems in high resolution solar physics ed. H.V. Schmidt, p. 303, Proceedings of the MPA/LPARL Workshop in München (16-18 Sep. 1985)
 Mein, P., Mein, N.: 1988, *Astron. Astrophys.* (in press)
 Mouradian, Z., Martres, M.J., Soru-Escout, I.: 1986, Proceedings of CPP workshops (April 85, 86) NASA, Conference publication 2442, ed. A. Poland, p. 221
 Orrall, F.Q., Schmahl, E.J.: 1976, *Solar Phys.* **50**, 365
 Poland, A., Tandberg-Hanssen, E.: 1983, *Solar Phys.* **84**, 63
 Raadu, M., Malherbe, J.M., Mein, P., Schmieder, B.: 1987, *Solar Phys.* **109**, 59
 Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.: 1984, *Astron. Astrophys.* **136**, 81
 Schmieder, B., Malherbe, J.M., Poland, A.I., Simon, G.: 1985a, *Astron. Astrophys.* **153**, 64
 Schmieder, B., Raadu, M.A., Malherbe, J.M.: 1985b, *Astron. Astrophys.* **142**, 249
 Simon, G., Mein, P., Vial, J.C., Shine, R.A., Woodgate, B.E.: 1982, *Astron. Astrophys.* **136**, 81
 Simon, G., Schmieder, B., Démoulin, P., Poland, A.I.: 1986, *Astron. Astrophys.* **166**, 319
 Woodgate, B.E., Tandberg-Hanssen, E.A., Bruner, E.C., Beckers, J.M., Brandt, J.C., Henze, W., Hyder, C.L., Kalet, M.W., Kenny, P.J., Knox, E.D., Michalitsianos, A.G., Rehse, E., Shine, R.A., Tinsley, H.D.: 1980, *Solar Phys.* **65**, 73

- A7: RELATIONSHIP BETWEEN A SPOT AND A FILAMENT OBSERVED DURING SPACELAB 2 MISSION.

B.Schmieder*, K.P.Dere**, M.A.Raadu***, P.Démoulin*, C.E.Alissandrakis****

Observatoire de Paris Meudon, F-92195 Meudon Principal Cedex, France, ** N.R.L., Washington DC 20 375- 500, U.S.A., *** The Royal Institute of Technology, Department of Plasma Physics, S-100 44 Stockholm, Sweden, **** Section of Astrophysics, Department of Physics, University of Athens, GR-15783 Athens, Greece

ABSTRACT

During the Spacelab 2 Mission, an active region including a sunspot, plages, fibrils and a filament which disappears during the observation period, was observed in H α and in the C IV lines. The analysis of the observations leads to several conclusions. Shear in the active region filament is observed before its disappearance. H α and C IV upflows in the filament are well correlated spatially, but the transition zone (C IV) velocities are an order of magnitude larger than the H α chromospheric ones. Over the sunspot, the reverse-Evershed effect is observed in H α and in C IV Dopplershift images while strong downflows are also detected in the C IV profiles.

Magnetograph data for the whole region are used to calculate the linear force-free magnetic field. A single value of the force-free parameter α is found to give a good fit to both the sheared filament structure and the sunspot spiral structures, indicating a causal relationship.

We propose a model based on the inductive coupling between current systems associated with the filament and the sunspot. Relaxation phenomena due to resistive effects in the filament could lead to irreversible conversion of magnetic energy into kinetic energy and heating.

INTRODUCTION

On August 2 1985, active region NOAA-AR 4682 located at S15-E10 was observed in H α with the Multichannel Subtractive Double Pass Spectrograph (MSDP) operating at the Meudon Solar tower, in Fe I with the Meudon magnetograph and simultaneously in C IV with the High Resolution Telescope and Spectrograph (HRTS) on the Spacelab 2 pallet aboard the Space shuttle. Two points are of principal interest in this data set:

firstly, the appearance of the active region itself- fibrils which spiral around the spot and a filament running through the active region and continuing out into a quiescent filament (Figure 1), and secondly, the presence of high velocity outflows in the filament (50 km s^{-1}) and high velocity downflows in the sunspot (40 km s^{-1}) in the HRTS spectra (Figure 2).

OBSERVATIONS

A detailed description of the instruments and the data processing were previously provided by Schmieder et al./1/. The observations last about 15 minutes from 9:17 to 9:32 U.T. The spiral pattern around the sunspot is stable. A linear structure with downward motions observed in C IV is coaligned with H α fibrils but not with the filament. The direction of these structures is invariant during the observations. A comparison of the MSDP intensity map obtained at 9:20 UT with the spectroheliogram at 9:54 UT shows that a part of the H α filament breaks up and disappears. During that time, the upward motion observed in the filament disappears in H α and in C IV (Figures 3 and 4). The C IV spectra of the filament can be interpreted as the combination of two different profiles due to different transition zones : one below the filament with a low velocity, and one associated with the filament with velocities up to 50 km s^{-1} at the beginning of the observations (Figure 4). The Dopplershift of the H α profile indicates upward velocities of 2 km^{-1} .

The analysis of Dopplershift maps in photospheric lines shows the Evershed effect in the sunspot, while the maps in H α and C IV lines show the reverse-Evershed effect previously observed in other sunspots /2/.

The C IV sunspot spectra (Figure 4) also show high speed downflows. The spatial distribution is neither a continuous one, over the whole sunspot as was observed in a previous flight /3/ nor a scattered point-like pattern as seen by Nicolas et al./4/. The lifetime of these flows is of the order of few minutes. These small-scale flows show that many of the detailed features of the spectra can be lost if only the Dopplershift maps computed from the first moment of the line profile is considered.

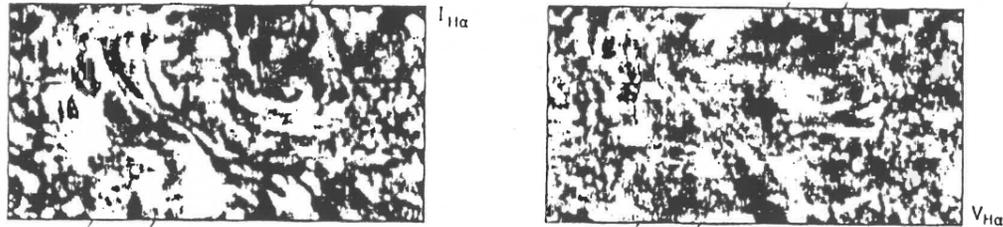


Figure 1. Intensity and Dopplershift maps of the active region observed in $H\alpha$ with the MSDP spectrograph at 9:21 U.T; inclined portions of lines indicate the limits of the IIRTS field of view containing a sunspot, North- south direction fibrils and a section of the filament closed to a facula. At the location of the filament, there are upflows in $V_{H\alpha}$ map (white elongated feature).

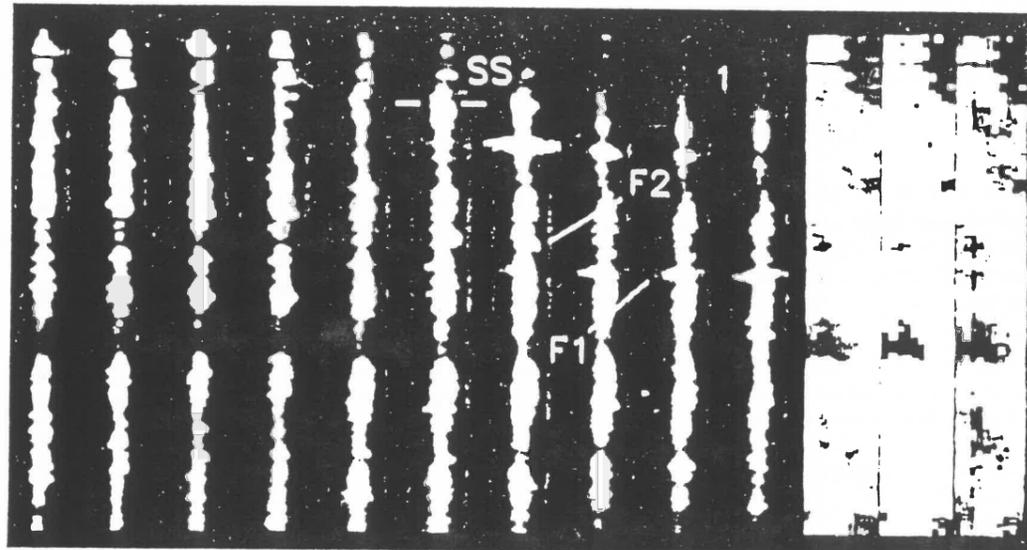


Figure 2. On the left, C IV spectra corresponding to 10 positions of the slit covering a region of $27''$ wide at 9:17 UT. The letters SS indicate the location of the sunspot, F1 the filament, F2 the downward structure. On the right, Intensity, Velocity and Line width maps. The filament appears as bright feature. The convention used in C IV velocity map is reversed compared with the $H\alpha$ one. In V_{CIV} map, we observe at the location of the filament a V feature with a blueshifted branch (dark feature) corresponding to the filament and a redshifted one (white feature) corresponding to the fibril direction.

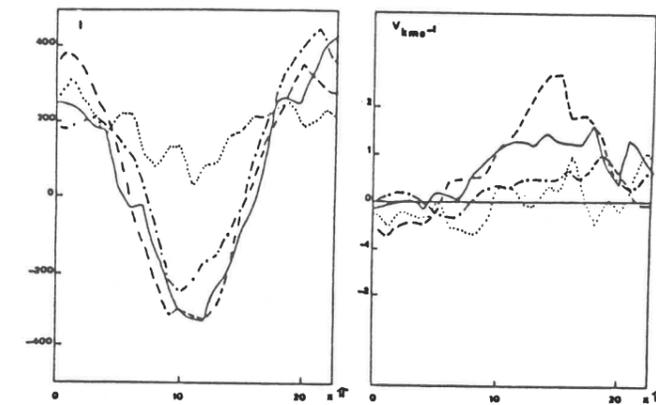


Figure 3. $H\alpha$ intensity and velocity cuts through the filament.(dashed line corresponds to 9:20, solid line to 9:26, dot-dashed line to 9:31, dotted line to 9:53 UT.)

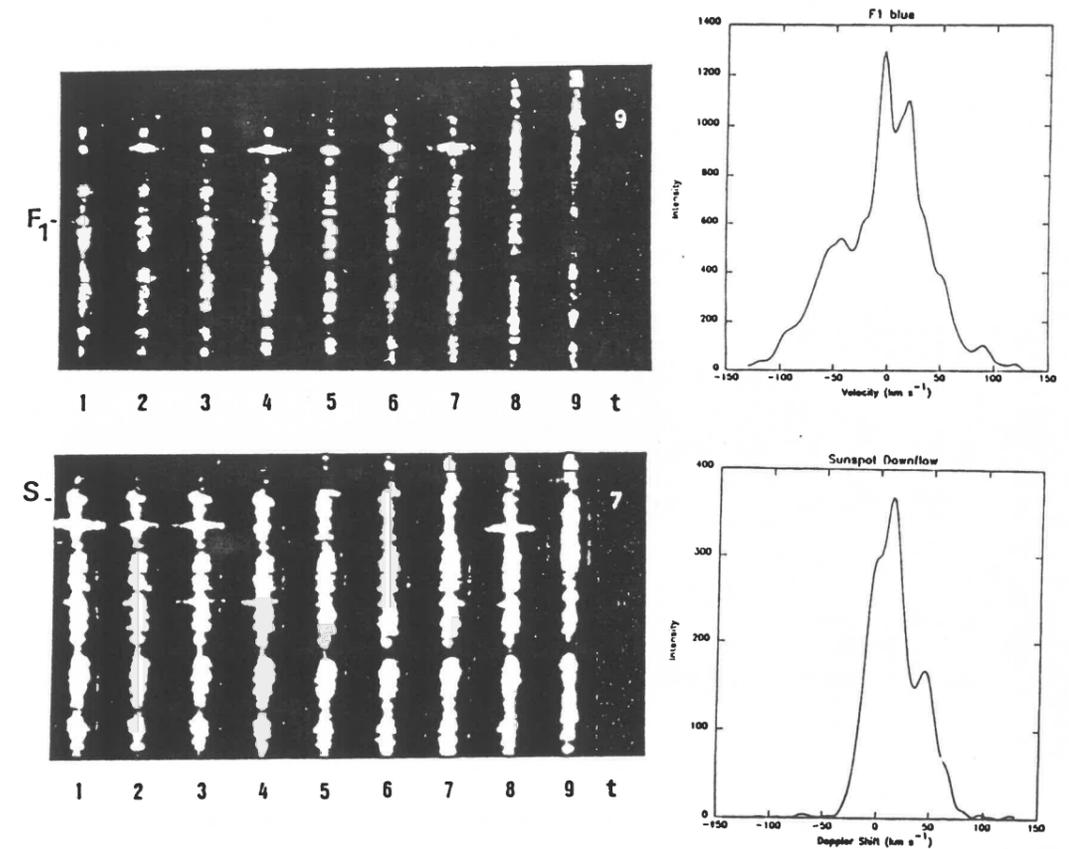


Figure 4. On the left, C IV spectra versus time obtained at 2 positions of the slit, one through the sunspot SS, the other one through the filament F1 at 9:17, 9:18, 9:21, 9:22, 9:27, 9:28, 9:29, 9:30, 9:31 UT. On the right, C IV line profile examples in the filament and in the sunspot.

FORCE FREE FIELD COMPUTATION

Previous studies have shown a reasonable topological agreement between a class of constant α force-free magnetic field and $H\alpha$ structures /5,6/. We use observations of the longitudinal photospheric magnetic field component to derive magnetic vector and compare the direction of this vector with the alignment of the fibrils in $H\alpha$ and of the downward motion structure in the transition region.

In order to compute the vector of the magnetic field, we have made the following assumptions: the field is static (the evolution time is larger than the Alfvén and sound transit times); the plasma velocity is neglected because the magnetic field is large; ideal MHD is appropriate since the magnetic Reynold's number is large for typical lengths of magnetic structures; the gravitational and pressure forces are negligible compared with the magnetic force ($\beta \ll 1$). Then the magnetic field satisfies the equation:

$$\vec{j} \times \vec{B} = \vec{0}.$$

We limit the computation to the case of a linear force-free field with $\alpha = \text{constant}$ over all the computed grid because our data is restricted to the longitudinal field component only. A posteriori, this assumption seems to be acceptable because the $H\alpha$ structures fit well with linear force free field lines.

The method that we use solves the problem in terms of Fourier series /7/. Since we impose a periodic behaviour, difficulties are located at the boundaries but should affect only 10% of the area. The computed region is a square with sides of 150 Mm and a maximum height z_{max} equal to 15 Mm. The sunspot and the filament are located in the center of the area.

For the potential case ($\alpha = 0$), the magnetic field is directed radially towards the sunspot. When the parameter α is positive, the field is sheared in a clockwise direction like the observed spiral fibrils and a single value of α can be found that provides a good match the observed fibril pattern (Figure 5). The filament lies along the inversion line of the computed field. If we increase the maximum altitude z_{max} , the contours are smoothed but the arrow direction is conserved /1/.

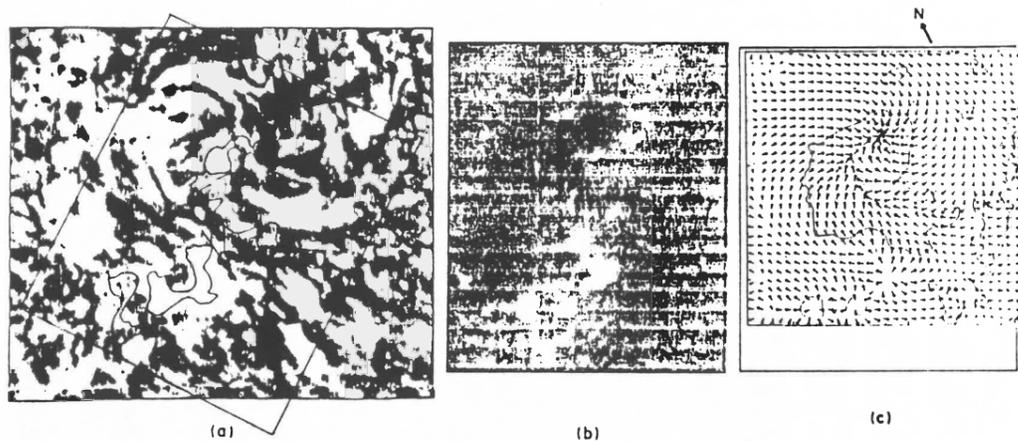


Figure 5.(a) $H\alpha$ intensity map. The box represents the field of view of the b map. The contours correspond to maxima of the magnetic field. (b) Magnetic field observed at Meudon at 9:42 UT. Dark regions correspond to negative polarity, white regions to positive polarity. (c) Magnetic field computation with force-free field assumption for $\alpha = 0.7$ at the altitude $z = 2000$ km (the arrows indicate the direction of the horizontal component, continuous lines maxima of the vertical component).

INDUCTION BETWEEN TWO CURRENT SYSTEMS

We propose a simple circuit model for the interaction of the filament and sunspot current systems by mutual induction (Figure 6). The filament is modeled by a resistive and inductive (RL) circuit as proposed by Spicer /8/ and treated in detail for a force-free sheared arcadé by Zuccarello et al /9/. The spot system may be treated similarly adding a voltage source due to the driving photospheric motions, implied by the vorticity polarity rule of Martres et al /10/. The mutual inductance models the magnetic flux linkage through the filament arcade due to sunspot currents and vice versa.

In reality classical resistivity effects are negligible for the observed evolution time (\sim day). However magnetic relaxation and tearing mode instabilities can effectively dissipate magnetic energy on short time scales and may be modeled most simply by an enhanced resistance. We argue that the filament mass motions observed in $H\alpha$ and C IV are associated with the magnetic relaxation allowing the growth of filament currents by mutual induction with the sunspot currents. The development of the currents now follows solving the initial value problem for the circuit. For a constant sunspot voltage and zero initial currents, the filament current rises to a maximum and then decays to zero, whereas the sunspot current rises to a constant value. With an initial sunspot current and no driving voltage, the currents asymptotically have a fixed ratio and decay at the same rate. This circuit model will be described in more detail in a future paper (Raadu et al, in preparation).

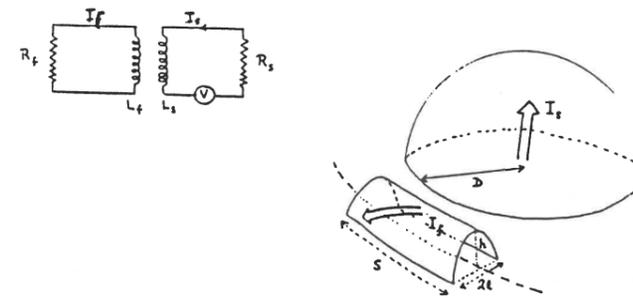


Figure 6. Circuit model. L_f, L_s are filament and sunspot inductances, R_f, R_s resistances in the filament and in the sunspot current systems, V a voltage source due to photospheric shearing motions, I_f filament current flowing on a surface with a half elliptical cross-section with height h and width $2l$, I_s coronal current associated with the sunspot, D the radius of a hemisphere containing the sunspot currents.

REFERENCES

1. Schmieder B., Raadu M.A., Démoulin P., Dere K.P., *Astron. Astrophys.*, in press (1988)
2. Alissandrakis C.E., Dialetis D., Mein P., Schmieder B., Simon G., *Astron. Astrophys* in press (1988)
3. Brueckner G.E., *Solar Active Region*, Proceedings of Skylab workshops, Colorado Associated University Press, Boulder, Colorado, F.Q.Orrall (Ed.), (1981)
4. Nicolas K.R., Kjeldseth-Moe O., Bartoe J-D.F., Brueckner G.E., *Solar Phys.* 81, 253, (1982)
5. Nakagawa Y., Raadu M.A., *Solar Phys.* 25, 127, (1972)
6. Nakagawa Y., Raadu M.A., *Solar Phys.* 30, 421, (1973)
7. Alissandrakis C.E., *Astron. Astrophys*, 100, 197, (1981)
8. Spicer, D.S., *Space Science Rev.* 31, 351, (1982)
9. Zuccarello F., Burm H., Kuperus M., Raadu M.A. and Spicer D.S., *Astron. Astrophys.* 180, 218, (1987)
10. Martres M.J., Rayrole J., Semel M., Soru-Escaut I., Tanaka K., Makita M., Moriyama F. and Unno W., *Publ. Astron. Soc. Japan* 34, 299, (1982)

- A8:

Dynamics of a filament at the boundary of a spot region with magnetic shear

B. Schmieder¹, M.A. Raadu², P. Démoulin¹, and K.P. Dere³

¹ Observatoire de Paris, Section de Meudon, D.A.S.O.P., F-92195 Meudon Principal Cedex, France

² The Royal Institute of Technology, Department of Plasma Physics, S-10044 Stockholm, Sweden

³ E.O. Hulbert Center for Space Research, US Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375-5000, USA

Received July 4, accepted September 8, 1988

Summary. H α (MSDP), magnetograph (Meudon), and C IV (HRTS) observations are used to investigate the relationship between the dynamics of a filament and a spot region with vortex structure. Comparisons are made between fine structures in H α and C IV intensity and Doppler shift images. These show filament shearing and a good correlation between H α and C IV upflow, the C IV filament being very dynamic ($\pm 50 \text{ km s}^{-1}$). Magnetograph data for the whole region including the sunspot are used to calculate linear force-free fields. The magnetic structure at the filament is found to be favourable for support. One value of the force-free parameter α is found to give a good fit to both the sheared filament structure and the sunspot spiral structures, indicating a causal relationship. A possible explanation is that the mechanism behind the vorticity polarity rule for sunspot growth applies to the whole region. Magnetic relaxation of the coronal magnetic field may also play a role.

Key words: the Sun: chromosphere of – the Sun: prominences – the Sun: magnetic fields

1. Introduction

An analysis by Rompolt and Bogdan (1986) of H α images of an active region shows that large scale photospheric motions play a role in the formation of the chromospheric fibril pattern and particularly in the formation of active filaments. The authors give two examples of prominence formation due to converging photospheric mass motions with parallel or anti-parallel shear. Martres et al. (1973, 1982) show the importance of a vorticity polarity rule in the growth of sunspots. Horizontal photospheric clockwise vortex motions are connected to the growth of northern polarity sunspots. Quasi-static structures seen in the chromosphere may be associated with a magnetic field satisfying closely the force free condition (currents running parallel to the field).

This implies that: $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$.

Previously (Nakagawa and Raadu, 1972, 1973) a reasonable topological agreement was found between a class of constant- α force-free magnetic fields and H α structures.

Several solutions for force-free problems have been given at the disk center by Schatzman (1961) in terms of Bessel functions

Send offprint requests to: B. Schmieder

and by Nakagawa and Raadu (1972) in terms of Fourier series. More recently Alissandrakis (1981) has extended the method far from the center of the disk using Fourier transforms. The boundary condition is then given in numerical form from observations of B_l the longitudinal field component:

$$B_l = aB_x + bB_y + cB_z.$$

In this paper, we use observational data of photospheric longitudinal magnetic field components to derive the magnetic vector, and compare the direction of this vector with the alignment of the threads observed in the chromosphere (H α line) and in the transition region (C IV line). The observed dynamics in these two lines allows us to make a sketch of the evolution of the threads contained in a section of a filament which disappears during our observation time. This work is based on observational quantities, the Meudon magnetograph provides longitudinal magnetic field maps, the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) operating at Meudon, H α data, and the High Resolution Telescope and Spectrograph (HRTS) aboard Spacelab 2, C IV data, on August 2, 1985, during Revolution 56.

2. Observations

2.1. Instruments

The data processing of the Meudon magnetograph is described in a previous paper (Rayrole, 1981). The measurements are made in the photospheric line Fe I 5302 Å. Intensity, radial velocity and magnetic field B_l are obtained. The spatial resolution is $1.2 \times 2''$. The size of the field of view is around $4' \times 4'$.

The MSDP spectrograph records a two dimensional field on the solar surface ($8' \times 1'$) with good spatial ($1''$) and temporal (10 s) resolutions. Observations of the same region are simultaneously obtained in 9 wavelengths in the H α line, from which profiles are computed. Maps of Dopplershifts and intensity fluctuations are derived from the profiles by a code simulating a lambda-meter technique at $\Delta\lambda = \pm 0.3 \text{ \AA}$ and $\pm 0.6 \text{ \AA}$ from the line core (Mein, 1977). A mean profile is obtained by averaging the profiles over an elementary field of view excluding active regions. The entrance slit was displaced 5 times in order to cover a field of view equal to $5' \times 8'$ within each minute. The spectroheliograph of Meudon was working in routine during all the day.

A detailed discussion of the HRTS has been given by Brueckner and Bartoe (1983). The Spacelab 2 version of the HRTS consists of a 30 cm gregorian telescope and three focal plane instruments, which include the UV spectrograph, the broadband UV spectroheliograph and H α system. The telescope focuses an image of the Sun onto the spectrograph slit jaws with a spatial resolution of 1". The spectrograph is a stigmatic tandem-Wadsworth mount and records the UV spectrum 1200-1700 Å on photographic film with a spectral resolution of 50 mÅ. The slit has an equivalent length of 1 solar radius and an equivalent width of 0.5. The complete UV spectrum 1200-1700 Å can be recorded simultaneously or a wavelength mask can be used to limit the spectral range to a selectable 15 Å band to conserve film. The data used in the present analysis were obtained with wavelength mask centered at 1550 Å in order to observe the C IV lines: 1548-1550 which are formed at 10⁵ K in what is usually referred to as the transition region. In this limited wavelength range there are also a number of narrow chromospheric lines of Si I on which the near absolute wavelength scale is based. No exposures were taken with the broadband UV spectroheliograph during this set of observations. The H α system uses a fixed wavelength Fabry-Pérot filter, the H α images are recorded photographically and displayed on the shuttle raft flight deck for target selection and telescope focussing.

Spectra were obtained by stepping the slit in 3" increments in a series of 17 rasters each composed of 10 spectra. The exposure time was 5 s and a complete raster of 10 spectra was completed in about 1 min. Not all 17 of the rasters are useable for a several reasons. Some of the spectra were exposed at the position of a film splice and several spectra were lost during film development although we are confident that we have been able to reconstruct the correct exposure times for each spectrum. Also, in the second half of the observing sequence, the pointing stability of the Instrument Pointing System (IPS), on which the HRTS was mounted, began to deteriorate. The effects of this can be seen in the fifth image shown in Fig. 3. In spite of these problems, there are several rasters of high quality spectra which reveal a number of interesting properties, especially when compared with the ground based observations. The rastered spectra provide two-dimensional spectroscopic information of the active region as a function of time. Images are constructed from the spectra by determining the wavelength moments of each C IV profile in the raster. These correspond to the total integrated line intensity I , the mean position of the line profile with respect to the rest wavelength Δx , converted $\Delta \lambda$ to a line-of-sight velocity V , and the line width $\Delta \lambda_2$. A comparison of the $\Delta \lambda$ squared Doppler shifts in the two C IV lines indicated that each can be measured to an accuracy of $\pm 2 \text{ km s}^{-1}$ and the average, used here, should be accurate to about $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$. Most of the values of the velocity moment have magnitudes less than 23 km s^{-1} and the images have been scaled so that the brightest and darkest parts of the velocity image correspond to such a magnitude. Larger values of the velocity have been truncated for the purposes of constructing the image. For profiles that are too weak to accurately measure a Dopplershift, a striped pattern is displayed. Most of the line-width moments have values less than 0.03 \AA^2 and the line-width images have been scaled accordingly. Because moments of the profiles are used, the detailed shape of the line profiles are lost in the moment images. For gaussian profiles, no information is lost and, in fact, the line-width $\Delta \lambda_2$ is equal to the square of the standard deviation of the gaussian profile. For non-gaussian profiles, such as those associated with the filament, considerably more information is available in the individual profiles (see Sect. 2.4).

2.2. Active region

One of two active regions observed during the Spacelab 2 mission (July 29-August 6, 1985) was NOAA-AR 4682 located S 15 E 10 on August 2. As reported by Smith (1986), this region is the leading portion of the returning complex 4671/4672. The unipolar spot grows on August 27, 28-30 and small follower polarity spots were detected. Minor flares occur during this period. Then the activity decreases and some filament activity continues through August 6. The sunspot has a negative polarity.

Fibrils around the spot have a spiral pattern which forms an active "eyebrow" filament prolonged out of the active region by a large, NS extended quiescent filament (Fig. 1). Its northern part changes continuously during August 2 and disappears (Fig. 1). This part was in the overlapping area of both data sets obtained in H α with the MSDP and in C IV with the HRTS (Fig. 2).

On the next rotation, the spiral pattern has disappeared, and the active filament is developed all around the active center but is becoming quiescent (the sunspot is no more visible).

2.3. Coalignment of the images

The orientation of the HRTS during these observations was at an angle of 37° relative to solar north and the images shown in Fig. 2 have been rotated by this amount. The registration of the two data sets is achieved by means of the position of the sunspot in H α and in the ultraviolet spectra. HRTS images of the intensity of Si I lines indicate the position of the sunspot (C IV does not) although the Si I lines are not especially strong. The estimated accuracy of the coalignment is of the order of 3".

2.4. Time evolution and results

In the common field of view, various structures are visible. Bright plages are superimposed in C IV and H α . The sunspot is included and will be analyzed in another paper.

On the H α maps, we focus our study on:

- a section of a filament (denoted F₁ in Fig. 3a), making an angle of 30° with the direction of the fibrils. On the H α intensity maps, we observe small changes during the observations (9:20-9:31 UT) and at 9:54 UT the part F₁ is very faint. Looking at spectroheliograph observations made at Meudon, this evolution was confirmed (Fig. 1). The filament is shaped like a question mark at the earliest times (9^h20') then the part F₁ is disconnected from the N-S quiescent section). The direction of section F₁ becomes more E-W around 10:10 UT. Large blueshifts are coincident with the filament at 9:20 but became weaker later on (Fig. 3b).

- small parallel North-South aligned fibrils F₂ (Fig. 3a). No particular velocity cells appear at the location of the fibrils (Fig. 3b).

On C IV intensity maps (Figs. 2 I_{CIV}), and 3c) a faint elongated emission is seen at the exact location of the filament, edged towards the sunspot by a lack of C IV emission, which lies at 3000 km from the H α filament channel. Such a displacement between an H α filament and a lack of emission was also noted in the filament observations during the third Rocket flight using HRTS instrument (Dere et al., 1986).

Blueshifts correspond to the faint C IV emission and are superposed with the H α blueshifted filament F₁, redshifts (region F₂) are clearly visible in a direction making an angle of 30-40° with the blueshift cell axis (Fig. 2 V_{CIV}). These velocity cells vanished with time (Fig. 3d) and are indistinguishable at 9:30 UT.

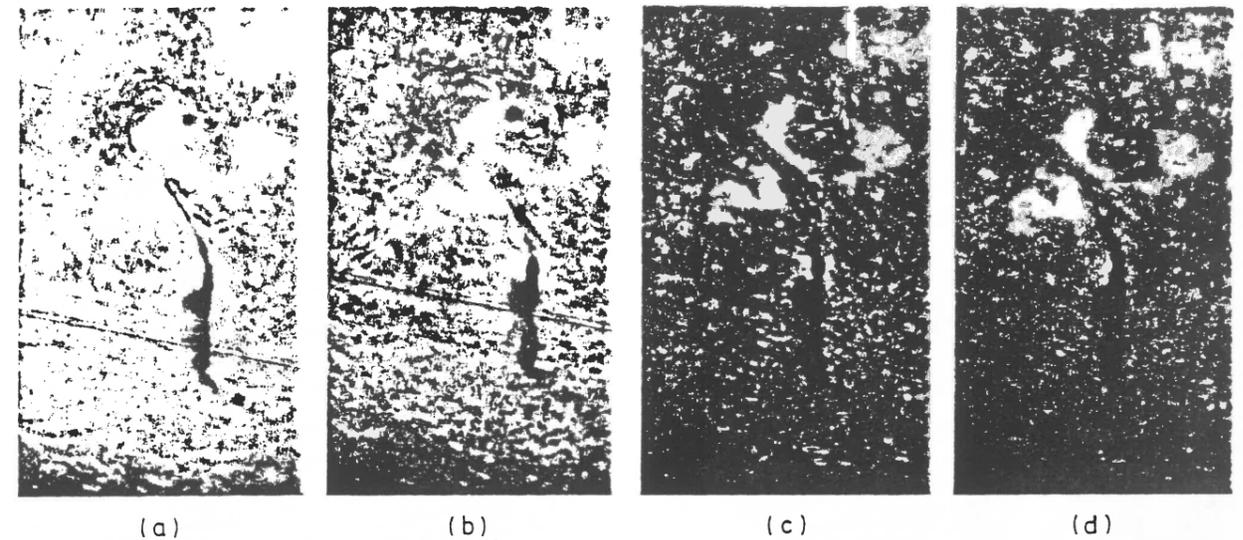


Fig. 1a-d. Active Region AR 4682 on August 2, 1985, observed with the H α spectroheliograph of Meudon. a 8:10 UT; b 9:42 UT; c 12:15 UT; d 14:56 UT. North is directed toward the top of the images

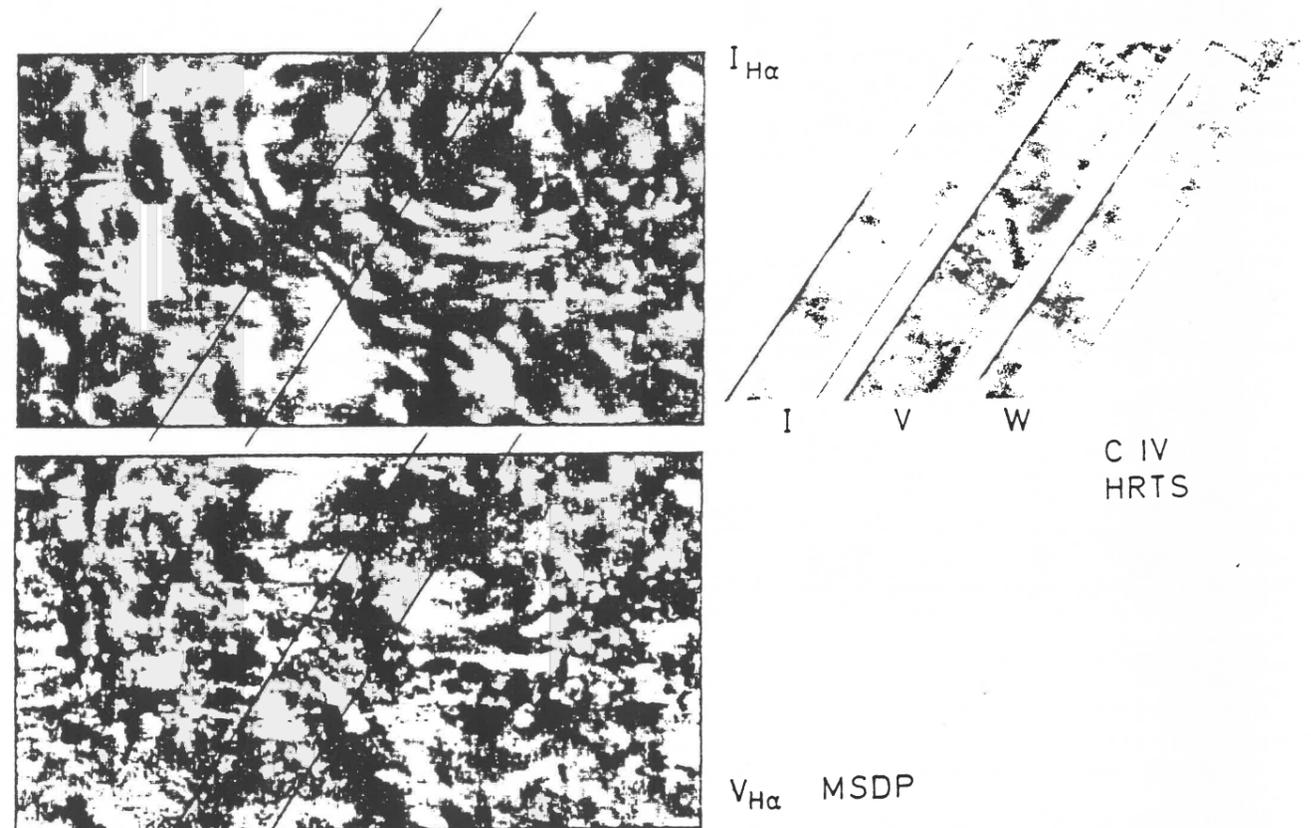


Fig. 2. Intensity (I) and Velocity (V) maps obtained in H α (MSDP spectrograph) and line width (w) in C IV (HRTS - Spacelab 2 mission). The straight lines drawn on the H α maps indicate the field of view of the C IV maps. The white part (black part) in V maps corresponds to upward (downward) motion

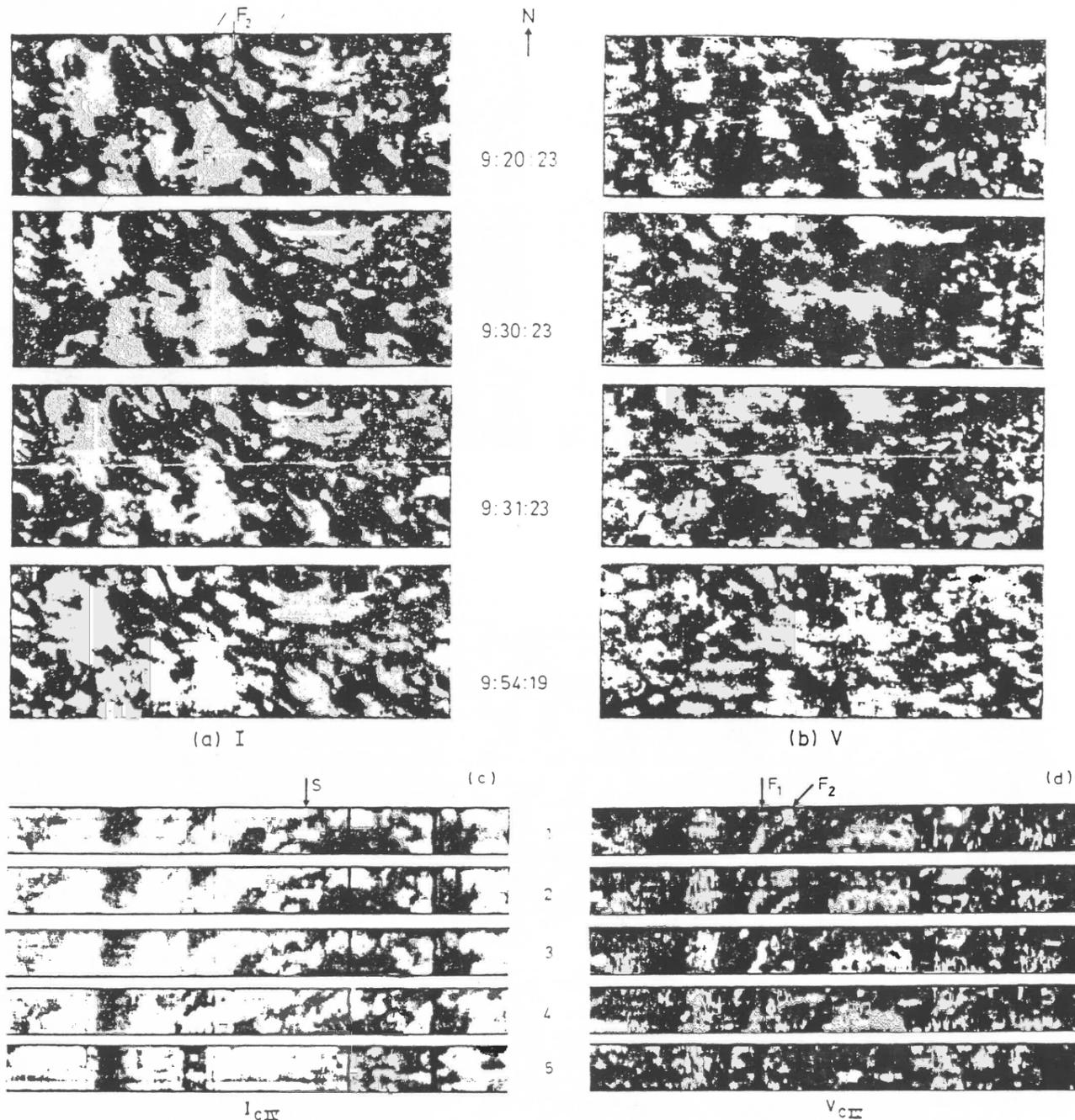


Fig. 3a-d. Time series of H α maps between 9:20 UT and 9:54 UT: a intensity; b velocity. Time series of C IV maps at 1-9:17, 2-9:18, 3-9:21, 4-9:28, 5-9:30 UT: c intensity; d velocity. The white part (black part) in V maps corresponds to upward (downward) motion. The arrow F_1 shows the blueshifted filament (white), the arrow F_2 the redshifted structure (black), the arrow S the sunspot location

2.5. Velocity field in the filament and in the fibrils

In Fig. 4, cuts parallel to the slit direction in H α intensity and velocity maps show clearly the filament region F_1 in absorption and a corresponding blueshift equal to 2.5 km s^{-1} and for larger values of x , bright regions (facula) correspond to redshift ($-1, -2 \text{ km s}^{-1}$). The corresponding cuts in C IV exhibit the weak emission and the blueshift ($\sim 7.5 \text{ km s}^{-1}$) in F_1 and the redshift in F_2 (-15 km s^{-1}).

The values of the velocities are determined by standard methods (see Sect. 1.1). This is reasonable in the case of H α profiles, where the line seems optically thick in the filament (Fig. 5).

Nevertheless, the C IV profiles may be interpreted as the combination of two or three profiles, the emission of which could be due to different transition zones along the line of sight. The strong central profile is nearly gaussian but the highly shifted components do not appear to be gaussian and the red and blue

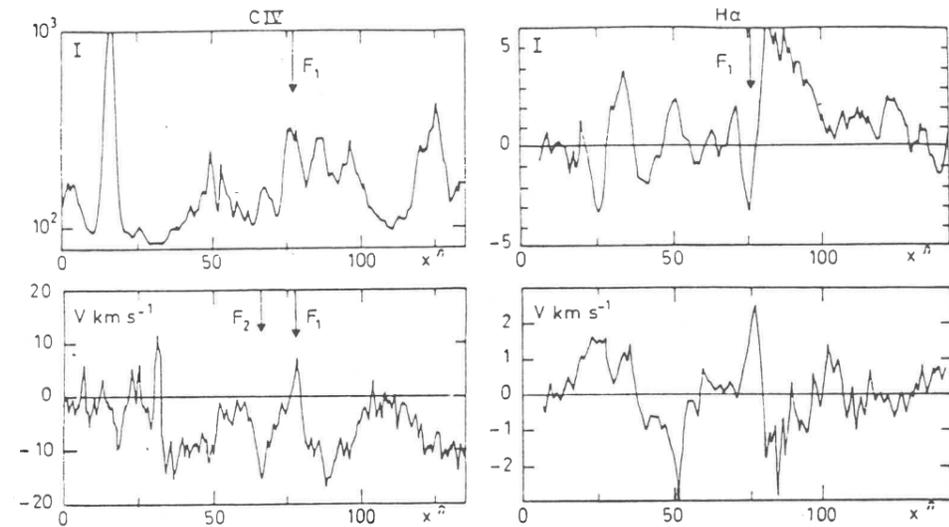


Fig. 4. Intensity and velocity cuts across the filament and its environment (H α and C IV). Positive velocities correspond to upflows

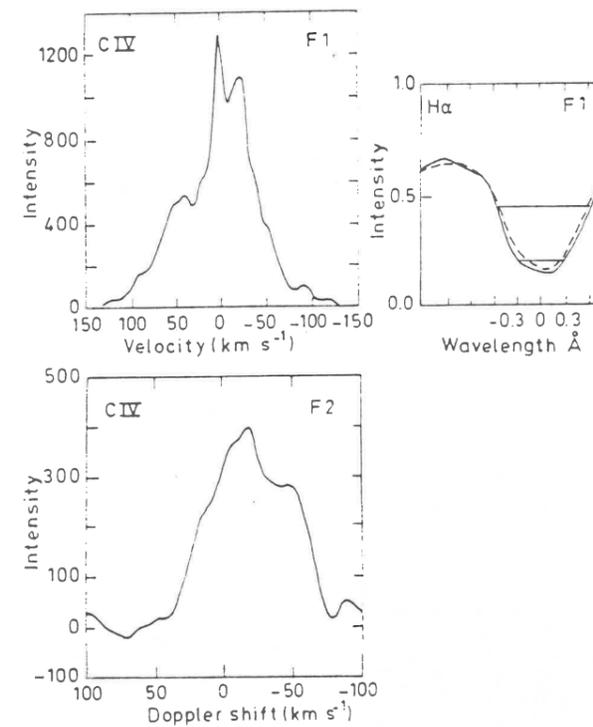


Fig. 5. Blueshifted profiles of H α and C IV lines in the filament F_1 (the mean H α profile is indicated by dashed line) and redshifted profile of C IV line in region F_2

components in the filament F_1 are also displaced along the slit. The high spectral resolution (50 m \AA , i.e. 30 pixels in mean profiles) allows the resolution of these transition zones. In Fig. 5 we give two examples of C IV profiles: one corresponds to the filament F_1 and the other to the structure F_2 . The large broadening of the line cannot be explained by thermal effect. Half width would be estimated to be 180 m \AA , i.e. 20 km s^{-1} (Mouradian et al., 1982). It is obvious that the F_1 profile is the sum of a low emission ($I=500$) coming from the transition zone between the corona and the filament (TZ-CF) exhibiting an upward

velocity of 50 km s^{-1} and a high emission ($I=1000-1300$) due to the underlying transition zone between the chromosphere and the corona (TZ-CC). One of these two peaks could be due to the transition zone above the heated filament or to another structure close to the filament. In the same manner, the F_2 profiles could be either a highly redshifted feature, comparable to those deduced in some active region loops (Cram, 1986) or the sum of two components, one at rest, the other moving downwards with velocities reaching -50 km s^{-1} . The intensity is low (300-400). Such an interpretation of the C IV profiles is very interesting since it provides an explanation as to why the C IV filament appears as a bright feature on the maps (Figs. 2 and 3c). In fact lower emission than that from the TZ-CC comes from TZ-CF, in agreement with the general behaviour of C IV filaments (Schmieder et al., 1985; Simon et al., 1986). The TZ-CC under the filament is hotter than in the surroundings. This can be due to a "hothouse effect" frequently observed in the chromosphere (Martres, private communication).

The evolution of the profiles versus time in the filament region (Fig. 6) shows that the large broadening disappears ten minutes after the beginning of the observations (around 9:27 UT). This can indicate the disappearance of the filament, and is in agreement with the H α observations (Sect. 2.4). In conclusion, the C IV velocity values calculated using the first moment of the line profile are underestimated values. The large velocities observed ($\pm 50 \text{ km s}^{-1}$) indicate the presence of large flow through the filament with an important shear. It is the first time that C IV profiles in a filament are observed so dynamic. Such a flow across a steep temperature gradient could affect the ionization equilibrium of the plasma. Thermal diffusion may lead to an enhancement of heat flux. Plasma is escaping and heated. Some of it returns along magnetic field arcades with no efficient condensation.

2.6. Magnetic field observations

Three observations of the longitudinal component were made within 5 h : at 9:42 UT, 13:04 UT, 15:15 UT. The sunspot corresponds to the negative polarity region, plages to the positive polarity (Fig. 7).

The magnetic field maps show no significant time evolution.

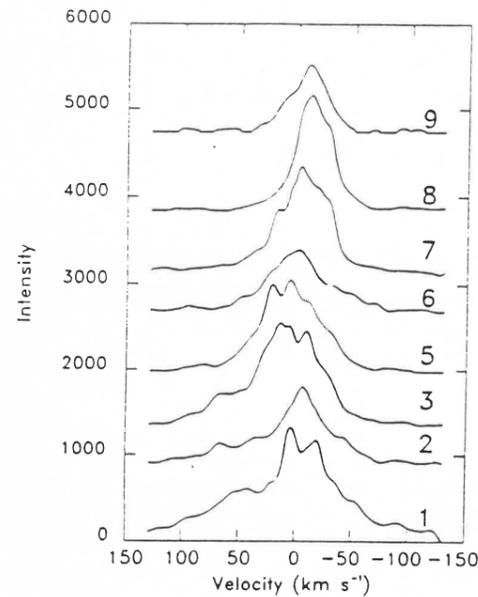


Fig. 6. Time evolution of the CIV profiles in the filament. The profiles 1 to 9 correspond to spectra obtained respectively at 9:18, 9:19, 9:22, 9:23, 9:28, 9:29, 9:30, 9:31, 9:32 UT)

3. Magnetic field

3.1. Hypothesis

We only have observations of the longitudinal component of the photospheric magnetic field. To find the total photospheric field from this boundary condition, we must find equations satisfied by the overlying field. First, we assume that the field is quasi-static,

since the time of evolution is several days. Also on this time scale resistive effects are negligible for the length scales of interest. Next, since the velocities are sub-Alfvénic and since gravitational and pressure forces are negligible for the coronal plasma conditions and length scales, we assume that the magnetic field satisfies the force-free condition, $j \wedge B = 0$. This may also be written $\text{rot } B = \alpha(r) B$ where α is a constant on individual field lines. Finally, we will assume a linear force-free field so that $\alpha(r)$ is constant over the whole computed region.

The assumption of a linear force-free field has several motivations. In the general case we would also need observations of the vector magnetic field on the boundary to determine $\alpha(r)$ at one of the footpoints of each fieldline. Theoretically, Taylor (1976) has argued that small scale resistive effects may change the local field line connections. On a large scale the resulting magnetic relaxation conserves the total helicity, $\int_{V_0} A \cdot B dv$, assuming a closed fixed volume V_0 and where A is the vector potential. For force-free conditions such a relaxation leads to a linear force-free field (cf. Woltjer, 1958). In fact we find that the linear computations give a satisfactory fit to H α structures in both the filament and spot regions. This suggests that there may be small scale dissipation in the corona leading to relaxation according to Taylor's hypothesis, although this can only apply in a modified form since the corona is open.

3.2. Method of computation

There are several ways of computing the linear force-free field from the observed photospheric boundary field. Schatzmann (1961) has solved the problem in terms of Bessel functions, Nakagawa and Raadu (1972) in terms of Fourier series and Chiu and Hilton (1977) in terms of Green's functions. The Green's function method was also used by Seehafer (1978) assuming that the vertical field component was zero on the sides of the computational box. The result representation closely resembles

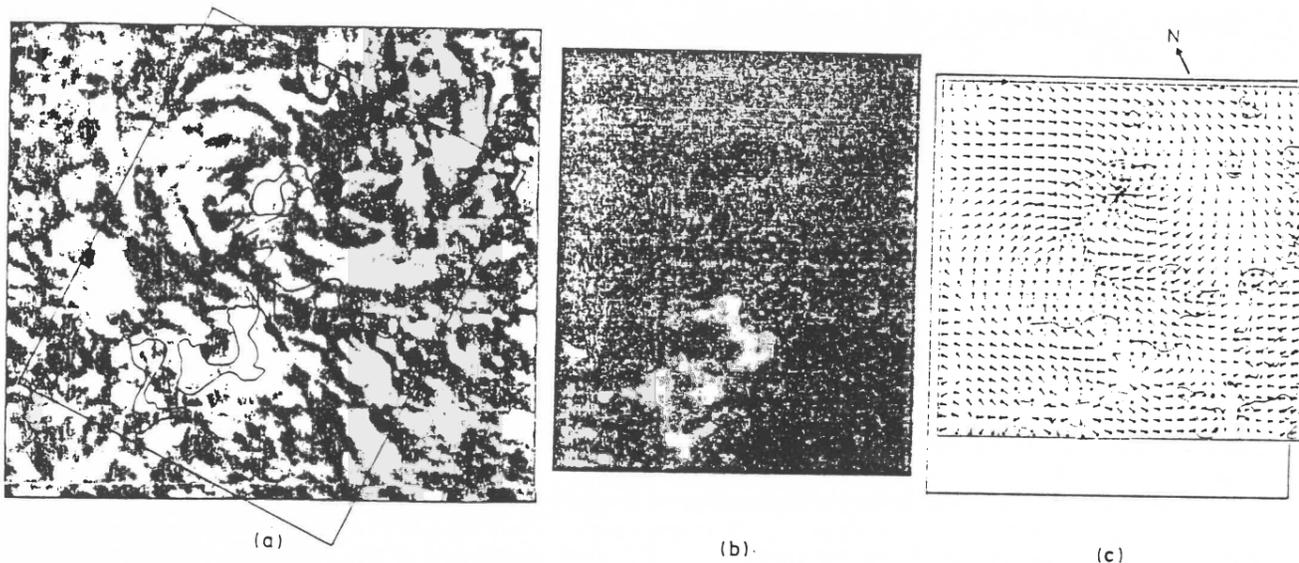


Fig. 7. a Large field of view in H α at 9:54 UT (300" \times 270"). Box indicates the field of view of (b) map, straight lines the location of the filament and the fibrils well visible in Fig. 1, a circle, the sunspot, the contours, faculae. b Magnetic field observed at Meudon at 9:42 UT. c Magnetic field computations with FF field assumption for $\alpha' = 0.7$ at $z = 2000$ km (the arrows indicate the direction of the transverse component, the dashed line the maxima of the vertical component: the same contours and lines as in a have been drawn)

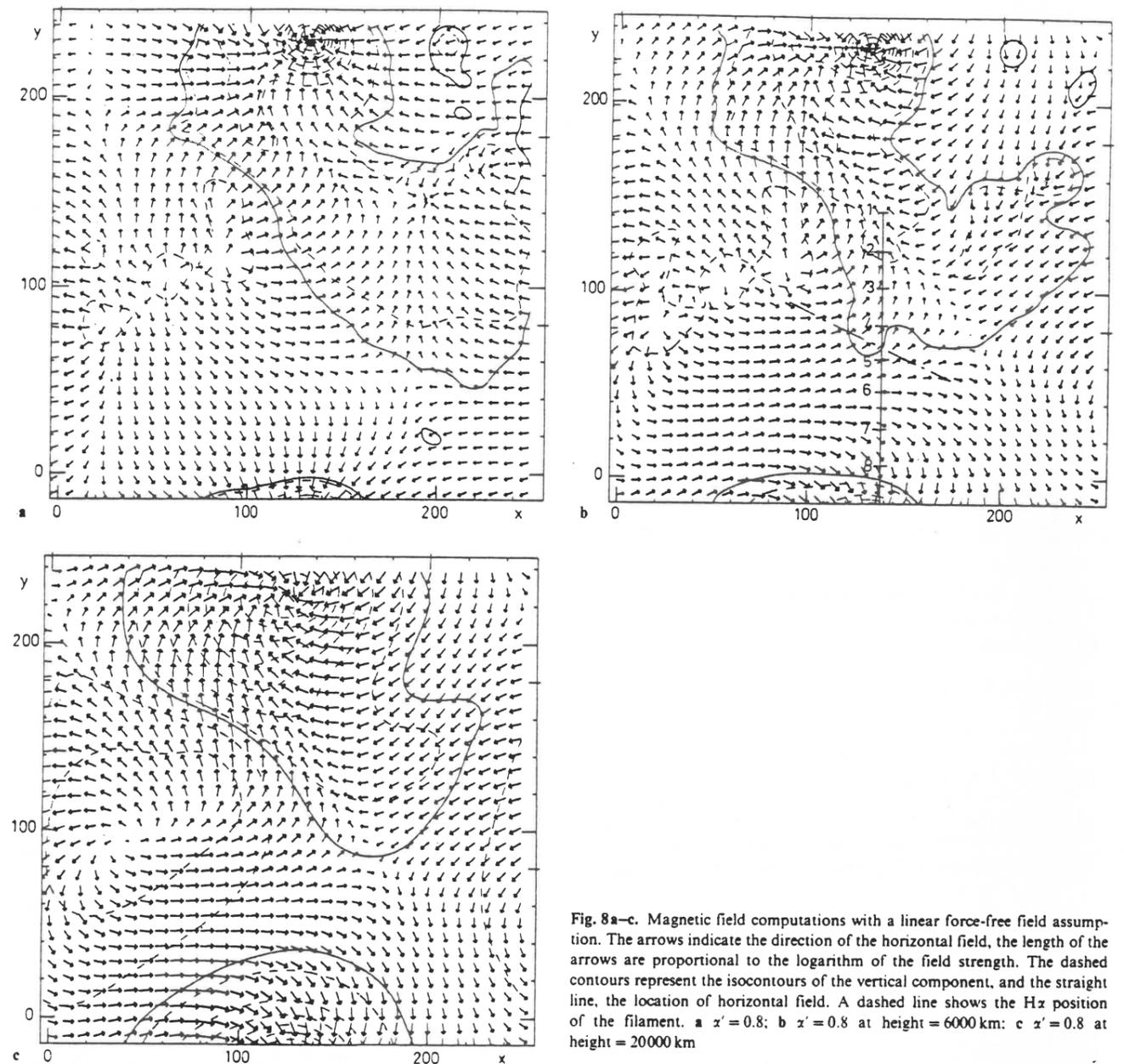


Fig. 8a-c. Magnetic field computations with a linear force-free field assumption. The arrows indicate the direction of the horizontal field, the length of the arrows are proportional to the logarithm of the field strength. The dashed contours represent the isocontours of the vertical component, and the straight line, the location of horizontal field. A dashed line shows the H α position of the filament. a $\alpha' = 0.8$; b $\alpha' = 0.8$ at height = 6000 km; c $\alpha' = 0.8$ at height = 20000 km

that of Nakagawa and Raadu (1972), but has implied periodic lengths which are twice as large. Most recently Semel (1988) has extended the Green's function method to the case of oblique boundary values. His results include those of Chiu and Hilton (1977) and the potential field as special cases. He resolves the problem of uniqueness by showing that, if a solution with finite magnetic energy exists, then this solution is uniquely determined given one field component on the boundary. Here we choose the Fourier series method developed by Alissandrakis (1981). It has several advantages. It is fast since we can use the fast Fourier transform. For large force-free α , the large scale harmonics which are periodic in height (hence having infinite energy) are systematically discarded. The method using Green's functions of Chiu and

Hilton does not explicitly avoid these non-physical harmonics, and, in addition to the longitudinal component, a transverse component of the field needs to be specified completely to find the solutions. In Alissandrakis's code, the magnetic field is fully described when we specify only the longitudinal component at the photospheric level.

All the methods described above have the problem of fixing boundary conditions on the sides of the volume where the field is computed as well as the base (photosphere). This means that we need to include extra information from these boundary regions where the field is not observed. By using the Fourier transform we impose, implicitly, a periodic behaviour of the photospheric field. It is expected that those assumptions affect only the regions close

to the boundaries of the magnetogram, and that the regions affected would increase in size with height. Alissandrakis (1981) discusses this "aliasing" effect, and shows that it could be limited to narrow regions at the boundary of the computed region. We find that it is particularly important when we include only a part of the sunspot or at great height. The effect of the arbitrary boundaries could be controlled by computing different regions. As the size of the computed region (~ 150 Mm) is much greater than the expected height of the filament (~ 5 Mm), and so much greater than the height used to compute the field, the boundary effect could be localised to a very narrow strip around the computed areas. In Fig. 8 only the first row of arrows near a boundary are a little perturbed, by less than 20° in the direction. This upper bound appears where the field is weaker. In conclusion, we can neglect the effect of the boundary conditions on the region of interest (The particular direction of the field in Fig. 8 near the upper boundary is not a result of a boundary effect).

Here we display the results of the magnetic field calculations at selected heights. The magnetic vector field at a given height is displayed using arrows for the horizontal components and an isocontour for the vertical component. This is convenient for the present study where the structures of interest lie in a restricted height range. For comparison the results of a potential field calculation for the same region are given in Fig. 6 of Brueckner et al. (1986). Their results are shown in terms of field lines some of which rise high into the corona. Such a representation is useful, for example, to show the possible evolution of coronal connections.

3.3. Field computations

3.3.1. Shear effect

The constant α in Eq. (1) is normalized using the size of the map. [$\alpha \approx (190 \text{ Mm})^{-1}$], α^{-1} may be regarded as a characteristic shearing length. The dimensionless parameter is denoted α' . For $\alpha' = 0$, the computed map, Fig. 8, shows a magnetic field directed radially to the sunspot. When α' is set positive, the field is sheared in all the map in a clockwise direction, and for a negative α' it is sheared in the opposite direction. From the appearance of spiral of fibrils in

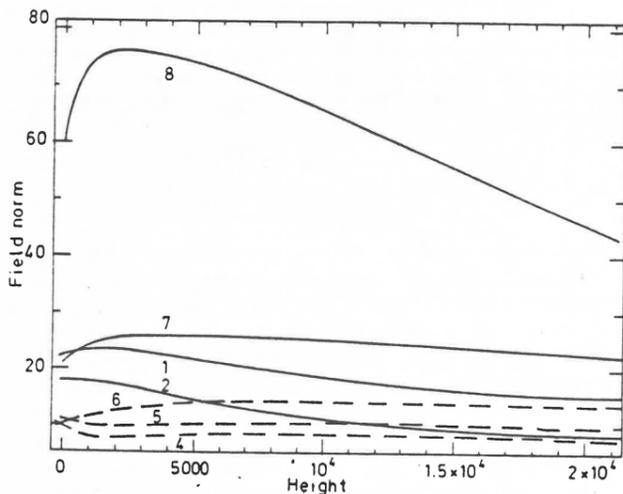


Fig. 9. Variation of the magnetic field strength with height, at the points marked on Fig. 8b. It shows the particular behaviour of the field near the location of the prominence, without the field created by the prominence current

Hz it seems that the potential case could not represent the field around the spot. By varying the constant α' , we can match the field direction to the fibrils to determine how much current is allowed along the field lines. When α' varies from -1 to $+1$, the field rotates by nearly an angle π . When $|\alpha'|$ is increased beyond unity, artificial neutral lines appear in the map showing that the shear is too large to be realistic (The program has discarded too many of the large scale field components).

Computed field maps at different heights show that the small scale harmonics are rapidly eliminated with increasing height: the isocontour of the vertical field and the arrows pattern (representing the horizontal field) become more and more smooth with height. The vertical unipolar regions increase in size with height (by a factor nearly two from photospheric level to the height of 15 Mm). Even with this change in the configuration and magnitude of the field, the directions remain about the same with increasing height and the maps become only more smooth with height, with the same average direction field. From a plot of the field direction with height we deduce that most of the field does not change in direction more than 10° from the photosphere to a height of 15 Mm.

3.3.2. Variation of the field strength with height

The solid curve in Fig. 8 represents the neutral line of the vertical field. The neutral line enclosing the sunspot delimits an increasing region with height. Nevertheless the neutral line remains at the same place in the higher levels, where the filament is present. The filament is then located in a near vertical plan (on which the field is horizontal).

Figure 9 shows the evolution of the field strength with height for the points located on Fig. 8a by arrows. The field strength decreases with height for most of the points except for numbers 4 and 5. They are located near the neutral line of the filament. The field is also particularly low in this region. This particular behaviour could be extended to other regions where the filament is present. Neutral lines without a filament show this in the vicinity of the filament region, or at some greater distance.

Even if it is not systematic, a careful study of the field strength with height, shows that the field is constant or weakly increasing with height at the location of the filament, and decreasing in the other regions.

This could be one more constraint on the formation of a filament. It is helpful to notice that this result has been obtained by assuming that the field is force-free, and so with no prominence currents. The field computed here is created only by the photospheric pattern, and it is not the current in the prominence that creates this peculiar behaviour of the field at the location of the prominence.

The increase of the field strength with height means that the magnetic pressure is greater at great height than at lower one, then the field line must have a dip at the summit, as the magnetic tension must balance the magnetic pressure gradient. This may be shown from the Lorentz force:

$$0 = \mathbf{J} \wedge \mathbf{B} = -\nabla_{\perp} \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{B^2}{\mu_0} \frac{\mathbf{n}}{R_c},$$

where ∇_{\perp} is the orthogonal gradient, \mathbf{n} the normal to the field line, and R_c is the radius of curvature. For a horizontal field it may be rewritten:

$$1/R_c = \partial B / \partial z / B$$

and the field line has a dip at its summit when R_c is positive, that is, when the magnetic strength increases with height.

This configuration is similar to that proposed by Kippenhahn and Schluter (1957), but without cool material to deform the field line. Van Tend and Kuperus (1979) discuss the horizontal stability of a current line in an arcade. They conclude that in a KS configuration the initial configuration (without a prominence) must have a dip at the top to stabilize the prominence current that is formed after. This was also shown in the MHD stability analysis of Anzer (1969). With this result it is not surprising that the field is found to increase with height near the prominence location, and it is a constraint for the stability of the prominence.

The field strength in the prominence varies along its axis from 10 to 60 Gauss near the sunspot. This significant change shows that the field strength is not a criterion for the formation of a prominence. But, the photospheric pattern, and the harmonics are important to modelize the topology of the field before the prominence appeared. In particular, the formation of a dip is an important constraint (Démoulin and Priest, in preparation).

4. Discussion

The results presented here may be compared and contrasted with the study of Athay et al. (1985) of the patterns of material motion seen in C IV, C II and Ca II in the region of a neutral line. In contrast to our observations, theirs are close to the solar limb. The Doppler velocities are therefore predominantly horizontal, and are observed to show a typical reversal at the magnetic neutral line. They explain the velocity pattern as the result of diverging flow from the tops of field lines which close over the neutral line. Arguing that the flow must be along magnetic field lines, they come to the conclusion that there must be a very strong shearing at the transition region where C IV is formed. The presence of significant magnetic shear in the neighbourhood of a filament is also one of the conclusions of our analysis. Also there is a high level of dynamical activity in the C IV filament ($\pm 50 \text{ km s}^{-1}$), which could be related to the modifications in the appearance to the H α filament.

The presence of magnetic shear throughout the spot region has been the basis of previous modelling of the magnetic field using the force-free rather than the current free condition, as for example in Nakagawa et al. (1971). The circumstantial evidence for shear and its relaxation in an active region that produced a big flare is discussed by Zirin and Tanaka (1973). An important consequence of shearing is the storage of magnetic energy as estimated by Nakagawa and Tanaka (1974) from force-free calculations of an active region magnetic field. The storage of energy in a sheared force-free arcade has recently been analysed by Zuccarello et al. (1987).

The existence of shear in filaments and quiescent prominences is well established (see for example Tandberg-Hanssen, 1974). The observed presence of shearing motion in the chromosphere has been associated with prominence formation (Martin, 1986; Rompolt and Bogdan, 1986). One of the results of our present study is that the force-free (i.e. sheared) magnetic field calculated from the observed photospheric field has a suitable configuration to support prominence material.

Finally we note that the shearing of the sunspot region and of the filament are both well described by force-free magnetic fields with the same constant α . This suggests that they are both a consequence of the same large scale process, and for example that the vorticity polarity rule for sunspot growth (cf. Martres et al., 1985) may also relate directly to filament formation at the

boundaries of the region. If the sunspot and the filament are considered as current systems, an inductive coupling between them may exist. We plan to modelize these observations in order to define the relationship between sunspot and filament systems.

Acknowledgements. One of us (M.A. Raadu) is particularly indebted to the Observatoire de Paris for financial support and the opportunity for fruitful collaboration. We are grateful to Dr. M.J. Martres for discussions and to Dr. C. Alissandrakis for his help in using his force-free magnetic field code.

References

- Alissandrakis, C.E.: 1981, *Astron. Astrophys.* **100**, 197
 Anzer, U.: 1969, *Solar Phys.* **8**, 37
 Athay, R.G., Jones, H.P., Zirin, H.: 1985, *Astrophys. J.* **288**, 363
 Brueckner, G.E., Bartoe, J.D.F.: 1983, *Astrophys. J.* **272**, 329
 Brueckner, G.E., Bartoe, J.D.F., Cook, J.W., Dere, K.P., Socker, D.G.: 1986, *Adv. Space Res.* **6**, 263
 Chiu, Y.T., Hilton, H.A.: 1977, *Astrophys. J.* **212**, 873
 Cram, L.: 1986, *Astrophys. J.* **300**, 830
 Dere, K.P., Bartoe, J.D.F., Brueckner, G.E.: 1986, *Astrophys. J.* **305**, 947
 Kippenhahn, R., Schluter, A.: 1957, *Z. Astrophys. J.* **43**, 36
 Martin, S.: 1986, *Proceedings of the Coronal and Prominence Plasma Workshop*, NASA CP 2442, ed. A. Poland, p. 73
 Martres, M.J., Soru-Escout, I., Rayrole, J.: 1973, *Solar Phys.* **32**, 363
 Martres, M.J., Rayrole, J., Semel, M., Soru-Escout, I., Tanaka, K., Makita, M., Moriyama, F., Unno, W.: 1982, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **34**, 299
 Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* **54**, 45
 Mouradian, Z., Pecker, J.C., Chipman, E., Artzner, G.E., Vial, J.C.: 1982, *Solar Phys.* **78**, 83
 Nakagawa, Y., Raadu, M.A., Billings, D.E., McNamara, D.: 1971, *Solar Phys.* **19**, 72
 Nakagawa, Y., Raadu, M.A.: 1972, *Solar Phys.* **25**, 127
 Nakagawa, Y., Raadu, M.A.: 1973, *Solar Phys.* **30**, 421
 Nakagawa, Y., Tanaka, K.: 1974, *Astrophys. J.* **190**, 711
 Rayrole, J.: 1981, *Proc. Japan France Seminar Solar Physics*, eds. F. Moriyama, J.C. Hénoux, p. 258
 Rompolt, B., Bogdan, T.: 1986, *Proc. CPP workshop*, NASA CP 2442, ed. A. Poland, p. 81
 Schatzman, E.: 1961, *Ann. Astrophys.* **24**, 251
 Schmieder, B., Malherbe, J.M., Poland, A., Simon, G.: 1985, *Astron. Astrophys.* **153**, 64
 Seehafer, N.: 1978, *Solar Phys.* **58**, 215
 Semel, M.: 1988, *Astron. Astrophys.* **198**, 293
 Simon, G., Schmieder, B., Démoulin, P., Poland, A.: 1986, *Astron. Astrophys.* **166**, 319
 Smith, J.B.: 1986, *Adv. Space Res.* (Toulouse Cospar Meeting) (to appear)
 Tandberg-Hanssen, E.: 1974, *Solar Prominences*, Reidel, Dordrecht, Holland
 Taylor, J.B.: 1976, in *Pulsed High Beta Plasmas*, ed. D.E. Evans, Pergamon Press, Oxford, p. 59
 Van Tend, W., Kuperus, M.: 1978, *Solar Phys.* **59**, 115
 Woltjer, L.: 1958, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **44**, 489
 Zirin, H., Tanaka, K.: 1973, *Solar Phys.* **32**, 173
 Zuccarello, F., Burm, H., Kuperus, M., Raadu, M.A., Spicer, D.S.: 1987, *Astron. Astrophys.* **180**, 218

Chapitre B:

Structure

magnétique et thermique

des protubérances solaires

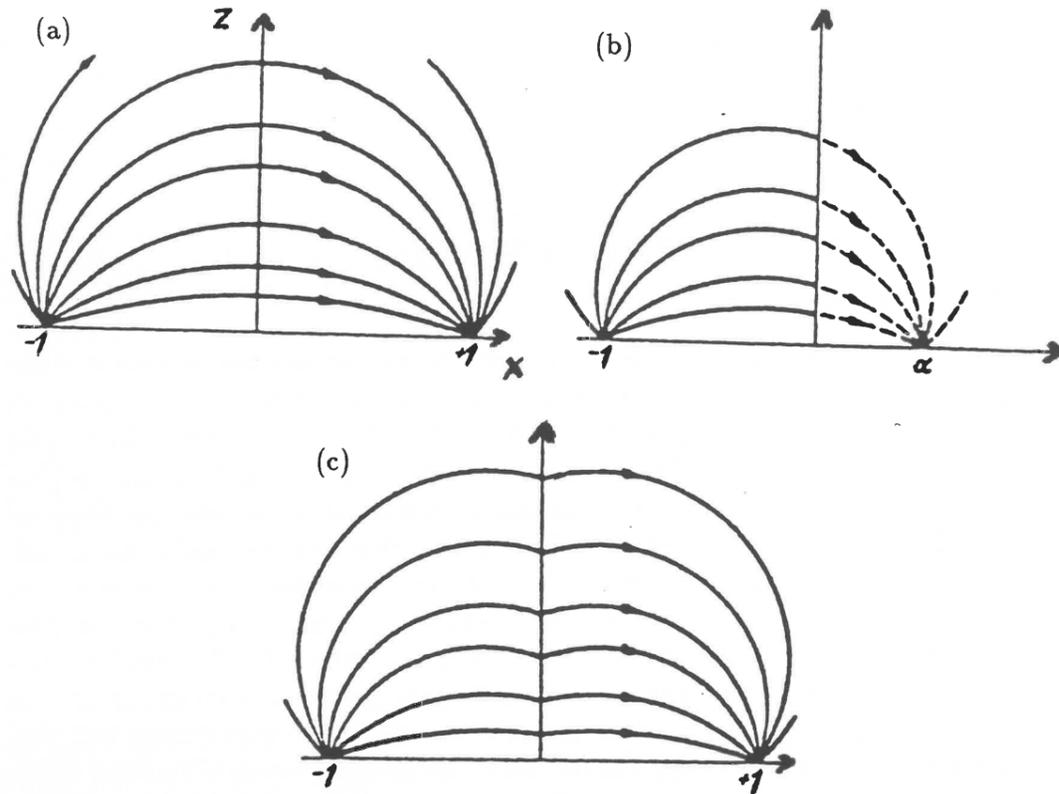
1 Revue des modèles

1.1 Structure magnétique externe

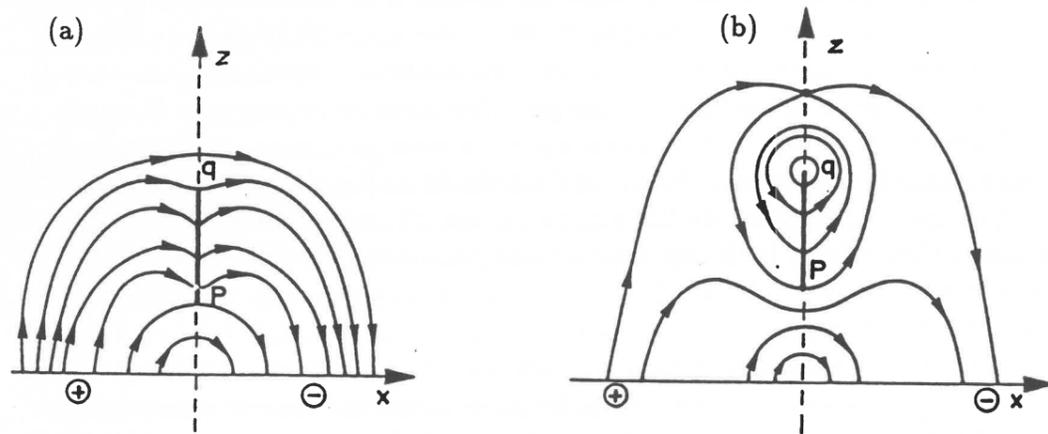
1.1.1 Hypothèses

Les observations nous ont décrit les protubérances solaires comme des objets complexes, pleins de "vie" dont l'évolution temporelle est difficilement prévisible à long terme, bien qu'elle soit reliée au cycle solaire. Dans cette partie, je vais énoncer rapidement les modèles magnétiques décrivant les protubérances solaires. Bien que simplifiant (outrageusement pour les observateurs) la réalité observationnelle, ils tentent, avec plus ou moins de succès, de faire ressortir les faits essentiels à la compréhension de l'existence des protubérances. Ceux-là peuvent être résumés en quelques points: les protubérances sont des plasmas concentrés en un mince feuillet vertical, homogène; le plasma est dans un champ magnétique horizontal important: le β du plasma (rapport pression gazeuse sur pression magnétique) est plus petit que (ou de l'ordre de) l'unité; enfin, les protubérances n'existent qu'au dessus d'une ligne d'inversion du champ magnétique vertical photosphérique. Cette vue simplifiée conduit à une modélisation par un feuillet dense, vertical, infiniment fin, en interaction avec un champ magnétique.

La structure interne de la protubérance est traitée séparément de la structure magnétique externe. Cela est justifié par la faible épaisseur de la protubérance comparée à la dimension de la structure magnétique. Les vitesses observées (\sim quelques $km.s^{-1}$) étant inférieures à la vitesse du son ($\sim 10 km.s^{-1}$) et à la vitesse de propagation des ondes magnétohydrodynamiques (\sim quelques dizaines de $km.s^{-1}$), une modélisation statique, dans une première approche, est suffisante. Les protubérances ne peuvent pas être une structure stratifiée par le plasma en équilibre dans le champ gravitationnel solaire (modèle de *Dungey*, 1953), car l'échelle de hauteur gravitationnelle de leur plasma est seulement de 500 km, ce qui est très faible par rapport à leur hauteur. Cependant, le champ magnétique peut exercer une force suffisante sur le plasma, très conducteur. Il ne peut alors se déplacer que parallèlement aux lignes de champ. Dans les protubérances, le champ magnétique est horizontal et retient ainsi le plasma froid dans un creux des lignes de champ. La plupart des modèles considèrent donc les protubérances solaires comme étant en équilibre entre l'action de la gravité solaire et la force exercée par le champ



Figures 1 : Construction d'une nappe de courant à partir d'un champ potentiel symétrique. Le champ dipolaire de la figure 1a est décalé vers la gauche: figure 1b; puis la partie symétrique de la région $x < 0$ de la figure 1b est utilisée pour la région $x > 0$: figure 1c. Une nappe de courant est alors présente dans le plan $x = 0$. *Kippenhahn et Schluter (1957)*.



Figures 2 : Configurations Normales obtenues avec des fonctions holomorphes. Les figures 2a et 2b représentent respectivement une protubérance peu dense et dense. Dans ce dernier cas, un îlot est présent avec un point neutre au-dessus de la protubérance. *Malherbe et Priest (1983a)*.

magnétique sur le plasma. Cependant, *Jensen (1986)* a proposé un modèle où la protubérance est supportée grâce à l'absorption d'ondes d'Alfvén. Avec cette hypothèse, le champ magnétique ne canalise que les ondes de la photosphère à la protubérance. Cependant, cette forme de support pose deux grands problèmes. Le premier est de concilier une région froide avec un fort taux d'absorption d'ondes, donc de chauffage. Le second est que, le transfert d'impulsion s'effectuant parallèlement au champ magnétique (qui est horizontal dans les protubérances, d'après les observations), les forces dues à l'absorption ne permettent de contenir que latéralement la protubérance.

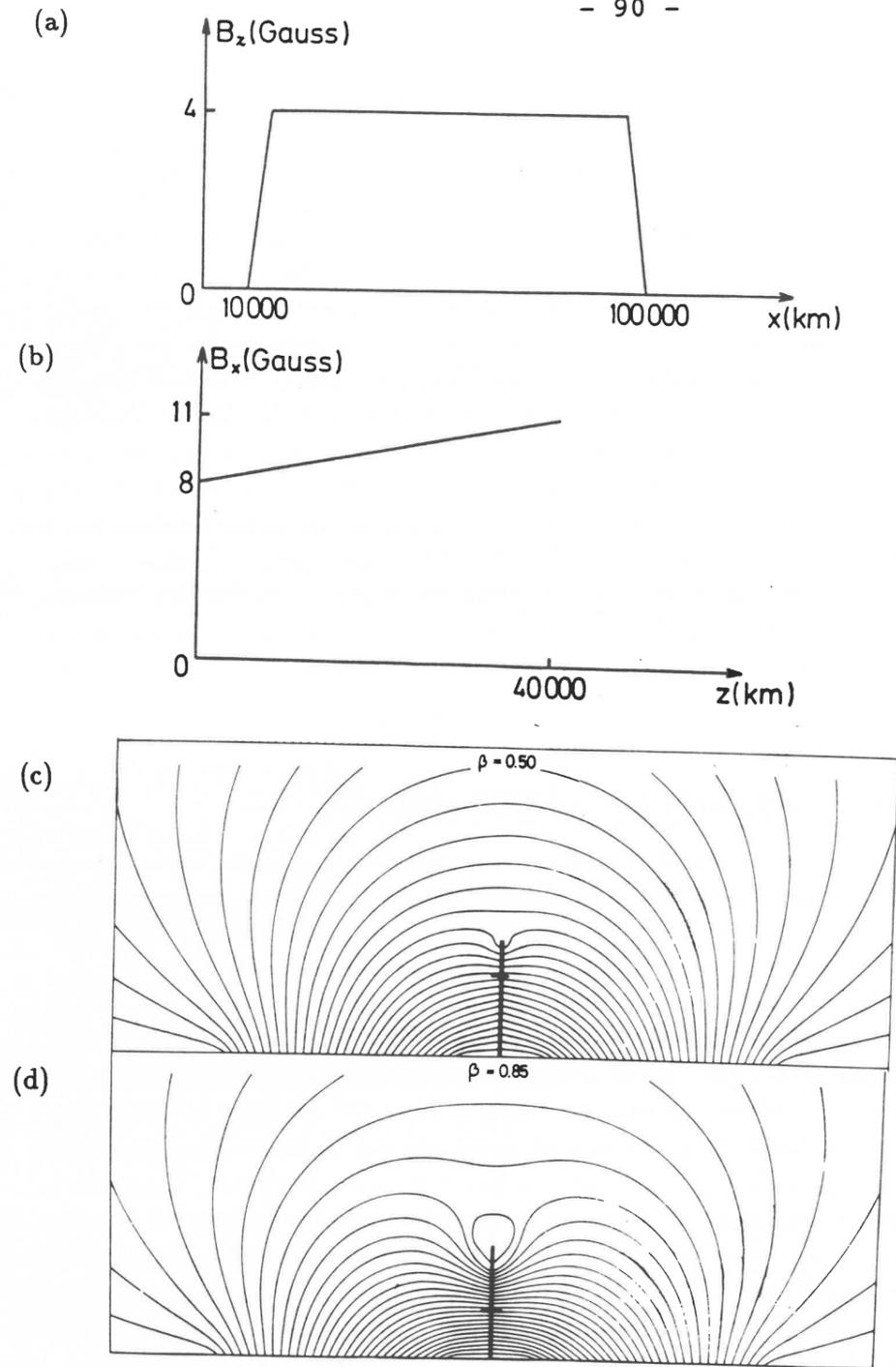
Les observations de *Leroy et al (1983, 1984)* montrent clairement deux types de configurations magnétiques, appelées Normale et Inverse. Divers modèles de formation ont été proposés. Ils diffèrent, en général, radicalement pour ces deux configurations et une unification n'est apparue que dans des travaux récents.

1.1.2 Modèles potentiels à deux dimensions

Les protubérances solaires étant des objets longs et homogènes (à une échelle supérieure à 5 Mm: figures 1 du chapitre A), les premiers modèles ont été construits, par simplicité, en deux dimensions. Le champ magnétique est supposé ne pas dépendre de la coordonnée spatiale le long de la protubérance (notée y): la composante du champ magnétique parallèle à la protubérance est dans ce cas une constante, souvent prise égale à zéro, pour ne pas avoir une énergie magnétique infinie dans le demi-espace représentant la couronne solaire. Le champ magnétique externe à la protubérance est alors modélisé par un champ sans courant qui est appelé potentiel, car il dérive d'un potentiel scalaire et on peut le traiter grâce aux fonctions holomorphes (complexes). Les deux composantes du champ sont rassemblées en une seule fonction complexe $B(\xi) = B_x + iB_z$ dépendant de la variable complexe $\xi = x + iz$. Le champ magnétique défini par $B(\xi)$ satisfait alors les équations d'équilibre, ce qui permet d'avoir des modèles analytiques. La protubérance est modélisée par une nappe ou un fil de courant, soumis à la gravité solaire.

a. Configuration Normale (CN)

Le champ a une direction normale au plan de la protubérance identique à celle du champ potentiel créé par les conditions aux limites photosphériques en l'absence de protubérance. La configuration pourrait être obtenue simplement en déposant de la matière dense au sommet d'une arcade magnétique.



Figures 3 : Calcul du champ magnétique à partir des observations. Les figures 3a et 3b donnent l'idéalisation des champs respectivement photosphérique et horizontal protubérantiel, utilisés dans les figures 3c et 3d. La protubérance s'étend de $z = 0$ à $z = 4 \cdot 10^4$ km. Dans les figures 3c et 3d le champ B_x est multiplié par le facteur β par rapport à celui donné à la figure 3b. La protubérance n'est pas soutenue par le champ magnétique au-dessous du trait horizontal. Anzer (1972).

Les lignes de champ magnétique se courbent alors pour soutenir la protubérance. Cette configuration "naturelle" a été la première proposée et la plus étudiée.

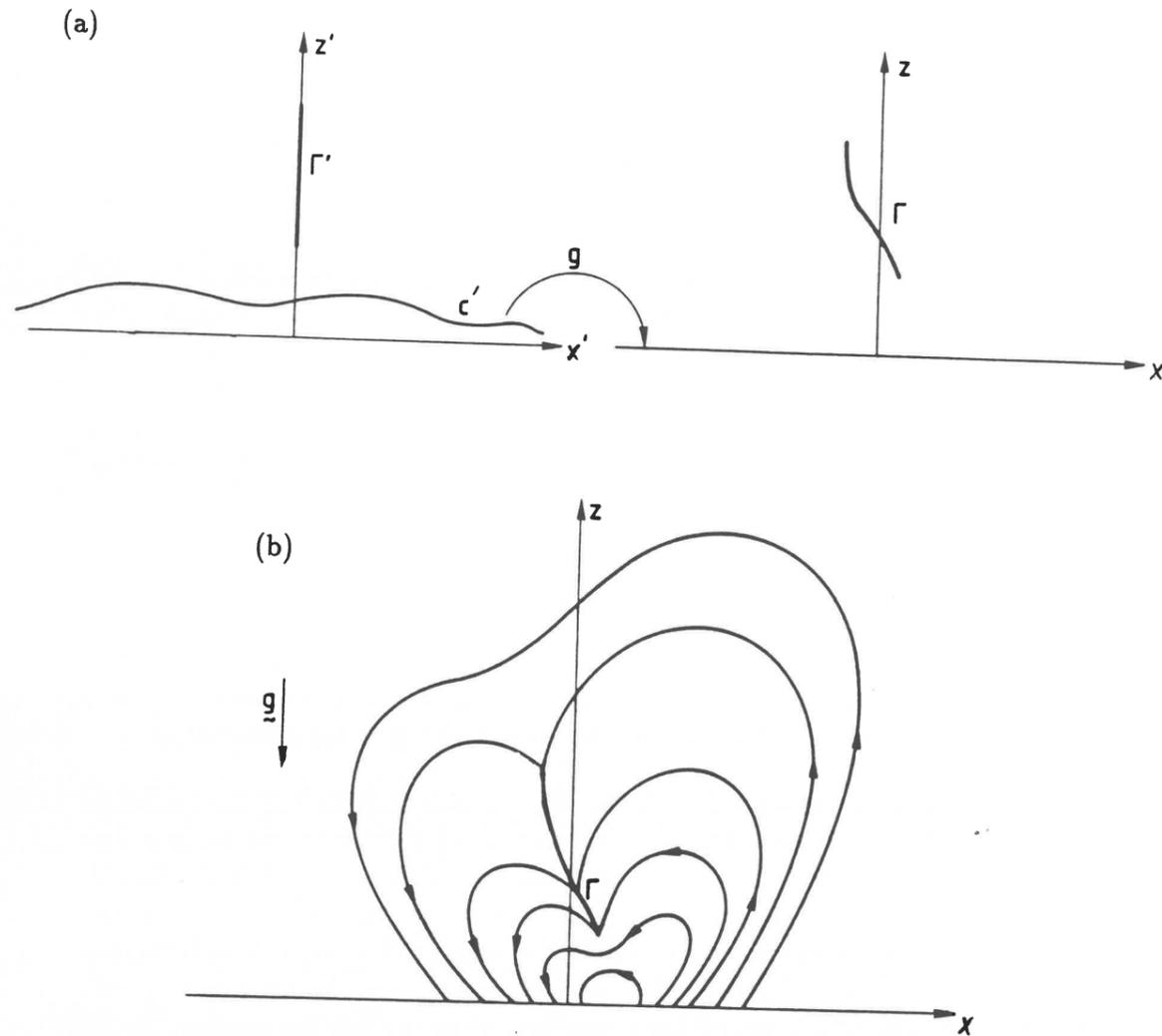
Kippenhahn et Schlüter (1957) ont proposé le premier modèle: la construction de celui-là est décrite par les figures 1. Un champ magnétique potentiel et dipolaire est utilisé (figure 1a); il est ensuite décalé par rapport à l'origine (figure 1b); seule la partie correspondant à $x < 0$ est retenue, et ce champ est symétrisé par rapport au plan $x = 0$ (figure 1c). Cela conduit à former une nappe de courant infinie dans le plan $x = 0$. L'équilibre vertical fournit la densité surfacique de masse $\lambda(z)$:

$$\lambda(z) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{2 \cdot B_x(x, z) \cdot B_y(x, z)}{\mu_0 \cdot g}$$

où g est la gravité solaire et $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ S.I., la permittivité du vide. Cela fournit une protubérance de hauteur infinie avec une masse totale finie (par unité de longueur selon l'axe de la protubérance): $\int_0^\infty \lambda(z) dz$ est finie.

Une extension verticale finie a été obtenue par l'utilisation des fonctions complexes avec une coupure dans le plan complexe pour représenter une protubérance infiniment mince d'extension finie: Malherbe et Priest (1983a). Les propriétés de la fonction complexe ont été utilisées pour avoir une discontinuité de la composante verticale du champ magnétique à la traversée de la protubérance. La figure 2a représente une protubérance peu dense, et la figure 2b, une protubérance massive, avec un îlot au sommet et un point neutre. Ces méthodes donnent des modèles analytiques aux propriétés faciles à analyser, mais ne permettent pas de tenir compte des contraintes observationnelles sur le champ magnétique.

Anzer (1972) a développé une troisième méthode où le champ photosphérique vertical et le champ horizontal dans la protubérance sont des données du problème. Les figures 3a et 3b représentent les fonctions utilisées par Anzer. Cela conduit à résoudre un problème de Laplace avec des conditions aux limites mixtes (conditions aux limites de Dirichlet et de Neumann). Anzer a obtenu des expressions intégrales analytiques pour le champ. Les figures 3c et 3d montrent les résultats obtenus avec un champ protubérantiel B_x dans la protubérance multiplié par le facteur β par rapport à celui donné par la figure 3b. Ces deux topologies sont identiques respectivement à celles



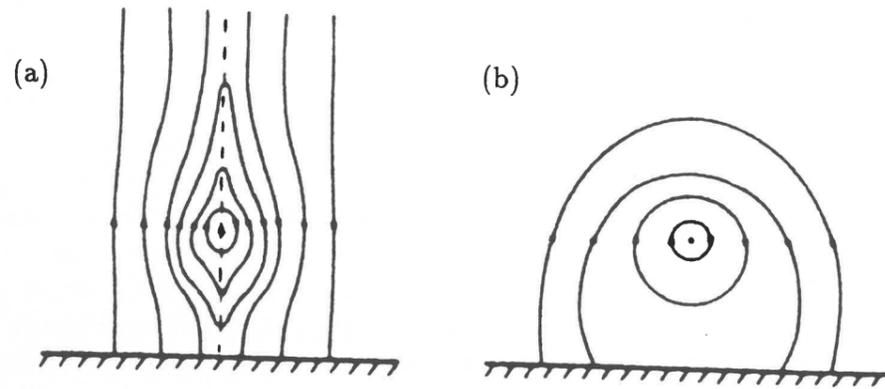
Figures 4 : Construction de configurations magnétiques non symétriques. La figure 4a représente schématiquement l'effet de la transformation conforme g . Le segment Γ' et la courbe C' sont transformés respectivement en la courbe Γ et l'axe Ox . La figure 4b donne un exemple de configuration non symétrique obtenue après l'utilisation de la transformation g sur une configuration initiale similaire à celle de la figure 2a. *Aly et Amari (1988)*.

des figures 2a et 2b: Cependant, ces solutions ne sont pas entièrement satisfaisantes car la force magnétique ne soutient pas la protubérance dans la partie inférieure de la protubérance (au-dessous du trait horizontal). Anzer a étudié une solution particulière de ce problème avec des conditions aux limites mixtes. Il existe cependant une infinité de solutions. Elles sont analysées dans l'article A5, *Démoulin et al (1989a)*. L'étude avec un champ potentiel est généralisée à un champ sans force linéaire dans l'article A12, *Démoulin et al (1989f)*. Un champ magnétique sans force correspond à un champ où la force magnétique $\mathbf{j} \wedge \mathbf{B}$ est nulle. C'est une généralisation du cas potentiel qui autorise une densité de courant volumique dans la couronne, et donne une meilleure modélisation du champ coronal (chapitre A, articles A7 et A8). En particulier, cette généralisation du cas potentiel permet d'avoir une composante importante du champ magnétique parallèle à la protubérance alors qu'elle est ignorée (ou constante) dans les modèles potentiels. Cela est une extension importante car les observations montrent toujours des champs magnétiques fortement inclinés sur l'axe des protubérances. On introduit ainsi une composante (non constante) parallèle à la protubérance.

Aly et Amari (1988) ont développé une quatrième méthode permettant de calculer des équilibres non symétriques: figures 4. Ils partent d'un équilibre symétrique tel que l'un de ceux donnés par *Malherbe et Priest (1983a)* (figures 2) et effectuent une transformation conforme, g , transformant la nappe de courant verticale Γ' en la nappe Γ . Le nouvel équilibre et la répartition des champs photosphériques sont alors calculés. Les protubérances solaires étant préférentiellement inclinées vers l'ouest (de l'ordre de 30°), cette technique donne les contraintes sur le champ photosphérique nécessaires à un tel équilibre. Cependant, la confrontation précise des calculs aux données observationnelles ne peut être réalisée car, de même que pour les modèles analytiques de *Malherbe et Priest (1983a)*, les conditions aux limites ne peuvent pas être fixées, mais sont le résultat du calcul. La résolution de ce problème aux conditions aux limites avec une courbe donnée, généralisation du travail d'*Anzer* aux cas non symétriques, n'est pas actuellement connue. Une résolution numérique est possible, mais il reste de nombreuses questions à résoudre dans le cas symétrique!

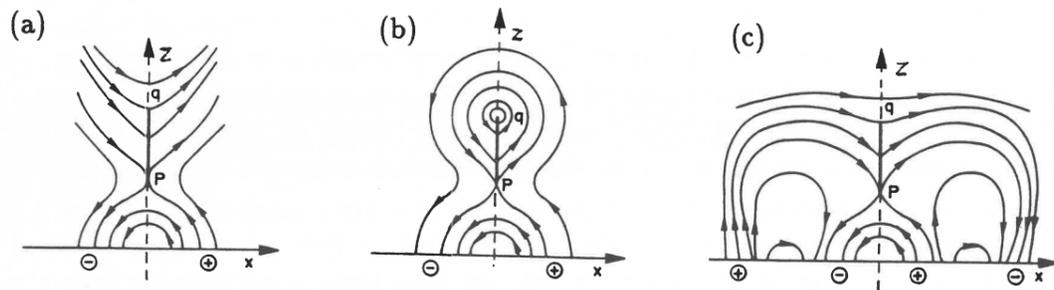
b. Configuration Inverse

Une philosophie radicalement différente est celle de *Kuperus et Raadu (1974)*. Leur modèle décrit la formation des protubérances dans une nappe de courant: figures 5. Cette configuration possède de nombreux avantages:



Figures 5 : Schématisation de la formation des protubérances dans une configuration Inverse.

La formation d'une protubérance dans une nappe de courant est représentée schématiquement sur la figure 5a. Le "tearing mode" forme des îlots de champ magnétique, un seul étant représenté sur la figure. Ces îlots coalescent par attraction magnétique pour former une ligne de courant: figure 5b. Elle est maintenue contre la gravité par l'ancrage des lignes de champ dans la photosphère. *Kuperus et Raadu (1974)*.



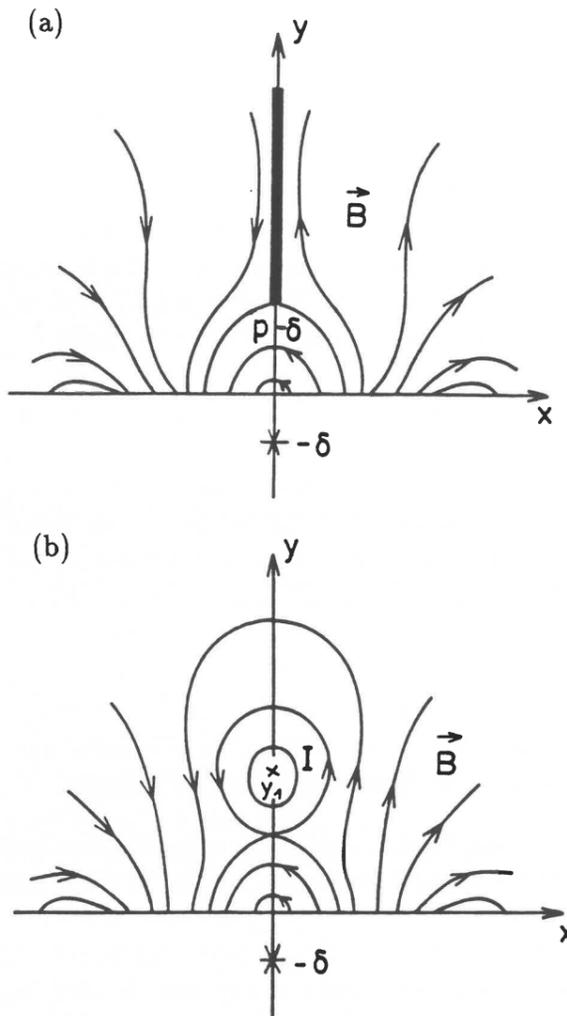
Figures 6 : Configurations Inverses obtenues avec des fonctions holomorphes.

La configuration 6a est soutenue par un champ magnétique ouvert, cette configuration est cependant peu réaliste car elle doit être soutenue par le vent solaire. La configuration 6b présente un îlot, avec une singularité de courant au sommet en $z = q$; seule la partie inférieure de la protubérance est soutenue. La dernière figure, 6c, est la plus réaliste: la protubérance est formée dans une région quadrupolaire. *Malherbe et Priest (1983a)*.

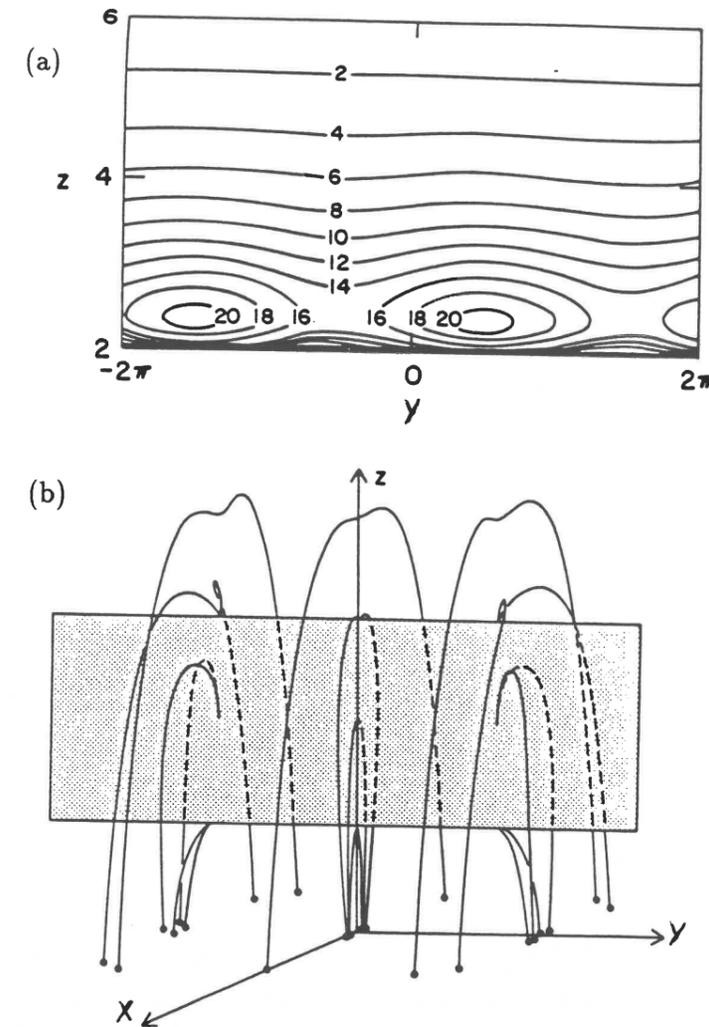
une forte compression du plasma par le champ magnétique, perpendiculairement au plan de la protubérance, est possible; de plus, le plasma est bien isolé de la couronne chaude par les îlots magnétiques formés dans la nappe de courant, et il est donc plus apte à se condenser. Cependant, ce modèle pose aussi de nombreux problèmes que l'on discutera à la fin de ce chapitre: paragraphe 2.4. *Kuperus et Raadu* supposent l'existence initiale d'une nappe de courant, avec un champ vertical. Le plasma froid formé ne peut alors pas être supporté par le champ magnétique vertical (figure 5a) et il s'effondre à basse altitude tout en diminuant son extension verticale (à cause de l'attraction des courants de la protubérance de même sens): figure 5b. Il est alors stabilisé par l'ancrage des lignes de champ dans la photosphère dense. Cela se modélise, en champ potentiel, par une image de la protubérance par rapport au plan de la photosphère. Ce courant image est de signe opposé et il donne lieu à une force de répulsion: $F = \mu_0 I^2 / 4\pi h$, qui équilibre la force de gravité, et l'action du champ magnétique (donné par la distribution photosphérique du flux) sur la protubérance. Ce modèle a été étendu par *Van Tend et Kuperus (1978)* en incluant un champ coronal plus réaliste.

Malherbe et Priest (1983a) ont appliqué la méthode complexe décrite pour les configurations Normales (figures 2), aux configurations Inverses. La figure 6a montre une configuration magnétique soutenue à grande hauteur: cela pourrait être réalisé si le vent solaire était suffisamment important. Mais, les protubérances solaires ayant un champ axial important, le vent solaire doit alors avoir une importante composante horizontale de la vitesse, de direction opposée de part et d'autre de la protubérance. Cela semble en contradiction avec les connaissances actuelles: *Anzer (1984, 1988)*. La figure 6b donne une configuration fermée, qui nécessite une singularité de courant en $z = q$. De plus, le champ magnétique ne supporte pas la partie supérieure de la protubérance! En revanche, la figure 6c représente une configuration plausible, mais elle nécessite une région quadrupolaire. Il est à noter que, dans cette configuration, le support est réalisé de la même façon que dans les configurations Normales. On peut considérer cette configuration comme Normale avec une polarité "parasite" à la base.

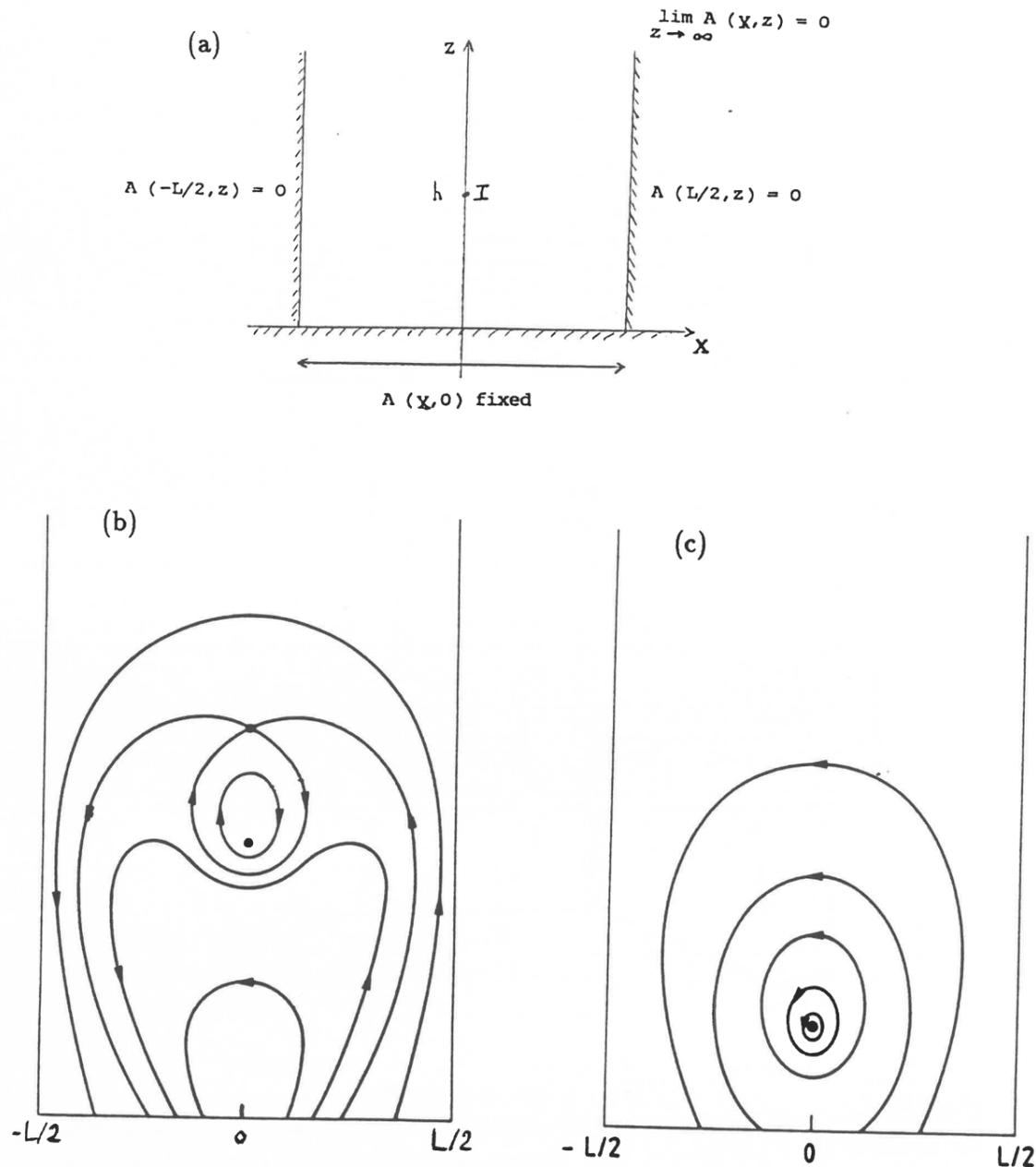
Anzer (1984) et *Anzer et Priest (1985)* ont étudié analytiquement la formation d'une protubérance dans une configuration similaire à la figure 6a: figure 7a. La protubérance se contracte alors sous l'effet de l'attraction des courants, et donne une ligne de courant, figure 7b. L'équilibre de cet état final n'est cependant pas trouvé et ils concluent que des configurations plus



Figures 7 : Formation d'une protubérance dans une configuration inverse. Une nappe de courant est supposée présente au début: figure 7a. Le système ne peut pas être en équilibre, les forces d'attraction entre les courants de la protubérance contractent alors cette dernière en une ligne de courant: figure 7b. En supposant la conservation du courant total de la protubérance, un équilibre final ne peut être atteint. La formation ne peut s'effectuer dans une telle configuration. Anzer et Priest (1985).



Figures 8 : Champ potentiel à trois dimensions. Une configuration magnétique tridimensionnelle supportant une protubérance est obtenue en superposant à un champ potentiel symétrique tridimensionnel une nappe de courant bidimensionnelle dans le plan $x = 0$. La figure 8a représente la densité surfacique de la protubérance: des régions plus denses sont présentes, on peut les associer aux pieds des protubérances. La figure 8b montre une représentation tridimensionnelle des lignes de champ magnétique. Le plan grisé dans cette dernière figure schématise la protubérance et les points noirs montrent l'intersection des lignes de champ avec le plan $z = 0$. Wu et Low (1987).



Figures 9 : Modélisation de la structure magnétique par un champ sans force linéaire bidimensionnel.

La figure 9a définit les conditions aux limites sur le potentiel magnétique $A(x, z)$. La protubérance est schématisée par la ligne de courant d'intensité I : les figures 9b et 9c donnent deux exemples de configurations, respectivement Normale et Inverse. La composante du champ normale à la figure n'est pas représentée: les isocontours de cette composante sont identiques aux lignes de champ tracées. Amari et Aly (1988).

complexes sont nécessaires pour expliquer les observations de configurations Inverses.

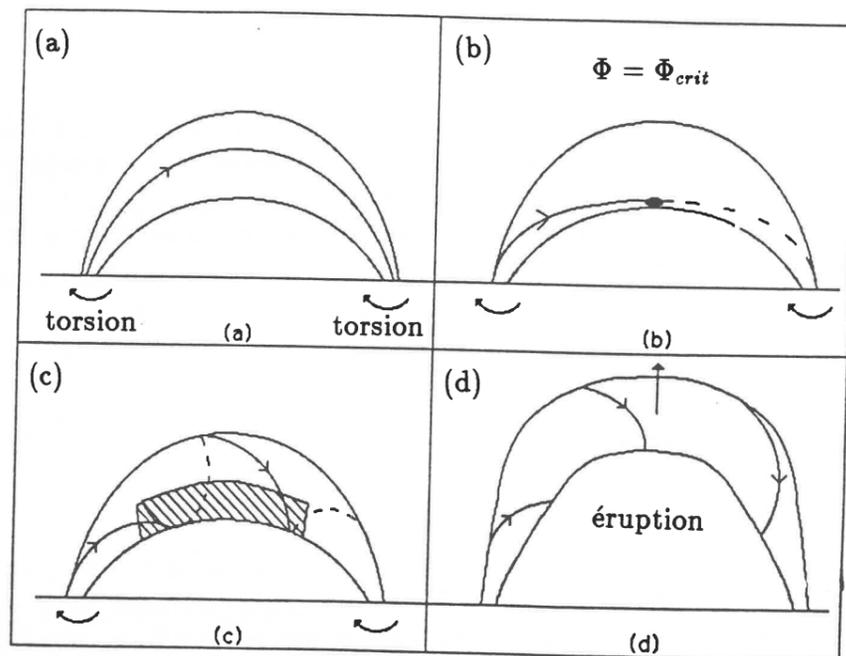
L'étude des configurations magnétiques que l'on peut déduire des observations a été réalisée par Anzer (1972), avec l'hypothèse d'une symétrie de translation, pour une configuration Normale (paragraphe précédent). Cette étude a été généralisée aux configurations Inverses dans les articles A5 et A12. L'ensemble des solutions possibles a été envisagé dans le cadre d'un champ potentiel (article A5) puis ces résultats ont été généralisés à un champ sans force linéaire (article A12).

1.1.3 Modèles récents

a. Modèle potentiel à 3 dimensions

Les protubérances solaires rejoignent périodiquement la chromosphère par des "pieds". Un modèle réaliste de protubérance nécessite donc une troisième dimension. Cependant, même dans le cas potentiel, la construction de tels modèles est très difficile. Wu et Low (1987) ont utilisé un champ à 3 dimensions qui n'a pas de composante verticale dans le plan Oyz . Superposé à une nappe de courant à deux dimensions dans le plan $x = 0$, cela modélise une protubérance avec une densité surfacique dépendant des deux coordonnées y et z . L'exemple qu'ils ont développé, donne des concentrations de matière périodiques à basse altitude, qui peuvent représenter les pieds des protubérances: figure 8a. Les lignes de champ correspondantes sont représentées à la figure 8b. Cependant, comme aucune contrainte ne peut être mise sur les conditions aux limites connues du champ magnétique dans la protubérance, il est difficile de comparer, quantitativement, ce modèle aux observations. De plus, le champ étant potentiel, l'influence de la composante du champ magnétique le long de l'axe de la protubérance ne peut être étudiée.

Un modèle analytique de champ magnétique sans force et linéaire à 3 dimensions a été développé dans l'article A9, Démoulin et al (1989c). Les conditions aux limites sont imposées au niveau photosphérique, où le champ est périodiquement concentré par les cellules de convection du réseau de super-granulation. L'équilibre des lignes de courant, modélisant une protubérance, est alors étudié dans un tel champ et la relation entre les pieds des protubérances et le réseau de supergranulation est discutée.



Figures 10 : Evolution schématique d'un tube de flux torsadé par des mouvements photosphériques.

La figure 10a représente le tube non torsadé et 10b montre le tube pour la torsion critique Φ_{crit} au-delà de laquelle la courbure est concave vers le haut au sommet du tube. De la matière froide peut alors se déposer pour former une protubérance: figure 10c. Enfin, lorsque la torsion est trop grande, la protubérance donne lieu à une éruption: figure 10d. *Priest et al* (1989).

b. Champ sans force ("force free field")

Amary et Aly (1988) ont résolu analytiquement le problème du champ sans force dans une configuration à deux dimensions de la figure 9a. Le champ magnétique est décrit par son potentiel $A(x,z)$ et se met sous la forme:

$$\mathbf{B} = (\partial A/\partial z, \alpha A, -\partial A/\partial x)$$

Les conditions aux limites sont traduites sur le potentiel A , et la protubérance est modélisée par une ligne de courant massive. Un résumé détaillé de ces travaux est présenté dans le paragraphe 2 de l'article A4, *Démoulin et Priest* (1988a). L'intérêt de ces travaux réside dans la description d'une nouvelle méthode permettant la prise en compte des trois composantes du champ magnétique. De nombreuses extensions sont possibles et seront décrites au chapitre D dans l'article A4. Des configurations Normale et Inverse sont présentées par les figures 9b et 9c à titre d'exemples.

c. Tube de champ torsadé

Priest et al (1988) ont proposé récemment un nouveau modèle pour la structure magnétique des protubérances solaires. Une représentation générale de l'évolution est donnée par les figures 10: un tube de flux est torsadé à la base par des mouvements photosphériques de cisaillement et de torsion. La rotation différentielle, mais surtout la force de Coriolis au niveau photosphérique sont de bons "candidats" pour torsader les tubes de flux de la couronne. Lorsque la torsion Φ augmente, les lignes de champ forment un creux au sommet du tube de champ, pour une valeur de Φ supérieure à une valeur critique Φ_{crit} : figure 10b. Ce creux permet de retenir toute matière froide formée ou transportée au sommet du tube de champ: figure 10c. Le modèle conduit donc naturellement à la formation d'une protubérance, si de la matière froide est présente au sommet des lignes de champ. Cette évolution de la structure magnétique nécessite des mouvements tridimensionnels mais seule une étude analytique simplifiée a été effectuée: aucun cisaillement n'a été introduit et seul l'effet de la torsion des lignes de champ a été étudié. Le modèle devra être complété par l'étude du cisaillement, car les observations montrent que les protubérances ne peuvent se former qu'en présence d'un fort cisaillement! *Priest et al* ont aussi étudié le support de la matière dense dans une telle configuration: lorsque l'on ajoute de la masse dans le creux des lignes de champ, ces dernières se déforment et créent un courant qui permettra de supporter la protubérance par la force de Laplace. *Priest et al* ont étudié la formation: la perturbation introduite par la matière froide est faible. De plus,

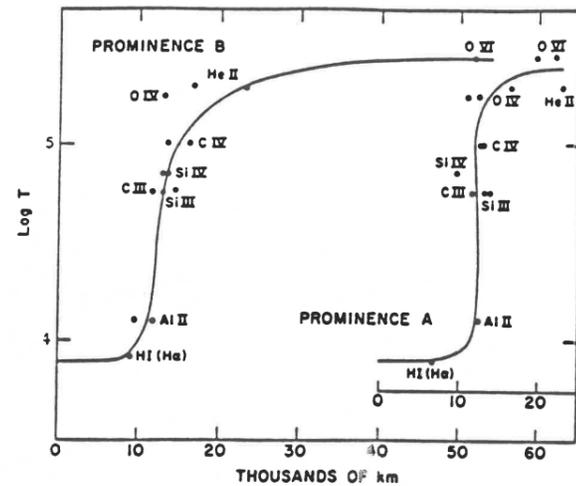
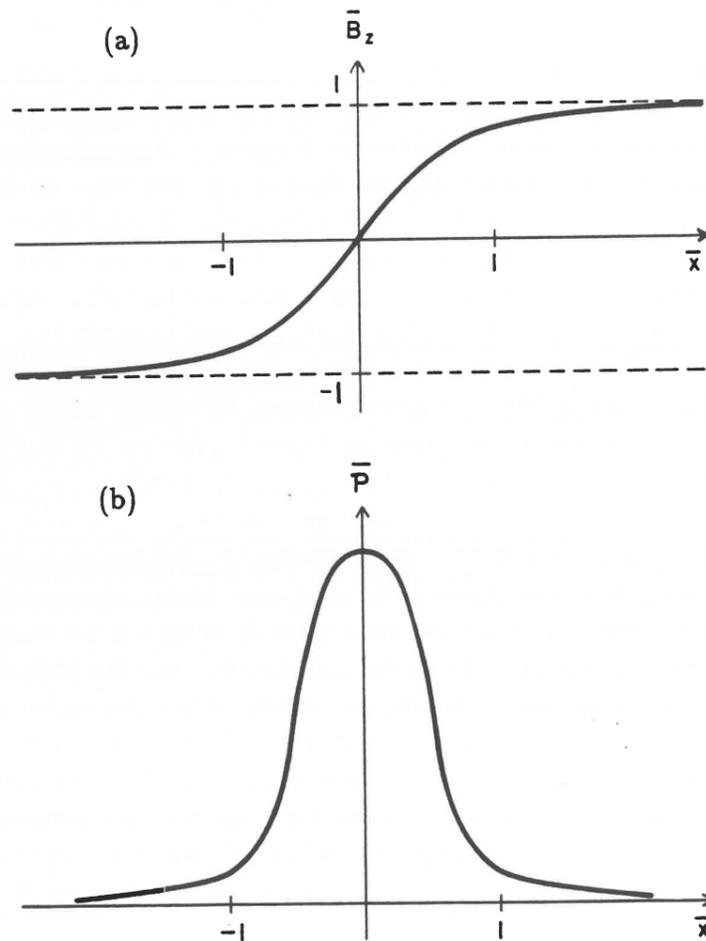


Figure 11 : Profil de température moyen déduit des observations pour la région de transition protubérance-couronne pour deux protubérances. Les raies utilisées sont représentées par des points. *Schmahl et Orall (1980)*



Figures 12 a et b

seule la réponse du champ au voisinage de la protubérance a été modélisée. Les premiers calculs exposés dans cet article montrent un modèle très riche en possibilités, incluant la description de l'évolution des protubérances de la formation à l'éruption. Cependant, la structure du champ magnétique étant à trois dimensions, l'analyse complète du modèle reste à effectuer. Il est en particulier important d'étudier l'influence du cisaillement sur la torsion Φ_{crit} . Les propriétés de ce modèle seront discutées plus amplement au chapitre C, dans la partie résumant les connaissances sur la formation des protubérances.

1.2 Structure magnétique et thermique interne

1.2.1 Observations

Observées avec une résolution supérieure à 1", les protubérances sont de fins feuillets (~ 5000 km) de plasma froid plongés dans la "fournaise" coronale ($T \sim 10^6$ K). Comment de telles structures peuvent-elles résister au chauffage produit par les régions coronales voisines? Le champ magnétique fournit une partie importante de la réponse car il canalise le flux de chaleur le long des lignes de champ, évitant ainsi le contact direct de la protubérance avec les régions avoisinantes. Comme pour le passage de la chromosphère à la couronne, une zone de transition de faible taille existe entre la protubérance et la couronne. La mesure du gradient de température peut être déduite de l'intensité relative des raies, par la mesure du coefficient d'émission différentielle. La figure 11 donne deux exemples de profils moyens obtenus par *Schmahl et Orall (1980)*. La zone de transition est semblable à celle de la transition chromosphère-couronne, avec cependant un gradient de température moins fort: *Engvold et al (1987)*.

Les observations de haute résolution ($\sim 0.5''$) de *Dunn (1960)* et *Engvold (1976)*, au limbe solaire, montrent que les protubérances quiescentes sont formées d'une structure fine composée de fins filets froids: ceux-là ont une épaisseur de l'ordre de quelques $0.5''$. Ils sont en moyenne orientés verticalement et évoluent en un temps court (8 minutes). Ces structures sont également visibles en projection sur le disque: article A1, *Simon et al (1986)*. Le champ magnétique n'a, en revanche, pas des variations spatiales et temporelles aussi rapides: *Leroy (1985)*. Bien que diverses interprétations aient été proposées, ces structures fines gardent en partie leurs mystères: aussi, je

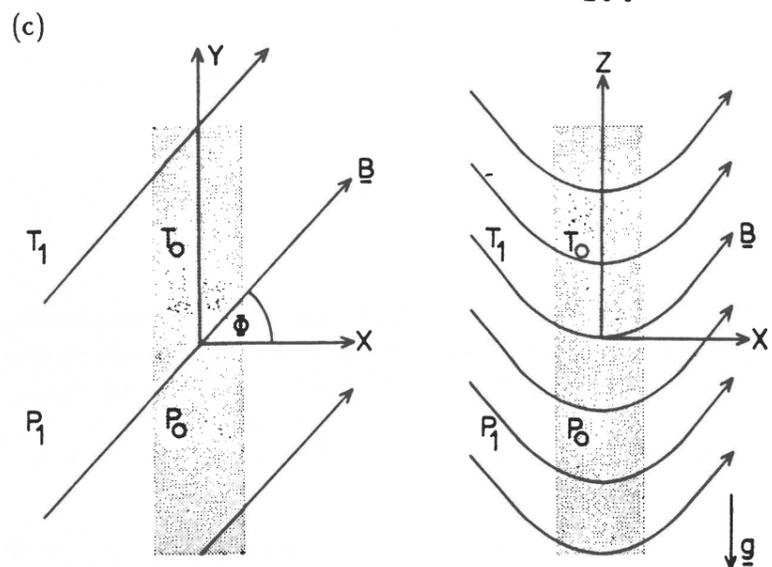
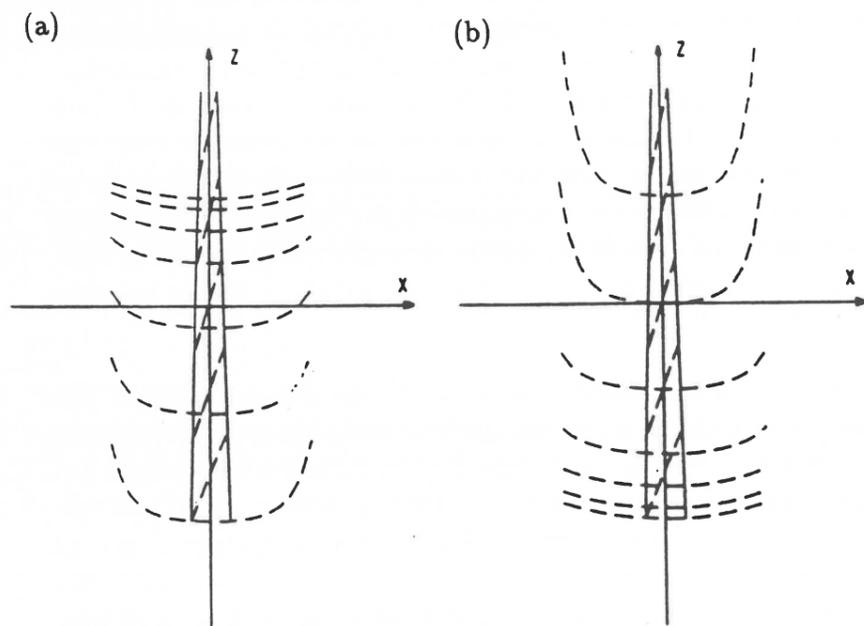


Figure 12 : Modèle d'équilibre interne d'une protubérance.

La température est supposée constante et les paramètres ne sont fonction que de x . La figure (a) représente le champ vertical B_z , (b) la pression gazeuse. L'abscisse est normalisée à l'échelle gravitationnelle du plasma: $H_g = k_B T_0 / m \cdot g$. La figure (c) représente les lignes de champ. *Kippenhahn et Schlüter (1957)*.



Figures 13 : Exemples de configurations magnétiques obtenues par un modèle à deux dimensions.

Les lignes de champ sont en pointillés, les limites de la protubérance sont indiquées par les traits continus. Ce modèle généralise, en deux dimensions, celui des figures 12. *Ballester et Priest (1987)*.

présenterai d'abord des modèles considérant le filament comme homogène, puis je discuterai les tentatives de modélisation de la structure fine des protubérances.

1.2.2 Modèle de la structure interne des protubérances

La modélisation de la structure interne des protubérances, même dans l'hypothèse de l'absence de structure fine, comporte de nombreuses difficultés. Aucun modèle incorporant l'ensemble des aspects n'a encore été construit. J'exposerai ainsi successivement l'interaction du plasma avec le champ magnétique, puis l'aspect thermique lié à l'équation de l'énergie, pour terminer sur les problèmes de transfert de rayonnement.

Kippenhahn et Schlüter (1957) ont modélisé le support interne de la protubérance par le champ magnétique, en considérant que le plasma est à une température uniforme et en supposant une dépendance spatiale des paramètres uniquement orthogonalement au plan de la protubérance (axe Ox). L'équilibre de la protubérance est donné par l'équilibre des forces:

$$-\nabla p - \rho g e_z - \nabla (B^2 / 2\mu_0) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} / \mu_0 = 0$$

Les conditions aux limites sont: $p \rightarrow 0$ et $Bz \rightarrow Bz_\infty$ lorsque $x \rightarrow \infty$, et par symétrie $Bz = 0$ en $x = 0$. La solution de ce problème est:

$$\begin{aligned} Bx &= \text{constante} \\ Bz &= Bz_\infty \tanh \left(\frac{Bz_\infty \cdot x}{Bx \cdot H_g} \right) \\ P &= \frac{Bz_\infty^2}{2\mu_0} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{Bz_\infty \cdot x}{Bx \cdot H_g} \right) \end{aligned}$$

où $H_g = k_B T / mg$ est la hauteur gravitationnelle du plasma. Ces grandeurs sont représentées sur les figures 12a et 12b, et la figure 12c schématise la configuration magnétique obtenue au voisinage de la protubérance. L'épaisseur de la protubérance est approximativement:

$$d \approx \frac{4 \cdot H_g}{\operatorname{tg} \delta}$$

où δ est l'angle entre les lignes de champ et l'horizontale, loin de la protubérance. En utilisant l'angle $\delta = 30^\circ$ déduit des observations par *Bommier*

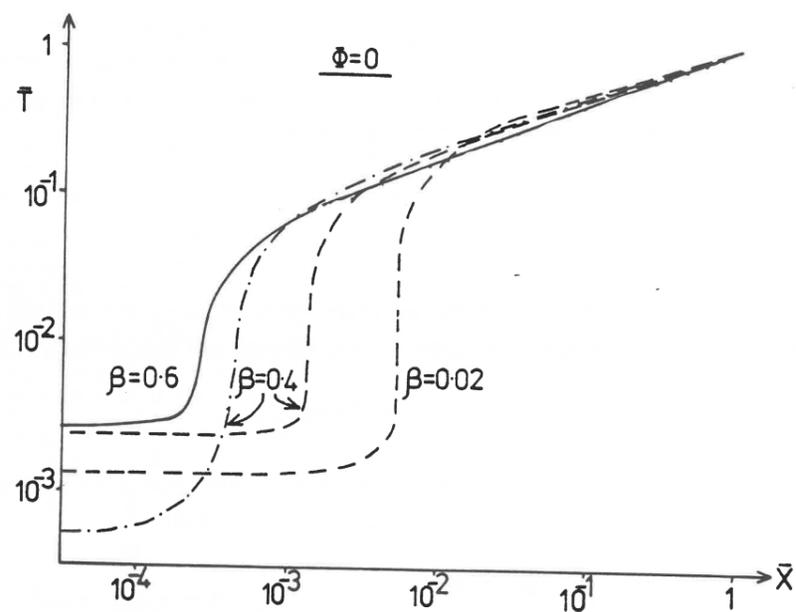


Figure 14 : Profils de température modélisant la structure thermique d'une protubérance.

Ils sont obtenus en résolvant l'équation correspondant à l'équilibre des forces et celle de l'énergie sans transfert de rayonnement. Les tirets indiquent un modèle avec une fonction de rayonnement atténuée à faible température, les tirets pointés donnent un modèle sans chauffage dans la protubérance. *Milne et al* (1979).

et al (1986) et l'échelle de hauteur gravitationnelle pour un plasma à 7000 K (soit $H_g \sim 200$ km), on obtient: $d \sim 1400$ km. Cela est en remarquable accord avec la largeur observée pour les structures fines. *Poland et Anzer* (1971) ont généralisé ce modèle pour une distribution de température donnée en fonction de x . *Ballester et Priest* (1987) ont étendu ces calculs à deux dimensions, en permettant aux paramètres de varier lentement selon la hauteur z . La largeur de la protubérance est trouvée décroître avec la hauteur, lorsque l'intensité du champ croît légèrement, en accord avec les observations. Les figures 13 donnent deux exemples de configurations magnétiques. La principale hypothèse de ces modèles est d'imposer un profil de température. Pour lever cette hypothèse, la résolution de l'équation de l'énergie est nécessaire.

Milne et al (1979) ont couplé la magnétostatique à une équation de l'énergie, où le transfert de rayonnement est négligé. Le plasma est ainsi supposé optiquement mince, et décrit localement par une fonction de rayonnement, L_r , fonction seulement des propriétés locales du plasma. Le chauffage H de la matière est une inconnue majeure: il est choisi, par simplicité, uniforme par unité de masse: $H = H_0 \cdot \rho$. La conduction thermique s'effectue seulement selon les lignes de champ car la conduction orthogonalement aux lignes de champ nécessiterait une échelle de longueur très faible (~ 1 km) pour être de l'ordre de grandeur de la conduction parallèlement au champ. *Milne et al* ont résolu les équations de l'équilibre des forces, conjointement à l'équation de l'énergie:

$$\frac{d}{ds} \left(\kappa_0 \cdot T^{5/2} \frac{dT}{ds} \cdot \frac{B_x^2}{B^2} \right) = L_r - H \quad (1)$$

Ils supposent que le système est symétrique par rapport au plan de la protubérance ($x = 0$) et que les conditions aux limites sont imposées, en $x = \pm Hg_c$: $P = Pc$, $T = Tc$ et $L_r = H$ (Pc et Tc sont des grandeurs caractéristiques de la couronne, et $Hg_c = k_B \cdot Tc / m \cdot g$ est l'échelle gravitationnelle de la couronne). L'équilibre dépend principalement de deux paramètres: du β du plasma et de l'angle de cisaillement ϕ ($\beta = \frac{2\mu_0 Pc}{B_x^2}$ et $\phi = tg^{-1} \left(\frac{By}{Bx} \right)$). Le champ magnétique ne peut soutenir la protubérance que si β est inférieure ou de l'ordre de l'unité. Une condensation froide est obtenue lorsque l'angle de cisaillement ϕ appartient à un intervalle de quelques degrés autour de la valeur de 82° . Cela doit provenir des conditions aux limites ($T = Tc$ et $L_r = H$) qui sont arbitrairement placées en $x = \pm Hg_c$. Aucune modification de cette condition aux limites n'a été envisagée: elle me

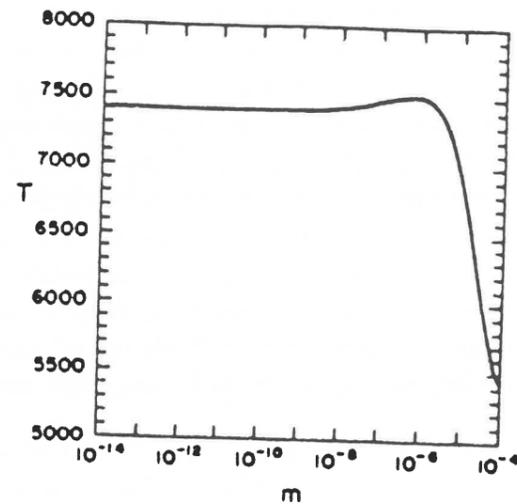


Figure 15 : Profils de température modélisant la structure thermique d'une protubérance. Ils sont obtenus en résolvant le calcul du transfert de rayonnement dans une structure fibreuse. L'abscisse est la colonne densité; $m \approx 10^{-4}$ représente une épaisseur de l'ordre de 300 km. *Heasley et Mihalas (1976)*.

semble cependant très importante. Il serait particulièrement intéressant de fixer cette condition au niveau de la chromosphère, et d'étudier l'influence de la géométrie du champ magnétique qui intervient fortement en canalisant le flux de chaleur le long des lignes de champ. De plus, le profil de température obtenu, figure 14, ne correspond pas aux observations: la température et la taille de la région froide sont très faibles: elles sont respectivement de seulement 3000 K et 25 km! Différentes modifications ont été apportées au modèle initial. L'absence de chauffage dans la protubérance élargit un peu la taille, mais la température centrale est encore plus froide ($T = 400$ K!). L'effet d'une épaisseur optique importante est de réduire les pertes radiatives. Cela a été simulé en diminuant fortement la fonction de refroidissement L_r à basse température. Une taille de l'ordre de 700 km peut alors être obtenue, mais la température centrale reste cependant trop froide: $T \approx 2000$ K. Ces modifications montrent bien l'influence des différents paramètres, mais un profil réaliste de température ne peut être obtenu.

Une approche radicalement différente a été utilisée par *Poland et Anzer (1971)* qui ont développé un modèle de transfert utilisant un atome d'hydrogène avec deux niveaux et le continuum. La protubérance est irradiée par les rayonnements photosphérique, chromosphérique et coronal. Le transfert de rayonnement a été effectué en modélisant la protubérance par une nappe de plasma de température uniforme ($T = 7000$ K). La zone de transition protubérance-couronne a été modélisée en supposant simplement que le flux thermique est constant dans cette région, ce qui est en accord avec les observations. Le modèle est globalement en équilibre énergétique, mais il ne résout pas le problème du transport vers et du rayonnement dans la protubérance, de l'énergie apportée par le flux conductif de la zone de transition.

Le transfert de rayonnement a été étudié plus en détail par *Heasley et Mihalas (1976)*, mais la conduction thermique est négligée: les calculs ne s'appliquent donc qu'au coeur des protubérances. Cependant, le calcul du rapport d'intensité des raies est en désaccord avec l'observation des spectres des protubérances. Le résultat a été beaucoup amélioré en utilisant une structure hautement filamenteuse (taux de remplissage de 0.1), ce qui permet au rayonnement photosphérique de pénétrer plus profondément dans le plasma froid. La température centrale obtenue est faible: $T \approx 5000$ K, figure 15 (voir le chapitre précédent pour plus de détail). Ces modèles fibreux permettent de mieux interpréter les observations; une contradiction interne devra cependant être résolue: les calculs de transfert de rayonnement sont effectués

dans l'hypothèse d'une géométrie plan parallèle, alors que manifestement une structure très inhomogène est présente.

En conclusion, les divers modèles actuels de structure interne des protubérances ont développé un ou plusieurs aspects du problème, mais sans prendre en compte simultanément les différents phénomènes. Pour simplifier ce difficile problème, il me semble justifié d'étudier des plasmas de faible β . La structure magnétique pourra alors être imposée presque indépendamment de la répartition spatiale du plasma. Le problème, encore complexe, sera alors de résoudre le transfert de rayonnement pour les régions internes ($T \approx 7000$ K), et de coupler cette description à la zone de transition et à la couronne qui sont décrites par l'équation de l'énergie (1). Le transfert de rayonnement dans le milieu optiquement épais de la protubérance devrait permettre de thermostatier la région interne de la protubérance vers $T \approx 7000$ K, quel que soit l'apport de chaleur conductif de la région de transition protubérance-couronne. Ce problème est analogue à celui posé par la transition brutale de la chromosphère à la couronne: le gradient de température doit brusquement s'annuler au bas de la zone de transition, pour donner une région d'environ 2000 km où la température est presque uniforme. Un modèle de chromosphère, autre que semi-empirique, n'existe cependant pas encore, ce qui est dû à la difficulté du problème: le transfert de rayonnement est couplé à la répartition générale de la matière car le plasma n'est ni optiquement mince, ni épais et un grand nombre de raies interviennent.

1.2.3 Modèles de structures fines

De nombreux modèles ont été proposés pour interpréter les observations. Les structures observées ressemblent parfois à des arches, lorsqu'on les observe sur le disque, mais elles apparaissent en majorité verticales au limbe. *Poland et Tandberg-Hanssen* (1983) ont proposé leur modélisation par des filets de matière froide isotherme; *Kundu* (1986) et *Gary* (1986) modélisent ces structures par des filets froids entourés d'une gaine de plasma chaud. Cependant, le problème de l'équilibre de ces filets le long des lignes de champ est difficile à résoudre car l'échelle de hauteur gravitationnelle n'est que de 200 km, et donc beaucoup plus faible que la hauteur des structures (> 5000 km). Cette difficulté peut être résolue si les filets ne dessinent plus les lignes de champ magnétique: le plasma est alors piégé dans un creux des lignes de champ. Cette supposition est en accord avec les observations de *Leroy et al* (1983-1984) qui donnent un champ horizontal dans les protubérances. La

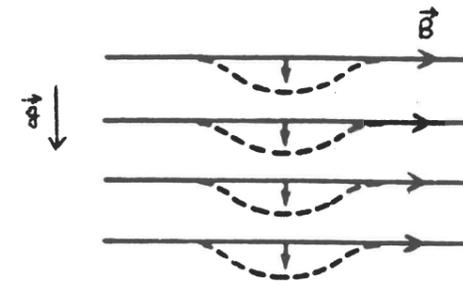


Figure 16 : Déformation des lignes de champ par la force de gravité. Cela donne une interprétation pour la direction, à dominante verticale, de la structure fine. *Poland et al* (1987).

direction, en moyenne verticale, des structures fines peut alors être créée par la déformation gravitationnelle de la structure magnétique: figure 16, *Poland et al* (1987). La condensation étant initialisée dans un creux des lignes de champ au centre de la structure (par exemple), les lignes de champ inférieures (respectivement supérieures) seront déformées par la pression (respectivement dépression) magnétique, d'où la création d'une structure allongée dans une direction presque verticale. Cela suppose alors une variation de la température, le long des lignes de champ, identique à celle décrite au paragraphe précédent pour les modèles de la structure globale. *Rabin* (1986) a cependant montré qu'un modèle dominé par la conduction thermique n'était pas suffisant à basse température, car cela conduit à une région froide de faible taille et donc à un rayonnement de trop faible intensité pour ces températures. Il propose alors un modèle comprenant 1000 filets froids dans l'épaisseur d'une protubérance, soient des filets de quelques kilomètres de diamètre! Une autre possibilité est de créer une région froide de plus grande taille où la conduction thermique est négligeable: on revient au problème discuté à la fin du paragraphe précédent.

Les modèles expliquant la formation de la structure fine sont rares. *Kuperus et Tandberg-Hanssen* (1967) ont proposé un modèle de formation dans une nappe de courant qui est illustré par les figures 5 de ce chapitre et les figures 19 du chapitre C. L'interaction de l'instabilité thermique et de l'instabilité résistive dans une nappe de courant (ou "tearing mode") provoque alors des filets de plasmas froids. Cette étude a été précisée par *Van Hoven et Mok* (1984) puis *Tachi et al* (1985). Les calculs de *Malherbe et al* (1987), *Forbes et al* (1988), montrent clairement la formation d'îlots magnétiques entourant des condensations, bien que la résolution du code numérique ne permette pas de décrire des tailles aussi faibles que 1000 km: figures 22 du chapitre C. Cependant, la formation des filets dans ces calculs bidimensionnels sans gravité conduit à des structures horizontales. Les structures fines pourraient aussi résulter d'une instabilité MHD ("ballooning mode"): Hood, communication privée; mais le champ mesuré par *Leroy* (1988) est relativement uniforme!

Les modèles d'évolution des structures fines n'existent pas. Les observations montrent que leur apparence est modifiée sur des temps de l'ordre de la dizaine de minutes. Est-ce dû à un déplacement de la matière le long des lignes de champ ou à la destruction de la condensation suivie de sa reformation? Une légère modification de la torsion dans le modèle de *Priest*

et al (1988) pourrait expliquer cette évolution par le déplacement du creux, donc du plasma froid, dans la structure magnétique. Les structures fines restent actuellement mystérieuses. Nous avons abordé le problème de leur stabilité thermique dans l'article A2, *Démoulin et al* (1987a), en incluant les conductions thermiques parallèle et orthogonale au champ magnétique.

2 Résumé des travaux de thèse

Quatre articles peuvent être regroupés dans ce chapitre. Dans les articles A5 et A12, nous avons calculé le champ magnétique des protubérances solaires en utilisant des conditions aux limites données par les observations dans la photosphère et dans les protubérances. Dans l'article A9, nous proposons un modèle tridimensionnel donnant l'ensemble de la structure magnétique des protubérances en relation avec les concentrations du champ magnétique chromosphérique. Cela permet de localiser l'emplacement des pieds des protubérances dans le réseau de super granulation. Enfin, dans le dernier article (A2), nous étudions la structure et la stabilité des structures fines des protubérances quiescentes. Un cinquième article, en préparation, concerne l'équilibre des configurations Inverses modélisées par une nappe de courant de taille finie. Les problèmes de non équilibre de la partie supérieure de la nappe sont exposés brièvement et des solutions sont discutées.

2.1 Champ magnétique des protubérances solaires quiescentes calculé à partir des conditions aux limites observationnelles.

Deux méthodes ont été utilisées. La première, partiellement analytique, suppose un champ coronal sans courant (ou potentiel). La deuxième est purement numérique, mais permet d'avoir un champ coronal traversé par des courants; ainsi une importante composante du champ magnétique selon l'axe de la protubérance peut être introduite.

2.1.1 Champ magnétique coronal potentiel: article A5

Le but de cet article est d'utiliser les données d'observations du champ magnétique, dans la photosphère et la protubérance, pour en déduire le champ magnétique régnant dans le voisinage d'une protubérance. Cela conduit à résoudre un problème aux conditions aux limites mixtes car la composante verticale du champ est mesurée dans la photosphère, alors que la composante horizontale est connue dans la protubérance. Ce travail a été commencé par Anzer (1972) dans un cas particulier: figures 3; ici nous généralisons cette étude. En premier lieu, la protubérance est supposée être à une hauteur finie, P , au-dessus de la photosphère (figure 1a de l'article A5): cela conduit à reformuler le problème en fonction du champ magnétique (et non de son potentiel comme dans le travail d'Anzer). En second lieu, les calculs sont étendus à la configuration Inverse ($\beta < 0$). Enfin, l'ensemble des solutions possibles est décrit. Le principal résultat concerne l'indétermination de la solution. Les hypothèses faites sont pourtant importantes: la protubérance est une nappe de courant verticale, plongée dans un champ magnétique potentiel symétrique à deux dimensions; mais les seules données observationnelles conduisent à une infinité de solutions. Une solution unique de ce problème nécessite en fait des conditions aux limites qui resteront inobservables même avec des magnétomètres vectoriels tels que Thémis. Elle nécessiterait de mesurer le champ magnétique au-dessus et au-dessous de la protubérance, dans une région coronale. Cette indétermination est, en partie, levée en limitant les configurations possibles par des arguments physiques: les configurations sont astreintes à ne pas avoir de singularité de champ magnétique. Des exemples de configurations Normale et Inverse sont alors calculés, pour des conditions aux limites analogues à celles d'Anzer (figures 3a et 3b). Le champ normal à la protubérance est cependant pris plus faible car on observe que le champ magnétique est très incliné sur le plan de la protubérance. Le paramètre β d'Anzer (qu'il a fixé au voisinage de 0.7) doit donc être réduit à des valeurs de l'ordre de 0.2. Des configurations entièrement supportées par le champ magnétique ont été trouvées pour les deux classes de configuration magnétique (Normale et Inverse). Il est cependant à noter que seules des configurations Inverses de topologie identique à celle de la figure 6c peuvent être soutenues entièrement par le champ magnétique. Je détaillerai ce point au paragraphe 2.4.

2.1.2 Champ magnétique coronal sans force, linéaire: article A12

L'utilisation des fonctions holomorphes, décrites dans l'article précédent, ne permet pas d'incorporer la composante du champ magnétique parallèle à la protubérance: l'introduction de cette composante fera l'objet de cet article. Le champ magnétique est supposé être sans force et linéaire: $\text{rot}\mathbf{B} = \alpha\mathbf{B}$ ($\alpha = \text{constante}$). Les conditions aux limites sont similaires à celles de l'article A5, si ce n'est que le champ vertical photosphérique est décomposé en série de Fourier: figure 1 de l'article. Le problème est résolu numériquement en discrétisant les équations décrivant le potentiel magnétique d'équilibre $A(x, z)$ sur une grille à deux dimensions. On suppose que le champ décroît vers zéro à grande distance: aussi les conditions aux limites au sommet de la grille sont-elles placées à grande distance, grâce à un maillage non uniforme, pour ne pas influencer sur les résultats. Le cisaillement est décrit par le paramètre non dimensionné α normalisé à la taille de la région: α' . Ce dernier est inférieur à 2π pour ne pas créer d'îlots de champ magnétique non physiques.

De même que dans l'article A5, le champ magnétique n'est pas totalement déterminé par les données observationnelles. Ici, l'indétermination se limite à deux paramètres: $A'(0, P)$ et α' (car on ne considère que des champs tendant vers zéro à l'infini). Le paramètre $A'(0, P)$ est le potentiel magnétique à la base de la protubérance, normalisé au potentiel maximum de la configuration; il représente aussi le flux du champ magnétique entre la protubérance et la photosphère (plan $z = 0$) normalisé au flux total traversant la photosphère pour $x > 0$. L'étude de diverses configurations permet de tirer des conclusions générales pour les configurations Normale et Inverse. L'influence des paramètres sur la configuration magnétique, et donc sur la masse supportée par la protubérance, est, dans l'ordre décroissant des effets: $A'(0, P)$, le rapport de l'intensité du champ de la protubérance à celui du champ photosphérique moyen, l'amplitude des harmoniques du champ de base, et enfin le paramètre de cisaillement α' . Cette étude justifie donc les hypothèses faites dans le cas d'un champ potentiel: article A5. Bien que les protubérances aient un champ presque colinéaire à leurs axes, seule, la composante normale du champ horizontal joue un rôle important pour le problème aux conditions aux limites définies par la figure 1 de l'article. Le paramètre principal étant $A'(0, P)$, qui est très mal connu, la déduction, à partir des observations, de la configuration magnétique est donc limitée. Une ligne de champ est décrite par $A'(x, z) = \text{constante}$, $A'(0, P)$ permet de localiser le point d'ancrage photo-

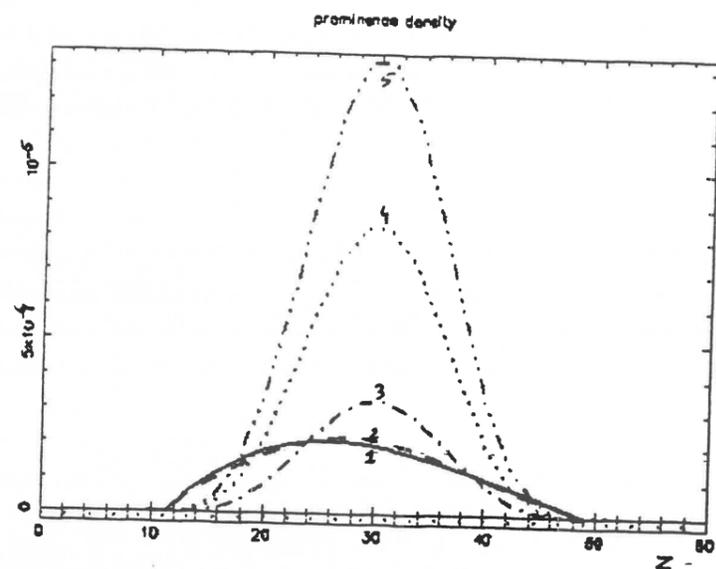


Figure 17 : Calcul avec une densité surfacique de masse imposée dans la protubérance, pour une configuration Normale.

La courbe 1 donne la densité obtenue en imposant $Bx = 2$ G dans la protubérance. Cette densité est prise comme état initial du calcul qui consiste à imposer la densité de masse protubérantielle. Les courbes 2 à 5 donnent la densité de masse, imposée après diverses itérations. La topologie de la configuration magnétique passe alors de celle de 2a à celle de 2b avec formation d'un îlot.

sphérique de la ligne de champ qui part du bas de la protubérance ($z = P$). Cela peut fournir une méthode d'estimation de cet important paramètre: lors de l'activation d'une protubérance, de la matière froide peut s'écouler le long des lignes de champ et, ainsi, matérialiser leur position. Cependant, la mesure de $A'(0, P)$ reste très délicate.

Devant cette indétermination, une autre condition aux limites peut être utilisée: celle de la densité surfacique de masse observée. Cela conduit à un problème non linéaire car on impose le produit $Bx.Bz$ à la limite de la protubérance: il est résolu par itérations, en partant d'une configuration obtenue en imposant le champ vertical dans la protubérance (cela pour éviter les discontinuités dans le champ produites lorsque l'on impose le champ horizontal). Deux voies sont possibles: on peut imposer une densité ne dépendant que de la hauteur z , ou que de la ligne de champ. La première méthode est applicable aux observations: un exemple est donné à la figure 17. La courbe 1 a été obtenue en imposant le champ horizontal dans la protubérance; puis, par itérations, on impose progressivement une autre fonction de masse: courbe 2. Cette fonction de masse peut être ensuite amplifiée par un facteur multiplicatif: courbe 3 à 5, le calcul s'effectuant toujours par itérations successives. La deuxième méthode permet, en revanche, d'étudier la formation quasi-statique d'une protubérance: la matière dense est ajoutée au sommet des arches, ce qui déforme progressivement la configuration initiale. Ces méthodes sont prometteuses pour l'interprétation des données observationnelles: elles permettent de construire la configuration magnétique à partir des observations de champ magnétique. Une généralisation à trois dimensions est à l'étude. Le champ magnétique sans force et linéaire peut se mettre sous la forme générale:

$$\mathbf{B} = \nabla \wedge (\nabla \wedge (\phi \mathbf{e}_z) + \alpha \cdot \phi \cdot \mathbf{e}_z)$$

où la fonction $\phi(x, y, z)$ vérifie $\Delta\phi + \alpha^2\phi = 0$ comme dans le problème à deux dimensions. Cependant, le manque de conditions aux limites observationnelles, déjà important à deux dimensions, est encore plus gênant ici.

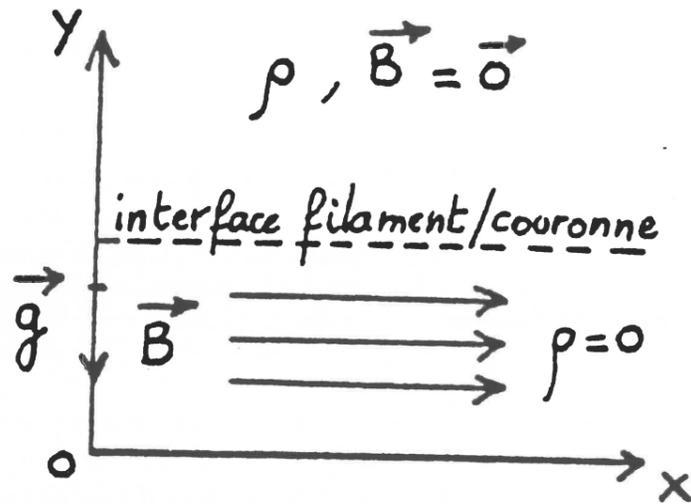


Figure 18 : Schématisation de la formation des pieds des protubérances par instabilité de Rayleigh-Taylor. Le plasma dense du filament est supporté par un champ magnétique uniforme. Nakagawa et Malville (1969).

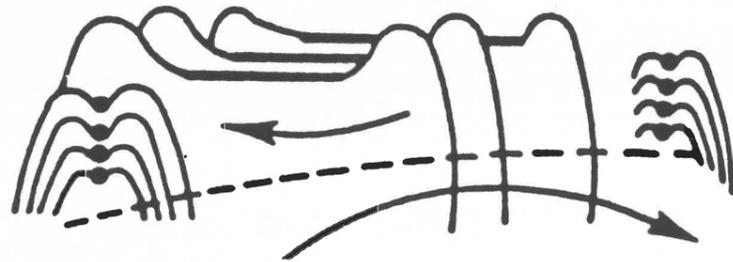


Figure 19 : Schématisation de la configuration magnétique tridimensionnelle Normale pour une protubérance. Les lignes de champ entre les pieds sont fortement cisailées et étirées. Du plasma froid permet de les visualiser comme des structures fines formées de longues arches. Le champ au voisinage des pieds est formé de diverses arches peu inclinées sur la direction du filament. Elles donnent un aspect de rosaces aux pieds des protubérances lorsqu'elles sont vues de dessus avec une bonne résolution spatiale. Poland et al (1987).

2.2 Un modèle tridimensionnel de protubérances solaires: article A9

Les pieds des protubérances, régions où le plasma froid de la protubérance rejoint la chromosphère, sont énigmatiques aussi bien du point de vue des observations que des modèles. Trop bas au limbe solaire, ils ne peuvent être observés car la lumière photosphérique est diffusée par l'atmosphère terrestre: le rayon du disque du coronographe doit être supérieur à celui du disque solaire d'environ 10^4 km pour éliminer cette lumière parasite. Nakagawa et Malville (1969) ont modélisé la formation des pieds par une instabilité de Rayleigh-Taylor d'un plasma dense supportée par un champ magnétique: figure 18. L'ordre de grandeur de l'espacement des pieds observé est obtenu pour des valeurs raisonnables des paramètres. Milne et al (1979) ont décrit un modèle unidimensionnel montrant le couplage entre les aspects magnétique et thermique de l'équilibre. Lorsque le β du plasma devient supérieur à (ou de l'ordre de) l'unité, le champ ne peut soutenir le plasma; ce qu'ils interprètent comme la formation de pieds. Cependant, cela est contraire aux observations: on observe que les pieds des protubérances se forment en premier, sans que de la matière dense ne chute depuis de hautes altitudes. En fait, les pieds doivent être reliés à la configuration bidimensionnelle du champ magnétique de la photosphère: il est concentré dans le pourtour des cellules de mésogranulation, de taille moyenne identique à la distance moyenne entre les pieds d'un filament.

Cet article (A9) décrit la configuration magnétique coronale résultant d'un champ photosphérique concentré en tubes de flux, répartis périodiquement (figures 2 de cet article). Le champ magnétique est supposé être sans force:

$$\begin{aligned} \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} &= \mathbf{0} \\ \text{ou } \text{rot} \mathbf{B} &= \alpha \cdot \mathbf{B} \end{aligned}$$

Seuls, des champs linéaires sont considérés ($\alpha = \text{constante}$): cela permet d'avoir un modèle analytique où le champ est développé sur une base de fonctions. Ce modèle prévoit la variation de l'intensité et de la direction du champ magnétique à basse altitude: le champ est moins incliné sur le plan de la protubérance et plus intense près des concentrations de champ photosphérique. Cette modulation, le long de l'axe de la protubérance, disparaît avec l'altitude, en accord avec les mesures effectuées à une altitude supérieure

à environ 10^4 km au-dessus de la photosphère: *Leroy et al* (1984). La configuration magnétique obtenue est similaire à celle présentée par *Poland et al* (1987): la figure 19 représente le schéma possible de la configuration magnétique Normale déduite de l'apparence visuelle des protubérances solaires. La présence de matière froide soutenue par le champ magnétique est modélisée dans cet article (A9) par des lignes de courant. Cela conduit à la présence de pieds, bien localisés spatialement (figures 7 et 9 de l'article A9), même pour des champs photosphériques peu concentrés (figures 3 et 9a de l'article A9). Ces pieds sont localisés à la frontière des cellules convectives, c'est-à-dire au-dessus des concentrations de champ photosphérique pour une configuration Normale. En revanche, dans la configuration Inverse, ils sont placés entre les concentrations de champ.

2.3 Structure fine dans les filaments solaires: observations et stabilité thermique: article A2

L'observation d'un filament quiescent à une haute résolution spatiale ($< 0.5''$) permet d'étudier la structure fine vue en projection sur le disque solaire. Les vitesses observées étant bien inférieures aux vitesses sonore et d'Alfvén, nous présentons un modèle statique. La structure thermique est simplifiée par un damier à 2 dimensions, formé de régions froides ($T \approx 10^4$ K) et chaudes ($T \approx 10^6$ K): figure 1 de l'article. Le champ magnétique est supposé uniforme, et seule la stabilité thermique du plasma est étudiée. Les flux de conduction thermique, parallèle et orthogonale au champ magnétique, sont estimés par différences finies. L'équilibre périodique n'est trouvé possible que dans un domaine relativement étroit du chauffage et de la pression (environ 2 décades). Les temps d'instabilité sont caractéristiques de la fonction de rayonnement: de quelques minutes à quelques heures. Le plasma chaud (instable) est stabilisé par le plasma froid si la taille des cellules est suffisamment faible: typiquement, si elle est inférieure à $5 \cdot 10^7$ m parallèlement au champ magnétique ou inférieure à 10^4 m orthogonalement. Ces valeurs encadrent la taille typique des structures fines: 10^6 m. Il est cependant à noter que l'équation d'équilibre thermique est fortement non linéaire, ce qui conduit, par une résolution complète de l'équation, à des tailles de la région froide beaucoup plus faibles que celles de la région chaude. Les tailles indiquées ci-dessus sont donc caractéristiques de la dimension de la structure chaude.

On en conclut que seule, la conduction parallèle au champ magnétique peut produire des structures froides de l'ordre de 10^6 m.

2.4 Discussion de l'équilibre de la configuration Inverse

2.4.1 Equilibre

Dans le modèle de configuration Inverse défini par *Kuperus et Raadu* (1973), figure 5, la protubérance est soutenue par l'ancrage des lignes de champ dans la photosphère, car la force de Lorentz du champ magnétique créé par la distribution photosphérique sur les courants de la protubérance est dirigée vers le bas. L'équilibre vertical d'une ligne de courant d'intensité I s'écrit alors:

$$\begin{array}{rccccccc}
 -\lambda g & + & IB_x & + & R(h) I^2 & = & 0 \\
 \text{gravité} & & \text{force} & & \text{Répulsion de l'image:} & & \\
 & & \text{de} & & \text{modélisation de l'ancrage} & & \\
 & & \text{Laplace} & & \text{des lignes de champ dans} & & \\
 & & & & \text{la photosphère} & &
 \end{array}$$

avec λ : densité massique de la protubérance,
 g : gravité solaire,
 B_x : composante horizontale du champ coronal au niveau de la ligne de courant ($B_x < 0$ ici),
 h : hauteur de la protubérance au-dessus de la photosphère,
 et $R(h) = \mu_0/4\pi h$ pour un champ coronal potentiel.

Remarque: les conventions sont ici $I > 0$ pour une configuration Normale, et $I < 0$ pour une configuration Inverse, mais sont différentes d'un auteur à l'autre!

Pour une configuration Normale, I est positif, et l'équilibre est obtenu approximativement par l'égalité des deux premiers termes. Pour une configuration Inverse, I est négatif, et le dernier terme doit égaler les deux premiers. Les différents paramètres étant fixés, cela conduit à une intensité au moins 10 fois plus intense que dans le cas précédent (voir l'article A4).

2.4.2 Problème dans la modélisation de la configuration Inverse

Les modèles de configuration Inverse antérieurs à 1988 développent l'idée initiale de *Kuperus et Raadu* (1974). Cependant, le support de la protubérance par la répulsion de la protubérance sous la photosphère pose de nombreux problèmes. On peut les résumer en trois points:

- les hauteurs d'équilibre sont beaucoup plus faibles que pour la configuration Normale, pour la même valeur des paramètres; cela est contraire aux observations car les grandes protubérances quiescentes sont de configuration Inverse. Des paramètres très différents sont donc nécessaires pour chaque configuration, en particulier pour l'intensité I du filament;

- le mécanisme pouvant former un courant $I < 0$ n'est pas connu; un candidat hypothétique est la reconnexion des lignes de champ forcée par des mouvements photosphériques convergents;

- une nappe de courant ne peut être entièrement soutenue dans un champ dipolaire fermé.

Anzer (1984) a montré l'importance du dernier point pour des champs potentiels, figure 7, mais cela se généralise à des champs sans force. Dans une configuration Inverse, le support ne provient que de la répulsion des courants images, de ceux de la protubérance, par rapport au plan photosphérique. Dans l'équilibre de la structure interne, intervient aussi l'interaction entre les courants de la protubérance. L'équilibre à l'altitude z , où circule le courant surfacique $i(z)$, dans l'hypothèse d'un champ coronal potentiel s'écrit alors:

$$-\mu_0 g + i(z) \cdot B_z + i(z) \cdot \int_0^\infty \frac{\mu_0 \cdot i(z') \cdot dz'}{2\pi(z' - z)} + i(z) \cdot \int_0^\infty \frac{\mu_0 \cdot i(z') \cdot dz'}{2\pi(z' + z)} = 0$$

Le troisième terme est dû à l'attraction des courants de la protubérance. Si l'on se place près du sommet, z est supérieure à z' dans la majeure partie des intégrales, les trois premiers termes sont donc négatifs. De plus les deux derniers termes peuvent se regrouper en une seule intégrale qui est négative, si z est proche du haut de la protubérance et si la densité de courant n'a pas de singularité. Le haut de la protubérance ne peut donc être en équilibre, et la structure se contracte, sans parvenir à trouver un équilibre. Cela provient de la décroissance de la force d'interaction (entre deux courants) avec la distance: l'attraction des courants de la protubérance est plus importante que la répulsion des courants images, au sommet de la protubérance. Cet effet est amplifié dans un champ sans force linéaire car les courants volumiques

écrantent la force d'interaction entre deux courants: *Amary et Aly* (1988). Le support par la répulsion de l'image n'est donc pas suffisant.

2.4.3 Résumé des travaux

On peut avoir un support à la partie supérieure de la protubérance par un gradient de la pression magnétique associé à la composante B_y du champ. Cependant, la variation de l'intensité du champ nécessaire est importante et cette composante B_y doit décroître avec la hauteur de la protubérance, ce qui est contraire aux observations. Il existe, actuellement, deux modèles possibles: le support dans une région quadrupolaire: figure 6c, par exemple, et la formation dans un champ torsadé: *Priest et al* (1988). Ce dernier modèle sera discuté plus en détail dans le chapitre C portant sur l'évolution des protubérances. La première solution est actuellement étudiée en suivant l'évolution de deux régions bipolaires qui convergent l'une vers l'autre. Une nappe de courant se forme alors au contact des deux régions bipolaires, et un processus de formation avec une reconnexion lente des lignes de champ peut alors avoir lieu. Le processus de formation est analogue à celui proposé par *Kuperus et Raadu* (1974): figures 5.

3 Conclusion

Les observations nous montrent des objets étonnants, qui se forment rapidement (quelques heures, à quelques jours), qui évoluent et changent d'apparence continuellement, et qui donnent une éruption soudaine en quelques dizaines de minutes, pour se reformer ensuite à la même position. La structure spatiale est aussi complexe: structures fines et pieds n'ont pas fini de nous intriguer!

Les progrès effectués dans cette thèse, sur la structure magnétique, peuvent se résumer en quatre points principaux. D'abord, l'ensemble des solutions, pour des conditions aux limites observationnelles données (dans la photosphère et dans la protubérance), a été exploré. Ensuite, la composante du champ magnétique parallèle à la protubérance a été introduite dans les modèles; les observations (chapitre A) ont montré son importance pour la formation et la stabilité des protubérances. En troisième lieu, un modèle tri-dimensionnel a été construit, ce qui permet de prévoir la configuration du

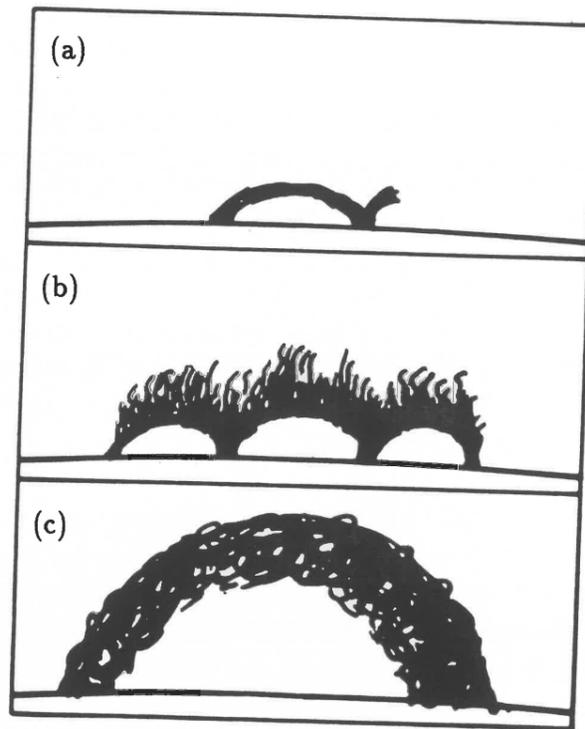


Figure 20 : Schéma de l'aspect des protubérances quiescentes.

(a) Une protubérance jeune, avec peu d'arches. Les pieds sont formés en premier et la structure s'allonge progressivement en formant de nouvelles arches.

(b) Une protubérance bien développée. Deux systèmes de structures fines sont visibles: l'un formant les arches, l'autre donnant les structures quasi-verticales.

(c) Une protubérance ancienne. La structure fine est formée d'un ensemble de filets froids très torsadés.

Rompolt (1987).

champ magnétique dans les pieds des protubérances (celle-là est encore inconnue d'après les observations). Enfin, l'étude systématique des propriétés des configurations Normales et Inverses a été réalisée. On ne peut cependant pas encore confronter ces configurations aux observations car beaucoup de paramètres sont mal connus. De nombreux progrès sont attendus grâce à l'observation des champs vectoriels avec le télescope Thémis. L'étude des oscillations dans les protubérances pourra aussi fournir de nombreuses informations sur la distribution du champ magnétique et la densité des protubérances.

La structure magnétique et thermique interne est modélisée séparément de la structure externe du champ magnétique, et, de plus, chaque modèle ne considère que quelques aspects du problème. Une protubérance est un milieu complexe où le plasma interagit à la fois avec le champ magnétique et le rayonnement. Le problème majeur est de comprendre le mécanisme de stabilisation de la température, vers 7000 K, dans la protubérance, puis de relier cette région à la zone de transition dominée par la conduction thermique. Un problème analogue est présent au niveau de la chromosphère. L'interaction plasma-champ magnétique me semble secondaire, car le β du plasma étant faible, le champ magnétique impose sa géométrie au plasma. Il sera ensuite nécessaire de coupler ce modèle interne à la structure magnétique externe, si possible dans un modèle tridimensionnel. Ce dernier aspect est très important car il donne le lien avec la convection, et donc avec l'ensemble de la dynamo solaire. Un modèle d'évolution quasi-stationnaire, en liaison avec les rouleaux de convection est à construire. De même, si quelques modélisations des structures fines ont été développées, celles-ci gardent en grande partie leurs mystères. Pourquoi ont-elles un aspect si rapidement changeant? De façon générale, quelques pièces du puzzle ont certainement été réunies, mais peut-on réellement estimer le nombre de pièces manquantes? Une schématisation, même simple, de l'apparence des protubérances laisse rêveur: figure 20.

A-t-on des aspects différents de l'évolution d'un même objet, ou les trois classes (protubérances quiescentes de haute et de basse altitude, et protubérance de plage, mais on peut en définir beaucoup plus: D'Azambuja et D'Azambuja, 1948) sont-elles des entités différentes? Pour ce faire, il faut comprendre comment se forment et évoluent les protubérances solaires.

4 Publications

- A5:

The magnetic field around quiescent solar prominences computed from observational boundary conditions

P. Démoulin¹, J.M. Malherbe¹, and E.R. Priest²¹ Observatoire de Paris, Section de Meudon, DASOP (UA 326), F-92195 Meudon Principal Cedex, France² University of St. Andrews, Department of Applied Mathematics, St. Andrews KY 16 9SS, Scotland, UK

Received March 8, accepted August 17, 1988

Summary. A generalization of Anzer's model (1972) for quiescent prominence support is presented. The coronal field is assumed to be current-free except inside the prominence where currents support dense material against gravity. The prominence is taken to be an infinitely thin current sheet of finite extent along the vertical axis. The hypothesis of two-dimensional fields allows us to use complex functions to solve the mixed boundary problem which is defined by the observed vertical field in the photosphere and the horizontal magnetic field in the prominence. These boundary conditions are not sufficient to determine a unique solution for the magnetic field. We are able to decrease the indeterminacy by physical considerations and present some models for Normal (*N*) and Inverse (*I*) configurations. In both cases it is possible to find field configurations which can support the finite prominence against gravity.

Key words: solar prominences - magnetic field

1. Introduction

Prominences are thin condensed sheets of cold material ($T \approx 8000$ K) suspended in the hot corona ($T \approx 10^6$ K). As the pressure is almost the same as the coronal one, the prominence density is typically one hundred times greater than the coronal density and so this cold material needs to be supported against gravity by magnetic fields.

Available observational data are the electron density and the temperature of the cool sheet, the horizontal magnetic field in the prominence from limb observations and the magnetic flux pattern in the photosphere from disc observations. All these quantities have been reviewed by Hiroshima (1985).

Theoretical models simplify the global structure of prominences, in general by excluding the periodic feet of prominences and modelling the prominence by a straight line of current or by a thin current sheet. Two basic geometries have been proposed by Kippenhahn and Schluter (1957) and Kuperus and Raadu (1974): they are respectively of the Normal and Inverse type. In the *N* configuration, the prominence field has the same direction as the potential field created by the photospheric pattern. In the *I* configuration, the field has the opposite direction and so it needs, for a current free model, an *X* point, below the prominence,

which separates the prominence field region from low-lying closed field lines.

Many authors have tried to compute the coronal field from photospheric data. The following have assumed a potential field in the corona: Schmidt (1964), Adams and Pneumann (1976), Sakurai (1982). These calculations cannot give realistic fields near prominences since there must be current to support them. Other works supposed that the field is a linear force-free field (e.g. Nakagawa and Raadu, 1972). These models were more realistic than previous ones, but they cannot use the measured magnetic field in the prominence from limb observations. Moreover as they only use the photospheric magnetic field pattern, they must impose more or less realistic boundary conditions in the corona at the computation box edges. (Such boundary conditions are implicit if they use Fourier transforms, assuming a periodic magnetic field.) The choice of boundary conditions allows a certain quantity of magnetic flux in the box which changes greatly with different kinds of boundary conditions. Then we must have a box greater than the prominence height to avoid these effects, but it is not evident that we can assume that the field is a constant- α force-free field everywhere. In particular, there are large concentrations of magnetic fields in the photosphere like sunspots or pores which are more complex than a constant- α force-free field. We conclude that, even if such numerical linear force-free field codes might be useful to understand the field behaviour near a prominence, the solutions are not necessary realistic.

The aim of this paper is to use observational magnetic field data, to understand the field topology near a prominence. It involves a *mixed boundary* problem: we know the vertical field in the photosphere and the horizontal one in the prominence. This work has been started by Anzer (1972) who modelled the prominence as an infinitely thin current sheet stretching a distance *H* along the vertical axis from the photosphere. For simplicity the field is assumed potential in the corona and is two-dimensional. The field is computed by using complex functions. The advantage of this method is that the observational field in the photosphere and in the prominence are automatically included. One limitation is that we cannot impose the density behaviour in the prominence: it is a result of the computation, and Anzer found a downward force rather than supporting force in the low part of the prominence in all the cases. One possibility to avoid this is to move the base of the prominence above the photosphere. Then the prominence is assumed to be present only in the interval [*P*, *Q*] of the vertical axis. The generalization of Anzer's work to

Send offprint requests to : P. Démoulin

this case needs the introduction of a free parameter: the flux between the photosphere and the prominence base as discussed at the end of page 333 of Anzer's paper. This parameter could be adjusted to give a "good field behaviour". To avoid this, we preferred to compute directly the magnetic field, as discussed in Sect. 4.

Another way to build a prominence magnetic field with complex functions, and so potential fields, has been investigated by Malherbe and Priest (1983). They proposed two-dimensional analytical magnetic configurations for both I and N configurations. The advantages of this method are simplicity, and the production of a great number of models with the two-dimensional topology in both I and N configurations, and with a positive support in the whole prominence. The disadvantages are that both magnetic fields and prominence densities cannot be imposed.

We want here to generalize the paper of Anzer to more general configurations, in particular to I configurations, with a finite current sheet in the segment $[P, Q]$ of the vertical axis. This mixed boundary problem with photospheric and prominence observational fields is described in Sect. 2 and is solved using complex variables in Sect. 3. It leads to an indeterminacy as the data are not sufficient to ensure the uniqueness of the solution. We limited it using physical considerations and discuss the relevant liberty in Sect. 4.

2. Description of the model

2.1. Assumptions

We make several assumptions in our model, as follows.

2.1.1. Two-dimensional geometry

The spatial coordinates are described by a cartesian coordinate system. The prominence is supposed to be in a vertical plane with x -axis horizontal and perpendicular to this plane, z -axis along the axis of the prominence and y -axis in the vertical direction (Fig. 1).

Although a prominence appears on the sun as a periodic structure falling down to the chromosphere at points named "feet", we assume here that the global magnetic field can be reasonably well approximate by a two-dimensional model: we assume that all quantities are independent of the y coordinate (An analytical model for prominence feet is presented in Démoulin and Priest, 1988, in relation with the supergranular chromospheric pattern).

Observations do not show significantly different magnetic fluxes both sides of prominences, so that we suppose the magnetic field to be symmetric with respect to the prominence plane.

2.1.2. Field structure

The field is taken to be current-free (potential) throughout the corona, (except in the prominence). It satisfies:

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad \text{and} \quad \text{div } \mathbf{B} = 0$$

which gives in two dimensions:

$$\frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial x} \quad \text{and} \quad \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} = 0$$

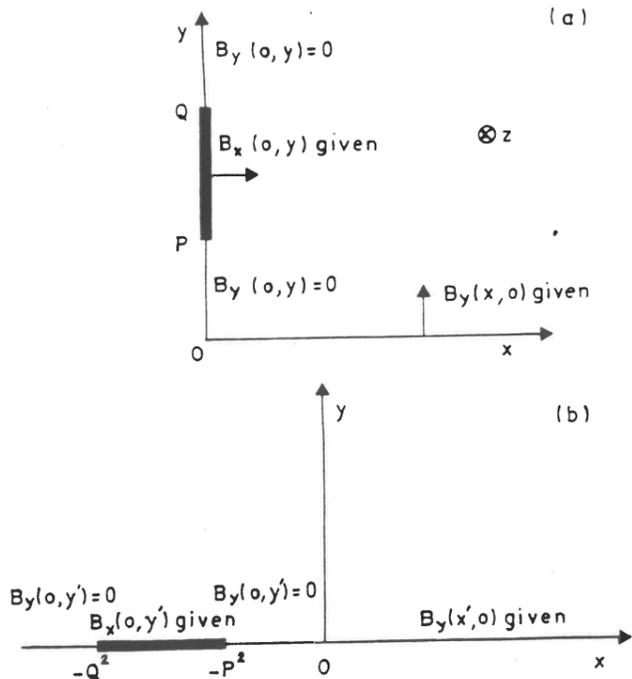


Fig. 1. a The 2D geometry of the computations. The prominence is modelled by a current sheet between P and Q on the vertical axis. We impose the horizontal field (B_x) at the prominence location and the vertical field (B_y) at the photospheric level. b The transformation from the plane to the half plane using the conform transformation $\xi \rightarrow \xi^2 = \xi^1$

This means that $B_y + iB_x$ is an analytic function of the variable $\xi = x + iy$. The field can also be represented by one of the two following potentials ϕ or ψ ,

with $\mathbf{B} = -\text{grad } \phi$ and $\mathbf{B} = \text{rot}(\psi \mathbf{e}_z)$

The function $A(x, y) = \psi + i\phi$ is analytic and $B(x, y) = -dA(x, y)/d\xi$

The field (B_x, B_y) can be described either by $B(\xi)$ or $A(\xi)$. Anzer (1972) has chosen the second possibility, and here we prefer the first one for the reason described in the introduction: there is no extra free parameter, such as the flux below the prominence. The unknown quantity is only the function $G(\xi)$ (see below).

As the field is potential and two dimensional, the component $B_z(x, y)$ needs to be a constant. Since it does not affect the mass balance we forget it in the analysis below.

2.1.3. Prominence shape and current

The prominence is represented by an infinitely thin current sheet in the interval $[P, Q]$ of the vertical axis. If d is the thickness of the prominence we define the surface density λ and the surface current J by taking the limit $d \rightarrow 0$:

$$\lambda = \lim_{d \rightarrow 0} \int_{-d/2}^{d/2} e dx$$

$$J = \lim_{d \rightarrow 0} \int_{-d/2}^{d/2} j_z dx$$

and the integration or $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ from $x = -d/2$ to $x = d/2$ gives, at the limit $d \rightarrow 0$

$$B_y(0^+, y) - B_y(0^-, y) = \mu_0 J$$

if we neglect the contribution of $\partial B_x / \partial y$ (see Sect. 2.2.2)

From the symmetry condition $B_y(0^+, y) = -B_y(0^-, y)$, we find:

$$J = \frac{2}{\mu_0} B_y(0^+, y) \quad (1)$$

2.1.4. Static model

The model is magnetostatic since the time-scale for quiescent filament evolution (except in eruptive phases) is much greater than the sound or Alfvén travel-time of the structure (days to months compared to a few minutes).

The filament is in equilibrium between gravity and magnetic forces.

As we must fix the vertical extension of the prominence and the horizontal field in the prominence, these calculations cannot be extended to an evolution model. The aim is just to determine the magnetic configuration near a prominence, and we use ideal MHD. The prominence is infinitely thin and so we do not introduce the thermal coupling of the filament to the photosphere or the corona along field lines.

2.2. Mass support

2.2.1. Force balance in a prominence

With the assumptions of Sect. 2.1 prominence material is subject to four forces:

- the solar gravity,
- the external Laplace force between the prominence current and the magnetic field,
- the internal repulsion force between the current of the prominence,
- the external support force by the repulsion of an image prominence current below the photosphere.

The last force is the line tying of the magnetic fields in the dense photosphere. It was first introduced by Kuperus and Raadu (1974).

The balance between all these forces gives the surface mass densities of the prominence when we know the magnetic fields B_x and B_y at the prominence location.

2.2.2. Total magnetic field support

The x component of the Lorentz force $\mathbf{j} \wedge \mathbf{B}$ is even in x and then the horizontal equilibrium is satisfied for the assumed symmetrical prominence.

The y component of the Lorentz force is:

$$f_y = \frac{B_x}{\mu_0} \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial B_x^2}{\partial y}$$

Both terms are odd in x

The first term is the magnetic tension and the second the magnetic pressure. We integrate this force over the prominence width from $x = -d/2$ to $+d/2$, and the magnetic force on a small segment dy of the prominence becomes:

$$dF_B = \frac{dy}{\mu_0} \int_{-d/2}^{d/2} \left(B_x \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x^2}{2\partial y} \right) dx.$$

We assume that the horizontal magnetic field B_x does not change greatly across the prominence, then:

$$dF_B = \left[2B_x(0, y) \cdot B_y\left(\frac{d}{2}, y\right) - \frac{1}{2} \frac{\partial B_x^2(0, y)}{\partial y} \cdot d \right] \frac{dy}{\mu_0} \quad (2)$$

using the symmetry condition

$$B_y\left(\frac{d}{2}, y\right) = -B_y\left(-\frac{d}{2}, y\right).$$

Observations by Leroy et al. (1983), (1984) provide for quiescent prominences:

$$B_p = \sqrt{B_x^2 + B_z^2} \approx 8G \quad \theta = \arcsin\left(\frac{B_x}{B_p}\right) \sim 10^\circ \text{ to } 25^\circ \text{ so } B_x \sim 1$$

to 4G

$$\text{and } \frac{\partial B_p}{\partial y} \leq 0.5 \text{ G/10 Mm}$$

So the ratio between the two terms of Eq. 2 is:

$$R = \frac{\frac{\partial B_x}{\partial y} \cdot d}{2 \cdot B_y\left(\frac{d}{2}, y\right)} \approx \frac{1}{16 \cdot B_y\left(\frac{d}{2}, y\right)}$$

with a typical size $d = 5 \text{ Mm}$

B_y cannot be observed. For $B_y \gtrsim B_x = B_p \sin \theta$, the magnetic pressure term is negligible compared to the magnetic tension term. The magnetic pressure term is only important for very low values (typically 0.1G) which gives an unrealistic and very low prominence mass. This term provides also a downward force and so does not contribute to support of the prominence. Hence, for all these reasons, this term should play a secondary role in realistic prominences and we set it to zero, assuming constant B_x in the prominence. (We neglect the vertical gradient found by Leroy et al.). The slowly increasing horizontal field component, observed in quiescent prominences, is in fact not important either for mass balance, or for field line topology as shown by the present computations.

2.2.3. Current forces

The repulsive force exerted on a part dy of the prominence due to the image prominence current below the photosphere is:

$$df_{RI} = \left(\int_P^Q \frac{\mu_0 \cdot J(0, y_1) dy_1}{2\pi(y + y_1)} \right) \cdot J(0, y) dy$$

and, using (1) we get:

$$df_{RI} = \frac{2}{\pi \cdot \mu_0} \left(\int_P^Q \frac{B_y(0, y_1) \cdot dy_1}{y + y_1} \right) \cdot B_y(0, y) \cdot dy. \quad (3)$$

We must also consider the action of currents exerted by the other parts of the prominence (which is attractive) on element dy :

$$df_{AP} = \frac{2}{\pi \cdot \mu_0} \left(\int_P^Q \frac{B_y(0, y_1) dy_1}{-y + y_1} \right) \cdot B_y(0, y) dy. \quad (4)$$

This integral is a principal part whose convergence for $y = P$ or $y = Q$ is assured by $\lim_{y \rightarrow 0} B_y(0, y) = 0$ and $\lim_{y \rightarrow \infty} B_y(0, y) = 0$. (The current density goes to zero at the ends of the prominence and so the vertical magnetic field is a continuous function at $y = P$ and $y = Q$.) This integral is positive in the low part and negative in the upper part of the prominence: the upper currents exert an attraction, and so a support against gravity, on the low part of the prominence. But as it is an internal force in the prominence itself, this term has no global effect on the total mass support and the integral

$$\int_P^Q B_y(0, y) \left(\int_P^Q \frac{B_y(0, y_1) dy_1}{-y + y_1} \right) dy \text{ vanishes.}$$

These forces, given by (3) and (4), have not to be added to other forces for the mass balance as it is included in (2): the photospheric pattern as well as the prominence current, and the image current creates a magnetic field, and the data of the horizontal field B_x in the prominence includes this effects. Even if df_{R1} and df_{AP} have no effect in the force balance, it is interesting to consider how great is the repulsion support and the "self pinch" effect in the prominence. A large value of this last term means that the prominence will evolve certainly to a current line configuration, which is not observed. So configurations with big currents (or B_y) in prominences lead to such difficulties. This self pinch effect due to large currents has been analyzed by Anzer and Priest (1984) using complex variables.

2.2.4. Force balance

The vertical equilibrium force gives the surface mass density as a function of the magnetic field on the vertical axis:

$$\lambda g = \frac{2}{\mu_0} B_x(0, y) \cdot B_y(0, y) \quad (5)$$

for a width d which is taken infinitely small.

We normalize quantities to B_0 and L defined by

$$B_x = B'_x \cdot B_0 \quad B_y = B'_y \cdot B_0 \quad y = y' \cdot L; \text{ (5) becomes:}$$

$$\lambda = \frac{2 \cdot B_0^2}{\mu_0 g} B'_y(0, y') \cdot B'_x(0, y').$$

The relative contribution to the density of image repulsion ($\epsilon = +1$) and attraction of prominence currents ($\epsilon = -1$) are:

$$\frac{\lambda_{\epsilon=1}}{\lambda} = \frac{1}{\pi \cdot B'_x(0, y')} \int_P^Q \frac{B'_y(0, y_1) dy_1}{\epsilon y' + y_1'}$$

For smooth field behaviour in the prominence, the surfacic mass density is of the order of $\lambda_0 = 2B^2/(\mu_0 g)$ which gives with $B_0 = 3G$; $\lambda_0 \approx 7 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-2}$

This is in agreement with surface densities deduced from observations of electron density in quiescent prominences: with $n_e \approx 10^{11}$ electrons per cm^3 an ionization degree of 0.1 and a width $d = 5 \text{ Mm}$, we find $\lambda \approx 10^{-4} \text{ kg m}^{-2}$. This order of magnitude is also consistent with the recent observations of Bommier et al. (1986) suggesting that $n_e \approx 10^{10}$ electrons per cm^3 and an ionization degree of 1.

We compare now the magnitude of the different supporting forces. If we assume that the current density is almost constant in the prominence we have:

$$\frac{\lambda_{\epsilon=1}}{\lambda} = \frac{1}{\pi \cdot B'_x(0, y')} \int_P^Q \frac{B'_y(0, y_1) dy_1}{y' + y_1'} \approx \frac{B'_y}{B'_x \pi} \log_e \left(\frac{y' + Q'}{y' + P'} \right) \leq \frac{B'_y}{\pi} \log_e \left(\frac{P' + Q'}{2P'} \right)$$

for $Q' \approx 3P'$, for example, $\log_e \left(\frac{P' + Q'}{2P'} \right) \approx 0.3$

$$\text{and } \frac{\lambda_{\epsilon=1}}{\lambda} \approx \frac{B'_y}{10 \cdot B'_x}$$

It means that the repulsion by the prominence image below the photosphere provides an efficient support mechanism only when $B'_y > 10 B'_x$, which implies that the magnetic field changes its direction rapidly from the horizontal one in the center of the prominence to an almost vertical one at the edges. The peculiar behaviour would be enhanced by a powerful "self pinch" effect as discussed before. (In the equilibrium equation, the effects of the currents in the prominence itself are more important than those of the image currents below the photosphere, since they are closer). For N configurations, the current (or $B_y(0, y)$) does not need to be large: both image and self current effects are negligible. For I configurations, the "potential photospheric pattern" magnetic force is downward and there are two ways of supporting the prominence. In the first case, the repulsion force due to image currents is large, and so $B_y(d/2, y) \gg B_x(d/2, y)$, with the difficulties discussed above. The second case has support by a horizontal field which does not connect directly the photosphere: this model needs a quadrupolar region (or open magnetic field lines) or helical configuration as proposed by Pneumann (1983). From an observational view, Tang (1986) shows that quiescent prominences are formed more likely on neutral line between bipolar regions than on neutral lines inside bipolar regions. As quiescent prominences are, mostly of the I type, it means that we may investigate quadrupolar configurations for this case.

3. Mathematical formulation for the half plane $y \geq 0$

3.1. The Dirichlet problem

If we known an analytical function $f(\xi_c)$ along a closed boundary C , we know it everywhere in the surface delimited by this contour and the solution is given by

$$f(\xi) = \frac{1}{2i\pi} \int_C \frac{f(\xi_c) d\xi_c}{\xi_c - \xi} \quad (6)$$

We can apply this concept to the region between the real axis Ox and a semi-circle centered at $(0, 0)$ and of radius R . If we suppose that the solution $f(\xi = re^{i\theta})$ has a finite limit, $f(\infty)$, when r increases to infinity, the integration on the half circle has the finite limit $i \cdot f(\infty) \cdot \pi$ and (6) may be expressed as an integral along the x axis:

$$f(\xi) = \frac{1}{2i\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(x) dx}{x - \xi} + \frac{f(\infty)}{2} \quad (7)$$

Using the same technique with $\bar{\xi}$, instead of ξ , and taking the conjugate of (7), we get:

$$0 = -\frac{1}{2i\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{f}(x) dx}{x - \bar{\xi}} + \frac{\bar{f}(\infty)}{2}$$

Adding this equation from (7) we can now choose to prescribe the imaginary part of $f(x)$ along x axis.

$$f(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im}(f(x)) dx}{x - \xi} + \text{Re}(f(\infty)) \quad (8)$$

3.2. The mixed boundary-value problem for the half plane

In the prominence magnetic field we want to impose as observed quantities B_y in the photosphere and B_x in the prominence so we have to solve a mixed boundary value problem for the analytical function $B(\xi) = B_y + iB_x$. The Dirichlet problem may be solved either for the real or the imaginary part of the function $f(\xi)$ specified on the boundary, but not for mixed conditions. Muskhelishvili (1952) gives the solution of this problem for the half plane, introducing another analytical function $g(\xi)$ which converges at infinite distance, and is purely real or purely imaginary along the boundary (namely the real axis), so that (8) could be rewritten by changing $f(\xi)$ to $f(\xi) \cdot g(\xi)$ as:

$$f(\xi) \cdot g(\xi) = \frac{1}{2i\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(x) \cdot f(x) - \bar{g}(x) \cdot \bar{f}(x)}{x - \xi} dx + \frac{f(\infty) \cdot g(\infty) + \bar{f}(\infty) \cdot \bar{g}(\infty)}{2}$$

$$\text{so: } f(\xi) \cdot g(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_{\text{g Real}} \frac{\text{Re}(g(x)) \cdot \text{Im}(\bar{f}(x))}{x - \xi} dx + \frac{1}{\pi} \int_{\text{g Imaginary}} \frac{\text{Im}(g(x)) \cdot \text{Re}(\bar{f}(x))}{x - \xi} dx + \frac{f(\infty) \cdot g(\infty) + \bar{f}(\infty) \cdot \bar{g}(\infty)}{2} \quad (9)$$

3.3. Application to solar prominences

The geometry of the boundary conditions is shown in Fig. (1a). The boundary condition on the imaginary (vertical) axis outside the segment $[P, Q]$ is not imposed by magnetic field observations, but as we have no prominence here, so no current, and as the field has to be chosen symmetric with respect to the vertical axis, the vertical field B_y vanishes in this region. In order to use (9) we have to transform the positive part of the imaginary axis into the negative part of the real axis. This transformation, from the half-plane to the plane, can be realized using the conformal transformation $\xi \rightarrow \xi^2 = \xi'$. When doing this transformation, we pass from Fig. 1a, to the Fig. 1b, and become able to use (9) with the variable ξ' . The inverse transformation $\xi = \sqrt{\xi'}$ gives the solution for solar prominences (mixed boundary-value problem for the quarter plane):

$$B(\xi) \cdot G(\xi) = \frac{2}{\pi} \int_P^Q \frac{\text{Re}(G(it)) \cdot B_x(t) \cdot t \cdot dt}{t^2 + \xi^2} + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\text{Im}(G(t)) \cdot B_y(t) \cdot t \cdot dt}{t^2 - \xi^2} - B_x(\infty) I_m G(\infty) \quad (10)$$

where the function $G(\xi)$ is:

- real on the interval $y \in [P, Q]$,
- imaginary on the positive part of the x -axis and on the positive part of the y -axis except in $[P, Q]$,
- has a finite value $g(\infty)$ at infinity,

We can notice that the conditions on the function $G(\xi)$ are very slack and we have to restrict this choice further using physical considerations.

There is also an indeterminacy on the field so that we can add a function $G'(\xi)$ to the computed magnetic field without changing the boundary conditions. This indeterminacy is infinite since the constraints on $G'(\xi)$ are the same as for $G(\xi)$.

This is not in contradiction with the Dirichlet problem of Sect. 3.1. which specified that the solution for $f(\xi)$ is unique: here the solution for $B(\xi) \cdot G(\xi)$ is unique when we have specified its imaginary part on the whole boundary (positive x and y axis and finite value at infinity). The fact that we have to find a good function $G(\xi)$ leads to an indeterminacy for $B(\xi)$. We propose a way to have only one solution by determining $G(\xi)$ at the end of the next section but this requires observational data that are not available at this time: we need both magnetic field components B_x and B_y on the entire positive x and y axes. As it will not be possible to measure all these quantities still for a long time (a vector magnetograph operating both on the disk and at the limb is necessary), we discuss, in the next Sect. (4), with the actually available data, a way to reduce the indeterminacy on $G(\xi)$ and so on $B(\xi)$.

3.4. Behaviour of the integrals

3.4.1. Magnetic field computation in the prominence

The magnetic field is given by (10), which we rewrite as:

$$B(iy) = \frac{2}{\pi \cdot G(iy)} \left(- \int_P^Q I_y(y, t) dt + \int_0^{\infty} I_x(y, t) dt \right) \quad (11)$$

(taking $B_x(\infty) \cdot \text{Im}(G(\infty)) = 0$)

For y between P and Q , $G(\xi)$ is real, and so contributes only to the vertical field at the edge of the prominence. The first integral, on the y -axis, is singular and is not real. The real part of I_y has two peaks of opposite sign which grow to infinity when $|t-y|$ decreases to zero on both sides of the point at height y , and $R_e(\int_P^Q I_y dt)$ is a principal part which contributes to the vertical field at the edge of the prominence. The imaginary part of I_y has the limit of a Dirac distribution when x decreases to zero, so that $\text{Im}(\int_P^Q I_y dt)$ gives the right contribution to set the horizontal magnetic field in the prominence to its boundary value.

In Eq. (11) only the first integral has a contribution for B_x in the interval $[P, Q]$, and this equation gives B_x imposed by the boundary condition. But both terms in Eq. (11) contribute to create the vertical field at the edges of the prominence. As the sign of B_x is imposed, the sign of B_y tells if the prominence can be supported. This condition of support depends on the contribution of both the photospheric and prominence boundary conditions in general.

3.4.2. Magnetic field on the y -axis outside the prominence

Equation (11) gives, by construction, a zero vertical field on the y -axis outside the prominence as the Dirac distribution, (in the limit as x decreases to zero), is outside the interval $[P, Q]$ of integration. The horizontal field B_x has a contribution from both the photospheric and the prominence boundary conditions. For a physical function $G(\xi)$ (for which $1/G(\xi)$ is zero at $\xi = ip$ and $\xi = iq$) both B_x and B_y are continuous along the entire y -axis

(with a current density which decreases to zero at both ends P and Q of the prominence).

3.4.3. Magnetic field on the x -axis

As on the vertical axis, (10) gives the imposed vertical field along the x -axis. The horizontal field is given by:

$$B_x(x, 0) = \frac{2/\pi}{\text{Im}(G(x))} \left[\int_P^Q \frac{\text{Re}(G(it)) \cdot B_x(t) \cdot t \cdot dt}{t^2 + x^2} - \int_0^x \frac{\text{Im}(G(t) \cdot B_y(t) \cdot t \cdot dt}{t^2 - x^2} \right] \quad (12)$$

The second integral is singular at $t = x$.

4. Reduction of the multiplicity of the solution

4.1. Limit at infinity

From (10) the asymptotic behaviour of $B(\xi)$ when $|\xi|$ increases to infinity is

$$\lim_{|\xi| \rightarrow \infty} B(\xi) \propto 1/\xi^2 \cdot G(\xi) \text{ if } B_x(\infty), \text{Im}(G(\infty)) = 0 \quad (13)$$

We can impose that $\lim_{|\xi| \rightarrow \infty} B(\xi) = \text{constant}$ as physically acceptable. But it is not really necessary as we assume a current-free magnetic field. This hypothesis must be valid only in a finite region, typically smaller than the coronal gravity scale-height. The region considered also must be quiet. It means that the magnetic field computed by this analytical mean cannot be extended to large distances. An observational support of this is the slow increase with height of the horizontal magnetic field in high quiescent prominences.

So we can consider both functions $G(\xi)$ giving a decreasing or increasing magnetic field at infinity, but we restrict ourselves to only fields which decrease to zero or are constant at infinity.

4.2. Constraints at the end of the current sheet

One particular solution which satisfies the condition that $G(\xi)$ be real for y between P and Q and $G(\xi)$ be imaginary on the other parts of the axis is:

$$G_i(\xi) = i \sqrt{(\xi^2 + P^2)} \sqrt{(\xi^2 + Q^2)}$$

The determination of the square root is the classical one (the positive part of the real axis is the line of the cut such that if $z = \text{Re}^{i\theta}$, $\sqrt{z} = \sqrt{\text{Re}^{i\theta/2}}$ for $y \geq 0$). From (10) we have $B(\xi) \propto 1/\sqrt{(\xi^2 + P^2)} \sqrt{(\xi^2 + Q^2)}$ and a singularity at points $\xi = iP$ and $\xi = iQ$ since the integrals in (10) do not go to zero at this point. It means that there is an infinite density of current at the ends of the current sheet. Such behaviour is not physically acceptable and we must choose instead a function like:

$$G_2(\xi) = \frac{i}{\sqrt{(\xi^2 + P^2)} \cdot \sqrt{(\xi^2 + Q^2)}} \quad (14)$$

It gives a current density which goes to zero at the ends of the current sheet, so the vertical magnetic field B_y is continuous at these points.

The solutions for $B(\xi)$ are still not unique since we can multiply $G_2(\xi)$ by any analytical function real on both axis. So we rewrite $G(\xi)$ as:

$G(\xi) = G_2(\xi) \cdot F(\xi)$ and rewrite (10) as:

$$B(\xi) = \frac{-2i}{\pi} \frac{\sqrt{(\xi^2 + P^2)} \cdot \sqrt{(\xi^2 + Q^2)}}{F(\xi)} \times \left[\int_0^x \frac{B_y(t) \cdot F(t) \cdot t \cdot dt}{\sqrt{t^2 + P^2} \cdot \sqrt{t^2 + Q^2} \cdot (t^2 - \xi^2)} + \int_P^Q \frac{B_x(t) \cdot F(t) \cdot t \cdot dt}{\sqrt{t^2 - P^2} \cdot \sqrt{Q^2 - t^2} \cdot (t^2 + \xi^2)} \right] + iB_x(\infty) \cdot \sqrt{(\xi^2 + P^2)} \cdot \sqrt{(\xi^2 + Q^2)} / F(\xi). \quad (15)$$

With $F(\xi)$ analytic with the constraint that $F(\xi)$ be real on both axes.

4.3. Discussion

As $G(\xi)$ is chosen real on the interval $[P, Q]$ and imaginary on other parts of the axis, it means that a magnetic field $B_G(\xi) = G(\xi)$ has only a vertical field in the prominence and a horizontal one along the rest of the axis. Then, if we add to the solution $B(\xi)$ of (10) an arbitrary function $G(\xi)$ we do not change the imposed boundary values at the prominence and at the photosphere. This fact is also shown in (10) by the presence of the term $-B_x(\infty) \cdot \text{Im}[g(\infty)]$. Clearly adding $G(\xi)$ to some solution affects only the unknown part of the magnetic field on both axes. To remove this ambiguity we need to know B_x and B_y in the photosphere, and also inside, below and above the prominence.

4.4. Uniqueness of the solution

If we know $B(\xi)$ on both axes, we can use (15), with the hypothesis that $\lim_{|\xi| \rightarrow \infty} B(\xi) \cdot G(\xi) = 0$, to determine $F(\xi)$ on the axes $0x$ and $0y$.

$$\text{On } 0x: B_x(x, 0) \cdot F(x) = -\frac{2}{\pi} \sqrt{x^2 + P^2} \sqrt{x^2 + Q^2} \times \left[\int_0^x \frac{B_y(t) \cdot F(t) \cdot t \cdot dt}{\sqrt{t^2 + P^2} \cdot \sqrt{t^2 + Q^2} \cdot (t^2 - x^2)} + \int_P^Q \frac{B_x(t) \cdot F(t) \cdot t \cdot dt}{\sqrt{t^2 - P^2} \cdot \sqrt{t^2 + Q^2} \cdot (t^2 + y^2)} \right]$$

$$\text{On } 0y: B_y(0, y) \cdot F(y) = +\frac{2}{\pi} \sqrt{y^2 - P^2} \sqrt{Q^2 - y^2} \times \left[\int_0^x \frac{B_y(t) \cdot F(t) \cdot t \cdot dt}{\sqrt{t^2 + P^2} \cdot \sqrt{t^2 + Q^2} \cdot (t^2 + x^2)} + \int_P^Q \frac{B_x(t)}{\sqrt{t^2 - P^2} \cdot \sqrt{t^2 + Q^2} \cdot (t^2 - y^2)} \right]$$

These are integral equations which determine the real function $F(x)$ on $0x$ and $F(y)$ on $[P, Q]$. They are linear for the unknown function F , but the difficulty comes from the singularity of the integrals at points $t = P$, $t = Q$, $t = x$ and $t = y$, so a careful discretisation needed.

After the use of (15) in the rest of the y -axis, we can determine directly the function $F(iy)$ on the entire y -axis when we know the horizontal magnetic field below and above the prominence.

The function $F(\xi)$ is then computed everywhere using the solution of the Dirichlet problem (Sect. 3.1.); then the magnetic field results from (15).

Observations with the future vector magnetograph Themis (1991) will provide the magnetic vector in the photosphere and in the prominence. But it will not give the boundary conditions along the whole y -axis. The field below and above the prominence remains unobservable, and even the observations in the prominence will not give the field at the prominence corona interface that we need in fact here for the resolution. The determination of $B_y(iy)$, and so the current in the prominence, could only be measured at hotter temperatures, if we assume that the prominence is a cool sheet surrounded by a hotter plasma.

Another way is to use the measurement of electron density to compute surface density, and then B_y with the force balance. But it leads to great uncertainty since the degree of ionization and the width of the prominence are not well known.

In fact, the horizontal field below and above the prominence remains unknown, and so the determination is not complete. Here we prefer to use only the prominence horizontal field, and the vertical photospheric field, which are well known, as shown in Fig. 1.

5. Results

5.1. Boundary conditions and choice of $F(\xi)$

5.1.1. Magnetic boundary conditions

We used similar distributions of the magnetic field as Anzer (1972). The base flux was averaged to 4 G as plotted in Fig. 2a, with a decrease at 100 Mm from the origin. The prominence horizontal field was taken constant: $B_x(0, y) = 8G$ in the promi-

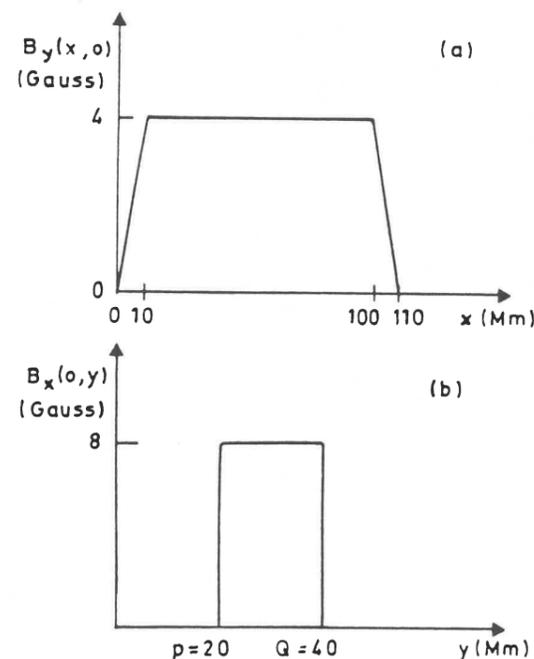


Fig. 2a and b. The boundary conditions adopted in this article: a the vertical field $B_y(x, 0)$ on the photosphere; b the horizontal field in the prominence. The horizontal field in the prominence is multiplied by $-\beta$ in the computations

nence: Fig. 2b (a small increase with height, as observed, has no effect on the general topology of the field lines). But, from an analysis of the linear polarisation of D_3 and H_β lines using the Hanle effect, Leroy et al. (1983, 1984) have measured the orientation of the magnetic field in prominences. They found that the field is almost parallel to the prominence axis: it means that the field of 8G used by Anzer may be too large, and only the component along the x -axis must be used to support the prominence. So the field in the prominence is reduced in our paper by a factor $\beta = \sin \theta$. As $|\theta| \sim 10^\circ$ to 25° ($\beta \approx 0.2, 0.4$) we must use values nearer 3G for $B_x(0, y)$ rather than Anzer's values.

Another important result from Leroy et al. is that the majority of quiescent filaments have a magnetic field oppositely directed to the potential case. It means that the Inverse configuration may be the most common support for quiescent prominences. These last correspond to $\beta < 0$.

The extension of the prominence in the vertical direction is taken from $P = 20$ Mm to $Q = 40$ Mm. (This choice is not critical). In particular we can take $P = 0$ (as in Anzer's paper) without changing the force support. (In the simple example described below, the magnetic force has the same sign everywhere in the prominence: this behaviour is different from Anzer's computation where the upper part of the prominence is supported but not the lower part).

5.1.2. Choice of $F(\xi)$

First we limit our study with $B_x(\infty)$, $\text{Im}[g(\infty)] = 0$ in (10). The effect of a non zero value is discussed in Sect. 5.4. We investigate two cases for $F(\xi)$: $F(\xi) = 1$ and $F(\xi) = \xi^2$. In the first case $\lim_{|\xi| \rightarrow \infty} B(\xi) = \text{constant}$ (horizontal field), and in the second $\lim_{|\xi| \rightarrow \infty} B(\xi) \propto 1/\xi^2$ (closed dipolar field).

Alternatives to this last case can also be investigated using functions $F(\xi)$ such as $\xi^2 + h^2$. It gives a pole at $y = ih$ or $x = h$, and the field has the behaviour of a dipole at infinity. We can also impose at these points a zero magnetic field behaving like $1/(\xi^2 \pm h^2)$ on the axis, but the field grows like ξ^2 at infinity. Such variations to the initial models give more complicated configurations, and we have no observational data to justify them so that we present here only the two basic configurations:

- 1: $F(\xi) = 1$
- 2: $F(\xi) = \xi^2$

The numerical integration is made by a routine which handles integrands with singularities at a finite number of points. We chose the NAG routine DO1ALF. The algorithm is described in De Doncker (1978).

5.2. Case $F(\xi) = 1$

5.2.1. Analytical case

The integrations in (10) can be done analytically in the case when $B_y(x, 0) = B_y^0$ on $0x$

and $B_x(0, y) = B_x^0$ on $0y$ in the interval $[P, Q]$

where B_y^0 and B_x^0 are arbitrary constants. The integration leads to:

$$B_x - iB_y(x, y) = \frac{1}{\pi} \cdot B_x^0 \cdot \ln \left(\frac{A(0)}{A(-1/\xi^2)} \right) + B_y^0$$

with $A(u) = a(u) + \sqrt{a^2(u) - b^2}$.

$$a(u) = u(\xi^2 + P^2)(\xi^2 + Q^2) + \xi^2 + \frac{P^2 + Q^2}{2}$$

$$b = 1/2(Q^2 - P^2). \quad (16)$$

The integral on the photospheric boundary gives a complicated behaviour, but the integral on the prominence boundary gives only a constant field: B_x^0 .

5.2.2. Potential case

The case without any prominence has $P = Q = 0$ and the magnetic field horizontal everywhere on the positive vertical axis. There is no contribution from B_x in this case, and (16) gives an infinite field since B_y is set to a constant on all the horizontal axis. A numerical computation is needed with a more realistic field, as in Fig. 2a, with $\lim_{x \rightarrow 0} B_y(x, 0) = 0$ and $\lim_{x \rightarrow \infty} B(x, 0) = 0$. The field is represented in Fig. 3a: the photospheric field has an importance only in the low part of the box, with a gap near the origin since the field vanishes there. The upper part of the figure is filled with a field coming from photospheric regions far from the

origin, and with the opposite polarity. The figure is part of a quadrupolar configuration.

5.2.3. Normal configuration: $B_x(0, y) < 0, \beta > 0$.

The analytical solution (16) gives singular field lines near the origin and at infinity. This could be avoided by integrating the second integral of (10) only from $h_1 > 0$ to a finite limit h_2 . Then:

$$B_x - iB_y(x, y) = B_x^0 + \frac{1}{\pi} B_y^0 \ln \left(\frac{A\left(\frac{1}{h_2^2 - \xi^2}\right)}{A\left(\frac{1}{h_1^2 - \xi^2}\right)} \right)$$

The behaviour of the first integral of Eq. (10) is simple in this case: it is a constant: B_x^0 . But the behaviour of the second term is complicated and so we discuss here only the general behaviour directly by using (10) for this term.

The vertical field at the edges of the prominence is created only by the photospheric pattern:

$$B_y(0, y) \approx \frac{2 \cdot B_y^0}{\text{Re}(G_2(iy))\pi} \left(\int_0^x \frac{\text{Im}(G_2(t)) \cdot t \cdot dt}{t^2 + y^2} \right) \quad (17)$$

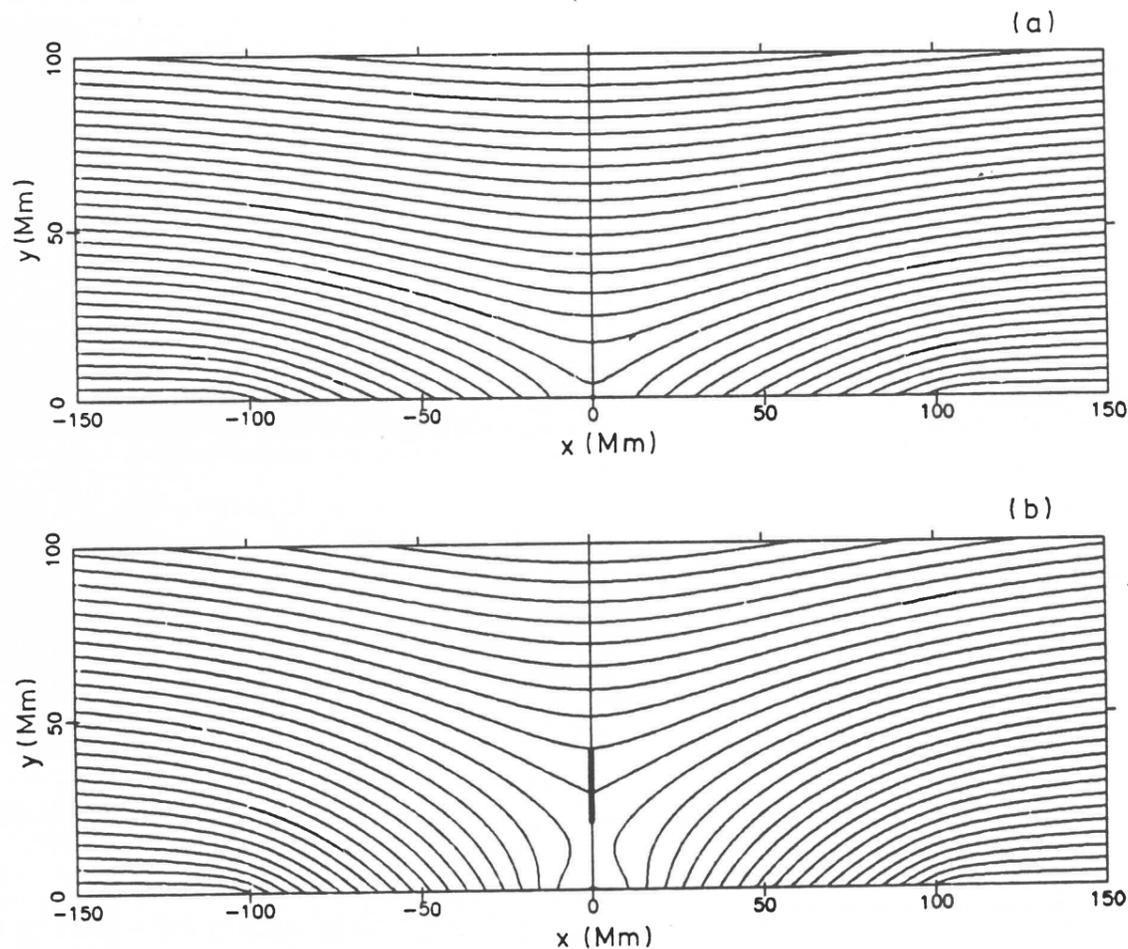


Fig. 3a and b. The magnetic configuration obtained in the case $G(\xi) = G_2(\xi)$ ($F(\xi) = 1$ in Eq. (15)) for: a the potential configuration; b the I configuration with $\beta = 0.2$ ($B_x = +1.6$ G in the prominence). The I configuration has a neutral point below the prominence ($y \approx 10$ Mm). The N configuration is not plotted as there is no support with this function $F(\xi)$

which is of same sign as B_y^0 since $\text{Im}(G_2(\xi)) > 0$ on $0x$ and $\text{Re}(G_2(iy)) > 0$ for y between P and Q .

The horizontal field outside the prominence on the y -axis is:

$$B_x(0, y) = B_x^0 - \frac{2 \cdot B_y^0}{\text{Im}(G_2(iy)) \cdot \pi} \left(\int_0^y \frac{\text{Im}(G_2(t)) \cdot t \cdot dt}{t^2 + y^2} \right) \quad (18)$$

Again, the second term has the same sign as $-B_y^0$ below the prominence and as B_y above the prominence.

By convention we take the photospheric field $B_y(x, 0) > 0$. For the N case (17) gives a positive vertical magnetic field at the edge of the prominence. Then $B_x(0, y) \cdot B_y(0, y) < 0$ for every cases.

So, the function $G_2(\xi)$, or $F(\xi) = 1$ does not provide a good magnetic field for a prominence.

5.2.4. Inverse configuration

In this case $\beta < 0, B_x(0, y) > 0$ and the prominence is supported by the horizontal magnetic field. The surface mass density has the regular behaviour shown in Fig. 4b. The surface density is an order of magnitude lower than λ_0 computed in Sect. 2.2.4, as the vertical field is much lower: $B_y(0, y) \approx 1$ Gauss: Fig. 4a. We have here a model of a low density prominence. To increase the mass supported we need to increase the average magnetic base field: the mass supported is proportional to B_y^0 .

Figure 4b shows that the density contribution from the repulsion image is negligible, as the base magnetic field B_y is too low compared to B_x : Eq. (17). The "self pinch" effect is however most important: curve 3 of Fig. 4b.

Figure 3b gives the field topology in the case $\beta = -0.2$. The configuration possesses an X-point below the prominence. Its height h is given by $B_x(0, h) = 0$ in Eq. (18). The height h increases with increasing photospheric field B_y^0 to the limit $y = P$ for large B_y^0 . This X-point disappears for very large prominence magnetic fields. In the case $B_y^0 \approx 4$ G, it disappears for $\beta \approx -0.8$.

These results show that, for the case when $F(\xi) = 1$, we cannot find support for Normal configuration, but there is support for an Inverse configuration in all the cases. The field has no peculiar behaviour at any points, and it is limited at infinity by horizontal magnetic field. The repulsion by the image prominence current is always negligible when $|\beta| > 0.1$.

5.3. Case $F(\xi) = \xi^2$

As before we compute the numerical solution with the fields of Figs. 2.

5.3.1. Potential case

$P = Q = 0$. The magnetic configuration is given in Fig. 5a. It is similar to Anzer's case with a magnetic strength which decreases like $1/|\xi^2|$ at infinity, and with a singularity at the origin like $1/\xi^2$. This potential field is created by a bipolar region with finite dimension. The behaviour near the point $x = 100$ Mm $y = 0$ is artificial since we fix $B_y(x, 0) = 0$ at larger distances.

5.3.2. Normal configuration

In the case $F(\xi) = \xi^2$ both integrals in (10) give a contribution to the vertical field near the prominence. We compute first separ-

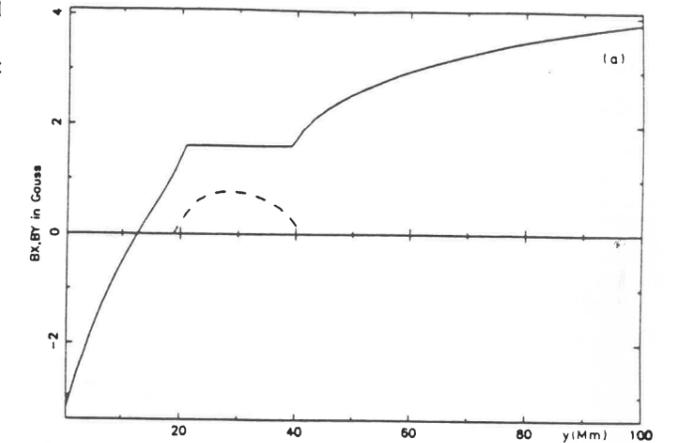


Fig. 4a. The magnetic field along the y -axis: B_x is shown by the solid curve. By by the dashed curve, for an I configuration with $\beta = -0.2$. The choice $F(\xi) = 1$ gives no divergence of the magnetic field, but the limit of the field at infinity is a constant

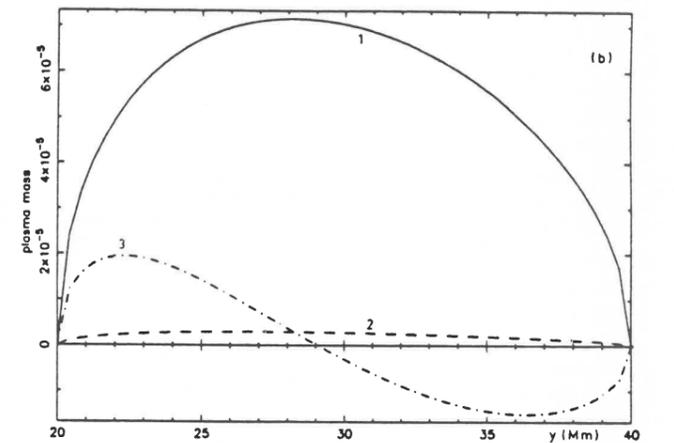


Fig. 4b. The mass density deduced from: 1: support by the total horizontal magnetic field of the prominence, 2: support by the repulsion image, 3: support by the interaction between current in the prominence

ately this contribution with the boundary field of Figs. 2. Figure 6a gives the field on the vertical axis when we impose $B_y(x, 0) = 0$ on the photosphere, and 6b gives the same when we impose $B_x(0, y) = 0$ at the edge of the prominence.

The normal configuration is built by adding these two computations with the first one multiplied by $\beta > 0$. The contribution of the first case ("field prominence") is more important for the vertical field in the prominence than the second, for $\beta \approx 1$, which gives a downward force. To have a N support we may decrease the prominence boundary field and the support exists for $\beta \leq 0.3$. Figure 6c gives the magnetic field on the vertical axis for $\beta = 0.2$: the vertical field in the prominence is low, but could support a thin prominence. Again, if we want to increase the mass supported we may increase the photospheric field.

The magnetic field lines are represented in Fig. 5b for the case $\beta = 0.2$. The prominence is supported by an arcade closing the opposite polarity of the photosphere. The configuration below the prominence is complicated as there is a pole at the origin.

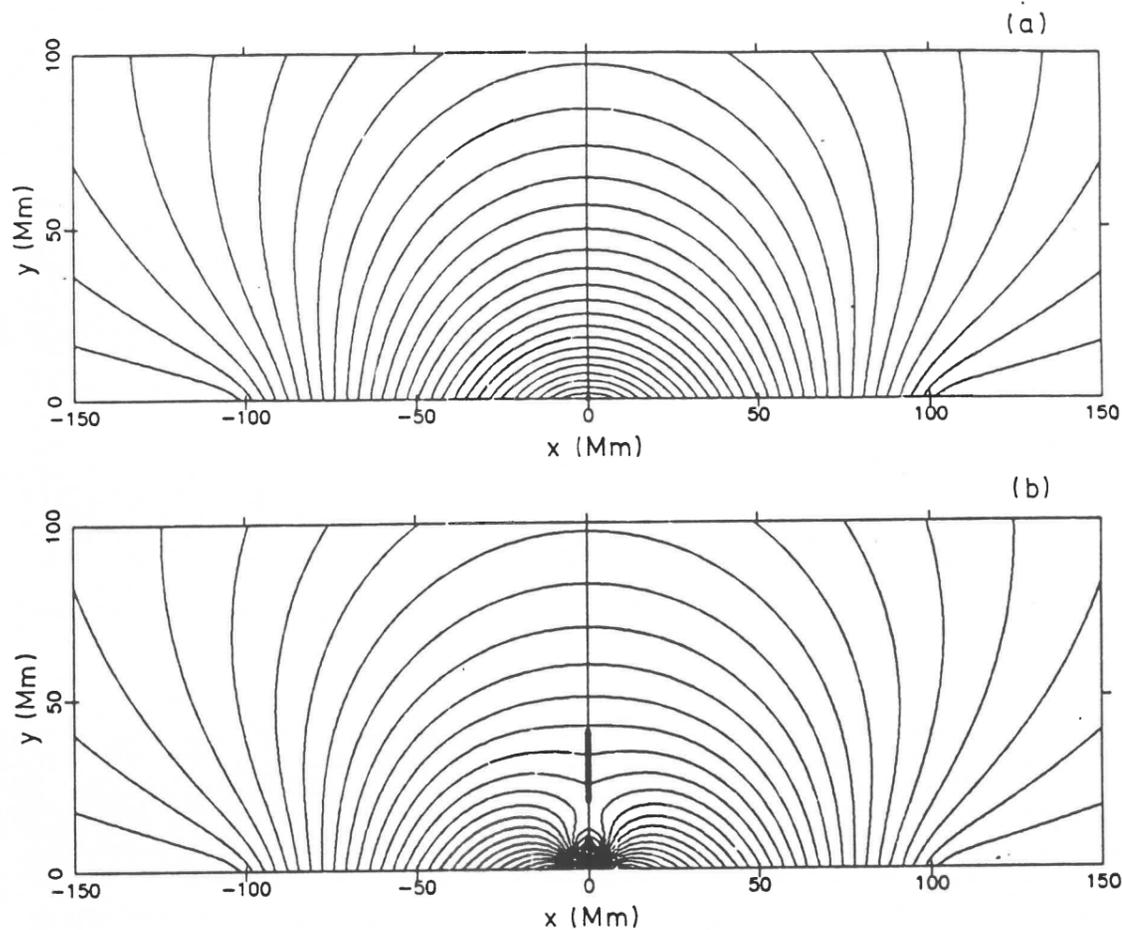


Fig. 5a and b. The same as Fig. 3 for the case $F(\xi) = \xi^2$. **a** is the potential case and **b** is the *N* configuration for $\beta = 0.2$. The potential case is the same as Anzer's but the *N* configuration is different with support at all heights in the prominence. The behaviour near the origin comes from a singularity of the solution in this point

This pole impose its own behaviour near the origin and gives a neutral point on the *y*-axis at an altitude $y \approx 1$ Mm.

5.3.3. Inverse configuration

From Fig. 6a and 6b we see that in the *I* case ($\beta < 0$, $B_x(0, y) > 0$) the support from the horizontal magnetic field is not possible as $B_x(0, y) \cdot B_y(0, y)$ is always negative. A *I* configuration could not be achieved in this case.

For the case $F(\xi) = \xi^2$ we can support a *N* prominence for $\beta < 0.3$. The field decreases like $1/\xi^2$ at infinity, but presents a pole at the origin. This could be avoided by setting the photosphere at a greater height, but below the prominence with new boundary conditions on the photosphere, qualitatively not different from the previous one, and so we have a model without a singularity. This could be achieved more systematically by using the technique described in Sect. 4.4. as the singular behaviour of $1/F(\xi)$ near the origin will disappear.

5.4. Discussion with $B_x(\infty)G(\infty) \neq 0$

As discussed in Sect. 4.3; we can add an arbitrary function $G(\xi)$ to a solution $B(\xi)$, provided that $G(\xi)$ is analytic on the quarter

plane $x > 0, y > 0$ and is purely real on the interval $y \in [P, Q]$ and imaginary in other parts of the axis. This leads to a great freedom and in all cases we can support a prominence for both *N* and *I* configurations by choosing the right sign for $G(iy)$ in the interval $[P, Q]$. All the configurations described in Malherbe and Priest (1983) can be found by this procedure, but we cannot choose between these models as observational data are missing. In this paragraph, we limit the discussion to non-zero values of $B_x(\infty)$ in Eq. (10). If $F(\xi) = 1$, $\text{Im}[G(\infty)] = 0$ and there is no additional contribution to Sect. 5.2. If $F(\xi) = \xi^2$, $\text{Im}[G(\infty)] = 1$ and we add $B_a(\xi) = -B_x(\infty)/(\xi^2 - G_z(\xi))$ to the results of Sect. 5.3. This function is plotted in Fig. 7a. The plot shows that the field defined by this function has no vertical field on the *x*-axis and no horizontal field on the *y*-axis in the prominence. The singularity of the function at the origin is seen clearly. To demonstrate the possibilities of this method we used a large value of β : $|\beta| = 0.5$, and then by adding $B_a(\xi)$ with the right sign we can support both *N* and *I* configurations by a horizontal field in the prominence. $B_x(\infty)$ is chosen to be 10 Gauss, and then the field obtained has, at infinity, the limit of a horizontal field of 10 Gauss. The field on the *y*-axis is plotted in Figs. 8a and 8b for, respectively, the *N* and *I* configurations.

The horizontal field on the *y*-axis varies monotonically with a neutral point below the prominence in both cases. The imposed

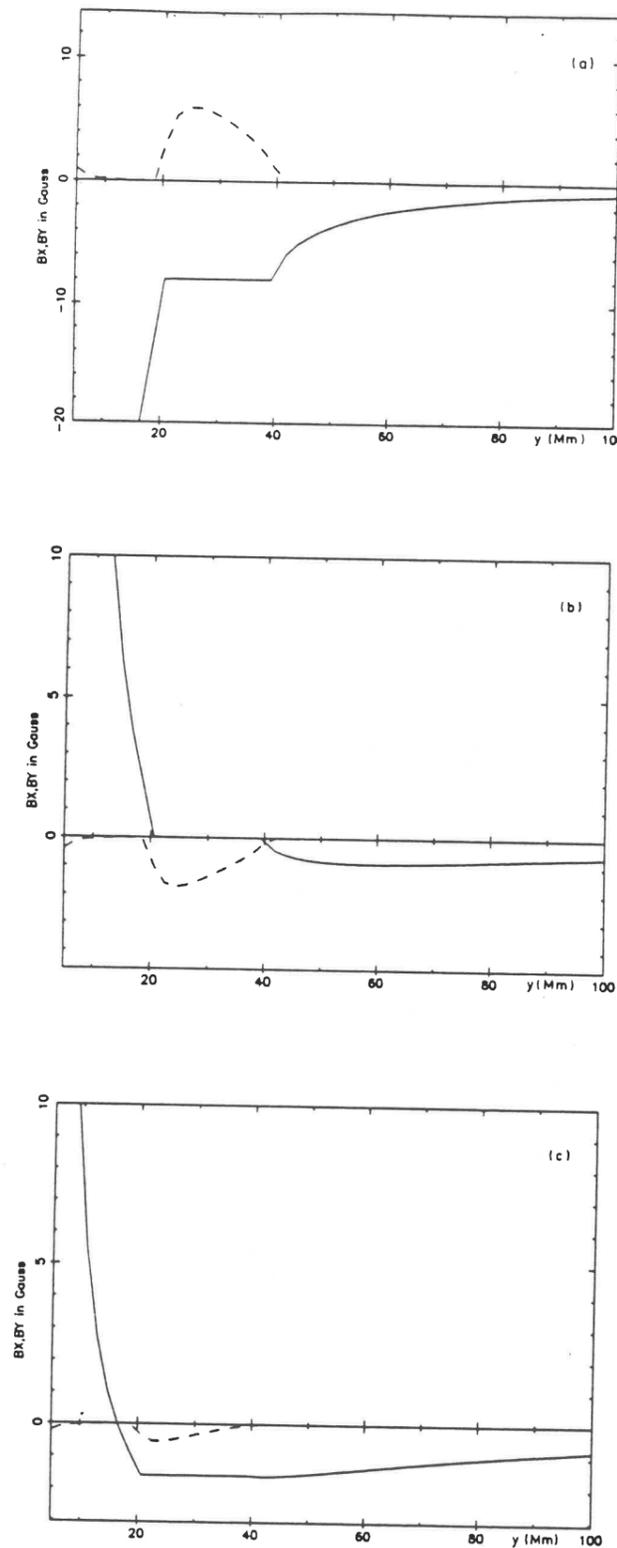


Fig. 6a-c. The magnetic field component on the *y*-axis as in Fig. 4a, **a** is for a zero base flux and **b** for a horizontal field in the prominence. The sum of these two fields with $\beta < 0.3$ gives an *N* configuration supported by the horizontal field as B_x . B_y is positive in the prominence as in the plot of **c** with $\beta = 0.2$. The subtraction of **a** and **b** gives an *I* configuration not supported

constant horizontal field in the prominence could be changed to an increasing function with height, then the horizontal field on the vertical axis changes regularly with height with no particularity in the prominence. In both cases the horizontal field supports the prominence, with a typical mass density as discussed above.

The field line topologies are plotted in Figs. 7b and 7c. The general behaviour is not so different: the field is almost horizontal at large altitudes and the field lines are concentrated at very low heights below the prominence. (The *I* case gives an island below the prominence, but it is an artefact due to the low resolution computation).

6. Conclusion

From the vertical field observed in the photosphere on the solar disc and from the horizontal field observed in prominences at the limb, we have built a method of computing the magnetic field in the neighbourhood of prominences. The method is an extension of Anzer's: the computations are made in two dimensions with complex functions. We choose to work with the complex magnetic field, rather than with the potential, as Anzer did since it is easier to define the problem for a finite current sheet at a fixed height (*P*) above the photosphere. The solution of the problem is not unique because it requires the definition of an arbitrary function $G(\xi)$ and we investigate different models of prominences lying at a finite height above the photosphere (in Anzer's case, prominences go down to the surface). We try to choose functions $G(\xi)$ using the constraint that the limit of the field at infinity must be finite. We consider also only finite surface current densities in the prominence, which gives a continuous magnetic field in the prominence and in the neighbourhood. We compute different solutions of this problem for the Normal and Inverse configurations. We find surface mass densities comparable with the observed electron density in prominences for typical photospheric fields of 4G.

If we impose the magnetic field to decrease at infinity like $1/\xi^2$, we must introduce a pole somewhere. It could be in the prominence, or on the positive *y*-axis, which is not physically acceptable, or along the photosphere. We choose the last case. A way to avoid this difficulty is to put the photosphere at a positive height: the boundary conditions are changed, but the solution has no singularity above the photosphere. The computation of these new boundary conditions could be done by the method proposed in Sect. 4.4, which solves also the problem of the interminacy of the solution, but the observed necessary boundary conditions are not available at this time. We need knowledge of the vector fields in the photosphere and above the prominence will remain unknown, and so might be treated as free parameters for the determination of the prominence field environment. Another extension of this work consists in treating the problem by allowing currents in the corona. This step could be done with a linear force free-field (Démoulin and Raadu 1989). The problem is treated using finite differences and the boundary conditions are fixed on a box (some conditions as in the present paper, plus free floating conditions on the other boundaries). The degree freedom of this computation comes from the boundary condition on the two sides of the box, the magnetic field below and above the prominence and the shear α of the field. Different topological field configurations could be found by varying these conditions. The problem

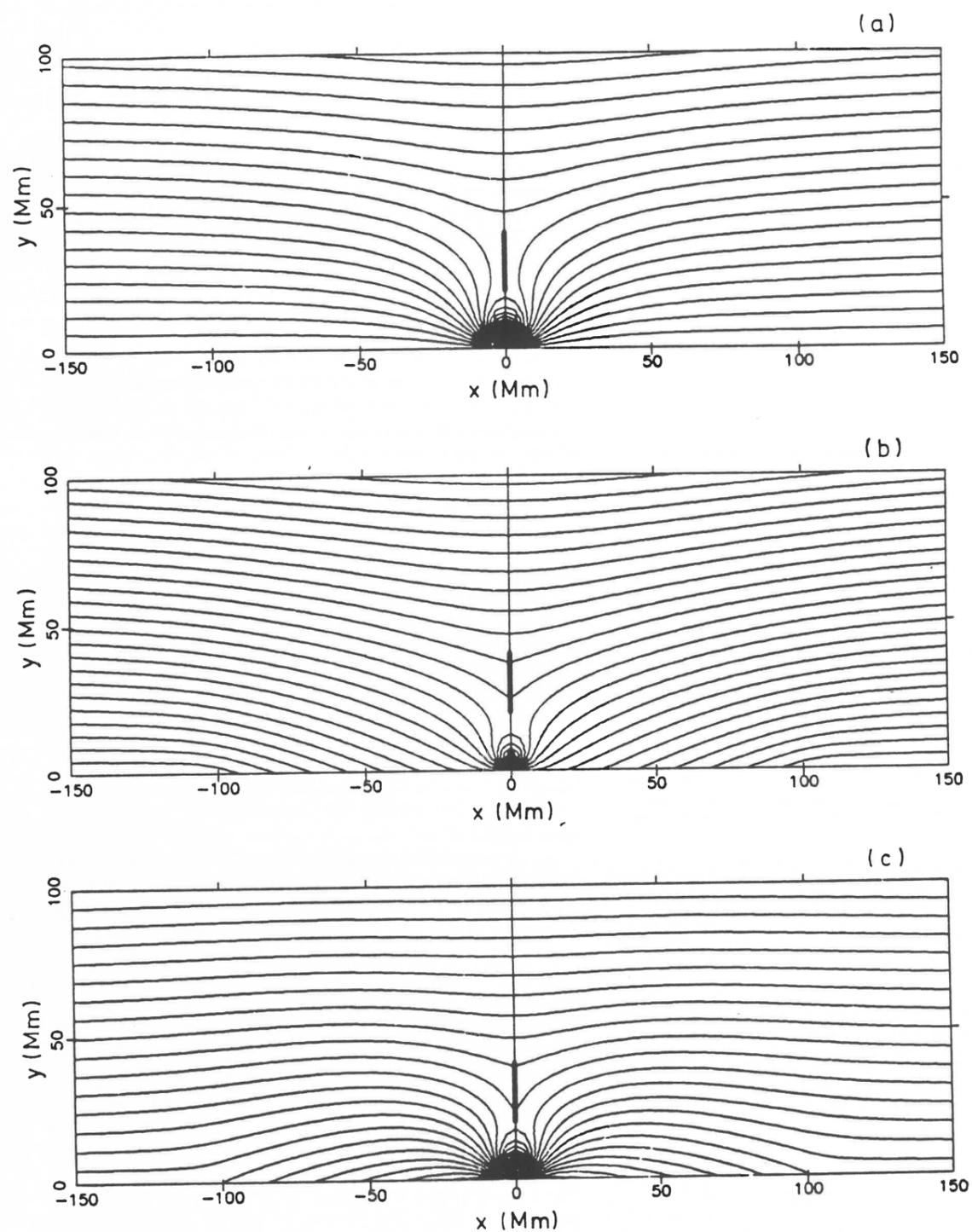


Fig. 7. a The magnetic field $B_x(\zeta) = -B_x(\infty)/(G_2(\zeta) \cdot \zeta^2)$ which field has no horizontal field in the prominence and no vertical field on the photosphere, and so it could be added to the field computed with the boundaries of Fig. 2, to give another solution. B_y choosing $B_x(\infty)$ we can make both N and I models with a support for the prominence. b shows the N configuration, with $\beta = 0.5$, and $B_x(\infty) = 10G$. Fig. 8b gives the same for the I configuration with $\beta = -0.5$ and $B_x(\infty) = +10G$

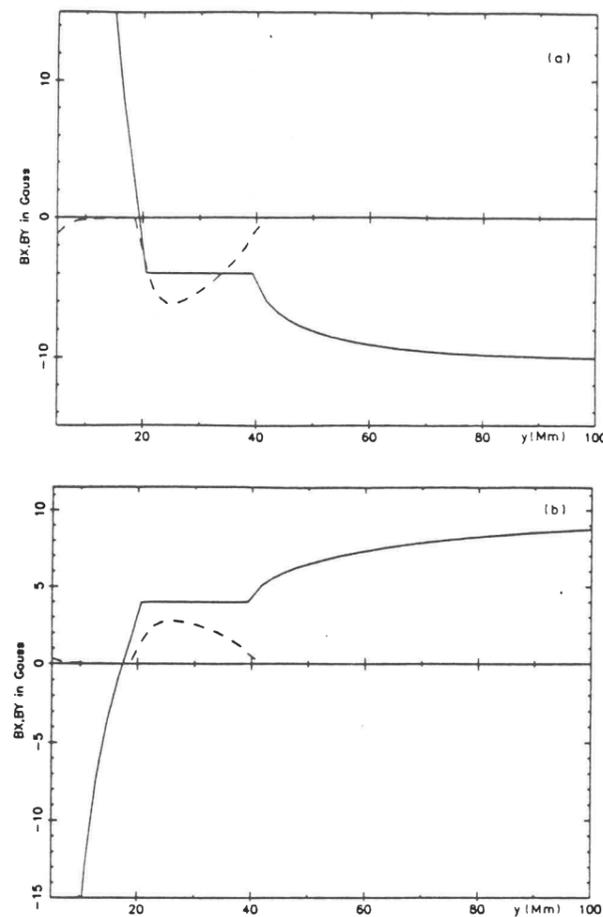


Fig. 8a and b. The field component on the y-axis of Figs. 7b and 7c. Both cases could be supported by a horizontal field for surface densities typical of those observed

could be generalized to three dimensions, but the problem of unknown boundary data is so important that it cannot yet be applied to solar prominences in a realistic way.

Acknowledgements. The authors thank S. Bordet for typing the manuscript.

References

Adams, J., Pneumann, G.W.: 1976, *Solar Phys.* **46**, 185
 Anzer, U.: 1972, *Solar Phys.* **24**, 324
 Anzer, U., Priest, E.: 1984, *Solar Phys.* **95**, 263
 Bommier, V., Leroy, J.L., Sahal-Br  chot, S.: 1986, *Astron. Astrophys.* **156**, 90
 D  moulin, P., Priest, E.R.: 1988 (in preparation)
 D  moulin, P., Raadu, M.: 1988 (in preparation)
 De Doncker, E.: An adaptive extrapolation algorithm for automatic integration. *Signum Newsletter* 13, No. 2, pp. 12-18, 1978
 Frances, T.: 1986, *Solar Phys.*
 Hirayama, T.: 1985, *Solar Phys.* **100**, 415
 Kippenhahn, R., Schluter, A.: 1957, *Z. Astrophys.* **43**, 36
 Kuperus, M., Raadu, M.A.: 1974, *Astron. Astrophys.* **31**, 189
 Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal-Br  chot, S.: 1983, *Solar Phys.* **83**, 135
 Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal-Br  chot, S.: 1984, *Astron. Astrophys.* **131**, 33
 Malherbe, J.M., Priest, E.R.: 1983, *Astron. Astrophys.* **123**, 80
 Muskelishvili, N.I.: 1953, *Singular equations*, Noordhoff ed., Groningen-Holland
 Nakagawa, Y., Raadu, M.A.: 1972, *Solar Phys.* **25**, 127
 Pneumann, G.W.: 1983b, *Astrophys. J.* **265**, 468
 Sakurai, T.: 1982, *Solar Phys.* **76**, 301
 Schmidt, H.U.: 1964, ed. W. Hess, *NASA Symp. on Phys. of Solar Flares*, NASA Sp-50, p. 107

- A9: A THREE-DIMENSIONAL MODEL FOR SOLAR PROMINENCES

P. Démoulin¹, E.R. Priest², U. Anzer³

¹ Observatoire de Paris, Section de Meudon, DASOP (UA. 326)
F 92195 Meudon Principal Cedex, France

² Applied Mathematics Department, University of St. Andrews
KY 16 9SS St. Andrews - Scotland

³ Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik
Institut für Astrophysik D-8046 Garching F.R.G.

Submitted to : Astronomy and Astrophysics, the Main Journal
Section : The Sun

Send offprint requests to : P. Démoulin

Key words : Solar prominences, magnetic field, force-free field.

Thesaurus codes : 19.81.1 - 19.84.1

SUMMARY

We propose to model the 3D structure of quiescent prominences by a superposition of two fields. A 3D force-free field with constant α is assumed to exist in the corona prior to the prominence formation. The prominence itself is represented by a line current which interacts with the coronal field. At present the linear force-free field of the current line is not included, and we neglect this effect in the force balance. A three-dimensional field is represented by analytical functions and concentration of the magnetic field at the chromospheric level by convection cells is taken into account. When the field created by the chromospheric pattern supports the prominence, the prominence feet are found to be located at supergranulae centres otherwise they are located at cells boundaries.

1. INTRODUCTION

At the solar limb, quiescent prominences consist of bridges of chromospheric -like material embedded in the hot corona. Their typical dimensions are 200 Mm for the length, 50 Mm for the height and 6 Mm for the width. Periodically the prominence connects the photosphere to form arches and columns like a bridge. A great number of such examples can be found in d'Azambuja and d'Azambuja (1948). The distance between the columns, or feet of the filament, is of the order of the prominence height and the supergranule diameter : 30 Mm. As the prominence density is 100 times greater than the coronal one, they can be supported by a magnetic field of typically 10G. The field is observed to be nearly aligned along the prominence axis : the angle between the magnetic field and the prominence axis, measured by Leroy et al (1983, 1984), is about 20°.

The observations on the disc show also feet as regions where the filament seems larger, which could be due to perspective effects. The material seems to be organized in long and parallel threads which connect feet. At the location of the feet the threads seem to fan in every direction like a rosace (Simon et al, 1986a). The suggestion that these threads could represent the direction of the magnetic field in quiescent prominences is controversial since the observed velocity of a few kms^{-1} are much lower than the sound, free fall and Alfvén speed, and so a support is needed. The regions of the feet are also special for the dynamics, since most of a quiescent prominence is seen on the disc to possess upward motions of a few kms^{-1} (Mein 1977, Martres et al 1981), Malherbe et al 1981-1983a, Engvold 1986), the regions of feet are more likely to have downward motions Martin (1973), Simon et al (1986a) as for active filaments : Schmieder et al (1985).

The physical parameters of prominence feet are very poorly known. The measurement of the strength and the direction of the magnetic field has not been achieved with the Hanle effect since the photospheric scattered light entering the coronagraph disturbs greatly the measurement of the polarisation degree. The density is also poorly known for the same reasons.

Little theoretical work has been attempted on the filament feet. Since most of the models are in two dimensions and assume invariance along the filament axis. Nakagawa and Malville (1969) try to give an explanation for feet, by studying the stability of a cool plasma supported by a magnetic field. The

Rayleigh-Taylor instability is stabilised at low wavelength, and so eventually the dense material falls. They considered a uniform magnetic field (B_0) along the x axis, parallel to the horizontal interface that separates two uniform plasmas. Above, the plasma has the typical density of prominences, and below of the corona. For this simple equilibrium the dispersion equation becomes :

$$W^2 = -g \cdot k \frac{\rho_p - \rho_c}{\rho_p - \rho_c} + \frac{2 B_0^2 k_x}{\mu_0 (\rho_p - \rho_c)}$$

(eg Priest, 1982)

The fastest growing mode for a disturbance along the field ($k_y = k_z = 0$)

is :

$$k_F = \frac{(\rho_p^p - \rho_c^c) g \cdot \mu_0}{2 B_0^2}$$

With $\rho_p^p \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ kg m}^{-3}$, $\rho_c^c \ll \rho_p^p$, $B_0 = 10 \text{ G}$ and $G = 274 \text{ ms}^{-2}$ it gives a scale length of the order of 30 Mm, the same as the typical length between adjacent filament feet. Nakagawa and Malville have developed this idea to include thermal pressure, a simple energy equation and a shear. Their results are similar to the simple case described above. Sometimes a longer distance (~90 Mm) between structures is observed, which corresponds to a nearly perpendicular supporting field, while shorter distances (~15 Mm) correspond to fields nearly parallel ($20^\circ - 30^\circ$) to the filament axis. One possible criticism is that, in such a simple uniform magnetic field, a disturbance orthogonal to the equilibrium field is not stabilised at any wavelength, since no magnetic pressure or tension is produced by the perturbation. The stabilising effect of photospheric line tying may be incorporated in this case, just as Hood and Priest (1980b) have done for a magnetic arcade configuration.

Milne et al (1978) have built a one-dimensional quiescent prominence with the aim of coupling the magnetohydrostatic equilibrium with thermal equilibrium along the field lines. They found that an equilibrium state is impossible when the prominence plasma beta is greater than or of the order of unity. When the plasma beta is greater than this upper limit the dense material may fall down to the photosphere to form the prominence feet. The observed motions of a few kms^{-1}

are slower than the free-fall velocity : $\sqrt{g l} \approx 20 \text{ kms}^{-1}$, and the downward motions in feet are not systematic. This leads to the conclusion that the magnetic field may support, at least partially, the dense material of the feet.

It could lead also to the picture that the prominence is formed at a great height in the corona by some thermal instability or by injection, and then falls back periodically to give the feet. Such a view, however, is inconsistent with observations, where it is seen that the feet are formed together with the filament body. In fact we can understand the existence of the feet by reformulating the conclusions of Milne et al (1978). At low heights the prominence material is so heavy that the dense plasma cannot be supported by the magnetic field. No cold and dense condensations are formed. At the location of the feet, the field needs to be greater, so the feet are likely to be near the supergranule boundaries, where most of the chromospheric flux is concentrated. This conclusion is supported by the rosace behaviour of a cool thread when we see a foot from the top : its location may be at the junction of several cells with divergent magnetic field lines. The body of a filament, seen from above, looks like long and parallel threads supported by nearly parallel field lines connecting two cell edges.

These conclusions are supported by the observations of Plocieniak and Rompolt (1972), who found that the feet tend to occur at the intersection of 3 or 4 cells. But this result is controversial because the supergranules are usually defined by chromospheric magnetograms, and, since the filament lies always along a neutral line of the vertical field, the supergranule cells are not well determined near the filament. In particular the right distance between feet could be obtained by locating the feet at the centres of supergranules, which sometimes seems to occur. For this case Plocieniak and Rompolt have suggested that some of this controversy may be due to the fact that sometimes feet occur at the centre of a cell, but do not extent down to the chromosphere. They refer to these features as "suspended legs". Martin (1986) has confirmed the location of the feet near the junction of several cells, since they are located in regions of convergent motions in the photosphere. She reports also that it is the location of converging fields of opposite polarity which are cancelling. This new feature must be confirmed in the future, since the observations also show the activation of quiescent filaments, and so one wonders if they also refer to the regions where the filament is rather quiet..

The object of the present paper is to describe the external magnetic field of a prominence in connection with the photospheric magnetic flux pattern. We want to model the feet, so a three-dimensional model is needed. The motion of the flux pattern near a quiescent filament is very slow, so we can use a

stationary model. The field in the corona should be approximately force-free and from the Taylor-hypothesis Heyvaerts and Priest (1984) have suggested that it would develop into a field with constant α . One criticism is that the coronal plasma could be very well described as perfectly conducting if we consider typical global scale lengths of a prominence, but not for much lower lengths of a few meters. Then reconnection may be important such low scales, but the field evolution may be globally slow as observed and a global description of the field may be adopted with a linear force-free field for the whole corona. One should also bear in mind that the condition $\alpha = \text{const.}$ can only be fulfilled over a finite region because fields which have constant α everywhere lead to an infinite total magnetic energy (Seehafer, 1978). One other difficulty is that the field is not force-free in the prominence as the Lorentz force must balance the gravitational one. We have treated this as a singularity in the force-free field, with infinitesimally small width, and we add a line current in a simple case, to model the prominence. This model and the hypothesis are described in Section 2. The linear force-free field configurations are analysed in Section 3, and then we add some current lines to study the location of the feet above the supergranule pattern, in Section 4. More concentrated photospheric flux patterns are analysed in Section 5.

2. DESCRIPTION OF THE MODEL

2.1. Behaviour Expected of the Magnetic Field Near a Prominence

The prominence is in a channel where the photospheric magnetic field changes polarity.

The prominence reaches periodically down to the photosphere, so we may expect that, in these regions, the magnetic field has a different configuration (although not measured so far).

The magnetic field is important near the boundaries of supergranule cells, and even if the field sprays out like a fan in the corona as modelled by Gabriel (1976), the concentration of field near the intersections of 3 or 4 cells may be related to the prominence feet.

The top of a prominence has nearly the same height above feet as between them. This suggests that the magnetic field becomes nearly uniform at a height, which is roughly of the order of the gravitational scale height of the corona.

The field in the prominence is nearly horizontal and inclined at about 20° to the prominence axis (Leroy et al, 1983, 1984). The strength is about 10G and the field seems to increase slowly with height : 0.5 G/10 Mm, although Athay et al (1983) did not confirm this increase and it only applies to very large prominences. This small increase is in fact not important, Démoulin et al. (1988b), and so the prominence field may be considered roughly constant with height.

The prominence has a very narrow width, so we can model it by a current sheet or a line current.

2.2. Hypothesis

a) Ideal MHD. The magnetic Reynolds number, $R_m = 2 \cdot 10^{-9} \cdot l \cdot v \cdot T^{3/2}$ for $v \approx 20 \text{ kms}^{-1}$, $l \approx 10 \text{ Mm}$, $T \approx 10^6$ is of the order of 10^{11} and the diffusivity of the plasma could be neglected when we consider the global structure of the prominence field (the slow evolution of the field and the heating may, however, depend greatly on the reconnection at small scales).

b) Plasma speeds are observed to be lower than the sound and Alfvén speeds, so, as a first approximation, we can consider a static model. (A slow evolution through a series of static models may be a good representation of the field of a prominence).

c) For typical observed parameters, the plasma beta of the corona is lower than unity ($\beta \lesssim 0.1$), so the field is almost force-free.

d) At the location of the prominence gravity is important and so the field is not force-free. But as the prominence width is much smaller than the other dimensions, we can model the prominence as a singularity in the force-free field. For simplicity we use here current lines. (An extension would be to use a current sheet, but qualitatively the results are unlikely to change).

e) We assume a certain value for the current, and then deduce the mass density from the vertical equilibrium. We postulate that the mass needed to form the prominence can be supplied at this height by some mechanism (such as thermal instability or injection from the chromosphere).

f) We suppose that the observed chromospheric pattern of the magnetic field remains concentrated up to the chromosphere, where the magnetic field becomes to be force-free.

g) The prominence is assumed to be located in a vertical plane.

2.3. General solutions

A linear force-free field satisfies :

$$\vec{\text{rot}} \vec{B} = \alpha \vec{B} \quad \text{and} \quad \text{div} \vec{B} = 0 \quad (1)$$

with α a constant

It leads to the equation (if one uses Cartesian coordinates) :

$$\Delta \vec{B} + \alpha^2 \vec{B} = 0 \quad (2)$$

which we can resolve by using a Fourier series with components behaving like :

$$B_0 e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)}$$

Where Equation (2) gives $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \alpha^2$

The series is limited at large values of k by α . Such solutions would have spacial oscillations and a reversed field above the surface ($z = 0$). To avoid this we can take a dependence in the vertical direction behaving like e^{-lz} . It has the property of a regular decrease as expected for solar magnetic fields. Then the horizontal components can be expressed as functions of B_z as follows :

$$B_x = \frac{\alpha \frac{\partial B_z}{\partial y} - l \frac{\partial B_z}{\partial x}}{\alpha^2 + l^2} \quad B_y = \frac{-\left(l \frac{\partial B_z}{\partial y} + \alpha \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)}{\alpha^2 + l^2} \quad (3)$$

and B_z satisfies :

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} + (\alpha^2 + l^2) B_z = 0 \quad (4)$$

The solution of equation (4) could be found by a using Fourier series in the x, y plane. Then (3) gives the horizontal components of the magnetic field. The y -direction is chosen to be the axis of the prominence and the x direction is

normal to its plane. Since the prominence lies at the dividing line of opposite vertical magnetic fields, we chose the base flux to be odd in x . A prominence could be approximated by an infinite and periodic structure in the y -direction, with the same behaviour in the positive and in the negative directions. Then by choosing the origin of the y -axis, we can limit the Fourier series to even functions in y . The basic function is then :

$$B_z = B_0 \cos(k_y y) \sin(k_x x) e^{-lz} \quad (5)$$

and (3) gives :

$$B_x = \frac{B_0}{k_x^2 + k_y^2} \left(-\alpha k \sin(k_x x) \cdot \sin(k_y y) - l k_x \cos(k_x x) \cdot \cos(k_y y) \right) e^{-lz} \quad (6)$$

$$B_y = \frac{B_0}{k_x^2 + k_y^2} \left(l k_y \sin(k_x x) \cdot \sin(k_y y) - \alpha k_x \cos(k_x x) \cdot \cos(k_y y) \right) e^{-lz} \quad (7)$$

$$\text{with } k_x^2 + k_y^2 = \alpha^2 + l^2 \quad (8)$$

The development of such functions has been used by Nakagawa and Raadu (1972) to describe the coronal field above an active region, from the observed vertical magnetic field in the photosphere. Here we use a small number of harmonics to describe the magnetic field around a quiescent prominence. The periodicity of such solutions in the y -direction is well adapted to the periodic structure of a prominence. The solution is also periodic in x -direction orthogonal to the prominence axis, so we limit the region to the interval $|x| < L/2$ with the constraint that at the boundaries, the field is vertical, so that there is no flux link with neighbouring regions. This field configuration is sketched in Figure 1. The prominence feet are schematically drawn to connect periodically the photosphere ($z = 0$), and the prominence height is set to be approximately independent of the y -coordinate. The field is inclined at an angle φ to the prominence axis. In the two-dimensional case φ is the same along a field line (the line is coplanar) ; in the three-dimensional case φ varies from the top to the bottom.

2.4. Photospheric Pattern

Photospheric magnetograms show that the magnetic flux is concentrated at the boundary of supergranulation cells. This pattern is irregular with a variety of cell sizes, but is stable in time. As an example, there are relatively few changes in the global behaviour in one day of the photospheric pattern observed by Martin (1986), even when there is newly emerging flux and the filament changes its location by 10 000 km. From these slow changes, we infer a static picture. To simplify the theoretical analysis we also simplify the irregular pattern to more symmetrical ones like those represented in Figure 2. The neutral line is assumed to be a straight line, with symmetry of opposite polarities on both sides.

Case C_1 has the prominence located above a row of convection cells. If d_C is the size of the cells, then the periodicity L_y of the model in the y -direction is $L_y = d_C$, and so the feet are equidistant with $d_C \approx 30\ 000$ km, which matches the average of the observations. In the x -direction the field concentrations are also separated by d_C .

In case C_2 the prominence is located over the cell boundaries. There is no flux concentration below the prominence since the field variation in the x -direction imposes a neutral line $ly = d_C$, but the nearest flux concentrations are twice as far away in the x direction as in the model C_1 .

Scheme C_3 et C_4 lead to more realistic cells : they are hexagonal with flux concentration at the intersection of three cells. The scheme C_3 sets the prominence location above a row of convective cells. The periodicity in the y -direction is again d_C .

From a field pattern point of view scheme C_3 could be obtained by superposing two patterns like C_1 with $ly_1 = d_C$ and $ly_2 = d_C$. A location of the prominence as in case C_4 leads to an asymmetric field pattern, which may distort the prominence plane, and the feet are only $0.4 \cdot d_C$ apart. Such field patterns do not match the observations.

From the different possibilities described above, we want to take a simple case but sufficiently general. Case C_1 to C_3 could be simplified in a single model. At low heights ($< d_C$) the prominence field is approximately described by the nearest photospheric cells, so we retain only one row of flux concentration on each side of the prominence. In scheme C_3 , at low heights, we may choose the row distant from $d_C/2$ to the prominence (case C_{3a}), but at greater heights (\sim

d_C) we must choose the row distant from d_C to the prominence : Case C_{3b} (the higher harmonic of a force-free field rapidly decreases with height : equations (6) and (7)). In conclusion a crude approximation to the scheme C_1 to C_3 could be periodic rows of flux concentrations, periodically spaced at a distance d_C , with a distance $L/2$ to the prominence (Figure 1). $L/2$ is equal to $d_C/2$, d_C , $d_C/2$ and d_C in schemes C_1 , C_2 , C_{3a} and C_{3b} respectively.

3. BASIC MODEL

3.1. Description

The Fourier analysis described in paragraph 2.3 is well suited to model the photospheric flux distribution of paragraph 2.4. From the photospheric pattern we can find the amplitude of the harmonics. Here we want to build an analytical model, and so we take only the lowest harmonics.

We choose :

$$B_z(x, y, z) = B_0 \cdot [\sin(k_x x) e^{-\ell_0 z} + b_1 \sin(k_x x) \cos(k_y y) e^{-\ell_1 z}] \quad (9)$$

$$\text{with } \ell_0^2 = k_x^2 - \alpha^2$$

$$\ell_1^2 = k_x^2 + k_y^2 - \alpha^2$$

$$k_x = 2\pi/L_x = \pi/L \quad k_y = 2\pi/L_y \quad (L_y = 30\ 000 \text{ km})$$

The flux concentrations near the point $|x| = L/2$, $y = nL_y$ with n an integer would be more concentrated if we add higher harmonics, but this simplest case shows the general behaviour. In most computations we take $L = d_C$ (which is the case for flux patterns C_1 or C_{3a} of Figure 2).

3.2. Chromospheric Field

There is, in general, one unipolar region on either side of prominence, with no parasite polarity. So at the chromospheric level $z = 0$, we may impose that

$$|b_1| < 1.$$

The Figure 3 shows the example, with $b_1 = 0.8$, that we use in this section (only one period in each direction, is shown and the flux concentration is located at $|x| = \pm 15$ Mm). A constant $\alpha' = 3$ is used so as to give a magnetic field inclined to the oy axis at nearly 20° , as observed on the Sun ($\alpha' = \alpha L$). A ratio $L_y/L_x = 0.5$ is taken to give the same cell size in the x direction as in the y direction.

3.3. Two-Dimensional Arcades

This particular case is obtained by taking $k_y = 0$ in equations (5) to (8). The field lines are contained in a plane inclined at an angle φ to the prominence axis (Figure 1).

$$\tan \varphi = \frac{B_x}{B_y} = \frac{\sqrt{k_x^2 - d^2}}{d}$$

The observations of Leroy et al (1983, 1984) show that the angle φ has a low value in the prominence $\varphi < 30^\circ$. It implies that the field configuration is far from current-free (or potential) and so a current must be allowed along field lines. This current is important, since α is near its maximum value (k_x).

The scale-height of the field is :

$$h = l^{-1} \approx L/\pi \cdot \tan \varphi \quad (k_x \approx \alpha)$$

so the field strength decreases by 2.7 at a height of $0.9 L$ for $\varphi \approx 20^\circ$ and of $1.8L$ for $\varphi \approx 10^\circ$. The vertical extension of a force-free field is lower than the horizontal scale, unless the field is greatly sheared.

3.4. Field in the Prominence Plane

The magnetic field on the plane $x = 0$ is :

$$B = \begin{pmatrix} -B_0 \cdot l_0/k_x e^{-l_0 z} \left(1 + l_1 \cdot \frac{k_x^2}{k_x^2 + k_y^2} \cdot \frac{l_1}{l_0} \cdot \cos(k_y y) e^{-(l_1 - l_0)z} \right) \\ -B_0 \cdot \alpha/k_x e^{-l_0 z} \left(1 + l_1 \cdot \frac{k_x^2}{k_x^2 + k_y^2} \cdot \frac{l_1}{l_0} \cdot \cos(k_y y) e^{-(l_1 - l_0)z} \right) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

The field has no vertical component at the location of the prominence.

3.4.1. Shear angle

The shear angle Θ defined by $\tan \Theta = B_y/B_x$ varies periodically along the y -axis. At the chromospheric level (Figure 3) the shear is less important near the origin of the y axis than at $|y| = 15$ Mm. So, near a chromospheric flux concentration, the field lines cross the prominence plane at a small angle. An approximate relation can be obtained when the field is nearly aligned with the y -axis and the first harmonic has a low contribution :

$$\varphi \approx \varphi_0 \left(1 + \frac{k_x^2}{k_x^2 + k_y^2} \left(\frac{l_1}{l_0} - 1 \right) \cdot l_1 \cdot \cos(k_y y) e^{-(l_1 - l_0)z} \right) \quad (12)$$

where $\varphi = \Theta + \frac{\pi}{2}$ is the field angle with the y -axis (Figure 1), and φ_0 is the angle for the two-dimensional arcade. The evolution of the angle φ with y for different heights is also plotted in Figure 4a in the case of the base flux of Figure 3. Both equation (12) and Figure 4a show that the modulation with y of φ decreases rapidly with height since it comes from the presence of the first harmonic. The scale height $h_1 = 1/l_1$, is of the order of 5 Mm, and the angle becomes nearly constant at heights greater than $2 \cdot h_1 = 10$ Mm. The shear constant α' has been chosen to give the average value of φ measured by Leroy et al (1983, 1984). At heights greater than 10 Mm, we find a nearly constant shear angle as observed. But Leroy et al could not observe below a height of 10 Mm since the scattered light of the photosphere by the atmosphere dominates. Also observations have not been done in the feet of prominences. This model gives a great variation of the shear angle along the prominence axis at low heights. The

localisation in the prominence feet is described in Section 4.

At low heights ψ is negative at the centre of the supergranule cells, so the field has an inverse configuration from the chromospheric pattern, without a parasite polarity. Such configurations have also been found in a two-dimensional field (Démoulin et al 1988a). This appears only for a greatly sheared magnetic field at low heights with an important reversed second harmonic, but it can be obtained in a bipolar region. This leads to the presence of a dip in the magnetic arcade occurring very close to the feet.

3.4.2. Field Strength

Figure 3 shows the horizontal field at the chromospheric level. It is more stronger between the two flux concentrations. Figure 4b shows the variation with height. The amplitude of the oscillation along the y axis decreases rapidly with height. As for the shear angle, the field magnitude becomes nearly constant at heights greater than $2 L_1 \approx 10$ Mm which agrees with the observations of Leroy et al. Nevertheless the field decreases more rapidly with height than would be expected from observations (Figure 4c). Two ways can avoid the rapid field decrease of Figure 4c. One is to increase the shear. A scale height of 50 Mm results with $\psi \approx 10^\circ$, but a field strength that is constant with height can only be obtained with ψ of the order of a few degrees, which is not observed. The other way is to increase the size of the chromospheric scale. Prominences are seen to form between field polarity regions much larger than the size of a supergranule cell. Then a two-dimensional harmonic with a periodicity greater than d_c along the x axis may for simplicity be added, and the scale height of the field is multiplied by the same factor. But the other harmonics, used here, must be less sheared, since the constant α' is limited by constant k_x of the large-scale two-dimensional harmonic. Figure 4c is then transformed to more rapidly decreasing field, to which we add a nearly constant field. Then the global properties are not qualitatively changed, but the field decreases less rapidly at large heights.

Departures from the chromospheric flux of Figure 3 are computed in Figure 5. If L_y/L_x is decreased, k_y is increased for a given value k_x and the scale height h_1 is decreased : equation (9). For a given value of the amplitude b_1 , the horizontal field in the plane $x = 0$ is also decreased (Equation (11)). Then the first harmonic decreases more rapidly with height. It explains the behaviour of

the curves in Figure 5a which are taken at the centre of a supergranule cell where the first harmonic is reversed from the zeroth order harmonic. In particular for great values of k_y , the field strength increases with height. It is similar to the behaviour described by Démoulin et al (1988c). The great magnetic pressure at large heights leads to the formation of dip in the force-free field. The field direction is reversed in this region, as shown in Figure 4a near $|y| = 15$ Mm. When the shear is increased, the scale height of the magnetic field increases. It is particularly important at large shears when α' balances $\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ in the constant l_1 (equation 9)). This occurs at the centre of the supergranule cells as shown in Figure 5b. But a slightly increasing field strength with height is only present for a great shear : $\alpha' \approx 3.1$, which leads to an angle of the order of 10 degrees at large heights (or for the lowest harmonic).

3.5. Field Line Length

The length of a field line connecting two points of the photosphere is an important parameter for the thermal equilibrium along the field line, under a balance between radiative cooling, coronal heating and parallel thermal conduction. It has been shown that nearly all the loop is filled with coronal material, so that a uniform temperature equilibrium seems a good approximation. At coronal temperatures, radiative cooling drives a thermal instability of the plasma since the radiation decreases as the temperature increases. Field (1965) has investigated the stability of such a uniform medium. At short lengths, greater than a few times 10 Mm (which depends on the pressure and the heating) the medium is unstable to linear perturbations. Oran et al (1982) have studied the non-linear development which leads to the formation of a cold condensation, like a prominence.

Further work is necessary to understand the possibility of the formation of prominences by thermal instability. At this stage it seems that we may refer to the work of Field for which the condensation only forms in sufficiently long loops. Nevertheless the problem is not yet well understood, and destabilizing the corona without destabilizing the transition region is difficult. It needs a heating which varies greatly with height and not only with pressure and temperature.

Whatever be the final result of the thermal stability, an important parameter is the loop length. The isocontours of field line length are plotted in Figure 6 for the base flux of Figure 3, except that Figure 6a is computed with $\alpha' = 1.5$. The dashed lines represent the isocontours of the distance of the footpoints (at the chromospheric level $z = 0$) from the nearest concentration of flux. As the two feet of a field line are not at the same distance from a flux concentration, an average value is taken. We compute this since the pressure could be different from one field line to another one. The difference could come from below the plane $z = 0$ where the magnetic field is concentrated by the convective cells. The region of concentrated field may have a lower pressure to achieve horizontal force balance. At the photospheric and chromospheric level, the plasma pressure decreases much more rapidly than the magnetic pressure, which produces a nearly force-free field in the corona. Nevertheless, the field line anchored in region where the plasma pressure is greater preserves this enhanced pressure at greater heights if the temperature distribution is the same in a horizontal plane. A pressure enhancement increases the radiative cooling and so favours thermal instability according to the work of Field.

At low shears, as in Figure 6a, a field line starting from a positive polarity connects the nearby negative polarity. Then, as the shear is smaller near the flux concentration, the length is shorter than that of a field line starting between concentrations of flux. This difference decreases with height as shown in Figure 6a, and at $y = 0$, as the summit increases, so the footpoint is closer to the flux concentration. As the shear increases, so α' increases and only lower field lines can connect adjacent flux concentrations. As previously, they have lower lengths than those anchored between flux concentrations. At greater heights (at $y = 0$) the field lines come from regions of lower field strength and so greater shear. The field line length then increases as seen in Figure 6b for a height of about 7 Mm. At greater heights the field lines again connect two flux concentrations and the length is more important at $y = 0$ than at $|y| = 15$ Mm. As the constant α' increases, this effect becomes more important and the field line length on the plane $x = 0$, at $y = 0$, becomes lower, then greater, then lower than the length at $|y| = 15$ Mm and so on many times. However, as the isocontours in Figure 6 are equidistant, the relative value $\Delta l/l$, is much more important at low heights. The field line length could be lower by a factor of 0.5 near the chromospheric concentration than between them.

From the thermal stability of a coronal loop, we find that the lower loops near chromospheric concentration (and so up to supergranule boundary) are shorter and so more stable. The effect of the pressure variation from one field line to another gives the opposite effect, since the plasma pressure is smaller on lower field lines. Other important parameters for thermal stability are also missing, such as the heating pattern and the footpoint boundary conditions. It is within the scope of this paper to study this problem in more detail, but a more complete model may explain why the filament feet are formed at all and where they are located relative to the supergranule pattern.

4. LOCATION OF THE PROMINENCE FEET

4.1. Prominence Modelling

There are two main classes of field configuration that support prominences (Leroy et al, 1983-84). In the first configuration the horizontal magnetic field crosses the prominence in the same direction as a potential field created by the photospheric pattern. It has so-called Normal (N) polarity (Priest, 1988). The second configuration has an Inverse (I) field direction. Kippenhahn and Schluter (1957) were the first to propose an N configuration (KS) to support a prominence. They started from a potential symmetrical field and cut it to give a current sheet at the centre, where a prominence could exist. The Lorentz force from the magnetic field produced by the photospheric magnetic pattern and the prominence currents gives the support. Kuperus and Raadu (1974) proposed an Inverse configuration (KR) and a way to form a prominence in a current sheet. They included line tying of the field lines in the photosphere and modelled it by the repulsion of an image current below the photosphere. In fact, both these models could be extended to more complex configurations where both the field and current repulsion forces could support the prominence. In particular I configurations could be supported by the field created by the photospheric pattern, if the region is quadrupolar.

Prominences can be modelled by current sheets, or by current lines, with a singularity of mass. We have to add a line current I to the previous force-free field configurations in the plane above the neutral line. Amari and Aly (1987) have constructed such solution for a two-dimensional linear force-free field model. At present the generalisation to three dimensions is not obvious and the linear force-free field created by a current line warped in three dimensions is not known. In other way, the superposition of a linear force-free field (from photospheric boundary) with a potential field (from line current) given an flimsy as the total field have volumique forces. Then, let be the current line field be a linear force-free field with the same α of the photospheric field, the total field have not net force at each point except a singular Lorentz force at the location of the prominence. For the equilibrium of the current the only change, from the potential field line current, is the form of the repulsion term. Demoulin and Priest (1988a) show in two dimensions that the results are not qualitatively change in this case. Moreover it is difficult to improve the

repulsion term as it is sensitive to the boundary conditions. This conclusion extended to the three dimensional case, show that it is not important to resolved the problem of the force-free field of a current line. However it is important for the global field topology, but in this case we need to know the prominence current repartition. Such considerations are beyond the scope of this paper and we represent only the field created by the photospheric boundary.

For a given photospheric flux polarity, the prominence current could have two directions, and with a vertical magnetic field positive for $x > 0$ at the chromospheric level, one has an upward Lorentz force when the current is directed in the positive y -direction. This case has Normal polarity since the current creates a magnetic field in the same direction as the photospheric pattern. The negative direction for the current gives an inverse configuration which could be supported, in general, only by the effect of line tying in the photosphere. (There is an exception to this case, even in a bipolar region, since a force-free field could have a reversed direction at large shears and low heights and then could support a negative current (Demoulin et al.; 1988c).

We discuss here the two cases $I_p > 0$ and $I_p < 0$, called a positive current configuration PCC and NCC, respectively.

4.2. Line Current Equilibrium

The prominence modelled by a line current is in equilibrium between the gravity force ($\vec{F}_g = \lambda \vec{g}$), the Lorentz force ($\vec{F}_L = \vec{I} \wedge \vec{B}$) and the repulsion of the image current : $\vec{F}_R = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi h} \vec{u}_z$

If the line current is located in a vertical plane, where the vertical magnetic field is zero, the Lorentz force components are :

$$\vec{F}_L = \begin{pmatrix} -I \cdot B_y \cdot \sin \delta \\ I \cdot B_x \cdot \sin \delta \\ -I \cdot B_x \cdot \cos \delta \end{pmatrix} \quad (13)$$

Where δ is the inclination of the line current to the horizontal plane.

The repulsion force has been approximated because the line current is not straight. To be more rigorous, the repulsion term would have to be expressed by an integral along the line current. Here the errors of the approximation are

such as to increase the current repulsion at the dips of the line current and decrease it at the summits. This is not a serious effect since boundary conditions could affect it more (Amari and Aly, 1986) and the result on the line current equilibrium would not change qualitatively (Demoulin et al, 1988a).

The total force $\vec{f}_g + \vec{f}_L + \vec{f}_R$ would not in general be zero since the Lorentz force is only vertical for a line current parallel to the y-axis, as implicitly assumed in two-dimensional models. We discuss this problem only for positive currents (I_p) because for negative currents, the repulsion term must dominate the Lorentz force, so that departures from the vertical of the Lorentz force are less important.

The Lorentz force is normal to the line current in the Oyz plane. At a dip of the current line, the y-component of the Lorentz force strengthens this region to increase the dip. Then the field lines are pressed together and the magnetic pressure and the dip line tying at the photospheric level will provide a feed-back to help find an equilibrium. We suppose the prominence feet are located at such a line current dip, then this horizontal force tries to decrease the width of the prominence feet. We can note that such a force is much smaller than the force of vertical support: $f_{Ly} / f_{Lx} = \tan \delta$ when δ is much lower than 45° .

The x-component of the Lorentz force is much greater by a factor $1/\tan \delta$ than the y-component; i.e. a factor 3 for $\delta \approx 20^\circ$. Both B_x and B_y are even in y at the location of the prominence plane. Then the vertical equilibrium shows that δ is an odd function and so f_{Ly} is also an odd function and periodic with a period $2.L_y$. The line current is periodically pulled first in the positive and then in the negative x direction. The average force is zero, but such a periodic warping of the prominence is too small to be not observed.

The magnetic pressure due to the field line tying in the photosphere with a highly sheared field could act very efficiently to impose a nearly planar geometry for the filament. It would deform the analytical force-free field configuration presented here in a way that would need to be calculated numerically. This horizontal component of the Lorentz force may also produce a slow reconnection of adjacent field lines. It decreases the shear, and so the energy of the system. Then new field lines are needed to support the filament, provided by the supergranule cells or giant convection rolls. This reconnection may be important only near the feet of prominences, where the horizontal components of the Lorentz force are important, and the close-back of the field

lines could be related to the downflow observed in filament feet. It may explain why such velocities are much lower than the sound, Alfvén or free fall velocities, and also the rosette appearance of threads near a foot.

Clearly, more sophisticated models are needed to explain the observations more fully.

The vertical equilibrium is given by:

$$\lambda g = B_x \cdot I_p \cdot \cos \delta + \frac{\mu_0 \cdot I_p^2}{4\pi h}$$

which can be written with dimensionless variables

$$I'_p = I_p / \sqrt{\frac{\lambda \cdot g \cdot L}{\mu_0}}$$

$$\alpha' = \alpha \cdot L, \quad h' = h / L$$

(14)

$$\text{and } \eta' = \sqrt{\frac{(B_x(z=0))^2 \cdot L}{\lambda \cdot g \cdot \mu_0}}$$

$$1 = B'_x \cdot I'_p \cos \delta \cdot \eta' - I'^2_p / 4\pi h'$$

(15)

This equation gives implicitly the equilibrium height (h') for a given current (I'). The parameters are the amplitude of the harmonics, the shear constant α' and the parameter η' for a given current.

The line current is also not in equilibrium, at the location of the line current dip, since we do not compute (15) completely but instead assume that $\cos \delta = 1$, which gives a good approximation when δ is low. The effect of $\cos \delta$ when I_p is positive is to decrease the support of the magnetic field at the boundaries of the line current dip, which makes the width of the dip a little greater. When I_p is negative, the force-free field gives a downward force and the effect is opposite.

In the next sections 4.3 and 4.4, we study the equilibrium height of a line current in a linear force-free field of the basic case plotted in Figure 3.

4.3. Positive Current Configuration (PCC)

For a positive current I_p , the repulsion of the image current is negligible, except at low heights. Then for small undulations of the current line, the equilibrium height is approximately given by the isocontours of B'_x . If we assume that the prominence mass, λ , as well as the current, I , are independent of y then the line current moves down, where the field normal to the prominence plane is lower and forms a prominence foot. It is localised between concentrations of magnetic flux, near the centre of a supergranule cell (Figures 3 and 7a). When the line current dip increases to low heights, the repulsion between currents increases and stops the current line above the photospheric plane. It increases the size of the dip as shown for the lower line current of Figure 7a.

In Demoulin et al (1988a), we have studied the equilibrium of a line current in a two-dimensional linear force-free field. The KS configuration in this model has the same force-free field and current geometry as the case studied in this section. We have considered two harmonics, the first and the third one. It is found that when the third one is added reversal from the first one to give a field that slowly decreases or increases with height, so that three equilibrium height are possible for a given current I_p . The medium solution is found to be unstable (Figure 3 of Demoulin et al 1988a). Approximate conditions have been derived to determine three equilibrium positions, namely

$$\eta'^2 B'(h')^2 \gtrsim 4 \cdot R'(h')$$

$$dB'(h') / dh' \gtrsim 0$$

Where $R'(h')$ is the repulsion term equal $1/4\pi h'$ here.

The first leads to a value η'_{crit} so that for $\eta' > \eta'_{crit}$ there are three possible solutions when the second condition is approximately satisfied. This means that the third harmonics must be reversal and sufficiently great, but it can occur without parasit photospheric polarity at the base, and with a potential or a highly sheared force-free field.

The first harmonic in the y direction of equation (11) plays here the role of the third one in the two dimensional analysis of Demoulin et al (1988a). Then

three equilibrium positions are possible if η' is great enough ($\eta' > \eta'_{crit}$). Figure 7b shows such a case with $\eta' = 10$, and the current line dip of Figure 7a is greatly increased. The medium solution is unstable, while the upper and lower ones are stable, to two-dimensional linear disturbances. Nevertheless the upper one has a greater gravitational energy, and it may be unstable to nonlinear perturbations. The equilibrium position of a current line may then fall to low heights at the centre of supergranule cell.

Variation of the parameters gives results somewhat similar to those obtained with the two-dimensional model, even if the periodic length is shorter along the prominence axis than across. When the shear α' is increased, the region where the three equilibria are possible for a given I'_p increases in size along the vertical. When a reversed two-dimensional harmonic is added, the region increases in size in both the horizontal and vertical directions. The increase of the period length (L_y) along oy decreases k_y , and so increase the scale height and the importance for B_x and B_y of the first harmonic.

In conclusion, when the prominence current is in the positive direction, the Lorentz force is upward, and the height of the line current decreases between the photospheric flux concentrations. There is also the existence of multiple height equilibria for a given current if the magnetic field is too strong (more precisely $\eta' > \eta'_{crit}$).

4.4. Negative Current Configuration (NCC)

Support is achieved here by the repulsion between the current and its image below the photosphere. It needs a current much greater, by a factor 10, than in the previous configuration. The Lorentz force is downward, and current line dips are then located where the horizontal field B_x is greatest. In this configuration the prominence feet are located near the boundary cells. Figure 8a shows a typical case with $\eta' = 5$.

The two-dimensional equilibrium of a line current in the negative current configuration has been calculated in Demoulin et al (1988c) to have multiple equilibrium heights one needs, in contrast with the previous positive current configuration, a third harmonics with the same direction as the fundamental. Approximate conditions have been given to have three equilibriums positions, namely

$$n'^2 B'(h')^2 > 4 R'(h')$$

$$d \left(B'(h') / R'(h') \right) / dh' \lesssim 0$$

The first is the same as in the PCC, so that $n' > n'_{crit}$, and the second needs the magnetic field to decrease more rapidly with height than the repulsion term $R'(h')$.

Again the first harmonic plays here qualitatively the role of the third one in the two-dimensional work. The field strength decreases more rapidly with height near the flux concentration, where the line current makes a dip. As in the PCC it increases the dip, and a narrow prominence foot can be formed. An example, with the base flux of Figure 3 is given in Figures 8a and 8b. A region with three solutions is found only at great heights, where the two-dimensional arcade dominates (Figure 4c). This result depends greatly on the form of the repulsion term $R'(h') = 1/4\pi h'$ here, which is the repulsion between the two currents. Amari and Aly have shown that this term is greatly changed at large heights with the field vertical at the boundary. This leads to a repulsion term which decreases at great heights like the first two-dimensional arcade, and the existence of three solutions for a given current disappears. Then as the possibility of three solutions depend on the form of the repulsion term and the boundary conditions, their existence in Figures 8 needs to be investigated more generally. In the next section we try to find other base flux distributions which have a solution at low heights with a more rapidly decreasing field.

The dips in the current line of Figures 8 are small. They do not increase with a greater n . Since at low height the repulsion term dominates the magnetic field, the solution of Equation (15) is $I'(h') \approx -4\pi h'$ which does not depend of n . When the shear is lower, the magnetic strength decreases more rapidly with height, and so the region where three solutions are possible increases in size to lower heights. The lower height is decreased from 30 Mm in Figure 8b with $\alpha' = 3$, to 7 Mm with $\alpha' = 2$. An increasing of the periodicity length along oy has the same effect, and setting $L_y/L_x = 1$ leads to a lower height of the order of 12 Mm.

In conclusion, when the prominence current is in the negative direction, the prominence feet are located near the supergranule boundaries. However with diffuse flux concentration, as shown in Figure 3, the foot points are not well marked.

5. FLUX CONCENTRATION IN THE CHROMOSPHERE

5.1. Chromospheric Flux Concentration

The magnetic field is concentrated, below the photosphere, by the convective cells. As the height increase in the solar atmosphere, so the plasma beta of the plasma decreases and the magnetic field dominates the plasma in the corona. Thus, the magnetic field fans out into the corona from the flux concentrations and the great concentration observed in photospheric magnetograms at the network decreases with height (Gabriel 1976). It is not known how important this effect is at the height where the magnetic field becomes force-free (we have called this region the upper chromosphere in the text). Here we wish to investigate the effect of a more concentrated base flux, with no parasite polarity.

5.2. Photospheric Flux Pattern

The description of Section 3 may be extended to include any number of harmonics so that Equation (5) becomes :

$$B_z(x, y, z) = \sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=0}^{\infty} B_{n_x, n_y} \cdot \cos(k_y y) \sin(k_x x) e^{-lz}$$

$$\text{with } l^2 = k_x^2 + k_y^2 - \alpha^2$$

The field remains odd in x and even in y . To simplify the description of the base flux, we assume that $B_z(x, y, z)$ could be written as the product of functions of x and y .

$$B_z(x, y, z) = \sum_{n_x=1}^{\infty} B_x^{n_x} \sin(k_x x) \left(\sum_{n_y=0}^{\infty} B_y^{n_y} \cdot \cos(k_y y) e^{-lz} \right)$$

A periodic sum of Dirac functions is obtained in the y -direction when all the coefficients B_y are set equal to unity. Here we limit the development to the fourth harmonic, with coefficient different from unity to avoid parasite polarity. Figure 9a shows one example where the flux is more concentrated both in the x and y direction than in Figure 3.

5.3. Positive Current Configuration (PCC)

The concentration of the base flux increases the region of low field strength and also increases the horizontal size of the line current dip well. One example is shown in Figure 9b with the base flux of Figure 9a. All the other parameters are the same as for Figure 7b. The region with three solutions has disappeared since the second condition is not satisfied. It comes from the second harmonic in the x-direction which is not reversed from the fundamental, and so the field decreases too rapidly with height even between two flux concentrations. If we concentrate the field only in the y direction ($B_x^1 = 1$, $B_y^2 = 1$, $B_y^3 = 1.1$, $B_y^4 = 0.9$ and $B_y = 0.6$) then a region of three equilibrium heights is present, with a much greater extent than in Figure 7b.

The effect of concentrating the base flux in the PCC is to increase the horizontal size of the foot. The dip in the current line is important (three positions being possible) only when the base concentrations are pulled near the neutral line.

5.4. Negative Current Configurations (NCC)

The base flux concentration is more important in this case than in the previous one since it creates more deeper and narrower dips in the current lines. Two examples are shown on Figure 9c and 9d similar to Figures 8a and 8b except for the base flux. The flux concentration increase in the y-direction makes a more bigger dip in the current line of Figures 8a and 8b, but does not create a region with three solutions at low height since the field strength does not decrease more rapidly than the repulsion term. A two-dimensional harmonic in the same direction as the first one would help to build a more rapidly decreasing field with height and Figures 9c and 9d show the results of concentration in the two directions. Such results are similar to those obtained in the PCC of Figures 7a and 7b.

With a more concentrated base flux, we have obtained a large dip in the current line equilibrium. The prominence feet are located here at the boundary of two super granulecells. An intersection between three or four cells would be an even more favourable region for this type of feet since the two oppositely concentrated regions need to be close.

6. CONCLUSION

A three-dimensional linear force-free field configuration has been investigated to model the external field of a prominence. The prominence is modelled by a current line, and its vertical equilibrium in the force-free field is studied.

We have studied at first the force-free field configuration alone. It may represent well the magnetic field before the formation of a prominence, or in the presence of a low density prominence. We expand the field in a Fourier series. Only a few harmonics are necessary to give the qualitative behaviour of a prominence-like field. The chromospheric field pattern is represented by concentrations of vertical magnetic flux on each side of a polarity inversion line.

This represents the observed location where solar prominences are forming. A bipolar region is used, but the bridge appearance of prominences requires a variation in the V-direction. The force-free field resulting from these boundary conditions is built up from magnetic arcades which connect the two opposite polarities (there are no open field lines). In the prominence plane, the magnetic field is horizontal, stronger and less sheared near the chromospheric flux concentrations than between them. At a height greater than 10 Mm, the field becomes nearly uniform along the prominence axis, and important variations are localised at the prominence feet level. The field line lengths are less important near the base flux concentrations than between them, because of the smaller field shear. From a thermal instability point of view (which can form the cool prominence material) one needs a large length to trigger the instability. The condensation may start between the base flux concentrations, and as at the centre of supergranule cells. This is consistent with the observations which show that prominence formation start from the feet and continues to greater heights. In this model the feet are formed at the centre of supergranule cells.

To study the appearance of a well-formed but not too heavy prominence, we add a line of current and mass in the prominence plane. This current line is in vertical equilibrium between three forces : gravity, an interaction with the force-free field, and the repulsion of an image current below the photosphere, modelling the line tying of the field line in the photosphere. There are two possible directions for the current line. One where the force-free field

supports the current against gravity, called PCC in the text, and the second where the current has the opposite sense, with a downward force, called NCC in the text. In PCC, the line current falls down, where the field strength is lower, i.e. at the centre of the supergranule cells. In NCC, there is the opposite effect, so the dip is located at the cell boundary. In each case when a critical parameter is reached, three equilibrium positions are possible for the line current at the location of the dip in the line current. It has the effect of increasing the depth of the dip in each case. The effect of a more highly concentrated base flux is not qualitatively important, in the PCC, but is needed in the NCC to produce a significant dip.

When the line current is not horizontal, the Lorentz force from the horizontal force-free field is not strictly vertical, and a local equilibrium cannot be achieved because the two other forces are vertical. However, a global equilibrium of the line current is obtained, and the extra horizontal forces may deform the initial field and its reaction compensate them.

The three-dimensional force-free field with the current lines is a reasonable representation of the magnetic field around a solar prominence. The locations of the feet depend on the direction of the prominence current. The feet are located at the centre of the super granule cells in the positive case, and at the boundaries in the negative case. A comparison with observations is not directly possible since the two preceding cases are not directly related to the observed Normal and Inverse configurations. A more realistic model with a current sheet does not create a singular field as a line current does. With such a model, the field created by the prominence currents could be lower than that created by the photospheric pattern for a low density prominence.

In future, this work needs to be extended in several directions to be more realistic.

The field which results from the postulated line currents has to be modified in such a way that no Lorentz forces are generated in the corona outside the prominence. (A force-free field solution is needed for the field created by the current line). Also non-linear effects and the closure of the electric current system have to be included.

A relation with the motion of the convective cells may be important. We have to understand how the motions at the photospheric level could deform the magnetic field to form a magnetic configuration where a condensation could happen.

A slow reconnection, in relation with cells motion has to be understood, particularly how such a configuration can exist for such a long time.

Acknowledgements

The authors thank S. Bordet for typing the manuscript.

REFERENCES

- Amari, T. and Aly, J.J. : 1987, *Astron. Astrophys.*, in press.
- Athay, R.G., Querfeld, C.W., Smartt, R.N., Landideg l'Innocenti, E., and Bommier, V. : 1983, *Solar Phys.* 89, 3.
- d'Azambuja, L. and d'Azambuja, M. : 1948, *Ann. Obs. Meudon* 6, Fasc. VII.
- Démoulin, P. and Priest, E.R. : 1988a, *Astron. Astrophys.*, in press.
- Démoulin, P., Malherbe, J.M., Priest, E.R. : 1988b, *Astron. Astrophys.*, in press.
- Démoulin, P. Priest, E.R., : 1988c, *Astron. Astrophys.*, in press.
- Engvold, O. and Keil, S.L. : 1986, in preparation
- Field, G.B. : 1965, *Solar Phys.* 142, 531.
- Gabriel, A.H. : 1976, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A.* 281, 339.
- Heyvaerts, J., and Priest, E.R. : 1984, *Astron. Astrophys.* 137, 63.
- Hood, A.W. and Priest, E.R. : 1980, *Solar Phys.* 66, 113.
- Kippenhahn, R. and Schluter, A. : 1957, *Z. Astrophys.*, 43, 36
- Kuperus, M. and Raadu, M.A. : 1974, *Astron. Astrophys.*, 31, 189.
- Leroy, J.L., Bommier, V. and Sahal-Bréchet, S. : 1983, *Solar Phys.* 83, 135.
- Leroy, J.L., Bommier, V., and Sahal-Bréchet, S. : 1984, *Astron. Astrophys.* 131, 33.
- Malherbe, J.M., Schmieder B., Mein, P. : 1981, *Astron. Astrophys.* 102, 124.
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P. : 1983a, *Astron. Astrophys.* 119, 1197.
- Martin, S.F. 1986, *Coronal and prominence plasmas, NASA conference publication*, 2442.
- Martin, S.F. : 1973, *Solar Phys.* 31, 3.
- Martres, M.J., Mein, P., Schmieder, B., Soru-Escout, I. : 1981, *Solar Phys.* 69, 301.
- Mein, P. : 1977, *Solar Phys.* 54, 45.
- Milne, A.M., Priest, E.R., Roberts, B. : 1979, *Astrophys. J.*, 232, 304.
- Nakagawa, Y. and Raadu, M.A. : 1972, *Solar Phys.* 25 127.
- Nakagawa, Y. and Malville, J.M.,; 1969, *Solar Phys.*, 9, 102.
- Oran, E.S., Mariska, J.T., and Boris, J.P. : 1982, *Ap. J.* 254, 349.
- Plocieniak, S. and Rempolt, B. 1972, *Solar Phys.*, 29, 399.
- Priest, E.R., 1982, *Solar Magnetohydrodynamics*. D. Reidel Publishing Company.

- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Poland, A.I., and Simon, G., 1985, *Astron. Astrophys.* 153, 64.
- Seehafer, N. : 1978, *Solar Phys.* 58, 215.
- Simon, G., Schmieder, B., Démoulin, P., Poland, A.I. : 1986a, *Astron. Astrophys.* 153, 64.

FIGURE CAPTIONS

Figure 1 :

A schematic prominence showing the coordinate system used here. The hatching represents the bottom and top of the prominence. Periodically the prominence reaches the photospheric level in structures called feet. A coplanar magnetic arcade is shown dashed. ψ is the angle between the prominence axis Oy and the local horizontal magnetic field.

Figure 2 :

A schematic diagram of convective supergranule cells in the photosphere. The plasma motion represented by arrows in one cell concentrates the field at the cell boundaries. High concentration is obtained at the intersection of 3 or 4 cells, represented by circles. Possible prominence locations are indicated by a thick straight line for several symmetric positions. Figure 2a represents a rough approximation with square cells, and Figure 2b a more realistic situation with hexagonal cells. Both cases could be approximated roughly by the configuration C_1 .

Figure 3 :

Field pattern at the chromospheric level ($z = 0$) for the basic model. The size of a supergranule cell is taken to be 30 Mm. The periodicity length along the x-direction is twice that along the y direction ($l_y/l_x = 0.5$), $\alpha' = 3.$, and the three-dimensional harmonic has an amplitude of $b_1 = 0.8$ times the two dimension one. The arrows represent the horizontal field, the lines are the isocontour of the vertical component, with continuous lines for positive field and dashed lines for negative ones. This case is used in Figures 4 to 8

Figure 4 :

The evolution of the magnetic field in the prominence plane ($x = 0$) for the basic case of Figure 3.
(a) and (b) represent the angle ψ of the field with the neutral line and the field strength above the neutral line for different heights (in Mega meters). At low heights, the field has an Inverse polarity since ψ is negative. The shear angle $\theta = \frac{\pi}{2} - \psi$ is lower near the photospheric flux

concentration, where the magnetic field is greater.

(c) represents the evolution of the magnetic strength with height (z) for different values of y . Near the flux concentration the field decreases rapidly, but between these concentrations, it is nearly constant at low heights.

Figure 5 :

Evolution of the magnetic field strength with height (z) midway between two photospheric flux concentration, L_y/L_x (top) and α' (bottom). This figure is computed for the photospheric flux of the basic model (Figure 3). An increasing field magnitude with height needs both L_y/L_x and α' to be large. The field is slowly decreasing at large heights when α' is close to π . $\alpha' = 3.1$ corresponds to an angle ψ of only 90° for $z > 10$ Mm.

Figure 6 :

The isolength of the field line (continuous curves) in the basic case of Figure 3. The lines are labelled by the length (in Mm) of the field lines from one footpoint to the other. At low heights the field lines are shorter near the origin. The opposite effect is present at great heights. The dashed lines represent the isocontours of the distance of the footpoints to the nearest flux concentration (since this distance is not the same for the two footpoints, an average is taken). The upper case is for $\alpha' = 1.5$, and the isocontour of length are equidistant by $\Delta l = 9.7$ Mm, the isocontours of distance of $\Delta d = 5$ Mm ; the lower case is for $\alpha' = 3$ and $\Delta l = 12$ Mm, $\Delta d = 5$ Mm

Figure 7 :

The field created by current line has not been added to the photospheric field pattern.
Dashed lines are the isocontours of the normal field (B_x). Continuous thick lines represent the equilibrium location of current lines in the force-free field for the basic model. Both figure are plotted with a positive current (a) with $\eta' = 5$. (b) with $\eta' = 10$. The later case shows one example where three positions are possible for the current line. The intermediate position is unstable, and the line current may fall to the lower equilibrium position where the gravitational energy is lower.

Figure 8 :

The same as for Figure 7 but with a negative current. (a) : $\eta' = 5$, (b) $\eta' = 10$. The location of the feet are different from the PCC : they are located near the flux concentrations, i.e. at the supergranule boundaries.

Figure 9 :

(a) Configurations with a more highly concentrated magnetic flux at the chromospheric level. The harmonic amplitudes are $B_x^1 = 1$, $B_x^2 = 0.5$, $B_y^1 = 1$, $B_y^2 = 1.1$, $B_y^3 = 0.9$, $B_y^4 = 0.6$, and the parameters $\alpha' = 3.$, $L_y/L_x = 0.5$. There are no parasite polarities. (b) represents the PCC for this base flux, with $\eta' = 10$. Comparison with Figure 7b shows that the dip is larger, but that the possibility of three positions has disappeared since B_x is positive and large enough. (c) (d) represent the NCC with $\eta' = 5$ and $\eta' = 10$, respectively. the dip is narrower and more important than with the less concentrated flux of Figures 8a and 8b.

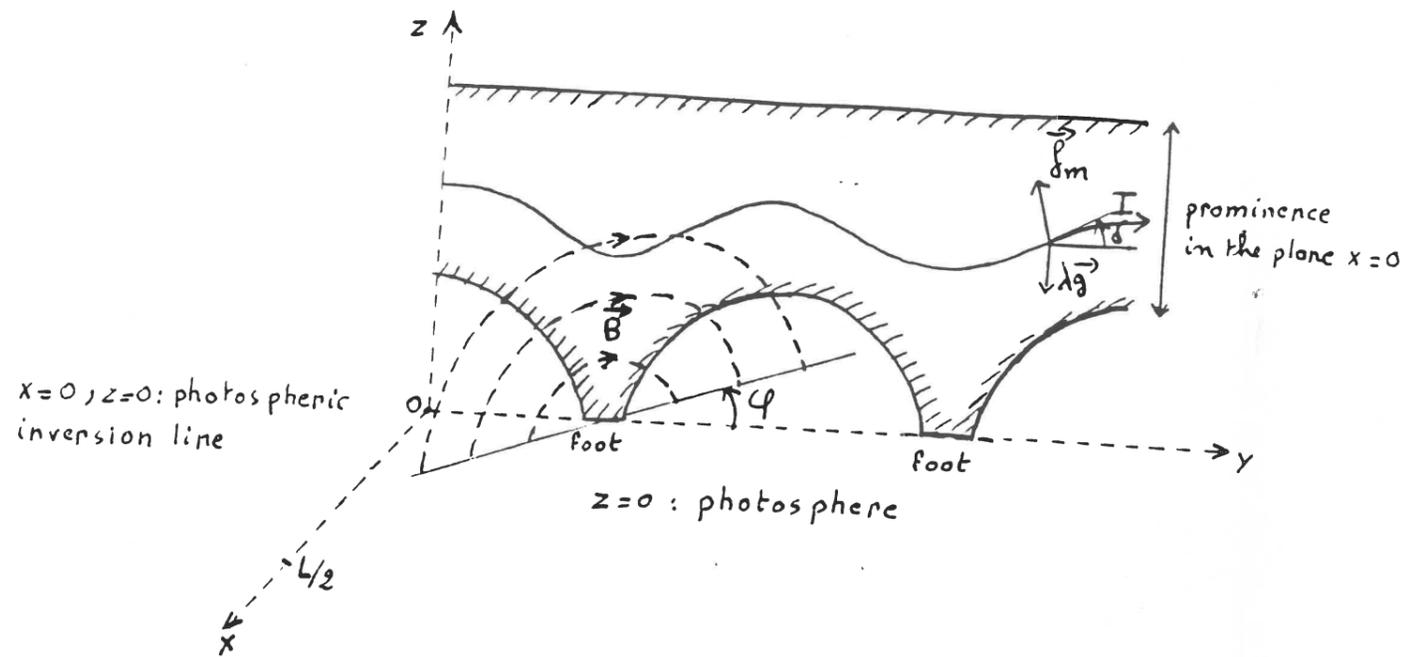
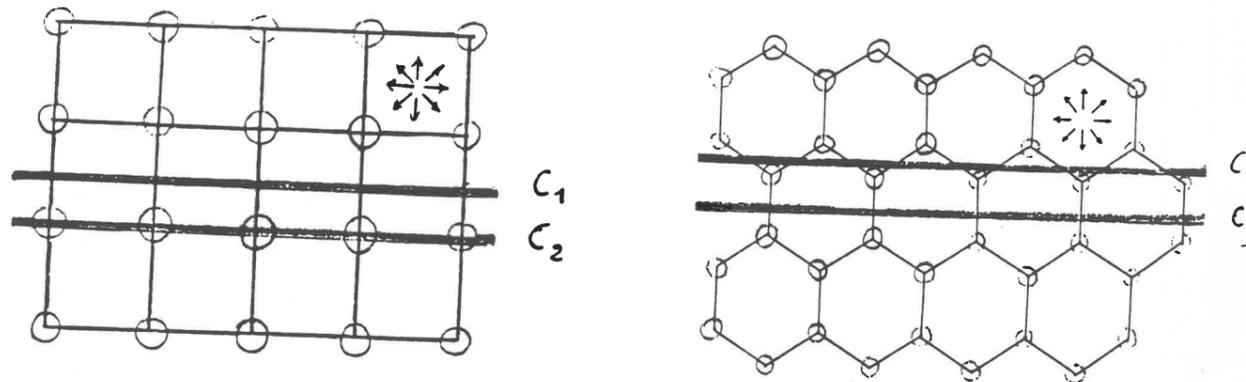


Figure 1



Figures 2

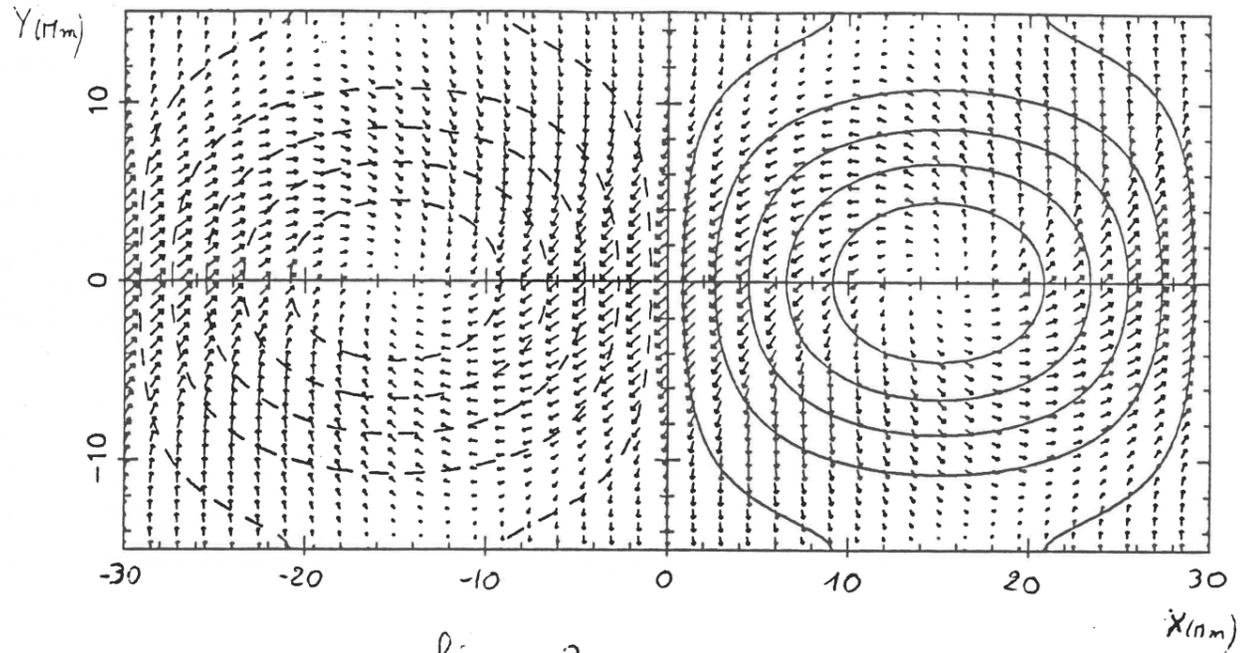


figure 3.

Field angle on prominence axis

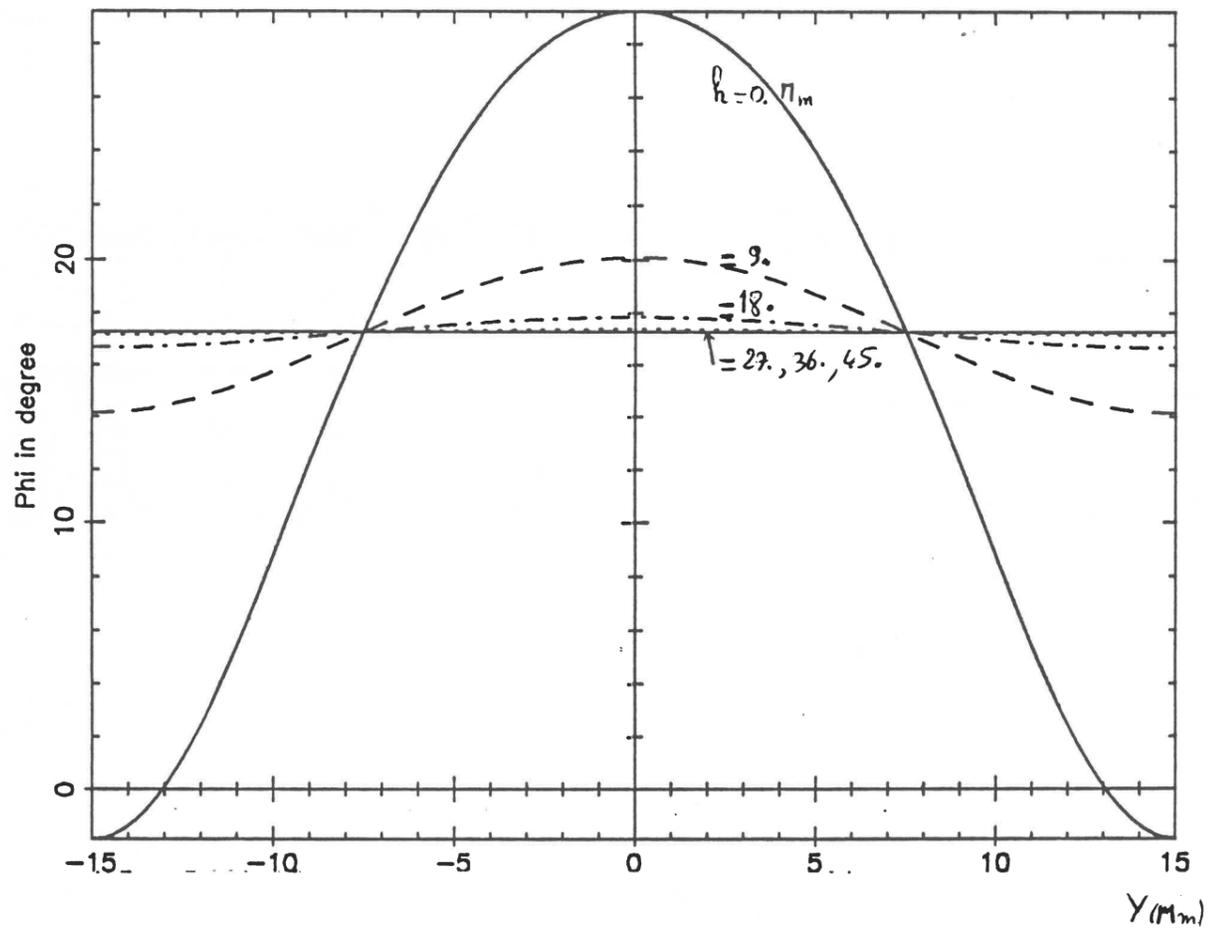


figure 4a

Magnetic strength along prominence axis

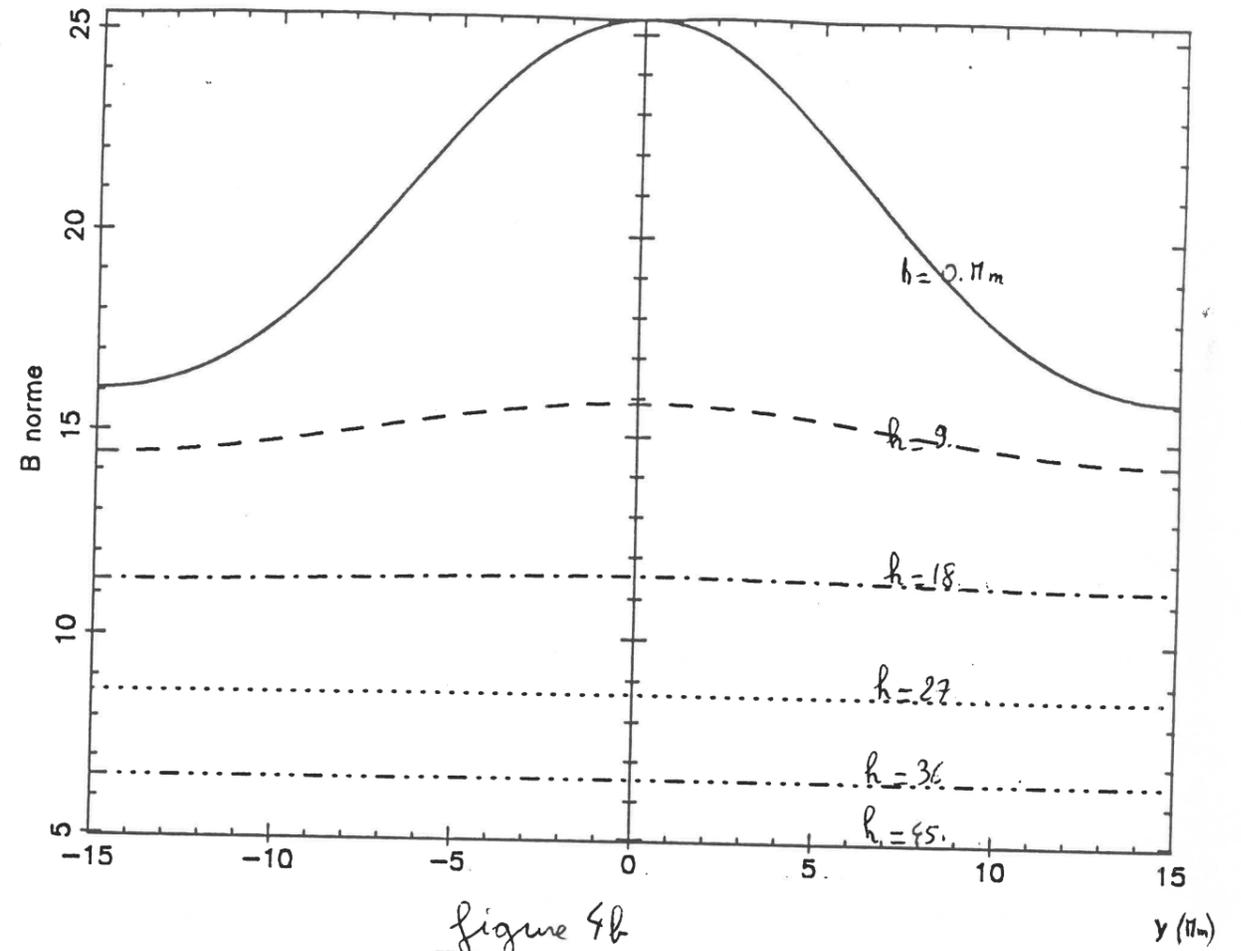
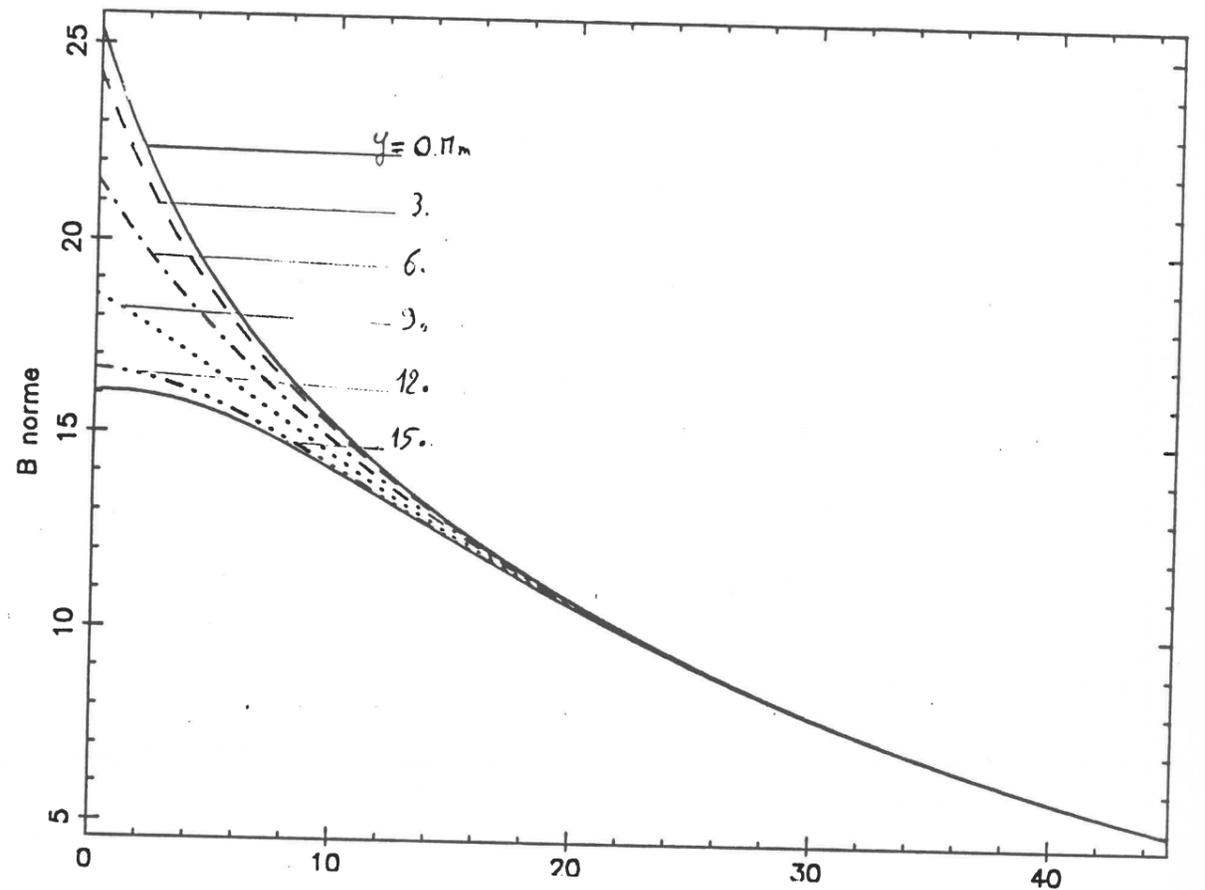


figure 4b



Horizontal magnetic strength along the vertical

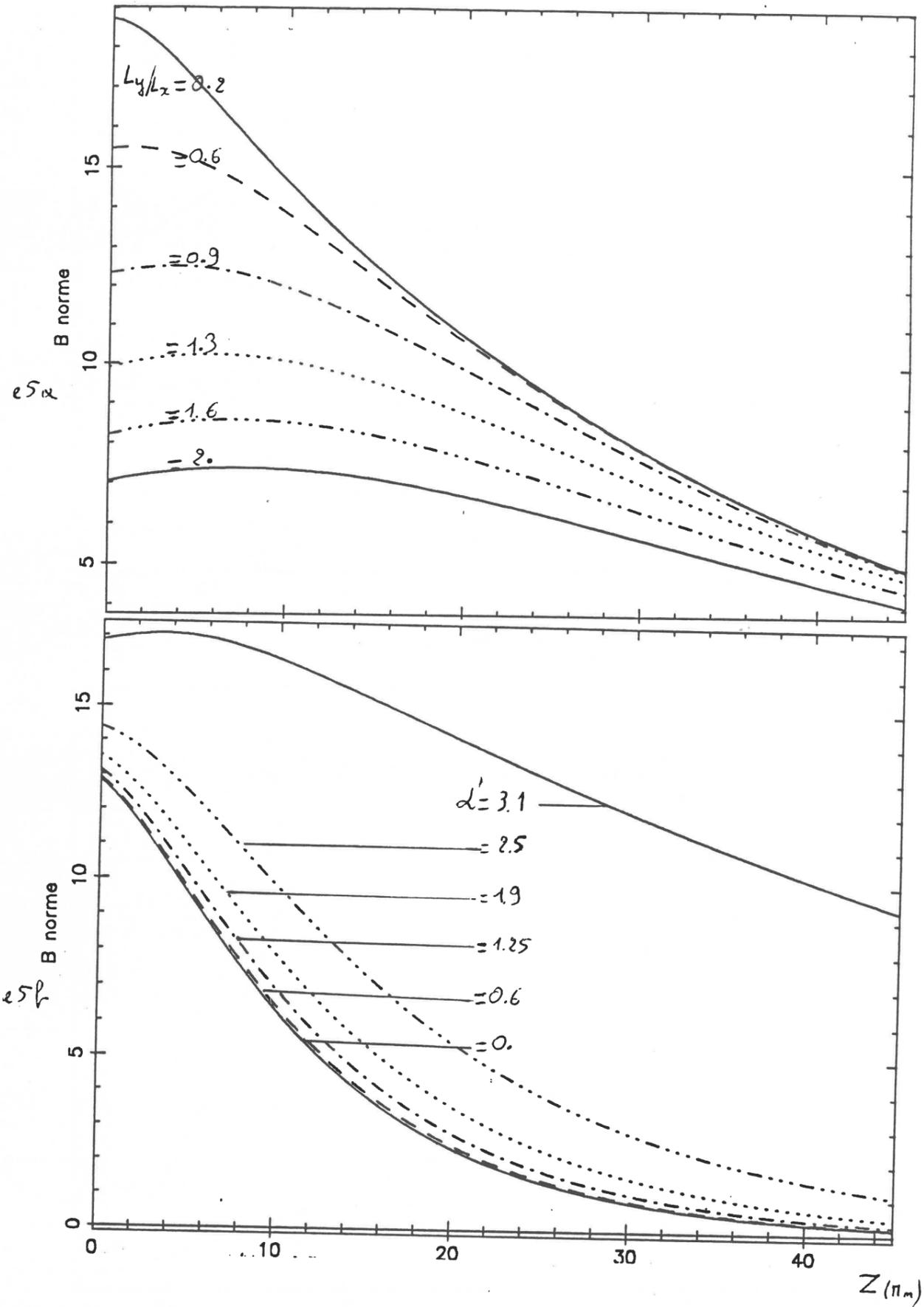


figure 5

figure 6a

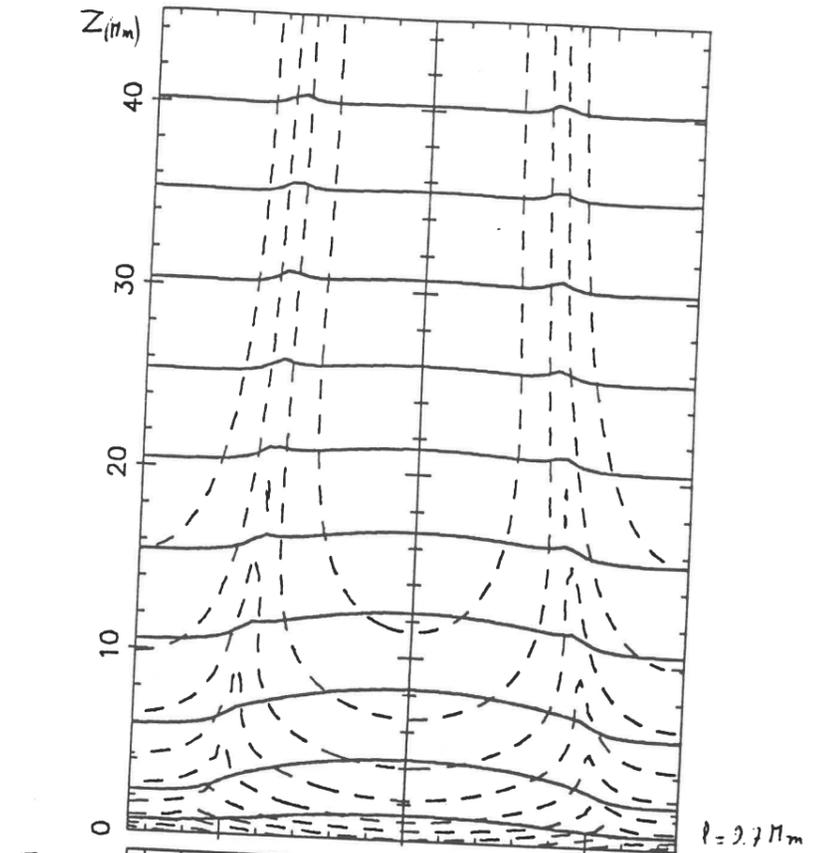


figure 6b

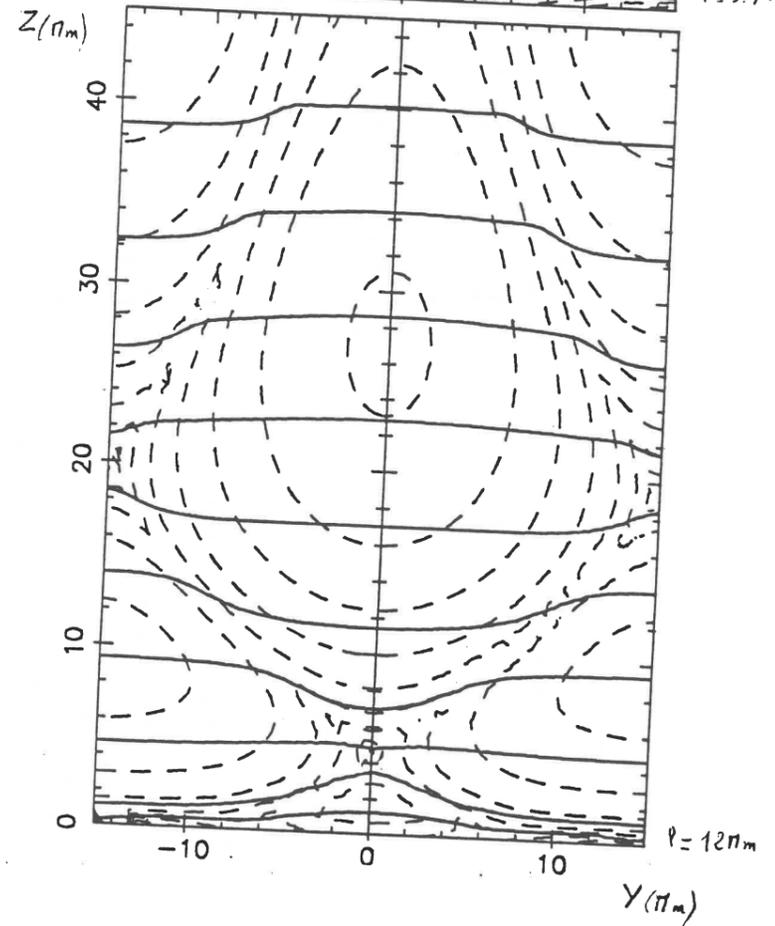
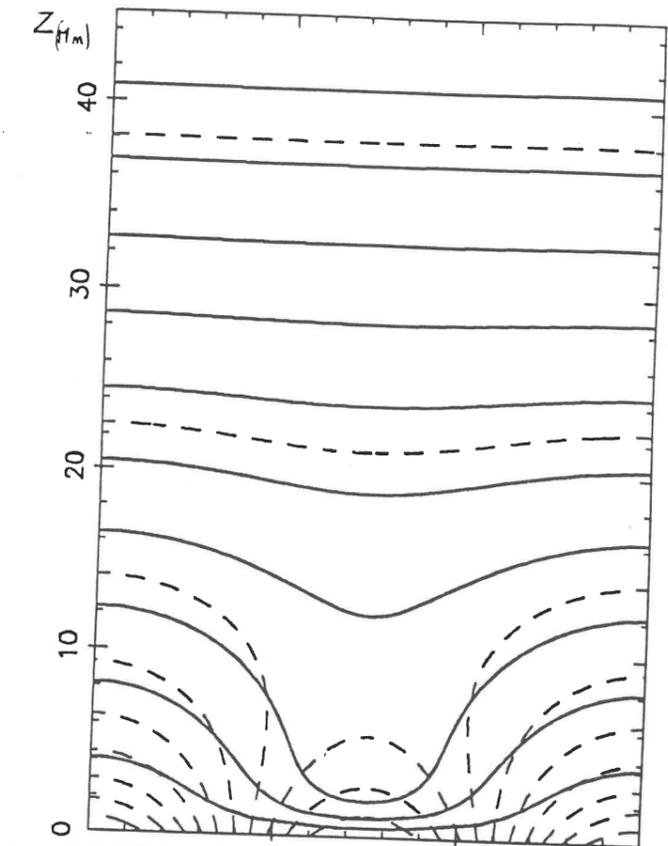


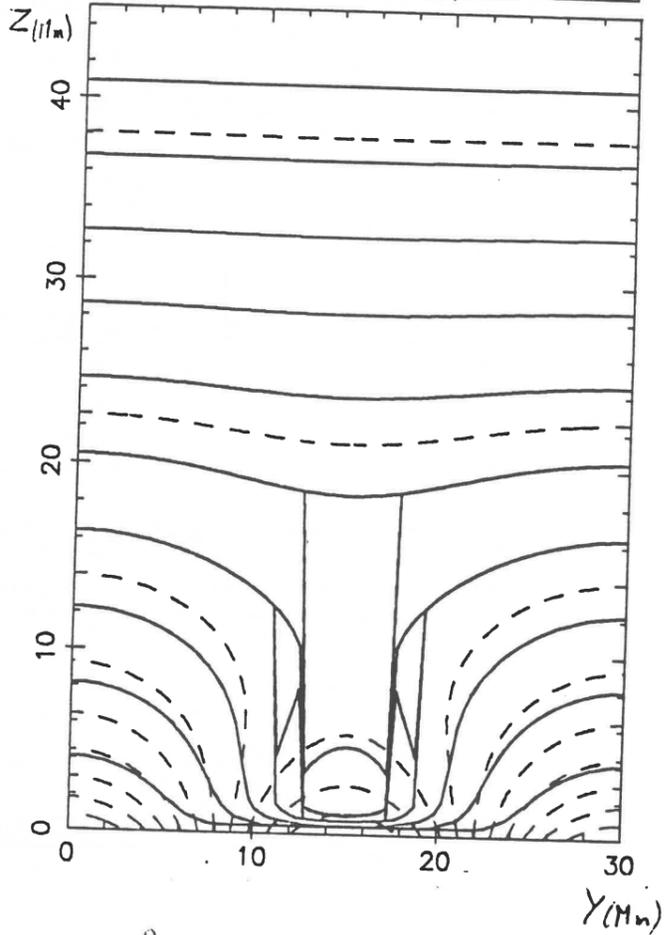
figure 6

figure 7a



- $I'_p = 1.9$
- $= 1.7$
- $= 1.5$
- $= 1.4$
- $= 1.2$
- $= 1.1$
- $= 0.9$
- $= 0.8$
- $= 0.6$
- $= 0.4$

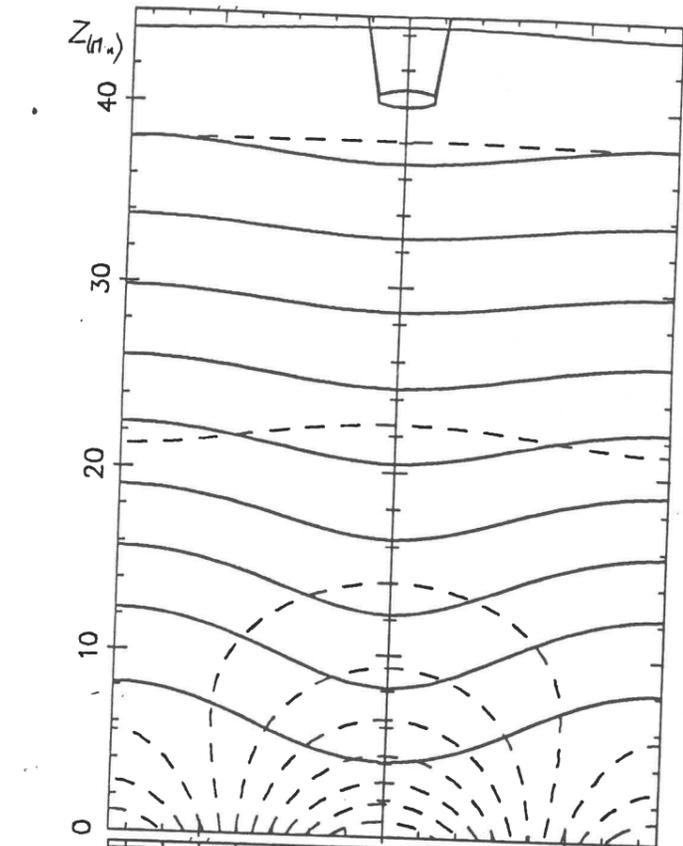
figure 7b



- $I'_p = 1.1$
- $= 1.0$
- $= 0.9$
- $= 0.8$
- $= 0.7$
- $= 0.6$
- $= 0.5$
- $= 0.4$
- $= 0.3$
- $= 0.2$

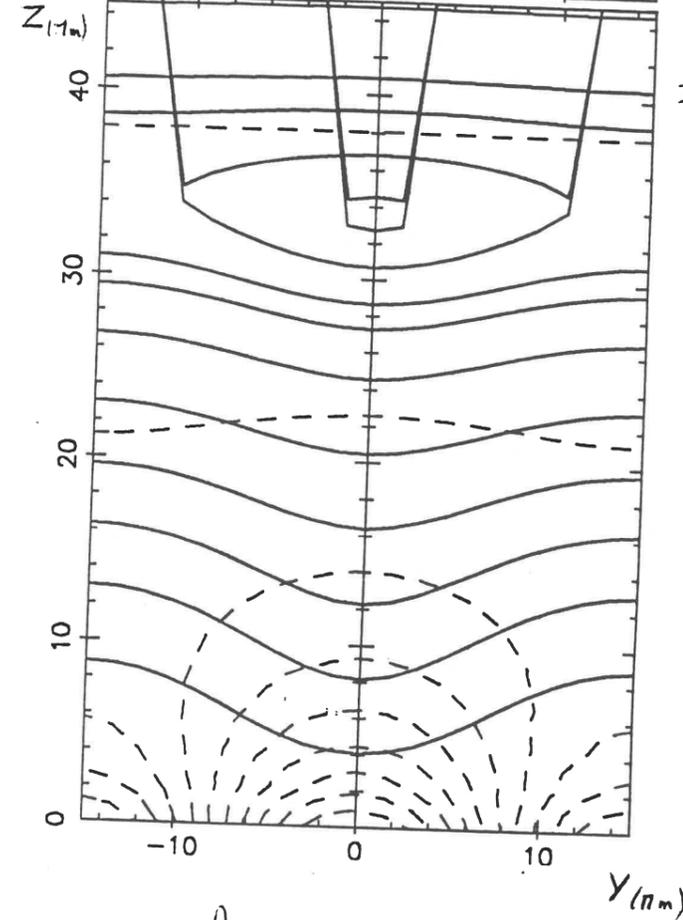
figures 7

figure 8a



- $I'_p = -9.1$
- $= -9$
- $= -8.3$
- $= -8.7$
- $= -8.4$
- $= -8.0$
- $= -7.4$
- $= -6.6$
- $= -5.5$
- $= -3.9$

figure 8b



- $I'_p = -15.6$
- $= -15.5$
- $= -15.5$
- $= -15.6$
- $= -15.1$
- $= -14.4$
- $= -13.9$
- $= -12.1$
- $= -10.2$
- $= -7.1$

figures 8

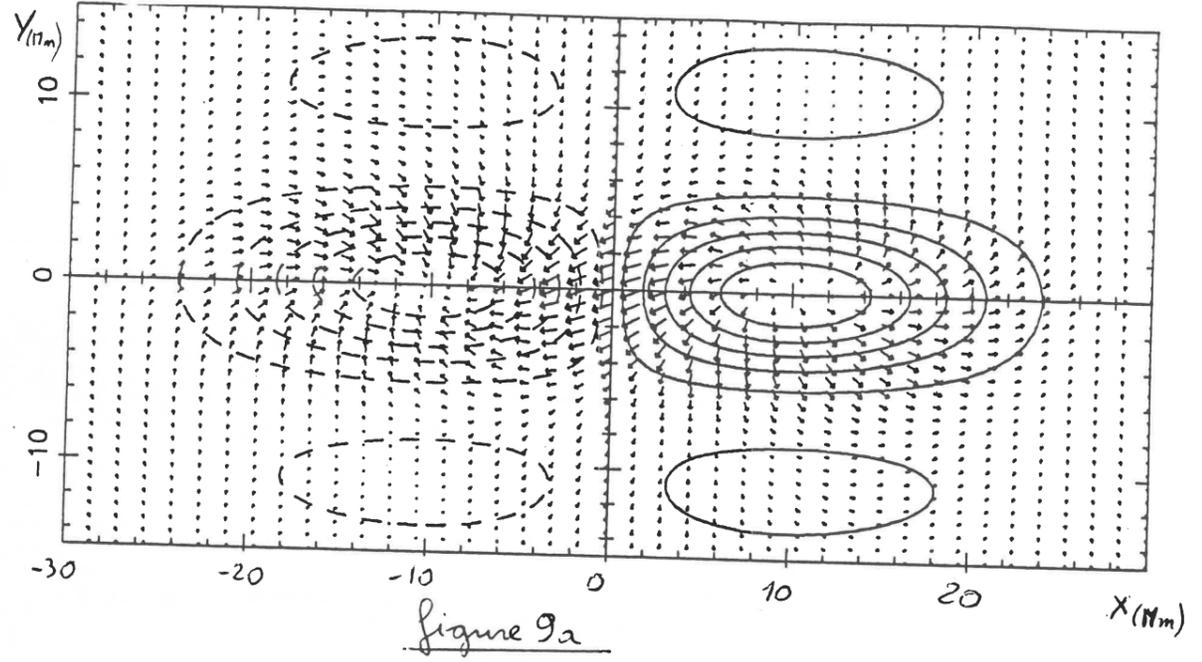


figure 9a

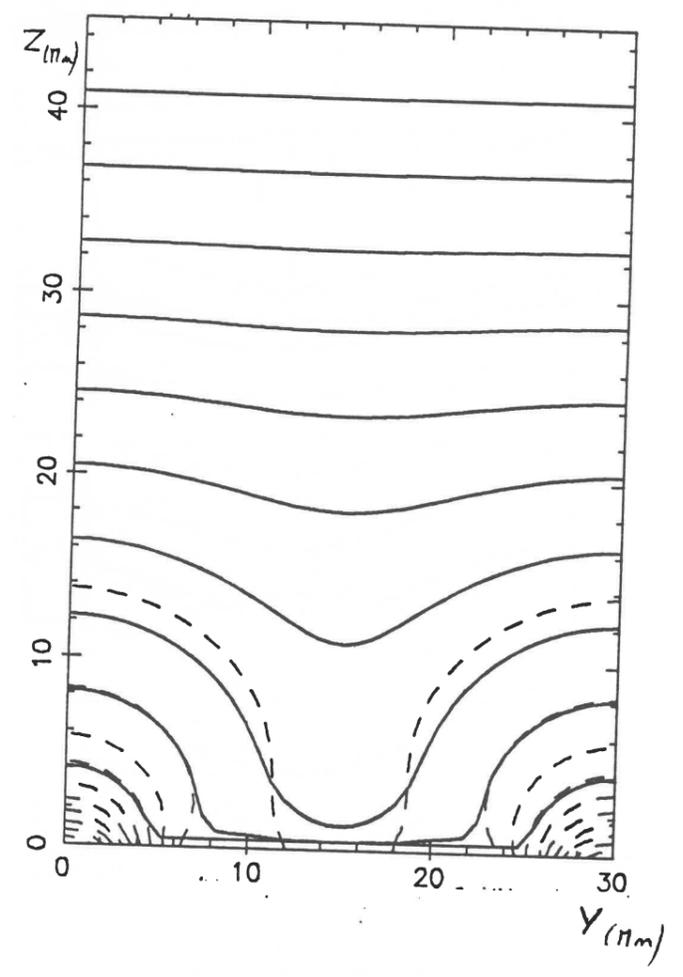


figure 9b

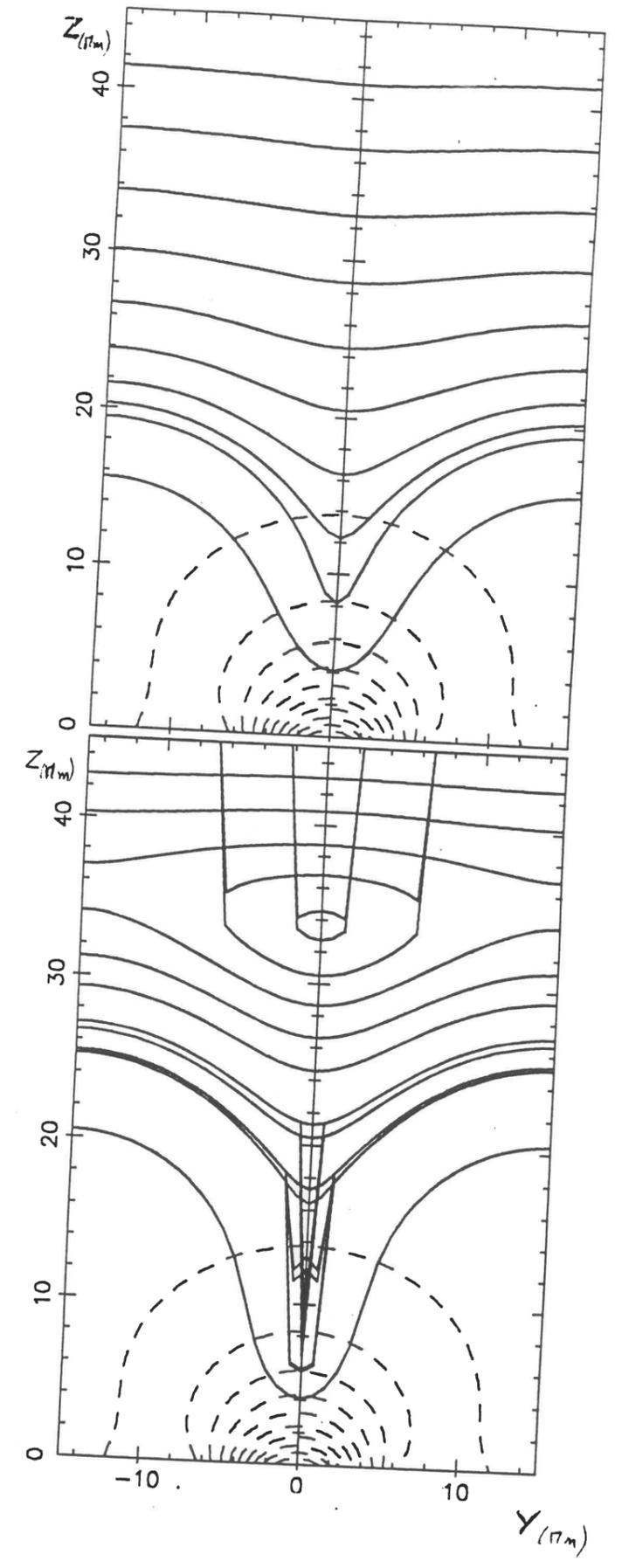


figure 9c

figure 9d

- C1:
THERMAL STABILITY ANALYSIS OF THE FINE STRUCTURE OF SOLAR PROMINENCES.

Pascal Démoulin

Jean - Marie Malherbe

Brigitte Schmieder

Observatoire de Paris - Section de Meudon
92 195 Meudon Cedex - France

and

Mickael A. Raadu

Royal Institute of technology
Department of plasma physics
S- 100 44 Stockholm - Sweden

SUMMARY

We analyse the linear thermal stability of a 2D periodic structure (alternatively hot and cold) in a uniform magnetic field. The energy equation includes wave heating (assumed proportional to density), radiative cooling and both conduction parallel and orthogonal to magnetic lines. The equilibrium is perturbed at constant gas pressure. With parallel conduction only, it is found to be unstable when the length scale l_{\parallel} is greater than 45 Mm. In that case, orthogonal conduction becomes important and stabilizes the structure when the length scale l_{\perp} is smaller than 5 km. On the other hand, when l_{\perp} is greater than 5 km, the thermal equilibrium is unstable, and the corresponding time scale is about 10^4 s : this result may be compared to observations showing that the lifetime of the fine structure of solar prominences is about one hour ; consequently, our computations suggest that the size of the unresolved threads could be of the order of 10 km only.

FUNDAMENTAL EQUATIONS OF THERMAL EQUILIBRIUM.

We use the 2D "chessboard" of figure 1, which displays a periodic hot (T1) and cold (T2) structure in a uniform magnetic field (this could be the case in the central parts of prominences, see Leroy et al., 1983). We write equations for thermal equilibrium of hot and cold cells, as :

$$\begin{cases} \rho_1 h - \rho_1^2 Q(T_1) - 2 \frac{F_{\parallel}}{l_{\parallel}} - 2 \frac{F_{\perp}}{l_{\perp}} = 0 \\ \rho_2 h - \rho_2^2 Q(T_2) + 2 \frac{F_{\parallel}}{l_{\parallel}} + 2 \frac{F_{\perp}}{l_{\perp}} = 0 \end{cases}$$

$$\text{Where } F_{\parallel} = \frac{k_{0\parallel}}{3.5} \frac{T_1^{3.5} - T_2^{3.5}}{l_{\parallel}} \quad \text{and } F_{\perp} = - \frac{k_{0\perp}}{1.5} \frac{T_1^{-1.5} - T_2^{-1.5}}{l_{\perp}}$$

are respectively the heat flux parallel and orthogonal to the magnetic field. ρ_1 and ρ_2 are the densities of respectively hot and cold cells. $k_{0\parallel}$ and $k_{0\perp}$ are conduction coefficients ; $k_{0\perp}$ depends on the strength of the magnetic field B.

We assume that the gas pressure remains constant ($\rho_1 T_1 = \rho_2 T_2 = \rho T = \text{constant}$) and use the cooling function $Q(T)$ given by Hildner (1974). Unknown quantities are h, T_1, T_2 . The equilibrium state (h, T_2), when T_1 is fixed, is given by the set of 2 equations above. Possible solutions are shown in figure 2 (top).

ANALYSIS OF THERMAL STABILITY

We perturb the equilibrium at constant gas pressure P and heating h ($T \rightarrow T + \delta T$). Equations are linearized assuming that $\delta T \propto e^{\beta t}$, where β is a growth rate. We assume also that there is no motion in a direction perpendicular to the magnetic field, so that $l_{\perp} = \text{constant}$. Hence, mass conservation gives $l_{\perp} \rho = \text{constant}$. We get two solutions for β : the first one is always negative (stable solution), but the second one can either be positive (unstable) or negative (stable). It depends on the values of equilibrium parameters l_{\perp}, l_{\parallel} and T_1 . The magnetic field strength B was kept constant (1 Gauss).

RESULTS

Figure 2 (bottom) gives the growth rate as a function of l_{\perp} and hot temperature T_1 (parallel conduction was neglected there). The thermal equilibrium is unstable when $\beta > 0$: this is always the case when l_{\perp} is too large ($> 10^6$ m). When l_{\perp} is smaller than 10^5 m, the equilibrium may be stable if T_1 does not exceed a critical value T_{max} ($T_{\text{max}} = 10^6$ K for $l_{\perp} = 10^4$ m).

Figure 3 gives β as a function of l_{\perp} and l_{\parallel} for a 2 D model (T_1 was kept constant). It shows that, when $l_{\parallel} < 45$ Mm, the thermal equilibrium is stable; when $l_{\parallel} > 45$ Mm, it is unstable, unless $l_{\perp} < 5$ km. When $l_{\perp} > 5$ km, the time scale for instability is approximately equal to 10^4 s and corresponds to the observed life time of the fine structure in solar prominences. This result suggests that the size of thin threads could be as small as 10 km. The temperature of hot cells (T_1) used in the computations was 10^6 K.

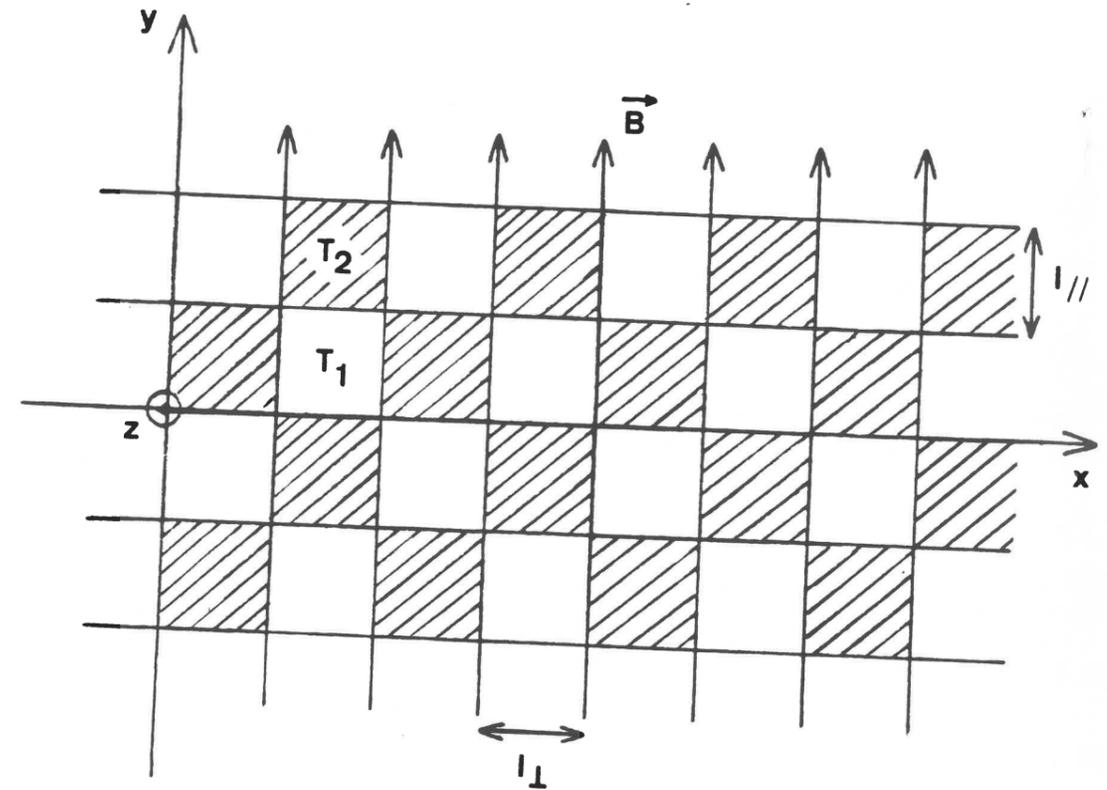


figure 1 : the geometry of the model : the structure is periodic in x direction (length scale l_{\perp}) and y direction (length scale l_{\parallel}). The magnetic field B is parallel to y. z is the vertical axis. White areas are hot (T_1) and tenuous (ρ_1); dashed cells are cold (T_2 and dense (ρ_2)).

figure 2 : next page

top : $\log Q(T) + (\text{orthogonal conduction}) / \rho^2$ as a function of $\log(T)$ for different values of the length scale l_{\perp} (1D calculation with $l_{\perp} = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$ and 10^7 m). Equilibrium solutions are located at points A, B, C (intersection with the straight line $\log(T) + \log(\frac{h}{\rho m})$). When the heating becomes too large, the cold solution A does not exist any more.

bottom : the growth rate as a function of hot temperature T_1 (1 D calculation) The function $\text{sgn}(\beta) / \log|\beta|$ is displayed for different values of l_{\perp} (same as above).

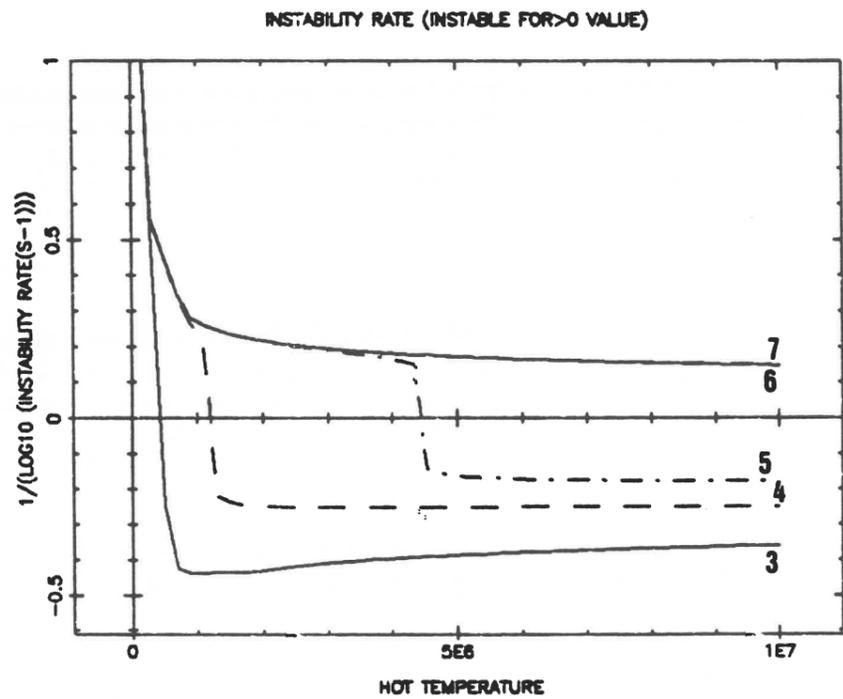
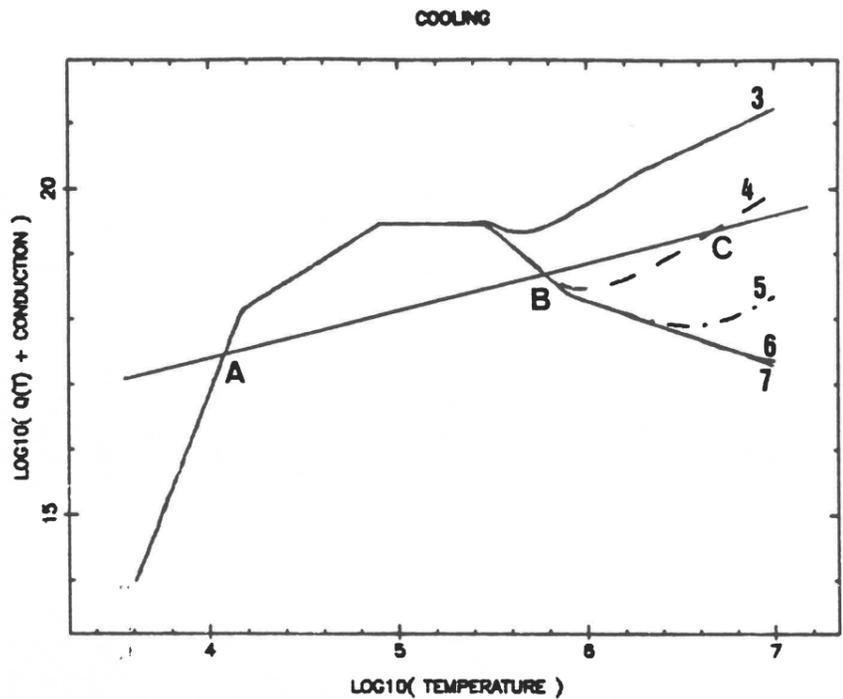


figure 2

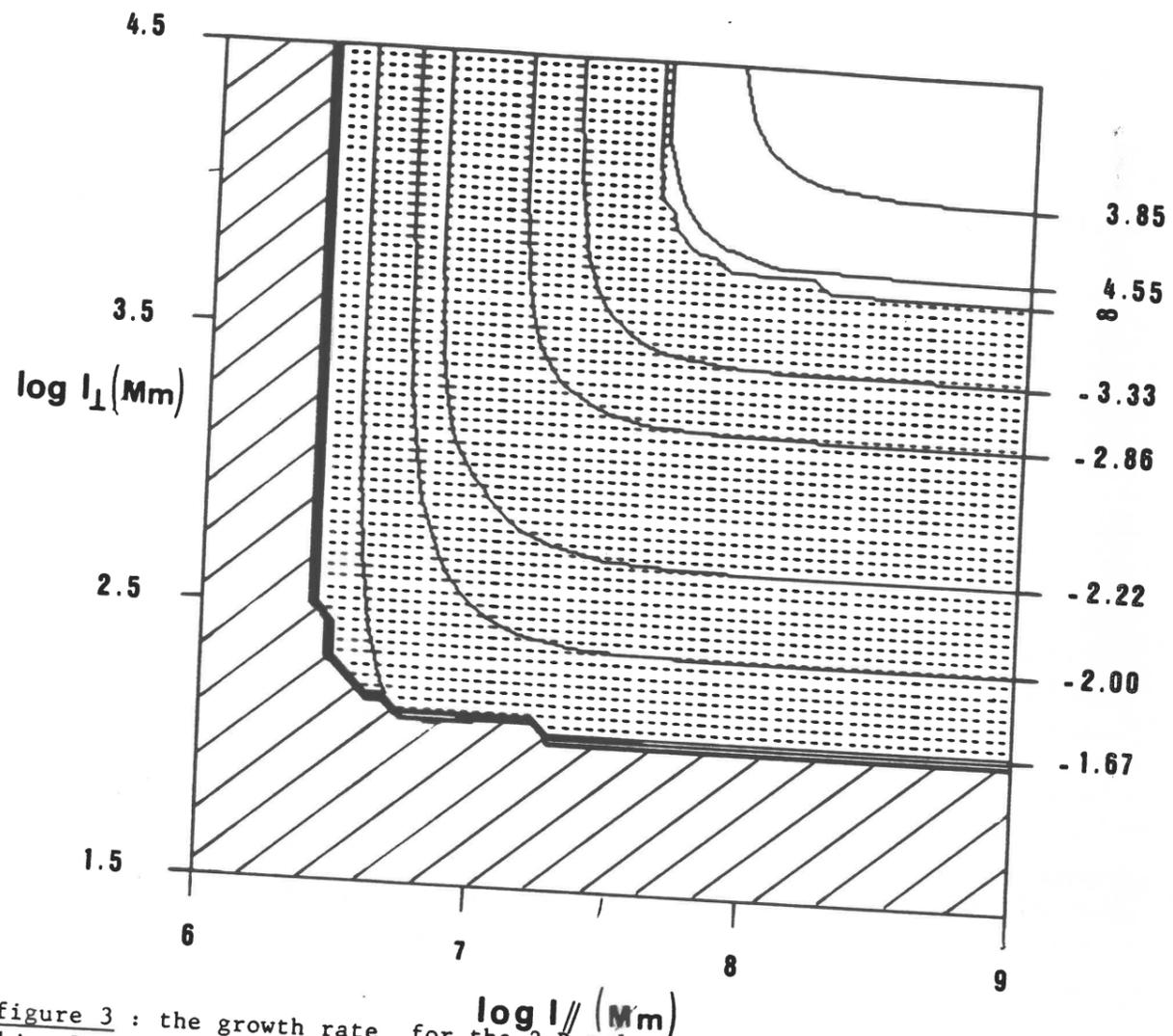


figure 3 : the growth rate for the 2 D calculation as a function of l_{\perp} and l_{\perp} . Isocontours of $\text{sgn}(\beta) \log|\beta|$ are displayed. The dotted area is stable ($\beta < 0$); the white one (top) is unstable ($\beta > 0$). The dashed region (left and bottom) represents the domain where a cold equilibrium does not exist (see figure 2).

REFERENCES

Dunn, R.B. : 1960, Thesis Ph.D, Harvard University
 Engvold, O. : 1976, Solar Phys., 49, 283
 Hildner, E. : 1974, Solar Phys., 35, 123
 Leroy, J.L., Bommier V., Sahal S. : 1983, Astron. Astrophys., 83, 135
 Maltby, P. : 1976, Solar Phys., 46, 149.

- C3:

Analyse de la stabilité des structures fines des protubérances solaires quiescentes.

P.Démoulin(Observatoire de Meudon)

L'observation des protubérances quiescentes au limbe solaire met en évidence de très fines structures de moins d'une seconde d'arc. Ici on présente les observations $H\alpha$, en projection sur le disque solaire, d'une protubérance. Elles ont été obtenues grâce au spectrographe à double passage soustractif multicanal (DPSM) du Pic du Midi. Les clichés mettent en évidence des structures fines dans le corps du filament aussi bien sur la carte des intensités que sur celle des vitesses.

. Beaucoup de modèles de protubérances ignorent cette structuration à petite échelle en supposant que le filament est homogène, comme le montrent les images prises avec une faible résolution. Il a été suggéré que les structures fines se forment dans une nappe de courant grâce à l'instabilité de 'tearing' couplée à l'instabilité thermique. Ici on envisage l'influence de la conduction parallèle et orthogonale au champ magnétique sur la stabilité des structures fines. Les conditions d'équilibre et le taux de croissance des instabilités sont déterminés par une analyse linéaire de la stabilité.

. La conduction parallèle stabilise des échelles de longueur de 10 000 à 100 000 km qui sont typiques, respectivement de la longueur des structures fines et de la hauteur d'un filament quiescent. La conduction orthogonale stabilise des échelles de longueur de l'ordre de 10 km avec une conductivité normale. Cette taille peut être amplifiée par une conduction anormale en milieu turbulent d'un ou deux ordres de grandeur.

. Les observations actuelles montrent que les filaments sont constitués de filets de matière froide d'un diamètre de l'ordre de 1000 km. Cependant l'étude précédente permet de prévoir des tailles encore plus faibles, de l'ordre de 100 km, qui pourront être résolues avec Themis. On pourra alors mieux comprendre la physique des filaments quiescents qui semblent être un enchevêtrement de tubes chauds et froids, alors que les modèles actuels les décrivent comme des corps homogènes de plasma froid. La mesure du champ magnétique à trois dimensions permettra de positionner l'alignement de celui-ci sur les structures fines.

- A2:

Fine structures in solar filaments

I. Observations and thermal stability

P. Démoulin¹, M. A. Raadu², J. M. Malherbe¹, B. Schmieder¹¹ Observatoire de Paris - Section de Meudon, DASOP, UA 326, F-92195 Meudon Principal Cedex, France² Royal Institute of Technology, Department of Plasma Physics, S-10044 Stockholm, Sweden

Received January 30, accepted April 9, 1987

Summary. Limb observations of quiescent prominences show very fine structures of less than one arcsecond. Here H α observations on the disk, made with the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) spectrograph operating at the Observatoire du Pic du Midi are presented. They show long fine structures in the body of the filament, both in intensity and velocity maps. Many prominence models ignore such fine structures and suppose that the quiescent filament is a uniform body such as is seen in unresolved images. It has been suggested that in a current-sheet model of a prominence, fine structures may be produced as a consequence of the tearing mode coupled to thermal instability. Here we investigate the role of parallel and orthogonal conduction on the stability of a periodic fine structure. Equilibrium conditions are found and growth rates determined for linear perturbations.

Key words: solar prominences - thermal instability - fine structure

1. Introduction

Quiescent prominences are structures consisting of cool plasma (≈ 7000 K) supported by magnetic field (≈ 10 G) in the hot solar corona ($\approx 10^6$ K). Seen on the disk they are dark features which lie on the neutral line between regions of opposite magnetic polarity. Their typical dimensions are $2 \cdot 10^8$ m long, $5 \cdot 10^7$ m high and only $2 \cdot 10^6$ m thick. The main body is a stable structure lasting for a few months.

Observations of quiescent prominences at the solar limb reveal a fine structure when the seeing is better than $0''.5$. Dunn (1960) described these structures: there are very fine almost vertical threads with a width of $3 \cdot 10^5$ m, or less. ($3 \cdot 10^5$ m is the minimum size set by the instrumental technique, smaller details could not be resolved). Engvold (1976), however, reported that prominences are composed of knots which perhaps are the basic structures forming the threads, and are only seen under very good observing conditions. The fine structure is continuously evolving with a typical time scale of about 10^5 s: (Orrall and Zirker, 1961), although Engvold (1976) has reported that threads have a life time of around one hour and that bright knots have an average lifetime of only 8 min.

Send offprint requests to: P. Demoulin

There is a controversy in the literature concerning the velocity. Observations at the solar limb, (Dunn, 1960; Menzel and Wolbach, 1960a) show that there is a downward motion between 10 to 20 km s^{-1} in hedgerow prominences. Pettit (1932) found velocities of only 5 to 10 km s^{-1} in a quiescent one, while observations on the solar disk show that there is an upward motion of a few km s^{-1} : (Mein, 1977; Martres et al., 1981; Malherbe et al., 1981-1983a). A discussion of the accuracy of velocity determinations may be found in Schmieder et al. (1984).

The downward motion can be explained by material falling in a helicoidal force-free field with a radius of 1000 km: (Malville, 1978). These velocities may also be explained by the slow falling down of the plasma braked by an electromotive force: (Mercier and Heyvaerts, 1977). However, the latter authors argue that the diffusion is insufficient to explain the observations. The upward motions have been modeled by Malherbe and Priest (1983b). The motion is a result of the evolution of the magnetic support induced by photospheric motions.

Almost all theoretical models regard quiescent prominences as a uniform body as observed with insufficient resolution. These are therefore not useful to describe the fine structures. Only a few models have been proposed to model the detailed structure of prominences. One of the most attractive models was constructed by Kuperus and Tandberg-Hanssen (1967), who described a way to create the fine structure by the combined action of thermal and tearing mode instabilities. The magnetic field between two regions of opposite polarity is opened by the "safety valve mechanism" of Parker (1963) and a neutral sheet is formed. The plasma is there strongly compressed and thermally isolated from conduction by islets of magnetic field formed by the tearing mode instability. Consequently, the hot plasma cools to form long thin threads with a diameter of typically 300 km. Recently a thorough investigation has been made of the effects of the thermal and tearing modes with a consistent simultaneous treatment of both instabilities (see for example Van Hoven et al., 1984; Tachi et al., 1985). A significant new result is that magnetic reconnection may occur even on the shorter radiative instability time scale (Steinolfson and Van Hoven, 1984). This means that small-scale magnetic structures can be formed simultaneously with thermal instability.

In this paper we will consider the role of thermal energy balance in a prominence model consisting of alternating slabs of cool and hot (coronal) matter. This leads to constraints on the dimension of the fine structure. Further constraints and estimates

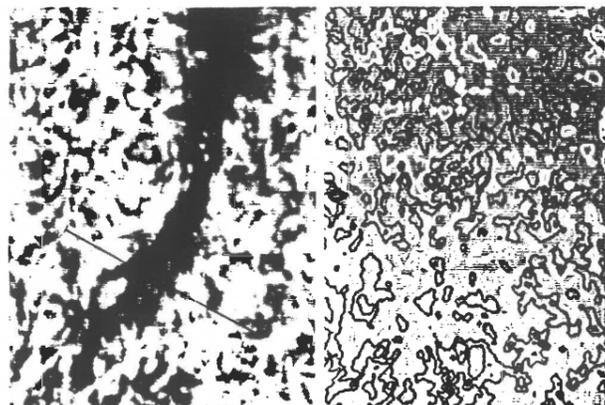


Fig. 1. Maps of intensity fluctuations (left) and velocities (right) in $H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$ obtained from quiescent filament observations made at Pic du Midi on Oct. 15 1984 at 9:14 UT. The field of view is $2'' \times 1.5''$. In Fig. 1b white contours correspond to downward velocities and black contours to upward ones (velocity levels: $\pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$). The straight line indicates the location of the cross section of Fig. 2

of the lifetime of the fine structure follow from a thermal instability analysis.

2. Observations

2.1. MSDP Spectrograph at Pic du Midi

High spatial resolution ($0.75''$) observations of a filament were obtained on 1984 October 15 in the $H\alpha$ line with the Multichannel Subtractive Double Pass Spectrograph (MSDP) operating on the Solar Spectrograph at Observatoire du Pic du Midi (Mein, 1984). The data processing is similar to that used with the Meudon instrument (Mein, 1977). The MSDP simultaneously obtains 9 images of an elementary $30'' \times 4''$ field of view (smaller, by a factor 2, than the one at Meudon) with steps through the $H\alpha$ profile at 9 different wavelengths, 0.266 \AA apart, using a 0.085 \AA window. We construct, by computing, using the 9 line profile points, maps of intensity fluctuations and Doppler-shifts at a given wavelength in the $H\alpha$ line ($\lambda = H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$ in this study) (Schmieder et al., 1985). The exposure time is 0.27 s . We obtain a final field of view $4'' \times 5.5''$ by combining eleven elementary fields of view, every thirty seconds. Each pixel represents $0.722''$.

2.2. Quiescent filament

The filament was located $S18^\circ W32^\circ$ on October 15. It looked relatively thin because of its location near the disk center. It had been observed until October 20 1984 in the $H\alpha$ and $C\text{ IV}$ lines during the Solar Maximum Mission (SMM 2). Simon et al. (1986a) have analyzed statistically the velocities from the center-to-limb observations in order to study the 3-dimensional nature of the flows. They show the stability of large scale structures during the observations. On October 17 and later the filament appeared as a classical quiescent filament structure with footpoints connected by a large arch. On October 15, the good seeing revealed that the large loops were actually composed of many small scale loops (Fig. 1). The loops seemed to be arranged in a

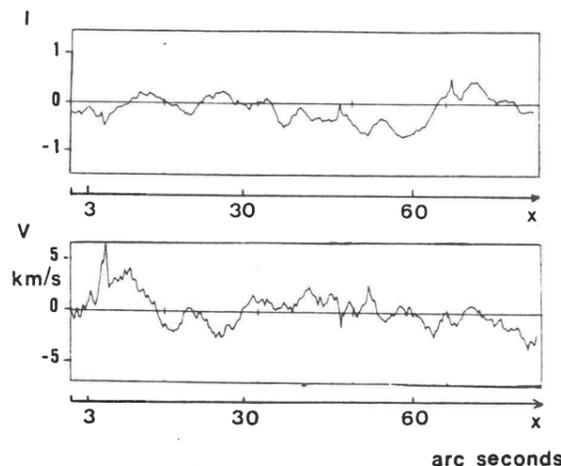


Fig. 2. Intensity (top) and velocity (bottom) cross sections through the filament structures. Intensity units are arbitrary

cluster at the footpoints and somewhat better aligned between them (Simon et al., 1986b).

Using the high resolution of the images on October 15 we study the dimensions of these threads forming the filament.

2.3. Fine structures

Figure 1 present maps of intensity fluctuations I and Doppler shifts. As the filament is close to the disk center, the Dopplershifts correspond to velocity $V_{||}$. The length of the threads is around $10''$ (Fig. 1, left), and the width is around $2''$, as the I cross section perpendicular to the filament shows. The $V_{||}$ map reveals the smaller amplitudes of the velocities inside the filament as compared to those outside which is in good agreement with previous studies (Malherbe et al., 1981). Such reduced amplitudes are explained by reflexion of the waves in the chromosphere below the filament. The velocities measured in the filament are due to mass motions along the magnetic lines. The matter is magnetically frozen because of the large electric conductivity of the plasma.

The amplitude of the velocity is of the order of 1 km s^{-1} , a value lower than the sound speed $v_s \approx 7 \text{ km s}^{-1}$ (Fig. 2). No general velocity behaviour is evidenced, i.e. cells of upward and downward motion are spread throughout the filament. The velocity cross sections show structures of dimension comparable to the thread width of a few arcseconds (Fig. 2).

3. Model

3.1. General description of the model

3.1.1. Description

We construct a model with periodic structure in order to analyse the stability of the fine structure. A crude approximation to this is to consider a one-dimensional structure as shown in Fig. 3 with only two temperatures T_1 and T_2 , and to analyse to first order

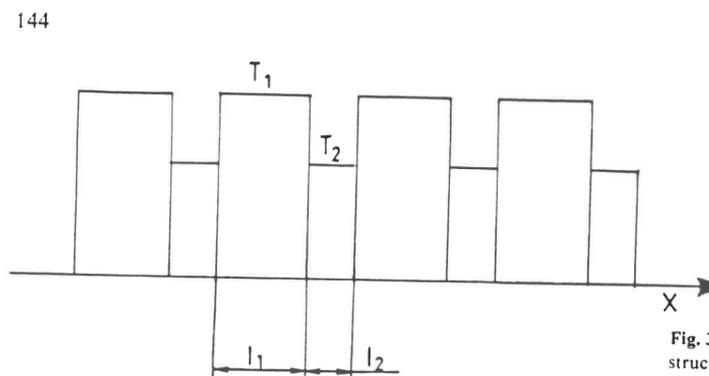


Fig. 3. The basic one dimensional model used in this paper. The periodic structure is built up of hot slabs with temperature T_1 and size l_1 and cool slab with temperature: T_2 , and size l_2

perturbation the sign of the instability rate. We have analysed the case of parallel conduction and of perpendicular conduction. The first can explain the fine structure if we take a high temperature of only 4 or $5 \cdot 10^5 \text{ K}$, but in general the parallel conduction gives a scale length typical for the length of a magnetic loop. Observations show that the fine structure in a prominence is built up of nearly vertical threads, while the magnetic field is nearly horizontal; hence we consider the perpendicular conduction. It is found that the orthogonal conduction gives lengths ($\approx 10^4 - 10^5 \text{ m}$) which are small compared to the observational resolution of $3 \cdot 10^5 \text{ m}$. However it suggests that the orthogonal conduction can give fine structure unresolved by the method of observation.

3.1.2. Choice of the parameters

a) Equation

The basic equation is the conservation of energy:

$$H - L + \text{div}(F_h) = \frac{\rho}{\gamma - 1} \frac{D}{Dt} (\log_e T \rho^{-(\gamma-1)}) \quad (1)$$

where H is the heating, L the cooling by radiation per unit of volume, F_h the flux of heat conduction, and the other quantities have their usual meaning.

We consider a medium in a static state because the observed amplitudes of the velocities (a few km s^{-1}) are less than the sound velocity (typically 10 km s^{-1} at 10^4 K).

b) Pressure

The electron density can be determined from the Stark effect for high Balmer lines. Different authors give values between $7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ and 10^{17} m^{-3} for a quiescent filament. The ratio $n_{H\alpha}/n_{H\beta} \leq 1$ (Hirayama, 1986). The total pressure may be a few times 10^{-2} Nm^{-2} ; here we take 10^{-2} Nm^{-2} .

c) Heating

The heating per unit volume is taken in the form $h\rho$, where ρ is the density of the medium. However the heating of the solar atmosphere is controversial and one choice does not imply that we assume a particular mechanism (such as wave heating). The results are not very different with another form for the heating term. It changes only the slope of the straight line in Fig. 4a. If we take a heating term of the form $h\rho^\beta$, we find a slope, for a logarithmic plot, of $2 - \beta$. For different types of heating β lies between 0 and 2, and the slope of the straight line is in the interval (0, 2).

The constant h is determined by assuming that it is sufficient to heat the coronal medium at a temperature of 10^6 K . We take $\beta = 1$. If the heating is in balance with the cooling function we find

$h = 10^7 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$. Departures from this value will also be investigated.

d) Cooling

For an optically thin medium the cooling by radiation may be taken in the form $L = \rho^2 Q(T)$, where ρ is the density and T the temperature of the medium. The function $Q(T)$ has been calculated by McWhirter et al. (1975), Raymond and Smith (1977), and here we take the fit of Hildner (1974) (in the form given by Rosner et al. (1978)), i.e. $Q(T) = XT^\alpha$, with X and α given in Table 1). This choice is not fundamental. The growth rate of instability depends only linearly on the value of α . Hence a difference in α by a factor 2.5 between Hildner and Rosner for $T = 10^6 \text{ K}$ only modify the instability rate by a factor of the same order. Moreover, the conduction dominates the cooling function at high temperatures and stabilises the periodic structure for all cooling functions.

e) Magnetic field

The magnetic field in a quiescent prominence is typically $8 \cdot 10^{-4} \text{ T}$: (Leroy, 1979; Tandberg Hanssen, 1974). The field lines are nearly horizontal and Athay et al. (1983) found that the mean value of the deviation from a horizontal field is only of the order of 3° . So it is clear that the vertical threads are not along the magnetic field. The orthogonal conduction could play a role in the determination of this fine structure if the parallel conduction were small, due to the great length of the flux tube where the orthogonal conduction is increased due to the narrow width.

f) Conduction

We can separate the conduction into two terms: one parallel to the magnetic field, the other perpendicular to it. The conduction term in 1 becomes:

$$\mathcal{F}_{||}(K_{||} \nabla_{||} T) + \mathcal{F}_{\perp}(K_{\perp} \nabla_{\perp} T)$$

Spitzer (1962) gives:

$$K_{||} = 1.8 \cdot 10^{-10} T^{5/2} / \log_e(\lambda) \text{ W}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

and

$$K_{\perp} = K_{||} \cdot 2 \cdot 10^{-31} n^2 / (T^2 B^2)$$

where B is the magnetic field, and λ and n , are, respectively, a number of order unity and the number of particles per unit volume. (In the latter case the ions are assumed to spiral many times between collisions, which is true in a chromospheric or coronal plasma).

Table 1. The cooling function $Q(T) = \chi T^\alpha$ according to Hildner (1974)

Temperature range (K)	χ (MKS)	α
$T < 1.5 \cdot 10^4$	$1.759 \cdot 10^{-13}$	7.4
$1.5 \cdot 10^4 < T < 8 \cdot 10^4$	$4.290 \cdot 10^{10}$	1.8
$8 \cdot 10^4 < T < 3 \cdot 10^5$	$2.860 \cdot 10^{19}$	0
$3 \cdot 10^5 < T < 8 \cdot 10^5$	$1.409 \cdot 10^{33}$	-2.5
$10^7 > T > 8 \cdot 10^5$	$1.970 \cdot 10^{24}$	-1.0
$T > 10^7$	$6.230 \cdot 10^{13}$	0.5

and we have:

$$\begin{aligned} \varrho_1 \cdot h - \varrho_1^2 \cdot Q(T_1) - \frac{K_0 \cdot 4}{\mu(l_1 + l_2)l_1} (T_1^\mu - T_2^\mu) \\ = \frac{p_1}{\gamma - 1} \cdot \frac{D}{Dt} (\log_e T_1 \varrho_1^{-(\gamma-1)}) \\ \varrho_2 \cdot h - \varrho_2^2 Q(T_2) + \frac{K_0 \cdot 4}{\mu(l_1 + l_2) \cdot l_1} (T_1^\mu - T_2^\mu) \\ = \frac{p_2}{\gamma - 1} \frac{D}{Dt} (\log_e T_2 \varrho_2^{-(\gamma-1)}) \end{aligned} \quad (3)$$

b) Static state

We set the right-hand side of Eq. (3) to zero and divide by ϱ^2 . With the perfect gas law, $p = \varrho kT/m$, we have:

$$\begin{aligned} \frac{k \cdot h \cdot T_1}{p \cdot m} - Q(T_1) - \frac{4 K_0 T_1^2 (T_1^\mu - T_2^\mu)}{\mu(l_1 + l_2) l_1 (p m/k)^2} = 0 \\ \frac{k \cdot h \cdot T_2}{p \cdot m} - Q(T_2) + \frac{4 K_0 T_1^2 (T_1^\mu - T_2^\mu)}{\mu(l_1 + l_2) l_2 (p m/k)^2} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

If we fix l_1, l_2, p and k , we have a system of two equations with the two unknowns T_1 and T_2 . But the solution of (4) is not unique for T_1 (see Fig. 4), and we choose to fix l_1, l_2, p and T_1 and compute T_2 and h . Then if we change T_1 we cover all the possible equilibria.

We introduce a net cooling function $C(T)$ in order to rewrite 4 as:

$$\begin{aligned} \frac{h T_1}{p m/k} - C(T_1) = 0 \\ \frac{h T_2}{p m/k} - C(T_2) = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

This has the advantage that the static state may be given by the intersection of a straight line with the cooling function in a logarithmic diagram just as in the case where there is no conduction. The total cooling functions $C(T_1)$ and $C(T_2)$ depend in general on both temperatures T_1 and T_2 , and we have to solve Eq. 4 before we can plot $C(T_1)$ and $C(T_2)$.

Equation 5 may be written in a more concise form (taking logarithms) as: $\log(hk/pm) + \log(T) = \log(C(T))$ with T equal to T_1 or T_2 , and the solution may be described graphically by plotting $\log(C(T))$. The intersection by the straight line given by $\log(hk/(pm)) + \log(T)$ gives the possible equilibria for given values of h, p, l_1 and l_2 . Figure 4 shows that in general there are three solutions, one cool: A, and two hot, B and C. We now investigate the stability of a periodic structure formed by the equilibria A and B or A and C.

3.1.4. Stability of the equilibria

We can analyse qualitatively the stability of the hot medium given in Fig. 4 when the conduction is negligible in comparison with radiative cooling. In this case, the function $C(T)$ reduces to the radiative cooling function, the hot and cool regions are decoupled, and $C(T)$ describes the cooling for both the equilibrium states and departures from equilibrium.

The point B in Fig. 4b for a length of 10^6 m is unstable. If T_1 grows, the heating grows faster than the net cooling function, the medium is heated and T_1 grows towards a very hot equilibrium.

We take $K_{||} = 10^{-11} T^{5/2}$ MKS which is typical for chromospheric conditions, and $K_{\perp} = 2.0/T^{5/2} B^2$ MKS with B in Tesla.

We write the convective flux in the form:

$$F_{||} = K_{||} \cdot T^{(\mu-1)} \cdot \frac{dT}{dx} \quad \text{with } \mu_{||} = 3.5$$

and

$$F_{\perp} = K_{\perp} \cdot T^{(\mu_{\perp}-1)} \cdot \frac{dT}{dx} \quad \text{with } \mu_{\perp} = -1.5 \quad (1')$$

and the conductive term in 1 becomes:

$$\frac{K_{||}}{\mu_{||}} \cdot \frac{d^2 T^{\mu_{||}}}{dx^2} + \frac{K_{\perp}}{\mu_{\perp}} \cdot \frac{d^2 T^{\mu_{\perp}}}{dy^2},$$

where x is a coordinate parallel to the magnetic field and y a coordinate orthogonal to the magnetic field.

3.1.3. Discretisation of the equation in one dimension

a) Basic equations

We want to find the static state of a structure as shown in Fig. 3, and we investigate first a one-dimensional model. The conductive flux takes the general form, for either parallel or orthogonal conduction.

To discretize the basic Eq. (1) we can rewrite it in an integral form as:

$$\int_V (\varrho h - \varrho^2 Q(T)) dV + \int_S F ds = \int_V \frac{p}{\gamma-1} \frac{D}{Dt} (\log T \varrho^{-(\gamma-1)}) dV$$

where S is the surface of the volume V .

For a one-dimensional model, two volumes V are taken, the slab l_1 and then the slab l_2 in Fig. 3, and we have the system:

$$\begin{aligned} [\varrho_1 \cdot h - \varrho_1^2 \cdot Q(T_1)] l_1 - 2F = l_1 \cdot \frac{p_1}{\gamma-1} \cdot \frac{D}{Dt} (\log(T_1 \cdot \varrho_1^{-(\gamma-1)})) \\ [\varrho_2 \cdot h - \varrho_2^2 \cdot Q(T_2)] l_2 + 2F = l_2 \cdot \frac{p_2}{\gamma-1} \cdot \frac{D}{Dt} (\log(T_2 \cdot \varrho_2^{-(\gamma-1)})) \end{aligned} \quad (2)$$

where F is the heat flux from the hot region 1 to the cool region 2. This flux may be crudely written using the average length $(l_1 + l_2)/2$ as

$$F = \frac{K(T_1^\mu - T_2^\mu)}{\mu(l_1 + l_2)/2}$$

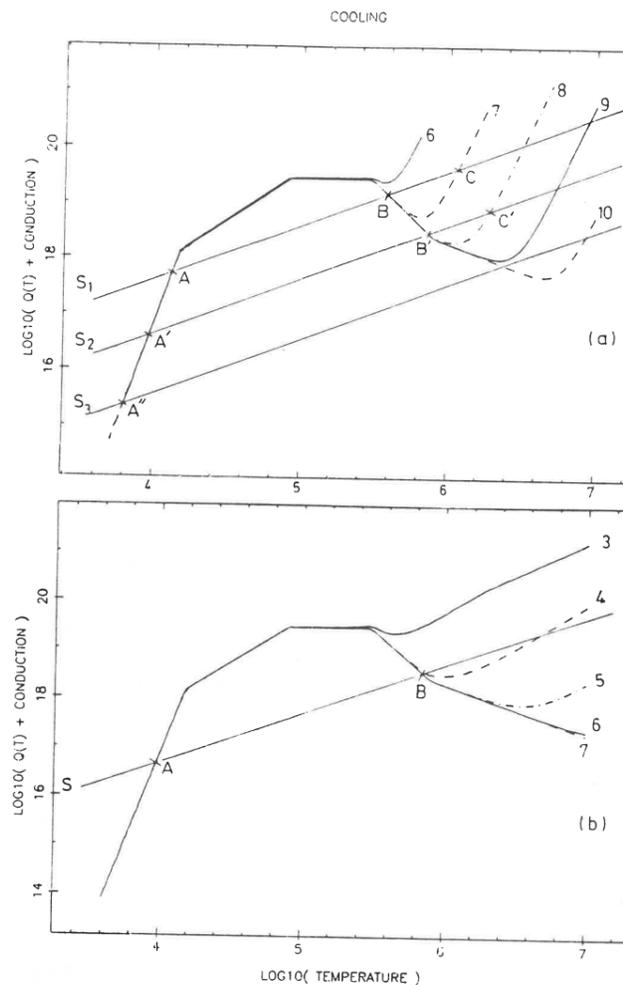


Fig. 4. Plot of the logarithm of the total cooling function (radiative + conduction) as a function of the logarithm of temperature for different scale lengths: 10^6-10^{10} m for the parallel conduction in Fig. 4a and 10^3-10^7 m for the orthogonal conduction in Fig. 4b. The straight lines S represent the assumed heating term of the form $h\varrho$ per unit of volume. A: cool equilibria, B and C: hot equilibria

However, equilibrium A is stable. This analysis of thermal instability may be found in Tandberg-Hanssen (1974).

When we have a non-negligible conductive heat flux, there is a link between the hot and the cool equilibrium. So we may expect that the stable cool one could stabilize the unstable hot one. But in general, in the cases with conduction, analysis of the stability cannot be done using Fig. 4. First the length of the structure may be changed, so that, the conductive term changes in a way that cannot be plotted in Fig. 4. Secondly, the two equilibria are linked by the conductive term, and the two temperatures are both allowed to change. However, in a simple case where the lengths are fixed and the low temperature is fixed or negligible in the conductive term, we can make a graphical analysis of the stability. To give a more general discussion of the stability we have to make a quantitative analysis.

We make a first order perturbation analysis for Eqs. (3), and let

$$T_1 \rightarrow T_1 (1 + T_1' e^{pt})$$

The propagation of sound waves are avoided by taking an isobaric perturbation. The variations of the lengths l_1 and l_2 are found by the conservation of mass, $\varrho l = \text{constants}$, as we assume that in a direction perpendicular to x (cf. Fig. 3) we have a fixed length.

$$\begin{aligned} p = \text{constant} \quad T' + \varrho' = 0 \\ \varrho l = \text{constant} \quad l' + \varrho' = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

The first equation of system (3) becomes:

$$\begin{aligned} T_1' [-h \varrho_1 + (2-x) \varrho_1^2 Q(T_1)] - \frac{2F}{\varrho_1} F' + \frac{2F l_1'}{l_2^2} \\ = \frac{\beta p_1}{\gamma-1} [T_1' + (\gamma-1) T_1'] \end{aligned} \quad (7)$$

with

$$F' = - \frac{[T_1' l_1 + T_2' l_2]}{l_1 + l_2} + \frac{2 K_0}{(l_1 + l_2) F} [T_1^\mu T_1' - T_2^\mu T_2']$$

By using (6) we can rewrite system (3) linearised to the first order of perturbation as:

$$\begin{aligned} (a\beta + b) T_1' + c T_2' = 0 \\ e T_1' + (f\beta + g) T_2' = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

where a, b, c, e, f, g are given by the static state. β is a solution of a second degree equation:

$$\left(\frac{\gamma p_0}{\gamma-1}\right)^2 \beta^2 + B \left(\frac{\gamma p_0}{\gamma-1}\right) \beta + C = 0, \quad (9)$$

where B and C are complicated functions of the equilibrium parameters:

$$\gamma p_0 \beta / (\gamma - 1) = 0.5 [-B \pm \sqrt{B^2 - 4C}].$$

Since $B^2 - 4C$ is always positive, there are two real solutions and therefore no oscillating transition regime. One solution is always negative and gives a stable perturbation. The sign of the other may change, and determine the stability of the solution.

3.2. Parallel conduction

3.2.1. Description of the result

For parallel conduction we take $\mu = 3.5$ so that the conduction increases greatly at high temperatures as shown in Fig. 4 (at high temperatures the conduction term varies as $T_1^{11/2}$). A typical length may be found by equating the cooling and the conduction functions for $T_1 = 10^6$ K and $T_2 = 10^4$ K. We find $l_{||} = 10^6$ m which is typical for the height or the length between two feet of a quiescent filament. This means that below this length the conduction dominates the cooling function at the high temperature and can stabilise the system.

For simplicity we first take $l_1 = l_2 = 1$ which does not change the general argument. Figure-4 shows the logarithm of the net cooling function $C(T)$ as a function of the logarithm of the temperature. The useful lengths are between 10^6 and 10^8 m. If the length is too short, there is no cool equilibrium, and if it is too long, there is no contribution of the conduction for temperatures lower than $5 \cdot 10^6$ K, and no stabilising effect.

When the high temperature moves from $8 \cdot 10^4$ K to 10^7 K the heating changes as plotted in Fig. 5; it presents a minimum when

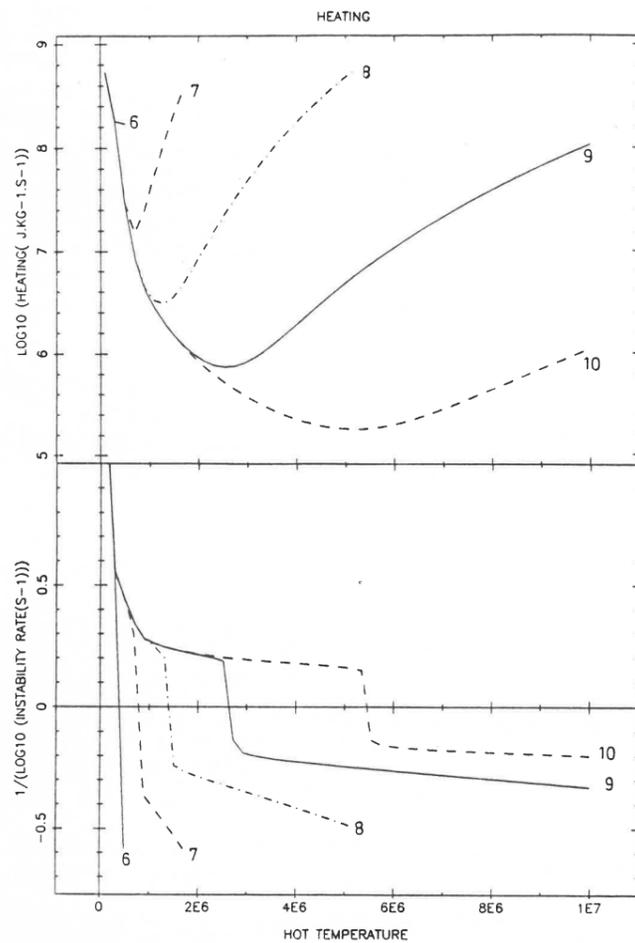


Fig. 5. Heating and instability as a function of the high temperature for parallel conduction. For the growth rate β we plot: $-\text{sign}(\beta)/\log_{10}(|\beta|)$. The stable equilibria are for a negative value. The inverse of the function plotted gives the logarithm of the time of evolution

the straight line is tangent to the total cooling curve. Consequently, we deduce that there is an allowed interval for the heating parameter h , $\log(h) \in [6.5, 8.5]$. If the heating is too large the cool equilibrium cannot exist.

The stability of the equilibria are shown in Fig. 5. To present a larger range of the instability rate we have plotted: $-\text{sign}(\beta)/\log_{10}(|\beta|)$. This transformation is monotonic and simple to inverse, but greatly emphasizes the region of interest where $\beta \approx 0$. Thus, the temperature where we have the change of stability is more clearly shown.

We see that a length of 10^8 m stabilises the system with a high temperature greater than $1.5 \cdot 10^6$ K. Short lengths stabilise the system with a lower high temperature, but the range of heating is narrower. In particular for $l = 10^6$ m the system is stabilised above $4 \cdot 10^5$ K, but the range of heating is only between $2 \cdot 10^8$ and $7 \cdot 10^8 \text{ kg s}^{-1}$ (for a pressure of 10^{-2} Nm^{-2}).

The instability growth rate of a hot medium without conduction is expressed by:

$$\beta = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma p_0} \right) (1 - \alpha_1) \varrho_1^2 Q_1$$

At a temperature of 10^6 K the growth time of the instability is 10^4 s (with $\gamma = 5/3$ and $p = 10^{-2} \text{ Nm}^{-2}$), which may be compared to the

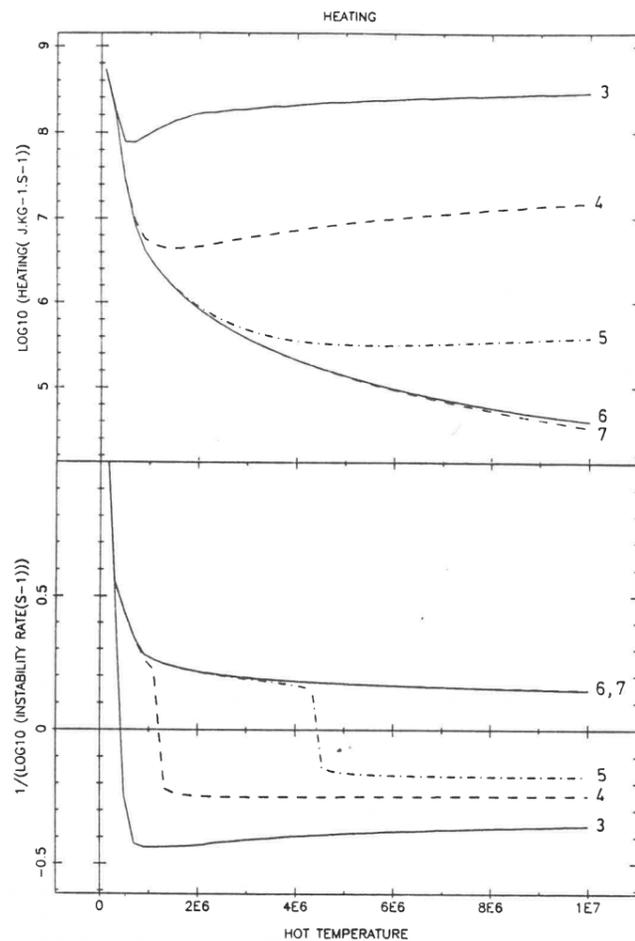


Fig. 6. Same as Fig. 5, but with orthogonal conduction in a field of 10^{-4} T (1 G). The case $l = 10^7$ m gives the case where the conduction is negligible

lifetime of the measured fine structures. For higher temperatures the growth time of the instability is less. The logarithm of the growth rate is plotted in Fig. 6 for the case $l_1 = 10^6$ or 10^7 m since the conduction is too weak to produce a stabilising effect, as we can see from Fig. 4, bottom.

For a short parallel length, e.g. 10^6 – 10^7 m, the stability of the system depends strongly on the high temperature. The growth or damping time ranges from 10^2 s to infinity, and the system may evolve in a time as short as 10^2 s by destruction or formation of the structure. For high temperatures close to $8 \cdot 10^4$ K we can have an instability growing in only a few seconds!

This analysis of the growth time of the instability and the fact that high and low temperature equilibria exist only in a narrow region of heating when the typical length is a few 10^6 m, suggest that the fine structure may be in perpetual evolution over a large time interval: $[1-10^5 \text{ s}]$. This time depends critically on the temperature for lengths of 10^6 – 10^7 m.

3.2.2. Discussion with $l_1 \neq l_2$

To discuss the case $l_1 \neq l_2$ we set $l_1 = l(1+r)$ and $l_2 = l(1-r)$. If r is taken positive, the hot region is thicker. The conduction term in the hot equation of (4) (first of both) is then reduced, so that the

system is less stabilised. If r is taken negative, we have a stabilising effect. For example, with the parallel conduction, the curve with $r = 0$ and $l = 10^8$ m of Fig. 5, which leads to a stable equilibrium above $1.4 \cdot 10^6$ K, gives with $r = -0.9$ a stable equilibrium above $9 \cdot 10^5$ K.

However, if we integrate (1) from a low temperature T_2 to a high temperature T_1 , we find that the region where T is high is much thicker than the region where T is low. This follows from the fact that the temperature increases rapidly when the temperature is in the range 10^4 – $10^{5.5}$ K since the radiative cooling then is very efficient. We then have $l_1 \gg l_2$, and the medium is more unstable than implied by the first analysis with $l_1 = l_2$. However, we recall that the discretisation of the flux is very crude and the energy equation is very non linear. In conclusion, it is not clear what ratio l_1/l_2 we have to choose to get a realistic analysis

3.2.3. Comparison with the model of Hood and Priest

a) Description of the model

Hood and Priest (1979) have modelled the coronal loop by the energy equation in a similar way to the one used here. They assume that the base of a coronal loop is in contact with the corona, and hence that the temperature is fixed at T_0 (they take $T_0 = 10^6$ K). They find the temperature T_1 at the top as a function of the other parameters T_0, p, h , and the length l of the half loop. The boundary conditions are completed with $dT/ds = 0$ at the summit, and they assume the loop to be symmetric. One way to find T_1 is to integrate the energy equation along the loop; however, the stability analysis is difficult. Instead they discretise the equation with only two temperatures T_1 and T_0 ,

$$h \varrho_1 - \varrho_1^2 Q(T_1) + \frac{2K_0}{l^2} T_1^{\mu-1} (T_0 - T_1) = 0 \quad (10)$$

as they used Eq. (1').

b) Comparison of the equations

For a high temperature T_1 , we have $T_1 \gg T_2$ and

$$\varrho_1^2 Q(T_1) \lesssim \varrho_1 h \ll \varrho_2 h \approx \varrho_2^2 Q_2 \quad (4) \text{ becomes}$$

$$h \varrho_1 - \varrho_1^2 Q(T_1) - \frac{2K_0 T_1^\mu}{\mu l^2} = 0 \quad (11)$$

$$h \varrho_2 - \varrho_2^2 Q(T_2) \approx 0$$

The equation giving T_1 is not very different from Eq. (10): for $T_1 \gg T_0$ the only difference is a factor μ for the conductive term. However, for $T_1 \ll T_0$ our results may not be compared directly with the results of Hood and Priest. The temperature T_0 is fixed to 10^6 K and the conduction term vanishes at this temperature. In particular it is this difference from the present work that permits Hood and Priest to decrease the scale length l to a very small value. Here a short length gives only a hot equilibrium.

For a low temperature T_1 , we have $T_1 < T_0$ and the temperature T_1 of Hood and Priest becomes a low temperature corresponding to T_2 in our analysis. Then we have to compare:

$$h \varrho_2 - \varrho_2^2 Q(T_2) + \frac{2K_0}{l^2} T_2^{\mu-1} (T_0 - T_2) = 0$$

and (11). For this case the formulations are very different.

c) Comparisons of the results

(i) Hood and Priest results:

Effect of h . This is shown using their Fig. 4, by placing a vertical straight line at $\gamma = \text{constant}$. When h decreases the high temperature equilibrium decreases also. However when h is lower than h_0 ($h_0 = \varrho_0 X_0 T_0^2$ with $T_0 = 10^6$ K), the hot equilibrium can exist only if the conduction is weak (γ and lp large). There is also a value h_{max} above which there is no cool solution. Crudely there exists an interval $[h_{\text{min}}, h_{\text{max}}]$ where the equilibrium hot - low is possible and stable.

Effect of length. The effect of l is complicated by the fact that we have to distinguish, as before, between $h > h_0$ and $h \leq h_0$. For $h > h_0$ there is always a hot equilibrium whose temperature decreases when l increases. But for $h < h_0$ the hot equilibrium is not possible for a range of L . For a complete description see their Fig. 4.

Effect of pressure. This is shown by their Fig. 1; if p increases too much there is no possible hot equilibrium.

(ii) The result of the present discretisation:

Effect of heating. The straight line in Fig. 4 is given by Eq. (5) and there is a maximum possible heating allowing a cool equilibrium given by:

$$h_{\text{max}} = \varrho Q(T) \quad \text{with } T = 8 \cdot 10^4 \text{ K}$$

There is a minimum possible heating for a given length, when the two curves are tangent, i.e., $h_{\text{min}}(p, l)$ and h is in the interval $[h_{\text{min}}(p, l), h_{\text{max}}(p, l)]$.

Effect of length. If the length is decreased there is a critical length below which there is no hot equilibrium. If we decrease the size of the structure, the conduction becomes too large and the hot equilibrium is not possible.

Effect of pressure. If the pressure is too low there is no cool medium (it is equivalent to the limit for too large heating). If the pressure is too large the hot medium cannot exist. This may be seen from Fig. 4a. If we take a periodic equilibrium with temperatures at points A and C and increase the pressure by a factor 10, the straight line S_1 goes to S_2 . The conduction term is decreased by a factor 100. This is equivalent to considering the curve with $l = 10^8$ m, so we see that the equilibrium becomes A' and C'. If the pressure is increased again there is no point C'.

We conclude that in order to have periodic equilibrium we must have

$$h \in [h_{\text{min}}, h_{\text{max}}] \quad \text{with} \quad p = 10^{-2} \text{ Nm}^{-2} : [10^{6.5}, 10^{8.9}]$$

$$l > l_{\text{min}} \quad l_{\text{min}} > 10^5 \text{ m}$$

$$p \in [p_{\text{min}}, p_{\text{max}}] \quad p_{\text{min}} \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{ Nm}^{-2}$$

$$p_{\text{max}} \approx 1 - 10^{-1} \text{ Nm}^{-2}$$

3.3. Orthogonal conduction

As for parallel conduction, we plot the solution of the system (4) as \log_{10} (total cooling) as a function of $\log_{10}(T)$, see Fig. 4b. The parameters are a magnetic field of 10^{-4} T and a pressure of 10^{-2} Nm^{-2} .

The low value of the orthogonal conduction means that we must have a very narrow width to obtain a conduction term

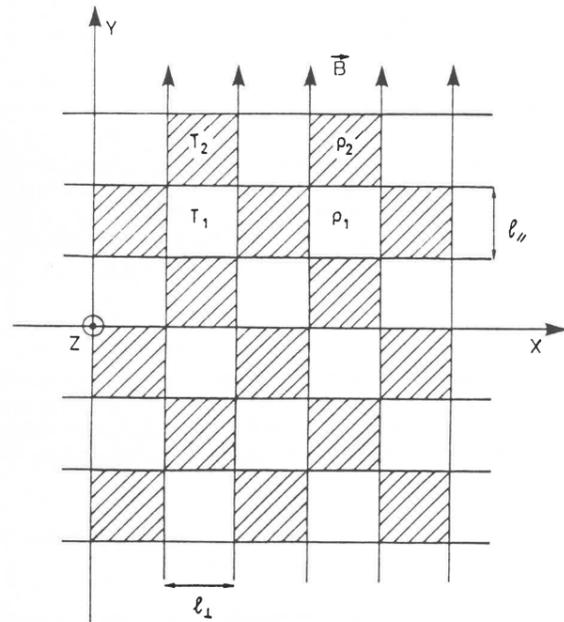


Fig. 7. The structure of the basic two-dimensional model. The magnetic field is parallel to the y axis. T_1 and T_2 are respectively hot and cold temperature regions. The scale lengths along x and y axis are respectively l_1 and $l_{||}$ (in general $l_1 \neq l_{||}$)

greater than the cooling term, and stabilise the system. Typical lengths are given by equating conduction and radiation at $T = 10^6$ K, $l = 10^4$ m.

Moreover the orthogonal conduction increases only slowly with the high temperature. For $T_1 \gg T_2$ the orthogonal term varies as $T_1^2 T_2^4 = T_1^{0.5}$ and the stability of the system with this conduction is even more difficult to find.

The analysis which follows for the orthogonal conduction is valid only if the parallel conduction is negligible, so that there is a large parallel scale of:

$$l_{||} \approx 10^8 - 10^9 \text{ m.}$$

Figure 6 shows the heating and the instability rate as functions of the high temperature T_1 . There is also a range $[h_{\min}, h_{\max}]$, similar to the parallel conduction case, where the periodic structure is possible. The range of growth time for the instability is of the same order as for parallel conduction, and allows, also, an intermediately rapid fluctuation in temperature. The hot medium is stabilized for reasonable temperatures ($T < 2 \cdot 10^6$ K) only for very short lengths of $l \leq 10^4$ m.

If we have turbulent conditions in the prominences, the orthogonal conductivity may be greatly enhanced. If we take an orthogonal conduction a hundred times larger, the length is increased by a factor of ten. On the other hand, the magnetic field there is only about 10^{-4} T, and if we take 10^{-3} T, and the same enhanced conductivity, we have the scale length given here.

3.4. Two-dimensional model

To investigate the effect of the two types of conduction we construct a two-dimensional periodic model (Fig. 7). The basic

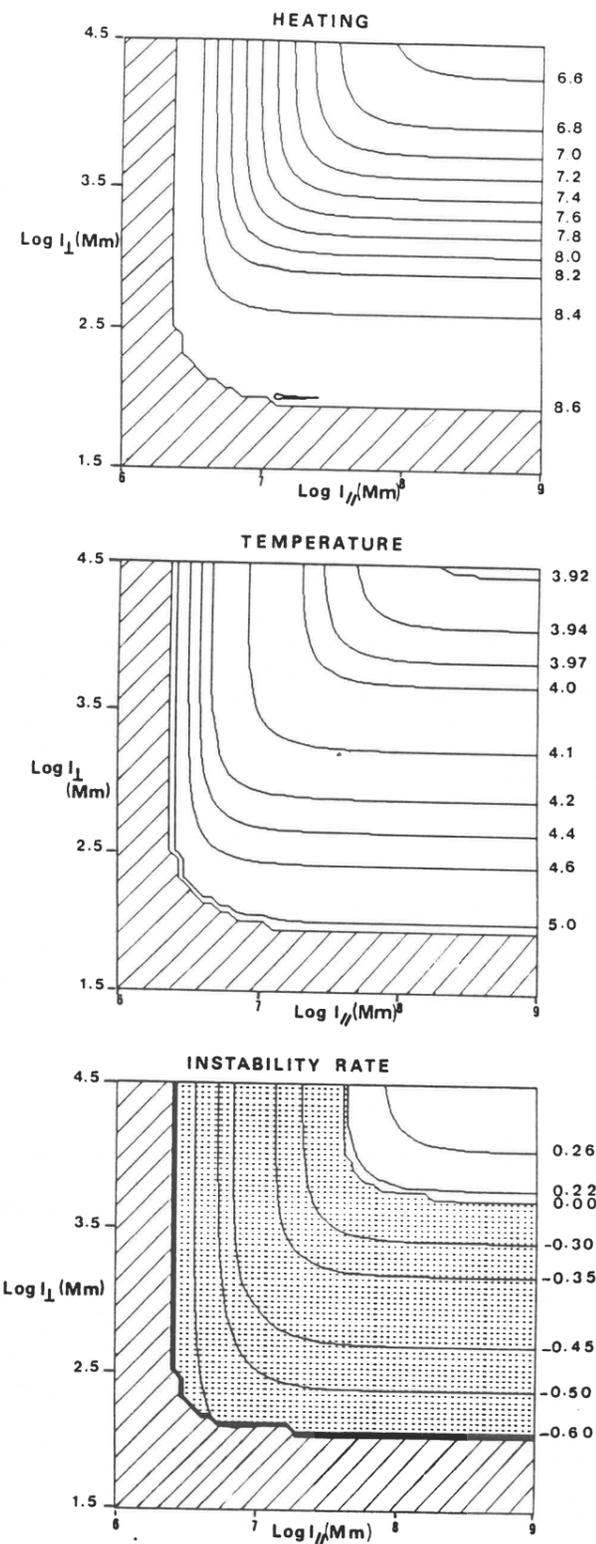


Fig. 8. Iso-contours of the heating: the low temperature and the instability rate in a diagram of $\log_{10}(l_{||})$, $\log_{10}(l_1)$. The hatched region represents a region where there are no cool equilibria possible. The dotted regions, represent a stable periodic structure. The level on the right of the diagram has the same meaning as the curve plotted in Figs. 5-6 (growth rate: $-\text{sign}(\beta)/\log_{10}(|\beta|)$)

equations are given by the discretisation of l in two dimensions. For the static state we then find:

$$e_1 h - e_1^2 Q(T_1) - 2 \frac{F_{||}}{l_{||}} - 2 \frac{F_{\perp}}{l_{\perp}} = 0$$

$$e_2 h - e_2^2 Q(T_2) + 2 \frac{F_{||}}{l_{||}} + 2 \frac{F_{\perp}}{l_{\perp}} = 0$$

The stability of the system is analysed in the same way as before. We assume that the perpendicular length l_{\perp} remains constant and the equation of conservation of mass gives the variation $\delta l_{||}$ of the parallel length.

The analysis of stability is made for a high temperature T_1 fixed at 10^6 K. The low temperature, heating and instability rate are contour plotted in Fig. 8 as functions of $\log l_{||}$, and $\log l_{\perp}$. The hatched region represents a region where the equilibria cannot exist because the heating is too large and there are no cool equilibria. The possible heating rate is in the interval $[10^{6.5}, 10^{8.5}]$ as found before. The low temperature is fixed near 10^4 K because the cooling function has a large slope near this temperature. A stable equilibrium can only exist in the dashed region of the instability-rate diagram. The instability rate is computed in the same way as for the one dimensional model. When the orthogonal conduction is negligible in comparison with parallel conduction, the instability rate is constant we then have a straight line parallel to the $\log(l_{\perp})$ axis, and similarly there is a straight line parallel to the $\log(l_{||})$ axis when the parallel conductivity is negligible. Hence, the corners of the level curves occur where the parallel conduction is of the same order as the orthogonal. The inverse of the logarithm of the instability rate is written for each level on the right of the diagram. The system is unstable for orthogonal lengths larger than $10^{3.5}$ m and parallel lengths larger than $10^{7.5}$ m, with a time of instability of typically a few hours.

4. Conclusion

We have presented observations of the fine structure of a quiescent filament seen on the solar disc in both intensity and velocity maps. The velocities are of the order of 1 km s^{-1} and therefore we investigate a static model. The stability of a hot and cool periodic structure has been found by approximating crudely the heat flux. We find that the periodic equilibria are possible only in a certain range of heating and pressure. The typical length has to be larger than a minimum, which is 10^5 m for parallel conduction and a few meter for orthogonal conduction. If the typical length is too large the hot equilibria are unstable (point B of Fig. 4) or too hot (point C of Fig. 4). If we compare with the scale of observed fine structure i.e., 10^6 m, the parallel conduction is too efficient to explain these structures, as this scale length is only possible in a narrow range of heating and pressure. On the other hand, the orthogonal conduction seems to be too small; to explain the observational lengths we need a turbulent medium with an orthogonal conduction enhanced by a factor 10^4 (in a field of 10^{-3} T).

We conclude that the typical width of the fine structure is between typical scale lengths given by the two classical conductivities, and that the two types of conductivity can influence the structure of the observed threads. We also have to remember

that the energy equation is very non-linear and there is a need for a better approximation than a linear expression for the heat flux.

Acknowledgements. The authors thank Dr. E. Tandberg-Hanssen for helpful comments on this paper. They are also grateful to C. Coutard and R. Hellier for the quality of H α data obtained with the MSDP spectrograph at Meudon. They are also indebted to S. Bordet for typing the manuscript.

References

- Dunn, R.B.: 1960, Ph. D. Thesis, Harvard University
- Engvold, O.: 1976, *Solar Phys.* **49**, 283
- Hildner, E.: 1974, *Solar Phys.* **35**, 123
- Hood, H.W., Priest, E.R.: 1979, *Astron. Astrophys.* **77**, 233
- Kippenhahn, R., Schluter, A.: 1957, *Z. Astrophys.* **43**, 36
- Kuperus, M., Tandberg-Hanssen, E.: 1967, *Solar Phys.* **2**, 39
- Leroy, S.L.: 1979, in: E. Jensen, P. Maltby, F.Q. Orall, eds. *Physics of Solar Prominences*, IAU Coll. **44**, 56
- Low, B.C.: 1987, *Solar Phys.* **75**, 119
- MacWhirter, R.W.P., Thonemam, P.C., Wilson, R.: 1975, *Astron. Astrophys.* **40**, 63
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P.: 1981, *Astron. Astrophys.* **102**, 124
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P.: 1983a, *Astron. Astrophys.* **119**, 1197
- Malherbe, J.M., Priest, E.R.: 1983b, *Astron. Astrophys.* **123**, 80
- Malville, K.: 1976, *Solar Phys.* **50**, 79
- Martres, M.J., Mein, P., Schmieder, B., Soru Escaut, I.: 1981, *Solar Phys.* **69**, 301
- Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* **54**, 45
- Mein, P.: 1984, *Chromospheric Diagnostics and Modelling*, Sunspot, NM, USA - NSO 297
- Menzel, D.H., Wolfbach, S.G.: 1960a, *Sky Tel.* **20**, 252
- Menzel, D.H., Wolfbach, S.G.: 1960b, *Astron. Journal* **65**, 54
- Mercier, C., Heyvaerts, J.: 1977, *Astron. Astrophys.* **61**, 685
- Orrall, F.Q., Zirker, J.B.: 1961, *Astrophys. J.* **134**, 72
- Parker, E.N.: 1963, *Interplanetary Dynamical Process*, Interscience, New York
- Pettit, E.: 1932, *Astrophys. J.* **76**, 9
- Raymond, J.C., Smith, B.W.: 1977, *Astrophys. J. Suppl.* **35**, 419
- Rosner, R., Turker, W.H., Waina, G.S.: 1978, *Astrophys. J.* **220**, 643
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.: 1984, *Astron. Astrophys.* **136**, 81
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Poland, A.I., Simon, G.: 1985, *Astron. Astrophys.* **153**, 64
- Simon, G., Schmieder, B., Démoulin, P., Poland, A.I.: 1986a, *Astron. Astrophys.* **166**, 319
- Simon, G., Schmieder, B., Démoulin, P., Malherbe, J.M., Poland, A.I.: 1986b, *Coronal Prominence Plasma*, Workshop, Berkeley, USA
- Spitzer, L.: 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, New York
- Steinolfson, R.S., Van Hoven, G.: 1984, *Astrophys. J.* **276**, 391
- Tachi, T., Steinolfson, R.S., Van Hoven, G.: 1985, *Solar Phys.* **95**, 119
- Tadashi, H.: 1986, *Solar Phys.* **100**, 415

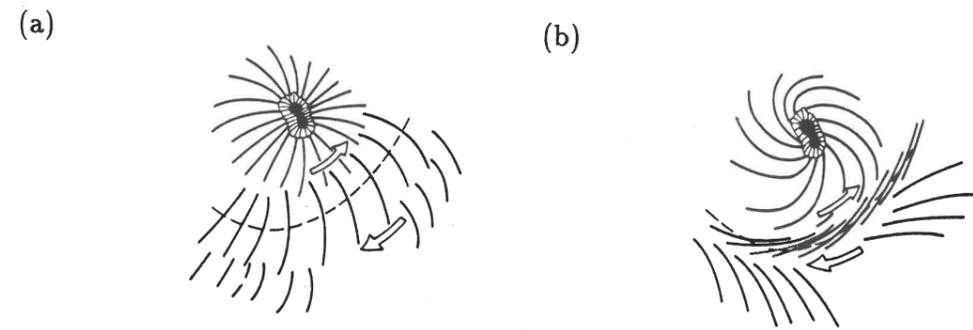
Raadu, M.A., Kuperus, M.: 1973, *Solar Phys.* **28**, 77
Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.:
1983, *Mem. Soc. Astron. Ital.* **55**, 319
Schmieder, B., Vial, J.C., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.: 1983,
Astron. Astrophys. **127**, 337
Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.:
1984, *Astron. Astrophys.* **136**, 81

325

Schmieder, B., Malherbe, J.M., Poland, A., Simon, G.: 1985,
Astron. Astrophys. **153**, 64
Simon, G., Mein, P., Vial, J.C., Shine, R.A., Woodgate, B.E.:
1982, *Astron. Astrophys.* **115**, 367
Woodgate, B.E., Tandberg-Hanssen, E.A., Bruner, F.C., Beckers,
P.J., Brand, J.C., Henze, W., Hyder, C.L., Kalet, M.W.,
Kenny, P.J., Knox, E.D., Michalitsianos, A.G., Rehse, R.,
Shine, R.A., Tinsley, H.D.: 1980, *Solar Phys.* **65**, 73

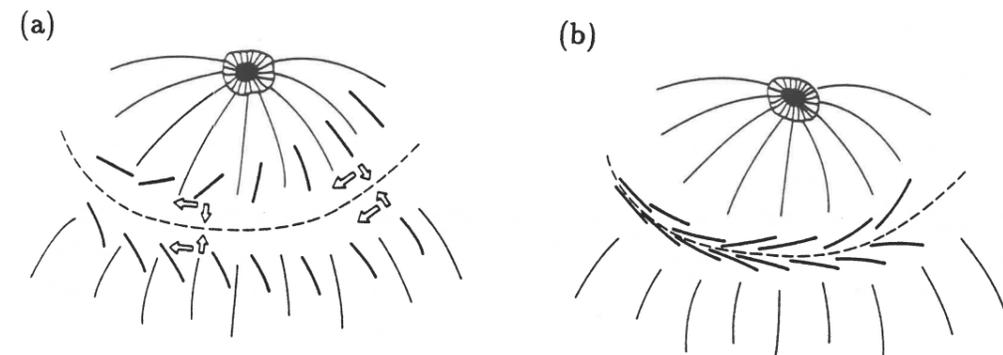
Chapitre C

Formation des protubérances solaires



Figures 1 : Formation d'une protubérance dans une région active, au voisinage d'une tache solaire.

Des mouvements photosphériques sont observés (représentés par des flèches), ils cisailent la structure magnétique: (a), et conduisent à l'alignement des fibriles: (b). Une protubérance peut alors se former. De faibles mouvements convergents sont aussi observés (représentés sur les figures 2). La majorité des protubérances actives se forme selon ce scénario. *Rompolt et Bogdan (1986)*.



Figures 2 : Formation d'une protubérance par des mouvements photosphériques parallèles.

L'évolution est similaire à celle décrite par les figures 1, mais avec des mouvements photosphériques parallèles. Le déplacement est principalement concentré au niveau de la ligne neutre. La formation d'une faible fraction des protubérances s'effectue selon ce processus. *Rompolt et Bogdan (1986)*.

1 Revue des modèles

1.1 Contraintes observationnelles

Les protubérances quiescentes, de même que celles des régions actives, se forment au-dessus de la ligne neutre séparant deux régions magnétiques de polarité opposée. De 10 à 30 minutes avant la formation d'une protubérance, un arrangement des fibriles est observé dans la chromosphère: elles subissent une rotation et s'alignent sur la ligne neutre photosphérique. Cette configuration est l'indication d'un champ très cisailé qui persistera après la disparition de la protubérance. Le champ restant alors fortement cisailé, la reformation est souvent observée: *Martin* (1973). Cela indique clairement qu'une configuration magnétique très particulière est nécessaire à la formation d'une protubérance. Bien que la formation des protubérances quiescentes et celle des protubérances des régions actives soient similaires, des processus physiques différents pourraient être en jeu. Je vais résumer la formation des deux classes de protubérance séparément, en mettant l'accent sur ces différences.

Les filaments des régions actives se forment en quelques dizaines de minutes jusqu'à quelques heures. Des images de haute résolution spatiale montrent que les fibriles coalignées sont en perpétuelle évolution, se formant et disparaissant en quelques minutes: *Martin* (1986). En moyenne, cependant, leur opacité et leur taille croissent dans le temps: ce dernier pourrait indiquer une modification de la configuration magnétique. Le cisaillement du champ, précédant la formation, est réalisé par des mouvements photosphériques. *Rompolt et Bogdan* (1986) ont observé deux types de mouvements photosphériques: soit anti-parallèles, soit parallèles, de part et d'autre de la ligne neutre: figures 1 et 2. Un faible mouvement convergent (vers la ligne neutre) est aussi observé dans les deux cas. Le premier cas est le plus fréquemment observé, il sera modélisé par une augmentation du cisaillement. Les fibriles denses vues en H_{α} croissant en longueur lors de la formation, *Rompolt et Bogdan* interprètent ces observations par une modification de la configuration magnétique et proposent un modèle de reconnexion magnétique pour expliquer ce fait: figure 3. Cette reconnexion pourrait correspondre aux observations de *Martin* (1986). Elle observe, au niveau chromosphérique, la convergence, puis l'assimilation de petits fragments magnétiques de polarité opposée. Ce phénomène commence quelques heures avant la formation du

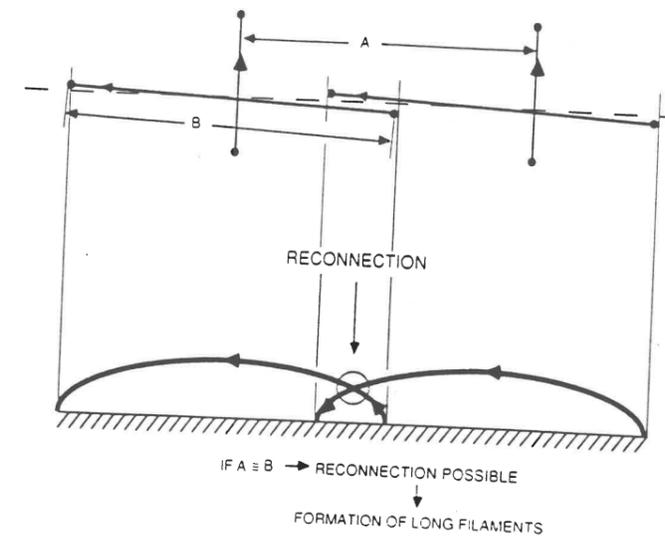


Figure 3 : Evolution possible des lignes de champ lors de la formation des protubérances. Les mouvements de cisaillement convergents des figures 1 rapprochent les lignes de champ. La reconnexion de lignes de champ voisines forme alors une boucle magnétique de plus grande taille tout en diminuant l'énergie du système. Ce processus est envisagé pour interpréter l'élongation des fibriles froides lors de la formation des protubérances. D'autres interprétations sans reconnexion sont possibles, par exemple dans le modèle de *Priest* où un tube de champ est torsadé: figure 10 du chapitre B. (1989). *Rompolt et Bogdan* (1986).

filament et est observé durant toute son existence. Cela indique-t-il une modification fondamentale de la structure magnétique nécessaire à la formation du filament, ou seulement une évolution forcée par la modification des couches sous-jacentes de la photosphère? Une autre interprétation, sans reconnexion, est proposée par *Priest et al* (1989): figure 10 du chapitre B; je l'exposerai plus en détail à la fin de cette section: figures 26 et 27.

Les protubérances quiescentes se forment en un laps de temps plus important: de quelques jours à quelques semaines. D'après les observations en H_{α} , les pieds semblent se former d'abord, puis les arches entre les pieds, moins denses, apparaissent. Cependant, l'observation dans la raie K_3 du calcium montre un autre aspect: le filament paraît se former dans sa totalité, alors que seuls, les pieds sont visibles en H_{α} : Malherbe (1988)! Cela peut être interprété par des gradients de température ou de densité. Mais il reste à comprendre le mécanisme de la formation des protubérances: débute-t-elle par celle du corps ou par celle des pieds, ou par les deux à la fois? La différence entre ces types de formation est importante car des mécanismes différents pourraient être en jeu (condensation coronale ou injection de matière chromosphérique?). Dans le premier cas, par exemple, la formation des pieds pourrait stimuler la formation du corps du filament en modifiant la configuration magnétique. De même, on observe que le filament s'étend progressivement le long de la ligne neutre, en formant de nouvelles structures. La modification de la structure magnétique par la matière condensée, et donc l'extension du filament, ne sont pas comprises actuellement.

La formation des protubérances fait appel à un mécanisme permettant de condenser de la matière froide et dense dans la couronne. Si l'on compare le temps de formation de l'ensemble de la structure au temps d'instabilité thermique de la couronne, on trouve une différence significative: quelques jours à quelques semaines pour le premier contre quelques heures pour le second. Cependant, le champ magnétique canalisant la chaleur, le temps d'évolution individuelle de chaque structure fine est plus significatif: il est beaucoup plus faible (de l'ordre de quelques dizaines de minutes). Il reste cependant difficile à interpréter car il correspond au "mixage" de divers phénomènes: condensation, déplacement de la matière, et variation de la fonction d'émission (liés à la modification de la densité, de l'opacité, du taux d'ionisation, et de la température). Il est à noter que l'on observe un temps de l'ordre du temps d'instabilité coronale lors des apparitions brusques. Cela correspond à l'apparition, en H_{α} , d'un filament qui avait été préalablement chauffé,

mais dont la matière existait à des températures coronales: *Mouradian et al* (1980).

Les observations laissent donc beaucoup de liberté pour les processus de formation des protubérances que l'on peut diviser en deux classes. Dans la première, la protubérance se forme par condensation de matière coronale, tandis que, pour la seconde, la masse est apportée de la chromosphère. Les observations montrent de grandes régions coronales de faible densité, appelées trous coronaux, au-dessus des protubérances quiescentes (voir chapitre A). La matière de la protubérance pourrait donc résulter d'une condensation de la matière coronale. Cependant, l'association de trous coronaux aux protubérances n'est pas systématique. Ces trous sont reliés à des configurations de champ magnétique ouvertes, et leur faible densité peut s'expliquer par le vent solaire (lent) qui prend naissance en partie dans ces régions. De plus, si l'on retient les fortes densités mesurées dans les protubérances ($n_e \geq 10^{11} \text{ p.cm}^{-3}$), la matière de la protubérance représente une fraction importante de la couronne ($\sim 20\%$), et la déplétion de masse observée dans le trou coronal n'est pas suffisante pour fournir cette masse. Il a donc été proposé que cette dernière provienne du vaste réservoir chromosphérique. Un tel processus n'a cependant pas encore été observé. La modélisation actuelle de la formation des protubérances comporte donc ces deux aspects: condensation coronale et injection de matière chromosphérique. Ces deux processus pourraient s'appliquer à des filaments de types différents, ou se compléter: par exemple, le processus de condensation coronale pourrait initialiser la formation de la protubérance et déclencherait un siphon (transport de matière de la chromosphère à la couronne) qui apporterait la quantité de matière nécessaire pour former une protubérance dense. Dans la majorité des modèles étudiés, l'instabilité thermique du plasma coronal a un rôle privilégié; je vais résumer les travaux la concernant au paragraphe suivant.

1.2 Propriétés de l'instabilité thermique dans un milieu uniforme

1.2.1 Généralités

L'instabilité thermique a été étudiée, dans un contexte astrophysique général, par *Field* (1965). Les principales hypothèses sont celles d'un plasma de

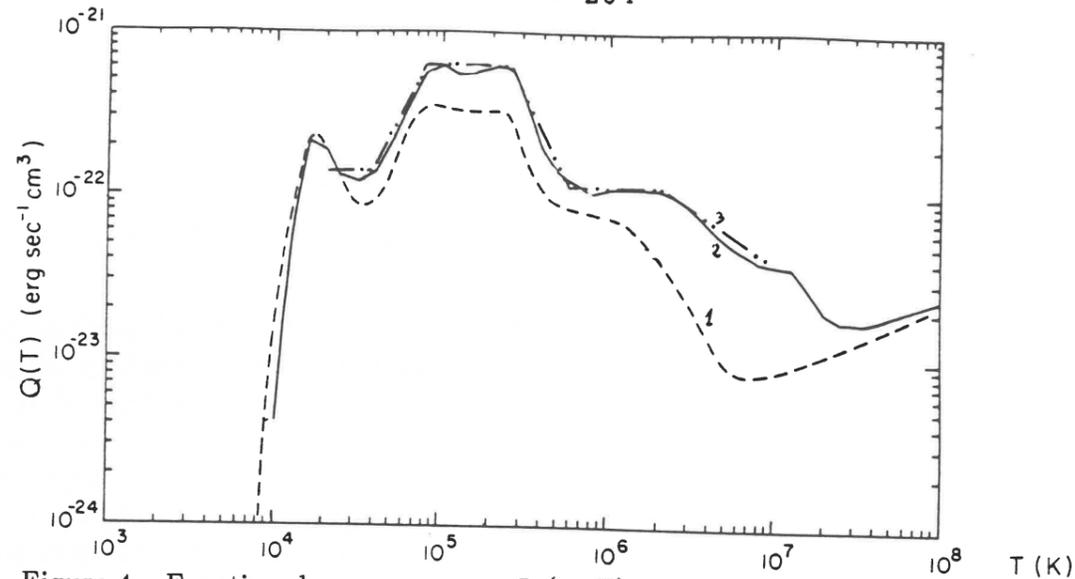


Figure 4 : Fonction de rayonnement $L_r(n_e, T)$.

Elle est calculée dans l'hypothèse optiquement mince et s'écrit: $L_r = n_e^2 Q(T)$. La courbe 1 représente les calculs de *Mc Whirter et al* (1975), la courbe 2 ceux de *Raymond et Smith* (1977), enfin la courbe 3 donne une interpolation analytique de *Rosner et al* (1978) pour la fonction $Q(T)$. Ces fonctions donnent une instabilité thermique du plasma pour $T > 8 \cdot 10^4$ K si la conduction est négligeable et le chauffage uniforme en volume ($1 \text{ erg.cm}^{-3} = 10^{-13} \text{ Wm}^{-3}$). *Rosner et al* (1978).

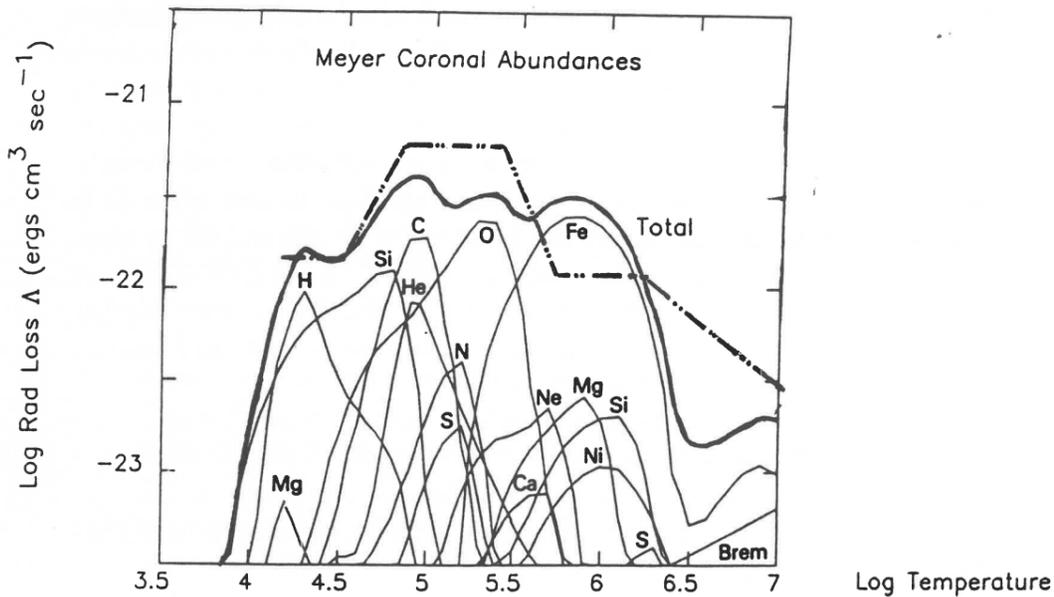


Figure 5 : Calculs récents de la fonction de rayonnement.

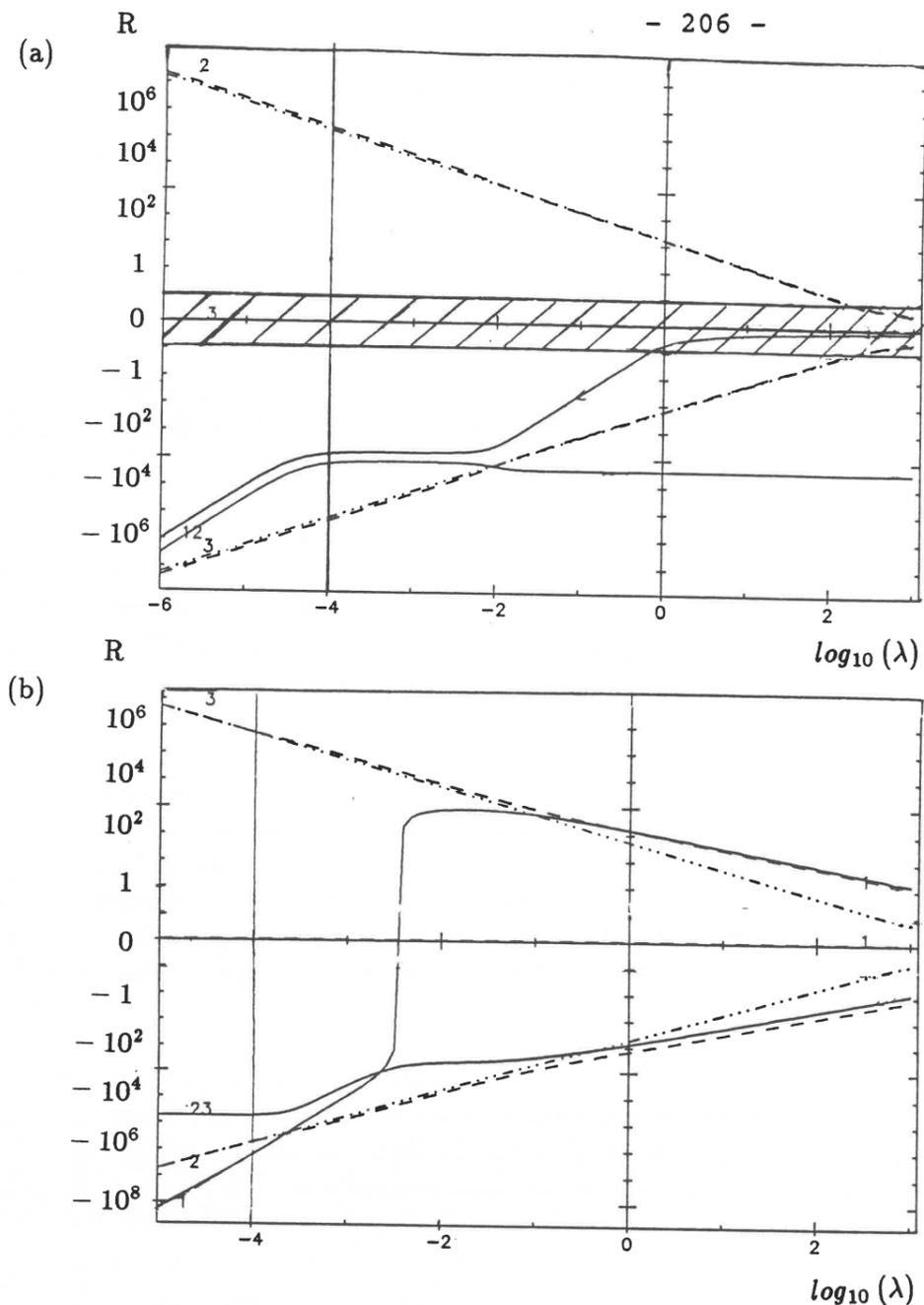
Cette figure montre la contribution des différents éléments à la fonction de rayonnement avec les abondances déduites de *Meyer* (1985). Il est à noter que les éléments peu abondants (d'abondance relative $< 2 \cdot 10^{-4}$ par rapport à l'hydrogène) sont très importants. Par exemple, la contribution du fer, d'abondance $\sim 4 \cdot 10^{-5}$, est déterminante aux températures coronales. L'interpolation de *Rosner et al* (courbe 3 de la figure 4) est reportée pour comparaison. Ces nouvelles données diminuent le taux de croissance de l'instabilité thermique dans la région de transition, mais augmentent celui-ci dans la couronne d'un facteur inférieur à 10. *Cook et al* (1989).

dimension infinie, en équilibre, de répartition uniforme en température et en densité, sans champ magnétique ni gravitation. La stabilité de cet équilibre est testée dans l'approximation des petites perturbations (domaine linéaire), en utilisant la décomposition de Fourier. Dans le contexte solaire, l'équilibre thermique initial est réalisé en égalant la fonction de rayonnement $L_r = n_e^2 \cdot Q(T)$ au terme de chauffage coronal E_H (n_e représentant la densité électronique et T la température).

La fonction de rayonnement L_r peut être calculée compte-tenu de l'abondance des éléments chimiques solaires et des connaissances de physique atomique, dans le cas optiquement mince: *Mc Whirter et al* (1975), *Raymond et Smith* (1977), *Rosner et al* (1978): figure 4, et plus récemment *Cook et al* (1989): figure 5. La fonction de chauffage est, en revanche, totalement inconnue dans le cas de la couronne solaire. Le chauffage est probablement de nature magnétique, mais de nombreuses divergences existent quant au mécanisme. Est-ce un chauffage par ondes magnétiques, ou par dissipation ohmique dans des nappes de courant, ou par dissipation visqueuse? Cela fait l'objet de nombreux travaux dont *Priest* (1988) donne une excellente revue. Suivant le traitement de *Field*, on impose simplement que le chauffage équilibre les pertes radiatives à l'équilibre. Ce dernier est ensuite perturbé, et, grâce à la linéarisation des équations de l'hydrodynamique, on peut tester analytiquement la stabilité linéaire du milieu.

L'instabilité du plasma chaud tient en la dépendance en ρ^2 de la fonction de rayonnement ainsi qu'en sa décroissance à haute température: la figure 4 représente $\log_{10}(Q(T))$ en fonction de $\log_{10}(T)$ pour un plasma solaire. Lorsque le plasma est légèrement refroidi, sa densité augmente, et la fonction de rayonnement s'accroît, ce qui refroidit encore plus le plasma: une catastrophe thermique apparaît alors, avec une condensation du plasma coronal. La conduction thermique s'oppose à la formation de gradient de température et a donc un effet stabilisant. Cependant, son importance diminue si la longueur caractéristique de la perturbation augmente; la stabilisation du plasma n'a donc lieu qu'au-dessous d'une longueur caractéristique critique λ_c . Si les conditions aux limites permettent des modes ayant une longueur supérieure à λ_c , le plasma coronal est instable.

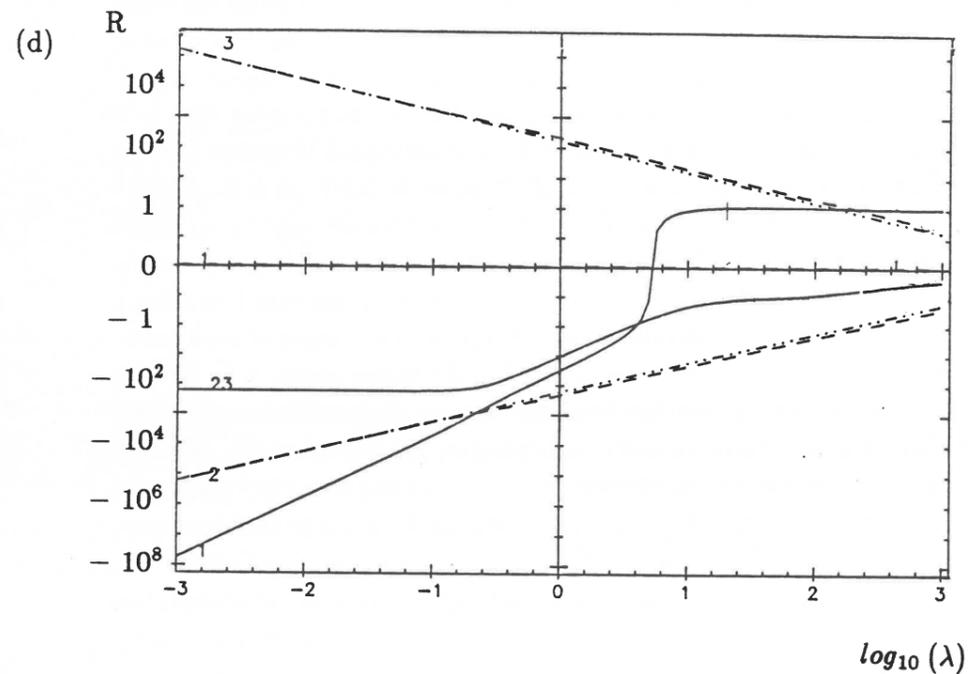
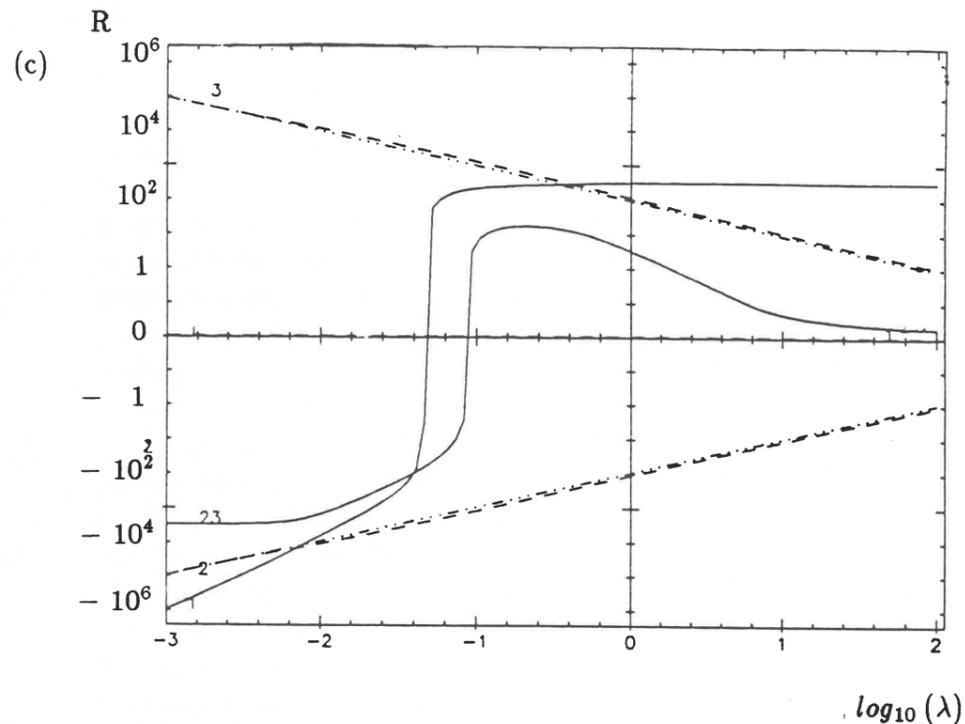
Une description plus quantitative s'impose pour fixer les ordres de grandeur. Les solutions sont développées sur une base dont les éléments sont de la forme $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} + Rt)$, où \mathbf{k} est le vecteur d'onde et R le taux de croissance. La fonction de rayonnement est donnée par $L_r = n_e^2 Q(T)$,



Figures 6 : Stabilité thermique d'un milieu uniforme.

Les résultats de l'étude d'un équilibre uniforme sont représentées pour différentes température d'équilibre T_0 : a: 10^4 K, b: 10^5 K, c: $10^{5.5}$ K, d: 10^6 K. La courbe 1 représente le mode d'instabilité thermique, le taux de croissance R est réel; les courbes 2 et 3 sont des ondes: les courbes en pointillés (respectivement en trait plein) donnent la partie imaginaire de R (respectivement la partie réelle). La solution avec des ondes adiabatiques est donné par les courbes en "tirets pointés". Le taux de croissance R et la longueur d'onde λ sont normalisés avec des grandeurs coronales typiques: $1/t_c = 5 \cdot 10^{-5} s^{-1}$ et $L = 10^8$ m. (La région centrale hachurée délimite une modification de la fonction tracée: elle n'est plus $\log_{10}(R)$ qui devient infinie pour $R = 0$).

$\log_{10} Q(T)$ étant représenté par la figure 4. Le chauffage est modélisé par: $E_H = H \cdot \rho^\delta \cdot T^\beta$, δ et β étant des paramètres, et H étant choisi pour que le chauffage égalise le rayonnement à l'équilibre. Deux temps caractéristiques interviennent dans le problème: le temps d'évolution thermique, noté t_{th} , et le temps de réponse dynamique, noté t_d . La résolution des équations linéarisées conduit à trois solutions pour le taux de croissance R , k étant fixé. L'une est purement réelle: elle correspond au mode de condensation. Les deux autres sont complexes $R = Re(R) + i.Im(R)$: ce sont des ondes. Ces dernières se propagent presque adiabatiquement, car $t_d/t_{th} \approx 10^{-1}, 10^{-2}$. Les figures 6 donnent l'évolution de $Re(R)$ et $Im(R)$ en fonction de la longueur d'onde ($\lambda = 2\pi/k$) de la perturbation pour différentes températures d'équilibre: $T_0 = 10^4, 10^5, 10^{5.5}$ et 10^6 K. Les variables ont été normalisées à des grandeurs coronales: la longueur d'onde λ est normalisée à 10^8 m et le taux de croissance R à $1/t_{th} \approx 5 \cdot 10^{-5} s^{-1}$. Un milieu de température $T_0 = 10^4$ K est stable pour toutes les perturbations; en revanche, pour $T_0 \geq 10^5$ K, une instabilité est présente aux grandes longueurs d'ondes. L'instabilité la plus rapide correspond à une température voisine de $10^{5.5}$ K, car la fonction de rayonnement L_r est alors maximum (et instable). Le temps d'instabilité ($1/R$) à $T_0 = 10^{5.5}$ K est de l'ordre de quelques dizaines de secondes, alors qu'il peut atteindre quelques heures à $T = 10^6$ K. Pour un milieu à $T_0 = 10^{5.5}$ K, même les solutions 2 et 3 (ondes) sont instables. On peut donc prévoir une région de transition hautement instable si sa taille est supérieure à la taille critique et une instabilité de la région de transition se développera beaucoup plus vite que dans la couronne. Cependant, les longueurs d'onde critiques données par les figures 6 sont faibles ($\lambda_c \approx 3 \cdot 10^5$ m à $T_0 = 10^5$ K et $\lambda_c \approx 5 \cdot 10^6$ m à $T_0 = 10^{5.5}$ K); une zone de transition étroite peut donc être stabilisée par la conduction thermique. Ce raisonnement est cependant qualitatif, car le gradient de température est important dans la région de transition alors que l'équilibre considéré ici est uniforme. L'instabilité thermique à des températures coronales n'est présente que pour des longueurs d'onde supérieures à $5 \cdot 10^8$ m; les longues boucles seraient donc les plus instables. Cependant, cela n'est qu'une étape dans l'étude de la stabilité thermique: la structure des boucles coronales est non uniforme en température, et la conduction thermique lie la couronne à la chromosphère. L'étude de la stabilité de ces structures non isothermes va fortement modifier ces résultats. L'étude du cas isotherme apporte néanmoins les éléments nécessaires à la compréhension de ces structures plus complexes.



Figures 6c et 6d

En résumé, le mode le plus instable est celui ne faisant pas intervenir d'ondes. Il est presque isobare, et son taux de croissance est donné par la relation simplifiée:

$$\gamma R P_0 = -F_{cond} T_0^\mu k^2 + (-\beta + \delta - \alpha + 2) L_{r0} \quad (1)$$

(Le flux de conduction est proportionnel à $d(T_0^\mu)/ds$, avec $\mu = 3.5$ pour la conduction parallèlement aux lignes de champ (Spicer, 1962) et $\gamma = C_p/C_v$ est le rapport des chaleurs massiques à pression et à volume constant). En l'absence de conduction, il y a instabilité thermique si $\beta - \delta - \alpha + 2 > 0$. Ainsi, le chauffage, comme la fonction de rayonnement, peut conduire à une instabilité. Dans ce cas, la conduction stabilise les longueurs d'onde plus courtes que λ_c (avec $k_c = 2\pi/\lambda_c$, k_c étant la valeur de k qui annule le deuxième membre de l'équation (1)). La formation des protubérances par instabilité thermique a été développée par de nombreux auteurs dont les deux paragraphes suivants sont des exemples.

1.2.2 Instabilité dans une arcade

Priest et Smith (1979) ont étudié l'instabilité thermique dans une arcade formée par un champ magnétique sans force à deux dimensions. L'équilibre est calculé en imposant la symétrie par rapport au sommet des lignes de champ, et des conditions de type coronal à la base: la densité et la température sont fixées à $n_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ p.m}^{-3}$ et $T_0 = 10^6 \text{ K}$, pour le plan $z = 0$. La figure 7 montre un exemple d'équilibre avec une région centrale plus froide. Lorsque la densité de base dépasse une valeur critique (de l'ordre de 10^{15} p.m^{-3}), un équilibre chaud n'est plus possible et le plasma se refroidit au sommet des lignes de champ. La pression diminue au sommet des arches magnétiques, ce qui déclenche des mouvements de matière: figure 8. Ceux-ci ont été modélisés par Ribes et Unno (1980). Il est à noter que ce modèle, bien qu'ayant une température non uniforme, réagit comme un milieu uniforme; cela justifie sa description par référence au paragraphe précédent, par opposition au paragraphe sur les boucles, car la modélisation de la zone de transition chromosphère-couronne n'a pas été réalisée. Un accroissement de la longueur ou du cisaillement des lignes de champ magnétique peut aussi déclencher une instabilité thermique. Ce modèle est donc en accord avec les observations et explique la taille finie de la protubérance: à faible hauteur, la conduction thermique stabilise le plasma chaud; à grande hauteur,

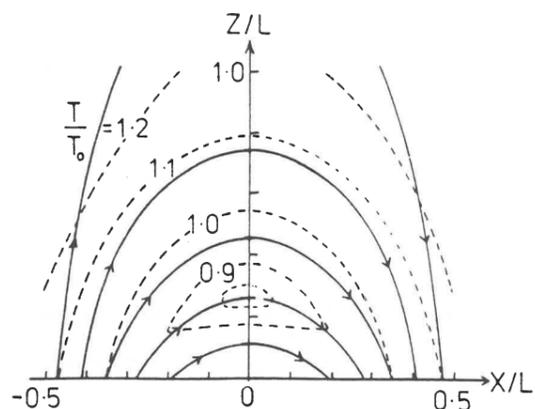


Figure 7 : Isothermes dans une arcade magnétique. Les conditions aux limites à la base sont fixées à des valeurs typiques de la couronne: $T_0 = 10^6$ K et $n_0 = 5 \cdot 10^8 \text{ p.cm}^{-3}$. Une région de basse température est présente au centre. Priest et Smith (1979).

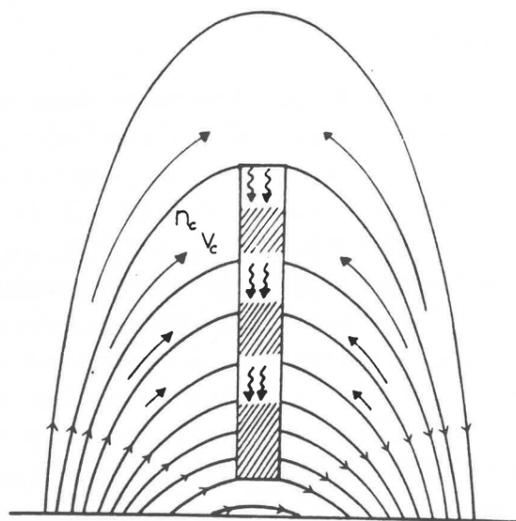


Figure 8 : Formation d'une protubérance dans une arcade. Lorsque la pression ou le cisaillement augmente, une instabilité thermique a lieu au sommet de l'arcade (la région correspondante est hachurée sur la figure). La pression décroît et un siphon en résulte, apportant de la matière depuis la chromosphère vers la région où l'instabilité thermique se développe. Il en résulte la formation d'une protubérance. Priest et Smith (1979).

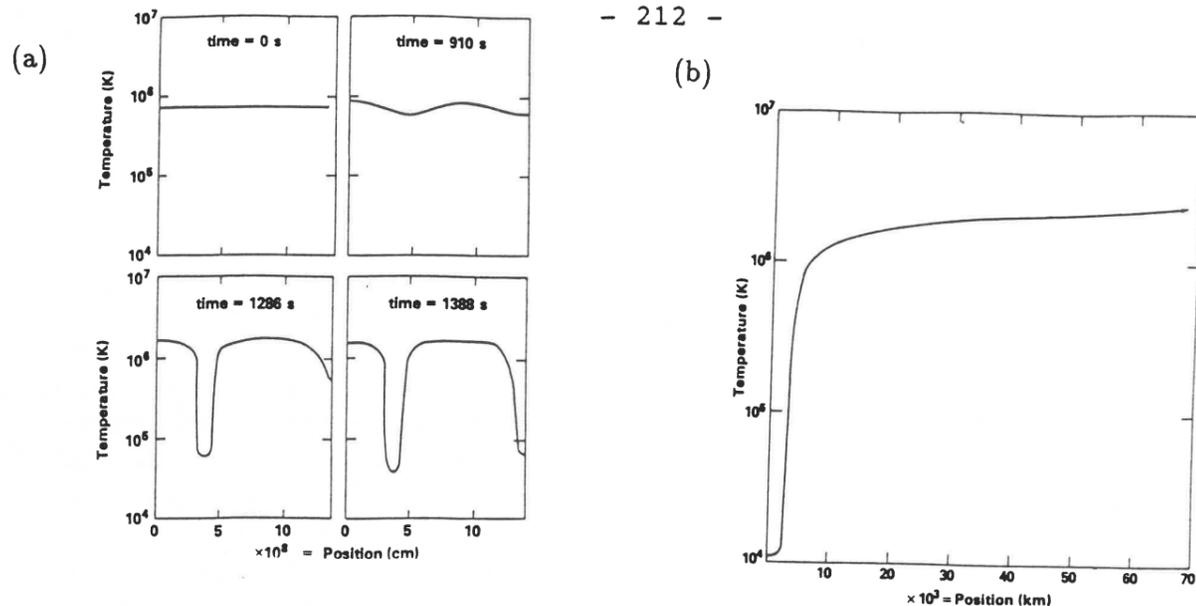
La décroissance de la densité diminue fortement la fonction de rayonnement, responsable de l'instabilité. Cependant, les conditions aux limites à la base sont incorrectes: si l'on poursuit le calcul pour $z < 0$, une zone de transition n'est pas trouvée; au contraire, la température croît! On ne peut donc avoir un profil de température réaliste connectant la couronne à la chromosphère. Le lien que tisse la conduction thermique entre la couronne et la chromosphère est ignoré. Cela a non seulement une implication sur l'équilibre, mais aussi sur la stabilité. Nous verrons, au paragraphe sur l'instabilité dans les boucles coronales, que le rôle de la zone de transition est fondamental: on ne peut analyser la stabilité de la couronne sans la relier aux régions plus froides car la conduction thermique répercute toute perturbation coronale dans ces régions.

1.2.3 Développement non linéaire de l'instabilité thermique

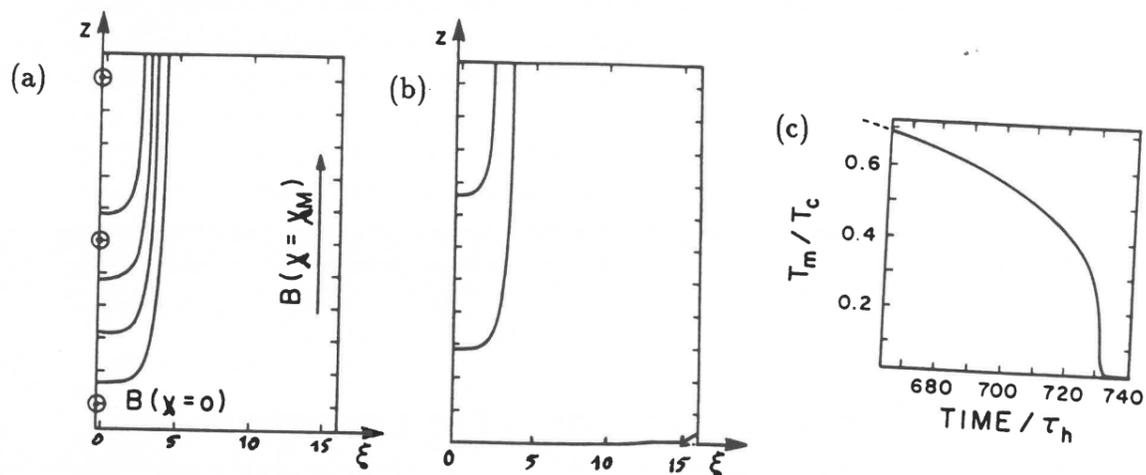
Le développement non linéaire de l'instabilité thermique, décrit par Field (1965), a été suivi numériquement par Raju (1968) dans un champ uniforme à une dimension, ainsi que par Hildner (1974) pour deux dimensions. Oran et al (1982) ont poursuivi ce travail. La perturbation initiale évolue sur le temps d'instabilité coronale calculé par la théorie linéaire, puis s'accélère rapidement lorsque la température atteinte est de l'ordre de 10^5 K: figure 9a. Une condensation froide ($T \approx 2 \cdot 10^4$ K), et dense est formée. Celle-ci est reliée aux régions chaudes voisines par une zone de transition: figure 9b. La région froide étant formée, le système est stabilisé, dans l'approximation à une dimension utilisée ici. Cela démontre la possibilité de former une condensation froide (une protubérance) dans un milieu initial de type coronal, mais en négligeant le lien thermique avec la chromosphère.

1.2.4 Instabilité thermique dans un champ magnétique cisailé

Chiuderi et Van Hoven (1979) ont analysé la stabilité du plasma coronal dans un champ cisailé. L'instabilité thermique est réalisée dans la région centrale où l'effet stabilisant de la conduction thermique est annulé par des lignes de champ très longues. Van Hoven et Mok (1984) et Van Hoven et al (1986) ont généralisé ces calculs en incluant la conduction perpendiculaire. Van Hoven et al (1987) ont étudié l'évolution de la condensation dans un champ cisailé sans gravité ni conduction perpendiculaire au champ magnétique. Les



Figures 9 : Evolution non linéaire de l'instabilité thermique. Les figures (a) montrent l'évolution non linéaire d'un milieu coronal initialement uniforme et instable dans l'approximation linéaire des petites perturbations. L'évolution est sensible à la fonction initiale introduite pour démarrer l'évolution. Il se forme cependant toujours une région dense, semblable à une protubérance. La figure (b) montre un profil de température typique de la condensation obtenue. *Oran et al (1982)*.



Figures 10 : Instabilité thermique à deux dimensions dans un champ cisailé.

La figure (a) donne la répartition de température dans l'approximation linéaire de la perturbation, et la figure (b) montre l'équilibre obtenu après l'évolution non linéaire de perturbation. La température minimum (respectivement maximum) vaut alors $6 \cdot 10^{-3} T_c$ (respectivement $1.3 T_c$), T_c représentant la température coronale initiale de l'équilibre uniforme. L'abscisse ξ est proportionnelle à $\sinh(x)$, ce qui permet de visualiser les faibles tailles près de $x = 0$; la direction du champ magnétique dans le plan de la figure est montrée pour deux positions: $x = 0$ et $x = x_M$. La figure (c) montre l'évolution de la température minimum. Le refroidissement catastrophique, puis le nouvel équilibre sont bien visibles. *Van Hoven et al (1987)*.

résultats sont résumés par les figures 10. Le champ magnétique initial est:

$$\mathbf{B} = B_0 [\operatorname{sech}(x/a) \mathbf{e}_y + \tanh(x/a) \mathbf{e}_z]$$

Cette configuration est formée de lignes de champ rectilignes qui pivotent progressivement autour de l'axe Ox lorsque x varie. Le champ magnétique a une direction opposée pour les deux limites $x \rightarrow \infty$ et $x \rightarrow -\infty$. Comme dans les travaux cités précédemment, l'instabilité thermique est créée (au voisinage du plan $x = 0$) par la grande longueur des lignes de champ. Cela conduit à former une condensation froide à une température $T \approx 10^4$ K. Le champ magnétique freine simplement le processus, car le plasma est supposé "gelé" dans le champ: la diminution de la pression gazeuse au niveau de la condensation ne se traduit qu'en une faible diminution de la pression totale, ce qui retarde l'évolution car la dynamique du phénomène est régie par la pression totale, somme des pressions gazeuse et magnétique.

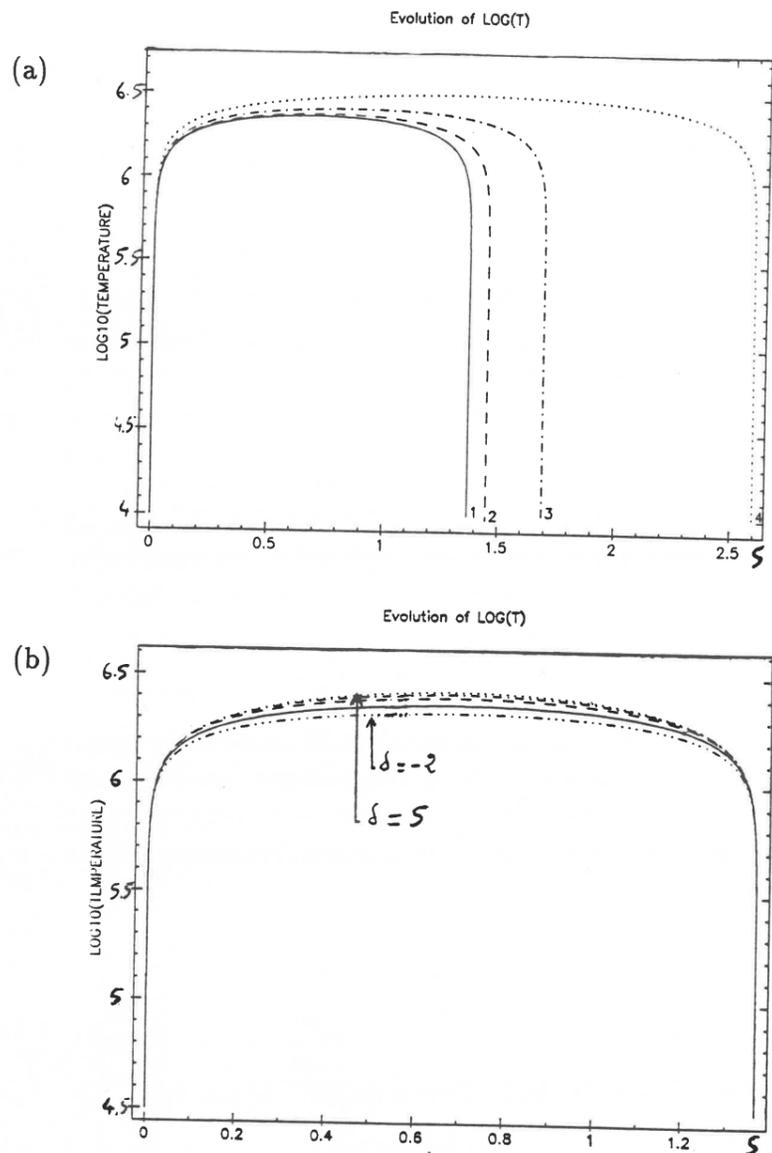
En conclusion, ces travaux développent l'étude de la stabilité d'un milieu uniforme infini à des configurations avec champ magnétique, en décrivant l'évolution non linéaire de l'instabilité. Elles omettent cependant un point qui me semble essentiel: la connexion, via la conduction thermique, de la couronne à la haute chromosphère.

1.3 Propriétés de l'instabilité thermique dans un milieu non uniforme: boucles coronales

1.3.1 Equilibre

Le champ magnétique est supposé statique et canalise seulement la chaleur, ce qui permet de réduire le problème à une dimension. De plus, si l'on néglige la variation de la section du tube de champ et la gravité, les équations de l'équilibre se réduisent à:

$$\begin{aligned} \partial/\partial s (\kappa_0 T^{5/2} \partial T/\partial s) &= n_e^2 Q(T) - E_H & (2) \\ \text{où, en abrégé: } C &= L_r - E_H \\ \text{et } P &= \text{constante.} \end{aligned}$$



Figures 11 : Modélisation du profil de température d'une boucle coronale. L'abscisse est linéaire, mais l'ordonnée est logarithmique. La figure (a) montre l'influence du flux thermique F_B à la base de la boucle, les autres paramètres de l'équilibre étant fixés: 1: $F_B = 0$, 2: $F_B = 500$, 3: $F_B = 10^3$, 4: $F_B = 2 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-2}$. (La résolution de la région de transition nécessite une abscisse logarithmique: figure 14). La figure (b) montre la faible influence de l'exposant δ de la fonction de chauffage sur l'équilibre, la longueur étant fixée ($E_H = H \cdot \rho^\delta \cdot T^\beta$). Le paramètre β ou la dépendance de H en fonction de la position dans la boucle (s) ont des effets similaires à ceux donnés pour le paramètre δ sur le profil de température de l'équilibre.

$Q(T)$ est donnée par l'une des courbes des figures 4 et 5, et E_H est paramétrisée par $E_H = H \cdot \rho^\delta \cdot T^\beta$. L'échelle caractéristique donnée par l'équation (2) est:

$$L(T) = \left(\frac{k^2 \kappa_0 T^{11/2}}{P^2 \cdot \max(Q(T), E_H/n_e^2)} \right)^{1/2}$$

On a les ordres de grandeurs suivants:

- $L(T \approx 10^4 \text{ K}) \approx 500 \text{ m}$: la conduction est négligeable dans la chromosphère,
- $L(T \approx 10^5 \text{ K}) \approx 3 \cdot 10^5 \text{ m}$: taille de la zone de transition,
- $L(T \approx 10^6 \text{ K}) \approx 3 \cdot 10^7 \text{ m}$: taille d'une boucle coronale moyenne.

Une boucle coronale est donc presque entièrement remplie de matière coronale. Les figures 11 donnent des exemples d'intégration de l'équation (2); l'abscisse étant linéaire, la zone de transition n'est pas résolue; une abscisse logarithmique le permet: figure 14. L'équilibre est déterminé par T_B , F_B (température et flux de base), P et les fonctions $Q(T)$ et E_H . Les observations montrent que le gradient de température diminue près de la région dont la température est voisine de $2 \cdot 10^4 \text{ K}$. Cette région, appelée "plateau" pour cela, est créée par l'opacité importante du plasma à cette température, dans le continuum de Lyman α . Ainsi, de nombreux modèles supposent la boucle isolée: $F_B \approx 0$. D'autres modèles négligent les problèmes de transfert de rayonnement dans la haute chromosphère et utilisent l'équation (2), abusivement, jusqu'à la chromosphère, ce qui conduit encore à la condition $F_B \approx 0$. Pour ces boucles isolées, des relations d'échelles simples existent. On les obtient par intégration de (2), en ne retenant que les effets les plus importants: Rosner et al (1978), Roberts et Frankenthal (1980), Chiuderi et al (1981). On obtient approximativement:

$$\begin{aligned} H &\propto T_M^{-(\gamma+3)} P^2 \\ L &\propto T_M^{(7-2\gamma)/4} H^{-1/2} \\ L &\propto P^{-1} T_M^{13/4} \end{aligned}$$

avec: $\gamma = \beta - \delta$, L = longueur de la boucle, T_M = température maximum.

Ces relations simples sont vraies pour $T_B \leq 10^5 \text{ K}$, $F_B \leq 500 \text{ W.m}^{-2}$. Cependant, les problèmes de transfert de rayonnement invalident l'équation (2) au-dessous d'une température de $3 \cdot 10^4 \text{ K}$. Une boucle isolée n'a pas alors de sens particulier: si l'importante opacité du gaz fixe la température

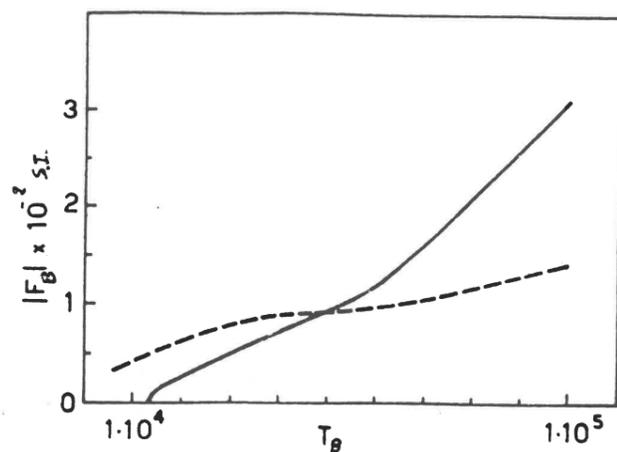


Figure 12 : Influence de la température et du flux de base (T_B et F_B) sur la stabilité des boucles coronales.

Les courbes représentent la stabilité marginale pour deux fonctions de rayonnement $Q(T)$. L'équilibre est stable au-dessus de chaque courbe. Une température de base faible ou un flux important stabilise la région de transition et donc la boucle. *Chiuderi et al* (1981).

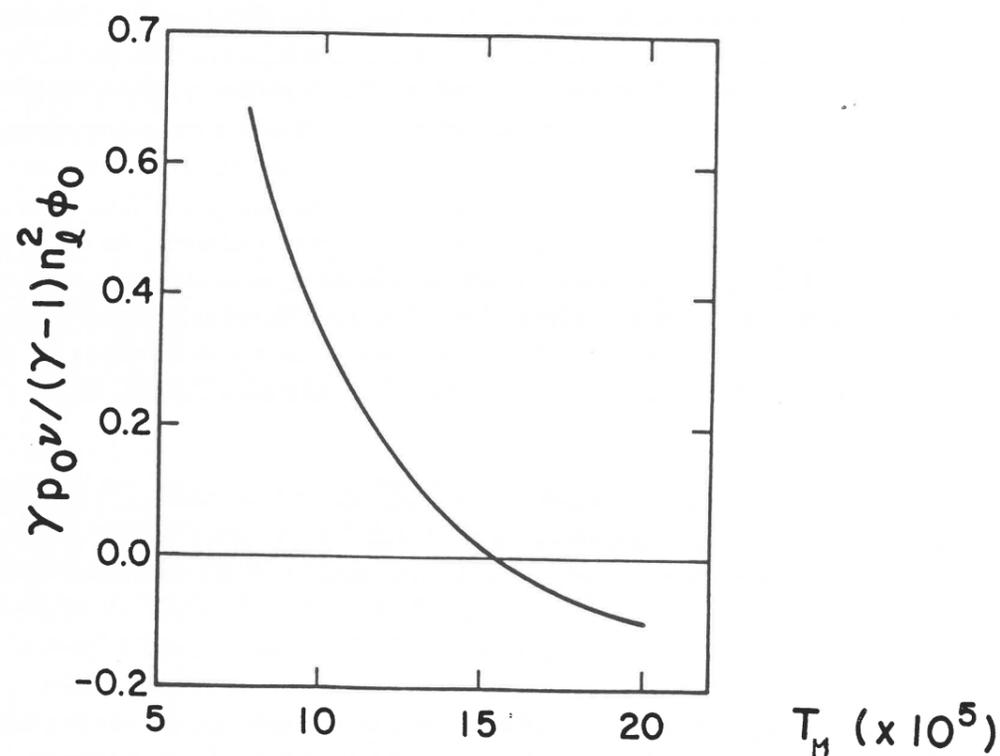


Figure 13 : Taux de croissance de l'instabilité en fonction de la température maximum T_M . Ces calculs supposent une boucle isolée à la base ($F_B = 0$) et une température de base faible: $T_B \approx 6 \cdot 10^3$ K. La stabilité est obtenue pour une température maximum grande, ou, ce qui est équivalent, une grande longueur. *Mok et Van Hoven* (1988).

dans une certaine région (à $2 \cdot 10^4$ K par exemple), cette zone joue le rôle de thermostat et le flux de chaleur n'est pas imposé par cette région, mais par le chauffage apporté à la couronne. Il est donc nécessaire d'étudier des équilibres non isolés à la base avec une température de base $T_B \geq 2 \cdot 10^4$ K (une discussion plus détaillée est donnée dans l'article A11). La figure 11a montre l'influence du flux de base pour $T_B = 10^4$ K et la figure 11b décrit l'influence de la fonction de chauffage à longueur fixée. L'équilibre est ainsi insensible au paramètre δ . Il en est de même pour le paramètre β ou une fonction de chauffage dépendant de l'abscisse. Cela provient du fait que la conduction répartit la chaleur disponible sur toute la boucle, et de la dépendance rapide du coefficient de conductivité thermique avec la température. Une région coronale presque isotherme en contact avec une zone de transition très étroite est ainsi créée. En conclusion, l'équation (2) permet d'interpréter les observations, mais ne donne aucune indication sur la répartition du chauffage coronal. La simplicité, et donc l'universalité, des échelles de longueurs sont aussi leurs défauts: peu de paramètres interviennent dans l'équilibre (seulement L, T_M, P et H), et l'observation du profil de température ne donne que peu d'informations sur les paramètres du milieu. Les conditions de stabilité des boucles peuvent alors apporter de précieuses informations supplémentaires.

1.3.2 Stabilité linéaire

C'est un sujet complexe et controversé. Je me contenterai ici d'esquisser le problème, en schématisant et en ne gardant que les faits marquants. Une discussion plus détaillée est faite dans l'article A11 et dans les références citées. La stabilité d'une boucle incluant de la matière coronale et chromosphérique est fondamentalement différente de celle d'un équilibre uniforme. La fonction de rayonnement est très importante dans la région de transition, et l'équilibre est assuré par la conduction thermique ($L_r \approx C$) et non par le chauffage (dans le milieu uniforme, au contraire, on a: $L_r \approx E_H$). La couronne, en revanche, est en équilibre entre le chauffage et la conduction ($E_H \approx C$). Donc, contrairement au milieu uniforme, la conduction thermique est, par construction, de l'ordre de grandeur des fonctions de rayonnement et de chauffage. Une boucle est alors, en général, près de la stabilité marginale. De plus, la fonction de rayonnement étant importante et fortement instable dans la région de transition, la stabilité sera affectée non seulement par les paramètres de la couronne mais aussi par les paramètres décrivant le profil de

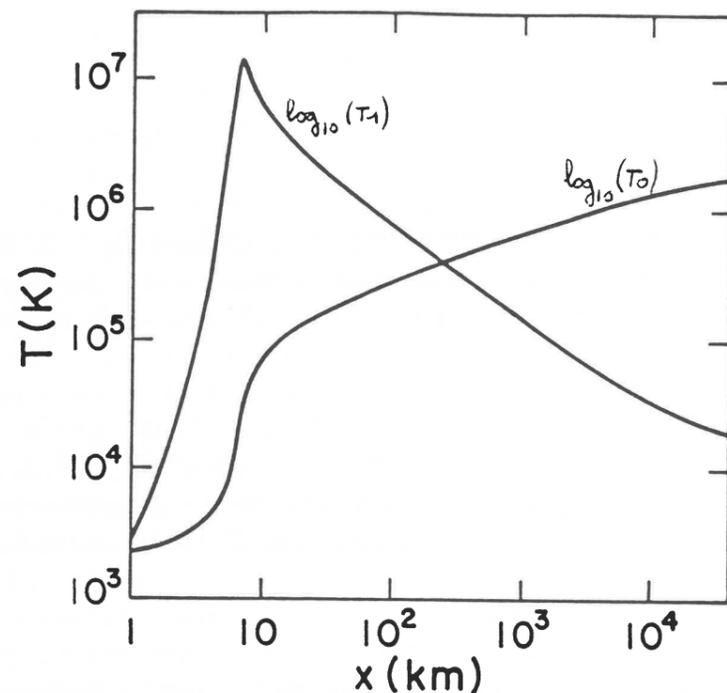


Figure 14 : Profil de la température d'équilibre (T_0) et de la perturbation (T_1) pour une boucle isolée ($F_B = 0$).

La perturbation est concentrée dans la région de transition. La température de base T_B est très basse dans cet exemple, mais des résultats similaires sont obtenus pour $T_B < 10^5$ K. Mok et Van Hoven (1988).

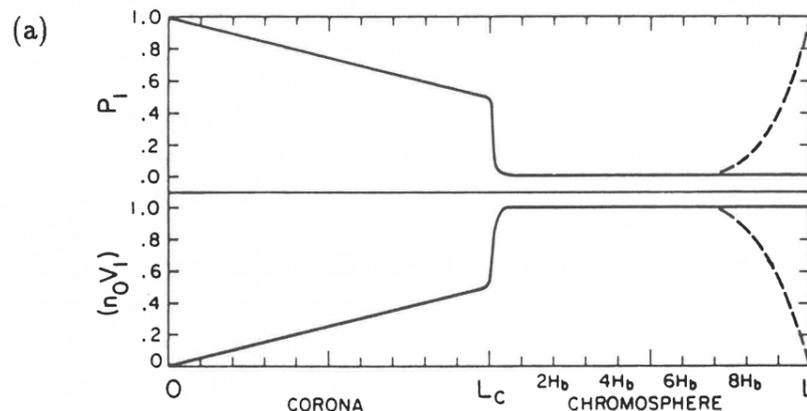


Figure 15a : Fonctions propres d'une boucle coronale couplée à la chromosphère.

La pression et flux de masse de la perturbation sont représentés pour deux conditions aux limites à la base: le profil en trait continu représente le cas où la perturbation de vitesse et de température s'annule, alors que le profil en traits pointillés représente le cas où la perturbation de pression et de température s'annule. Les deux solutions sont identiques sauf dans la partie inférieure de la chromosphère. Antiochos et al (1985).

température de la région de transition, T_B et F_B par exemple. Pour étudier la stabilité de la boucle, des conditions aux limites, modélisant la réaction de la région adjacente à la boucle doivent être fixées à la base. Mais, comme la réaction des couches supérieures de la chromosphère est inconnue, de multiples conditions aux limites sont possibles! Ces différents points impliquent qu'un grand nombre de paramètres influence la stabilité d'une boucle. Beaucoup d'entre eux n'étant pas fixés par les observations, la comparaison entre les travaux de différents auteurs est donc difficile; ce qui permet d'expliquer, en partie, les controverses existant dans ce domaine.

En se limitant à des boucles de section constante, sans gravité, et isolées ($F_B = 0$), Antiochos (1979), Hood et Priest (1980), concluent que les boucles thermiquement isolées sont instables. Cependant, Chiuderi et al (1981) montrent qu'elles peuvent être stabilisées par une diminution de la température de base T_B et(/ou) par un accroissement du flux de base F_B : figure 12. Mok et Van Hoven (1988) donnent aussi des conditions permettant de stabiliser les boucles coronales. Cela est réalisé en augmentant sa température maximum T_M (ou sa longueur L): figure 13. Ce résultat, en accord avec les observations, montre clairement la différence avec le milieu uniforme: une augmentation de longueur déstabiliserait un milieu uniforme. Il est à noter que ces résultats sont obtenus dans des conditions différentes de celles de Chiuderi et al: en particulier, la température de base est très faible ($\approx 6 \cdot 10^3$ K). Dans les cas instables, l'ordre de grandeur du temps d'instabilité trouvé, comparable au temps d'instabilité thermique de la couronne, ne doit cependant pas prêter à confusion: l'instabilité est concentrée dans la région de transition: figure 14. Cette localisation provient de la grande importance de la fonction de rayonnement à ces températures. Ce n'est donc pas une instabilité de la couronne qui est stable si la fonction de chauffage n'est pas trop instable (ce qui serait le cas si $\delta \ll -1$ ou $\beta \gg +1$). Je ne discuterai pas plus amplement de l'effet des divers paramètres si ce n'est du problème du choix des conditions aux limites, qui mérite une attention particulière. Celles-ci sont fixées à la base et au sommet de la boucle. La symétrie supposée de l'équilibre permet de fixer simplement les conditions aux limites au sommet: les modes sont symétriques ou antisymétriques par rapport au sommet de la boucle. De plus, Chiuderi et al (1981) ont montré que le premier mode symétrique en température est le plus instable pour une perturbation isobare. Nous avons généralisé ce résultat, dans l'article A11, à l'ensemble des perturbations. La condition à la limite haute est donc sans équivoque. Il n'en va

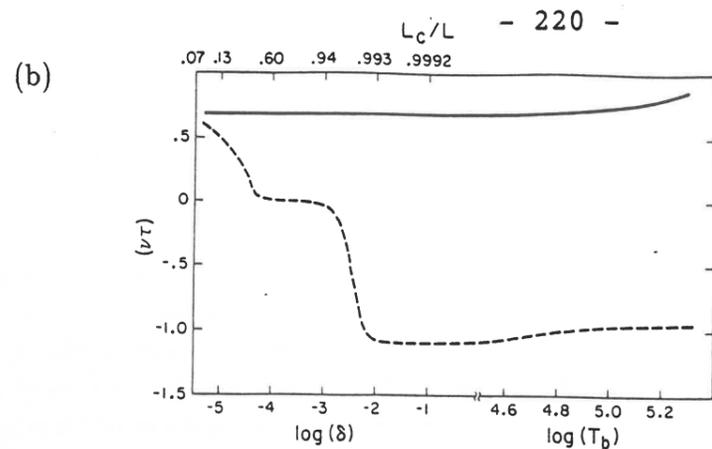
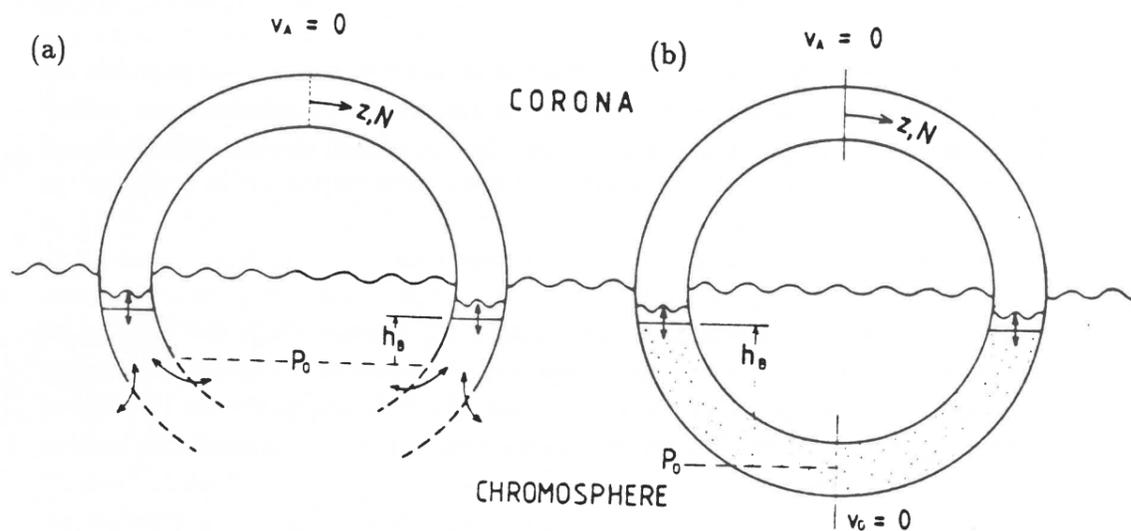


Figure 15b : Fonctions propres d'une boucle coronale couplée à la chromosphère.

Le type du tracé représente les mêmes hypothèses que celles données à la figure 15a. L'influence de la température de base (T_B) sur le taux de croissance est faible; en revanche, l'épaisseur de la chromosphère est déterminante pour le cas où la vitesse est prise nulle à la base (pointillés). La convergence de ces résultats avec ceux où la perturbation de pression et de température s'annule à la base, ne s'effectue que pour une chromosphère très épaisse. (L_c = longueur de la partie coronale, L = longueur de la boucle, donc $L-L_c$ = longueur de la chromosphère). *Antiochos et al* (1985).



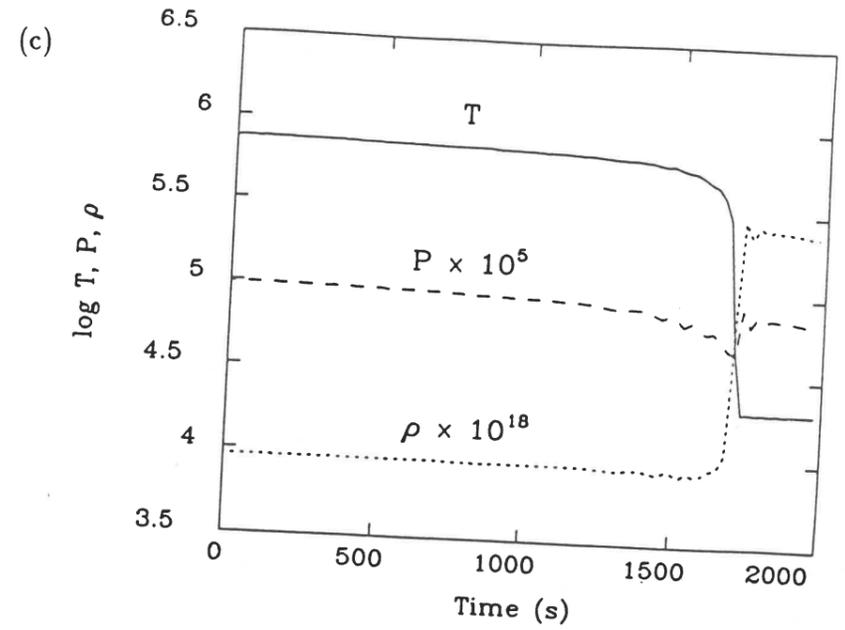
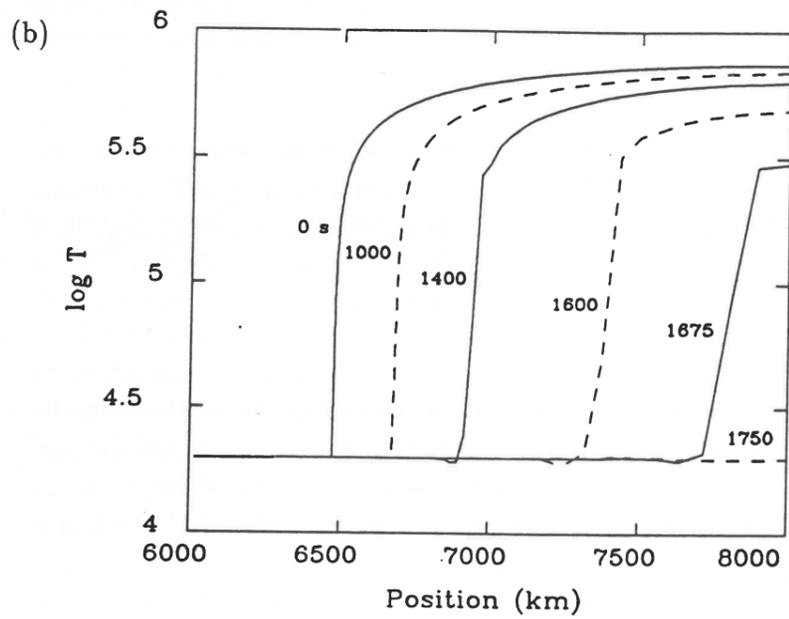
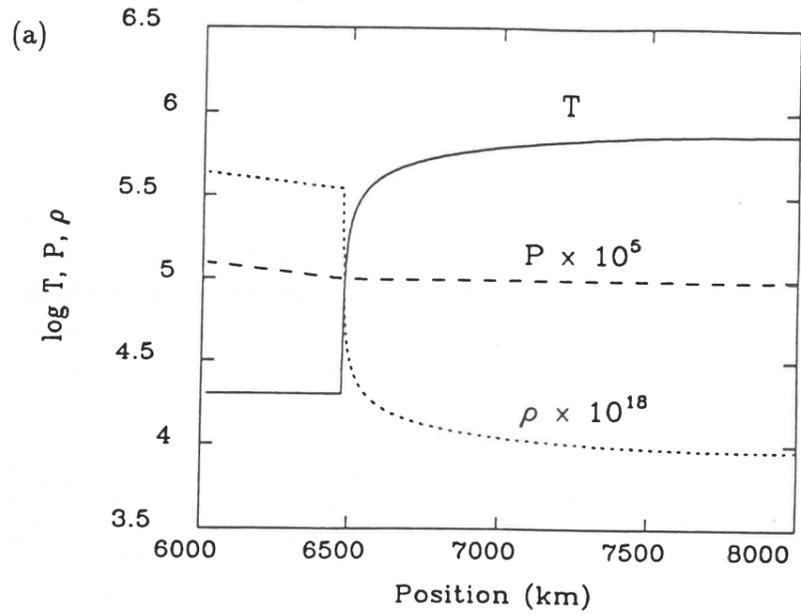
Figures 16 : Modèle d'ancrage des boucles dans la chromosphère.

(a) représente un tube qui s'ouvre dans la chromosphère,

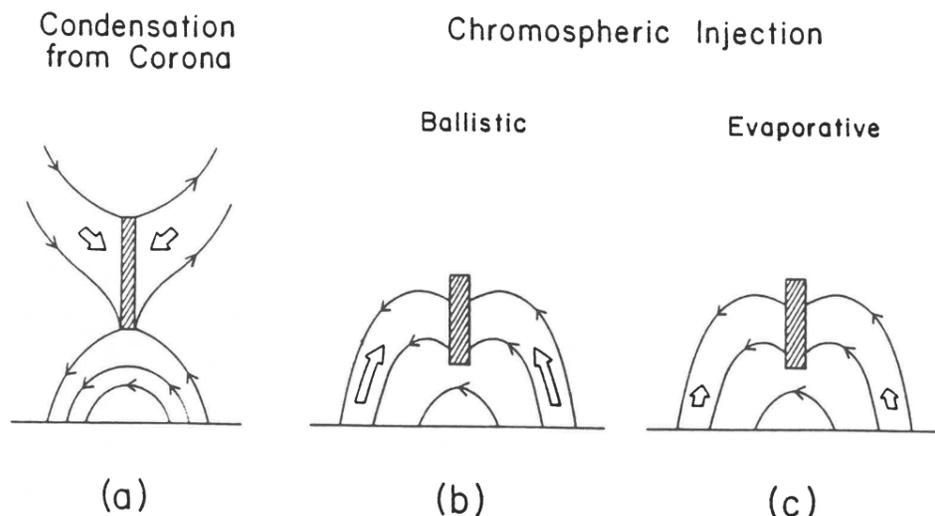
(b) est un tube fermé.

Ces deux modèles conduisent à une vitesse de la perturbation qui doit s'annuler au sommet de la chromosphère. *Craig et Mc Claymond* (1987).

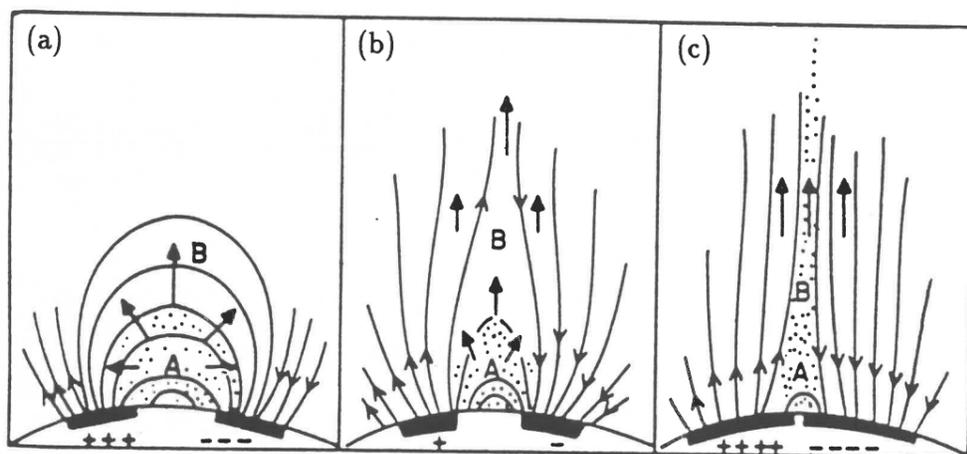
pas de même à la base: à quelle température doit-on fixer les conditions aux limites et comment réagissent les couches inférieures à une perturbation de la boucle? On pourrait penser que la chromosphère joue le rôle d'un thermostat et d'un réservoir de masse, et donc que les perturbations de température et de densité doivent s'annuler dans la chromosphère. Cependant, il en serait alors de même pour toutes les autres grandeurs de la perturbation: lorsque l'on s'enfonce dans la chromosphère, la densité croît de plusieurs ordres de grandeur, et la perturbation de la boucle, comparativement peu dense, ne peut pénétrer dans ces régions. Si l'on modélise la chromosphère, le choix des conditions aux limites à la base n'est pas important. Cependant, la chromosphère est un milieu complexe dont la modélisation n'a pas encore été effectuée. On cherche donc en général à placer les conditions aux limites au sommet de celle-ci. *Antiochos et al* (1985) et *Mc Clymont et al* (1985) ont tenté de donner une réponse à ce problème en modélisant très simplement la chromosphère; mais leurs travaux conduisent à des résultats différents! *Antiochos et al* imposent à la fonction de chauffage de converger vers la fonction de rayonnement pour simuler une température constante (à $T \approx 10^4$ K), donc une région chromosphérique. Le calcul numérique montre que les conditions à la base de ce modèle de cette "chromosphère" n'ont aucune influence si cette dernière est assez épaisse (figure 15a), que ces résultats sont retrouvés si l'épaisseur est faible, mais que la température et la densité sont fixées à la base: figure 15b. On retrouve ainsi la description intuitive du réservoir de masse et du thermostat, évoquée plus haut, pour modéliser la chromosphère. Cependant, *Mc Clymont et al* (1985) et *Craig et al* (1987) opposent à ces résultats des arguments analytiques. Ils modélisent de deux façons le prolongement de la boucle magnétique dans la chromosphère: figures 16. La première correspond à un tube de champ ouvert, alors que la deuxième est composée d'un tube de champ fermé sur lui-même. Ils montrent alors que la vitesse de la perturbation doit s'annuler au sommet de la chromosphère pour ces deux modèles simples. Cela résulte, dans leur analyse, de la faible échelle de hauteur gravitationnelle de la chromosphère et de sa stabilité thermique. Ces résultats contradictoires montrent clairement qu'une modélisation de la chromosphère très sommaire n'est pas suffisante pour étudier les problèmes de stabilité. La réponse de la chromosphère à la perturbation thermique de la boucle nécessite la résolution du transfert de rayonnement qui est la principale source de transport d'énergie. Cet effet de la chromosphère sur la stabilité de la boucle est important si l'instabilité est localisée dans la région de transition; cela a été l'objet des nombreux travaux cités précédemment.



Figures 17 : Développement de l'instabilité de la zone de transition.
 (a): Equilibre initial. La chromosphère isotherme occupe une partie importante de la boucle, elle n'est pas entièrement représentée.
 (b): Evolution temporelle de la température. L'instabilité de la région de transition détruit la région chaude. L'état final est un équilibre isotherme.
 (c): Evolution des paramètres du sommet de la boucle. La condensation est presque isobare, bien que rapide (1/2 heure).
Poland et al (1986).



Figures 18 : Schématisation de la formation des protubérances. En (a), la condensation s'effectue depuis la couronne, alors que, dans les schémas (b) et (c), la matière est apportée depuis la chromosphère: (b) représente un processus balistique où la matière est injectée avec une vitesse importante à la base, alors que, dans le schéma (c), la matière de la chromosphère est évaporée puis condensée dans la couronne. Forbes (1986).



Figures 19 : Formation d'une nappe de courant par ouverture des lignes de champ magnétique. Lors d'une phase d'activité, les lignes de champ magnétique pourraient être ouvertes par une instabilité magnétique. La formation d'une protubérance peut alors avoir lieu dans la nappe de courant où la reconnexion magnétique est couplée à l'instabilité thermique. Kuperus et Tandberg-Hanssen (1967).

Cependant, on verra dans l'article A11 qu'une telle modélisation n'est pas nécessaire pour étudier la stabilité linéaire de la boucle lorsque la couronne est instable car la perturbation est négligeable dans la région de transition.

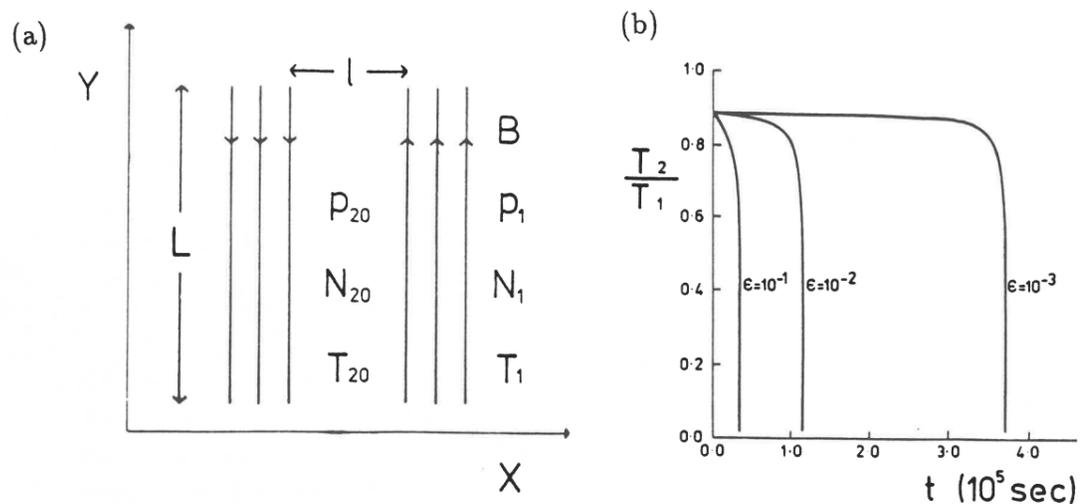
1.3.3 Stabilité non linéaire

Poland et al (1986) ont étudié le développement non linéaire de l'instabilité thermique dans une boucle. L'état initial est représenté par la figure 17a. La chromosphère est simulée très simplement: la température est maintenue constante et uniforme pendant tout le calcul. Aucune résolution du difficile problème concernant le transfert de rayonnement n'a été faite. Cette boucle, de faible longueur, est linéairement instable, et le développement non linéaire de l'instabilité est montré par la figure 17b. L'instabilité de la région de transition conduit au refroidissement de la boucle dans son ensemble, et l'état d'équilibre final est isotherme. La figure 17c donne l'évolution des paramètres du plasma en haut de la boucle: le temps d'évolution diminue rapidement dès que la température s'abaisse en dessous de $10^{5.5}$ K et la condensation est presque isobare. Cette analyse a été faite pour différents types de boucles. Poland et al concluent que les grandes boucles (de hauteur supérieure à $5 \cdot 10^6$ m) sont stables: même lorsque ces boucles sont soumises à de grandes perturbations, l'état initial est retrouvé après dissipation de la perturbation. Cela est en accord avec les résultats de l'étude linéaire exposée au paragraphe précédent. En revanche, les boucles courtes sont instables, et constituent, dans leur état d'équilibre stable, une extension isotherme de la chromosphère. Cela est la première étape d'une étude qui s'avère longue et difficile: les difficultés rencontrées lors de l'analyse linéaire de la stabilité sont toujours présentes!

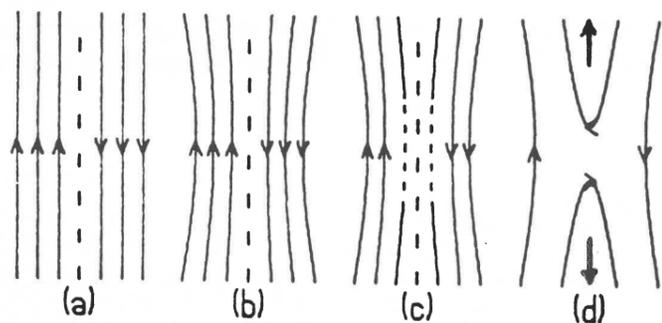
1.4 Modèles de formation

1.4.1 Généralités

La formation des protubérances solaires fait intervenir des processus physiques encore mal connus: l'instabilité thermique, le chauffage coronal, la reconnexion magnétique et l'éjection de matière froide de la chromosphère (spicules). Pour simplifier le problème, on le sépare souvent en deux parties: un aspect thermique et un aspect purement magnétique. Le premier concerne l'aspect énergétique du plasma dans un champ statique alors que le deuxième



Figures 20 : Formation d'une protubérance dans une nappe de courant. La figure (a) schématise la configuration. La région interne (indice 2) est sans champ magnétique, alors que la région externe (indice 1) possède un champ uniforme de direction opposée de chaque côté de la nappe de courant. Une condensation se développe dans la région interne si la conduction thermique, parallèlement au champ magnétique, est suffisamment réduite donc si $L > L_{max}$. La figure (b) donne l'évolution de la température T_2 de la région interne pour $L = L_{max} (1 + \epsilon)$, en fonction du temps. *Smith et Priest (1977)*.

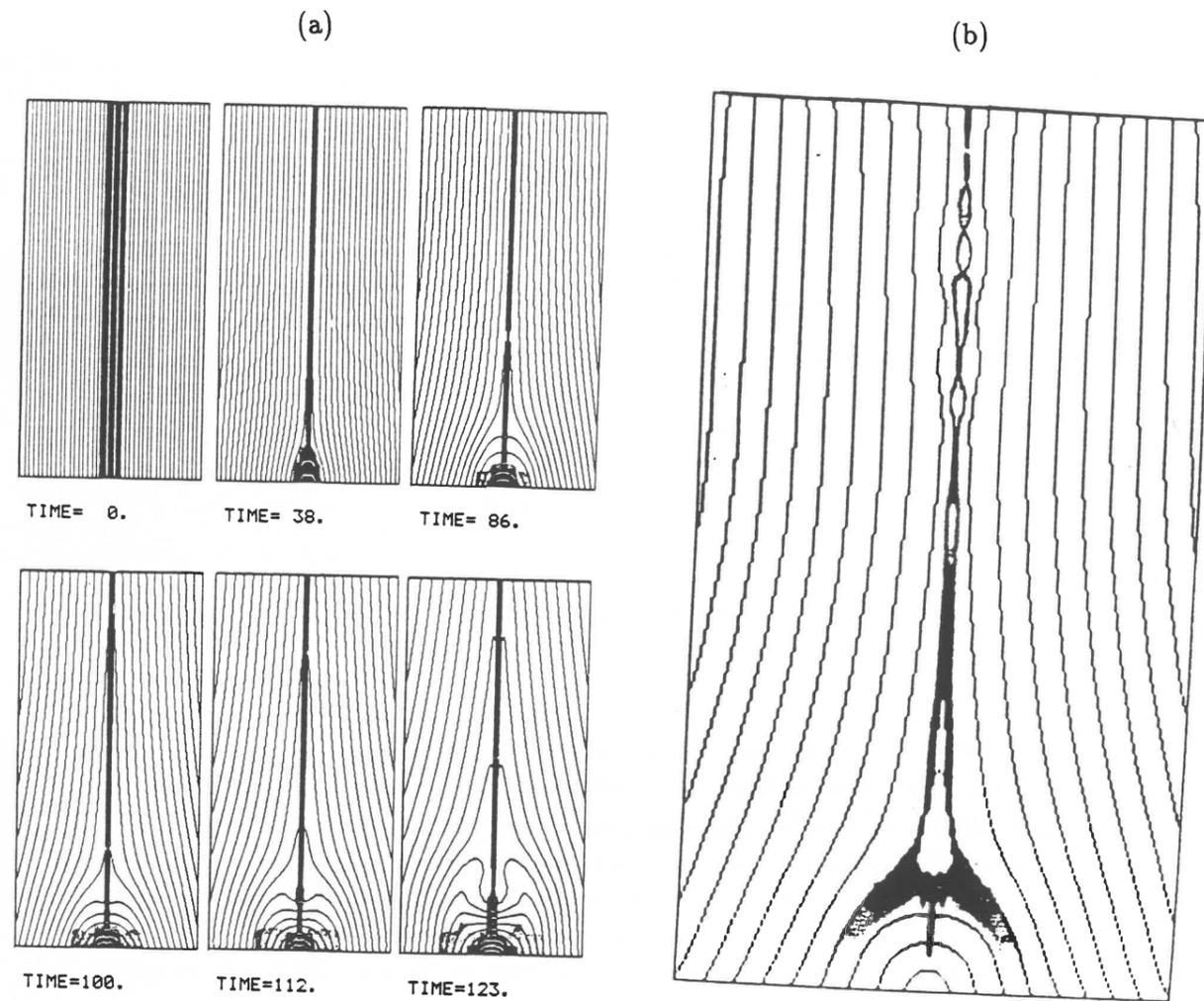


Figures 21 : Schéma de reconnexion magnétique. La configuration initiale avec une nappe de courant est donnée par la figure (a) et l'évolution du champ magnétique par les figures (b), (c) et (d). La région où diffuse le champ magnétique est schématisée en pointillés en (c). Elle nécessite des échelles spatiales faibles. Les lignes de champ sont alors rompues dans cette région; il en résulte une nouvelle topologie (d), avec accélération du plasma vers le haut et le bas de la figure (représenté par les flèches).

concerne la recherche des configurations magnétiques pouvant supporter de la matière dense. Dans cette partie, on discutera d'abord l'aspect thermique (paragraphes 1.4.2 et 1.4.3), puis l'aspect magnétique (paragraphe 1.4.4). Les processus énergétiques se classent habituellement en deux catégories: ceux formant la protubérance à partir de la condensation de matière coronale (figure 18a), et ceux apportant cette matière de la chromosphère (figures 18b et 18c). Parmi ces derniers, on distingue ceux injectant dynamiquement la matière chromosphérique à la base (figure 18b), de ceux qui l'évaporent (figure 18c). Cependant, ces distinctions peuvent se révéler trop rigides: selon les modèles, un (ou plusieurs) aspect(s) de cette classification est(sont) utilisé(s).

1.4.2 Formation des protubérances à partir de matière coronale

Une condensation peut se former si le plasma coronal est instable et si la configuration magnétique permet de retenir la matière (figure 18a par exemple). L'instabilité est réalisée en diminuant l'effet stabilisant de la conduction thermique: *Van Hoven et al (1986)* ont réalisé cela dans un champ fortement cisailé (paragraphe 1.2.4). La couronne étant peu dense, par rapport à une protubérance (facteur 100), cela ne peut cependant pas conduire à la formation de grandes protubérances quiescentes denses ($n_e \geq 10^{11} \text{ p.cm}^{-3}$), mais peut expliquer l'existence de protubérances peu denses de densité de l'ordre de $10^{10} \text{ p.cm}^{-3}$, ou de petites tailles. *Kuperus et Raadu (1967)* ont suggéré la possibilité de formation d'une protubérance dans une nappe de courant verticale. Celle-ci pourrait être créée par l'ouverture des lignes de champ lors d'une phase d'activité: figures 19, (filaments de régions actives) ou entre deux régions bipolaires qui s'approchent l'une de l'autre (filaments quiescents), ou par un fort cisaillement d'une région bipolaire: *Aly et Amari (1988)*. *Smith et Priest (1977)* ont modélisé, aux ordres de grandeurs, la condensation dans une nappe de courant: figure 20a. Une condensation apparaît lorsque la longueur de la nappe L excède une valeur critique L_{max} . L'évolution temporelle de l'instabilité a alors été suivie en résolvant le système d'équations différentielles, et en estimant simplement l'ordre de grandeur des dérivées spatiales. La figure 20b montre l'évolution de la température centrale de la nappe de courant en fonction du temps pour $L = L_{max} (1 + \epsilon)$. Une condensation rapide, mais pratiquement isobare, est obtenue dans chaque cas. Le champ magnétique isole latéralement la région de condensation de la couronne, et maintient une importante pression, ce qui favorise le rayon-



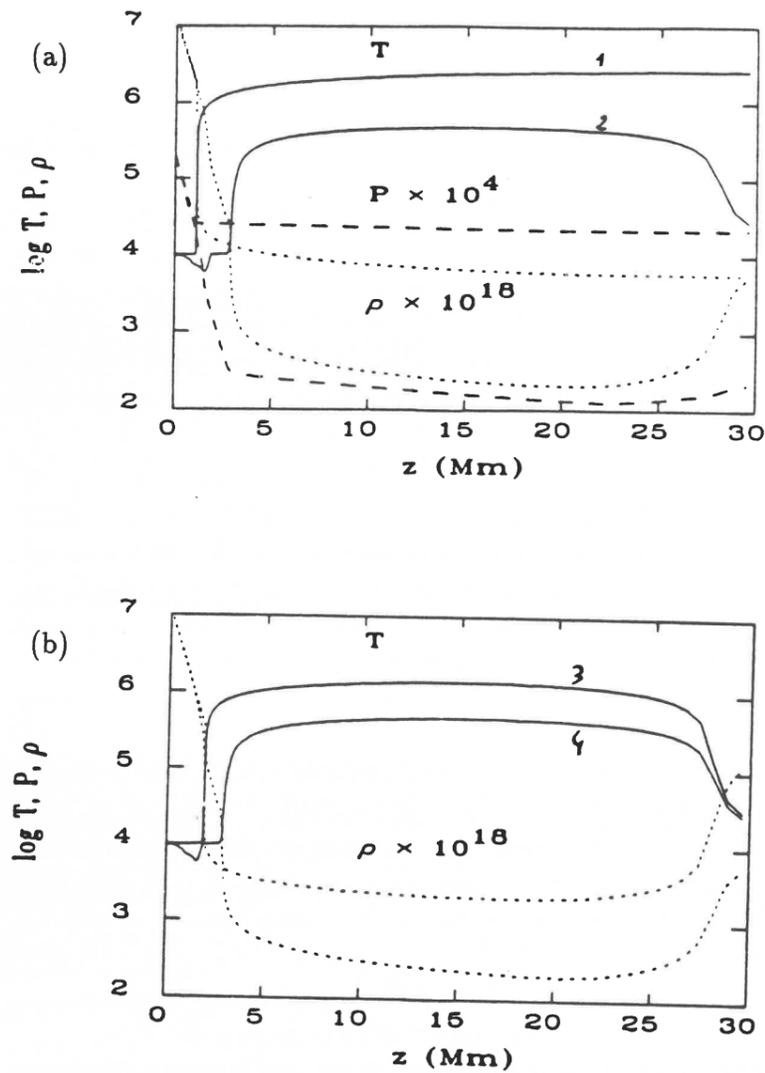
Figures 22 : Formation des protubérances dans une nappe de courant.

La figure (a) donne l'évolution des lignes de champ magnétique. L'ancrage des lignes de champ dans la photosphère dissymétrise la reconnexion des lignes de champ (à comparer aux figures 21). Des lignes de champ fermées sont formées à basse altitude. Celles-ci sont déformées par le choc super magnéto-sonique, et donnent lieu à la formation d'un trou dans les lignes de champ, où la matière dense produite par le choc peut s'accumuler. Il y a formation d'une configuration Normale. A plus haute altitude, des plasmoides sont créés dans la nappe de courant, puis éjectés vers le haut: figure (b). L'addition de la gravité pourrait stabiliser cette matière froide formée dans la nappe de courant, une protubérance de configuration Inverse en résulterait. Malherbe et Forbes (1987).

nement, donc le refroidissement du milieu. Ces travaux ont été poursuivis par Van Hoven et al (1984) et Steinolfson (1983) qui ont étudié l'interaction entre l'instabilité thermique et l'instabilité résistive du champ magnétique dans une nappe de courant ("tearing mode"). Si le plasma est thermiquement instable, il apparaît un mode d'instabilité qui évolue sur un temps radiatif et qui produit un fort taux de reconnexion du champ magnétique. Tachi et al (1985) ont généralisé ces résultats en incluant une viscosité finie. Van Hoven et Mok (1984) et Van Hoven et al (1986) ont incorporé l'effet de la conduction orthogonale au champ magnétique. Cela conduit à de nouveaux modes d'instabilité avec de faibles échelles spatiales qui pourraient être responsables de la structure fine des protubérances. Ces travaux généralisent l'analyse initiale de Field, mais nécessitent encore de nombreuses hypothèses car l'étude est analytique; de plus, une analyse non linéaire des modes instables est nécessaire pour prouver que l'instabilité produit effectivement une condensation froide.

Récemment, Forbes et Malherbe (1986) et Malherbe (1988) ont présenté une série de calculs résolvant numériquement ce problème. Ces phénomènes couplent l'instabilité thermique à la reconnexion magnétique, à la limite entre deux régions de champ magnétique opposé. Un schéma, simplifié, de reconnexion magnétique est donné par les figures 21. Divers théories ont été proposées: Sweet (1958), Parker (1963), Petschek (1964), et Sonnerup (1970). Elles décrivent différents régimes allant d'une reconnexion lente, relativement à la vitesse d'Alfven: $V/V_A \sim 10^{-4}$, à une reconnexion très rapide: $V/V_A \sim 1$. Ces différentes analyses correspondent à des conditions aux limites différentes que Priest et Forbes (1986) ont unifié et je renvoie aux références citées, pour la description de ce phénomène complexe.

Malherbe (1986) et Malherbe et Forbes (1987) ont résolu numériquement le problème de l'évolution d'une nappe de courant soumise à l'instabilité résistive et radiative, dans une configuration simple à deux dimensions: figures 22. La configuration initiale est en équilibre thermique mais pas mécanique; le champ magnétique est vertical, avec une direction opposée de part et d'autre de la nappe de courant; la température et la pression sont uniformes, de type coronal. Les lignes de champ sont fixées dans la chromosphère ($z = 0$) et des conditions flottantes sont données sur les autres bords de la boîte permettant l'entrée (ou la sortie) de champ magnétique ou de matière. La gravité et la conduction thermique ne sont pas incluses dans le calcul. Des configurations Inverses comme Normales peuvent être formées dans une telle structure magnétique. Les figures 22a montrent l'évolution



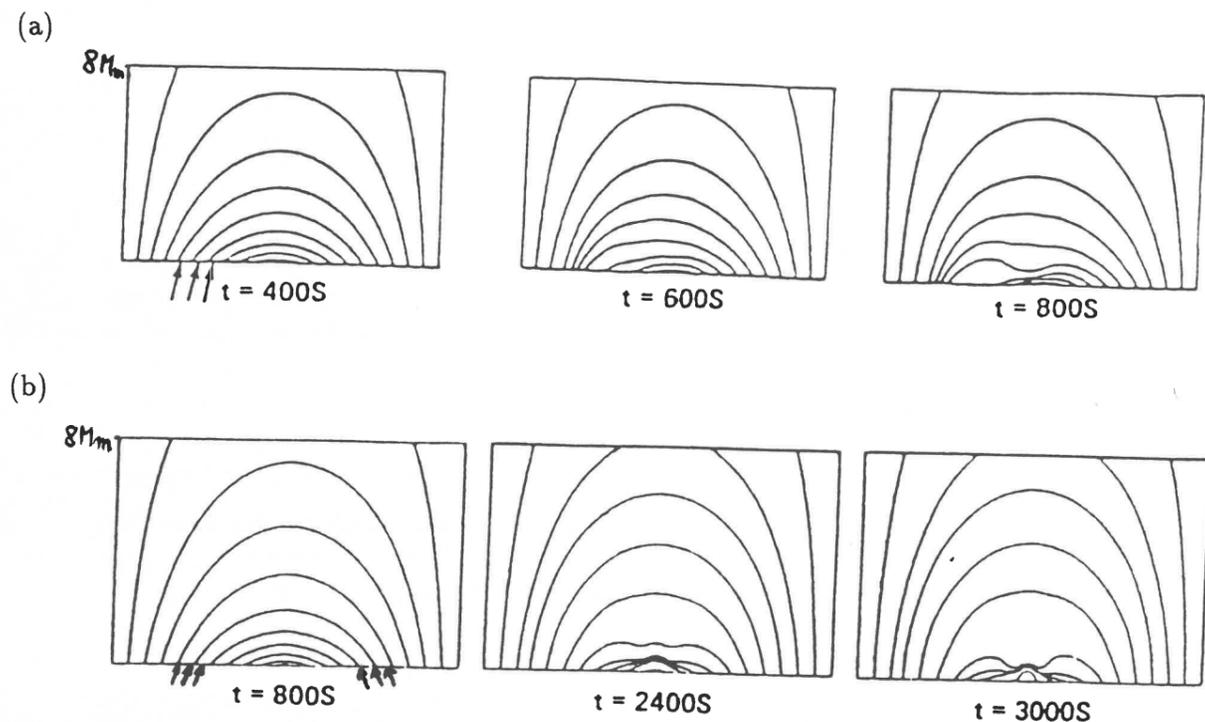
Figures 23 : Formation d'une protubérance par évaporation de la chromosphère.

La courbe (1) représente l'équilibre initial, et la courbe (2) l'équilibre obtenu après 1 heure en réduisant le chauffage de 1%. Une condensation froide mais de très faible densité est formée. Il est ensuite nécessaire de chauffer la chromosphère pour apporter de la matière à la protubérance. Le chauffage doit être faible au début pour ne pas détruire la condensation, courbe 3, puis il peut être augmenté (de l'ordre de 50% du chauffage initial) pour accélérer le processus de formation lorsque la masse de la condensation s'est accrue. Une protubérance est formée en quelques heures par ce dernier processus (courbe 4), alors que l'ensemble de la formation dure environ 1 jour. Poland et al (1986).

obtenue à faible valeur du paramètre β du plasma (~ 0.1). Les lignes de champ reconnectées se referment pour donner des boucles de basse altitude. Comme le β du plasma est faible, l'accélération des lignes de champ est importante, ce qui forme des jets supersoniques verticaux. Le jet dirigé vers le bas est arrêté par les lignes de champ déjà reconnectées; un choc se forme, ce qui augmente la densité de la matière. La perte radiative s'accroît, et le plasma se refroidit, puis se condense dans le creux des lignes de champ magnétique créé par le choc: une protubérance de type Normal est formée. A plus haute altitude, une protubérance de type Inverse peut être créée par un mécanisme analogue à celui décrit par Kuperus et Raadu (1974). La figure 22b donne le résultat final du calcul. La condensation dans une configuration Normale est présente à la base de la nappe de courant. Des îlots de champ magnétique sont formés dans la nappe de courant avec une condensation de la matière. Ces îlots sont éjectés à grande altitude par le processus de reconnexion, mais pourraient être stabilisés par une force de gravité. Ces calculs montrent une formation dynamique des protubérances qui conduit naturellement à des configurations Inverses de grande hauteur (protubérances quiescentes de la couronne polaire) et à des configurations de taille plus modeste dans une configuration Normale (protubérances quiescentes de basse latitude). Cependant, la conduction thermique n'étant pas incorporée, cela sous-estime la difficulté de déstabiliser le plasma coronal qui est en contact thermique avec la chromosphère.

1.4.3 Formation des protubérances à partir de matière chromosphérique

L'une des principales difficultés des modèles du paragraphe précédent est le manque de masse disponible dans la couronne. Avec des densités de l'ordre de $10^{11} \text{ p.cm}^{-3}$, seules quelques grandes protubérances quiescentes suffiraient à vider la couronne de toute la masse et il est alors nécessaire d'apporter la matière depuis la chromosphère. Ribes et Unno (1980) ont décrit en détail un mécanisme de siphon stationnaire permettant de pomper la matière dans la chromosphère (sans incorporer cependant d'équations d'énergie). Pickel'ner (1971) et Uchida (1980) ont étudié principalement les effets thermiques d'un tel siphon. Mais comment former un tel déplacement de matière? Une instabilité thermique est un bon candidat: la dépression formée au sommet de la boucle permet d'aspirer la matière le long des lignes de champ, mais elle n'a pas encore été testée dans son évolution non linéaire. Une autre voie



Figures 24 : Mécanismes d'injection pour la formation des protubérances.

(a) Injection dissymétrique, $v \approx 20 \text{ km.s}^{-1}$

(b) Injection symétrique, $v \approx 3.5 \text{ km.s}^{-1}$

Dans chaque cas, le modèle prédit un intervalle de variation faible pour la vitesse d'injection et pour l'intensité du champ magnétique pour qu'une protubérance puisse se former. Le β du plasma injecté doit être voisin de l'unité: un plasma plus dense ne peut être supporté par le champ et un plasma moins dense ne peut déformer le champ magnétique pour créer un creux au sommet de l'arcade, ce qui est nécessaire pour la stabilité gravitationnelle du plasma dense. An et al (1986).

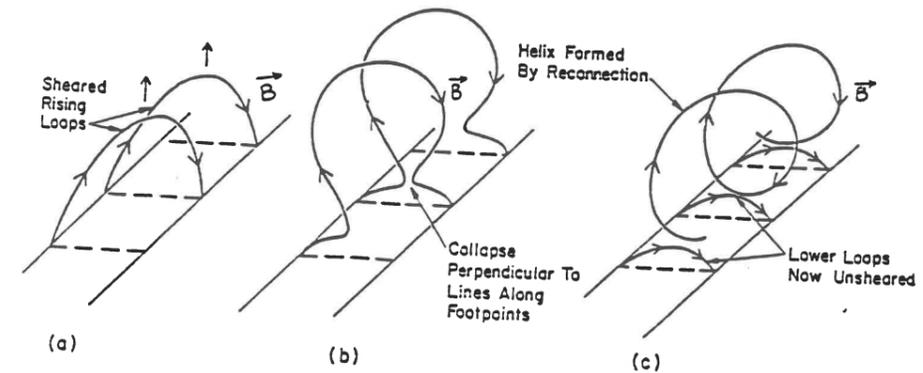
est d'évaporer une partie de la chromosphère par le chauffage et de condenser cette matière en haut de la boucle.

Cette approche a été calculée par Poland et al (1986), dont la courbe 1 de la figure 23a représente l'état initial. En réduisant de 1% le chauffage coronal, une condensation froide est formée au sommet de la boucle; mais celle-là est de faible densité: elle reste typique de la densité coronale (courbe 2 de la figure 23a). Poland et al ont alors chauffé légèrement la chromosphère, ce qui a permis d'augmenter la densité de la protubérance: figure 23b, courbe 3. Arrivée à ce stade, la condensation froide est très stable et le chauffage peut être augmenté pour accélérer le processus, ce qui donne en 5 heures une densité accrue d'un facteur supérieur à 10, soit une densité typique des protubérances quiescentes: courbe 4. Ces calculs montrent que la formation d'une protubérance est difficile: un processus à plusieurs étapes est nécessaire si l'on n'injecte pas de la matière à la base de la boucle. La formation s'effectue en 1 jour environ. Le processus le plus long est le passage des courbes 2 à 3 qui s'effectue en 21 heures. L'apport de matière ne peut alors se faire que lentement, grâce à un faible chauffage, sous peine de détruire la protubérance. Une fois la condensation dense formée, courbe 4, une grande augmentation du chauffage est nécessaire pour détruire la protubérance. Cela est en accord avec les résultats de Malherbe et Forbes (1986).

Un processus de formation différent a été étudié numériquement par An et al (1986). De la matière froide, de type chromosphérique, est injectée à la base d'une arcade magnétique. Cette injection pourrait être due à des jets de matière froide, tels que les spicules, qui ont une vitesse ascendante de quelques dizaines de km.s^{-1} , ou par l'évaporation de matière chromosphérique: $v \approx$ quelques km.s^{-1} . L'état initial est un plasma coronal isotherme dans une arcade de champ magnétique potentiel. Les équations de la magnéto-hydrodynamique sont résolues numériquement à deux dimensions, en négligeant les pertes radiatives, la conduction thermique et le chauffage coronal. Deux types d'injection de matière ont été testés: la première a lieu seulement dans l'un des pieds de l'arcade (figure 24a), alors que la deuxième consiste en une injection symétrique: figure 24b. An et al, proposent que ces deux types d'injection correspondent respectivement à la formation de filaments de plage et de filaments quiescents. Pour ces deux modèles, la matière froide injectée ne peut être stabilisée au sommet de l'arcade que pour des intervalles restreints de densité, de vitesse du plasma injecté et d'intensité du champ magnétique. Dans l'injection non symétrique,

le plasma doit, de plus, arriver avec une vitesse faible au sommet de l'arcade. Dans les deux cas, la matière injectée doit être suffisamment dense pour pouvoir déformer les lignes de champ. Dans ces conditions, un creux est formé, et la matière dense peut être stabilisée au sommet de l'arcade magnétique. Cependant, la matière ne doit pas être trop dense, sinon le champ magnétique ne peut la soutenir. Cela conduit à une condition importante pour que la formation d'une protubérance puisse avoir lieu: le β du plasma injecté doit être de l'ordre de l'unité. Les figures 24a et 24b donnent deux exemples avec respectivement $\beta = 1$ et $\beta = 0.5$. Dans ce modèle de formation, l'intensité du champ magnétique est donc un paramètre fondamental. Cela est en partie en contradiction avec les mesures de champ magnétique dans les protubérances, qui montrent une dispersion bien marquée: *Leroy* (1988). De plus, la hauteur à laquelle se produit la formation dans le modèle est faible (1 - 2 Mm) comparée à la hauteur réelle des protubérances (10 - 50 Mm). Cette limite peut s'interpréter simplement en négligeant toute dissipation et en utilisant la conservation de l'énergie dans un tir balistique. La hauteur maximale atteinte est: $h = v^2/2g \approx 1$ Mm pour $v = 20$ km.s⁻¹. La formation de protubérances de grandes tailles nécessite alors des vitesses supersoniques !

Le modèle de formation décrit précédemment doit être complété si l'on veut avoir une modélisation plus réaliste de la formation des protubérances. *An et al* (1987) ont étudié l'influence des mouvements photosphériques, alors que *Wu et al* (1987) ont introduit le rayonnement du plasma et la conduction thermique dans le modèle précédent. Les résultats des calculs de *An et al* (1987) sont surprenants: ils montrent que des mouvements photosphériques de cisaillement (même rapides: $v \approx 5$ km.s⁻¹), ou des mouvements convergents, ne sont pas favorables à la formation des protubérances. Le trou au sommet des lignes de champ est formé plus rapidement avec ces mouvements photosphériques, mais la condensation de plasma réalisée est moins massive. Cela ne permet pas d'interpréter les observations de *Rompolt et Bogdan* (1986) décrites au début de ce chapitre. D'autre part, *Wu et al* (1987) généralisent les conclusions de *An et al* (1986) ($\beta \approx 1$, $v_{injection}$ doit être voisine de la vitesse optimale), à un plasma coronal dont la thermodynamique n'est pas négligée. Ils montrent que la conduction thermique et surtout la fonction de rayonnement du plasma, sont des processus fondamentaux pour la formation d'une protubérance. Ceux-là ayant été négligés dans les travaux de *An et al* (1987), l'effet des mouvements photosphériques devra être reconsidéré en incorporant ces effets. En particulier, l'accroissement du cisaillement du champ magnétique conduit à l'augmentation de la longueur



Figures 25 : Evolution d'une arcade sous l'effet du cisaillement photosphérique.

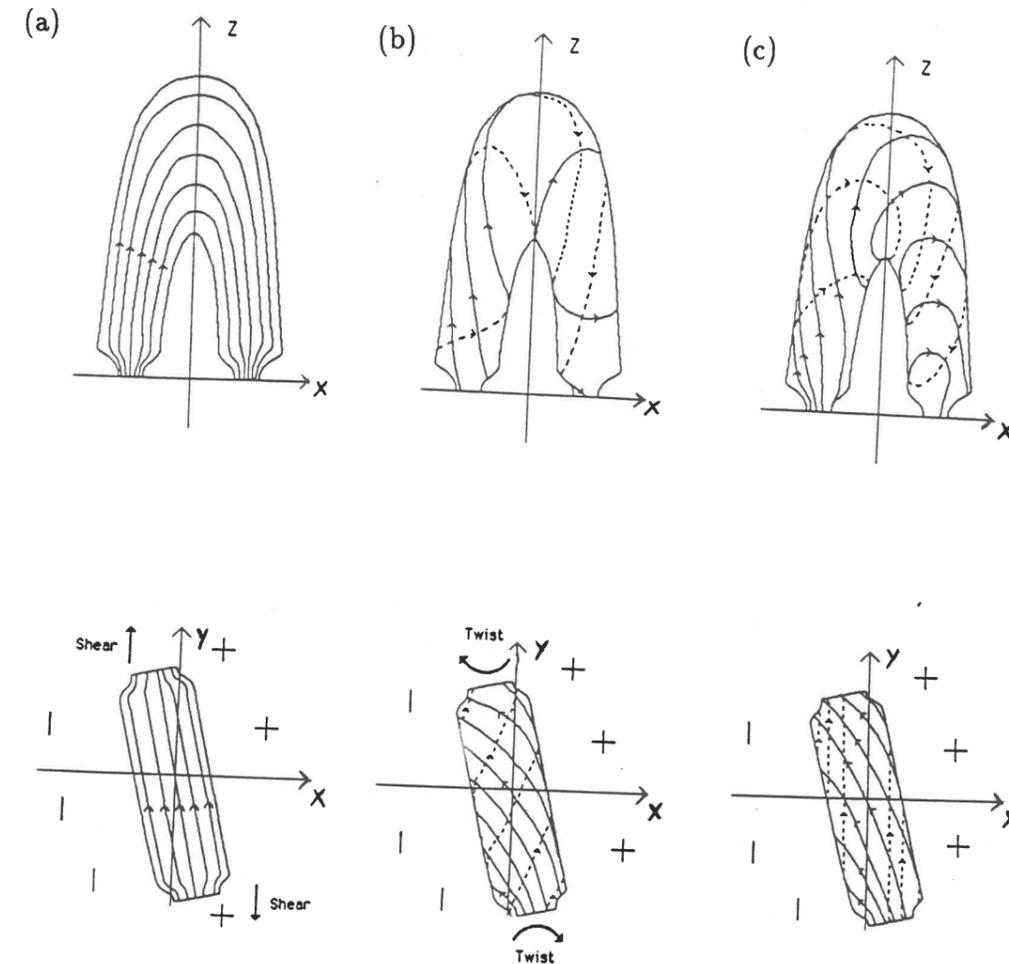
Le cisaillement de l'arcade produit la montée des lignes de champ, figure 25a, et une instabilité résistive, localisée près de la base, permet la reconnexion des lignes de champ: figures 25b et 25c. Les lignes de champ en hélices, ainsi formées, peuvent piéger une condensation du milieu coronal pour former une protubérance. *Pneumann* (1983)

des lignes de champ, ce qui modifie la conduction thermique, donc l'équilibre énergétique du plasma.

Dans les travaux présentés dans cette thèse, une approche différente du problème a été faite. Les mouvements photosphériques observés ayant une vitesse faible (comparée aux vitesses sonore et d'Alfvén), une évolution quasi-statique du champ magnétique est envisagée. La formation d'une protubérance débute avec peu de matière, qui ne peut donc pas déformer, grâce à la force de gravité, le champ magnétique de façon sensible. Le champ magnétique ne pourra donc retenir le plasma dense que si les lignes de champ sont préalablement localement incurvées vers le haut. Il apparaît donc nécessaire de rechercher de telles configurations magnétiques, sans protubérance, mais avec des courants électriques suffisamment intenses pour créer cette inversion locale de la concavité des lignes de champ.

1.5 Structure du champ magnétique lors de la formation

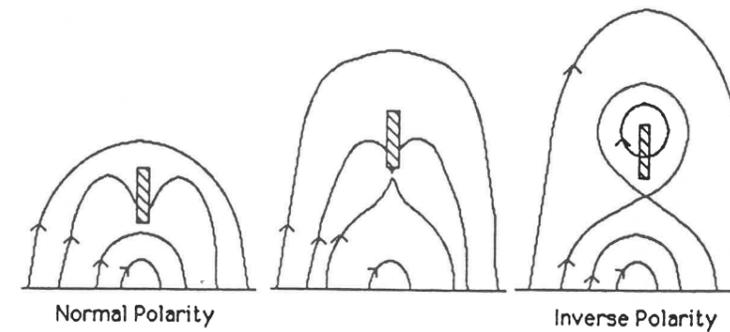
Les travaux d'An et al (1986, 1987) et Wu et al (1986) ont montré que l'injection de plasma dense à la base d'une arcade magnétique, ne peut donner lieu à la formation d'une protubérance que si le β du plasma injecté est de l'ordre de l'unité. Le plasma doit être suffisamment dense pour pouvoir créer un creux au sommet des lignes de champ, mais il ne peut pas l'être trop, sinon le champ ne peut le soutenir. Ce résultat se généralise à tous les mécanismes d'apport de matière froide au sommet des arches magnétiques: la matière de la protubérance doit être apportée très rapidement pour pouvoir déformer les lignes de champ. Cela est contraire aux observations, qui montrent des temps de formation de quelques heures, alors que le temps de chute libre d'une hauteur de 30 Mm est seulement d'environ 500 s. La matière froide ne peut être retenue au sommet des arches que si les lignes présentent initialement un creux. Pneumann (1983) a proposé une évolution permettant de former une telle configuration: figure 25. Une arcade est fortement cisailée et conduit à la formation d'une structure en hélice qui peut retenir de la matière froide. Cependant, une telle évolution n'a pas actuellement été confirmée par des simulations numériques. L'évolution d'une arcade cisailée, calculée numériquement est toute autre, en l'absence de résistivité anormale: figures 11, 12 et 13 du chapitre D. La recherche systématique de configurations magnétiques avec creux n'a débuté que récemment: on peut en fixer le



Figures 26 : Schématisation de l'évolution d'un tube de flux sous l'action du cisaillement et de la torsion photosphérique.
 (a) tube de flux cisailé sans torsion.
 (b) tube de flux dont la torsion permet de former un creux pour seulement une ligne de champ: $\Phi = \Phi_c$.
 (c) tube de flux dont la torsion Φ est supérieure à Φ_c .
 Priest et al (1989).

départ au colloque de Majorque, organisé par J.L. Ballester et E.R. Priest à Palma de Majorque (1987).

Priest et al (1989) ont développé un modèle de tube de flux torsadé: figures 26. La torsion, créée par des mouvements photosphériques, permet de créer une zone de creux au sommet du tube de champ, si la torsion excède une valeur critique Φ_{crit} . Les figures 26(b et c) représentent respectivement une configuration pour des torsions $\Phi = \Phi_{crit}$ et $\Phi > \Phi_{crit}$. La rotation différentielle et la force de Coriolis sont deux mécanismes permettant d'effectuer cette torsion: le temps nécessaire pour réaliser une torsion d'un tour est de l'ordre de 150 jours pour le premier mécanisme, et seulement de 30 jours pour le deuxième. L'effet du cisaillement du tube de champ n'a pas été retenu dans cette première approche du modèle du tube torsadé; cela permet d'analyser le problème par des méthodes analytiques. Cependant, le cisaillement est un paramètre important du modèle, qui devra être incorporé dans les développements ultérieurs. Priest et al l'ont introduit dans une description qualitative de l'évolution du tube de flux: figures 26 et 27. Le modèle permet alors non seulement de créer une configuration magnétique favorable à la formation des protubérances, mais permet de décrire le support dans une configuration Normale ou Inverse, ainsi que l'évolution et l'éruption. La combinaison du cisaillement et de la torsion du tube de champ conduit à un passage naturel d'une configuration Normale à une configuration Inverse: figures 26 et 27. Le support de la matière dense est toujours réalisé par le champ magnétique du tube de flux: localement, le support est celui d'une configuration Normale. Cela résout le problème du support d'une protubérance d'extension finie dans une configuration Inverse: chapitre B, paragraphe 2.4. Les observations montrent que les protubérances de basse altitude sont de configuration Normale, alors que celles de haute altitude sont de configuration Inverse. Le modèle présenté par Priest et al interprète ce fait par un processus d'évolution: les protubérances se forment à basse latitude dans des configurations peu torsadées, donc Normales, puis migrent vers les pôles. Durant cette évolution la torsion du tube de flux s'effectue progressivement, et la configuration devient Inverse: figures 27. De nombreuses études ont montré qu'une structure torsadée pouvait devenir instable, en MHD idéale, si la torsion était trop importante: *Binn et Schindler* (1981), *Hood* (1983, 1984) par exemple. La torsion critique varie, suivant les analyses, de 2.5π à 20π : *Priest* (1980), *Einaudi et Van Hoven* (1983); ce qui donne une durée de vie de la protubérance qui est comprise entre 20 et 300 jours, si l'on utilise



Figures 27 : Schématisation de l'évolution de la configuration magnétique d'une protubérance. Sous l'action des forces de cisaillement et de torsion au niveau photosphérique, la configuration magnétique de la protubérance évolue d'une configuration Normale à une configuration Inverse. Ces figures représentent les lignes de champ magnétique projetées sur le plan orthogonal à l'axe de la protubérance. *Priest et al* (1989).

une torsion créée par les forces de Coriolis. Donc, lors de l'évolution, une instabilité magnétique de la configuration peut apparaître: la protubérance subit alors une éruption. Ce modèle de tube de champ torsadé permet de donner une description unifiée des processus physiques se déroulant depuis la formation jusqu'à l'éruption des protubérances.

L'influence du cisaillement n'a pas été incorporée dans les calculs de cet article. Elle fait l'objet de deux articles: A6 et A10, *Démoulin et al* (1988) et *Démoulin et al* (1989). Le premier expose l'influence du cisaillement dans un champ sans force linéaire. Nous montrons, qu'en l'absence de torsion, un creux ne peut être formé dans une région bipolaire que si le champ est fortement cisailé. Le deuxième article étudie la possibilité de former un creux en cisillant une arcade magnétique en l'absence de reconnexion. Sous l'effet du cisaillement, les lignes de champ ont un rayon de courbure qui diminue au sommet, mais un creux ne peut être formé. Cependant, la diminution du rayon de courbure doit permettre de diminuer la torsion critique nécessaire à la formation d'un creux et, à la limite d'un cisaillement infini, la torsion critique doit s'annuler. Le cisaillement d'une arcade magnétique a été étudié par de nombreux auteurs dans le but de rechercher des instabilités pouvant expliquer les éruptions solaires. *Zwingmann* (1988) en donne une excellente revue, et j'exposerai les résultats plus en détail au chapitre D. Un point important est que les mouvements de cisaillement ne peuvent pas créer une instabilité idéale dans une arcade magnétique, alors que la torsion d'un tube de flux conduit à une instabilité au-delà d'une torsion critique Φ_{crit} . Le cisaillement de l'arcade avant la formation de la protubérance apparaît alors comme une condition de stabilisation de la structure magnétique. Une étude de la structure et de la stabilité du champ tridimensionnel comprenant cisaillement et torsion reste cependant à effectuer.

2 Résumé des travaux de thèse

2.1 Formation d'une protubérance par instabilité thermique: Communication C4 et article A 11.

Les propriétés de l'instabilité thermique dans un milieu non uniforme ont été résumées au paragraphe 1.3. L'accent a été mis sur l'importance de la zone de transition et de la chromosphère pour la stabilité des boucles coronales.

De nombreux paramètres intervenant, et l'équilibre étant près de la stabilité marginale, un consensus ne s'est pas dégagé des différents travaux sur les conditions de stabilité nécessaires à une boucle coronale. De plus, les modes instables sont concentrés dans la région de transition, et ne peuvent donc conduire à la formation d'une protubérance. Notre travail a suivi deux axes principaux: l'étude de l'influence de l'ensemble des paramètres pour clarifier le problème, puis la recherche des conditions nécessaires à la formation d'une instabilité dans la couronne. Pour cela, un code numérique à maillage variable, pour avoir une bonne résolution de la zone de transition, a été construit. Les taux de croissance et les fonctions propres les plus instables sont alors recherchés.

L'étude systématique de l'influence des différents paramètres a permis de dégager, ou de confirmer les points suivants. Le mode de perturbation symétrique par rapport au sommet de la boucle est plus instable. Les conditions au sommet de la boucle sont donc fixées pour avoir le mode le plus instable; les conditions à la limite inférieure (bas de la zone de transition), sont en revanche inconnues. Nous avons testé l'ensemble des différentes possibilités suggérées séparément par divers auteurs. Le mode le plus instable est en général obtenu lorsque l'on fixe la température et que l'on permet un flux de masse à la base. L'influence des paramètres de l'équilibre tels le flux de base F_B , ou l'inverse de la température de base $1/T_B$ a été confirmée: une augmentation de la longueur de la boucle fait décroître la valeur du taux de croissance; une stabilisation ne peut cependant pas être atteinte: la stabilité devient marginale pour de grandes longueurs. En conclusion, la stabilité des boucles coronales est très sensible à un ensemble de paramètres, que les observations ne permettent pas de mesurer; on ne peut donc actuellement conclure sur la stabilité des boucles observées.

Les calculs précédents ont été effectués avec les hypothèses que le flux thermique de base F_B est faible, et que le chauffage coronal est peu dépendant de la densité, de la température et de la position. L'instabilité est alors concentrée dans la région de transition. Si le flux F_B croît, la région de transition peut être stabilisée (le flux F_B influe alors légèrement sur la longueur de la boucle). Le chauffage étant dominant dans la couronne, il est alors nécessaire de le rendre instable pour avoir une instabilité de la région coronale. Si le chauffage est modélisé par $E_H = H.T^8$, δ doit être supérieur à δ_c pour avoir une instabilité coronale: typiquement, $\delta_c \geq 3$. L'instabilité a alors d'autres caractéristiques que celles étudiées précédemment: elle est concentrée au

sommet de la boucle, et dépend très peu des conditions aux limites à la base de la boucle. L'influence de la longueur de la boucle est en revanche toujours la même: le taux de croissance est réduit lorsque la longueur augmente. En conclusion, des conditions très particulières sont nécessaires pour rendre instable le plasma coronal: le chauffage coronal doit être une fonction rapidement croissante de la température et il doit être important, ce qui crée un fort gradient de température dans la région de transition.

2.2 Un modèle de protubérance solaire avec un tube de flux magnétique torsadé. II Formation d'un creux dans la structure magnétique avant la formation d'une protubérance solaire: article A6

La formation d'une structure magnétique capable de retenir de la matière froide au sommet des lignes de champ magnétique est une condition préalable à la formation des protubérances solaires. Nous avons recherché de telles configurations dans un champ sans force, linéaire et bidimensionnel. Elles représentent une bonne approximation, locale, du champ tridimensionnel de l'article A9 si l'échelle de variation du champ est beaucoup plus grande le long de la structure qu'orthogonalement. Ces approximations permettent d'étudier le problème analytiquement, mais l'interprétation des résultats n'est réaliste que si l'on utilise une structure tridimensionnelle.

Nous avons imposé la contrainte d'un champ photosphérique bipolaire; les observations montrent que beaucoup de protubérances sont souvent formées dans de telles configurations. De plus, il est plus aisé de créer un creux si l'on lève cette contrainte (en utilisant une région quadrupolaire par exemple). Le problème étant linéaire, nous avons développé la solution sur la base des arcades à deux dimensions. Un creux ne peut être présent au sommet des lignes de champ que si la norme du champ magnétique croît avec l'altitude. Cela peut être réalisé en soustrayant le champ d'une harmonique à celui de l'arcade principale. Cependant, la contrainte d'une région bipolaire ne permet pas de former un creux dans un champ potentiel. Il est alors nécessaire de déformer les lignes de champ en permettant un courant électrique le long de celles-ci. Un creux peut alors être formé dans un champ linéaire sans force, fortement cisailé: la direction du champ magnétique doit être inclinée de moins de 20 degrés sur l'axe de la structure. Cela permet d'interpréter les observations

décrites au début du chapitre: le champ pivote pour s'aligner dans la direction de l'axe de la protubérance avant la formation d'une protubérance. En résumé, la formation du creux au sommet des lignes de champ nécessite deux conditions: un champ fortement cisailé et une distribution particulière du champ magnétique photosphérique (schématiquement, le champ doit être faible près de la ligne d'inversion). La projection des lignes de champ dans un plan orthogonal à l'axe de la structure, montre, dans ces conditions de formation de creux, la présence d'un îlot magnétique. Il est composé de lignes de champs qui décrivent une spirale dans la direction de l'axe de la structure. Si de la matière froide est apportée dans cette structure, une protubérance de configuration Inverse est formée.

Ce modèle bidimensionnel décrit la structure locale du champ magnétique, négligeant toute variation le long de l'axe de la structure. Une interprétation des résultats dans une structure tridimensionnelle est cependant nécessaire, car les lignes de champ, formant un creux, peuvent rejoindre la chromosphère comme dans le modèle de *Priest et al* (1988): figures 26. De la matière froide peut être alors apportée de la chromosphère par l'un des modèles décrits au paragraphe 1.4 pour former une protubérance. Dans le contexte tridimensionnel, cette structure avec creux peut être créée par l'émergence d'un tube de flux torsadé, ou par la torsion d'une arcade de champ magnétique existant. Des processus de reconnexion sont nécessaires pour modifier la topologie de la configuration magnétique, et la structure étudiée ici représente la relaxation au minimum d'énergie (avec la contrainte de conservation de l'hélicité du champ magnétique dans un milieu très conducteur). Dans un tel scénario, une protubérance se formerait dans une configuration Inverse, puis pourrait évoluer vers une configuration Normale, grâce à l'action de la force de gravité sur la structure magnétique.

2.3 Peut-on former un creux au sommet des lignes de champ d'une arcade (nécessaire à la formation d'une protubérance) par des mouvements de cisaillement? Article A10

Priest et al (1988), figures 26, ont développé un modèle de tube de champ torsadé permettant de supporter de la matière dense (protubérance). Le

modèle a été développé avec un champ sans cisaillement, et la formation du creux au sommet des lignes de champ nécessite de torsader le tube de champ au-delà d'un angle critique Φ_{crit} . D'autre part, l'article précédent a montré l'importance du cisaillement pour créer un creux; il est donc nécessaire d'étudier l'effet du cisaillement sur un tube de flux torsadé: intuitivement, Φ_{crit} devrait décroître avec le cisaillement, et la structure magnétique moins torsadée, nécessaire pour former un creux, sera plus stable. Mais la torsion est-elle nécessaire? Dans ce but, nous avons étudié le cisaillement d'une arcade magnétique, initialement potentielle. Le champ est supposé à deux dimensions, sans force, mais non linéaire; de plus, on impose l'absence de reconnexion, ce qui élimine des solutions telles que celles envisagées dans l'article A6.

L'approximation linéaire du problème montre que le cisaillement réduit la courbure des lignes de champ, mais un creux n'est obtenu que lorsque l'approximation linéaire cesse d'être valide. La résolution numérique du problème non linéaire confirme la décroissance du rayon de courbure des lignes de champ, dans la région de cisaillement: il tend vers zéro pour un cisaillement infini. Ce résultat est ensuite démontré mathématiquement en minimisant l'énergie du champ magnétique. Ainsi, le but initial qui consistait en la création d'un creux, ne peut être atteint en cisillant simplement une arcade. Cependant, le rayon de courbure étant très faible, la quantité de matière nécessaire pour créer un creux est fortement diminuée. Une faible condensation initiale peut alors engendrer le processus de formation. Enfin, pour ces forts cisaillements, une légère torsion d'un tube de champ peut aussi créer le creux recherché. En conclusion, bien que le cisaillement ne soit pas suffisant pour former une configuration magnétique apte à retenir de la matière dense, il est un paramètre très important.

3 Conclusion

L'étude systématique de l'influence des divers paramètres sur la stabilité des boucles coronales a permis de clarifier leurs conditions de stabilité. L'instabilité, lorsqu'elle est présente, est concentrée dans la région de transition. Elle est produite par la dépendance en température et en densité de la fonction de rayonnement. Une instabilité localisée dans la couronne peut cependant être créée si la zone de transition est stabilisée et si le chauffage,

qui domine la radiation dans la partie coronale, est rendu instable. La stabilisation de la zone de transition est nécessaire car le temps caractéristique d'instabilité y est beaucoup plus rapide que celui de la couronne. Cela est réalisé en accroissant la conduction dans la région de transition. Cette étude sera poursuivie en incorporant l'influence d'autres paramètres. Une étude préalable permet de conclure à l'importance de la gravité et d'une fonction de chauffage dépendant de la position. Le couplage de l'instabilité du plasma avec le champ magnétique devra aussi être envisagé: bien que son influence soit a priori négligeable pour un β de plasma faible ($10^{-1} - 10^{-3}$), la stabilité de l'équilibre est très sensible à toute variation des paramètres. Cette étude de la stabilité linéaire permettra de délimiter les régions d'instabilité. Une étude de l'évolution non linéaire est ensuite nécessaire pour démontrer que l'instabilité conduit bien à la formation d'une protubérance, et non à un équilibre voisin du type de l'équilibre de départ. Des configurations de champs magnétiques particulières (avec un creux au sommet des lignes de champ) doivent exister avant la formation des protubérances. Elles nécessitent, pour une région bipolaire, une torsion des lignes de champ qui peut provoquer une instabilité idéale de la structure magnétique. La torsion nécessaire à la formation d'un creux est cependant diminuée par le cisaillement de la structure magnétique. La combinaison de la torsion au cisaillement semble donc être nécessaire dans ce modèle pour former une configuration magnétique stable avec un creux. Cependant, dans l'état actuel des connaissances, l'équilibre et sa stabilité n'ont été étudiés que dans une configuration magnétique présentant soit un cisaillement, soit une torsion. Un modèle tridimensionnel incorporant les deux effets reste à réaliser. D'autre part, une région quadrupolaire présente de nombreux avantages pour la formation d'une protubérance, dont celui de pouvoir former facilement un creux dans les lignes de champ. La formation d'une protubérance pourrait alors avoir lieu au contact de deux régions bipolaires qui s'approcheraient l'une de l'autre. Une nappe de courant est formée à la frontière, et le processus de formation est similaire à celui décrit initialement par *Kuperus et Tandberg-Hanssen* (1967): figure 19. La configuration magnétique de la protubérance est Inverse par rapport au champ photosphérique proche de la ligne neutre, mais le support de la matière est réalisé par le champ magnétique correspondant à la distribution photosphérique du flux magnétique, comme dans une configuration Normale. Ce modèle pourrait correspondre aux protubérances de haute latitude, particulièrement celles de la couronne polaire, alors que le modèle avec un tube de flux torsadé modéliserait la structure

magnétique des protubérances de plage. Cela interpréterait, en particulier, les aspects différents que présente la structure fine pour ces deux types de protubérances: les filets de la structure fine sont presque verticaux dans les protubérances quiescentes de haute latitude, alors qu'ils semblent suivre des arches de champ magnétique pour les protubérances de plages.

4 Publications

- C4: CAN A THERMAL INSTABILITY FORM A PROMINENCE ?

P. Démoulin
DASOP, Observatory of Paris-Meudon
G. Einaudi
Istituto di Astronomia, Università di Firenze, 50125, Firenze Italy

1 INTRODUCTION

The possible occurrence of a thermal instability in the solar corona has been investigated by many authors since the well-known paper by Field(1965). A number of questions arise in connection with the thermal stability of a coronal loop. One can study whether or not the loop is stable depending on its physical parameters (such as its length L , apex temperature T_m , pressure p), the properties of the heating mechanism, the boundary conditions of the perturbation (representing the influence of the cromosphere on the loop stability),and,finally,on symmetry properties of the perturbation.

A second question concerns the time scales and the linear effects of a growing perturbation,and a response to this question gives an interesting insight in the overall dynamical properties of a coronal loop. In order to have a real link between theory and observations it is necessary to make a further step in the analysis and to answer the question concerning the non-linear evolution of the instability by studying the behavior of the loop over long time scales.

The problem is very complicated because the number of parameters which influence the stability properties of a loop is very high and at the moment the knowledge of these properties is not complete. Most of the parameters which influence the stability are not observed because the fewly observed parameters are those which relate to the equilibrium.

2 DISCUSSION OF THE INSTABILITY

It is possible to subdivide the work done so far into three main categories. The first refers to the study of the instability of an isothermal structure following the results obtained by Field. The interesting result is that isobaric linear perturbations grow provided $P/2k$ greater than $1.1 \times 10^5 T^{13/4}/L \text{ cm}^{-3} \text{ K}$, where P is the pressure, T the temperature, L the length of the isothermal structure and k the Boltzmann constant. The driving mechanism of such instability is the form of the solar radiation function at high

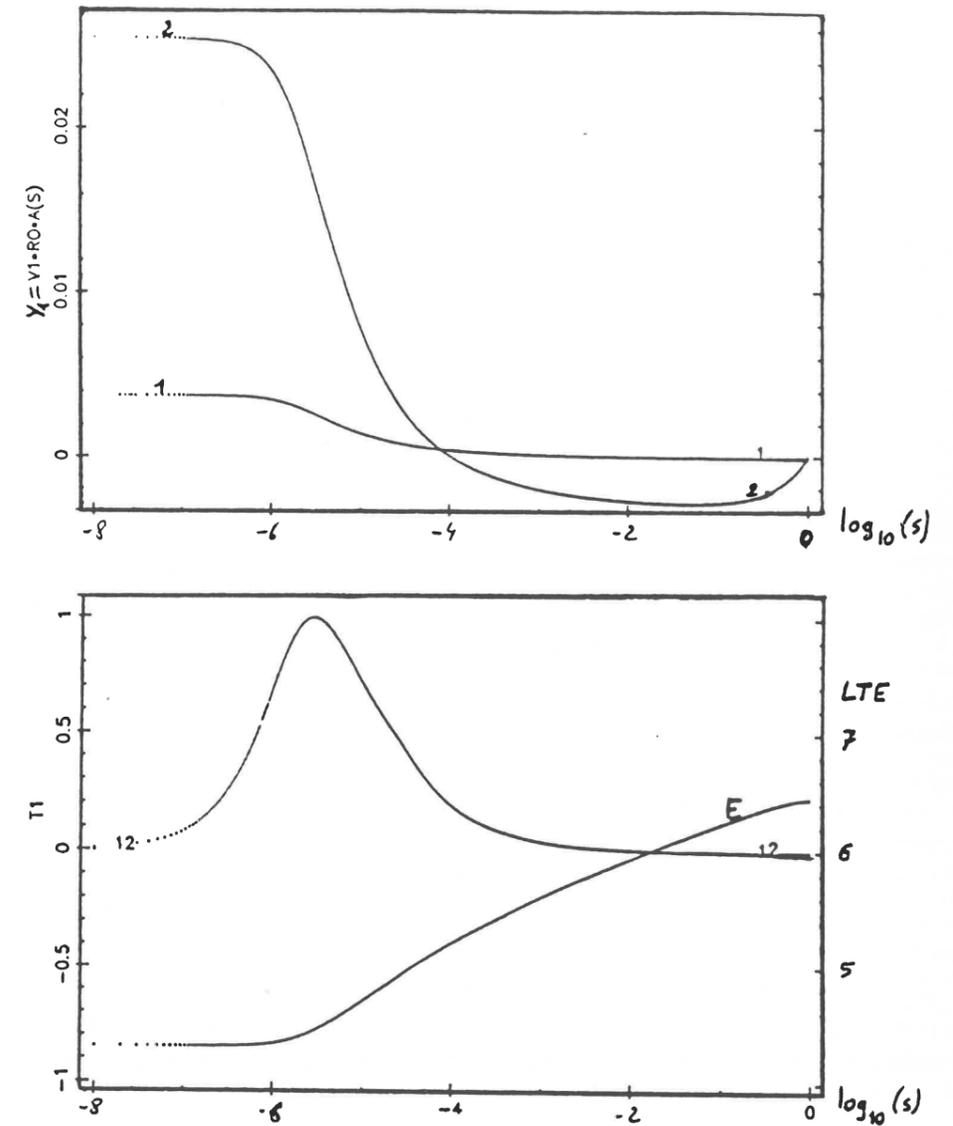
temperatures. The non-linear evolution of the instability lead to the formation of a thin condensation some what similar to a prominence (Oran et all,1982). The applicability of the isothermal results to the solar corona is jeopardized by the fact that the magnetic field lines are imbedded in the dense cold chromosphere. Since the thermal conduction is effective mainly along the field lines, the simplest possible equilibrium model must include the transition region once the equations are projected on the magnetic lines. The resulting equilibrium solution can represent very well the observed temperature structure with the thin transition region connected to the much longer quasi-isothermal coronal part. A proper stability analysis must therefore include the transition region which can have a dramatic influence on the stability at least for three reasons.

First of all the length of the loop is not a free parameter as in the isothermal case

but it is related to the pressure and the apex temperature of the loop. Secondly, the typical radiative time scales in the transition region are much shorter than those in the corona. Finally, in order to have a stationary solution of the energy equation projected along the field lines, the heating must be negligible in the transition region but must dominate the radiation losses at coronal heights in order to balance the conductive losses there. These three facts have the consequence that the loop is more likely to be thermally unstable to perturbations which mainly influence the transition region. It is very difficult to have a destabilization similar to the isothermal case. In fact this isothermal kind of destabilization, which can be seen as the initial stage of the process leading to the formation of a prominence, requires the transition region to be stable, while and at the same time that the form of the heating function is such that it can drive a thermal instability at high temperatures. Most authors in the past have studied the destabilization of the transition region (see the references in Klimchuk J.A. et all,1987) by discussing the conditions for the instability to arise. Essentially they require an isobaric instability which is governed by a Sturm-Liouville type of equation once the pressure perturbation is set to zero. The apparent discrepancies in the results of various authors are due to the large amount of parameters affecting the instability and the fact that some authors have compared their results with others results obtained under different conditions. Klimchuk et al. have studied the non-linear evolution of such instabilities, showing that they can be responsible for the formation of low-lying cold loops, but not of prominence-like structures.

The aim of this work is to clarify definitely the conditions under which the

transition region is stabilized and to show that there exist instabilities which can lead to the formation of a prominence. To fullfill this program we have built a numerical code which solves both the stationary energy equation, producing an equilibrium, and the linearized MHD equation including radiation, conduction and heating, producing the growth rate and the spatial profile of the perturbation. The heating function EH is parametrized as $EH = H P^{\beta} T^{\delta}$. We can vary all the parameters of the equilibrium, namely L, T_m , P, the heat flux Fb at the base temperature T_b , the form of the heating function, namely beta, delta and H, and the boundary conditions at the base of the loop which must be satisfied by the perturbation and which are essential in determining whether such perturbation can grow and on which time scales.



Figures 1

Typical perturbed mass flux and temperature when the boundary conditions at the base are: $dY_1/dS=0$ and $T_1=0$, and the symmetry conditions at the top are: $dT_1/dS=0$ and $Y_1=0$. (where Y_1, T_1 are respectively, the perturbed mass flux and temperature) The two first most unstable harmonics are plotted. The curve noted 'E', in the second figure, is the logarithm of the equilibrium temperature (noted LTE) with the scale of the right part of the figure. The perturbation has a great amplitude only in the transition region for T_1 .

3 PRELIMINARY RESULTS.

We have used boundary conditions at the top of the loop which are consistent with flows of mass bringing material towards the top of the loop. Since we are considering symmetric equilibria with respect to the top, the perturbation is symmetric and therefore the proper boundary conditions at the top are $dT_1/dS=0$ and $V_1=0$. For the boundary conditions at the base we will use the free-fall boundary conditions, namely $dV_1/dS=0$ and $T_1=0$, which seem to lead to the most unstable mode. Adopting such boundary conditions, it follows that $P=0$ at the base and we find that P is negligible in the whole loop. Then the equation reduces to a Sturm-Liouville equation (Chiuderi et al. 1981) and the most unstable harmonics is such that $dV_1/dS=0$ has no zeroes between the base and the top of the loop. For these modes we find that a decreasing base temperature and/or an increasing base heat flux have a stabilizing effect. Furthermore the growth rate of the mode depends strongly on the loop length L of the loop. For L bigger than a critical length L_c function of T_b , F_b , and P we find stability. The form of the heating function is not important for stability once L , T_m and P are kept fixed. As shown in Fig. 1, these modes are peaked in the transition region, and they correspond to the modes non-linearly studied by Klimchuk et al. However, these modes can not be responsible of the formation of a prominence since they do not exist in long, hot loops and we have seen that in the uniform case an isothermal structure is more unstable if it is longer and hotter. Therefore it seems possible to find conditions under which the perturbations in the transition region are stabilized and only the hot part of the loop is affected by the instability. Of course, as mentioned before, in order to obtain such instability the function $L = EH - ER$ must have the favorable dependence on T and P . This constraint provides interesting constraints on the form of the heating function. Other constraints on EH derive from the fact that the length of the loop and its apex temperature depend on its form. At the moment we are investigating which conditions admit the possibility to start the process of formation of a prominence through a thermal instability.

References

- Chiuderi, C., Einaudi, G. and Torricelli-Ciamponi, G.: 1981, *Astron. Astrophys.* **97**, 27.
 Field, G.B.: 1965, *Solar Phys.* **142**, 531.
 Klimchuk, J.A., Antiochos, S.K., and Mariska, J.T.: 1987, *Ap. J.* **320**, 409.
 Oran, E.S., Mariska, J.T., and Boris, J.P.: 1982, *Ap. J.* **254**, 349.

- A6:

A twisted flux model for solar prominences

II. Formation of a dip in a magnetic structure before the formation of a solar prominence

P. Démoulin¹ and E.R. Priest²¹ Observatoire de Paris, Section de Meudon, DASOP, F-92195 Meudon Principal Cedex, France² Applied Mathematics Department, University of St. Andrews, KY16 9SS St. Andrews, Scotland

Received August 11, accepted September 20, 1988

Summary. In Paper I (Priest et al., 1988) a model for prominence formation structure and evolution in a three-dimensional curved flux tube was proposed. Here we investigate the possibility of the creation of a dip in a linear force-free field before the prominence forms. A local two-dimensional modelling of the three-dimensional structure is considered and the effects of adding harmonics and shear to the fundamental simple arcade are studied. Once such a dip has been created, the cold plasma may slowly condense and accumulate in the dip, eventually deforming the field lines further.

For a simple arcade with Normal polarity, in the present approximation it is found that the creation of a dip needs the presence of parasite flux at the base, regardless of the shear. It is also possible to create a dip with Inverse polarity on a field line in three dimensions which is modelled as a magnetic island locally. Such a dip does not need parasite flux but does require a large shear. Physically, it may be created either by emergence of the island through the photosphere or by reconnection of the field lines below the photosphere or by the twisting up of the field in three dimensions.

Key words: solar prominences - magnetic fields - force-free field

1. Introduction

Solar prominences are seen at the solar limb as bridges of chromospheric-like material suspended in the hot corona. On the solar disk, they appear as dark filaments lying on the line between two photospheric regions of unipolar vertical magnetic field polarity inversion. As they are denser by a factor of hundred than the corona, they must be supported against gravity by the magnetic field lines anchored in the photosphere. There are two basic geometries to support a prominence, with either Normal or Inverse magnetic polarity, denoted respectively by N or I (Priest, 1988). The first model of normal polarity was given by Kippenhahn and Schluter (1957), and the first inverse polarity model was suggested by Kuperus and Raadu (1974). The normal polarity configuration has a topology similar to that of a bipolar region. The I configuration is more complex since the magnetic

field in the prominence has the opposite direction from the N configuration and the field may have a neutral point below the prominence. Both configurations exist on the Sun: Leroy (1984) finds that 75% are of the I type: they are mostly big, well-formed quiescent filaments. 25% are of the N type, with much smaller dimensions, are located near active regions and show more activity. It is therefore believed that these filaments inside active regions are of N type, but it is not yet proved since the photospheric scattered light prevents observations at the low height above the solar limb where they are located. The formation of such plage filaments with I configuration, in fact, may be common as this configuration stores much more energy (than an N configuration), which could be released in flares (Martens and Kuin, 1988).

The evolution of prominences has been studied extensively by d'Azambuja and d'Azambuja (1948). Prominences are seen to form within an active region in a few hours. Such a prominence is low, with a height h lower than 10 Mm, dense and it often evolves or disappears in a few days. They are called "plage prominences". By contrast a quiescent filament may form more slowly, in few days, in a decaying active region, or between two nearby active regions. They are higher than active ones, with $h \approx 20$ to 100 Mm, and evolve slowly over typically a month. The relation between plage and quiescent filaments is not well known. Perhaps a plage filament is formed in an N configuration and then evolves, in a few cases, to become a quiescent one of N or I configuration. Pneumann (1983) has proposed such an evolution in which the field lines of the arcade of an N configuration are pushed together and reconnect to form a lower arcade with low shear, and so lower magnetic energy, with a helical structure at the top. In this evolution, reconnection is essential to change the topology of the configuration from an N configuration to an I one. More recently, Hirayama (1987) has proposed a different evolution where reconnection is not needed. The field is distorted from an initial N configuration to a helical structure without cutting the field lines. The final stage is again an I configuration. However, there are theoretical difficulties with both of these scenarios and Priest et al. (1988) have proposed a single alternative in which a large flux tube is twisted up, and a prominence evolves from N to I polarity.

One condition for the formation of a filament in an active region is that the H α fibrils become nearly parallel to the neutral line. This also applies to quiet regions and implies that the

Send offprint requests to: P. Démoulin

formation of a filament occurs only in a greatly sheared magnetic field (Martin, 1973). Two types of shearing motion in the photosphere have been proposed by Rompolt and Bogdan (1986). The more commonly observed motion is when the velocity on one side of the neutral line at the photospheric level is opposite to the velocity on the other side. This observational fact is consistent with theoretical models where a great shear favours a thermal instability at the top of the arcade. Priest and Smith (1979) have solved the energy equation in a force-free arcade for a steady state. They found that an increasing shear could lead to the formation of a prominence by a thermal instability at the top of a loop in the arcade because the field line length increases and leads to the thermal instability described by Field (1965). This creates a depression at the top of the loop which may stimulate a siphon mechanism modelled in a simple way by Ribes and Unno (1980). The thermal aspects of the siphon mechanism have been modelled by Pikel'ner (1971) and Uchida (1980).

Even though much work has been done on prominence formation, there is no general consensus even for formation of an N configuration in a simple magnetic arcade. There are three general mechanisms proposed to bring the material from the chromosphere to the top of the arcade to form a prominence. The first is a ballistic mechanism in which the chromospheric mass is accelerated in a surge-like manner and launched ballistically into the corona (An et al., 1987; Wu, 1988). The injection is assumed to begin with a high velocity of 20 kms^{-1} at the base, which is typical of spicule velocities. With such a mechanism, mass can only reach a low height: typically of the order of v^2/g , and so a few Megameters. This mechanism may therefore occur only in low-lying plage filaments. The second mechanism is provided by decreasing somehow the heating of the corona (Poland et al., 1986) which leads to a condensation of hot coronal plasma to typical prominence temperatures, but with a low density. To increase the density at the top of the loop, they increase the heating at the loop base, which evaporates partially the upper part of the chromosphere, and then this material condenses in a dip at the top to form a condensation with a typical prominence density. The third mechanism is to find conditions where the coronal plasma is thermally unstable, so that it may condense at the top of the loop and suck enough mass up from the chromosphere. Field (1965) has studied the thermal stability of an isothermal plasma. One way to destabilise it is to increase the field line length, which decreases the stabilising effect of thermal conduction. The driving mechanism of such an instability is the form of the solar radiation function at high temperatures. The nonlinear evolution of the instability may lead to the formation of a thin condensation similar to a prominence (Oran et al., 1982). But the inclusion of the transition region and the chromosphere provides a strong stabilising effect which increases greatly the difficulty of destabilising the coronal part of the loop (Demoulin and Einaudi, 1988).

In all the three models described above, the field line needs a dip at the top to catch the cold plasma. Otherwise, the plasma will fall down, because at the initial stage the gravitational force is not strong enough to create a well in the field. In particular An et al. (1988) need a plasma β of the order of unity to produce a dip in the initial field. The plasma β could certainly be decreased to a more realistic value if a dip is imposed in the initial magnetic field, as Poland et al. (1988) postulate in their work. In conclusion, it appears that a dip at the top of the arcade of the initial magnetic field is an important condition for prominence forma-

tion. So we have studied here a means of forming such a dip in a potential or linear force-free field. A three-dimensional model is presented in the paper Demoulin et al. (1988) where we study the relationship between the magnetic supergranule pattern and the prominence feet. When a magnetic island appears in the vertical plane of our two-dimensional model, the third dimension is especially important, since it allows the island to connect to the photosphere in three-dimensional reality and so be accessible to chromospheric material. For simplicity, we have assumed here symmetry of translation along the prominence axis and so we have used a two-dimensional model to study the formation of a dip at the top of a field line. This approach is locally valid when the scale length along the prominence is much greater than the scale length across the magnetic configuration. When an island is formed in this 2D approximation, the field line spirals an infinite distance along the prominence axis. In a fully 3D model, the island field lines would instead be connected to the photosphere (Priest et al., 1988).

2. Description of the model

2.1. Assumptions

The coordinate system used is shown in Fig. 1: the prominence is located in the yz plane, the vertical is the z -axis, and the x -axis is horizontal and orthogonal to the plane of the prominence. We model the magnetic field before the appearance of a prominence by a linear force-free field for which there are several justifications both theoretical and observational:

a) the equation of force balance reduces to $j \times B = 0$, when the plasma beta (β) is much lower than unity, when the vertical extent is much smaller than Λ/β , (where Λ is the gravitational scale-height of the corona), and when the flow speed is much lower than the second and Alfvén speeds.

b) We seek in particular a linear force-free field since it is a state of minimum energy when the normal component of the magnetic field is prescribed at the boundary of a closed volume, and the global helicity $H = \int_V A \cdot B \, dv$ is fixed (Woltjer, 1958; Heyvaerts and Priest, 1984). This is also justified from an observational point of view since Schmieder et al. (1988) found that a linear force-free field can represent the field of a sunspot with a neighbouring prominence.

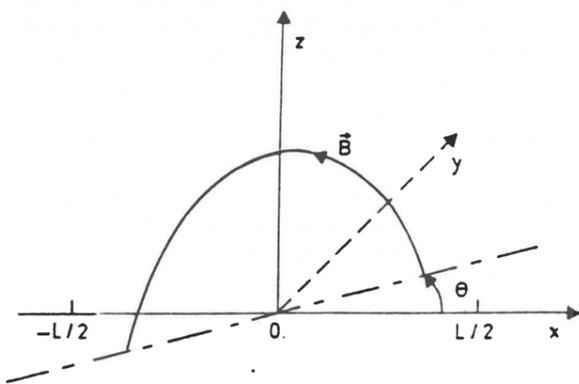


Fig. 1. The coordinate system of the model. The photospheric level is the xy -plane, the magnetic polarity inversion line the y -axis. The shear angle is the angle between the x -axis and the field direction. The width of the arcade is L .

c) The model is static since the time for the formation of a filament is much greater than the sound or Alfvén travel time of an arcade. Then, the field may evolve through quasi-static configurations.

d) We used ideal MHD with the field frozen to the plasma since the magnetic Reynolds number is much greater than unity ($R_m \approx 10^{12}$). Reconnection may happen, however, at small-scale current sheets and change the global topology of the field.

(e) We neglect the thermal coupling of the corona to the photosphere. Chromospheric material could be brought up by one of the three mechanisms described in the introduction, but the instability is outside the scope of this paper.

2.2. Two-dimensional linear force-free arcade

The hypothesis of a magnetic field which is two-dimensional with the equation $\text{div } B = 0$ allows us to write B as:

$$B = \left(-\frac{\partial A}{\partial z}, B_y(A), \frac{\partial A}{\partial x} \right).$$

The assumption of linear force-free field leads to:

$$B = \left(-\frac{\partial A}{\partial z}, \alpha A, \frac{\partial A}{\partial x} \right),$$

where α is a constant and $A(x, z)$ satisfies: $\Delta A + \alpha^2 A = 0$.

This equation is linear, and the solution can be written in terms of a base of functions $A(x, z)$ behaving like $\cos(kx)e^{-lz}$ with $l = \sqrt{k^2 - \alpha^2}$ and k describing the periodicity of the function. $B = \text{rot}(Ae_y)$ gives the components of the magnetic field as

$$B_x = -\frac{l}{k} \cos kx \times e^{-lz},$$

$$B_y = -\frac{\alpha}{k} \cos kx \times e^{-lz}, \quad (1)$$

$$B_z = k^2 \sin kx \times e^{-lz}.$$

This represents an arcade field configuration, as shown schematically in Fig. 1. The horizontal size of the arcade in the x direction is L , say, which is half the periodicity length of the field configuration ($k = \pi/L$).

In the yz -plane the field is horizontal, so we can imagine a line current located there, added to represent a prominence. The field lines are coplanar, and the shear angle θ is given by:

$$\tan \theta = \frac{B_y}{B_x} = \frac{\alpha}{\sqrt{k^2 - \alpha^2}} = \frac{\alpha'}{\sqrt{\pi^2 - \alpha'^2}}$$

with the non-dimensional constant $\alpha' = \alpha \cdot L$.

$h = 1/l$ is the scale height of the field. $h = L/\pi$ for a potential field, which implies that the field decreases rapidly with height. This behaviour is not observed for quiescent or active prominences unless we consider a base region of great size. For a typical height of 30 Mm for a quiescent prominence, we need the field of the prominence to take its origin in a photospheric region whose size is much greater than 100 Mm. Even for, say $L \approx 300$ Mm, the second harmonic has a scale height of $k_2 = L/(2\pi) = 50$ Mm, which means that the field is dominated by the first harmonic at great heights, where the field must decrease with height. Perhaps the observed increase with height of the field is due to the presence of the prominence, and so the current that supports

it; but we cannot find a good answer for a prominence with a low density which only disturbs a little the magnetic field configuration.

The problem of the rapid decrease of the potential field could be solved by using a force-free field, which is more consistent with observations since $\theta \approx 70^\circ$ to 80° in most prominences (Leroy et al., 1984). When α' increases towards π , the magnetic scale height:

$$h = L/\sqrt{\pi^2 - \alpha'^2}$$

becomes large (see Table 1), and the field becomes a slowly decreasing function of height.

For great shears (θ near 90°) we have:

$$\alpha' = \pi(1 - \delta), \quad h \approx L/\pi \cdot \sqrt{2\delta} \quad \text{and} \quad \tan(\varphi = 90^\circ - \theta) \approx \sqrt{2\delta}$$

so that

$$\varphi \approx 80 \cdot \sqrt{\delta} \text{ (degrees)}$$

To obtain a magnetic field which increases with height, we can subtract a small second harmonic, because the fundamental decreases so slowly with height. The effect of the shear is smaller on the higher harmonics than on the fundamental since $l_n = \sqrt{(nk)^2 - \alpha^2} \approx nk$, independent of α . The scale height of the harmonics is changed only a little, and we can have a field increasing with height only at low altitudes.

2.3. Base flux without parasite polarity

The observed magnetic flux on both sides of a prominence at the photospheric level, is nearly symmetric, and so we have built a symmetrical model, but it is not simply a sine function, so we must add some harmonics to the 2D basic arcade. Even if the harmonics have low amplitude, they could be important in problems such as: the stability of the prominence (Demoulin and Priest, 1988), the formation of the feet (Demoulin et al., 1988) and here the creation of a dip at the top of the arcade.

As both sides of the prominences are observed with no parasite polarity (except at high resolution (Martin, 1986), we impose this in our first investigations (the results can be generalised to include a parasite polarity even more easily). To obtain such constraint, we can simply study the basic arcade together with the n th harmonic. The vertical field on the plane $z = 0$ is:

$$B_z(x) = \sin kx + B_n \sin(nkx) \quad (3)$$

which must be positive in the interval $[0, L/2]$

If B_n is negative, the smallest fields occur near the origin, $x = 0$ where $B_z(x) = k \times (1 + B_n/n)$.

Thus there is no parasite polarity if:

$$-B_n < 1/n. \quad (4)$$

Table 1. The magnetic scale height (h) as a function of the departure of the shear angle from 90°

φ	δ	h
20°	$7 \cdot 10^{-2}$	$\approx 0.9 L$
10°	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$\approx 1.8 L$
2.5°	10^{-3}	$\approx 7 L$

We note that this condition is independent of the shear, but we can add a higher harmonic to avoid a parasite polarity if (4) is not satisfied for the one harmonic. With more than one harmonic, the problem is analytically complicated, but in the computations, we verify numerically that the base flux has not parasite polarity. Fig. 2.

$$B = \begin{pmatrix} -\frac{l_1}{k} \cos kx e^{-l_1 z} - B_n \frac{l_n}{kn} \cos(nkx) e^{-l_n z} \\ -\frac{\alpha}{k} \cos kx e^{-l_1 z} - B_n \frac{\alpha}{kn} \cos(nkx) e^{-l_n z} \\ \sin kx e^{-l_1 z} + B_n \sin(nkx) e^{-l_n z} \end{pmatrix}$$

with $l_n = \sqrt{n^2 k^2 - \alpha^2}$.

In the case of $\alpha \neq 0$, the shear angle varies with height since the two harmonics do not give fields in the same direction. The first harmonic is more sheared than the n th one because

$$\text{tg } \theta = \alpha/l > \text{tg } \theta_n = \alpha/l_n$$

The horizontal field B_h on the plane $x=0$ varies with height as:

$$-B_h \frac{dB_h}{dz} = l_1 e^{-2l_1 z} + \frac{(l_n + l_1 n^2)}{n} B_n e^{-(l_1 + l_n)z} + l_n B_n^2 e^{-2l_n z}$$

The derivative with height of B_h has three terms, and only the third one can give an increasing field with height, in the vertical yz plane. Then a reversed harmonic is needed with $B_n < 0$. The Eq. (7) is quadratic in B_n^0 , with two real solutions: b_1 and b_2 .

$$b_1 = -\frac{l_1 n}{l_n} e^{(l_n - l_1)z}$$

$$b_2 = -\frac{1}{n} e^{(l_n - l_1)z}$$

The horizontal field B_h is increasing with height in the interval $[b_1, b_2]$ for B_n^0 . But the constraint (4) of no parasite flux imposes $l_1/n > -B_n(z=0)$, so the region of increasing field exists only if $|b_1| < b_2$ so: $|l_1| < |l_2|$ or $(l_1/l_n) < (1/n^2)$ which needs a great shear to decrease the value of l_1 . The shear angle θ of the first harmonic must be greater than θ_c with:

$$\text{tg } \theta_c \approx n \quad \text{with } \alpha \approx k \quad (\text{greater shear}). \quad (9)$$

2.4 Curvature of field lines

The Lorentz force $j \times B = -\nabla_{\perp}(B^2)/(2\mu_0) + B^2 n/(\mu_0 R_c)$ is zero for a force-free field. At the top of the 2D arcade, (in the yz -plane) it becomes:

$$\delta_L = -\frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial B^2}{\partial z} u_z + \frac{B^2}{\mu_0 R_c} u_z$$

since the field is horizontal at the top and does not depend on the coordinate y , where the curvature of the field line is given by:

$$\frac{1}{R_c} = \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (5)$$

In the simple 2D basic arcade, there is a large field at the base, and the magnetic pressure is upward. It is balanced by the "tension" of the field lines which are curved downward. Here, we want to find a particular configuration whose curvature is upward, so the field strength must increase with height (as observed in a prominence!) A way to do this is to subtract harmonics from the fundamental.

3. Results

3.1. Base flux with two harmonics

We add the first and the n th harmonic to give:

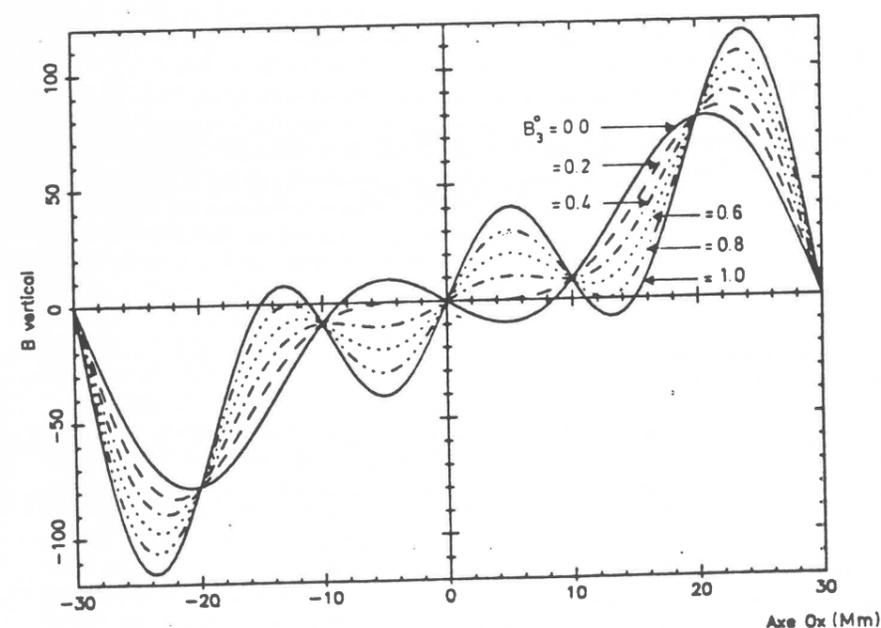


Fig. 2. The magnetic field B_z at the base as a function of x across the arcade for: $B_1 = 1$, $B_2 = -0.8$ and B_3 varying from 0 to 1. The choice of B_2 is taken to give an increasing magnetic field at low heights, in the yz -plane, of the prominence. The choice of B_3 between 0.2 and 0.8 gives a base flux with no parasite polarity, which is expected from the observations

With second harmonic $n=2$, it means that the field must be more sheared, at great heights, than the angle $\theta_c \approx 64^\circ$. This critical angle is increased to $\theta_c \approx 72^\circ$ with the third harmonic ($n=3$).

This leads to the conclusion that the field line gives a dip at the top, in a bipolar region, only if the shear is greater than a critical value which is of the order of the shear angle observed in the solar prominences.

The dip is present at heights where $|B_n|$ is greater than $|b_1|$. As this lower bound increases with height the dip disappears at a height z_m given by:

$$z_m = \frac{1}{l_n - l_1} \log_e \left(\frac{l_n}{l_1} |B_n| \right)$$

As the shear increases, l_1 decreases to zero, and the maximum height increases to infinity as $-\log_e(k-x)$. Nevertheless, as the evolution is logarithmic, for realistic large shears, the maximum height is near $L/\pi \cdot n$, which is much lower than the typical horizontal size.

The horizontal field B_x in the yz plane is positive when $-B_n > (nl_1/l_n) e^{(l_n - l_1)z}$ and the component B_y is positive when $-B_n > n \cdot e^{(l_n - l_1)z}$. Thus when the field line has a dip, the magnetic field is an inverse configuration (with a magnetic field crossing the prominence plane in the opposite direction from a potential field created by the photospheric boundary conditions). Under the potential field hypothesis, where many models have been built, such a configuration is not possible. With $\alpha=0$, the interval $[b_1, b_2]$ is restricted to:

$$\left[-\frac{1}{n} e^{(l_n - l_1)z}, -n e^{(l_n - l_1)z} \right],$$

and a well at the top of the arcade needs a parasite polarity at the base (from Eq. (4)). Such a case is represented in Fig. 3 and 6a.

In conclusion, with a highly sheared magnetic field we are able to construct a magnetic field which increases with height above the photosphere, without a parasite polarity at the base. The simplest configuration with these properties, consists of a

second harmonic (with B_2 satisfying (4)) subtracted from the first one. The computations show an increasing field strength at low heights: $z < 6$ Mm, for a base length of $L = 30$ Mm, and a constant $\alpha' = 3$. The first harmonic, which dominates at great heights, is then sheared by an angle $\theta \approx 81^\circ$. To lower this shear angle and to extend the region of the dip to greater heights, we have to investigate more complex cases.

3.2. Base flux with three harmonics

A way to have a base flux without a parasitic polarity, when the condition (4) is not realised, is to add a higher harmonic, as we discussed in the potential case.

Figure 4 shows an example of this case for $B_1 = 1$, $B_2 = -0.8$ and with six values of B_3 : 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, and for a constant $\alpha' = 3.1$. The dip in the field lines is present for B_3 lower than 0.07 and the condition of no parasitic polarity imposes $0.2 < B_3 < 0.8$. Then, the field arcade produces a dip to catch a condensing plasma when the third harmonic amplitude B_3 lies between 0.2 and 0.6. This range is increased to 0.2 and 0.8 for a constant $\alpha' = 3.14$, which is the only limit imposed by the condition on the base flux. Figures 4a and 5a show that the region of increasing field is lower than 10 and 15 Mm, respectively, which is in agreement with the observed height of plage filaments. The shear angle θ needed is of the order or greater than 80° which corresponds to the alignment of the fibrils seen before the formation of a filament (Martin, 1973).

The topology of the field lines is shown in Figs. 6b and 6c, for $B_1 = 1$, $B_2 = -0.8$, $B_3 = 0.4$, and two values of α' : 3.1 and 3.14. The arrows represent the magnetic field in the xz -plane. They show the formation of an island in both cases, with a neutral point on the vertical z axis. This island is associated with the current that we have allowed to flow along the field lines. In a configuration with a great shear, the field is nearly parallel to the vertical plane, above the magnetic neutral line, and so also are the current. The current density is related to the field along the prominence by:

$$\mu_0 j(x, z) = \alpha B_y = -\alpha^2/k \cos kx e^{-l_1 z} \quad (10)$$

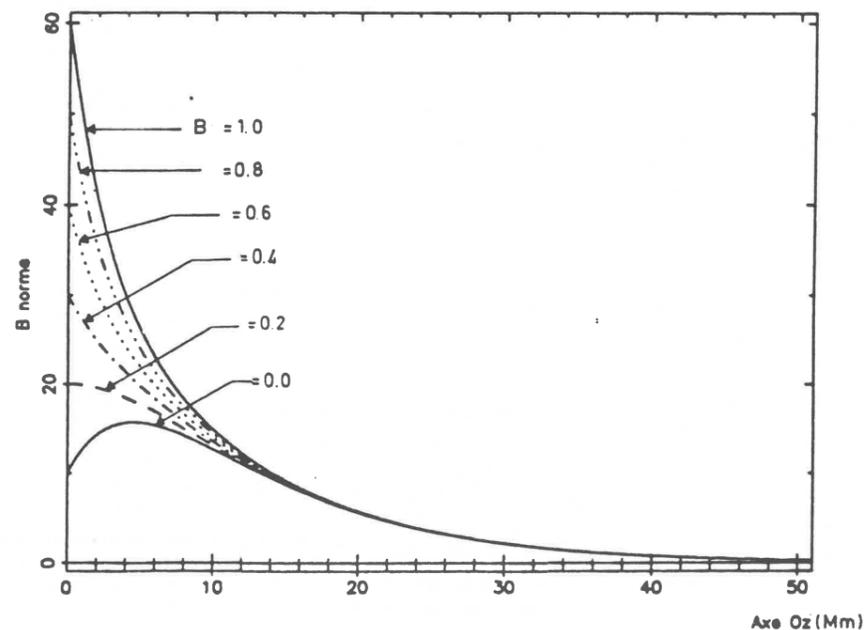


Fig. 3. The variations with height z of the horizontal field B_x in the potential case ($\alpha = 0$). A field increasing with height at low heights is present for $B_3 < 0.2$, which gives parasite polarity at the photospheric level. An increasing field with height is not compatible with the absence of parasite polarity on both sides of the filament channel. At heights greater than 10 Mm the field is dominated by the first harmonic and decreases rapidly with height

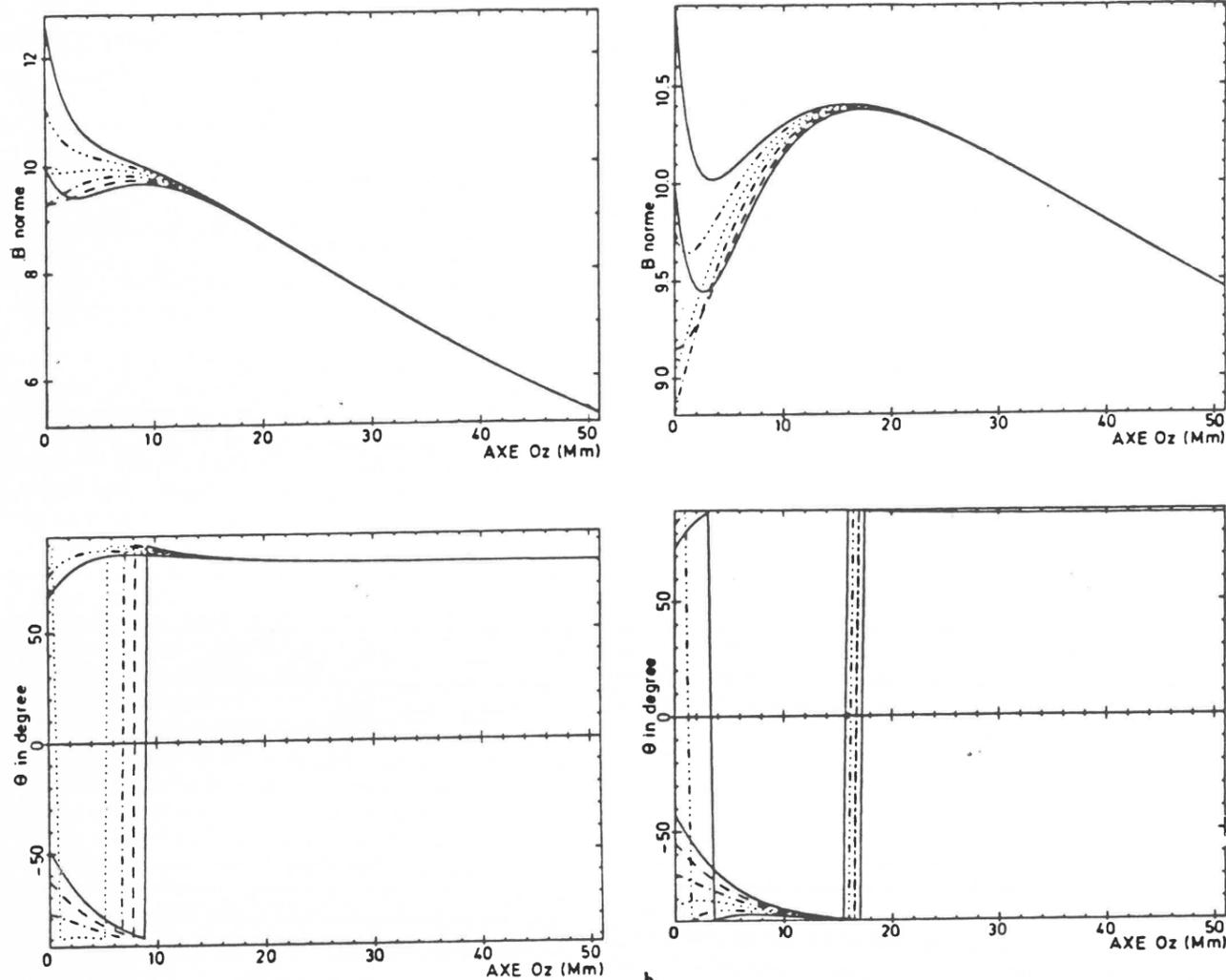


Fig. 4. **a** The same as Fig. 3, but for a highly sheared magnetic field ($\alpha' = 3.1$). The values of B_3 are the same as in Figs. 2 and 3. The field increases with height for $B_3 < 0.6$, which is partially compatible with a condition of no parasite polarity at the base. A dip could form at low heights at the top of the field line for $0.2 < B_3 < 0.6$ without a parasite polarity. **b** The evolution of the shear angle of the field (θ) with height. In the region of increasing field of Fig. 4a, the second harmonic dominates, and the shear is lower and negative. At great heights, the first harmonic dominates, and the shear is $\theta \approx 81^\circ$.

so that the current density is greater near the plane $x=0$ at low heights and at high shear (larger α). In conclusion, when we shear the 2D arcade more, it creates currents near the plane $x=0$ at low heights. These currents are associated with a magnetic field which leads to the formation of a dip. Both a large shear and a reversed second (or other) harmonic are necessary to create the necessary current in the right direction.

3.3. Formation and evolution of a filament

In this section we want to describe from the observational data, from the existing models and from the present work, some ways in which a filament may form.

Fig. 5a and b. The same as Fig. 4 but with a more highly sheared magnetic field ($\alpha' = 3.14$). The region where the field increases with height is greatly extended, and the increases is more rapid. This corresponds to the formation of a dip at the top of the magnetic arcade for a large range of base magnetic field (B_3 between 0.2 and 0.8) if we are limited to no parasite polarity. The field at great heights decreases more slowly: it will become uniform as α' approaches the value π .

3.3.1. Conditions of formation

We have described, in this introduction, three ways to bring chromospheric mass to the top of an arcade, but all need a dip at the top to catch the first cold material. Thus, a necessary condition to form a prominence in an arcade is first to form a dip prior to the condensation (Priest et al., 1988). This could be achieved by having a large shear, which is the condition well observed when a filament is forming in an active region (Martin, 1973). Before the formation of filaments, $H\alpha$ fibrils are seen to rotate and become nearly aligned together, along the photospheric magnetic neutral line. Another condition is to have a particular type of base flux: the formation of a dip without parasite polarity at the base happens for a restricted set of harmonics, as discussed in the previous section. This important condition would be

544-7

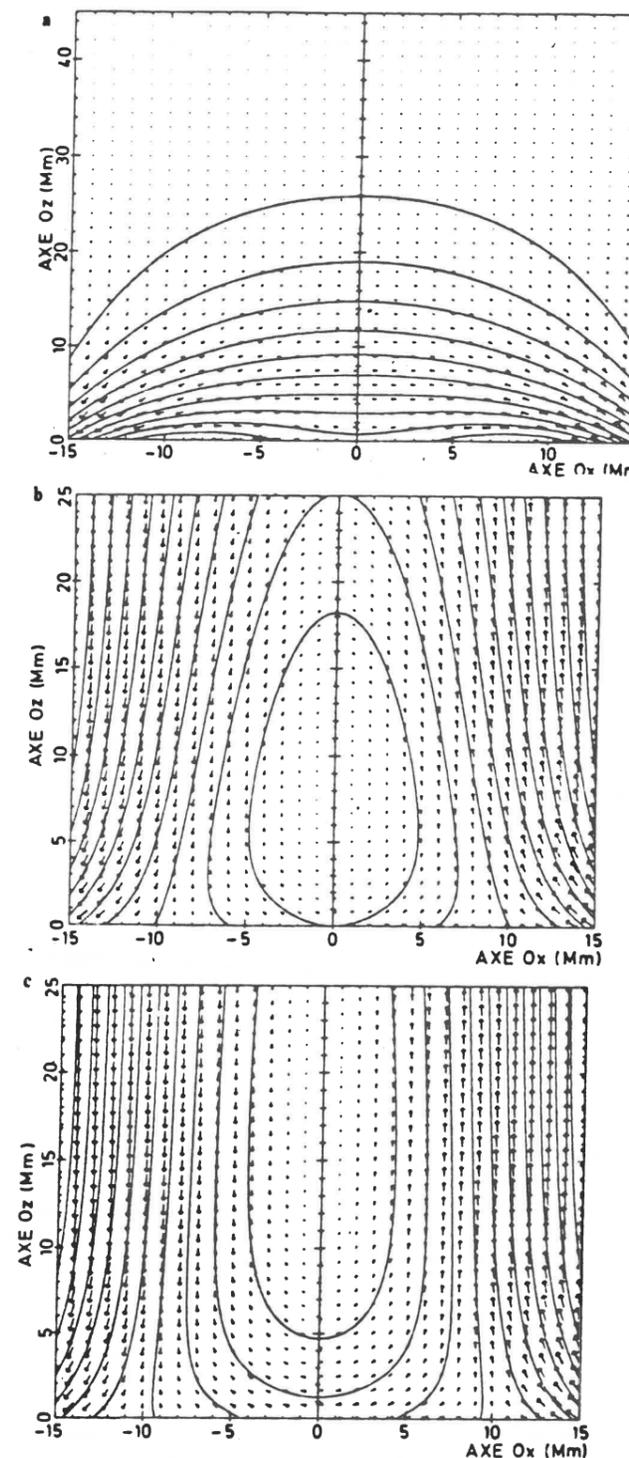


Fig. 6a-c. The curves represent both the isocontours of the normal field component (B_n) and also the magnetic field lines in the xz -plane. The isocontours are equispaced. The arrows show the magnitude and the direction of the magnetic field. The harmonic amplitudes are: $B_1 = 1$, $B_2 = -0.8$. **a** Potential case: ($\alpha' = 0$). The field lines have a dip at the top for low heights, but there is a parasite polarity on both sides of the origin. It is a quadrupolar region. **b** and **c** Force-free cases with $\alpha' = 3.1$ and $\alpha' = 3.14$, $B_3 = 0.4$. There is no parasite base flux (Fig. 2). As the shear increases, the dip develops over a greater interval of height.

difficult to verify on a magnetogram since the base flux does not change greatly when this condition is satisfied or not, as shown in Fig. 2. The other conditions for the formation of a filament arise from the thermal conditions along each line. They are particular to each model described in the introduction, but need in each case certain specific conditions. In conclusion, we can say that the formation of a filament is not easy since several parameters must lie in narrow ranges. It may explain how prominences form only at certain locations along large-scale neutral lines on the Sun.

3.3.2. Comparison of 2D and 3D configurations

When the dip is formed, we have the type of configuration shown in Figs. 6b and 6c. In the xz plane, the two-dimensional (2D) field has a neutral point, but as the component along the filament is not zero, this is not a neutral point of the field in three-dimension. As the model presented here is two-dimensional, the projection of the field lines of the xz plane is given by the isocontours of the scalar potential $A(x, z)$. It means that the fieldlines which form a dip, are not connected to the photospheric level: they spiral along the y direction (Figs. 6).

In a more realistic three-dimensional model (Démoulin et al., 1988), the third variable (y) allows the field lines to connect the photosphere after a finite number of turns. The field lines form a spiral such as in the model of Pneumann (1983) or Priest et al. (1988). The evolution with shear is much more difficult to understand than in the previous 2D configuration. Starting with an arcade with no dip, the non-uniform shear along the y axis form spiral field lines between the photospheric flux concentration (Démoulin et al., 1988). This may be created either by flux emergence or by reconnection or by twisting up the field lines. It should be noted that in a strictly 2D model the condensation process would be inefficient since only the plasma in the island could condense, whereas in a 3D model the connection of island fields to the solar surface would allow much more plasma to flow up from the chromosphere.

3.3.3. Comparison with other models

In the present analysis of the 3D configuration, we can note that when the dense material is brought into the dip, it would lead naturally to the formation of an I type of prominence (Fig. 7a, which is not a section across the prominence, but instead shows two field lines in three dimensions). An N configuration is not permitted in this model without parasite flux. But we may speculate on a possible further development of the prominence which is different from that in Priest et al. (1988). The dense material deposited at low heights (< 15 Mm) deforms the field line, pushing it to lower levels and decreasing the overlying magnetic pressure. Then, the next field line is pulled by magnetic forces to form a dip, where dense material could be stored again (Fig. 7b). In this way, we could form an N configuration model, which could extend vertically to most of the prominence if the gravitational force dominates the initial magnetic pressure. In this scheme, we can therefore find prominences with an upper N part and a lower I part.

This possible evolution may be compared to Hirayama's (1987). The final stage is similar to his Fig. 4d', but he starts from a typical potential arcade with an N configuration. Our model starts with his Fig. 4a', with no prominence. As the shear increases, the current allowed along the field line changes the field

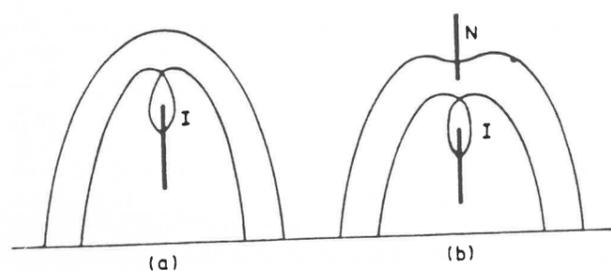


Fig. 7. a Two field lines in the inverse I configuration of a 3-dimensional linear force-free field where a thin prominence (thick vertical line) could form, because a helical structure is present as in two-dimensional configuration of Figs. 6b and 6c. b The deformation of the previous configuration by gravity. The previous I configuration falls to a lower height, then the magnetic pressure decreases at the top of the helix and a dip could form at upper heights. The plasma then could condense there in an N configuration

configuration, and a configuration like 4d', with no prominence, could be formed. In 3 dimensions, it needs reconnection to close the spiral to the photosphere, which will be investigated in future. In this scenario, a plage prominence is formed in an Inverse configuration, and it has the possibility to develop, from the field configuration of the last Fig. 4d' to an N configuration at larger heights, and so to a low-latitude quiescent filament. If the plage filament could grow, it may form a quiescent filament with it amazing vertical threads. Following the model of formation in a dip, the dense material could deform the field as described above, which seems to drive naturally the formation of a dip, starting from a low height, and then going to greater heights, and so the formation of near vertical threads of dense material.

The non-uniform sheae would increase the magnetic energy of the initial linear force-free field arcade. The resulting non-constant force-free field could then relax to a linear force-free state, according to a generalization of Taylor's hypothesis (Heyvaerts and Priest, 1984). During the relaxation process, the field reconnects and dissipates some magnetic energy as heat. The value of α at each time may be determined from the evolution of magnetic helicity. For a greatly sheared field, a dip is formed at the top of low field lines, where dense plasma could be accumulated, supplied by a siphon mechanism from the chromosphere.

Pneuman (1983) has proposed a different evolution from plage to quiescent filaments. He starts from an N filament and squeezes the field arcade near the mid-height; then, the field lines reconnect to give a low-lying arcade with low shear, surmounted by helical structure. This leads to a configuration similar for the future prominence to those of Figs. 6b and 6c, or the end configuration described in the Hirayama evolution. To obtain the starting point of this evolution, we may push together the field lines: the increase of the shear angle may help but the destruction of the field behind the arcade may be another way. It could be accomplished if two opposite polarity field push together and cancel as observed by Martin (1986). Then, the magnetic pressure decreases below the arcade and reconnection could occur. This scheme of evolution may be related to the formation in parallel converging mass motions described by Rompolt et al. (1986). The fist scheme with an increasing shear may be relevant to the formation in anti-parallel converging mass motions as shown in Fig. 1 of Rompolt et al. (1986).

Priest et al. (1988) have proposed that a prominence could be formed in flux tube when the twist is sufficient as it forms a dip at the top of the tube. The twisting mechanism could be the rotational flow due to Coriolis forces or differential rotation. Here we have investigated the shearing effect. An extension of these modes will be both shear and twist the tube. The effect of twisting would be to lower the critical shear needed to form a dip.

Many points remains to be investigated and to understand, in particular:

- a three-dimensional model is needed to explain the filament feet;
- a study of the dynamics of the prominence evolution, in particular of the magnetic field must be achieved in connection with the photospheric motion of giant cells, as proposed by Malherbe and Priest (1983);
- the evolution of the magnetic field when dense material is brought to the top of the arcade, where a well is present;
- the fine-scale structure of prominence threads (Ballester and Priest, 1988).

4. Conclusion

We have investigated the possibility of the formation of a dip in a linear force-free field before the formation of a filament. This dip or well is needed in an arcade field for all the mechanisms proposed to bring chromospheric material to the top of the arcade and keep it there. The cold plasma could condense slowly in this hollow, before too much mass is accumulated to deform the field line. In contrast to Priest et al. (1988), we have speculated that the initial configuration could be of inverse (I) polarity, in the sense that the field at the summit is in the opposite direction from that of a potential-like configuration. After the condensation material, it may be possible for the configuration to evolve to one with normal (N) polarity at large heights. The creation of a dip before the prominence forms needs a greatly sheared magnetic field, by an angle up to 80° and a particular magnetic base flux. This could be achieved by antiparallel motion at the photospheric level along the magnetic neutral line. This imposes several necessary conditions for the formation of a prominence above a polarity inversion line.

In this work, we study only a bipolar region with no parasite polarity. It rules out the possibility of forming a field line dip at the top of a potential or slightly sheared field. If we permit parasite polarity at the base, the dip is much easier to form and can exist even in a potential field arcade. The cancelling magnetic field seen by Martin (1986) before the formation of a filament may be relevant to the creation of inverse polarity by reconnection in the present model. The evolution that we have discussed may be compared with that proposed by Hirayama (1987), except that the initial state (normal configuration) has no prominence. The cold material can stay at the top of the arcade only when a well is formed, i.e. in the present analysis for an inverse field configuration. The deformation, by the accumulated mass, may later create a well in the upper arcade, and a normal configuration prominence could form there. Thus, the evolution is the opposite of Hirayama's since the first state is an inverse configuration which later may evolve to a normal one.

Acknowledgements. The authors thank U. Anzer and A. Hood for many helpful discussions, Jose-Luis Ballester for organising the prominence workshop where these ideas were born, S. Bordet

for typing the manuscript, and the U.K. Science and Engineering Research Council for financial support.

References

An, C.H., Wu, S.T., Bas, S.J., Suess, S.T.: 1987, in *10th Korea Symposium for Science and Technology*,
 d'Azambuja, L., d'Azambuja, M.: 1948, *Ann. Obs. Paris Meudon* 6, No 7
 Ballester, J.L., Priest, E.R.: 1988, (in preparation)
 Démoulin, P., Einaudi, G.: 1988, in *Workshop Dynamics and Structure of Solar Prominences*, Mallorca.
 Démoulin, P., Priest, E.R.: 1988, *Astron. Astrophys.* (in press)
 Démoulin, P., Priest, E.R., Anzer, U.: 1988, *Astron. Astrophys.* (submitted)
 Field, G.B.: 1965, *Solar Phys.* 142, 531
 Heyvaerts, J., Priest, E.R.: 1984, *Astron. Astrophys.* 137, 63
 Hirayama, T.: 1987, *Solar phys.* 100, 415
 Kippenhahn, R., Schluter, A.: 1957, *Z. Astrophys.* 43, 36
 Kuperus, M., Raadu, M.A.: 1974, *Astron. Astrophys.* 31, 189
 Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal-Bréchet, S.: 1984, *Astron. Astrophys.* 131, 33
 Malherbe, J.M., Priest, E.R.: 1983, *Astron. Astrophys.* 123, 80

Martens, P.L.H., Kuin, N.P.M.: 1988, *Solar Phys.* (in press)
 Martin, S.F.: 1973, *Solar Phys.* 31, 3
 Martin, S.F.: 1986, NASA, 2442, *Coronal and Prominence Plasmas*, p. 73
 Oran, E.S., Mariska, S.T., Boris, J.P.: 1982, *Astrophys. J.* 254, 349
 Pikel'ner, S.B.: 1971, *Solar Phys.* 17, 44
 Pneuman, G.W.: 1983, *Solar Phys.* 88, 219
 Poland, A.I., Mariska, J.T.: 1986, *Solar Phys.* (in press)
 Priest, E.R. (ed): 1988, *The Structure and Dynamics of Quiescent Solar Prominences*, Reidel, Dordrecht, p.
 Priest, E.R., Smith, E.A.: 1979; *Solar Phys.* 64, 267
 Priest, E.R., Hood, A.W., Anzer, U.: 1988, *Astrophys. J.* (in press)
 Ribes, E., Unno, W.: 1980, *Astron. Astrophys.* 91, 129
 Rompolt, B., Bogdan, T.: 1986, NASA, 2442, in *Coronal and Prominence Plasmas*, p. 81
 Schmieder, B., Raadu, M., Demoulin, P., Dere, K.P.: 1988, (in press)
 Uchida, Y.: 1980, *Japan-France-Seminar on Solar Phys.* p. 169
 Van Tend, W., Kuperus, M.: 1978, *Solar Phys.* 59, 115
 Woltzer, L.: 1958b, *Proc. Nat. Acad. Sci.* 44, 489
 Wu, S.T.: 1988, *Proc. Workshop Dynamics and Structure of Solar Prominences*, Mallorca, eds. J.L. Ballester, E.R. Priest,

CAN A DIP FOR PROMINENCE FORMATION BE CREATED
BY SHEARING A CORONAL ARCADE ?

P. Démoulin¹, T. Amari², P. Browning³, A. Hood², E. Priest²

1 Observatoire de Paris - Section de Meudon, D.A.S.O.P
92195 Meudon Principal Cedex, France

2 Applied Mathematics Department. University of St. Andrews
KY 16 955 St. Andrews - Scotland

3 Department of Pure and Applied Physics,
UMIST, P.O. Box 88, Manchester, England

Submitted to: Astronomy and Astrophysics the Main Journal
Section: the Sun

Send off print requests to: T. Amari

Key words: Solar prominences, magnetic fields, force-free field

Thesaurus codes: 19.81.1, 19.84.1

Summary

We investigate the possibility of prominence formation in sheared coronal arcades. The creation of a dip at the summit of field lines is a likely requirement before a prominence can form; then dense plasma is gravitationally stable. It is shown that, in fact, no shear profile can create a dip in a two-dimensional force-free arcade if the photospheric field is bipolar, but shearing induce very flat field lines. In this configuration we have investigate different effect susceptible to increase the free fall time of dense plasma. We have also analysed the interaction between shear and twist: the critical twist needed to have a dip is a decreasing function of shear. Important photospheric shear then lead to a magnetic configuration favorable to prominence formation.

1 Introduction

Solar prominences consist of bridges of chromospheric like material embedded in the hot corona. This dense plasma can be supported against gravity by magnetic Lorentz forces since it is frozen into the magnetic field whose strength of 10 Gauss as measured by Leroy et al (1983, 1984) are sufficient to support the typical observed densities ($10^{10} - 10^{11} \text{ p.cm}^{-3}$). At prominence locations observations show a near horizontal magnetic field, greatly inclined along the prominence axis with typical shear angles between 60° and 70° . A highly sheared magnetic field in a locally bipolar region seams to be one condition for prominence formation. Martin (1986) observed the formation of a filament in an active region: it starts with the rotation of H_α fibrils which become nearly parallel to the neutral line (where a filament then forms). Two types of shearing motion have been seen by Rompolt and Bogdan (1986). The most commonly observed motion is when the velocity changes sign at the neutral line. It could be simply modelled by a linear force-free field arcade with an increasing α . The second type is described by a global shear motion along the neutral line, with a speed which decreases with distance from the neutral line. This remains difficult to interpret.

A complete description of solar filaments can be found in the books of Tandberg-Hanssen (1974) and Priest (1981) while a review of current understanding and problems is given in Ballester and Priest (1988) and Priest (1988). Observationally, solar prominences can be divided into two classes (Priest 1988), namely Normal and Inverse configurations (referred to hereafter as N and I respectively). The N configuration have a field component normal to the prominence plane which is in the same direction as the potential field deduced from photospheric observations, while in the I configurations, the direction is reverse. This led to two main models. The Kippenhahn-Schluter model has N fields created by the photospheric pattern, which support the prominence. But in the Kuperus-Raadu model, support is provided by line tying at the photospheric level. It is modelled by the repulsion of an image prominence below the photosphere. A unified model has been recently proposed by Priest et al (1989). They model the magnetic field around a prominence by a twisted magnetic flux tube. It gives a natural evolution from N to I configurations as the field twist increases. It

also avoids the problem of internal equilibrium at the top of the prominence in the Kuperus-Raadu model (Anzer 1984, 1988). In the flux tube model the prominence is locally supported by the twisted magnetic field, and image repulsion is not needed for the I configuration. One way to distinguish between different prominence model is to investigate if they could describe the initial stage of formation in agreement with observations.

An et al (1987), Wu et al (1987) have modelled prominence formation in a magnetic arcade by ballistically launching chromospheric material into the corona. They find that a prominence can only be formed if the plasma β is of the order of 1, which is far from solar conditions: $\beta \approx 10^{-3} - 10^{-2}$. In their numerical model the plasma pressure needs to be at least of order of the magnetic pressure in order to deform the initial arcade and so create a dip at the top, where dense material can be gravitationally stable. This problem is, in fact, general to all mechanisms of prominence formation: at the initial stage, only a little dense material is available at arcade tops and it rapidly drains down rather than bending the field lines. The creation of a dip at the field line summit prior to condensation is therefore a necessary condition: Priest et al (1989). Such a dip can not be found in a 2D linear force-free arcade in an Normal configuration if no parasite polarity is allowed at the base: Démoulin and Priest (1988). But an Inverse configuration can be formed if the shear is large enough ($\theta \geq 80^\circ$), and the base flux has a reversed second harmonic. In this 2D model an island is formed, which represents a local section across the 3D twisted flux model of Priest et al (1989). A dip can be created by twisting a 3D flux tube, but the effect of shear in such twisted configuration has to be investigated in future.

In this paper we investigate the effects of shearing motions on a 2D magnetic arcade. Linear bipolar force-free fields cannot create a dip in a Normal configuration. Since observations show a large magnetic field shear before prominence formation, the question arises: can we form a dip at the top of the arcade only by shearing motions? We first define, in section 2, the boundary value problem which corresponds to the actual physical situation of the photospheric shearing of the feet of the field lines (BVP1) and a simpler one, BVP2, that we shall consider in our numerical attempts (section 3). First we investigate a linear perturbation of a potential field; it shows that, at this approximation, that the shear is favorable to form a dip (sec-

tion 2). However the creation of a dip needs a break down of the linear approximation, then we need to solve the non linear problem. We describe the numerical method we use to solve BVP2 (section 3) and the numerical results we obtain for non linear cases for various shearing profiles (section 4). We show that such a dip cannot be formed at the top of the field line by solving BVP2. In section 5, we present a general analytical argument which prove that this "Non- Existence" result still holds in the cases of the general non linear boundary value problems BVP1 (in all cases) and BVP2 (as far as we follow the minimal energy solution) for all physical displacements. We then discuss in section 6 the possibility of prominences formation in two dimensional sheared magnetic arcades.

2 Description of the model

2.1 The physical boundary value problem "BVP1"

Let us first recall our main assumptions for the problem of shearing a force free magnetic field. Actually these are the same as those of Amari and Aly (1989a).

i) The corona $D = \{z > 0\}$ is assumed filled of a perfectly conduction plasma since the magnetic Reynolds number is very large $R_m \approx 10^{12}$, therefore the field lines obey the frozen in law.

ii) The starting magnetic field \mathbf{B}_0 is assumed to be an x-invariant potential magnetic field whose scalar potential A_0 (defined by $\mathbf{B}_0 = \nabla A_0 \times \mathbf{x}$) is solution of the Laplace equation with non homogeneous Dirichlet boundary conditions $A_0(y, 0) = g(y)$ and decaying to zero at infinity. Moreover we assume that g satisfies:

$$\begin{aligned} 0 &\leq g(y) \leq A_{max} \\ g(y) &= g(-y) && \text{(symmetric condition)} \\ y \cdot dg/dy &< 0 && \text{for } y \neq 0 \end{aligned}$$

Then the starting field \mathbf{B}_0 has an arcade-like topology.

Then, if at $t = 0$ the field starts to be slowly sheared by imposing an x-parallel velocity field to the feet of its lines, the field will evolve through a sequence of force free fields \mathbf{B}_t solution of the following boundary value problem referred to hereafter as BVP1 (Amari and Aly 1989a).

$$\mathbf{B}_t = \nabla A_t \times \mathbf{x} + B_{tz} \cdot (A_t) \cdot \mathbf{x} \quad (1)$$

$$-\Delta A_t = \frac{d}{dA} B_{tz}^2 / 2 \quad \text{in } \Omega = \{z > 0\} \cap \{y = 0\} \quad (2)$$

$$A_t(y, 0) = g(y)$$

$$\lim_{r=(y^2+z^2)^{1/2} \rightarrow \infty} A_t = 0$$

$$\begin{aligned} X_t(A) &= B_{tz}(A) \int_{C_{pt}(A)} \frac{d_{sp}}{\|\nabla A_t\|} \\ &= -B_{tz}(A) \frac{d\Sigma_t}{dA} = t \cdot \xi(A) \end{aligned}$$

$$Topology \{C_{pt}\} = Topology \{C_{p0}\} \quad (3)$$

The shear $X_t(A)$ of a field line $C_t(A)$, defined as the difference in the x positions of its left and right feet is supposed to increased proportionally to time t. $C_{pt}(A)$ is the projection of $C_t(A)$ on to Ω and $d\Sigma_t$ is the area between $C_{pt}(A)$ and $C_{pt}(A + dA)$. We also assume that the shear is not applied to all the field lines: $A' (< A_{max})$ is the smallest value of A such that $\xi(A) = 0$ in $[A', A_{max}]$. Eq. (3) expresses the conservation of the topology (arcade like) resulting from the frozen-in Law (ii).

By reporting the value of B_{tz} from Eq. (2d) into the Grad Shafranov Eq. (2a) one obtains a General Differential Equation for A_t which appears to be the solution of a non linear and non local problem. (The theory of non local operator is still in infancy: see Aly and Amari 1985). Although BVP1 is the actual boundary value problem that corresponds to the "physical" shearing of the arcade-like configuration \mathbf{B}_0 , it is not exactly the one we shall consider in our numerical attempts where a simpler situation is investigated.

2.2 The simpler boundary value problem: BVP2

We now consider the sequence of force free fields

$$\mathbf{B}_\lambda = \nabla A_\lambda \times \mathbf{x} + B_{\lambda z}(A_\lambda) \mathbf{x}$$

where A_λ is solution of the following boundary value problem referred to hereafter as BVP2:

$$\begin{aligned} -\Delta A_\lambda &= \frac{d}{dA} B_{\lambda z}^2 / 2 \stackrel{def}{=} \lambda f(A) \text{ in } \Omega \\ A_\lambda(y, 0) &= g(y) \\ \lim_{r \rightarrow \infty} A_\lambda &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

in which $B_{\lambda z}(A)$ (or $\lambda \cdot f(A) \geq 0$) is now assumed to be given and $\lambda \geq 0$ is a growing parameter. BVP2 describes the quasistatic evolution of the equilibrium when the electric current increases. A general analytical study of the properties of the equilibrium states solutions of BVP2 has been given by Heyvaerts et al (1982,1983): it is found in particular that for large values of λ there is no solution of the closed type topology, under some assumptions on f (positiveness, compact support) and g. These results are generalised in presence of gravity by Amari and Aly (1989b).

The solution A_0 of BVP2 (associated to $\lambda = 0$), is identical to the solution of BVP1 (corresponding to $t = 0$) introduced in 2.1. However instead of increasing the shear function X_t given by Eq. (2d) as in BVP1 this is now the component $B_{\lambda z}$ which is growing in BVP2. Of course $B_{\lambda z}$ and X_t are related by Eq. (2d), but in BVP1 A_t is computed directly from the knowledge of X_t and then Eq. (2d) gives B_{tz} (which has not to be given) whereas in BVP2 A_λ is computed from $B_{\lambda z}$ (which is given) and then Eq. (2d) gives X_λ . We shall not discuss in this paper the questions of equilibrium - non equilibrium related to the existence - non existence of onset points by comparing BVP1 and BVP2: see the revue of Zwingmann (1988). However, we shall only be concerned with the problem of creating a dip at the summit of the field line. As a starting point we consider the effect of shearing a potential arcade to the linear approximation in the next paragraph and in the two next sections, we shall consider numerically BVP2.

2.3 Linear approximation

The function f(A) is chosen to be:

$$f(A) = k^2 (A + 12bA^3) \quad (5)$$

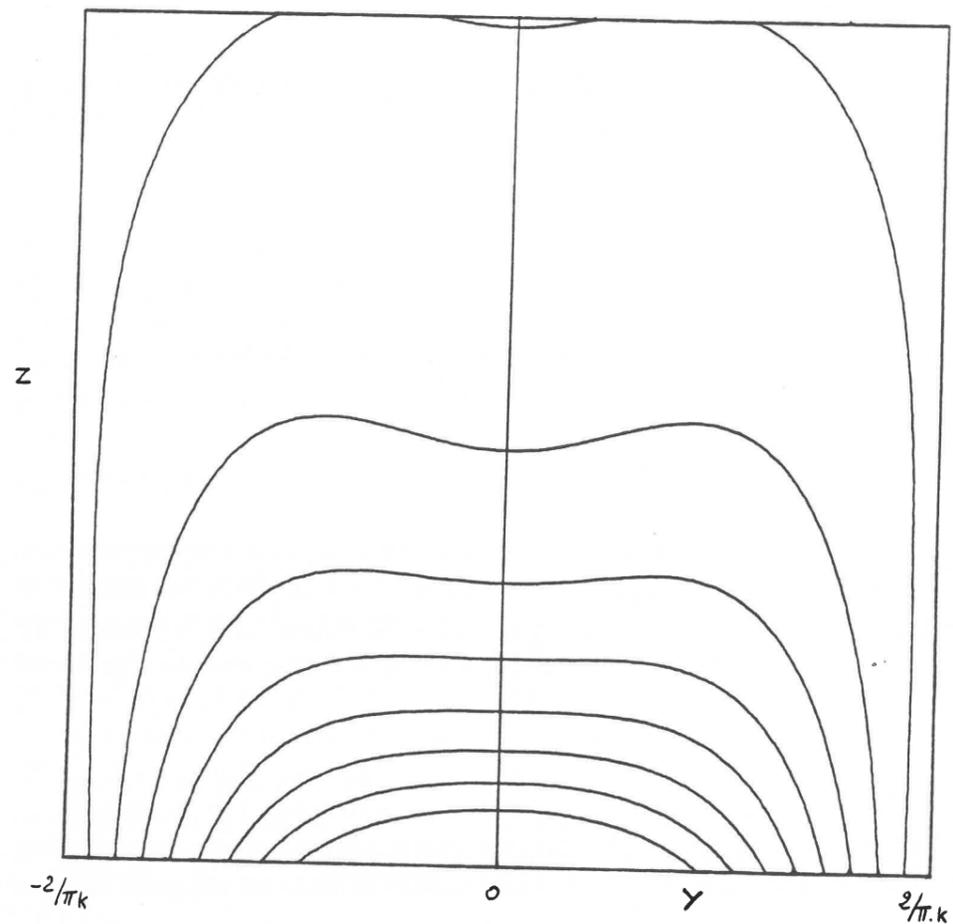


Figure 1:
Field lines projected on the plane Oyz for the analytical solution (of section 2.3) obtained by assuming a small perturbation from a potential field. Here for $b = -2, \lambda = 0.4$, a dip is present at field line top, however $\lambda \ll 1$ is not satisfy.

in order to test non linear force-free field (b is a parameter measuring the non linearity of the shear profile). In this paragraph we consider a force free field which is a small perturbation from a potential field (a weakly sheared arcade). Writing $A = A_0 + \lambda A_1$, where λ is a small parameter, the perturbed field A_1 satisfies:

$$\Delta A_1 = -f(A_0)$$

We choose the unperturbed potential field to be $A_0 = \cos(ky)e^{-kz}$. The solution which satisfies the prescribe normal field condition $A_1 = 0$ on the photosphere $z = 0$, at the limit $z \rightarrow \infty$ and on $y = \pm\pi/2k$ is:

$$A_1 = \frac{\cos(ky)}{2} \left[kze^{-kz} + \frac{9b}{4} (e^{-kz} - e^{-3kz}) \right] + b\cos(3ky)kze^{-3kz}$$

The displacement in height δz_1 of a field line is given by:

$$\begin{aligned} \delta z_1 &= -A_1 / (\partial A_0 / \partial z) \\ &= \frac{z}{2} + \frac{9b}{8k} (1 - e^{-2kz}) + \frac{bz\cos(3ky)}{2\cos(ky)} e^{-2kz} \end{aligned}$$

This can be negative for certain values of the height z , giving a dip if its magnitude is large enough: analyzing the field lines shows that, if $b = -2$, there is no dip for $\lambda = 0.2$ but a dip does appear for $\lambda \geq 0.4$: figure 1. Clearly this latter case of $\lambda \approx 0.4$ is rather outside the range of validity of the perturbation expansion (requiring $\lambda \ll 1$). Nevertheless, in many cases, taking a perturbation expansion to the limits of its validity can give qualitatively correct results. We therefore use a 2D numerical code to study this equilibrium in the full non-linear regime, in order to discover whether the dip predicted by the linearised theory actually exists or not.

3 . Numerical procedure

In this section we describe the general procedure used to compute non linear field in an infinit space. The force free field used in paragraph 2.3 is limited by vertical boundaries at $y = \pm\pi/2k$ and so the right boundary must be $A = 0$.

3.1 Computation grid

We study an isolated magnetic active region, which has a symmetry of translation along the x axis, and is symmetric from the Oyz plane. This allowed to compute the magnetic potential on the quarter plane $\{y > 0, z > 0\}$ - see the argument presented in Amari and Aly 1989a, which shows the symmetry of the solutions of BVP1, $A_t(y, z) = A_t(-y, z)$, and still holds at least for the minimal energy solution of BVP2. The photospheric field and the shear are zero for $|y| \geq y_u$. the vertical extension of this magnetic structure is crudely of the same order of the horizontal one. then we put an uniform, fine, grid in the region $0 \leq y \leq y_u, 0 \leq z \leq z_u = y_u$. The boundaries conditions effects are decreased by taking them away. We then take geometric progression of ratio $c_y = c_z = c$ in the external region: $y_u \leq y < y_{max}, z_u \leq z < z_{max} = y_{max}$. Taking $N_y = N_z = 40$ points, with half on external region, and $y_u/y_{max} = 0.1$, leads to $c \approx 1.2$. The grid size then increase slowly from its neighbour of a factor c. The slow field value and gradient in the external region permit to have important grid size near right and up boundaries.

3.2 Boundary conditions

Boundary conditions are shown in Figure 1.

- At left $B_z = -\partial A/\partial y = 0$ is obtained by symmetry
- At bottom $B_z(y, 0)$ and then $A(y, 0)$ is imposed:

$$A(y, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{n.k} \cos(nk_y)$$

with $k = 2\pi/y_p$. We choose $y_p = 1.5 \cdot y_u$, and show here, results only with the first harmonic (Fig. 1), since harmonics have little effects.

- Right and upper boundaries effect is tested by trying three different conditions: $A = 0$, normal derivative set to zero, and second normal derivative set to zero. The first one imposed a field parallel to the boundary, the second normal to it, and the third one imposed so that there is no particular field direction but only no normal gradient on the parallel field. Such sets of boundary conditions are very different and so could give a good insight

on to the effect of the boundary. With the numerical values given above essentially, the same results are found with all these three cases.

3.3 Numerical resolution

The non linear equation Eq. (4) is solved by iteration starting from a potential field (which is given by a linear equation, easily solved). At the n_{th} stage, the approximate numerical solution of BVP1 is $A_n(y, z)$, with $\lambda = \lambda_n$ in Eq. (4). A_{n+1} , solution of BVP2 with $a_n = A_{n+1} - A_n$ is then computed by linearising Eq. (4) in terms of the perturbation $a_n \ll A_n$. The linearised equation for a_n is:

$$\Delta a_n + \lambda_n^2 \left(\left(\frac{\partial f}{\partial A} \right)^2 + f \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial A^2} \right) a_n = -2 \cdot \lambda_n \cdot \delta \lambda_n \cdot f \frac{\partial f}{\partial A}$$

which can be solved straight forwardly. The evolution is controlled to force $|a_n/A_n|$ to be less than a given value ϵ , typically between 10^{-2} and 10^{-3} . This linear approximation at each step is refined by estimating the size of the second order term and computing an approximate value of a_n from the preceding step. Thus the errors are decreased to the third order in $|a_n/A_n|$. The effect of cumulative errors is tested, on a few cases by comparing solutions obtained with $\epsilon = 10^{-2}$ and 10^{-3} . No significant differences were found. For the computations presented here, different grids have also been tested. A large number of points are only necessary when the shear is important, which generally implies a high gradient in the flux function. A computation with only 20×20 points with boundary conditions at only $3 \cdot y_u$ gives at least a good approximation.

4 Numerical results

Assuming a functional form for $f(A)$ in Eq. (4a) we now look for numerical solutions of BVP2, when λ is slowly increasing. We do not reach any onset point λ^* ($\lambda < \lambda^*$) and keep following the "minimal" solution on the lower branch. The resulting footpoint displacement $X_\lambda(A)$ is then computed owing

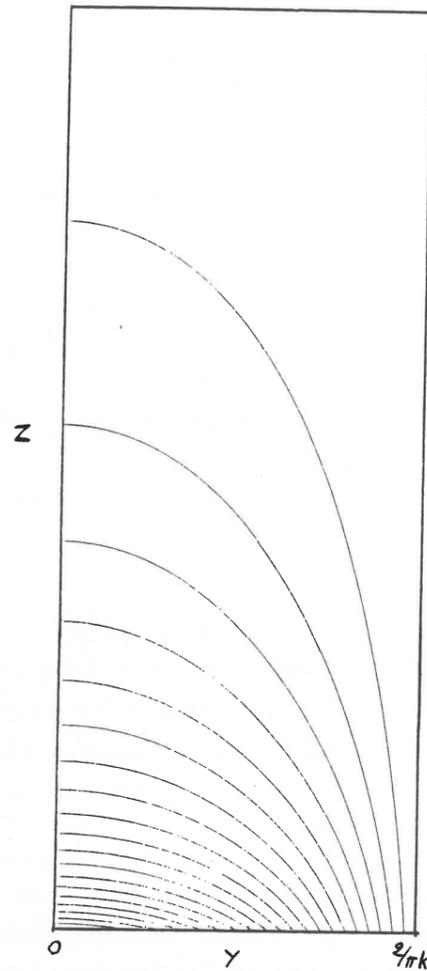


Figure 2:
Same as figure 1, but for the full non linear force-free field solution ($b = -2, \lambda = 0.4$). No dip is present at field line top.

to Eq. (2d) and remains realistic although it cannot be expressed in the form:

$$X_\lambda = \lambda \cdot \mu (A_\lambda (y, 0)) \quad \text{as in BVP1}$$

4.1 Bounded force free field

We solved equations (4), with the function $f(A)$ given by (5) in the geometry described in paragraph 2.3. A great range of values for λ and b were tried. The linearised solution suggests that b should be negative if there is a dip: this also follows because we need a change of sign in $B_x dB_x/dA$ to create a dip by pulling some field lines down into a region of low excess magnetic pressure and pushing higher field lines up. The results for $\lambda = 0.4, b = -2$ are shown in figure 2. This has rather flat field lines, but there is certainly no dip, contrary to the predictions of the linearised model. Increasing λ or $-b$, gives similar results, although it seems we can make the field lines arbitrary flat.

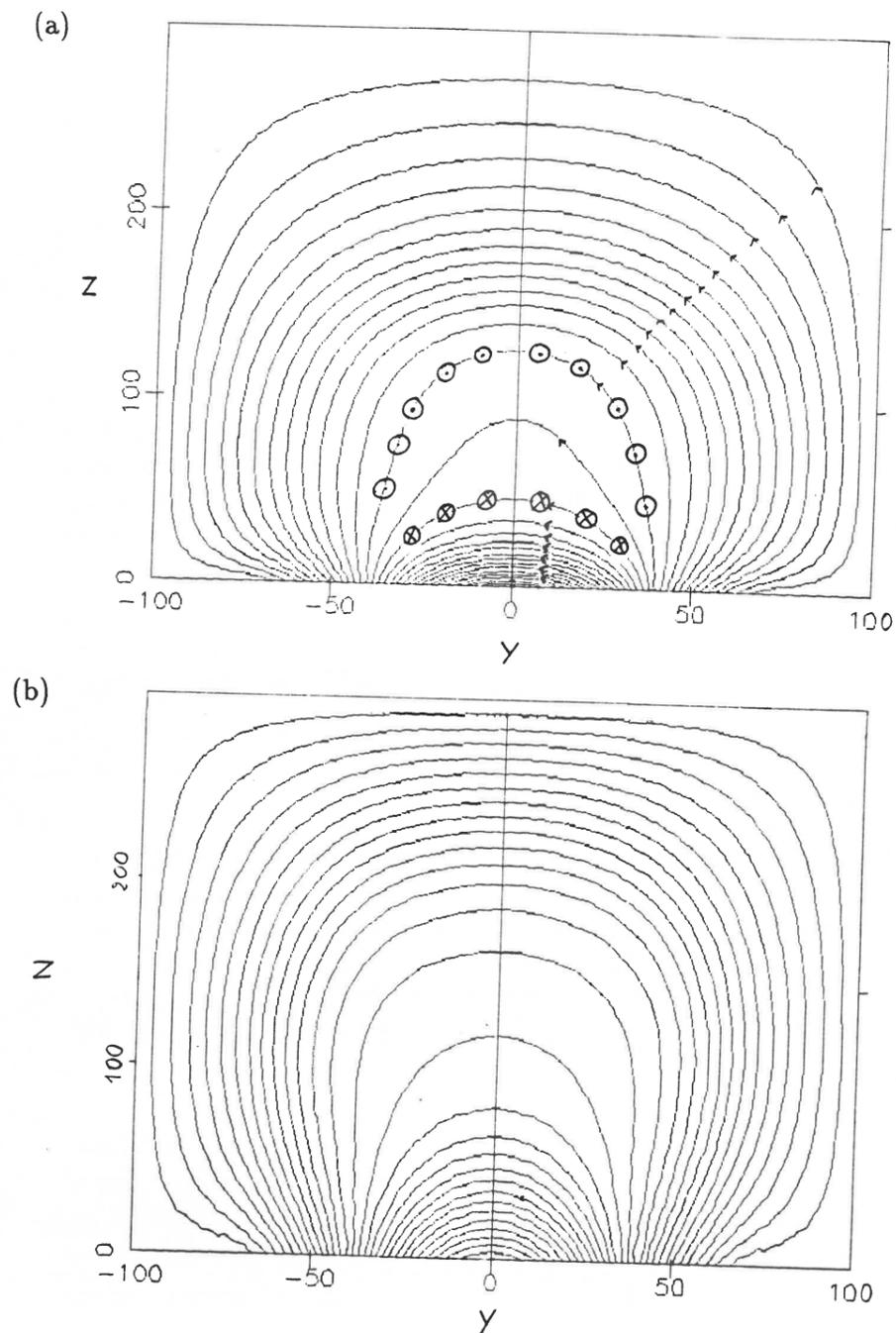
4.2 Unbounded force-free field

The precedent results show that dips in force-free arcades may be very difficult, if not impossible, to form. We have done some other tentatives with unbounded force-free field with the geometry described in section 3.

Different profiles have been tried, namely

$$\begin{aligned} B_{\lambda z}(A) &= 1 + \cos(\pi(A - A_m)/A_a) & \text{if } |A - A_m| \leq A_a \\ B_{\lambda z}(A) &= 0 & \text{otherwise} \end{aligned} \quad (6)$$

The function $B_{\lambda z}(A)$ given by Eq. (6) has been chosen to test different shear profiles. The shear is concentrated around $A = A_m$, with an half size of A_a . It is preferred to a Gaussian profile since non zero values are localised in an interval, and so there is no compatibility problem with boundary conditions on the right hand side. By choosing A_m and A_a we are allowed to shear whatever region we like.



Figures 3:
Field lines projected on the oyz plane. 3a: $\lambda = 1.3$, 3b: $\lambda = 2.2$. Current j_x are schematically shown on Fig.a. They create the central void, and flatten field line in this region. These effects increase with height, and extend as shear increase. The right-hand and upper boundaries are located far away at typical 10 times the size of y_u or z_u . The computation presented here are made with $B_z = 4 \sin(2\pi y/y_p)$ at the base, $y_p = 150$ Mm and $y_u = z_u = 100$ Mm.

4.2.1 Field evolution

As an example, we examine the evolution obtained with $A_m = A_{max}/2$ and $A_a = A_{max}/4$: Fig.3. As λ increases $A(y,z)$ is distorted by the terms $B_x \cdot dB_x/dA$ in Eq. (4) which gives a current density

$$\mu_0 \cdot j_x(A) = B_x \cdot dB_x/dA$$

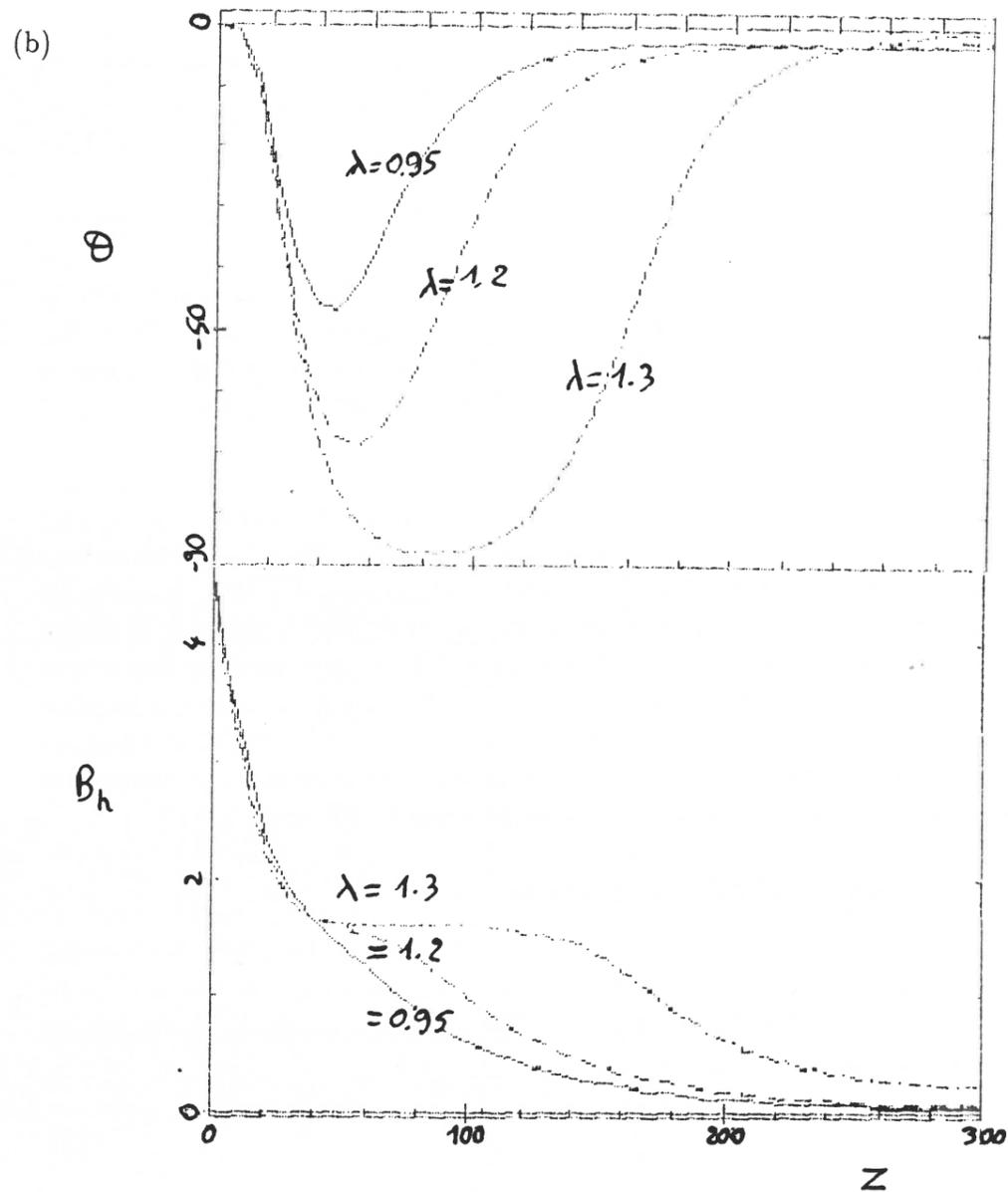
With the shear function given by Eq. (6), two regions of intense current are created, one on either side of the field line $A = A_m$. They are shown schematically on Fig.3a. Both currents create a magnetic field that is opposite in direction from that of the initial arcade in the region $A \approx A_m$. Thus, the magnetic field lines are pushed away from this region as the shear increases as shown in Fig.3b (with a greater λ than 3a). Another way to understand this is to say that an extra magnetic pressure $B_x^2/2\mu_0$ is created near $A \approx A_m$ which pushes field lines away from this region. The displacement X_λ , computed from Eq. (2d), is qualitatively similar to $B_x(y,0)$ profile: Fig.4a, and the maximum shear remains near the maximum of B_x . This simple behaviour comes from the fact that we are far from the critical point $\lambda = \lambda^*$ (see Fig.3b Zwingman 1988). It is therefore justifiable to solve BVP2, unless it is BVP1 that is relevant to solar physic. This approach is in fact valid for important shear: Fig.4a shows a footpoint displacement 5 times greater than the photospheric size of the wall structure. Fig.4b confirms this: the field becomes more and more aligned with the x axis as $B_x(y,0)$ increases. A maximum shear angle on the vertical axis is obtained close to 90° for $\lambda \geq 1.3$.

4.2.2 Summit field line curvature

The assumption of a symmetric magnetic field produces field lines orthogonal to the z axis. Separating the Laplace force into a pressure and a tension term gives a vertical tension force at $y = 0$ of $B^2/(\mu_0 R_c)$, where R_c is the radius of curvature, such that:

$$\frac{1}{R_c} = \frac{\partial \log_e B_h}{\partial z} \quad (7)$$

where B_h is the horizontal field on the z axis. Thus an upward (negative) curvature needs a magnetic field that is increasing with height.



Figures 4:
Evolution of:
- (a) the footpoint displacement $X_\lambda(z)$,
- (b) the shear angle $\theta(z)$ and field norm $B_h(z)$,
- (c) of the half field line length $L/2(z)$,
for different λ . The parameters are the same as those used in figures 3.

The example of the last paragraph shows that as increases B_h decreases less rapidly with height in the sheared region: Fig. 4b. For great shear B_h becomes near flat, but we do not found an increasing field with height. In this sheared region the force equilibrium is dominated by the pressure $B_x^2/2\mu_0$ which is uniform, has A is nearly constant in this region. Then B_h is nearly constant, and R_c is large but always negative.

In conclusion, strong shear could reduce the top downward curvature to low value: $1/R_c \approx -10^{-4} Mm^{-1}$ in Fig.4b, with $\lambda = 13$. The field line is then near flat at its top. However, the general trial function used here produced a flat region at great height: $z \approx 100$ Mm, even if the shear is produced at $y = \pm 40$ Mm. This is produced by the wellknown, inflating effect of a shear arcade well shown by comparing Fig.3 a and 3b. To form a magnetic configuration needed for prominence formation, we needs to concentrate the shear near the neutral line.

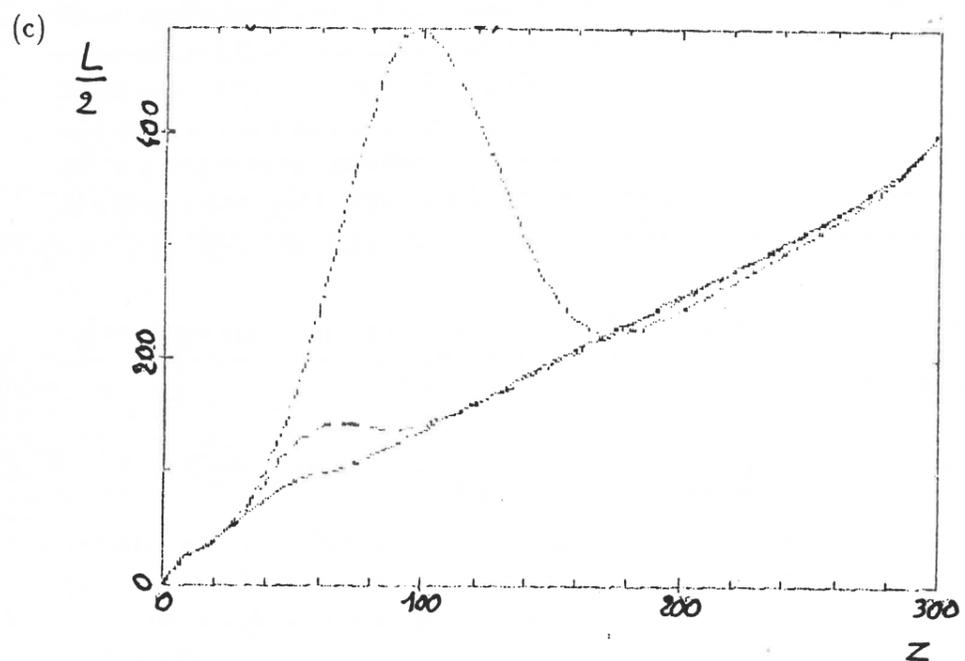
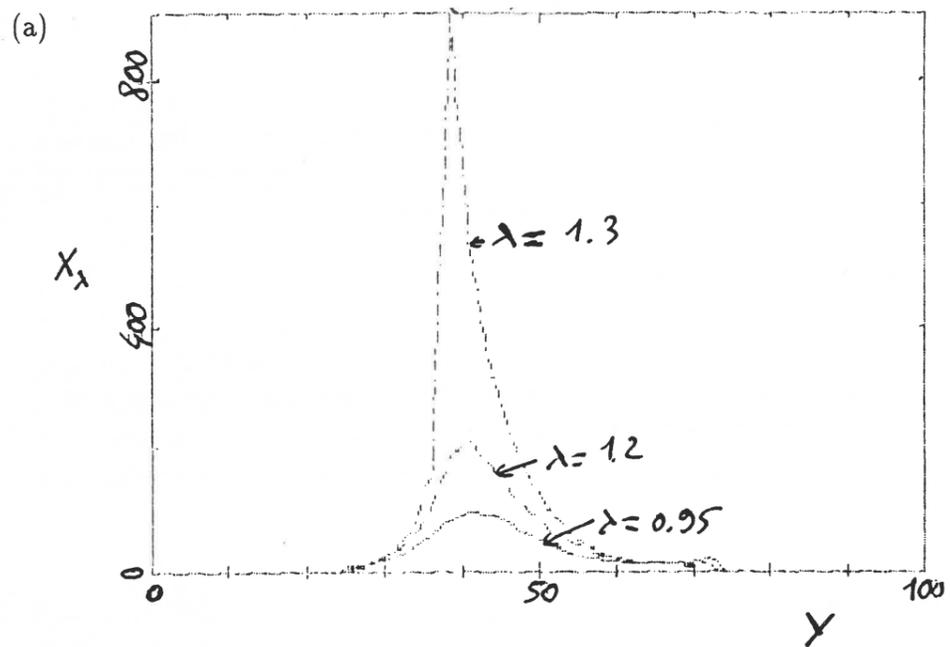
4.3 Discussion

By trying different geometry and shear profile, we have obtained flat field lines, but no dip at arcade summit. In the shear region, the field is dominated by B_x , and then the force balance reduced to a constant magnetic pressure balance, with a uniform magnetic field. Effect of harmonics have been tried without more success. Then it seems that the formation of a dip in a bipolar two dimmensional region is impossible just by shearing. In the next section we present an analytical argument which shows that this result holds in general for both BVP1 and BVP2.

5 Non existence of a "dip" in an magnetic arcade

5.1 BVP1 problem

We present the proof of the following result: by shearing the arcade-like configuration B_0 it is not possible to create a so called "dip" or region of positive curvature for the curve $C_{pt}(A)$ at the top of the configuration.



One way to consider BVP1 is the variational approach introduced in Aly and Amari (1985). In the set of functions

$$U = \{u / E_1(u) < \infty ; u(y,0) = g(y)\}$$

$$topology \{C(u)\} \sim topology \{C(u_0)\}$$

one has to make the functional energy:

$$E_1(u) = \int_{\Omega=\{z>0\}} |\nabla u|^2 dydz + \int_0^\infty X^2(u) \left| \frac{du}{d\Sigma} \right|^2 d\Sigma \quad (8)$$

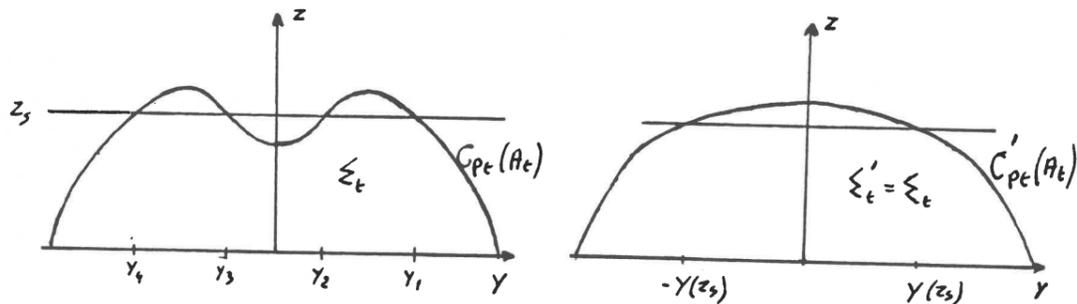
minimum (i.e find a function A_t in such that $E_1(A_t) = \inf_{u \in U} E_1(u)$). Let us now assume that the curves $C_{pt}(A)$ have a dip at their top. We then construct from A_t a sequence A'_t by effecting a so called "Steiner Symmetrisation" who was introduced in Amari and Aly 1989a to deduce the symmetry of solutions of BVP1 with respect to the z-axis. The field lines $C'_{pt}(A')$ of A'_t are defined in the following way: For each value of z a field line $C_{pt}(A)$ may be decomposed in $2k$ branches $y = y_\nu(z)$, $\nu = 1, 2, \dots, 2k$ $k = 1$ (resp $k = 2$) in the case of no (resp one) dip, with $y_1 > y_2 > \dots > y_{2k}$ the absciss of the points of intersections of $C_{pt}(A)$ with a line parallel to the y-axis: Fig.5. The curves $C'_{pt}(A')$ are then defined by the two branches $y = y(z)$ and $y = -y(z)$ where

$$y(z) = 1/2 \sum_{\nu=1}^{2k} (-1)^{\nu-1} y_\nu(z) = 1/2 \sum_{\nu=1}^{2k} (y_{2\nu-1} - y_{2\nu}) \quad (9)$$

Then $\Omega = \{z > 0\}$ is unchanged by the Steiner Symmetrization with respect to the z-axis since it is symmetric with respect to the z-axis and therefore $\Omega' = \Omega$ and only the $C_{pt}(A)$ are changed. The curve $C'_{pt}(A')$ now cuts each parallel to the z-axis in only two points and then have no dip: Fig.5. The boundary conditions on $\partial\Omega$ are also conserved since A_t is symmetric (i.e. $g(y) = g(-y)$), and the asymptotic condition $A(\infty) = 0$ is also conserved.

i) Let us first prove that:

$$\int_0^\infty X^2(u) |du/d\Sigma|^2 d\Sigma$$



Figures 5:

Example of the effect of the Steiner Symmetrisation on a symmetric magnetic configuration with one dip. The curve $C_{pt}(A_t)$ is transformed to $C'_{pt}(A_t)$ by $Y(z_s) = Y_1 - Y_2 + Y_3 - Y_4$. The surface ξ_t , behind O_Y, O_z axis and $C_{pt}(A_t)$, is conserved by this transformation.

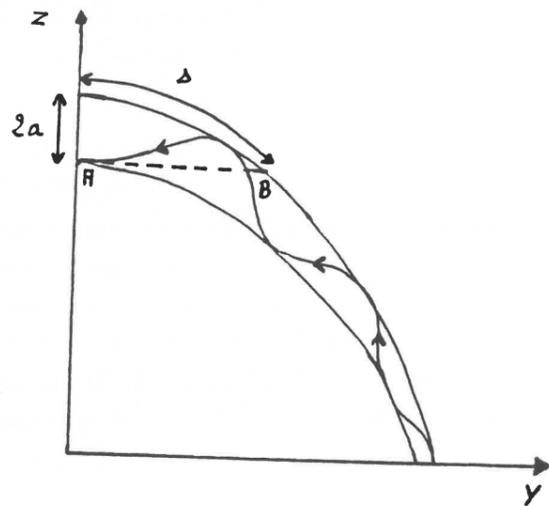


Figure 6:

Schematisation of a twisted flux tube in a sheared arcade.

is unchanged by the Steiner Symmetrisation. Clearly, the area $\Sigma_t(A)$ is conserved by the symmetrisation since owing to Eq. (9)

$$\text{Sigma}'_t(A') = \oint y dz = 1/2 \sum_{\nu=1}^{2k} (-1)^{\nu-1} \int y_{\nu} dz = \Sigma_t(A) \quad (10)$$

The shear $X_t(A)$ given by Eq. (2d) and the second term in the RHS of $C(A_t)$ given by Eq. (8) is therefore unchanged by the symmetrisation since the shear $X_t(A)$ is conserved.

ii) Moreover one may now prove that

$$\int_{\Omega} |\nabla A'_t|^2 dy dz \leq \int_{\Omega} |\nabla A_t|^2 dy dz \quad (11)$$

Indeed, let us first use the Schwarz inequality to get

$$4 \leq \left(\sum_{\nu=1}^{2k} -1 \right)^2 \leq \left(\sum_{\nu=1}^{2k} \left| \frac{\partial y_{\nu}}{\partial A_t} \right| \right) \left(\sum_{\nu=1}^{2k} 1 / (\partial y_{\nu} / \partial A_t) \right)$$

Derivating Eq. (9) with respect to z and applying once more the Schwarz inequality one gets

$$4 (\partial y / \partial z)^2 = \left(\sum_{\nu=1}^{2k} (-1)^{\nu-1} \partial y_{\nu} / \partial z \right)^2 \leq \left(\sum_{\nu=1}^{2k} |\partial y_{\nu} / \partial A_t| \right) \left(\sum_{\nu=1}^{2k} \frac{(\partial y_{\nu} / \partial z)^2}{|\partial y_{\nu} / \partial z|} \right)$$

Adding then the two last equations and using the property

$$|\partial y_{\nu} / \partial A_t| = (-1)^{\nu} (\partial y_{\nu} / \partial A_t)$$

and Eq. (9) it comes:

$$2 \frac{1 + (\partial y / \partial z)^2}{|\partial y / \partial A_t|} \leq \sum_{\nu=1}^{2k} \frac{1 + (\partial y_{\nu} / \partial z)^2}{|\partial y_{\nu} / \partial A_t|} \quad (12)$$

Rewriting the LHS and the RHS of Eq. (10) in terms of the two independent variables z and A_t with $0 \leq A_t \leq \sup A_t = M$, Eq. (12) then appears as an inequality between the two integrands (with the measure $dz dA_t$) of the two new integrals and Eq. (11) is therefore proved.

Thus, one may deduce from the results i) and ii) that the solution A'_t of BVP1, with no dip in the topology of the field line satisfies the same constraint as A_t but with so not larger energy. We may then conclude that a physically relevant solution of BVP1 (which makes the energy an absolute minimum) has no "dip".

5.2 BVP2 problem

Although BVP1 the actual boundary value problem which corresponds to the "physical" shearing of the arcade-like configuration B_o , it is not exactly the one considered in the numerical attempts of the previous sections. Nevertheless we may now prove that if one starts from the arcade like potential configuration ($\lambda = 0$) and then increases then the result of paragraph 5.1 still holds: *the solution A admits no dip at the top of its arcade-like field lines* $C_{p\lambda}(A_\lambda)$.

Indeed a possible variational approach to BVP2 is to make

$$E_2(u) = \int_{\Omega} |\nabla v|^2 dydz \quad (13)$$

an absolute minimum in the appropriate Sobolev space of functions which satisfies:

$$U = \{u / E_1(u) < \infty ; u(y,0) = g(y)\}$$

with the integral side condition (constraint):

$$\int_{\Omega} B_z^2 dydz = \Lambda \quad (14)$$

where $\Lambda > 0$ is a constant Then the Lagrange multiplies rules asserts that the condition for Eq. (13) and Eq. (14) is

$$\begin{aligned} -\lambda_0 \Delta v &= \lambda \frac{d}{dv} B_z^2 = \lambda f(A) \text{ in } \Omega \\ v(y,0) &= g(y) \end{aligned} \quad (15)$$

where λ_0 and λ are real numbers. The non degeneracy condition is satisfied since $f(A)$ is non identically null and we may then choose $\lambda_0 = 1$. Therefore λ in Eq. (14a) is nothin more than a Lagrange multiplies for Eq. (12) and Eq. (13).

Let us now assume that $C_{p\lambda}(A)$ has a "dip" at its top. We then construct from A_λ solution of Eq. (12) and Eq. (13) by effecting a Steiner Symmetrisation with respect to the z axis a sequence A'_λ whose $C'_{p\lambda}(A')$ are exactly define in the same way as in 5.1. Ω is unchanged by the symmetrisation,

$A'_\lambda(y,0) = g(y)$ and $C'_{p\lambda}(A')$ has no dip. We may now owing to Eq. (2d) define a shear X_λ associated to $B_{\lambda z}(A_\lambda)$ and by applying, the same argument as in paragraph 5.1 one redealy deduces that

$$\int_{\Omega} B_z^2(A'_\lambda) dydz = \int_0^\infty X_\lambda^2(A_\lambda) \left| \frac{dA_\lambda}{d\Sigma} \right|^2 d\Sigma = \Lambda$$

is unchanged since Σ_λ and X_λ are conserved. Moreover the result of Eq. (11) still holds:

$$E_2(A'_\lambda) \leq E_2(A_\lambda) \quad (16)$$

Thus A'_λ satisfies the same constraints as A_λ : Eq. (14), $A'_\lambda(y) = g(y)$ and makes $E_2(A'_\lambda)$ not larger than $E_2(A_\lambda)$. Where as a solution of (15ab) to make $E_2(u)$ an absolute minimum and $C_{p\lambda}(A)$ has no dip. We therefore conclude as in 5.1 that the field lines of the physically relevant solution of BVP2 have no dip.

It is worth noticing that by means of the variational approach (minimum problem) (15ab) one obtains only one solution - the one which makes $E_2(u)$ an absolute minimum - while the full BVP2 may have several solution for a given value of λ (Heyvaerts et al 1982). However this should not affect our result since the numerical attempts of the previous sections follow this branch of solution: the "Minimal solution". One may notice that it is proved in Amari and Aly (1989b) that the energy of the minimal solution if it is finite is always lower than the energy of any other finite energy solution even in presence of a gravitational field. Eventually our result rests on the assumptions of symmetry for g and of an arcade-like topology for the starting configurations A_o . In a forthcoming paper (Aly and Amari in preparation) more general results and details about the properties of BVP1 and BVP2 means of the powerfull variational methods of nonlinear functional analysis will be presented.

6 Prominence formation

In paragraph 4 we have shown that various $B_z(A)$ profiles do not form a dip at the summit of an arcade configuration. In paragraph 5 we have demonstrated that in such 2D configurations (without a magnetic island) a dip

cannot be formed if there is no parasite polarity at the base. Thus the initial goal has failed. Nevertheless, numerical solutions have shown that field lines can become very flat at their tops. Such case is more favorable to prominence formation, since the free-fall time of dense material is larger and may ever become greater than the typical thermal condensation time, in which case a prominence could form even if an initial dip is not present. Therefore we investigate here in order of magnitude the process of prominence formation.

6.1 Prominence equilibrium

Eq. (7) can be generalized to include pressure and gravity so that:

$$\frac{1}{R_c} = \frac{\partial \log_e B_h}{\partial z} + \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g\right) \mu_0}{B_h^2} \quad (17)$$

In the solar corona the plasma pressure is much less than the magnetic pressure

$$\frac{\mu_0 P_c}{B_h^2} \approx 10^{-2}$$

and the gravitational scale height is of the order of $50Mm^{-1}$. Thus the pressure term can be neglected if:

$$\frac{\mu_0 \partial P / \partial z}{B_h^2} \approx 210^{-4} Mm^{-1}$$

is much smaller than the curvature, it is not valid for great shear. When dense material is present at the top of the arcade, it could create a dip, if the density is greater than a value ρ_{crit} (which is the value of ρ that set the second hand side of Eq. 17 to zero). For a well formed quiescent prominence the gravitational term is important, since

$$\frac{\mu_0 \rho g}{B_h^2} \approx 10^{-1} Mm^{-1}$$

with a typical density of $10^{11} p.cm^{-3}$, a ionisation degree $n_{HII}/n_{HI} \approx 1$ and a field of 10 G. A density as low as $10^8 p.cm^{-3}$ gives $10^{-4} Mm^{-1}$. And we have

shown in section 4 that the field line top curvature could be reduced less than this value, then low density 100 times lower than typical prominence densities are sufficient to create a dip in a great shear field. For active region prominence magnetic fields are typically 5 times greater, and so the initial density needs to be 25 times greater than in the previous case, for the same shear. It therefore would seem to need a very great shear indeed. When a little dip has been formed, it may be sufficient to catch dense material since the gravitational scale height of prominence plasma is only $H_g \approx 0.3Mm$. Moreover, as the density increases, the dip increases from equation Eq. 17. A simple relation to the prominence width, e , could be written if we suppose that field lines are roughly circular of radius R_c in the prominence, that $e \ll R_c$ and that the prominence plasma height is limited by H_g : $8R_c H_g \approx e^2$. It gives:

$$e_{Mm} \approx 1.5 R_c^{1/2}$$

For a typical prominence $B_h \approx 10$ G, $n_e \approx 10^{11} p.cm^{-3}$ gives $e \approx 5$ Mm, a value close to observation width. The prominence width varies like $R_c^{1/2}$ or $\rho^{-1/2}$, then prominence may be larger at its formation, than after (near a factor 10).

6.2 Dynamic formation

In the last section we have assumed that the dense material stays at the top of the loop, even if the curvature is negative, and have shown that for an initial curvature there is a critical density ρ_{crit} to bend down the magnetic lines. In fact, when only a little dense material is formed to the top, with a negative curvature, it falls down along the field lines. It is only if the falling time (t_{fall}) for plasma to fall down to the photosphere is longer than characteristic time of dense material formation t_{form} , that field lines be bent. A characteristic time of formation is the coronal radiative (or heating) time (few hours), which is also roughly the time needs to condense coronal plasma to prominence-like temperatures. The falling time may be much greater than the vertical free fall time: $\delta t_{vff} = (2\delta z/g)^{1/2}$ for several reasons:

- flat field lines

- plasma viscosity
- a difference of pressure between front and back of the falling dense material.

To investigate crudely the first effect we restrict our attention to the upper part of the arcade ($z \approx h, y \ll R_c$) so that $y^2 \approx +2 \cdot (z - h) \cdot R_c$. The free fall along a flat line takes a time δt for a fall of δz , with:

$$\delta t \approx (R_c/\delta z)^{1/4} \cdot \delta t_{vff}$$

By comparison with the vertical free fall time, there is the factor $(R_c/\delta z)^{1/4}$, which has a little importance. For $R_c \leq 10^4$ Mm and $\delta z \approx 20$ Mm we have $\delta t_{vff} \approx 400$ s and $\delta t \leq 2 \cdot 10^3$ s which is too short to condense coronal material.

The viscous time is $t_\nu \approx l^2/\nu$, where l is the shortest scale length in the flow, and $\nu \doteq \eta/\rho$ is the kinematic viscosity. With the classical viscosity of a fully ionised plasma (Spitzer 1962), with $p = 10^{-2} N \cdot m^{-2}$ we find:

$$\begin{aligned} \nu &\approx 2 \cdot 10^{10} \cdot m^2 s^{-1} \text{ for } T \approx 10^6 \text{ K} \\ \nu &\approx 5 \cdot 10^6 \cdot m^2 s^{-1} \text{ for } T \approx 10^5 \text{ K} \end{aligned}$$

In order to obtain $t_\nu \approx 10^4$ s so that the plasma motion would be slowed during the condensation time, we need:

$$\begin{aligned} l &\approx 10^7 m \text{ for } T \approx 10^6 \text{ K} \\ l &\approx 10^5 m \text{ for } T \approx 10^5 \text{ K} \end{aligned}$$

Thus the plasma viscosity is efficient only near coronal temperatures, at the initial stage of condensation.

When the condensed plasma moves along a flux tube, the plasma is compressed above the condensation and depressed below. If the magnetic field is strong enough ($\beta \ll 1$), and the characteristic motion time is less than the radiative time, the condensation behaves like a piston. For a small displacement y ($\ll R_c$), the difference of pressure is of the order of: $\delta P \approx 4yP_0/L$ with P_0 the static pressure of the loop and L the loop length. The pressure

difference could stabilize the condensation at the top of the loop if: $\delta P \geq$ gravitational force projected along the field line or:

$$4R_c/L > e/H_g$$

with H_g the gravitational scale height of the condensation and e its horizontal size. A flat field line at its top increases the ration R_c/L , and so favours the stabilisation. For example, the figure 4c gives $R_c/L \approx 0.3$ for a potential magnetic field, and $R_c/L \approx 10$ for $\lambda = 1.3$. The stabilizing pressure effect is then increased by a factor 30, and the size e , determined by the condensation process could be as large as $100 H_g$, until pressure does not stabilize the dense plasma.

6.3 Twisting motions

From these rough estimates, we can conclude that a flat field line helps dense material to condense at field line top. But a detail condensation model is needed if we want to know how flat the field line must be. An easier way to stabilize dense material is to form field dip by another process. It could be done in a quadrupolar region, with two bipolar regions who are push together by convective rolls motions: Démoulin, Amari and Priest (in preparation). Another way is achieved by twisting a flux tube: Priest et al (1989) consider the case without shear. Browning et al (1989) have analyse the effect of twisting a right flux tube: it lead to expulse magnetic field line from the twisted region, and to create straight field lines except near the boundaries. This simple behaviour leads to simplify the problem from a 2D to a 1D, easily resolved analytically. By introducing a field line curvature which is much lower than those given by the twist, this property would certainly remain. It will simplify greatly the problem of the interaction between twist and shear. Here we want just give an order of magnitude of the effect, by twisting the shear arcade that we have obtained: Fig. 3a. First we note that the twist angle Φ is near uniformly shared along a twisted flux tube even if the radius change. We have:

$$\begin{aligned} 2\pi r B_\Phi &= \mu_0 I \\ \pi r^2 B_s &= F \end{aligned}$$

Then $d\Phi/ds$ is independent of s . Secondly, a dip is present in the tube if a field line starting from point A (Fig.6) makes more than half a turn to go to point B. With this approximation the critical twist is obtained when $s \approx 2(a.R_c)^{1/2}$, where a is the top flux tube radius, and R_c the top arcade curvature radius. As the twist is uniformly shared along the tube, it gives a critical twist for the whole tube:

$$\Phi_c(\lambda) \approx \frac{\pi L}{2(a.R_c)^{1/2}} = \frac{\pi L}{2(a_{base} \cdot f \cdot R_c)^{1/2}}$$

where f is the factor of expansion of the flux tube. Looking at Fig. 3a, and 4c, we can compute $\Phi_c(\lambda)$. It is a decreasing function of shear. With a base $a_{base} \approx 5$ Mm we have:

$$\lambda = 0 \quad f \approx 2 \quad \Phi_c \approx 2.5\pi$$

$$\lambda = 1.3 \quad f \approx 20 \quad \Phi_c \approx \pi/4$$

Thus shearing an arcade leads to decrease Φ_c of a factor 10. Zwingmann (1988) has demonstrated that shearing an arcade does not lead to an instability. Hood (1983,1984) has shown that an instability occurred when the twist is great enough: $\Phi > \Phi_{inst}$. Φ_{inst} is of order of Φ_c without shear, then a dip may not be possible to form in an unsheared field as the whole magnetic structure is destroyed before. However, in a greatly sheared field structure, a little twist is sufficient to create a dip. This twist may be much below $\Phi_{inst}(\lambda)$, and then a great sheared field is needed in a bipolar two dimensional field in order to form a magnetic configuration which can support dense material.

7 Conclusion

In this paper we have investigated the possibility of dip formation at the top of a simple magnetic arcade by only shearing motions. A two-dimensional analysis is carried out, which requires the solutions of a Grad-Shafranov equation. An initial potential arcade is progressively sheared in a quasi static way, by increasing the tangential field component $B_x(A)$ at the photospheric level. This solution is not relevant for studying non equilibrium onset (Zwingmann 1988), but it is qualitatively adequate below the first onset point. The required footpoint displacement is computed after the solution

of the Grad-Shafranov equation. Several different shear functions have been investigated with the aim of trying to form a dip at field line top. Initially, both linearisation of the problem, and numerical computations seemed to be promising, but we then proved that for 2D bipolar arcades shearing does not in general give a dip. This has been established for the two different problems of imposing $B_x(A)$, or more physically imposing the position of the field line footpoints. However, numerical computations have shown that shear can reduce greatly the downward, negative field line top curvature. In order of magnitude we have shown that these flat field lines may be a promising site of prominence formation: dense plasma could bend down the magnetic structure if field line curvature is reduced below a critical value. For great sheared field, this could be achieved if the electron density is greater than few $10^8 p.cm^{-3}$ (a typical coronal one), in a field strength of 10 G. Then, if a thermal instability is present, which leads to form dense plasma from the coronal one, it could deformed the magnetic field to create a dip. it will remain catch in it as the gravitational scale height of prominence plasma is only 0.3 Mm. We have also investigate different effects susceptible to increase the free fall time of the dense plasma: flat field line, viscosity and pressure. The later one is the most efficient, if field lines are flat at the top, and may stabilize dense plasma even if it does not bend down field lines. The full problem is a competition between condensation (or ballistic loading) and cold plasma falling under gravity. The solution of this problem needs a complex numerical simulation. An easier problem is to investigate the effect of twisting field lines to create a dip.

The critical shear Φ_c needed to create a dip is a decreasing function of shear. Φ_c is of the order of the critical twist Φ_{inst} with no shear, then the configuration with a dip seems to be not available in this case. For great shear, Φ_c is reduced by a factor (~ 10): shear seems necessary, in order to produce a lower threshold for the critical twist. This could explain why prominences are seen to be formed exclusively in a greatly sheared field. The interaction between shear and twist will be investigated in more details in a future paper.

REFERENCES

- Aly, J.J. and Amari, T.: 1985, in "Theoretical Problems in High Resolution Solar Physics" ed. H.U. Schmidt, MPA 212, p. 319.
- Amari, T. and Aly, J.J.: 1989a: "Current Sheets in Two Dimensional Potential Magnetic Field: II: Asymptotic Limits of Indefinitely Sheared Force Free Fields" Submitted to Astron. Astrophys.
- Amari, T. and Aly, J.J.: 1989b: "Two Dimensional Isothermal Magnetostatic Equilibria in a Gravitational Field: I. Unsheared Equilibria". Astron. Astrophys. (in Press).
- An, C.H., Wu, S.J., Bas, S.J. and Suess, S.T.: 1987, 10th Korea Symposium for Science and Technology.
- Anzer, U.: 1984, Measurements of Solar Vector Magnetic Fields, ed. M.J. Hagyard, NASA Conf. Pub. 2374, p. 101
- Anzer, U.: 1988, in Dynamics and Structures of Solar Prominences, ed. E.R. Priest, D.Reidel, Dordrecht, Holland.
- Ballester, J.L. and Priest, E.R.: 1987, Workshop on Dynamics and Structures of Solar P, prominences, Mallorca, p.137
- Browning, P., Bishamp, D. and Walter, H.: 1989, submitted to Solar Physics.
- Démoulin, P. and Priest, E.R.: 1988, Astron. Astrophys., in press.
- Heyvaerts, J., Lasry, J.M., Shatzmann, M. and Witomsky, G.: 1982, Astron. Astrophys., 111, 104.
- Hood, A.W.: 1983, Solar Phys., 87, 279.
- Hood, A.W.: 1984, Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 28, 223.
- Jockers, K.: 1978, Solar Phys. 56, 37
- Leroy, J.L., Bommier, V. and Sahal-Bréchet, S.: 1983, Solar Phys. 83, 135.
- Leroy, J.L., Bommier, V. and Sahal-Bréchet, S.: 1984, Astron. Astrophys. 131, 33.
- Martin, S.F.: 1986, Coronal and Prominence Plasmas, ed. A.I. Poland, NASA, 2442, p. 73.
- Mikic, Z., Barnes, D.C. and Schnack, D.D.: 1988, Astrophys. 328, 830.
- Priest, E.R., 1982, Solar Magneto-hydrodynamics, D. Reidel, Dordrecht, Holland.
- Priest, E.R., Anzer, U. and Hood, A., 1989, Astrophys. J., in press.

- Priest, E.R.: 1988, in Dynamics and Structures of Solar Prominences, ed. E.R. Priest, D.Reidel, Dordrecht, Holland.
- Rompolt, B. and Bogdan, T.: 1986, Coronal and Prominence Plasmas, ed. A.I. Poland, NASA, 2442, p. 73.
- Tandberg-Hanssen, E.: 1974, Solar Prominences, D. Reidel, Dordrecht, Holland.
- Wu, S.T., Bao, J.J., An, C.H. and Tandberg-Hanssen, E.: 1987, Proc. Workshop, Mallorca. p. 85.
- Zwingmam, W.: 1988, in Activity in Cool Star Envelopes, eds. O. Hawnes et al, p. 125.

Chapitre D
**Evolution et éruption
des protubérances solaires**

1 Revue des travaux

1.1 Evolution

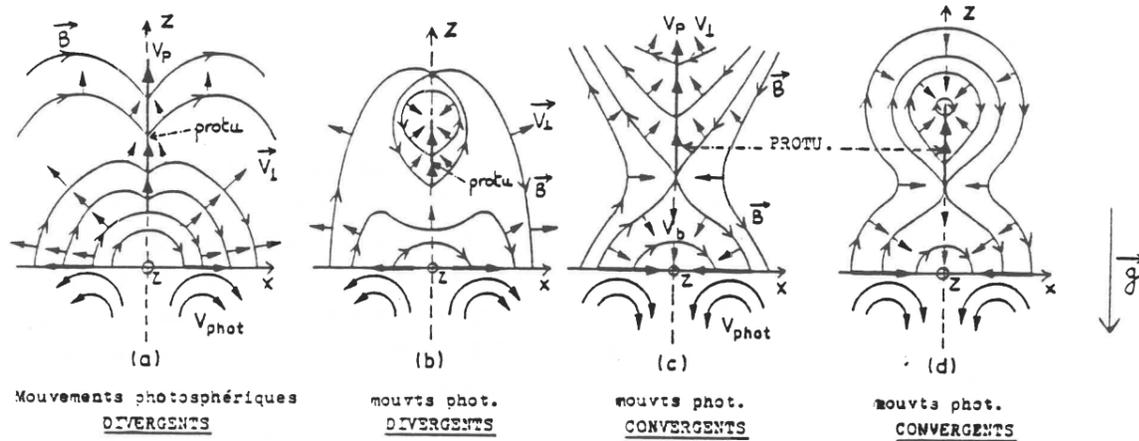
1.1.1 Généralités

Le chapitre précédent a décrit en détails la formation des protubérances. La configuration du champ magnétique est apparue comme fondamentale à cette formation: les observations montrent la rotation du champ magnétique (visualisé par les fibres) et son quasi-alignement avec l'axe de la protubérance. Cela a été modélisé par un accroissement du cisaillement du champ magnétique, et des configurations magnétiques pouvant retenir du plasma froid ont été trouvées: elles nécessitent soit un fort cisaillement, soit une forte torsion des lignes de champ. Un modèle de formation entre deux régions bipolaires, à l'étude, a aussi été présenté: une configuration magnétique pouvant retenir du plasma dense est créée par l'approche lente de ces deux régions. Une nappe de courant est alors entretenue à la limite de celles-ci, grâce à une reconnexion stationnaire des lignes de champ.

Ces travaux sur la formation des protubérances se prolongent naturellement en l'étude de l'évolution des configurations magnétiques. En particulier, les observations montrent des éruptions soudaines des protubérances: elles doivent être provoquées par une instabilité de la structure thermique ou magnétique. Outre l'importance de ces éruptions dans les relations Soleil-Terre, ces éruptions nous permettent d'avoir accès à des informations que l'on ne pouvait déceler dans les phases d'évolution lente. En particulier, le plasma étant contraint de se déplacer selon les lignes de champ, ces éruptions nous fournissent une vue fugitive de l'ensemble de la configuration magnétique: notamment, une structure torsadée apparaît souvent dans ces phases d'activité: *Zirin (1988)*.

1.1.2 Modèles d'évolution

L'évolution des protubérances est liée à l'ensemble de l'activité magnétique solaire, et donc, en particulier, au cycle solaire. La convection solaire est l'ingrédient principal de l'évolution car elle est à l'origine du champ magnétique. Les cellules de super-granulation et les rouleaux de convection font évoluer les régions magnétiques. Ces mouvements photosphériques peuvent être pris comme conditions aux limites pour l'évolution



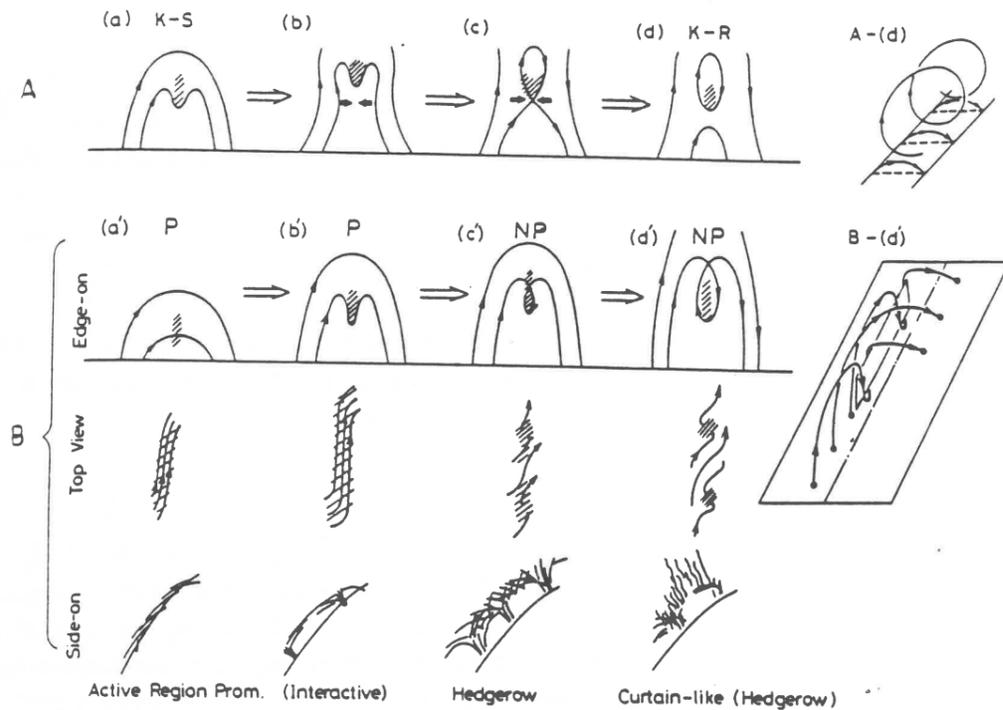
Figures 1 : Modèles d'évolution bidimensionnels stationnaires de la structure magnétique des protubérances.

La structure magnétique évolue sous l'action des mouvements photosphériques de convection. Des mouvements divergents (respectivement convergents) sont nécessaires pour produire un mouvement ascendant de la protubérance pour les configurations Normales (respectivement Inverses). Les flèches indiquent la vitesse orthogonale aux lignes de champ. *Malherbe et Priest* (1983a).

des champs magnétiques des protubérances. Divers processus interviennent dans l'évolution des protubérances: les principaux sont la formation et l'évolution des centres d'activité, la naissance de nouvelles régions bipolaires, et le déplacement relatif (particulièrement le rapprochement) de régions bipolaires. Un autre élément capital dans l'évolution des protubérances est le chauffage de la couronne. Celui-ci doit être d'origine magnétique. De nombreux modèles sont cependant en compétition, et les dépendances spatiale et temporelle sont inconnues. Dans un tel contexte, les protubérances solaires et particulièrement leur évolution peuvent apporter des éléments décisifs. Elles permettent de visualiser l'évolution de la convection et de la configuration du champ magnétique; leur formation et leur disparition peuvent donner de fortes contraintes sur le chauffage de la couronne.

L'évolution des protubérances solaires a été étudiée en détails par *d'Azambuja et d'Azambuja* (1948); des revues récentes ont été écrites par *Martin* (1973), *Priest* (1981), *Hirayama* (1985). *Malherbe et Priest* (1983a) ont développé des modèles d'évolution stationnaire des configurations magnétiques sous l'action des mouvements de rouleaux de convection photosphérique: figures 1 a-d. Des mouvements divergents (respectivement convergents) sont nécessaires pour avoir des mouvements montants dans la protubérance pour les configurations Normales (respectivement Inverses). En particulier, cela est en accord avec les mesures de *Leroy* (1988) du champ magnétique dans les protubérances quiescentes et les mouvements de convection observés à haute (respectivement basse) latitude qui sont convergents (respectivement divergents): *Malherbe* (1984).

Pneumann (1983) a proposé une évolution dans laquelle le cisaillement photosphérique du champ magnétique est l'élément clé: figures 25 du chapitre C. Le cisaillement accroît l'énergie de la configuration magnétique. Cette énergie peut être diminuée si une instabilité résistive permet aux lignes de champ de se reconnecter comme le montre la figure 25b du chapitre C. *Hirayama* (1985) a étendu cette évolution en incorporant une protubérance: figures 2 a-d. L'évolution s'effectue alors d'une configuration Normale (ou K-S car la configuration est de même topologie que celle proposée par *Kippenhahn et Schluter* (1957)), à une configuration Inverse (ou K-R, car la configuration est analogue à celle proposée par *Kuperus et Raadu* (1973)). Cette évolution pourrait décrire celle d'une protubérance de plage qui, progressivement, se transforme en protubérance quiescente. Ce scénario nécessite cependant la reconnexion des lignes de champ dans l'arcade, ce que



Figures 2 : Evolution de la configuration magnétique des protubérances. L'évolution, donnée par la série de figures A, reprend l'évolution, décrite par Pneumann (1983), d'une arcade (chapitre C, figures 25), en ajoutant de la matière dense au sommet des lignes de champ. Le cisaillement de l'arcade ne forme pas ici une configuration magnétique favorable à la création de la protubérance: de la matière froide est supposée présente depuis le début de l'évolution; mais il produit l'évolution d'une configuration Normale, à une configuration Inverse. L'évolution décrite par la série de figures B est plus plausible: elle ne nécessite pas de reconnexion des lignes de champ. La schématisation de l'apparence possible de la protubérance est donnée à chaque étape par les deux dernières rangées de figures. Hirayama (1985).

les calculs numériques de MHD actuels ne laissent pas apparaître: Bishamp et Welter (1988).

Un scénario différent a été proposé par Hirayama (1985): d'après l'analyse des observations, figures 2 a'-d', l'évolution ne nécessite pas de reconnexion des lignes de champ. Elle a été modélisée par l'augmentation de la torsion des tubes de champ par Priest et al (1989): chapitre C, figures 26 et 27. La schématisation de l'apparence du plasma de la protubérance est donnée au bas de la figure pour chaque configuration magnétique: chaque étape correspond à une morphologie bien précise. Cette modélisation de l'évolution conduit à unifier les protubérances calmes: les différentes classes ne seraient que le résultat de l'évolution d'une même structure. Cependant, le colloque de Majorque (1987) a montré que cette évolution possible demandait à être confirmée par les observations. En définitive, les trois classes de protubérances calmes (de plage, quiescente de haute et de basse altitude) gardent leurs mystères: est-ce des objets différents ou bien le résultat de l'évolution de la structure magnétique?

1.1.3 Disparitions brusques des protubérances

Les protubérances quiescentes et de plage sont sujettes à de violentes éruptions qui détruisent une partie ou l'ensemble du filament. Cela conduit à un fort accroissement de l'émission lumineuse dans l'ensemble du spectre et à une éjection de matière. Ces instabilités peuvent être classées schématiquement en deux grandes catégories: thermiques et magnétiques. Dans la première, le plasma de la protubérance est chauffé, alors que dans la deuxième, c'est l'ensemble de la structure, et en particulier la configuration magnétique, qui évolue rapidement. L'ensemble des protubérances stables est soumis à ces événements catastrophiques; cependant, les mécanismes mis en jeu ou/et les ordres de grandeur des paramètres ne sont pas les mêmes. Les éruptions des protubérances de plage sont associées à des "flares", et plus particulièrement au "two ribbons flares" ou éruption en double filets. Ces éruptions sont caractérisées par une forte augmentation de l'énergie lumineuse émise, particulièrement aux hautes énergies (UV, X) et à une accélération importante de particules chargées. La formation de deux rubans lumineux au niveau chromosphérique, de chaque côté de la protubérance, caractérise ces éruptions de protubérance de plage. Les éruptions des protubérances quiescentes sont quant à elles moins spectaculaires: elles sont

moins rapides et moins énergétiques. Elles conduisent cependant à une importante éjection de matière.

La tendance actuelle est de décrire ces phénomènes, d'apparence si diversifiée, à l'aide d'un modèle unique. Cependant, des mécanismes différents pourraient particulariser ces classes. Je vais donc d'abord présenter les disparitions des protubérances séparément des "flares". Le lien entre ces événements se fera à travers la description des modèles. Je ne tenterai pas de faire une revue exhaustive du sujet qui est très vaste. Il a en particulier été très étudié durant la dernière période d'activité du Soleil grâce aux données spatiales de satellites tels que S.M.M. (Solar Maximum Mission). Les disparitions brusques peuvent être classées principalement en deux classes (thermiques et dynamiques) que je vais décrire rapidement.

a. Disparitions brusques thermiques

Une disparition brusque thermique est produite par l'échauffement de la matière froide de la protubérance. *Mouradian et al* (1981,1986) ont suivi la disparition d'un filament dans la raie H_{α} et ont montré que cette matière devenait visible dans les raies ultra-violettes successivement formées à des températures plus chaudes. *Malherbe et al* (1983) et *Simon et al* (1984) ont étudié ce processus de chauffage: le phénomène dure quelques minutes et s'accompagne de faibles vitesses ($< 10 \text{ km.s}^{-1}$), donc sans formation de choc. La reformation du filament est souvent observée après cette phase d'activité. Le filament se condense alors rapidement en quelques heures, ce qui est court par rapport au temps nécessaire à la première formation (quelques semaines): *Malherbe* (1988). Ces phénomènes apparaissent purement thermiques, la structure magnétique de la protubérance demeurant inchangée durant toute l'évolution.

b. Disparitions brusques dynamiques

Les disparitions brusques dynamiques se caractérisent par des mouvements de montée d'une partie ou de l'ensemble de la protubérance. Ces mouvements peuvent être lents (quelques km.s^{-1} pour une protubérance quiescente) ou rapides (quelques dizaines de km.s^{-1} pour une protubérance de plage). La montée de la protubérance s'accompagne aussi d'une forte turbulence, de la disparition progressive de la matière froide, d'une augmentation de l'émission lumineuse dans les domaines UV et X, et de la formation de deux filets d'émission en H_{α} au niveau chromosphérique. Le

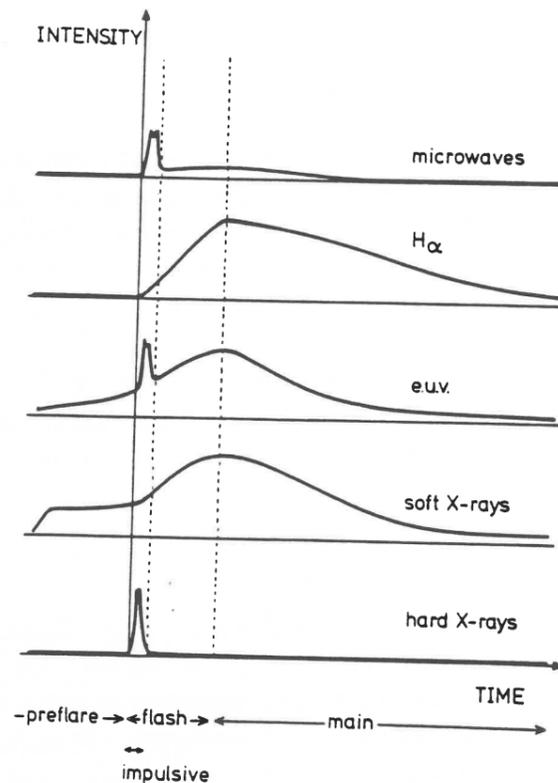


Figure 3 : Schématisation de l'évolution temporelle de l'émission électromagnétique lors d'une éruption ("flares").

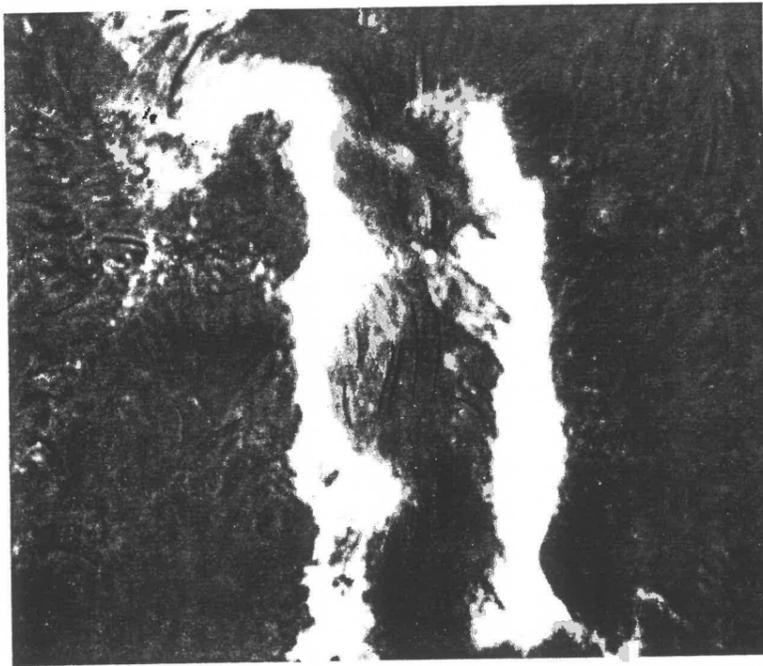
Bien que les "flares" soient très diversifiées, on peut schématiser l'évolution en quatre phases dont la durée est approximativement d'une dizaine de minutes pour la phase précédant l'éruption, d'une minute pour la phase impulsive, de cinq minutes pour la phase correspondant au "flash", et d'environ une heure pour la phase principale. La première phase correspond probablement à l'initialisation de la reconnexion à un faible régime, celui-là s'intensifiant ensuite durant le "flash", pour décroître progressivement dans la phase principale. Priest (1982).

phénomène étant moins énergétique pour ces protubérances quiescentes que pour celles des régions de plage, les filets d'émission en H_{α} n'apparaissent qu'occasionnellement. L'observation de cette activation des filaments est souvent corrélée à l'activité photosphérique: naissance de polarités parasites près du filament (Martin (1983, 1986), Schmieder et al (1985), Simon et al (1986)) ou mouvements photosphériques de torsion: (Martres et al (1982)). Le lent mouvement de cisaillement du champ photosphérique est aussi une possibilité souvent retenue par les modèles de "flares" car il accroît l'énergie de la configuration magnétique.

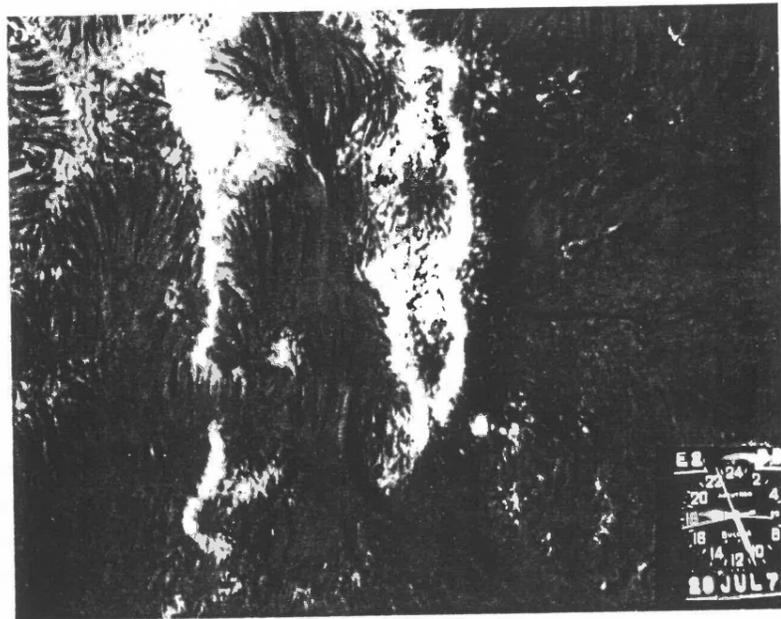
1.2 "Flares"

Le phénomène de "flare" correspond à une brusque libération d'énergie dans l'atmosphère solaire. Cela se traduit par une forte augmentation de l'énergie émise dans tout le domaine spectral des ondes électromagnétiques, depuis les ondes radio millimétriques jusqu'aux rayons X durs. Une éjection de matière, et l'accélération de particules de haute énergie, accompagnent en général l'émission électromagnétique. L'énergie du "flare" provient vraisemblablement de l'énergie magnétique stockée dans des champs magnétiques possédant de forts courants (champs fortement torsadés ou cisailés). La figure 3 donne schématiquement l'évolution observée dans les différentes longueurs d'onde. Une activité anormale est présente dans la région qui va subir le "flare", avant son déclenchement ("preflare phase"). Puis l'éruption a lieu brusquement en environ une minute ("impulsive phase"), suivie de l'augmentation progressive de la luminosité en H_{α} ("flash phase"). Enfin, l'intensité lumineuse émise décroît lentement, en quelques heures ("main phase"). Cette description moyenne des "flares", ne doit cependant pas cacher la diversité du phénomène: l'énergie émise dans chaque domaine et le temps de chaque phase peuvent être fortement modifiés d'un événement à l'autre. Malgré cette diversité, on regroupe généralement les "flares" en deux classes (Priest, 1981): ceux formés dans une boucle magnétique simple (ou "compact flares") et ceux formant une éruption en double filets. Les premiers sont associés aux points brillants observés aux rayons X dans la couronne solaire alors que les seconds font intervenir l'éruption de protubérances de plage. Les propriétés de ces éruptions ont été exposées dans de nombreuses revues dont Svestka (1976) et (1981), Sturrock (1980), Priest (1981), Martin (1980), Gaisauskas (1984) et Svestka (1986), Rust et Batche-

(a)



(b)

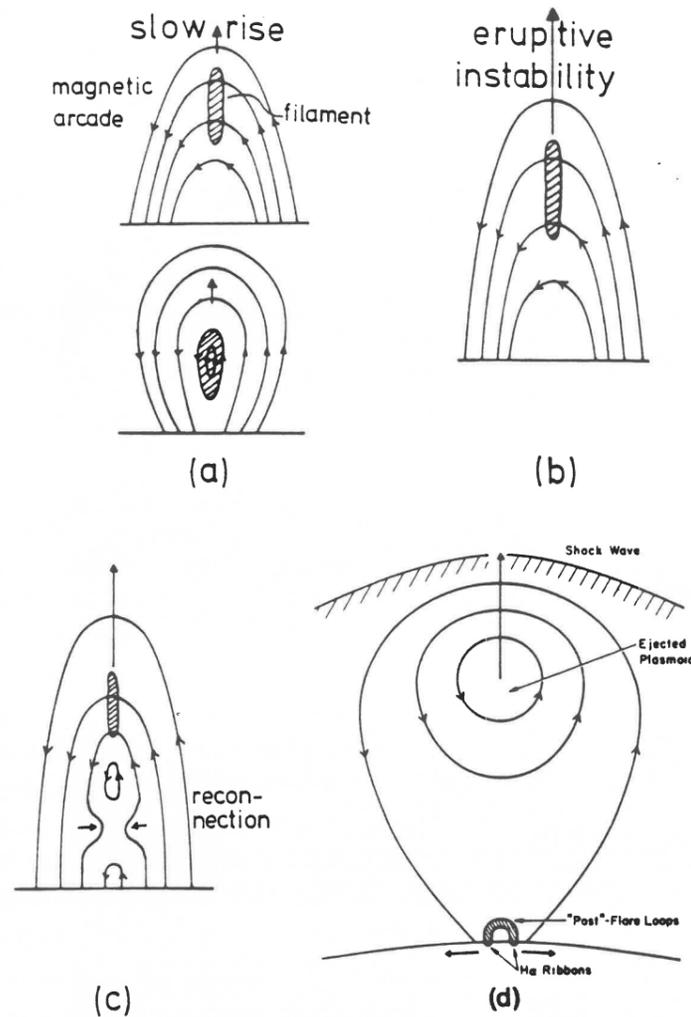


Figures 4 : Observation d'une éruption en double filets.

Les figures (a) et (b) montrent deux instants de la phase principale de l'éruption. La photographie de la figure (b), prise environ quatre heures après celle de la figure (a), montre que les rubans brillants dans la chromosphère se sont séparés et ont diminué d'intensité. Sur cet exemple la protubérance s'est reformée à la position spatiale qu'elle occupait avant l'éruption. *Zirin (1988)*.

lor (1986) et Zirin (1988). Ici, je me limiterai à la description simplifiée des éruptions en doubles filets qui font intervenir des mécanismes vraisemblablement identiques à ceux qui donnent lieu aux disparitions brusques, mais les paramètres, et donc l'intensité du processus, sont différents. Les éruptions en double filets sont les processus énergétiques les plus violents existant sur le soleil et leur nom provient des filets d'émission qui se forment au niveau chromosphérique de part et d'autre du filament lors de l'éruption: figures 4.

Les figures 5 schématisent l'évolution de la structure magnétique lors d'une éruption en double filets. Cette description ne garde que les aspects les plus importants, et donne une description globale du phénomène. Les différents modèles d'éruption peuvent être décrits schématiquement par l'évolution représentée par les figures 5; cependant, un consensus ne s'est pas encore dégagé, en particulier sur la cause de l'instabilité. Cette évolution schématique va permettre de relier les observations à diverses longueurs d'ondes. La configuration magnétique initiale peut être Normale ou Inverse: figure 5a. L'évolution est vraisemblablement provoquée par des mouvements de convection photosphériques: figures 1. Cette évolution est très lente pendant quelques jours à quelques semaines, mais elle s'accélère quelques dizaines de minutes avant le début de l'éruption (figure 5b). D'importants mouvements de matière sont alors observés le long de l'axe de la protubérance, des mouvements de torsion sont aussi présents et la matière de la protubérance devient plus sombre. Ces observations montrent que la protubérance, mais aussi la configuration magnétique deviennent instables. L'éruption termine cette phase d'activation ("preflare phase"); la protubérance est éjectée, toujours vers le haut, à des vitesses de l'ordre de 10 km.s^{-1} . Simultanément, les filets apparaissent de part et d'autre du filament: ils sont provoqués par l'impact sur la chromosphère de particules de haute énergie spiralant le long des lignes de champ, ainsi que par la conduction thermique de l'énergie libérée dans la couronne. Cette énergie est probablement libérée dans une nappe de courant localisée sous la protubérance: figure 5c; le début de l'éruption ("impulsive flare") marquerait l'initialisation brusque de la reconnexion. Celle-ci se poursuit ensuite, à un niveau plus faible, durant toute l'évolution de l'éruption: "flash" et "main phase". L'éruption du filament provoque une éjection importante de matière ($10^{12} - 10^{13} \text{ kg}$) dans le milieu interplanétaire à des vitesses finales de l'ordre de 700 km.s^{-1} . L'interaction de la structure magnétique montante avec le milieu coronal provoque un choc qui condense la matière coronale: il se forme un "transient", bulbe magnétique formant

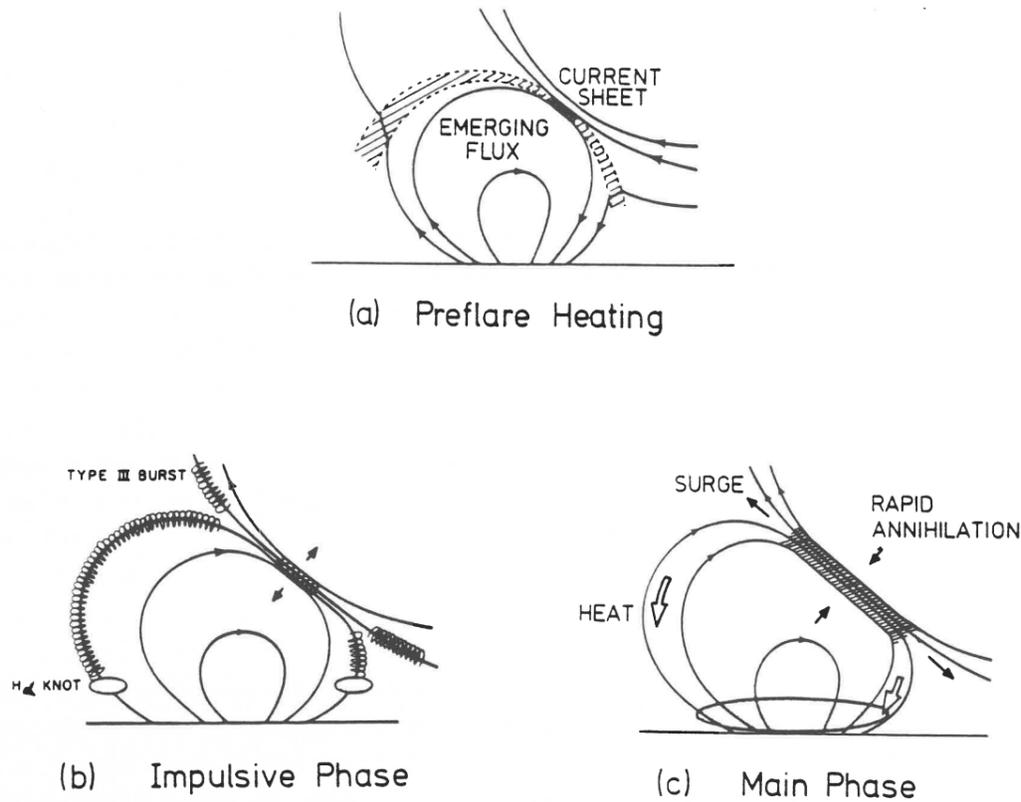


Figures 5 : Evolution de la structure magnétique dans une éruption en double filets.

- (a) : évolution lente de la structure avant l'éruption.
- (b) : une instabilité provoque la montée rapide de la protubérance. L'instabilité peut provenir de la configuration magnétique seule, ou être due à la présence de la protubérance.
- (c) : la montée du filament entraîne la formation d'une nappe de courant où la reconnexion magnétique convertit l'énergie magnétique en énergie électromagnétique et cinétique (accélération de particules et éjection de matière).
- (d) : l'éruption conduit à l'éjection d'un plasmioïde contenant de la matière dense. Une onde de choc est produite à l'interface couronne-plasmioïde car les vitesses d'éjection sont comparables à la vitesse d'Alfvén du plasma coronal.

Priest (1982).

une cavité peu dense, entourée d'une coquille de matière condensée, qui est éjecté du soleil. Sous la protubérance, la reconnexion des lignes de champ magnétiques crée des boucles magnétiques très chaudes ($\sim 10^7$ K), dont l'ancrage dans la chromosphère est marqué par des filets brillants: figures 4. Après avoir été formées par la reconnexion dans la nappe de courant, ces boucles chaudes se refroidissent progressivement, tandis que d'autres boucles chaudes se forment à plus haute altitude, donnant l'illusion du mouvement d'une boucle magnétique chaude. Les rubans chromosphériques s'éloignent alors progressivement durant l'éruption: figure 4b. Ces boucles chaudes sont appelées "postflare loops", elles se forment et évoluent cependant durant la phase principale de l'éruption. Au niveau chromosphérique, la distribution du champ magnétique est peu modifiée durant l'évolution du "flare", ce qui montre que l'éruption est provoquée par une instabilité localisée dans la couronne (en incorporant la protubérance dans ce terme) et non pas dans la chromosphère ou dans la photosphère. Les fibrilles chromosphériques sont presque alignées avec l'axe de la protubérance avant l'éruption, ce qui laisse supposer que le champ magnétique est fortement cisailé. Leur évolution durant l'éruption indique une modification de la structure magnétique conduisant à une décroissance du cisaillement. De plus, les "post flare loops" sont presque orthogonales à l'axe de la protubérance. Cela indique que l'énergie magnétique accumulée dans le champ fortement cisailé est libérée durant l'éruption. Des champs de 100 G, ce qui est une valeur typique des grandeurs mesurées dans les régions actives, sont suffisants pour stocker la quantité d'énergie libérée dans un "flare". Cette énergie magnétique ne peut être transformée rapidement que dans une nappe de courant, région où la résistivité du plasma est non négligeable car l'échelle de longueur est faible. Les modèles d'éruption analysent donc les conditions pouvant conduire à la formation de nappes de courant. Celles-ci peuvent être formées par l'évolution de la configuration magnétique ou par la naissance de nouveaux flux interagissant avec le champ existant. Les éruptions en double filets étant toujours associées à l'éruption d'une protubérance, cette dernière peut être à l'origine de l'instabilité.



Figures 6 : Modèle de flare induite par l'émergence d'une polarité parasite.

(a) : Phase précédant l'éruption: la reconnexion du flux émergeant avec le champ magnétique s'effectue lentement.

(b) : Phase impulsive: la reconnexion s'accélère rapidement (à cause de la turbulence qui accroît la résistivité du plasma) et provoque l'accélération de particules énergétiques.

(c) : Phase principale: la reconnexion atteint un nouveau régime d'évolution quasi-statique. La dissipation de l'énergie dans la nappe de courant peut provoquer la formation de rubans chromosphériques.

Heyvaerts et al (1977).

1.3 Modèles d'éruptions

1.3.1 Généralités

Les différentes études ont été exposées dans de nombreuses revues dont *Spicer et Brown* (1981), *Priest* (1986), *Zwingmann* (1988) et *Hood* (1988) ainsi que dans les livres édités par *Sturrock* (1980) et *Priest* (1981). Je ne vais pas tenter de décrire l'ensemble de ces travaux mais je vais discuter seulement une fraction d'entre eux, particulièrement ceux qui sont les plus proches de mes travaux. Trois classes principales de modèles d'éruption se dégagent. Dans la première classe, l'éruption est provoquée par une cause extérieure, par exemple l'émergence d'un nouveau flux, ou l'onde de choc provoquée par une autre éruption. Dans la seconde, l'éruption est créée par une instabilité de la structure magnétique. Enfin, dans la dernière classe, la cause de l'éruption est liée à la présence de la protubérance. Les deux premières classes, négligeant la présence de la protubérance, peuvent donner une unification dans les mécanismes engendrant les éruptions en doubles filets et les "flares" compacts. La dernière classe, en revanche, peut aussi être appliquée aux disparitions brusques dynamiques des protubérances quiescentes. Tous ces processus conduisent à la formation de nappes de courant où l'énergie magnétique est dissipée. Les divers modèles de reconnexion ont été exposés par *Priest* (1982) et *Priest et Forbes* (1986). Les observations montrent des configurations magnétiques très cisailées. Cela est sûrement une condition nécessaire, mais non suffisante, à la formation d'une éruption, car le champ magnétique peut alors emmagasiner une grande énergie.

1.3.2 Modèles avec flux émergent

Heyvaerts et al (1977) ont développé un modèle d'éruption fondé sur l'émergence d'un tube de flux dont la direction du champ magnétique est opposée à celle du champ existant. Le processus débute par un faible taux de reconnexion, figure 6a, qui correspond à la phase "preflare". La reconnexion s'accélère violemment lorsqu'une hauteur critique du flux émergent est atteinte: figure 6b. Enfin, la reconnexion se poursuit durant la phase principale: figure 6c. Ce modèle s'applique principalement aux "compact flares", mais peut aussi donner lieu à une éruption en double filets si une protubérance est présente dans la configuration magnétique initiale. Les rubans chromosphériques sont formés par le même mécanisme que celui décrit par les figures 5 ou la figure 16. Ce processus a été étudié en détails par *Forbes et Priest*

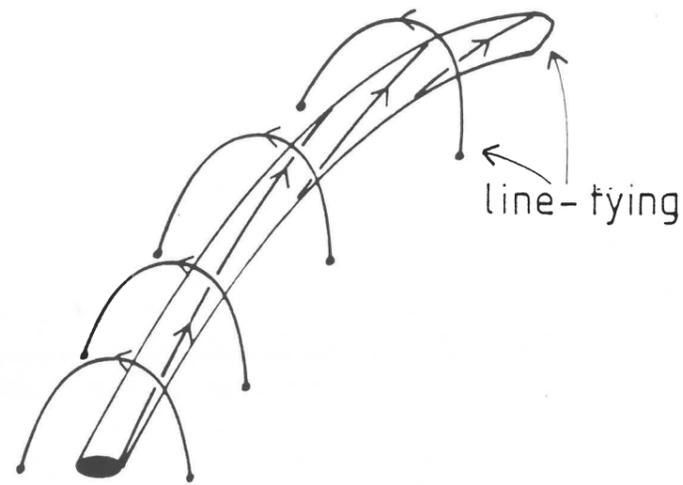


Figure 7 : Schéma d'éruption d'un tube de champ torsadé.

Le filament de plage est supposé être dans un tube qui est torsadé par des mouvements photosphériques. Lorsque la torsion Φ dépasse une valeur critique Φ_{crit} , l'effet stabilisant de l'ancrage des lignes de champ dans la photosphère du tube de champ et de l'arcade qui l'entoure, ne suffit plus: une éruption de la configuration magnétique a lieu. Priest (1982).

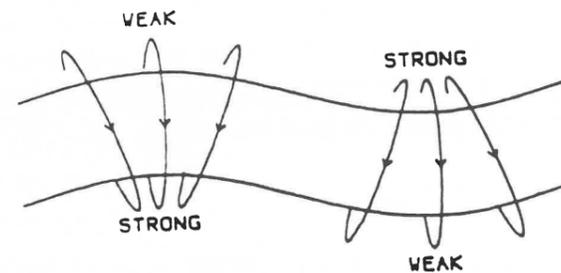


Figure 8 : Instabilité d'un plasma parcouru par un courant: "kink mode".

La figure représente la perturbation d'une configuration magnétique créée par un tube de courant rectiligne. Les forces de pression magnétiques produites dans la perturbation tendent à amplifier celle-ci: la structure magnétique est instable. Hood (1988).

(1984) grâce à un code numérique. Il peut être étendu à toute évolution de configuration magnétique conduisant à la formation d'une nappe de courant. Il en est ainsi, en particulier, si la configuration initiale possède un point neutre.

1.3.3 Modèles avec torsion d'un tube de flux

L'instabilité d'une structure magnétique peut être produite dans un tube de champ torsadé par des mouvements photosphériques: figure 7. Le mode le plus instable, pour une structure coronale, est le mode de "kink": une interprétation simple de cette instabilité est donnée à la figure 8. L'ancrage des lignes de champ au niveau photosphérique a un effet stabilisant car il limite le nombre de modes possibles. L'instabilité n'est alors possible que pour une torsion Φ supérieure à une valeur Φ_{crit} , qui dépend de la configuration magnétique étudiée, mais aussi des conditions aux limites imposées pour modéliser la réponse de la photosphère. Les valeurs extrêmes sont: $\Phi_{crit} = 2.5 \pi$ pour Hood et Priest (1980) et $\Phi_{crit} = 20 \pi$ pour Einaudi et Van Hoven (1983). L'évolution temporelle d'une boucle torsadée a été calculée par Steinolfson et Tajima (1988). Une évolution quasi-statique est présente jusqu'à une torsion critique: passée cette limite, l'énergie cinétique s'accroît rapidement.

L'étude de l'instabilité linéaire d'un tube de flux n'est cependant pas suffisante pour montrer que pour $\Phi > \Phi_{crit}$, le système subit une éruption. L'instabilité idéale se développe en détruisant l'équilibre initial, mais l'ancrage des lignes de champ dans la photosphère impose la topologie aux lignes de champ, et la torsion des lignes de champ provoque une importante force de rappel. Dans ces conditions, lorsque $\Phi \geq \Phi_{crit}$, il est probable que le tube de flux évolue vers un équilibre voisin, où le champ est non seulement torsadé selon le tube de flux, mais le tube de flux lui-même forme une hélice. De tels équilibres, tridimensionnels par nature, sont difficiles à calculer. La déstabilisation de ce nouvel équilibre nécessite une torsion supplémentaire (dont l'ordre de grandeur est inconnu), et la formation d'une nappe de courant: une instabilité résistive est nécessaire pour modifier la topologie du champ magnétique et libérer brusquement l'énergie emmagasinée. Un tel modèle d'éruption rejoint alors les modèles décrits dans le paragraphe précédent, l'éruption est ici induite par un processus d'évolution particulier: la torsion du tube de champ.

1.3.4 Modèle avec cisaillement d'une arcade

Les configurations magnétiques donnant lieu à des éruptions sont toujours très fortement cisillées. Cela permet au champ magnétique d'accumuler de l'énergie, mais une instabilité est-elle présente dans une telle structure lorsque l'on augmente le cisaillement ?

a Champ sans force non linéaire

De nombreux travaux ont été effectués dans cette direction. Ils supposent une structure magnétique bidimensionnelle: une arcade magnétique, pouvant être cisillée par des mouvements photosphériques. L'évolution est supposée être quasi-statique et la grande valeur du nombre de Reynolds magnétique de la couronne ($\sim 10^{10} - 10^{12}$) permet de négliger la résistivité du plasma. Le potentiel scalaire du champ magnétique $A(x,z)$ vérifie alors l'équation de Grad-Shafanov:

$$\Delta A + \frac{\partial}{\partial A} (B_y^2(A)/2) + \mu_0 \frac{\partial}{\partial A} (p(A)) = 0 \quad (1)$$

où $B_y(A)$ est la composante du champ magnétique parallèle à l'axe de la structure et $p(A)$ est la pression du plasma. La structure magnétique est fixée par les conditions aux limites au niveau photosphérique: les lignes de champ sont ancrées dans la photosphère. La structure subissant seulement des mouvements de cisaillement, cela impose au potentiel $A(x,0)$ une distribution fixée lors de l'évolution quasi-statique. Un premier problème noté P1 consiste à imposer à la fois p et B_y au niveau photosphérique, ce qui détermine totalement l'évolution de la structure magnétique décrite par l'équation (1):

$$B_y(A) = \lambda_B \cdot f_B(A) \quad (2)$$

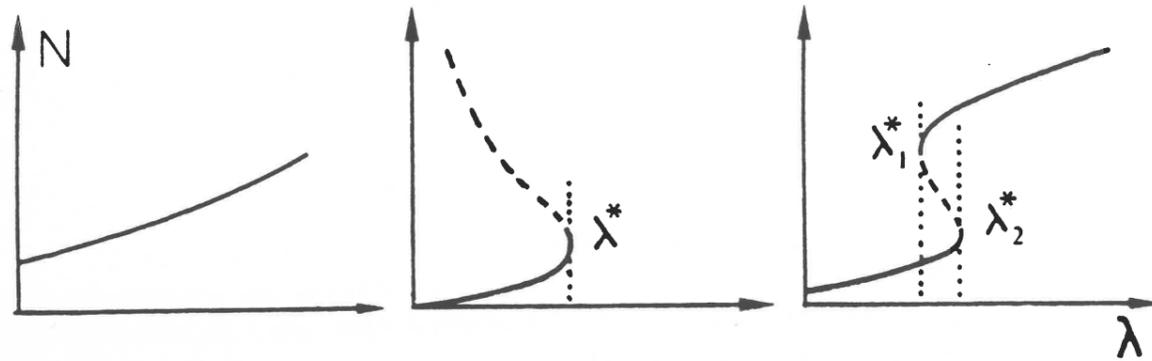
$$P(A) = \lambda_p \cdot f_P(A) \quad (3)$$

f_B et f_P étant deux fonctions de A quelconques mais fixées lors de l'évolution. Cependant, *Jochers* (1978) a montré que la composante tangentielle du champ B_y ne pouvait pas être fixée au niveau photosphérique. L'ancrage des lignes de champ doit être imposé par leur déplacement photosphérique $d_y(A)$ qui est relié à $B_y(A)$ par:

$$d_y(A) = B_y(A) \cdot \int_{\text{ligne}} \frac{ds}{|\nabla A|} \quad (4)$$

l'intégrale étant effectuée selon la ligne de champ. Le déplacement de cisaillement s'écrit:

$$d_y(A) = \lambda_s \cdot f_s(A) \quad (5)$$



Figures 9: Diagramme d'évolution d'un système régi par une équation de Grad-Shafanov.

Le paramètre N représente une quantité physique de la configuration, par exemple son énergie; λ est un paramètre mesurant les modifications apportées par la photosphère.

- (a) : L'évolution est stable pour toutes les valeurs de λ.
- (b) : Une perte d'équilibre est présente pour $\lambda > \lambda^*$.
- (c) : Une perte d'équilibre existe pour $\lambda > \lambda_2^*$ sur la branche inférieure et pour $\lambda < \lambda_1^*$ sur la branche supérieure.

Zwingmann (1988).

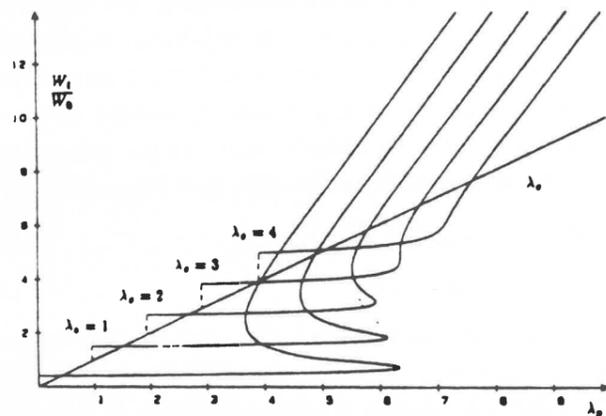


Figure 10 : Diagramme d'évolution d'une arcade magnétique.

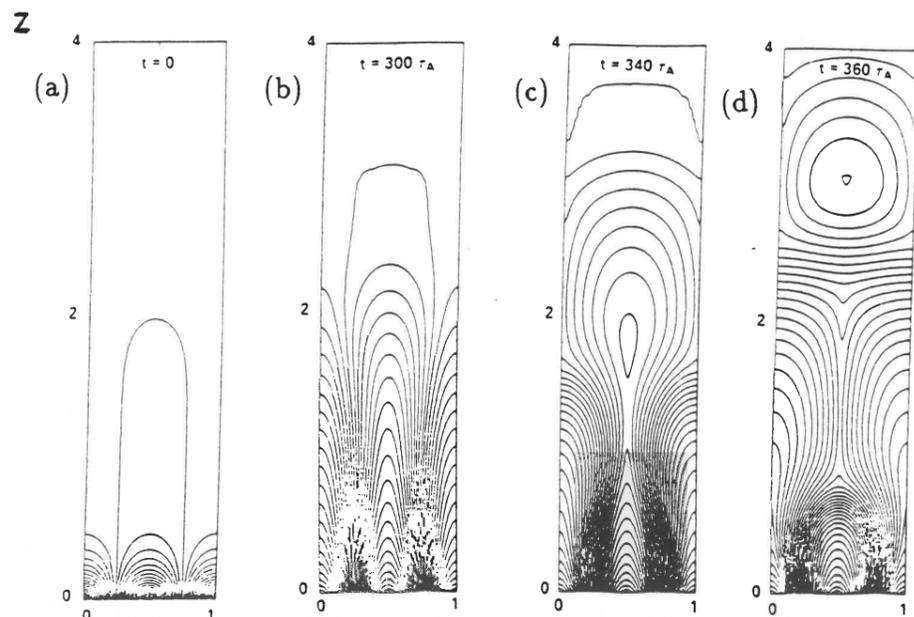
L'énergie magnétique W_t , normalisée à l'énergie de la configuration potentielle W_0 , est décrite en fonction des paramètres λ_p et λ_s , donnant respectivement l'évolution de la pression et du cisaillement photosphérique. Un point de non équilibre n'est présent que si λ_p est supérieur à une valeur critique λ_p^* (fonction de λ_s) de l'ordre de 3.5 à 6. . Zwingmann (1987).

La résolution de ce dernier problème est difficile car l'équation (4) fait intervenir un opérateur non local. Ainsi, de nombreux auteurs se sont limités à la résolution du premier problème en supposant que des résultats analogues pourraient être déduits du problème P2. Zwingmann (1988) a effectué une revue des différents travaux.

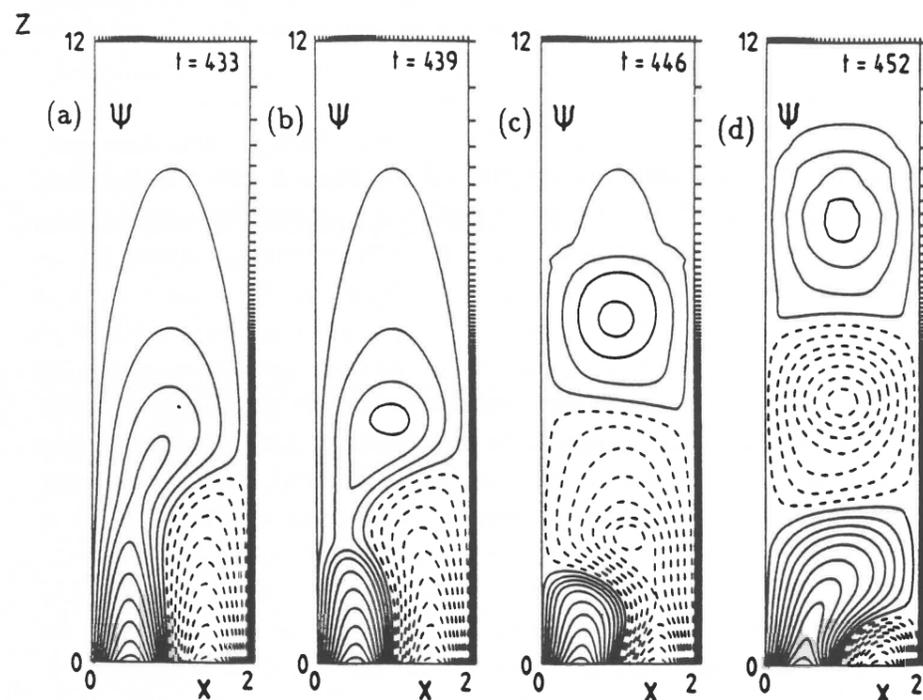
Le problème P1 a été étudié en détails en résolvant l'équation:

$$\Delta A + \lambda \cdot f(A) = 0 \quad (6)$$

Birn et al (1978) ont montré que, lorsque $f(A)$ vérifie: $f \cdot \partial^2 f / \partial A^2 \geq 0$ et $\partial f / \partial A > 0$, l'augmentation du paramètre $\lambda (\geq 0)$ n'entraîne pas de perte d'équilibre: le diagramme d'évolution du système est alors donné par la figure 9a. Low (1977) montre, sur un exemple analytique particulier, que le diagramme d'évolution est du type de la figure 9b: un point de non équilibre est présent en $\lambda = \lambda^*$. Heyvaerts et al (1982) montrent que le diagramme peut être encore plus complexe pour une classe importante de fonctions: $f(A)$ finie et à support borné; un exemple de diagramme est représenté par la figure 9c. Aly et Amari (1987) ont ensuite généralisé les théorèmes d'Heyvaerts et al à des champs magnétiques incluant une pression gazeuse avec gravité. Cependant, ces résultats peuvent-ils être transposés au problème P2? L'influence du terme de pression dans l'équation (1) peut être traitée par l'équation (5). Amari et Aly (1985) ont montré que l'accroissement du déplacement $d_y(A)$, à partir d'une configuration potentielle, conduit au début à l'accroissement de la composante $B_y(A)$, mais que l'évolution s'inverse à fort cisaillement. L'accroissement du cisaillement ne peut donc être imposé en augmentant $B_y(A)$ comme il est supposé dans le problème P1. L'augmentation du cisaillement conduit à décrire le diagramme de la figure 9b en entier: lorsque $\lambda_B = \lambda_B^*$ est atteint, $B_y(A)$ et donc λ_B décroissent lorsque le cisaillement augmente (λ , croît). Zwingmann (1987) a résolu numériquement le problème P2 en le reformulant: le champ magnétique est décrit par les potentiels d'Euler: $\mathbf{B} = \nabla \alpha \times \nabla \beta$, ce qui permet d'imposer le déplacement des lignes de champ à la base de la configuration. La pression et le cisaillement sont imposés par les équations (3) et (5). La figure 10 donne l'évolution de l'énergie de la structure en fonction des deux paramètres (non dimensionnés) λ_s et λ_p . Un point de non équilibre ne peut être atteint que si le paramètre λ_p dépasse une valeur critique λ_p^* fonction de λ_s . Cela est en accord avec les théorèmes de Heyvaerts et al (1982). Cependant, contrairement aux résultats du problème P1, le cisaillement de l'arcade ne conduit pas à un point de non équilibre: le



Figures 11 : Evolution d'un couple d'arcades cisailées symétriquement. Le cisaillement photosphérique des arcades provoque l'expansion de la structure magnétique: figures 11a et b. Une nappe de courant est produite sur chaque bord de la boîte lorsque l'arcade centrale se déploie dans tout le domaine horizontal du calcul: figure 11c. Une autre nappe de courant est ensuite créée au centre du domaine et un plasmöide se détache: figure 11d. Mikic et al (1987).



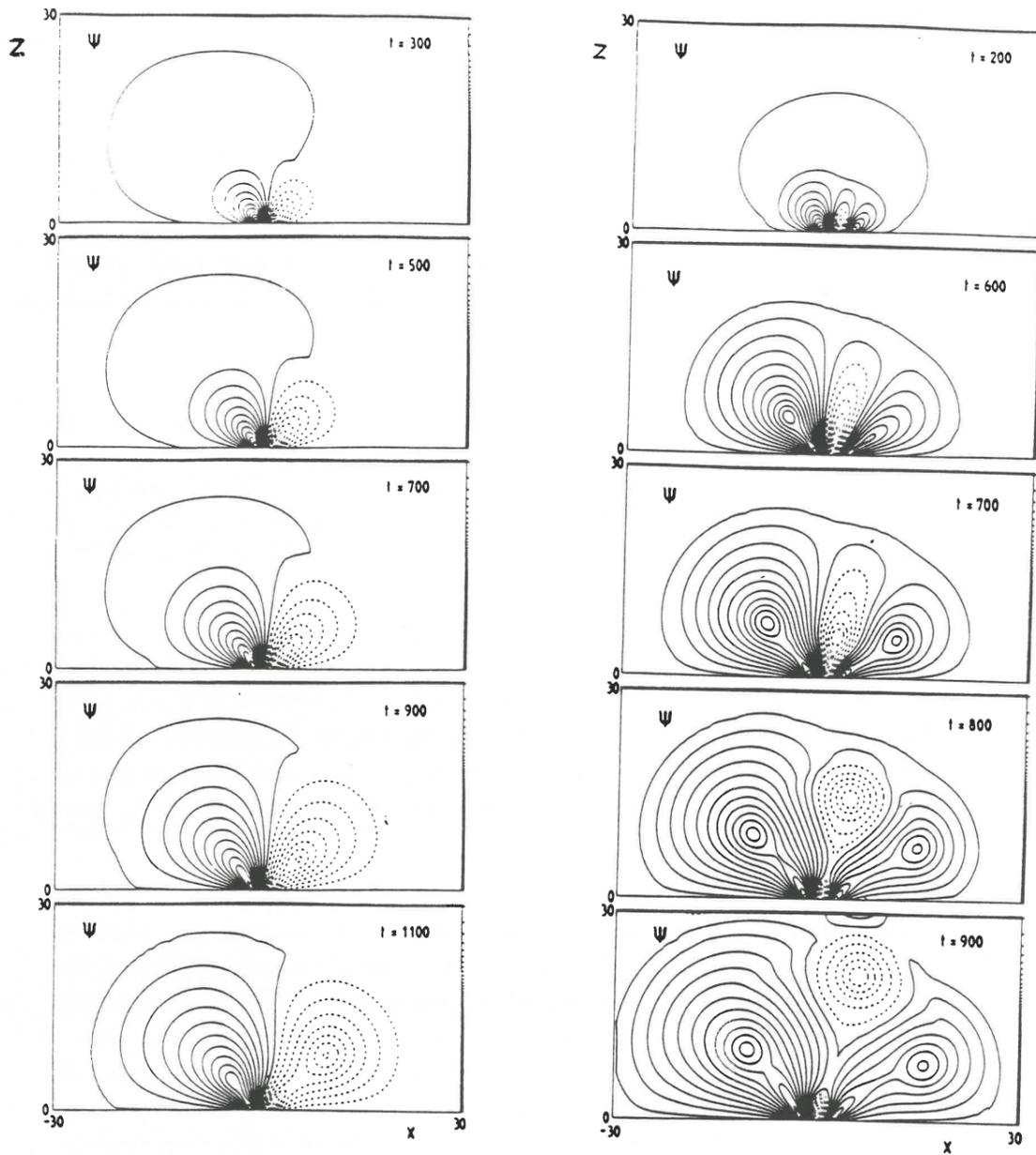
Figures 12 : Evolution d'un couple d'arcades cisailées non symétriquement. L'arcade la plus cisailée subit une plus grande expansion: figure 12a; une nappe de courant se forme alors entre les deux régions dipolaires: figure 12b et l'éjection d'un plasmöide a lieu: figure 12c, suivie par la formation d'autres plasmöides: figure 12d. Cette évolution est réalisée avec un cisaillement beaucoup plus faible que celui nécessaire pour former un plasmöide avec le cisaillement symétrique décrit par les figures 11. Bishamp et Welter (1989).

diagramme d'équilibre en fonction de λ , est similaire à celui de la figure 9a. La pression du plasma dans l'atmosphère solaire étant inférieure d'un facteur 10^3 à la pression magnétique, on en conclut que le cisaillement d'une arcade magnétique bidimensionnelle ne peut conduire à une éruption par perte d'équilibre (ce qui n'exclut pas que le système puisse devenir instable, en particulier en présence d'une résistivité finie).

b Modèles numériques MHD

Mikic et al (1987) et Biskamp et Welter (1988) ont utilisé d'importants codes numériques, développés pour les plasmas de laboratoire, pour suivre l'évolution MHD d'une arcade magnétique cisailée par des mouvements photosphériques. Les calculs présentés dans ces deux articles résolvent le système des équations MHD à deux dimensions en incluant la viscosité et la résistivité du plasma. Ces deux grandeurs ont cependant été accrues pour que les temps caractéristiques associés τ_v et τ_R , ne soient pas très longs comparés au temps d'Alfvén τ_A (nécessaire à une onde magnétique pour traverser la structure): τ_R et τ_v sont pris de l'ordre de $10^4 \tau_A$. Lorsque l'évolution s'effectue sur un temps très supérieur à τ_A , un équilibre magnétique est presque réalisé à chaque étape: l'évolution est alors quasi-statique. Les mouvements photosphériques utilisés ont un temps caractéristique de l'ordre de $100 \tau_A$ pour réaliser cette condition.

Mikic et al ont étudié l'évolution d'une arcade double: figures 11, chaque arcade étant soumise à la base à un mouvement de cisaillement. Une instabilité se développe dans la structure, ce qui conduit à la formation d'une nappe de courant, puis à l'éjection d'un plasmöide. Une telle instabilité n'avait pas été trouvée dans des études antérieures, par exemple Hood (1983). Cependant, l'interaction de l'arcade centrale avec les bords du domaine de calcul (et donc avec une arcade symétrique) avant la formation de la nappe de courant centrale, donne lieu à une reconnexion prématurée non réaliste. Bishamp et Welter ont effectué des calculs similaires: figures 12. Ils montrent en particulier que l'instabilité décrite par Mikic et al n'est présente que parce que le cisaillement est symétrique et qu'elle est due à des erreurs numériques d'arrondi. Pour un cisaillement non symétrique, l'arcade la plus cisailée augmente plus rapidement de taille: figures 12, et la reconnexion avec l'autre arcade donne lieu à la formation d'un plasmöide bien avant que ne puisse se produire l'instabilité décrite par les figures 11. Cependant, lorsque les contraintes des parois latérales sont supprimées, l'évolution du champ magnétique est totalement différente: figures 13a. Un plasmöide est formé



Figures 13 : Evolution d'arcades cisillées non symétriquement sans parois latérales.

(a) : Un couple d'arcades cisillées conduit à la formation d'un îlot qui n'est pas éjecté contrairement aux résultats des figures 12.

(b) : L'interaction de trois arcades est nécessaire pour former des éjections de plasmoides.

Bishamp et Welter (1989).

dans l'arcade la moins cisillée, mais il n'est pas éjecté. Bishamp et Welter ont répété ce calcul pour différents types de cisaillement ; le résultat est analogue et ils concluent que le cisaillement de deux arcades n'est pas suffisant pour former l'éjection de plasmoides. Les figures 13b représentent l'évolution d'une configuration plus complexe: le champ magnétique comprend trois dipôles, et dans cette configuration, le cisaillement photosphérique conduit à une éruption.

Ces calculs numériques sont en accord avec l'étude de l'évolution d'arcade de champ magnétique sans force non linéaire exposée au paragraphe précédent: une éruption ne peut être créée dans une arcade magnétique par des mouvements de cisaillement photosphérique. Les résultats sont cependant applicables dans des conditions différentes que je vais exposer brièvement en deux points. Les travaux décrits dans le paragraphe a supposent que les lignes de champ sont ancrées dans la photosphère. Les résultats numériques de Mikic et al permettent de justifier partiellement cette hypothèse: la vitesse de déplacement des pieds des lignes par rapport au plasma photosphérique, est beaucoup plus faible que la vitesse de cisaillement. Cependant, ce résultat est obtenu avec une photosphère peu réaliste où la pression gazeuse est négligeable devant la pression magnétique et où la température est typique de la couronne. Le problème d'ancrage des lignes de champ dans la photosphère solaire dense étant un problème général à tous les types d'instabilités magnétiques coronales, il n'est pas encore résolu. De plus, l'évolution du champ magnétique est décrite par une équation de Grad-Shafanov, ce qui suppose une évolution idéale (sans diffusion du champ magnétique). Les calculs de Bishamp et Welter montrent cependant une évolution différente pour une arcade cisillée: le champ magnétique de l'arcade devient sans force linéaire après un temps d'évolution de l'ordre de $500 \tau_A$! Cela a été réalisé pour différents profils de cisaillement et différentes distributions de champ photosphérique et cela semble donc invalider les travaux du paragraphe a. Cependant, le temps résistif τ_R de l'arcade utilisé dans le calcul est seulement de $10^4 \tau_A$, et il peut être réduit à $400 \tau_A$ si une échelle de longueur 5 fois plus faible est présente dans la structure. De plus, les instabilités résistives croissent sur un temps hybride, par exemple $\tau_E = \tau_A^{2/5} \tau_R^{3/5}$, qui est de l'ordre de $300 \tau_A$ dans le présent calcul. Les calculs de Bishamp et Welter apportent en fait une preuve à l'hypothèse de Taylor-Heyvaerts (Heyvaerts et Priest 1984), selon laquelle un champ magnétique linéaire sans force est créé en un temps de relaxation

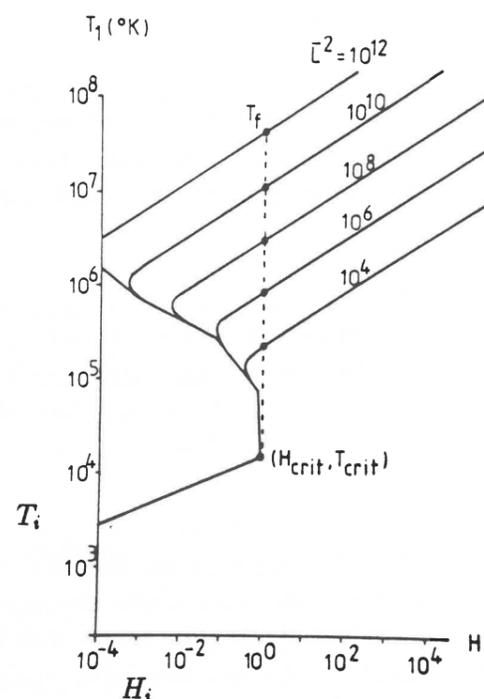


Figure 14 : Non équilibre thermique dans une boucle coronale.

Cette figure représente la température du sommet de la boucle T_1 , en fonction du chauffage. Elle a été obtenue en résolvant l'équation de l'énergie le long de la boucle: équation (2) du chapitre C. Partant d'un équilibre avec un faible chauffage H_i , l'équilibre est réalisé sur la branche inférieure pour une température T_i . Si le chauffage augmente, un point de non équilibre est atteint en $H = H_{crit}$. Le système doit alors évoluer vers une haute température T_f dont la valeur dépend de l'importance de la conduction thermique et donc de la longueur L de la boucle (les valeurs données sur la figure sont non dimensionnées). Hood et Priest (1981).

(ici le temps d'instabilité résistive τ_E). Cette évolution minimise l'énergie du champ magnétique, lorsque la composante normale du champ photosphérique est fixée et que l'hélicité du champ est conservée. Les calculs numériques de Bishamp et Welter, ne remettent donc pas en cause les résultats du paragraphe a, ils s'appliquent simplement dans des conditions différentes lorsque l'effet de la résistivité est important: soit à long terme, soit lorsque de faibles échelles spatiales sont présentes.

1.3.5 Modèles de non équilibre thermique

Pour la majorité des modèles d'éruption ou de "flares", le champ magnétique est la source d'énergie; cependant, Hood et Priest (1981) ont suggéré qu'un "compact flare" pourrait être créé par une instabilité thermique localisée dans une boucle sans protubérance. Ils ont étudié la possibilité de créer une instabilité thermique en résolvant approximativement l'équation de l'énergie. La température du haut de la boucle, T_1 , est tracée en fonction du chauffage sur la figure 14. Partant d'une basse température au sommet de la boucle (T_i sur la figure), avec donc un faible chauffage H_i , l'augmentation du chauffage jusqu'à la valeur H_{crit} amène le système à un point où aucun équilibre voisin n'existe. Le système est alors supposé évoluer jusqu'à une haute température, T_f , dépendant de la longueur de la boucle L (non dimensionnée).

Peut-on étendre ce mécanisme aux éruptions en double filets? Malherbe et Forbes (1986) ont étudié différents mécanismes de chauffage permettant de détruire une protubérance: par des ondes, par des nappes de courant, par dissipation visqueuse et par conduction de l'énergie depuis la couronne. Ils concluent que les conditions requises pour une disparition brusque thermique sont très contraignantes. Cela est en accord avec la difficulté rencontrée par Poland et al (1986) pour détruire, par apport de chaleur, une protubérance. Les mécanismes de destruction les plus vraisemblables sont une forte augmentation du chauffage magnétique ou la conduction d'énergie depuis une région chaude voisine. Dans chaque cas, l'amplitude nécessaire des paramètres est celle rencontrée avec les "flares". L'étude de la stabilité thermique d'une protubérance dans une configuration magnétique sera étudiée par le code développé dans l'article A11, Démoulin et Einaudi (1989e). La principale difficulté est de résoudre le problème de l'équilibre thermique à basse température. Ce problème, exposé au chapitre précédent, fait intervenir la résolution, au moins approximative, du transfert de rayonnement. La disparition brusque thermique d'une partie du filament conduit à alléger la

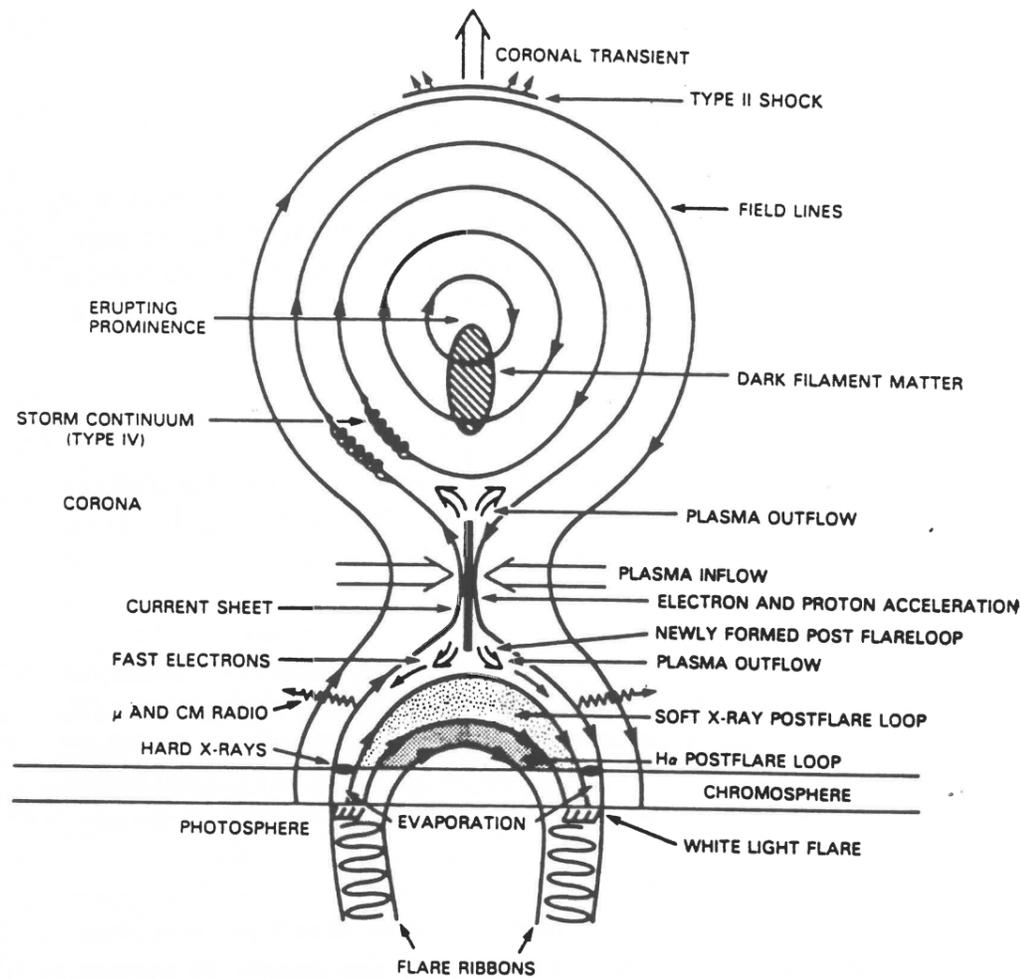


Figure 15 : Processus énergétiques dans une éruption en double filets.

Le site principal de la conversion de l'énergie magnétique est situé sous la protubérance dans une nappe de courant de faible extension. Le chauffage est réparti dans l'arcade, en contact avec la nappe de courant, et l'apport de chaleur au niveau chromosphérique conduit à l'évaporation de la chromosphère et à la formation de deux rubans lumineux. L'accélération de particules dans la nappe de courant provoque différentes émissions radio, et l'envol de la partie supérieure de la configuration magnétique donne lieu à la formation d'un choc qui crée une éjection importante de matière. *Martens et Kuin (1989)*.

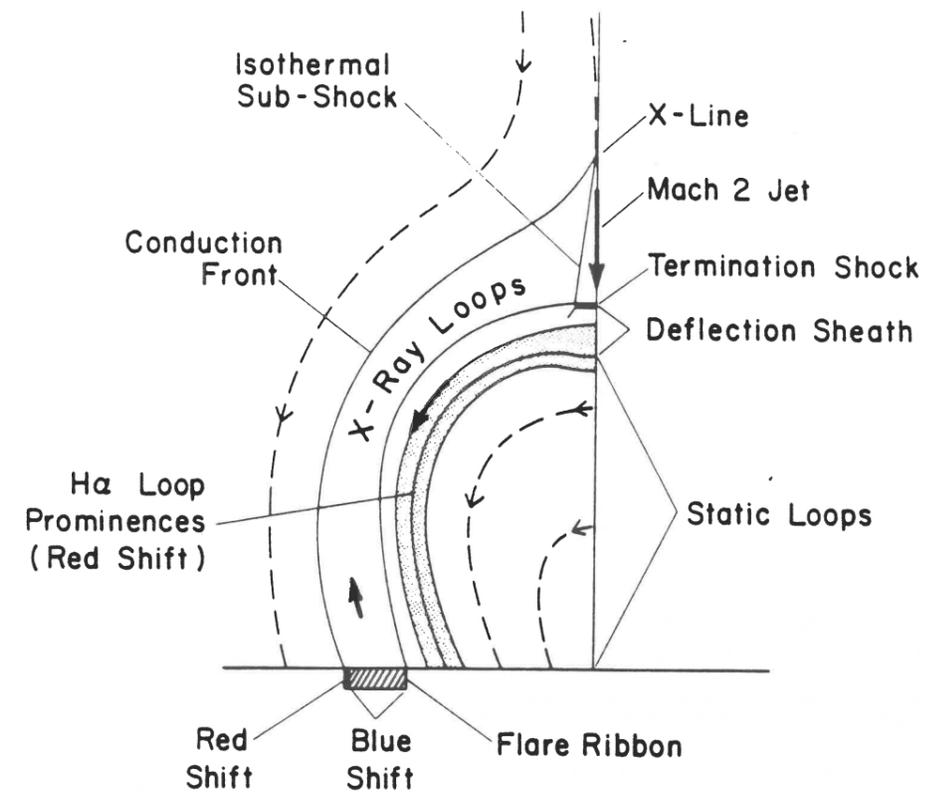


Figure 16 : Modèle de reconnexion magnétique dans l'éruption en double filets.

Cette figure schématise l'évolution obtenue par des calculs numériques. Un jet supersonique est formé à la limite inférieure de la nappe de courant; son interaction avec les lignes de champ magnétique sous-jacentes comprime le plasma et crée les "post flare loops" qui sont représentés en grisé sur la figure. La conduction thermique de la chaleur évapore la partie supérieure de la chromosphère; un mouvement de matière montant est alors créé et alimente en matière, au travers du choc lent isotherme, le choc rapide. *Schmieder et al (1986)*.

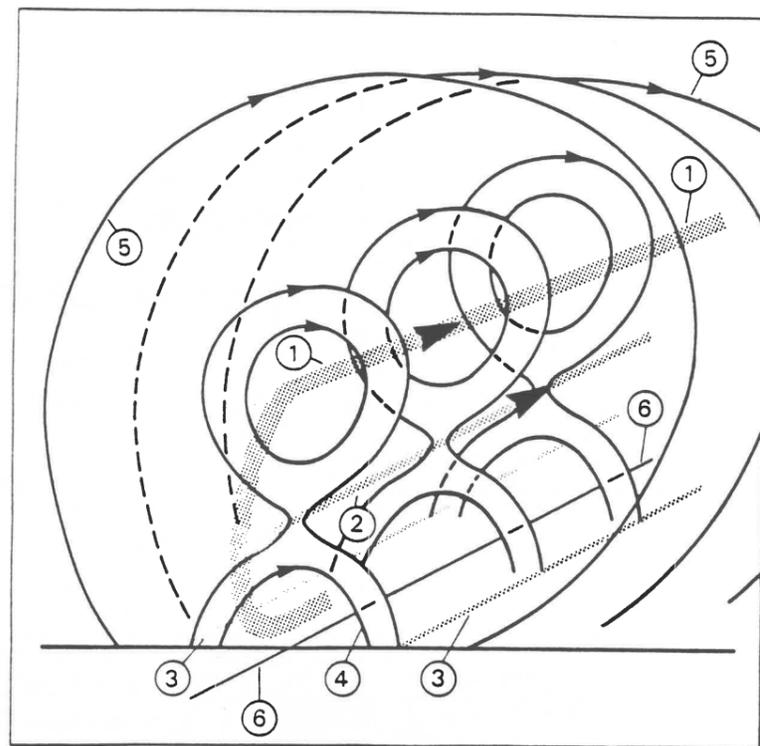


Figure 17 : Schématisation du circuit électrique pour la modélisation de l'éruption en double filets.

- (1) : ligne de courant modélisant la protubérance,
- (2) : nappe de courant où s'effectue la reconnexion,
- (3) : courants fermant les circuits dans la photosphère,
- (4) : lignes de champ reconnectées sous la nappe de courant,
- (5) : lignes de champ reconnectées entourant le filament,
- (7) : lignes d'inversion du champ au niveau photosphérique,
- (8) : rubans lumineux chromosphériques.

Martens et Kuin (1988)

protubérance. La structure magnétique évolue donc, suite à cet événement, avec la contrainte d'ancrage des lignes de champ dans la photosphère. On montre dans l'article A4 qu'une telle évolution peut initialiser une évolution dynamique. Le modèle pourrait être probablement étendu à la phase de préactivité existant avant une éruption en double filets. L'instabilité thermique en détruisant la matière froide, peut favoriser l'évolution de la structure magnétique vers une catastrophe: le "flare" est alors déclenché par une perte d'équilibre thermique.

1.3.6 Modèles avec instabilité de la protubérance

Van Tend et Kuperus (1978) ont modélisé simplement l'interaction d'une protubérance avec un champ magnétique en étudiant l'équilibre d'une ligne de courant dans un champ potentiel. Ils ont montré que lorsque l'intensité du courant I dépasse une valeur critique I_{crit} , un point de non équilibre est atteint et la protubérance subit alors une éruption. Ce travail a été étendu à des configurations plus générales dans l'article A4, Démoulin et Priest (1988). Kaastra (1985) a étudié l'évolution dynamique de l'éruption: la figure 15 montre les différents processus intervenant dans cette évolution. L'équilibre des forces pour le filament et pour la nappe de courant, complété par une relation phénoménologique entre le courant et la hauteur du filament ainsi que la courbe d'évolution de la vitesse du filament déduite des observations, ont permis à Kaastra de modéliser avec succès l'évolution d'une éruption en double filets. Cette étude permet de localiser les diverses émissions décrites par la figure 7 dans la configuration magnétique: figure 15. L'évolution détaillée de la nappe de courant et du processus de reconnexion a été réalisée par Forbes et Priest (1983), Malherbe et al (1984), et Forbes (1988). La figure 16 résume les principaux phénomènes intervenant durant l'éruption en liaison avec la reconnexion magnétique.

Martens et Kuin (1989) ont développé le modèle de Kaastra (1985) en lui adjoignant les équations décrivant l'intensité des courants dans la protubérance et dans la nappe de courant. La figure 17 représente les circuits électriques dans la configuration magnétique. L'évolution du système est provoquée par des mouvements de convection photosphérique convergents. Cela induit un champ électromoteur qui accroît l'intensité du courant dans la protubérance. Celle-là, repoussée par l'action de son image sous la photosphère (modélisant l'ancrage des lignes de champ dans la photosphère), se déplace lentement vers de plus hautes altitudes. La figure 18 montre cette

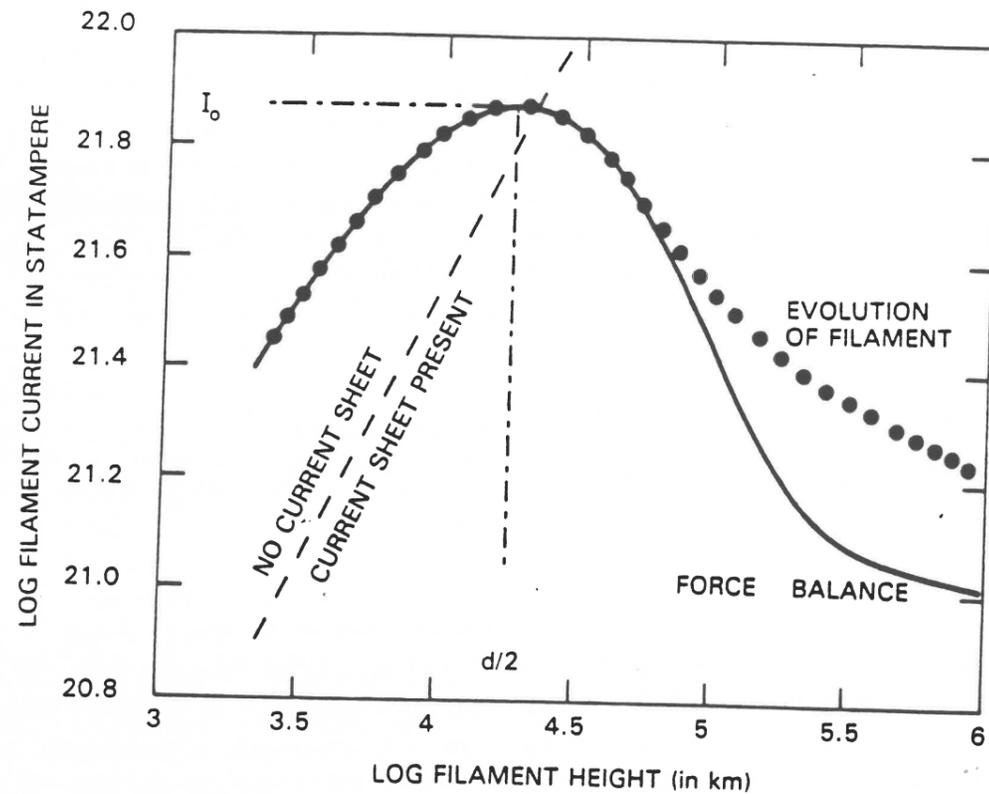
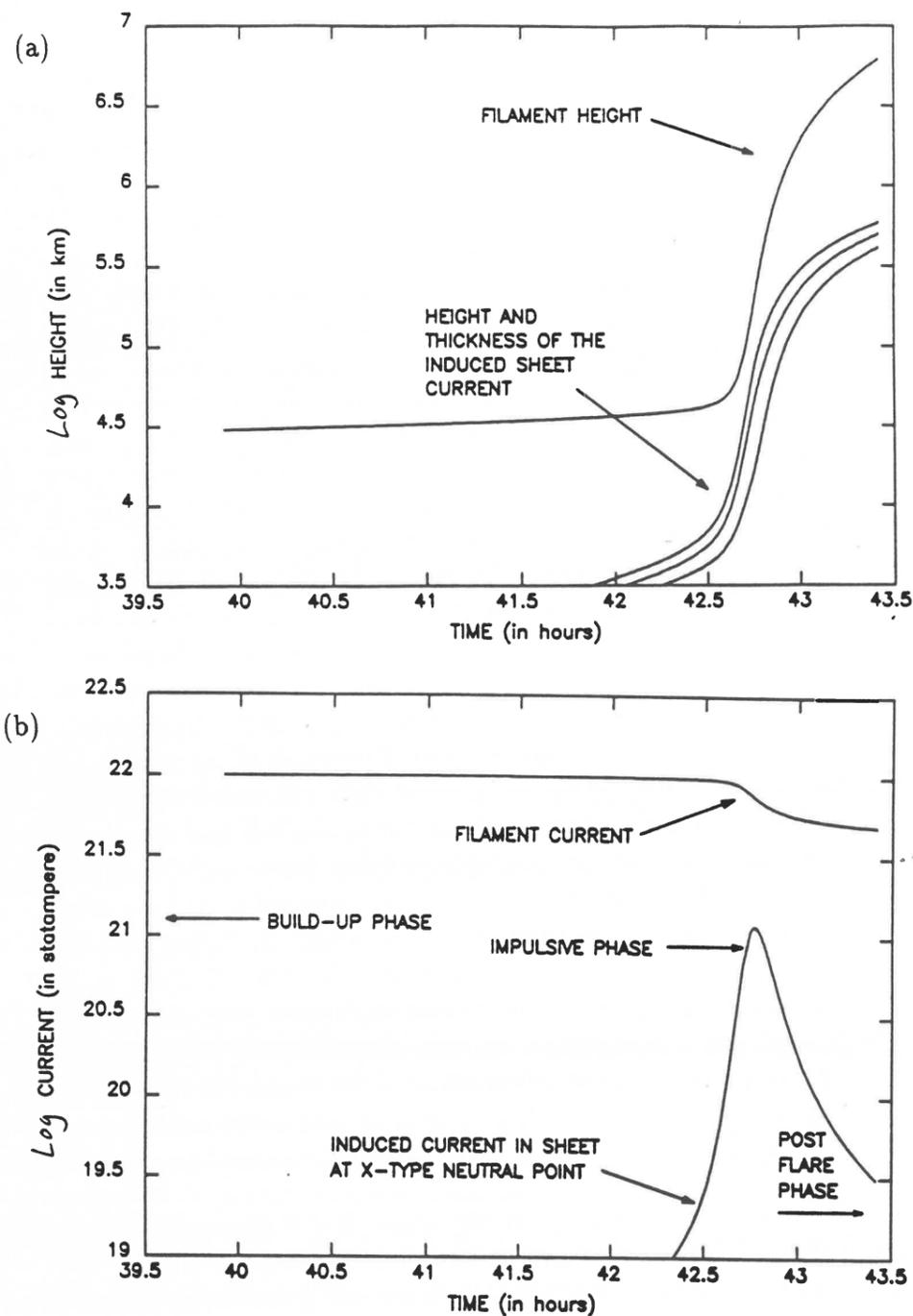


Figure 18 : Evolution du courant du filament durant l'éruption en fonction de sa hauteur

La courbe continue représente les positions d'équilibre et les points, l'évolution du filament. La reconnexion sous la protubérance débute juste après que le courant de la protubérance ait atteint sa valeur maximale. *Martens et Kuin* (1988).

évolution, quasi-statique, le long de la branche ascendante. Le sommet de la courbe correspond à un point de non équilibre, à partir duquel les études précédentes supposent le départ de l'éruption. Les travaux de Martens et Kuin montrent, en revanche, une décroissance du courant du filament et une faible activité; cette phase est associée à la phase de "preflare" de la figure 3. Les figures 19 donnent une évolution plus détaillée de l'éruption: l'origine des figures est l'instant de formation de la nappe de courant, juste après que le maximum d'intensité dans la protubérance ait été atteint: figure 18. Le départ de l'éruption de la protubérance est brutal, et correspond à l'emballement de la reconnexion. Le courant de la nappe de courant croît rapidement: c'est la phase impulsive: figure 3. Le temps de l'impulsion (quelques heures) n'est cependant pas conforme aux observations qui donnent quelques minutes. Cela doit provenir des hypothèses introduites dans le modèle, en particulier d'une évolution quasi-statique à chaque instant du champ magnétique: le modèle ne peut résoudre des temps de l'ordre du temps d'Alfven τ_A de la structure. Ce travail permet d'interpréter les différentes étapes observées lors d'une éruption en double filets. Il met l'accent sur l'importance de la présence du filament dans l'éruption -ce que les divers modèles des paragraphes précédents ont négligé- et l'on observe effectivement que les éruptions en double filets sont toujours accompagnées de l'éruption d'une protubérance de plage. La présence de la phase de faible activité précédant l'éruption est aussi clairement mise en évidence. Durant cette phase, d'évolution métastable, une perturbation extérieure peut déclencher l'éruption, ce qui est une circonstance souvent observée. Ce modèle peut aussi s'appliquer aux protubérances quiescentes: si les mouvements de convection sont lents, un équilibre est atteint, et ce n'est que si les mouvements s'accélèrent que l'éruption a lieu: on a une disparition brusque dynamique.

Certains points du modèle demandent cependant à être approfondis. Les mouvements photosphériques créent un champ électromoteur qui induit un courant dans la protubérance. Pourquoi le courant est-il localisé seulement dans la protubérance, alors que sa résistivité est plus importante que celle de la couronne ? Le modèle supposant un champ coronal potentiel ne permet aucun courant dans la couronne. La diminution de l'intensité du courant dans la protubérance avant et durant l'éruption peut être interprétée comme une diminution de la composante orthoradiale du champ, mais sans composante du champ parallèle à la protubérance; ce ne peut donc être une diminution du cisaillement du champ durant l'éruption (ce que les obser-



Figures 19 : Développement de l'éruption en double filets.

L'origine de l'abscisse des figures correspond à la création de la nappe de courant sous la protubérance. Une phase de pré-activation ("preflare phase") dure environ 25 h, suivie d'une phase impulsive à $t = 42.5$ h. Le courant de reconnexion augmente alors rapidement, tandis que le courant du filament diminue. *Martens et Kuin (1988)*.

vations montrent). De plus, avant l'éruption, le champ est presque aligné dans la direction de l'axe de la protubérance. Cela permet d'accumuler une énergie importante dans le champ, ce qui n'est pas permis dans le modèle car le champ est supposé potentiel. Une importante généralisation du modèle sera donc d'inclure une composante du champ parallèle à la protubérance en utilisant un champ sans force. L'équilibre d'une protubérance nécessite dans le modèle, des mouvements de convergence photosphériques. Cela provient de l'application aux circuits électriques du modèle des équations régissant les circuits électriques usuels. En MHD, le comportement est différent, et les équations des circuits doivent être modifiées. Ces points seront discutés plus en détails au paragraphe 2.2. Un dernier point délicat mérite d'être signalé: le traitement de la reconnexion dans la nappe de courant. Il devra inclure en particulier une composante du champ parallèle à l'axe de la protubérance, ce qui n'a pas encore été étudié !

2 Résumé des articles

2.1 Instabilité d'une protubérance dans un champ linéaire sans force: communication C4 et article A4

L'équilibre d'une ligne de courant, d'intensité I (modélisant une protubérance), dans un champ linéaire sans force a été étudié avec la géométrie de la figure 1 de l'article A4. Celle-ci permet une résolution analytique du problème, tout en gardant les faits observationnels essentiels: la protubérance est localisée au-dessus d'une ligne neutre du champ photosphérique dans un champ fortement cisailé. L'équilibre est en général stable aussi bien pour les configurations Normales ($I < 0$) qu'Inverses ($I > 0$). Cependant, nous avons trouvé, pour chaque configuration, des conditions où il existe une région d'instabilité. L'augmentation progressive du courant I traversant la protubérance, induite par des mouvements photosphériques, peut alors conduire en un point où il n'existe pas d'équilibre voisin: l'éruption de la protubérance a alors lieu.

Les résultats montrent que les conditions d'instabilité pour les deux configurations sont similaires. La présence d'une région d'instabilité nécessite deux conditions. D'abord, les forces magnétiques doivent dominer les forces de gravité (ou, plus précisément, $\eta' > \eta'_{crit}$, ces paramètres étant définis dans

l'article A4). Une deuxième condition porte sur la répartition du champ photosphérique. Celui-ci est décomposé en série de Fourier, on montre que seules les deux premières harmoniques sont importantes et qu'une région d'instabilité n'est présente que si la deuxième harmonique a une amplitude suffisamment importante et que son signe est le même que (respectivement opposé à) celui de la première harmonique pour une configuration Inverse (respectivement Normale). L'amplitude de la deuxième harmonique minimum nécessaire est cependant faible: le champ photosphérique est dominé par la première harmonique, et il reste bipolaire. L'influence du cisaillement est relativement peu importante car la région d'instabilité peut exister aussi dans un champ potentiel; aucun cisaillement critique n'est donc présent. Cependant, son augmentation accroît la taille de la région d'instabilité.

Ce modèle explique la différence d'activité observée entre les filaments de plage et les filaments quiescents. L'ordre de grandeur des paramètres des protubérances permet de montrer que la première condition ($\eta' > \eta'_{crit}$) est toujours réalisée pour les filaments de plage, alors qu'elle ne l'est pour les filaments quiescents que si la masse est très faible. De plus, les filaments de plage sont dans des régions d'activité où le champ photosphérique évolue rapidement (en quelques jours). La deuxième condition portant sur une répartition particulière du champ photosphérique peut donc aussi être réalisée en un court laps de temps (de l'ordre de la semaine). La protubérance est alors instable. Les deux conditions nécessaires à l'instabilité sont, par contre, plus difficiles à réaliser pour les protubérances quiescentes. Une évaporation par chauffage de la protubérance peut permettre de réaliser la première condition, ce qui déclenche une éruption seulement si la deuxième est vérifiée. Une disparition brusque thermique ne donne donc pas toujours lieu à une disparition brusque dynamique.

2.2 Modélisation de l'éruption des protubérances (travaux en cours)

L'article précédent a permis d'étudier les conditions d'instabilité d'une protubérance; dans cet article, on poursuit ce travail par une étude dynamique et non linéaire de l'instabilité. Un travail analogue a été effectué par *Martens et Kuin* (1988): figures 17 à 19; cependant, l'équation décrivant l'évolution du courant I de la protubérance est peu réaliste. Elle est inspirée de l'équation

réglissant un circuit électrique RLC où les courants sont localisés dans les fils du circuit. Une telle modélisation a été utilisée avec succès pour le chauffage de la couronne par *Ionson* (1982, 1986). Mais cela suppose une structure statique, avec des perturbations dépendant du temps de faible amplitude. Les équations de la partie temporelle peuvent alors s'interpréter en terme d'équations de circuits électriques. La modélisation effectuée par *Martens et Kuin* est cependant différente car elle conduit à décrire l'évolution du courant de la protubérance par:

$$R.I + L \frac{dI}{dt} = V$$

où R est la résistance du circuit comprenant le filament et celle de la photosphère,

L l'inductance du circuit,

V la tension provoquée par les mouvements photosphériques convergents sous la protubérance.

Cependant, cette équation suppose que le champ électromoteur $\mathbf{E}_m = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$, provoqué par les mouvements photosphériques (créant la tension V), conduit à créer un courant uniquement dans la protubérance. La région voisine (la couronne) est cependant plus conductrice! Une autre critique est que la présence du courant I nécessite une tension, donc des mouvements photosphériques: la protubérance ne peut être en équilibre dans un champ statique avec cette équation! Bien que les équations de base soient les mêmes (électromagnétisme), les approximations à utiliser sont totalement différentes pour un circuit électrique et pour un plasma de la couronne, ou de la protubérance: la grande valeur du nombre de Reynolds magnétique (10^{12} pour des tailles de 10^7 m) impose à la matière d'être "gelée" dans le champ magnétique. Dans le présent problème, c'est cette condition qui va fournir l'équation décrivant l'évolution du courant I et non l'équation d'un circuit électrique hypothétique. Sans mouvement photosphérique, la protubérance sera soutenue par la force de Laplace: $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, le courant étant créé grâce à la déformation des lignes de champ par la gravité. A deux dimensions, cette condition impose que la composante selon l'axe de la protubérance du potentiel-vecteur du champ magnétique (notée A), à l'emplacement de la protubérance, reste fixée au cours de l'évolution: $A(y=0, z=h(t)) = \text{constante}$. Ce potentiel A a deux contributions. La première, notée A_{ph} est due au champ sans force donné par les conditions aux limites photosphériques: elle a été calculée dans l'article A4. La seconde, notée A_{fil} est due aux courants parcourant le

filament. Elle peut être estimée en ordre de grandeur par:

$$A_{fil} \approx \frac{\mu_0 I (Q - P)}{2\pi}$$

où (Q-P) est la taille verticale du filament. Le système d'équations est complété par les équations décrivant l'évolution de la hauteur h et de la taille Q-P de la protubérance. L'évolution de la hauteur et donc de la taille et de l'intensité du courant de la protubérance est provoquée par les mouvements photosphériques. Ils peuvent être de trois types: convergents (ou divergents), de cisaillement, ou modifier seulement la concentration du flux au niveau photosphérique. Ces mouvements, en augmentant l'intensité parcourant la protubérance, peuvent conduire au point de non-équilibre décrit dans l'article A4. La lente évolution due à ces mouvements photosphériques ($10m.s^{-1}$ en ordre de grandeur), provoque alors une évolution quasistatique suivie d'une éruption de la protubérance lorsque le point de non équilibre est dépassé. Ceci permet d'expliquer que les protubérances ont des éruptions n'éjectant de la matière que vers le haut.

Le système d'équations régissant ce phénomène étant complexe, l'étude a débuté en supposant que le courant garde la valeur maximale obtenue lorsque le point de non équilibre est atteint. Ceci est en partie justifié par la rapidité de l'éruption par rapport au temps d'évolution du champ photosphérique (Martens et Kuin ont aussi trouvé un courant I presque constant: figure 19). Ce type d'analyse montre une faible différence d'évolution entre les configurations Normale et Inverse. La protubérance est éjectée à une vitesse croissant jusqu'à une limite de quelques centaines de kilomètres par seconde. Le profil de vitesse en fonction du temps dépend relativement peu du cisaillement et de l'amplitude des harmoniques du champ photosphérique. Cette analyse permet de montrer que l'énergie cinétique du filament est faible devant l'énergie emmagasinée par le champ magnétique (autre que celle du champ potentiel), de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-2}$ fois moins. On en conclut que l'équation du filament n'est pas suffisante pour fournir l'énergie d'un "flare", mais que cette dernière est contenue dans le champ fortement cisailé et particulièrement dans le fondamental des harmoniques de ce champ.

Cette étude a été prolongée en levant l'hypothèse d'une intensité constante, et en ne retenant que l'hypothèse d'une taille finie mais constante pour la protubérance. Les résultats précédents restent valables pour la configuration Inverse, mais diffèrent sensiblement pour la configuration Normale.

L'article A4 a montré que l'on devait avoir $\eta' > \eta'_{crit}$ pour avoir une éruption. Pour de grandes valeurs de η' de la configuration Normale, l'évolution du courant suit la courbe d'équilibre: aucune éruption n'est possible. Ce n'est que lorsque η' est voisin, mais supérieur à η'_{crit} , qu'une éruption est possible. Elle est cependant de faible vitesse. La configuration Inverse a, par contre, une intensité I qui croît pendant l'éruption, ce qui amplifie la vitesse de la protubérance car on s'éloigne d'autant plus de la courbe d'équilibre.

Cette étude a permis de mettre en évidence le rôle d'initiation au "flare" de l'instabilité de la protubérance. L'énergie cinétique du filament n'est pas suffisante pour expliquer l'énergie rayonnée par un "flare". Le filament ne fait que déclencher l'éruption en poussant les lignes de champ les unes contre les autres: une nappe de courant est alors formée au-dessous de la protubérance. C'est dans cette région qu'a lieu la conversion de l'énergie magnétique, ce qui donne lieu à la formation des "post flares loops" ainsi que des rubans chromosphériques.

Pour poursuivre cette étude de l'évolution du filament, on doit inclure l'évolution de la nappe de courant qui se forme sous la protubérance. Celle-ci a été récemment détaillée par *Priest et Forbes* (1989), mais dans le cas d'un champ potentiel. Les calculs numériques de reconnexion sont effectués actuellement sans composante du champ magnétique dans la direction de symétrie de translation: *Malherbe* (1988). La modélisation de la reconnexion reste un domaine encore peu connu bien que très étudié. Cependant, deux limites importantes peuvent être étudiées: celle d'une reconnexion très lente, et celle où la connexion des lignes de champ n'est pas brisée. Ces deux limites sont très importantes car elles permettent d'encadrer la réalité (une modélisation phénoménologique fixant la rapidité de reconnexion peut ensuite être étudiée). La première limite est la plus simple car les équations déjà décrites n'ont pas à être modifiées, la deuxième limite pourra être étudiée numériquement grâce aux techniques numériques développés dans l'article A12.

3 Conclusion

Les éruptions des protubérances de plages sont des phénomènes fascinants: la chromosphère s'embrase soudainement en deux longs filets et la protubérance est violemment éjectée. Cette éruption fait intervenir des processus physiques complexes permettant de transformer l'énergie magnétique

en énergie cinétique (accélération de particules et éjection de matière) et en énergie électromagnétique (des ondes radio aux rayons X-durs). Quelle est l'origine d'un tel phénomène? Les modèles théoriques sont nombreux: émergence de nouveau flux magnétique, instabilité magnétique d'un tube de flux torsadé ou d'une structure cisailée par des mouvements photosphériques, non équilibre thermique, ou instabilité globale de la protubérance dans la configuration magnétique. Les observations montrent que l'éruption en double filets est toujours associée à l'éruption d'une protubérance, il semble donc naturel de rechercher l'instabilité de la structure magnétique dans la présence de la protubérance.

Nous avons étudié la stabilité d'une protubérance dans un champ magnétique. Pour les deux topologies, Normales et Inverses, de la configuration magnétique, une région d'instabilité est présente si deux conditions sont réalisées. La première nécessite un champ magnétique important, ou une protubérance peu massive. La deuxième impose à la distribution de champ photosphérique d'être concentrée (respectivement peu concentrée) près de la ligne neutre pour une configuration Inverse (respectivement Normale). Cette étude permet d'expliquer la faible activité des filaments quiescents comparée à celle des filaments de plage et indique comment une disparition brusque thermique de la protubérance peut induire une éruption (ou une disparition brusque dynamique). Il est à noter que le cisaillement de la structure magnétique n'a qu'une faible influence sur la taille de la zone d'instabilité. C'est donc un paramètre peu important pour le déclenchement de l'instabilité. L'étude de l'évolution dynamique va permettre de montrer son importance sur l'énergétique de l'éruption.

De nombreux travaux ont modélisés l'évolution d'une éruption en double filets en terme de l'éruption d'une protubérance de plage. Cependant, quelques points nécessitent d'être revus: en particulier les équations régissant l'évolution des courants et la modélisation de la reconnexion dans une nappe de courant. Nous développons actuellement un nouveau modèle dans ce but. Les premiers résultats montrent l'importance de la topologie de la configuration: une éruption brusque n'est obtenue que pour des configurations Inverses. L'énergie magnétique, stockée dans la première harmonique du champ, est alors libérée dans une nappe de courant formée sous la protubérance. Le rôle de cette dernière est d'initier, par son instabilité, la reconnexion, son énergie cinétique maximale reste faible devant l'énergie disponible dans le champ magnétique. Le rôle énergétique de la protubérance est donc sec-

ondaire dans la phase principale de l'éruption. La modélisation de la reconnexion dans la nappe de courant reste délicate, car les différentes études, analytiques ou numériques, n'ont étudié que la reconnexion avec un champ magnétique à deux composantes. Dans le modèle, deux limites extrêmes peuvent être testées: un taux de reconnexion nul ou infiniment rapide. Les évolutions correspondantes fixent les limites de l'évolution réelle. La modélisation de la région de reconnexion est ensuite nécessaire pour préciser l'évolution du système dans ce domaine. Le but final est de décrire, dans un même modèle, l'évolution des protubérances quiescentes et celles de plage.

4 Publications

P. DEMOULIN¹, E. PRIEST²

1. Observatoire de Paris, Section de Meudon, DASOP
92 195 Meudon Principal Cedex France
2. Applied Mathematics Department
University of St. Andrews
KY 16 955 St. Andrews, Scotland

ABSTRACT

We analyse the equilibrium of a prominence by modelling it as a line of current under the action of gravity and of a two dimensional constant force free field. We show that a region of non equilibrium may occur, if the field strength is great enough, for some distribution of the base flux. This occurs for both Kippenhahn-Schluter and Kuperus-Raadu topologies and the region of non equilibrium increases with the shear.

1. INTRODUCTION

Solar filaments have been modelled by the interaction between a line current and a potential magnetic field. Basic configurations have been suggested by Kippenhahn and Schluter (1957), and Kuperus and Raadu (1974). Van Tend and Kuperus (1978) have analysed the stability of a massive current line in a potential field, with a repulsion between the current filament and its image below the photosphere to model the effect of field lines tying on photosphere. The prominence loses equilibrium when the current exceeds a certain critical value for the particular field chosen.

The observations of Leroy 1983 show that the field is greatly sheared near a prominence and so we need, at least, a linear force free field rather than a potential field, but Amari and Aly (1986) do not find instability in this case. Demoulin and Priest (1988) have investigated more general cases to show that does indeed exist in certain field configurations, and that it increases with the shear. We present here some of the main features of this model.

2. DESCRIPTION OF THE MODEL

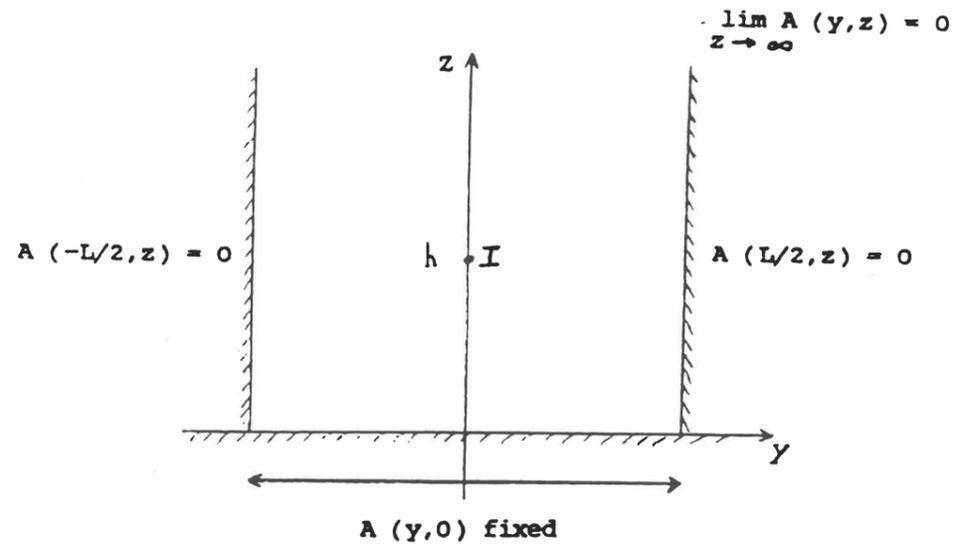


Figure 1

Figure 1 shows the geometry of the line current filament equilibrium in a linear force-free arcade ($A(y, z)$: magnetic potential). The magnetic field potential is fixed on the region boundary. The filament is in equilibrium between gravity, the magnetic arcade force and the repulsion force between the prominence and all the "image" currents.

The analytical solution of this problem gives the dimensionless equilibrium equation of the filament in the form :

$$I'(h') = \frac{\eta' \cdot B_y'(h') \pm \sqrt{(\eta' \cdot B_y'(h'))^2 + 4 \cdot R'(h')}}{2 \cdot R'(h')} \quad (1)$$

where dashes denote dimensionless variables and : $\eta' = \sqrt{\frac{B_y(0)^2 \cdot L}{\lambda \cdot g \cdot \mu_0}}$

$B_y(0)$ is the base magnetic field at the origin

g is solar gravity

λ is the prominence line mass density

$B'_y(h')$ is the horizontal magnetic field orthogonal to the prominence on the z axis

$R'(h')$ is the repulsion between the prominence and all the image currents. $R'(h')$ behaves qualitatively like $1/h'$.

The plus sign in (1) gives a Kuperus Raadu (KR) prominence, supported by only the repulsion between currents, and the negative sign gives a Kippenhahn Schluter (KS) prominence supported by both the repulsion and the arcade field.

The equilibrium height depends on the parameters η' , α' (shear) and the amplitudes of the odd harmonics of the arcade field for a given equilibrium current.

3. RESULTS

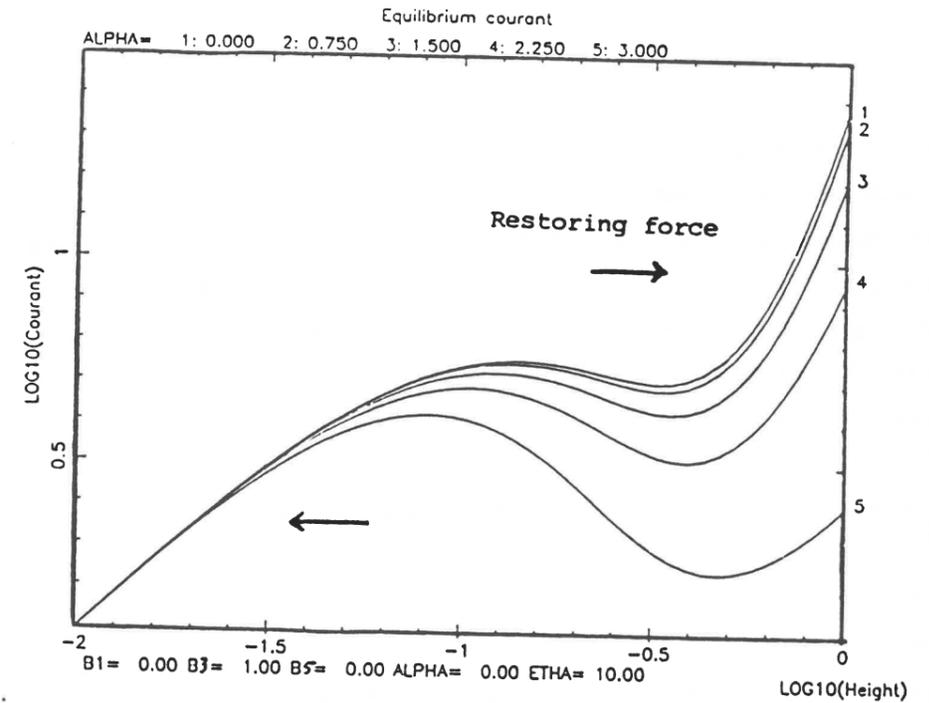


Figure 2

The analysis of (1) shows that, in both Kuperus Raadu and Kippenhahn Schluter configurations, the field needs to dominate the repulsion term to give a region of unstable equilibrium. It gives a critical value, η' crit of the order of unity, below which there is no region of instability. Figure 2 shows the current as a function of height in the KR case with only the third harmonic and

$n = 10$. The arrows show the direction of the total force in non equilibrium situations, which implies that the decreasing part of the current function is unstable. The instability region increases in size with α' (and also with n) and exists even in the potential case $\alpha' = 0$. Typical instability height regions are in the KR case : [0.1 L, 0.4L] and in the KS case : [0.05 L, 0.2 L] in terms of the base region size L.

This result is obtained with an arcade containing first and third harmonics with different signs for the third and first in the KS case. The instability region is present even with a low contribution for the third harmonic : $\left| \frac{\beta_3^2}{\beta_1^2} \right| > 0.14$ in the KR case and $\left| \frac{\beta_3^2}{\beta_1^2} \right| > 0.02$ in the KS one. So, the first harmonic dominates everywhere the magnetic field arcade. A greater third harmonic increases the region of instability, with no change on the topology of the field lines and higher harmonics have a negligible influence on the instability region.

4. CONCLUSION

This analysis shows that filaments can be unstable easily with simple base flux configurations in both KR and KS cases, if the magnetic field is large enough, even for a potential case.

The model explains the activity difference between active region and quiescent prominences, since n' and the shear α' are greater in the first case.

A generalisation to a 3 dimensionnal model with a periodicity in the prominence axis direction may explain the existence of filaments feet (Demoulin and Priest 1988 b).

REFERENCES

- Amari, T., and Aly, J.J., 1987, *Solar Phys.*, in press.
 Demoulin, P., and Priest E.R., 1988a, submitted
 Demoulin, P., and Priest E.R., 1988b, in preparation.
 Kippenhahn, R., and Schluter, A., 1957, *Z. Astrophys* **43**, 36.
 Kuperus, M., and Raadu, M.A. : 1974, *Astron. Astrophys.* **31**, 189.
 Leroy, J.L., Bommier, V., and Sahal-Bréchet, S. : 1983, *Solar Phys.* **83**, 135.
 Van Tend, W. and Kuperus, M. : 1978, *Solar Phys.* **59**, 115.

Astron. Astrophys. 206, 336-347 (1988)

- A4:

Instability of a prominence supported in a linear force-free field

P. Démoulin¹ and E.R. Priest²

¹ Observatoire de Paris, Section de Meudon, DASOP, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

² Applied Mathematics Department, University of St. Andrews, KY 16 9SS St. Andrews, Scotland

Received January 14, accepted April 15, 1988

Summary. We analyse the equilibrium of a prominence by modelling it as a line of current under the action of gravity and of a two-dimensional constant force-free field. We show that a region of non-equilibrium may occur, if the field strength is great enough, for some distribution of the base flux. This occurs for both Kippenhahn-Schluter and Kuperus-Raadu topologies and the region of non-equilibrium increases with the shear.

Key words: solar prominences - instability - force-free field - magneto-hydrodynamics

1. Introduction

Solar filaments are bridges of cold material ($T \approx 7000$ K) suspended in the hot corona ($T \approx 10^6$ K). Their basic properties have been summarised in the books by Tandberg-Hanssen (1974), Jensen et al. (1979) and Priest (1982), p. 56-72. As their densities are typically one hundred times greater than the coronal values, they must be supported against gravity by a magnetic field. There are two basic geometries proposed by Kippenhahn and Schluter (1957) and Kuperus and Raadu (1974) with different properties (denoted KS and KR respectively). In a KS prominence the filament is supported by the upward magnetic tension, and the magnetic polarity of the prominence is the same as in the underlying photosphere. In a KR prominence the filament is supported by the anchoring of the field lines in the photosphere represented by the repulsion of image currents below the photosphere, and the polarity in the filament is opposite to that in the photosphere. These models have been extended to more complicated configurations by Milne et al. (1979) for the KS case and Lerche and Low (1980) for the KR case. Analytical models have been built when the external field is potential by Malherbe and Priest (1983).

Many authors have tried to model a filament as a line of current and plasma in equilibrium under gravity in a potential field (see the review of Anzer, 1984). In particular Van Tend and Kuperus (1978) and Van Tend (1979) have examined the stability of a line of current in a potential magnetic field. The current filament is in equilibrium between the following forces:

- the action of an average coronal magnetic field,
- the force of gravity,
- the repulsion term between the current filament and its image current below the photosphere due to line tying.

They found that the equilibrium can become unstable when the current exceeds a certain critical value, and then the filament erupts and approaches another equilibrium at greater height.

The observations of Leroy et al. (1983-1984), show that the magnetic field configuration near prominences is greatly sheared: the angle between the prominence axis and the magnetic field is roughly 20° , so we need a more complex structure than a potential field: for example a force-free field. Recently Amari and Aly (1987) built a model of a line current in equilibrium in a linear force free field. Their work is preferable in principle to the order-of-magnitude models of Van Tend and Kuperus, since it deals with the full partial differential equations. It is summarised in the first part of this article. They find that the equilibrium of the line current always exists and never becomes unstable: as the current increases, the equilibrium height of the filament increases monotonically. They concluded that the instability region of the previous models does not exist but it is important to note that they imposed a particular geometry (which imposes some constraints on the decrease of field with height) and a force free field (it was potential in previous models).

Here we want to discuss more generally the problem as posed by Aly and Amari since they used only the first harmonic of the force-free field arcade. In particular we show that a region of nonequilibrium can occur when two harmonics are taken in both the KS and KR configurations.

2. Description of the model

2.1. Assumptions

We make several assumptions in our model, as follows.

- a) The magnetic field is two-dimensional: $B(y, z)$ (although filaments have dense feet which are separated by a distance of the order of a supergranule cell width, which is also the order of the distance L in Fig. 1).
- b) Outside the filament the field is force free: $j \times B = 0$, since the plasma beta (β) is lower than unity and the vertical extent is much smaller than Λ/β , where Λ is the gravitational scale-height of the corona.
- c) The force-free field is linear: $\text{rot } B = \alpha B$.

This has two justifications:

- We can solve the equations analytically.
- A linear force-free field is a state of minimum energy, when the normal component of the magnetic field is prescribed at the boundary of a closed volume and the global helicity $C = \int_V A \cdot B dV$ is fixed. This last condition is satisfied when there is no velocity at the boundary surface (Woltjer, 1958).

Send offprint requests to: P. Démoulin

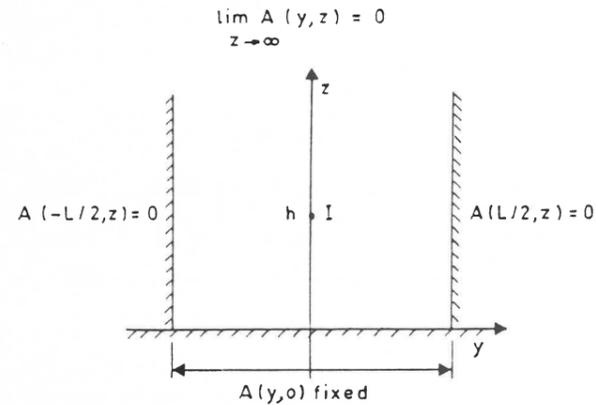


Fig. 1. The geometry of the equilibrium. The filament is modelled by a line of current I , parallel to the x axis at height h . The vertical magnetic field is imposed at the photosphere ($z = 0$) and is fixed vertical on the walls $y = -L/2$ and $y = L/2$, decreasing to zero when z goes to infinity

- d) The filament is represented by a line of current and mass parallel to the x -axis (Fig. 1).
- e) The thermal coupling of the filament to the photosphere along a field line is not included: we assume that a massive line of dense material exists at a certain height in the corona.
- f) The gravitational field is vertical and constant, since the height of a prominence is lower than a solar radius.
- g) We used ideal MHD since the magnetic Reynolds number is much greater than unity ($R_m \approx 10^{12}$), and we neglect the existence of very short lengths (of the order of a meter).
- h) The model is static since the time of solution of a filament (except in eruption phases) is greater than the sound or Alfvén travel-time of the structure (day to months compared with a few minutes).
- i) The magnetic field lines are fixed in the photosphere due to the high inertia of the photospheric matter (Kuperus and Raadu, 1973).
- j) We constrain the force-free field between two fixed vertical boundaries with no normal field. Thus we study a limited region and assume that neighbouring regions have vertical fields strong enough to hold the magnetic field vertical at the boundaries $y = \pm L/2$ for vertical positions of the filament. This restriction is discussed in Sect. 5.

2.2. Differential equation for the potential

The equation $\text{div } \mathbf{B} = 0$ with hypothesis (a) allows us to write \mathbf{B} as:

$$\mathbf{B} = \left(B_x(A), \frac{\partial A}{\partial z}, -\frac{\partial A}{\partial y} \right) \quad (1)$$

as a function of the potential $A(y, z)$. The x -component of the Maxwell equation $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ gives:

$$-\Delta A(y, z) = \mu_0 j_x(y, z) \quad (2)$$

At the location of the filament $y = 0, z = h$, we impose the density of the current to be

$$j_x(y, z) = I \cdot \delta(y) \cdot \delta(z - h) \quad (3)$$

Outside the filament the current is given by the x -component of (1), namely

$$\mu_0 j_x = \alpha B_x = \alpha^2 A \quad (4)$$

and (2) becomes

$$\Delta A + \alpha^2 A = 0 \quad (5)$$

We can then rewrite (2) in a unique form inside and outside the filament as:

$$\Delta A + \alpha^2 A + \mu_0 I \cdot \delta(y) \cdot \delta(z - h) = 0 \quad (6)$$

Outside the filament location (6) reduces to (5). At the filament the term $\alpha^2 A$ has no contribution in (6) since $\mu_0 I \cdot \delta(y) \cdot \delta(z - h)$ dominates (we can also add to the potential A an arbitrary constant such that $A(o, h)$ is zero).

As we are only interested in the magnetic field outside the filament the solution of (6) gives $A(y, z)$ and so

$$\mathbf{B} = \left(\alpha A, \frac{\partial A}{\partial z}, -\frac{\partial A}{\partial y} \right) \quad (7)$$

The Eq. (6) is elliptic and we have to give the boundary conditions everywhere at the boundary of the volume. We take:

- $A(y, z) = 0$ (or constant) on $y = \pm L/2$ and as $z \rightarrow \infty$
- and $A(y, o)$, fixed by the photospheric flux (Fig. 1).

2.3. Solution

The potential $A(y, z)$ is written:

$$A(y, z) = A_1(y, z) + \frac{I \cdot \mu_0}{2 \cdot \pi} G(y, z|o, h) \quad (8)$$

to separate the general solution from the particular one and we have to solve the following two problems for A_1 and G respectively.

$$\begin{aligned} \Delta A_1 + \alpha^2 A_1 &= 0 \\ A_1(y, o) &= A(y, o) \text{ fixed} \\ A_1(\pm L/2, z) &= 0 \\ \lim_{z \rightarrow \infty} A_1(y, z) &= 0 \\ \Delta G + \alpha^2 G &= -2\pi \delta(y) \cdot \delta(z - h) \\ G(y, o|o, h) &= 0 \\ G(\pm L/2, o|o, h) &= 0 \\ \lim_{z \rightarrow \infty} G(y, z|o, h) &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

One may notice that the Greens function $G(y, z|o, h)$ depends only on the position of the line current and α , but not on the photospheric field. Furthermore, the general solution $A_1(y, z)$ depends only on the distribution of $A(y, o)$ and α . Also, we have put the line current by symmetry on the axis $y = 0$, so the magnetic field must be symmetric about the z -axis, and $A(y, z)$ must be an even function of y .

The general solution of (9) is

$$A_1(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (B_{2n+1}^o) \cdot L \cdot \cos\left(\frac{(2n+1) \cdot \pi \cdot y}{L}\right) \cdot e^{-(2n+1) \cdot z} \quad (11)$$

where

$$\gamma_{2n+1} = \sqrt{\left(\frac{(2n+1) \cdot \pi}{L}\right)^2 - \alpha^2}$$

(B_{2n+1}^o is the coefficient of the n th harmonic, it is homogeneous to a magnetic field)

(11) represents the classical 2D force-free arcade in rectangular coordinates. B could be obtained by using Eq. (7).

The general solution of (10) is the Greens function namely,

$$G(y, z|o, h) = \frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{\gamma_{2p+1}} \cos\left((2p+1) \cdot \frac{\pi \cdot y}{L}\right) \cdot [e^{-\gamma_{2p+1} |z-h|} - e^{-\gamma_{2p+1} (z+h)}] \quad (12)$$

This function is the potential created by the line current at $y = 0, z = h$ in a box with no normal field at the boundaries. It consists of an infinite number of images of the current filament in the vertical walls $y = \pm L/2$ and in the photosphere boundary $z = 0$. There is also a current in the volume as the field is force-free. All these induced currents create magnetic fields which react on the prominence current and produce a vertical force which is referred to in this article as the "repulsion term". The prominence current is also subjected to the action of the magnetic arcade, which effect is called simply the "magnetic field support".

2.4. Current equilibrium

$\mathbf{B}(y, z)$ is deduced from Eq. (7). As the field has been chosen symmetrical $B_z(y = o, z) = 0$ and the equilibrium of the filament is given by

$$I \cdot B_y^{\text{ext}}(o, h) = \lambda g \quad (13)$$

where B_y^{ext} is the magnetic field created by all the currents except the line current at $z = h$, and (13) is rewritten more explicitly as:

$$\lim_{z \rightarrow h} [B_y(o, z) - B_{y(\text{filament})}(o, z)] \cdot I = \lambda g$$

This gives:

$$I^2 \cdot R(h) - I \cdot B(h) = \lambda g$$

with

$$\begin{aligned} R(h) &= \frac{\mu_0}{L} \sum_{p=0}^{\infty} e^{-2\gamma_{2p+1} \cdot h} \\ B(h) &= \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n+1}^o \cdot L \cdot \gamma_{2n+1} \cdot e^{-\gamma_{2n+1} \cdot h} \end{aligned} \quad (14)$$

Where $I \cdot B(h)$ is the interaction between the line current I and the linear force-free field arcade given by (11) and $I^2 R(h)$ is the repulsion between the line current I and all the current images and force-free currents.

This equation (14) has the same form as the equation of equilibrium given by Van Tend and Kuperus (1978). The differences are: that $B(h)$ is here deduced from a linear force-free analytical field instead of an order of magnitude of a potential field; and that $R(h)$ is computed in a more self-consistent way, as it is not only the repulsion term between the filament current and

its image below the photosphere. We notice that:

$$\lim_{h \rightarrow 0} R(h) = \frac{\mu_0}{4\pi \cdot h}$$

which is the repulsion between two currents: so when h is small the repulsion between the two currents dominates. But at greater heights the repulsion term decreases more rapidly than $1/h$ like

$$\lim_{h \rightarrow \infty} R(h) = \frac{\mu_0}{L} e^{-2\gamma_{2n+1} \cdot h}$$

The solutions of (14) are:

$$I(h) = \frac{B(h) \pm \sqrt{B(h)^2 + 4 \cdot \lambda \cdot g \cdot R(h)}}{2 \cdot R(h)} \quad (15)$$

The positive solution gives a Kuperus-Raadu configuration, in which the filament is supported by the repulsion term against gravity and the magnetic field arcade force.

The negative solution gives a Kippenhahn-Schluter configuration, in which the filament is supported by the repulsion term and the magnetic field against gravity.

2.5. Dimensionless equation

The equilibrium current depends on the parameters: $h, \lambda, g, L, B_{2n+1}^o$ and α . To decrease this number of parameters we non-dimensionalise the equation. An important non-dimensional factor is $B(h)^2 / 4 \cdot \lambda \cdot g \cdot R(h)$ where $R(h)$ has the dimension μ_0 / L , and $B(h)$ the dimension of a magnetic field. For $B(h)$ we can take the photospheric field and then form the dimensionless parameter:

$$\eta' = \sqrt{\frac{(B_p(o))^2 \cdot L}{\lambda \cdot g \cdot \mu_0}} \quad (16)$$

If we denote dimensionless variables by a prime we have:

$$B'(h', \alpha', B_{2n+1}^o \dots) = \frac{B(h)}{B(o)} = \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n+1}^o \cdot \gamma'_{2n+1} \cdot e^{-\gamma'_{2n+1} \cdot h'} \quad (17a)$$

$$R'(h', \alpha') = \frac{R(h)}{\mu_0 / L} = \sum_{p=0}^{\infty} e^{-2\gamma'_{2p+1} \cdot h'} \quad (17b)$$

$$I' = \frac{I}{\sqrt{\frac{\lambda \cdot g \cdot L}{\mu_0}}} = \frac{\eta' \cdot B'(h') \pm \sqrt{(\eta' B'(h'))^2 + 4R'(h')}}{2 \cdot R'(h')} \quad (17c)$$

$$A'(y', z') = \frac{A(y, z)}{\sqrt{\frac{\lambda \cdot g \cdot L \cdot \mu_0}{\mu_0}}} = [\eta' \cdot A_1'(y', z') + I' \cdot G'(y', z')] \quad (17d)$$

$$A_1'(y', z') = \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n+1}^o \cdot \cos[(2n+1)\pi y'] \cdot e^{-\gamma'_{2n+1} \cdot z'} \quad (17e)$$

$$G'(y', z') = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\cos(2p+1)\pi y'}{\gamma'_{2p+1}} \times [e^{-\gamma'_{2p+1} |z'-h'|} - e^{-\gamma'_{2p+1} (z'+h')}] \quad (17f)$$

with

$$\alpha' = \alpha L, h' = h/L, y' = y/L, z' = z/L$$

$$\gamma'_{2p+1} = \sqrt{(2p+1)^2 \cdot \pi^2 - \alpha'^2} \quad (17g)$$

The parameters are now: η' , α' , B_{2n+1}^0 and the equilibrium height: h'

2.6. Unstable equilibrium

Here we discuss the general behaviour of the solutions.

2.6.1. $I > 0$ (KR configuration)

(17c) gives the limits:

$$\text{If } \eta'^2 \cdot B'(h')^2 \gg 4 \cdot R'(h') \quad I'(h') \approx \frac{\eta' \cdot B'(h')}{R'(h')} \quad (18a)$$

$$\text{If } \eta'^2 \cdot B'(h')^2 \ll 4 \cdot R'(h') \quad I'(h') \approx \sqrt{\frac{1}{R'(h')}} \quad (18b)$$

In the second case, where the repulsion term dominates, the current is a monotonically increasing function of height, and so there is no unstable equilibrium. In first case, the current equilibrium could decrease with height if $B'(h')$ decreases more rapidly with height than the repulsion term $R'(h')$.

We conclude that if the magnetic field is strong enough and decreases rapidly enough with height, the current equilibrium could be a decreasing function of height, somewhere, and so a region of instability could exist in the KR configuration.

2.6.2. $I < 0$ (KS configuration)

(17c) gives the limits:

$$\text{If } \eta'^2 \cdot B'(h')^2 \gg 4 \cdot R'(h') \quad I'(h') = -\frac{1}{\eta' \cdot B'(h')} \quad (19a)$$

$$\text{If } \eta'^2 \cdot B'(h')^2 \ll 4 \cdot R'(h') \quad I'(h') = -\sqrt{\frac{1}{R'(h')}} \quad (19b)$$

In the second case the current is also always a monotonically increasing function of height. In the first case $|I'(h')|$ is a decreasing function of height if $B'(h')$ increases with height, so a region of instability could exist also in this configuration.

In the two last sections we discuss in more detail the existence and the size of the region of instability.

2.7. Behaviour of the term $R'(h')$

$\log_{10}(R'(h'))$ is plotted in Fig. 2. In the limit as $h' \rightarrow 0$, R' behaves like $(4\pi h')^{-1}$, and so $R'(h')$ could be approximated by $(4\pi h')^{-1}$, when $h' \leq 0.1$, as the error is only a few percent when $h' \approx 0.1$.

When h' increases, the repulsion term $R'(h')$ decreases very rapidly, more than $(4\pi h')^{-1}$, as

$$\lim_{h' \rightarrow \infty} R'(h') = e^{-2\gamma_1 h'}$$

However, as $\gamma_1 = \sqrt{\pi^2 - \alpha'^2}$, this decrease could be greatly reduced by a great shear $\alpha' \leq \pi$.

As an approximation of $R'(h')$ at great height, we can take the two largest terms, namely,

$$R'(h') \approx e^{-2\gamma_1 h'} + e^{-2\gamma_3 h'}$$

which is good when $2\gamma_3 \cdot h' \geq 1$.

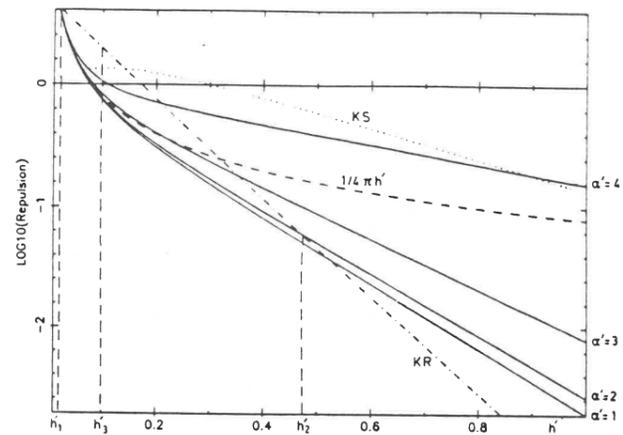


Fig. 2. The magnitude of the repulsion term is plotted as a function of height $h' = h/L$ for different values of $\alpha' = \alpha L$ (continuous curves). The approximation $1/(4\pi h')$ is plotted (dashed) for comparison. The magnitude of the magnetic field is plotted in two cases: KS (dotted) and KR (dash-dotted). The figure is for $\alpha' = 1$, $B_1^0 = 1$, $B_3^0 = -0.2$ in the KS case and $\alpha' = 1$, $B_1^0 = 0$, $B_3^0 = 1$ in the KR case. The heights h_1, h_2, h_3 defined in Sect. 3.2 are shown for the KR case ($\alpha' = 1$)

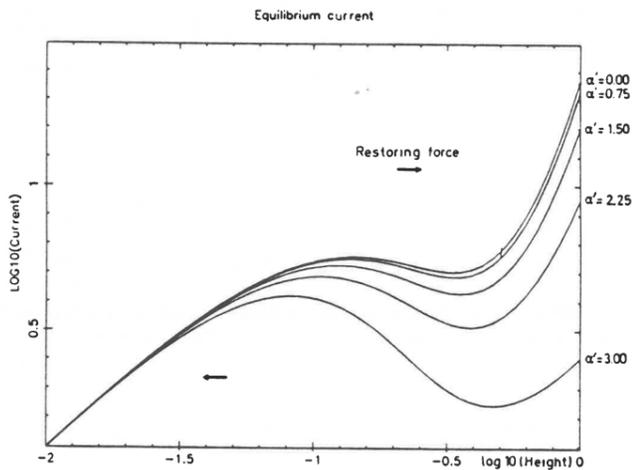


Fig. 3. A plot of $\log_{10} I'(\log_{10}(h'))$ for the KR case $I > 0$ ($B_1^0 = 0$, $B_3^0 = 1$, $\eta' = 10$) shows the region where I' is a decreasing function of height h' . In this region the current filament is unstable and erupts to a greater equilibrium height. (The arrows show the direction of the total force in non equilibrium situations.) The region of instability exists even in the potential case, and the size of the region increases with the shear (α')

In conclusion, we used in the analytical approximation of the instability region, the limits:

$$h' \leq 0.1 \quad R'(h') \approx 1/4\pi h'$$

$$h' \geq 0.1 \quad R'(h') \approx e^{-2\gamma_1 h'} + e^{-2\gamma_3 h'}$$

3. $I > 0$: Kuperus-Raadu configuration

3.1. Instability conditions

Amari and Aly (1987) have shown that with only the fundamental harmonic ($B'(h') = \gamma_1 e^{-2\gamma_1 h'}$), the current is always a monotonically increasing function of height, so there is never a region of

instability. This can be verified rapidly here by taking (18a), with this particular form of field. $B'(h')$ decreases as $e^{-2\gamma_1 h'}$ and $R'(h')$ decreases like $1/h'$ for $h' \ll 1$ and as $e^{-2\gamma_3 h'}$ for $h' \gg 1$. Thus $B'(h')$ never decreases more rapidly than $R'(h')$, and so there is no region of instability.

The answer is different if we take the third harmonic instead: $B'(h') = \gamma_3 e^{-2\gamma_3 h'}$. $B'(h')$ decreases more rapidly than $R'(h')$ at great height as $\gamma_3 > 2\gamma_1$ for all α' . So we have to study in more detail the size of the region of instability when the third harmonic is present. First we study the instability region with this third harmonic alone, and we then increase the size of the first harmonic, finally discussing also the influence of the other harmonics.

3.2. Analytical approximation for the height of the instability region

From 18a we can say that the instability region is given approximately by

$$\eta'^2 \cdot (B'(h'))^2 \geq 4 \cdot R'(h') \quad (20a)$$

and

$$\frac{d(B'(h')/R'(h'))}{dh'} \leq 0 \quad (20b)$$

For the third harmonic ($B'(h') = \gamma_3 e^{-2\gamma_3 h'}$) (20a) gives two heights: $h'_1 < h'_2$ and (20b) gives one height h'_3 . The instability region is approximately described by the range of the h' values, which must be greater than h'_1 and h'_3 and smaller than h'_2 .

$$h' \in [h'_1, h'_2] \cap [h'_3, \infty[$$

3.2.1. h'_1

h'_1 is obtained at low height, so we can use the limit $h' \rightarrow 0$ of $R'(h')$. Thus (20a) becomes:

$$\eta'^2 e^{-2\gamma_3 h'} \approx \frac{4}{4 \cdot \pi \cdot h'}$$

and with

$$2h'\gamma_3 \ll 1 \text{ it gives } h'_1 \approx \frac{1}{\pi \cdot \eta'^2} \quad (21a)$$

with the hypothesis that $h'_1 < 0.05$

3.2.2. h'_2

h'_2 , the other limit of (20a) is obtained with $R'(h') \approx e^{-2\gamma_1 h'} + e^{-2\gamma_3 h'}$:

$$\eta'^2 e^{-2\gamma_3 h_2} = 4(e^{-2\gamma_1 h_2} + e^{-2\gamma_3 h_2})$$

so

$$h'_2 = \frac{1}{2(\gamma_3 - \gamma_1)} \log\left(\frac{\eta'^2}{4} - 1\right) \quad (21b)$$

with the hypothesis $h'_2 \geq 0.05$

3.2.3. h'_3

The condition (20b) is always true at great height h' , so there exists only a lower limit h'_3 where

$$\frac{d \log_e(B'(h'_3))}{dh'} - \frac{d \log_e(R'(h'_3))}{dh'} = 0$$

then

$$h'_3 = \frac{1}{2(\gamma_3 - \gamma_1)} \log_e\left(\frac{\gamma_3}{\gamma_3 - 2\gamma_1}\right) \quad (21c)$$

with the hypothesis $h'_3 \geq 0.05$

These analytical bounding values show that the instability region exists if η' is greater than $\eta'_{crit} \approx$ few unity, even in the potential case, and that the region grows with increasing η' or α' . All these results are discussed in more detail in the next section, and the curves h'_1, h'_2, h'_3 are plotted in Figs. 4a and 4b.

3.3. Instability region size variation

Figure 3 shows the evolution of the current magnitude as a function of the height for different shear α' . The region of decreasing current is present even in the potential case since here $\eta' = 10 > \eta'_{crit} \approx 6$ (see Fig. 4b). The current decreases rapidly with shear, and so an equilibrium in the potential case on the low increasing part of the curve $I'(h')$, could become unstable when the shear increases. The effect of shearing the structure is more clearly shown in Fig. 4a: the instability region size increases with α' .

The most important fact for the existence of the region of instability is that η' must be greater than a critical value:

$$\eta' > \eta'_{crit} \approx 6 \quad (22)$$

as shown in Fig. 4b.

It comes from (20a) which says that the magnetic arcade field must dominate the repulsion term somewhere. When the magnetic field increases, the region of instability increases in size, and it could be a second way to have an erupting filament.

If we add the first harmonic to this result, obtained with the only third one, the region of instability decreases in size as shown by Fig. 4c. In the case of a potential field the region disappears rapidly when we add the first harmonic: it disappears for $(B_1^0/B_3^0)_{crit} \approx 0.25$, but when we increase the shear α' , the region stays for a greater value of B_1^0/B_3^0 . For $\alpha' = 2$: $(B_1^0/B_3^0)_{crit} \approx 0.8$ and for $\alpha' = 3$: $(B_1^0/B_3^0)_{crit} \approx 7$.

We conclude that with great shear, an instability region can exist even if the first harmonic dominates the photospheric flux.

3.4. Effect of greater harmonics

We can repeat the same discussion with the fifth harmonic, seventh harmonic and so on, as we have done for the third. By modifying (21a), (21b) and (21c) we can see that for greater harmonics the instability region size decreases. The critical η' is little changed as it is crudely obtained by equating (21b) to (21c) which gives:

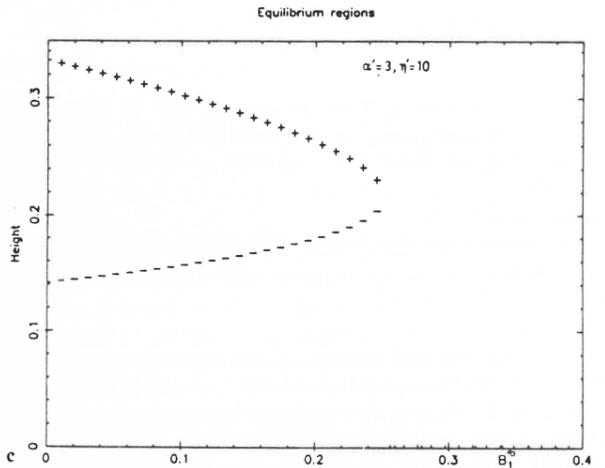
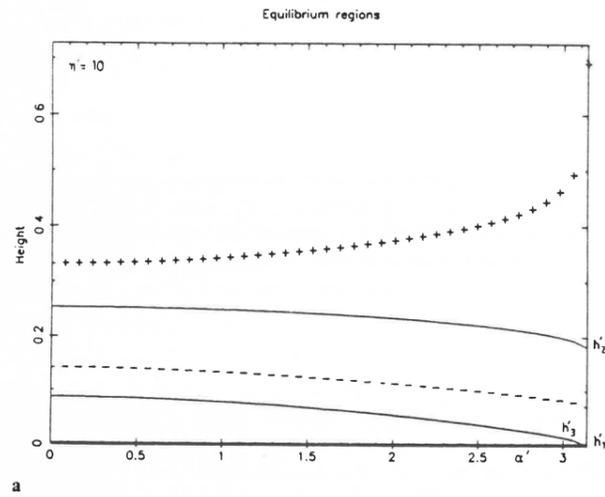
$$\frac{\eta'^2}{4} = 1 + \frac{\gamma'_{2n+1}}{\gamma'_{2n+1} - 2\gamma_1}$$

where the right hand side is near 2 for $\eta' \geq 2$

From this we conclude that weak harmonics greater than 3 are not important for studying the instability condition.

3.5. Topology of the field lines

Figure 5 shows the simple case where only the third harmonic is present. In fact, the topology of field lines is only weakly dependent on the shear α' or the value of B_1^0 . The addition of the first



harmonic eliminates the "parasite" polarities of the third one (the dashed curves) and does not affect the topology near the filament since the two polarities have the same behaviour here.

From (17d) and (18a) the potential $A'(0, z')$ in the instability region is (for the third harmonic):

$$A'(0, z') = \eta' \cdot e^{-\gamma_3 z'} \left(1 + \gamma_3 \frac{G'(0, z')}{R'(h'_{\text{equ}})} \right), \quad (23)$$

This shows that the parameter η' does not affect the field topology.

We can regard the Figs. 5a, b and c as representative of the general behaviour of the field lines for all parameters α' , and B_1^0 . Figure 5a shows the filament close to the photosphere. If the height increases, an X point appears and increases in height with the filament. The existence of the region of instability (i.e. a decreasing current equilibrium) does not affect very sensitively the field topology: the field created by the current is lower, and it increases a little the position of the X-point.

In conclusion we can say that the presence or not of the instability region does not affect the topology of the field lies, in a sensitive way, as the filament increases its equilibrium height.

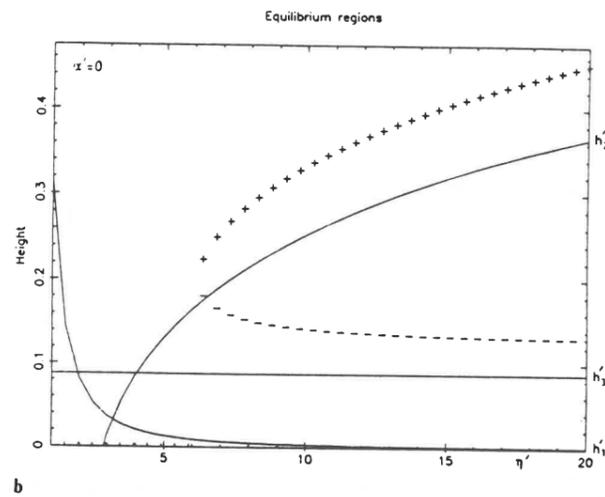


Fig. 4a-c. A plot of the boundaries of the KR instability region as a function of $\alpha' = \alpha L$, $\eta' = B_1^0(o) (L/\lambda g \mu_0)^{1/2}$, and B_1^0 (the amplitude of the first harmonic). a shows the variation with α' for $\eta' = 10$, b the variation with η' for $\alpha' = 0$, and c the variation with B_1^0 for $\alpha' = 3$ and $\eta' = 10$. The upper limit is shown by "+" and the lower by "-". The continuous curves give the analytical approximations and the heights h_1 , h_2 , h_3 are defined in the text. The region of instability increases with α' and η' , but decreases when the fundamental harmonic is present. For $\alpha' = 0$ and $\eta' = 10$ the region disappears when $B_1^0 = 0.25$ but when α' is increased this upper limit is greater and the region exists even when the first harmonic dominates the base flux

From (23) we can crudely estimate the region where the filament magnetic field dominates the arcade one. From (17f) we can estimate $G'(0, z')$ when $|z' - h'| \ll |z' + h'|$

$$\begin{aligned} \text{as } G'(0, z') &\approx \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{\gamma_3^{2p+1}} e^{-\gamma_3^{2p+1} |z' - h'|} \\ &= - \int \left(\sum_{p=0}^{\infty} e^{-\gamma_3^{2p+1} X} \right) \text{ with } X = z' - h' \end{aligned}$$

$$\text{and as } \lim_{X \rightarrow 0} \sum_{p=0}^{\infty} e^{-\gamma_3^{2p+1} X} = \lim_{X \rightarrow 0} R'(X, \alpha') = \frac{1}{4\pi h'}$$

$$\text{we have } \lim_{z' \rightarrow h'} G'(0, z') = - \frac{1}{4\pi} \log_e(|z' - h'|) \quad (24)$$

The filament magnetic field is of the same order of magnitude as the arcade one when:

$$1 \approx - \frac{\gamma_3 \log_e(|z' - h'|)}{4\pi e^{-2\gamma_3 h'_{\text{equ}}}}$$

where we have used $R'(h'_{\text{equ}}) = e^{-2\gamma_3 h'_{\text{equ}}}$ as $h'_{\text{equ}} \geq 0.1$

$$\text{so } \log_{10}(|z' - h'|) \approx \frac{-4\pi}{6 \cdot \gamma_3} e^{-2\gamma_3 h'_{\text{equ}}} \quad (25)$$

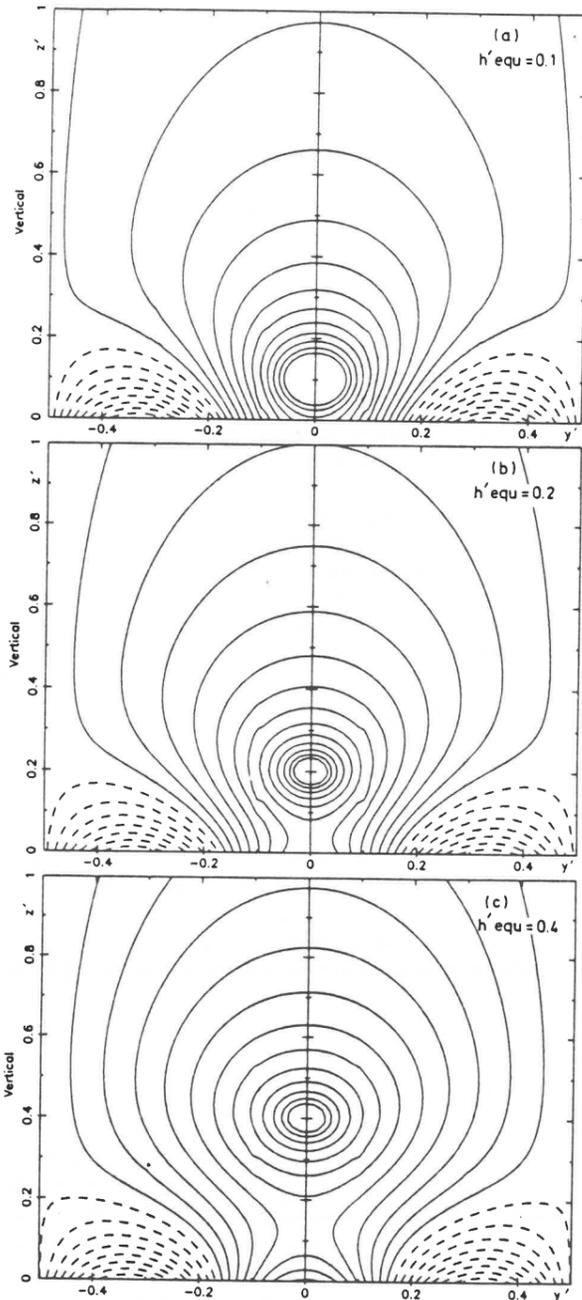


Fig. 5a-c. Evolution of the field line topology in the plane y', z' , when the equilibrium height (h'_{equ}) is increased from 0.1 to 0.4 in the KR case ($I > 0$). The dashed lines represent the negative value of the field potential. The parameters are $\eta' = 10$, $\alpha' = 2.5$, $B_1^0 = 0$ and $B_3^0 = 1$. The general behaviour depends less on η' and α' . We can note the presence of an X point in the latter two cases and the presence of parasite photospheric flux for $|y'| > 0.18$. Since only the third harmonic arcade is present here

The region dominated by the filament current increases with height but is limited, in this simple analyse, to $|z' - h'| = 10^{-4\pi \cdot 6 \cdot \gamma_3} \approx 0.3$. This value depends weakly on α' as $\gamma_3(\alpha' = 0) = 3\pi$ and $\gamma_3(\alpha' = \pi) = 2\pi$ and is lower at low heights by the exponential factor in (25).

4. $I < 0$: Kippenhahn-Schluter configuration

The discussion follows the same course as in the case $I > 0$

4.1. Instability conditions

Amari and Aly (1987) found that in this case there is no instability region as they consider only the first harmonic. It can easily be seen from (19a) that when we take only one harmonic the current is a monotonically increasing function of height. To have a region of instability we must have two harmonics, and the magnetic strength could increase with height as shown in Fig. 2. This case is supported by the observations of magnetic fields in quiescent prominences as reported by Leroy et al. (1983).

4.2. Analytical approximation of the height of the instability region

From (19a) we can say that the instability region is given approximately by:

$$(B'(h'))^2 \geq 4 \cdot R'(h') \quad (26a)$$

$$\frac{dB'(h')}{dh'} \geq 0 \quad (26b)$$

If we study the case where $B_1^0 > 0$, $B_3^0 < 0$:

The first condition gives in general two heights h'_1 , h'_2 and the second one: h'_3 . The height h'_2 is all the time greater than h'_3 (see Fig. 2), and so is of no interest as the instability region is bounded above by h'_3 .

The instability region is therefore approximately h' lying between h'_1 and h'_3 .

4.2.1. h'_1

h'_1 is obtained at low height ($h'_1 < 0.1$) and so we take $R'(h') \approx 1/4\pi h'$. To have an explicit expression we have to simplify more the equation:

$$\eta'^2 \left(\gamma_1 e^{-\gamma_1 h'_1} + \frac{B_3^0}{B_1^0} \gamma_3 e^{-\gamma_3 h'_1} \right)^2 = \frac{4}{4\pi h'_1} \quad (27)$$

We can suppose $\gamma_1 \cdot h'_1 \ll 1$, $\gamma_3 \cdot h'_1 \ll 1$ and so

$$h'_1 = \frac{1}{\pi \eta'^2 \left(\gamma_1 + \frac{B_3^0}{B_1^0} \gamma_3 \right)^2} \quad (28)$$

We can note that h'_1 becomes infinite when $\gamma_1 + B_3^0/B_1^0 \cdot \gamma_3 = 0$, and so the initial hypothesis would not be true in this case, Figure 7 shows how the analytical approximation breaks down. In fact, the exponentials are important in Eq. (27) when h'_1 increases, since the second term on the left side decreases rapidly, which avoids the zero of the left side.

4.2.2. h'_3

$$\frac{dB'(h')}{dh'} = 0 \text{ gives: } h'_3 = \frac{1}{\gamma_3 - \gamma_1} \log_e \left(- \frac{B_3^0}{B_1^0} \left(\frac{\gamma_3}{\gamma_1} \right)^2 \right) \quad (29)$$

which is true only when (26a) is realised. Figure 7 shows that it is a good approximation.

4.3. Instability region size

Figure 6 shows the evolution of the magnitude of the current as a function of height. The general behaviour is similar to the case $I > 0$ (Fig. 3): the instability region increases in size when α' increases.

We can note however two differences: the great variation with height of the current when α' is great and the fact that the current is an order of magnitude lower than in the case $I > 0$.

The first could be explained by the competition between the two harmonics near the point where $\gamma'_1 B_1^0 + \gamma'_3 B_3^0 \approx 0$. The second is due to the fact that in the KS configuration ($I < 0$) both the image repulsion and magnetic field arcade support the prominence against gravity, and that in the KR configuration only the repulsion supports the prominence, so the current needs to be greater in the latter case.

Figure 7b shows the influence of h' on the size of the instability region. The instability needs $\eta' > \eta'_{crit}$ as in the case $I > 0$, but with a lower value:

$$\eta' > \eta'_{crit} \approx 4$$

We can note that the region of instability is smaller and grows to a limiting size fixed by h'_3 .

Figure 7a is similar to Fig. 4a, with a great effect of increasing shear. The plot h'_1 shows the poor approximation for the lower boundary given by (28). The evolution of the instability region size is similar to the case $I > 0$ even when we vary the value of the third harmonic (Fig. 7c). If $\alpha' = 0$, we have to add an important third harmonic to have an instability: $B_3^0 \approx 0.15$, which decreases to 0.1 for $\alpha' = 2$ and to 0.02 for $\alpha' = 3$.

4.4. Effect of higher harmonics

It is h'_3 which gives the size of the instability region. (29) is generalised to

$$h'_3(i) = \frac{1}{\gamma'_i - \gamma'_1} \log_e \left(-\frac{B_i^0}{B_1^0} \left(\frac{\gamma'_i}{\gamma'_1} \right)^2 \right)$$

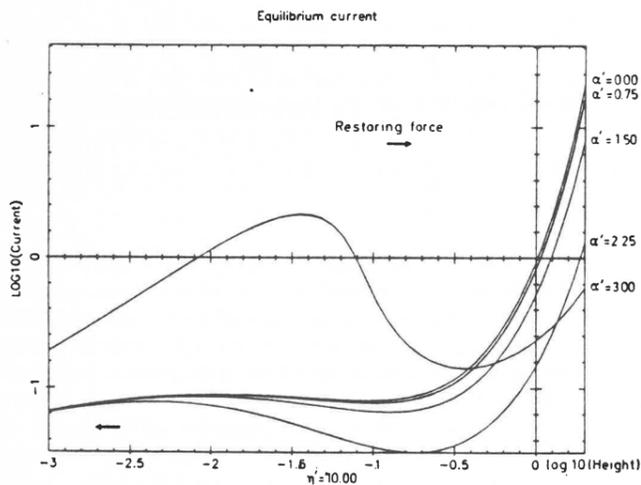


Fig. 6. The same as Fig. 3 but for the KS case. With $B_1^0 = 1$, $B_2^0 = -0.2$, $\eta' = 10$, note the lower height of the instability region and also that the equilibrium current is lower by a factor 50. Increasing the shear α' creates a region of strongly decreasing current only for a large shear α'

for the i harmonic. $h'_3(i)$ is a decreasing function of i , that harmonics greater than the third one do not give a greater instability region, and we can neglect them. (In this case η'_{crit} is a function of the harmonic).

4.5. Topology of field lines

From (17d) and (19a) the potential $A'(0, z')$ can be written:

$$A'(0, z') = \eta' \cdot A'_1(0, z') - G'(0, z')/(\eta', B'(z'))$$

With $A'_1(0, z') = e^{-2\pi z'}$, $G'(0, z') \approx -1/4\pi \log_e(|z' - h'|)$

we have:

$$\log_{10}|z' - h'| = \frac{-4\pi\eta'^2 \cdot \gamma'_1}{6} e^{-2\pi z'} \quad (30)$$

by equating the two terms of $A'(0, z')$

For $\alpha' = 0$, $\eta' = 10 = \log_{10}|z' - h'| \approx 1.7 \cdot 10^3 \cdot e^{-2\pi z'}$, which is always large except at a great height. It means that the current dominates the arcade field in a region lower than the size $(z' - h')$ given by (30). At low height the region is very small and unphysical, and, as the height increases, the region where the current dominates suddenly increases greatly in size! We can also note that this very rapid variation is not so important with a great shear ($\alpha' \approx \pi$). To make this more quantitative, we compute the case $\alpha' = 2$, for which

$$h'equ = z' = 1 \quad \log_{10}|z' - h'| = -10$$

$$h'equ = z' = 2 \quad \log_{10}|z' - h'| = -0.08$$

$$\text{and } \log_{10}(z' - h') = -1 \text{ when } h'equ \approx 1.5$$

This strange behaviour is confirmed by the numerical computation of Figs. 8a-c. For $h'equ = 1.5$, the current field is not apparent even if we zoom in the region around $h'equ$. For $h'equ = 1.7$, the size of the current field region is of the order of 0.1 and for $h'equ = 2$ the region grows to all the upper volume.

In all the cases we find very peculiar KS configurations.

5. Discussion

5.1. Prominence dimensionless magnetic field strength

In parts 3 and 4, we have seen that η' must exceed a certain value η'_{crit} to have an instability region. η' is computed with the base magnetic field strength, but it represents a mean field since the real photospheric magnetic field is concentrated at supergranule boundaries. At this level, the magnetic field is not force-free since it is concentrated by granule and supergranule flows. At a higher level the plasma density decreases rapidly and the magnetic field dominates the plasma. Spruit (1981) has estimated the height above the photosphere where the field becomes more regular and so dominates the plasma to be 750 km for active regions and 1600 km for quiet ones. These heights are much lower than prominence locations and so this region where the magnetic field has spread out and formed a "regular" pattern can be taken as the base of our coronal and prominence field. We measure the base magnetic flux therefore in the chromosphere. To evaluate η' we take the mean magnetic field value found in prominences since this changes by less than a factor 2 with height.

$$\eta' = \sqrt{\frac{(B_0)^2 \cdot L}{\lambda \cdot g \cdot \mu_0}} \approx 1.3 \sqrt{\frac{(B_G)^2 \cdot L_{M-m}}{\eta_{10} \cdot l_{M-m} \cdot h_{M-m}}} \quad (31)$$

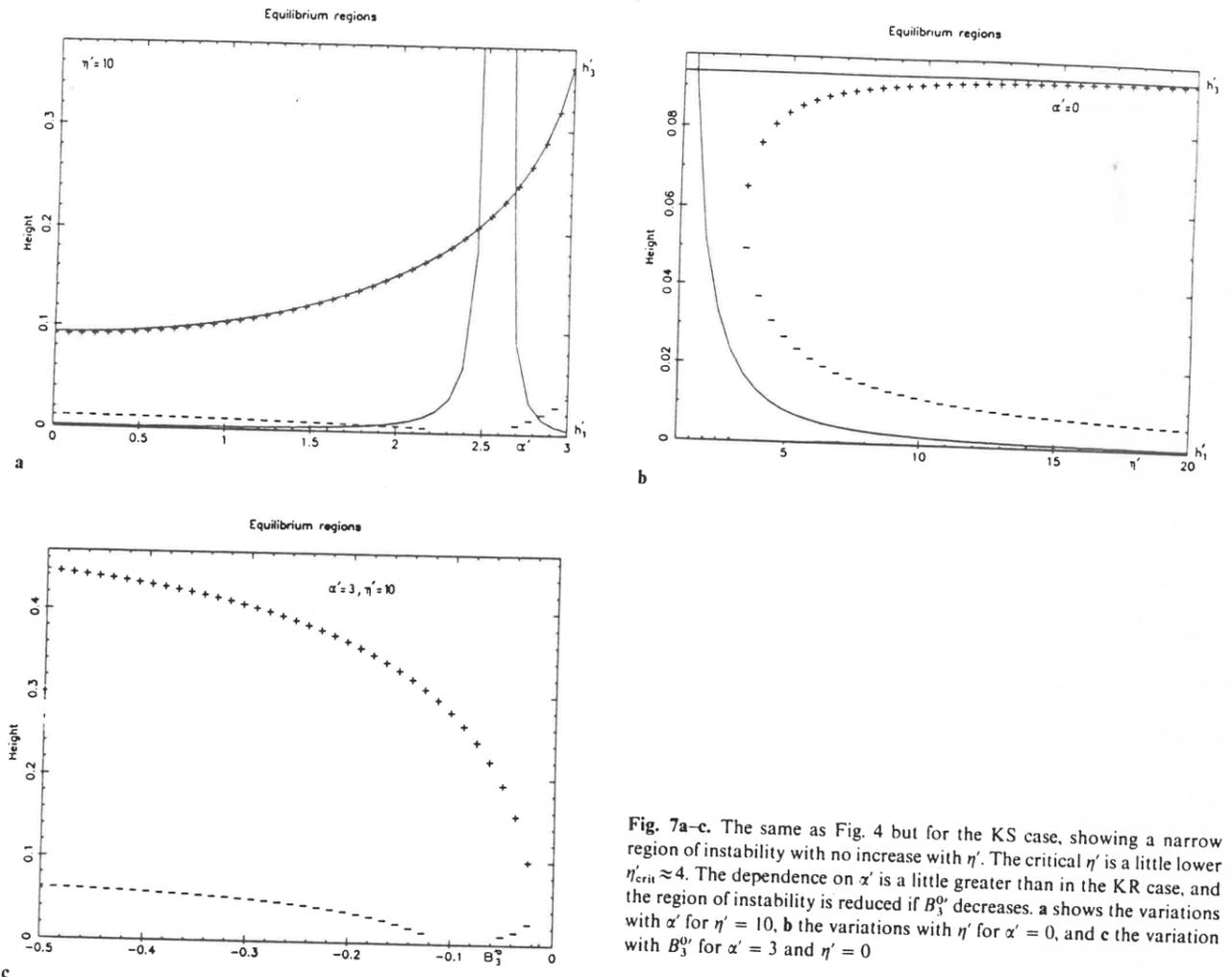


Fig. 7a-c. The same as Fig. 4 but for the KS case, showing a narrow region of instability with no increase with η' . The critical η' is a little lower $\eta'_{crit} \approx 4$. The dependence on α' is a little greater than in the KR case, and the region of instability is reduced if B_3^0 decreases. a shows the variations with α' for $\eta' = 10$, b the variations with η' for $\alpha' = 0$, and c the variation with B_3^0 for $\alpha' = 3$ and $\eta' = 10$

with B_G , the magnetic field in Gauss. L_{M-m} , l_{M-m} , h_{M-m} are the length, width and height of the prominence in megameters (since we concentrate the prominence in our model into a line of mass density λ per unity length). n_{10} is the ion number density per cubic centimeter ($n_{10} = 1$ when there is 10^{10} P cm $^{-3}$).

The average value for quiescent and active prominences are respectively:

$$B_G \approx 6G, l_{M-m} \approx 5, h_{M-m} \approx 50, n_{10} \approx 1 \text{ to } 10$$

$$B_G \approx 50G, l_{M-m} \approx 5, h_{M-m} \approx 15, n_{10} \approx 10$$

with $L_{M-m} \approx 30$ (size of a supergranule cell)

so (31) becomes:

$$\text{for quiescent prominences: } \eta' \approx 2.7 \text{ for } n_{10} = 1 \\ \eta' \approx 0.8 \text{ for } n_{10} = 10$$

for active region prominences: $\eta' \approx 13$

These order of magnitude estimates, show that a quiescent filament is likely to be in a stable equilibrium most of the time since η' is less than η'_{crit} defined in Sects. 3 and 4. By contrast, active region prominences can have a value for greater than η'_{crit} and so they are much more likely to be unstable. The photospheric magnetic configuration evolves rapidly (~ 1 min to 1 h)

in an active region and so the field may reach a nonequilibrium configuration when its magnetic field becomes twisted so much that I exceeds the maximum value for equilibrium.

A quiescent filament can also erupt sometime. It could be triggered by a thermal instability, which is beyond the scope of this paper, or by a magnetic instability as described here. In this latter case, η' must be larger than the above value. If we use the observation of low densities found by Bommier et al. (1986), $n_{10} \approx 1$ and is of the order of η'_{crit} . So we conclude that a quiescent prominence could become nonlinearly unstable to twisting if the magnetic field is increased (by a factor less than two), or if the density or the width decrease sufficiently.

5.2. Prominences shear (α')

Leroy et al. (1983-1984) found an angle θ between the prominence axis and the magnetic field in the range $[10^\circ, 20^\circ]$. If we model a prominence by a simple two dimensional force-free arcade, such as the first harmonic of (11), we have: $\cos \theta = \alpha'/\pi$

$$\text{For } \theta = 20^\circ \quad \alpha' = 2.95$$

$$\text{For } \theta = 10^\circ \quad \alpha' = 3.09$$

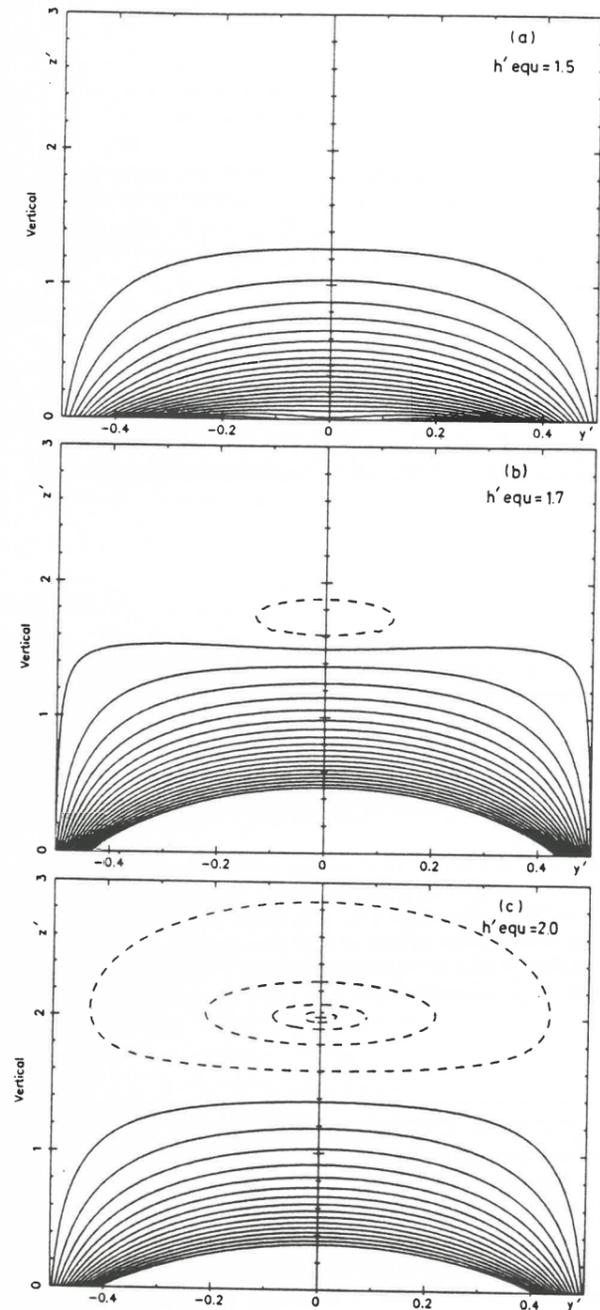


Fig. 8a-c. Evolution of the KS field line topology when the equilibrium height increases from 1.5 to 2. Note the rapid change in the importance of the field current (the field lines are equispaced with the potential field). At a low height the current field is important only very close to the filament. The solid (or dashed) lines represent the positive (or negative) values of the magnetic potential. The parameters are: $\alpha' = 2$, $\eta' = 10$, $B_3^0 = 1$, $B_5^0 = -0.2$. a is for $h'equ = 1.5$, b for $h'equ = 1.7$ and c for $h'equ = 2.0$.

We see that the magnetic field of prominences is greatly sheared, which produces an instability region of large size. Comparing Figs. 4a and 7a shows that the instability region size grows more rapidly in the KS case near $\alpha' = \pi$. (Note that α' max

= 3.14 in Fig. 4a and only 3 in Fig. 7a). Since it is believed that the magnetic configurations are KS for active-region prominences and KR for quiescent ones, we find that active region prominences have a greater region of instability than quiescent ones.

This is increased by the greater shear found in active region prominences, since the magnetic field is nearly aligned with the prominence axis.

5.3. Effects of harmonics

Amari and Aly 1986 have shown that with only the first harmonic of (11) there is no region of instability. We have found here that, by adding the third harmonic, an unstable region can exist. Figures 4c and 7c show that the third harmonic amplitude can be low: we could have an instability for $|Bo^3/Bo^1| > 0.14$ in the KR case and $|Bo^3/Bo^1| > 0.02$ in the KS one.

The third harmonic decreases more rapidly with height than the first one and the base field is dominated by the first harmonic when $|Bo^3/Bo^1| < 0.33$ (the base magnetic topology is fixed by the first harmonic since no parasitic polarity on both sides of the filament is created by the low amplitude third harmonic).

We conclude that a region of instability can exist even if the base flux is dominated by the first harmonic (with a positive base flux on one side and a negative one on the other side). We also note that the KS model can be easily destabilized.

5.4. Observational field

Chromospheric magnetic field data could be used to compare more precisely this model with observations. As it is two-dimensional, we must neglect the periodic structure of a filament along its axis, and we have to take an average of the data along the filament axis. α' is given by the angle between the filament axis and the magnetic field in the prominence. Then the chromospheric vertical magnetic field can be developed as a Fourier integral:

$$B_z(y, z=0) = \int_{-\infty}^{\infty} k_y' B_z^c(k_y') \sin h_y' x dk_y'$$

Since observational data are limited in the y direction we must add extra information for the field behaviour outside the observational region, of size L . We can build a periodic model, of period $2L$ by adding on both sides of the observational region image fields, and then use the imposed periodicity. (The base flux is then continuous, and there is no flux between the regions of size L).

We can instead add a decreasing field on both sides of the observational region. The instability region size must depend on the extra field added on both sides of the observational region, but we expect that it will depend only weakly on it since the most important parameters η' and α' remain the same and harmonics greater than the third have little effects.

5.5. Boundary conditions

We have chosen here magnetic lines anchored in the photosphere. It seems to be a good approximation since the photo-

spheric density is of the order of one billion times denser than the corona.

The vertical boundaries shown in Fig. 1 need neighbouring regions with large magnetic fields. In such a case, the magnetic field could stay nearly vertical for every prominence height. In reality, we expect the same field magnitude over each supergranule, and then the neighbouring regions would react slightly to the change in prominence height. This could be modeled by allowing the boundary line to rotate around the foot points in the photosphere. But even such simple a case introduces analytical difficulties since the Greens function $G(y, z|0, h)$ cannot be developed with such a simple basis as in (12). This problem could be resolved numerically.

As a first step, we can analyse the influence of the boundary conditions by removing the vertical walls, and using a very simple form for the repulsion term: $R(h') \sim 1/4\pi h'$. It means that the current prominence has only an image source below the photosphere. Figure 2 shows the different repulsion function, and since the instability region stays at a low height, the results are similar.

The results of Sect. 3 for KR models are changed by increasing the size of the instability region, which becomes (0.1, 0.5) for all α' : η'_{crit} is decreased to $\eta'_{crit} \approx 2.5$, but the third harmonic needs to be greater:

$$\frac{B_3^0}{B_1^0} > 0.56$$

The results of Sect. 4 for KS models are little affected since the instability region height is near 0.1, where we can use the limit $R(h') \sim 1/4\pi h'$ for all α' .

From this simple case we have suggested that the effect of the particular geometry used here is not important, since the results remain similar with a different choice of boundary conditions.

5.6. Horizontal stability

Van Tend and Kuperus (1978) discuss the horizontal stability of a current line in an arcade. Their Fig. 4 shows that a KR configuration is stable, but not a KS one. In the geometry of Fig. 1, the image current from the vertical walls must stabilise the prominence current. The analytical solution of (10) is very difficult when we do not locate the filament on the symmetrical vertical axis: Oz. The delta function $\delta(y-e)$ cannot be developed with a base of cosines and sines which satisfy individually the boundary condition $G(\pm L/2, 0|e, h) = 0$. Furthermore, the reaction of the neighbouring regions may be crucial in this analysis, since the horizontal force depends on the distance between filament and the image currents. The neighbouring regions may greatly stabilize the filament current when they impose a vertical field at $y = \pm L/2$. This stabilization is decreased with the amplitude of deformation allowed.

In conclusion, horizontal stability may need a numerical treatment region with a modelling of neighbouring boundary effects. We can expect horizontal instability when a boundary reaction parameter lies below a critical value.

5.7. Magnetic configuration

We have imposed: $\lim_{z \rightarrow \infty} A(y, z) = 0$ which implies that the field lines are closed. In fact, observations show that open field lines also exist on the Sun, in particular above quiescent prominences.

So this work needs to be extended to a more general force-free configuration. The difficulty is to build a linear force-free field in an infinite region with no reversal in the field. In the case of open field lines this difficulty may be described in another way: at great height the magnetic field lines are opened by the solar wind, and the field is therefore not force-free, so that building a force-free field in an infinite volume is unrealistic. If we want to build an open magnetic configuration, we need to include a region of non-force-free field.

This extension is important, as we have seen that the vertical dependence of the magnetic field determines whether the equilibrium is stable or not. The horizontal stability could also be changed if the curvature of the field lines is upwards (for the potential $A_1(y, z)$).

6. Conclusions

We have studied the vertical stability of a prominence in a linear force-free arcade field in two dimensions. The magnetic field is limited by an horizontal plane which represent the chromospheric boundary, and by two fixed vertical boundaries with no normal field. The field is assumed to vanish at great distance. This well defined mathematic problem admits analytical solutions: a basic arcade solution together with an infinite number of harmonics. The prominence is modelled by a line current which is in vertical equilibrium at the centre of the region since we have assumed a symmetrical base flux. We have analysed the height of equilibrium and the stability of this line current in both the Kippenhahn-Schlüter (KS) and Kuperus-Raadu (KR) configurations. For most of the base flux configurations the equilibrium is globally stable, but we have found, in both cases, particular base flux configurations where the current can reach a point of non equilibrium. Then the prominence may erupt. We have studied the conditions for the occurrence of such catastrophe, as functions of the following dimensionless parameters of the problem: —the field shear $\alpha' = \alpha \cdot L$, where L is the horizontal region size and α is the constant of the force-free field defined by:

$$\text{rot } B = \alpha B;$$

$$\text{—the parameter } \eta' = \sqrt{\frac{B_y(0)^2 \cdot L}{\lambda \cdot g \cdot \mu_0}}$$

where $B_y(0)$ is the horizontal field normal to the prominence at the chromospheric level, λ the mass density of the line prominence, and g the solar gravity;

The harmonic amplitudes in terms of the amplitude of the first one: B_3^0, B_5^0, \dots (there is no even harmonic since the field is assumed even at the prominence plane which is near the observed photospheric field of a prominence).

Both the KR and KS cases are similar since the instability region has the following properties:

- (i) it exists only for η' greater than the value η'_{crit} which is of the order of few times unity;
- (ii) it increases in size with both $\eta' = (B_y(0)^2 \cdot L / \lambda g \mu_0)^{1/2}$ and shear $\alpha' = \alpha L$;
- (iii) it exists even in the potential case ($\alpha' = 0$) when $\eta' > \eta'_{crit}$;
- (iv) it is affected only a little by harmonics greater than the third;
- (v) it needs only a low third harmonic amplitude and so the base flux is dominated by the first harmonic;
- (vi) it increases in size with the third harmonic amplitude.

The differences between the two configurations (KR and KS) for the region of instability, are qualitatively of less importance:

- (i) a different sign is need for the third harmonic;
- (ii) the region of instability has a great height and size in the KR case;
- (iii) the equilibrium current is lower by a factor of 10 in the KS case than in the KR one, and the magnetic field created by the filament is greater than that of the arcade only very close to the filament; the general topology is an arcade one in the KS configuration.

The model explains the activity difference between active and quiescent prominences. The instability of active filaments is the result of the greater magnetic field strength (more precisely the parameter η'), a greater shear α' and a greater variation of the base magnetic flux.

In connection with Anzer's (1984) criticisms of the Kuperus-Raadu model we may note that we have considered here a KR model supported by line tying of the field lines in the dense photosphere. Then the vertical support, by an image current below the photosphere, needs a great current in the prominence: one to two orders of magnitude greater than in the KS case. The origin of this current is suggested to be magnetic reconnection stimulated by the solar wind, but, as mentioned by Anzer, it has not yet been proved that the mechanism proposed by Kuperus and Raadu (1974), could work. Moreover, in a current sheet model, this great current, in the KR configuration gives a strange field configuration, since the field, nearly horizontal in the prominence, must become nearly vertical at its edges. In all the cases we may note that it is possible to support a prominence at every height, but the current needed in the prominence increases rapidly with height. A KR model in a quadrupolar region is more attractive since it is then supported by the photospheric field as in the KS configuration, which needs a lower current.

In the model presented here, there is only a global equilibrium of the prominence since it has no extension in the vertical direction. Its generalisation to n currents may be difficult since the currents attract themselves, and a force is needed to balance this squeezing effect. If the prominence material is frozen into the field, the arcade would then be deformed until it can stop this squeezing. Such a deformation of the arcade field may be difficult to treat analytically. A generalisation to a current sheet of this work may instead be possible.

This model can be extended in several directions:

- (i) A study of the global horizontal stability, which is crucial in a KS configuration with an arcade.
- (ii) A 3-dimensional model with a periodicity in the x direction which may explain the existence of filament feet (Demoulin and Priest, 1988, submitted to *Astron. Astrophys.*).
- (iii) A study of the interaction of two currents in a linear force-free field, with a possible extension to n currents. Also the

replacement of the current filament by a current sheet, which is not expected to change the present results qualitatively.

- (iv) A more detailed stability analysis.

In connection with the last point it is important to note that we have been able to demonstrate the existence of a global nonequilibrium point (at the current peak) beyond which the global equilibrium is non linearly unstable and a catastrophe occurs, a property which is thought to be essential for a prominence eruption and a two-ribbon flare. However, we have considered only one mode of disturbance, namely a bodily upwards, or downwards motion of the filament, and it is possible that another mode of instability occurs at a lower threshold: nevertheless, it is not sufficient simply to demonstrate local instability to such a mode since it may either saturate nonlinearly at a low level or produce small-scale structure rather than giving rise to the global eruption we have suggested here.

Acknowledgements. The authors thank S. Bordet for typing the manuscript.

References

- Amari, T., Aly, J.J.: 1988, *Astron. Astrophys.* (in press)
- Anzer, U.: 1984, in *Measurements of Solar vector Magnetic fields*, ed. M.J. Hagyard, NASA CP 2374, p. 101
- Bommier, V., Leroy, J.L., Sahal-Brechot, S.: 1986, *Astron. Astrophys.* **156**, 90
- Jensen, E., Maltby, P. and Orrall, F.Q.: 1979, *Physics of Solar Prominences*, IAU Colloq. No. 44
- Kippenhahn, R., Schluter, A.: 1957, *Astrophys. J.* **43**, 36
- Kuperus, M., Raadu, M.A.: 1974, *Astron. Astrophys.* **31**, 189
- Kuperus, M., Van Tend: 1981, *Solar Phys.* **71**, 125
- Lerche, I., Low, B.C.: 1980, *Astrophys. J.* **238**, 1088
- Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal-Bréchet, S.: 1983, *Solar Phys.* **83**, 135
- Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal-Bréchet, S.: 1984, *Astron. Astrophys.* **131**, 33
- Low, B.C.: 1977, *Astrophys. J.* **212**, 234
- Malherbe, J.M., Priest, E.R.: 1983, *Astron. Astrophys.* **123**, 80
- Milne, A.M., Priest, E.R., Roberts, B.: 1979, *Astrophys. J.* **232**, 304
- Priest, E.R.: 1982, *Solar Magnetohydrodynamics*, Reidel, Dordrecht
- Spruit, H.C.: 1981, in *The sun as a star*, ed. S. D. Jordan, NASA/CNRS, p. 385
- Tandberg-Hanssen, E.: 1974, *Solar Prominences*, Reidel, Dordrecht
- Van Tend, W.: 1979, *Solar Phys.* **61**, 89
- Van Tend, W., Kuperus, M.: 1978, *Solar Phys.* **59**, 115
- Woltjer, L.: 1958, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **44**, 489

Conclusion

Des observations coordonnées de plusieurs instruments ont été utilisées pour analyser la dynamique des protubérances solaires. Elles montrent une différence d'évolution dynamique entre les deux grandes classes de protubérances: quiescentes et de plage. L'étude détaillée des spectres de données spatiales, a permis de montrer qu'il existe une composante de grande vitesse ($\sim 50 \text{ km.s}^{-1}$), lors de l'activation d'une protubérance de plage. Les champs de vitesses ont été interprétés dans la structure magnétique, déduite de l'extrapolation des mesures du champ magnétique photosphérique. Ces observations simultanées dans plusieurs raies permettent de découvrir différents aspects d'un filament, nécessaires à la compréhension de l'ensemble du phénomène. Ces observations simultanées devront donc être systématisées, ce qui pourra être réalisé avec le télescope THEMIS (cartographie en intensité et en vitesse dans 2 raies, et mesure du champ magnétique photosphérique vectoriel), en coordination avec des observations satellites (par exemple SOHO). Les méthodes actuelles d'extrapolation du champ magnétique utilisent seulement la composante longitudinale du champ magnétique; de nouvelles méthodes devront être développées pour utiliser les trois composantes du champ mesurées par le télescope THEMIS. Le champ magnétique mesuré dans les protubérances fournit une contrainte supplémentaire pour extrapoler le champ coronal. Nous avons développé des méthodes, à deux dimensions, pour utiliser ces données. Les travaux sur la généralisation à 3 dimensions, bien qu'à l'état embryonnaire, montrent la difficulté de l'entreprise. En particulier, la solution du problème, fixée par les conditions aux limites pouvant être observées, n'est pas unique !

La modélisation du support des protubérances est généralement effectuée à 2 dimensions, en supposant que celles-là sont homogènes. La protubérance est modélisée par un fil de courant, ou mieux une nappe de courant infiniment fine. Si des modèles de support existent pour des configurations Normales, le support d'une configuration Inverse ne peut, par contre, être trouvé dans un champ bipolaire pour la partie supérieure de la nappe de courant. Deux axes de recherche se dégagent actuellement pour résoudre ce problème: soit une configuration magnétique tridimensionnelle torsadée, soit une configuration formée par l'approche de deux régions bipolaires.

La modélisation à 2 dimensions ne permet cependant d'interpréter ni les pieds, ni la structure fine des protubérances. Nous avons développé un modèle analytique tridimensionnel de la structure magnétique: il permet de localiser les pieds des protubérances dans le réseau de super-granulation, et donne le lien existant avec la convection solaire. Ce modèle devra être étendu à une modélisation plus réaliste de la protubérance (nappe de courant au lieu du fil de courant utilisé) et à une évolution temporelle. Ce dernier point sera une généralisation tridimensionnelle des travaux de *Malherbe et Priest* (1983). Du point de vue observationnel, un travail patient de digitalisation des spectro-héliogrammes devrait permettre de suivre précisément l'évolution des rouleaux de convection grâce aux traceurs que sont les filaments.

L'étude de la stabilité thermique d'une structure périodique, alternativement froide et chaude, nous a permis de modéliser simplement la structure fine. Nous avons trouvé des temps d'évolution de l'instabilité thermique du plasma, comparables aux temps d'évolution déduits des observations. Une étude plus détaillée est cependant nécessaire: elle sera l'extension directe des travaux que nous avons effectués sur la stabilité thermique. Ensuite, la déformation des lignes de champ magnétique par le plasma dense, devra être incorporée: elle pourrait interpréter l'apparence des filets de la structure fine dont la direction privilégiée est verticale. Une formation produite par une instabilité magnétique (et plus particulièrement le mode de "tearing" couplé à l'instabilité thermique) peut aussi être envisagée pour expliquer ces structures fines. Peu de travaux leur ayant été consacrés, elle restent mystérieuses.

Les conditions de formation des protubérances peuvent nous permettre d'avoir de précieuses informations sur les paramètres du milieu coronal. On peut les diviser schématiquement en deux parties: thermiques et magnétiques. Nous avons étudié en détail un type particulier de formation des protubérances: celui par instabilité thermique du plasma coronal. Cette étude numérique généralise les nombreuses études précédentes, et définit des conditions très strictes nécessaires au déclenchement de l'instabilité: le flux thermique à la base de la zone de transition doit être important et le chauffage coronal doit être instable. L'instabilité thermique est alors générée par le chauffage et non par la fonction de rayonnement comme le supposent les études précédentes. Cette étude sera poursuivie pour des situations plus générales: une étude préliminaire montre l'importance de la gravité et d'un taux de chauffage dépendant de la position spatiale. L'influence de la chromosphère a été modélisée par un ensemble des conditions aux limites plausibles

au sommet de la chromosphère. Son influence est cruciale pour l'instabilité déclenchée par la fonction de rayonnement (l'instabilité est alors concentrée dans la région de transition); cependant, cette influence est négligeable pour une instabilité coronale déclenchée par la fonction de chauffage coronal. Cette instabilité nécessitant un grand flux thermique dans la région de transition, un travail de longue haleine sera nécessaire pour comprendre la réaction de la partie supérieure de la chromosphère à ce flux thermique provenant de la couronne.

Les protubérances solaires subissent parfois des éruptions soudaines. L'interaction d'une ligne de champ, modélisant une protubérance, avec un champ sans force linéaire nous a permis de trouver des conditions où une instabilité globale de la ligne de courant est présente. Cette étude se poursuit actuellement par l'étude de l'évolution dynamique. Les résultats préliminaires montrent que l'éruption du filament ne peut être qu'une initialisation des éruptions en double filets. L'énergie cinétique du filament est au plus de l'ordre du centième de l'énergie émise lors de l'éruption. L'énergie libérée est en fait stockée dans la première harmonique du champ magnétique fortement cisailé. L'éruption du filament provoque alors la formation d'une nappe de courant qui permet de dissiper l'énergie magnétique. Deux limites peuvent être étudiées sans modéliser la structure interne de cette nappe de courant: avec une reconnexion soit très rapide, soit nulle. Ces limites permettent de borner l'évolution de la structure magnétique. Une modélisation détaillée de la structure interne sera ensuite étudiée. Cependant, l'entreprise est difficile car, malgré de nombreux travaux analytiques et numériques, la reconnexion dans un champ fortement cisailé n'a pas encore été étudiée.

L'étude des protubérances solaires quiescentes semble, à priori, restreinte à celle de l'interaction d'un plasma dense avec un champ magnétique. Cependant, même en se limitant au contexte solaire, le petit monde des protubérances est beaucoup plus riche qu'il n'y paraît à première vue. Elles donnent des renseignements fondamentaux sur l'intensité et la topologie du champ magnétique coronal. Elles montrent en particulier que la couronne est parcourue par d'importants courants (champ fortement cisailé) et que la topologie du champ est parfois complexe (protubérance de configuration Inverse). Ces champs emmagasinent une importante énergie qui est restituée lors des éruptions solaires. Les protubérances participent activement à celles-ci, en fournissant une partie importante de la masse éjectée, voire en déclenchant l'éruption (éruption en double filets). Lors de ces

éruptions, la matière de la protubérance éjectée permet aussi de visualiser les lignes de champ magnétique. Ces formidables traceurs du champ magnétique que sont les protubérances se révèlent aussi au niveau de la convection solaire: non seulement les pieds des protubérances tracent sûrement le réseau de super-granulation au niveau des lignes neutres du champ, mais les protubérances elles mêmes, comme les taches solaires, sont suspectées de tracer les rouleaux de convection à grande échelle ... à suivre! Une autre possibilité, encore à l'état d'embryon, est d'utiliser les protubérances solaires pour étudier un autre paramètre fondamental de la couronne: son chauffage. Les protubérances solaires nous permettent ainsi d'étudier finement l'atmosphère solaire. Les études observationnelles futures passent par l'observation simultanée dans un large éventail de longueurs d'onde, ce qui permettra de déduire les différents paramètres de l'atmosphère solaire.

...

Bibliographie

- Amari, T.: 1987, thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris VII.
- Amari, T. and Aly, J.J.: 1985, *Astron. Astrophys.* **143**, 19
- Amari, T. and Aly, J.J.: 1988, *Astron. Astrophys.* **208**, 261
- Amari, T. and Aly, J.J.: 1989, *Astron. Astrophys.*, in press
- Aly, J.J. and Amari, T.: 1988, *Astron. Astrophys.*, **207**, 154
- An C.H., Bao J.J. and Wu S.T.: 1986, *Coronal and Prominences Plasmas*, NASA Conference Publication, **2442**, ed. A Poland, p. 51.
- An, C.H. and Enolie, A.G.: 1986, *Astrophys. J.* **298**, 876
- An, C.H., Wu, S.T., Bao, J.J. and Suess, S.T., 1987: *Dynamics and Structures of Solar Prominences*, Workshop of Palma de Mallorca, eds. J.L. Ballester and E.R. Priest, p. 89.
- Antiochos, S.K.: 1979, *Ap. J. Lett.* **232**, L125.
- Antiochos, S.K., Shoub, E.C., An, C.H. and Enolie, A.G.: 1986, *Ap. J. Lett.*, **298**, 876.
- Anzer, U.: 1972, *Solar Phys.* **24**, 324.
- Anzer, U.: 1984, *Measurement of Solar vector Magnetic fields*, ed. M.J. Hagyard, NASA CP **2374**, p. 101.
- Anzer, U.: 1988, *Dynamics and Structures of Quiescent Solar Prominences*, ed. E.R. Priest, p. 143.
- Anzer, U. and Priest, E.R.: 1985, *Solar Phys.*, **95**, 263.
- Babcock, H.W.: 1961, *Astrophys. J.* **133**, 572.
- Ballester, J.L. and Priest, E.R.: 1987, *Dynamics and Structures of Solar Prominences*, Workshop of Palma de Mallorca, eds. J.L. Ballester and E.R. Priest, p. 137.
- Balthazar, H., Knolker, M., Stellmacher, G. and Wiehr, E.: 1986, *Astron. Astrophys.* **163**, 343.
- Bashkirtsev, V.S. and Mashnich, G.P.: 1987, *Sibizmir*, **7**, 87.
- Biskamp, D. and Welter, H.: 1989, *Solar Phys.*, in press.
- Birn, J., Goldstein, H. and Schindler, K.: 1978, *Solar Phys.*, **57**, 81.
- Birn, J. and Schindler, K.: 1981, ed. E.R. Priest, *Solar Flare. Magneto-hydrodynamics*, Gordon and Breach, London, p. 337.
- Bommier, V.: 1986, Leroy, J.L. and Sahal-Brechot, S.: 1986, *Astron. Astrophys.* **156**, 90.
- Bommier, V.: 1987, thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris VII.

- Chiuderi, C. and Van Hoven G.: 1979, *Astrophys. J. Let.*, **232**, L69.
- Chiuderi, C., Einaudi, G. and Torricelli-Ciamponi, G.: 1981, *Astron. Astrophys.*, **97**, 27.
- Cook, J.W., Cheng, C.C., Jacobs, V.L. and Antiochos, S.K.: 1989, *Astrophys. J.*, in press.
- Cox, D.P. and Tucker, W.H.: 1969, *Astrophys. J.*, **157**, 1157.
- Craig, I.J. and Mc Lymont, A.N.: 1985, *Astrophys. J.*, **286**, 820.
- Craig, I.J. and Mc Lymont, A.N.: 1987, *Astrophys. J.*, **318**, 421.
- D'Azambuja, L. and D'Azambuja, M.: 1948, *Ann. Obs. Meudon* 6, Fasc. VII.
- Démoulin, P., Malherbe, J.M., Schmieder, B., Raadu, M.A.: 1986, *Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication*, **2442**, ed. A Poland, p143.
- Démoulin, P., Raadu, M.A., Malherbe, J.M., Schmieder, B.: 1987a, *Astronomy and Astrophysics*, **183**, 142.
- Démoulin, P.: 5-6 Mars 1987b, *Journées d'études SOHO-THEMIS Collège de France, Paris*, p. 73.
- Démoulin, P. and Einaudi, G.: 1987c, ed. J.L., Ballester and E.R., Priest, num. 5, *Universitat de les Illes Balears, Palma*, p. 93.
- Démoulin, P. and Priest, E.R.: 1987d, ed. J.L., Ballester and E.R., Priest, num. 5, *Universitat de les Illes Balears, Palma*, p. 45.
- Démoulin, P., Priest, E.R.: 1988, *Astronomy and Astrophysics*, **206**, 336.
- Démoulin, P., Malherbe, J.M., Priest, E.R.: 1989a, *Astronomy and Astrophysics*, **211**, 440.
- Démoulin, P., Priest, E.R.: 1989b, *Astronomy and Astrophysics*, sous presse.
- Démoulin, P., Priest, E.R., Anzer, U.: 1989c, *Astronomy and Astrophysics*, sous presse.
- Dungey, J.W.: 1953, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **113**, 180.
- Dunn, R.B.: 1960, Ph.D. Thesis, Harvard University.
- Einaudi, G. and Van Hoven, G.: 1983, *Solar Phys.* **88**, 163.
- Engvold, O.: 1976, *Solar Phys.* **49**, 283.
- Engvold, O.: 1981, *Solar Phys.* **70**, 315.
- Engvold, O.: 1988, *Dynamics and Structures of Quiescent Solar Prominences*, ed. E.R. Priest, p47.
- Engvold, O., Kjedseth-Moe, O., Bartoe, J-D.F. and Brueckner, G.E.: 1987, 21 st ESLAB Symposium, June 22-25, Bolkesjoe, Norway. ESA SP-275, 21.
- Field, G.B.: 1965, *Astrophys. J.*, **142**, 531.
- Fontenla, J.M. and Rovira, M.: 1985, *Solar Phys.* **96**, 53.

- Forbes, T.G.: 1986a, *Ap. J.* **305**, 553.
- Forbes, T.G.: 1986b, *Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication*, **2442**, ed. A Poland, p. 21.
- Forbes, T.G. and Malherbe, J.M.: 1986, *Astrophys. J. Let.*, **302**, L67.
- Forbes, T.G., Malherbe, J.M. and Priest, E.R.: 1989, *Solar Phys.*, in press.
- Forbes, T.G. and Priest, E.R.: 1983, *Solar Phys.*, **88**, 211.
- Forbes, T.G. and Priest, E.R.: 1984, *Solar Phys.*, **94**, 315.
- Forbes, T.G. and Priest, E.R.: 1988, *Rev. Geophys. (USA)*, vol **25**, n^o8, p. 1583.
- Gaizauskas, V.: 1984, *Proceedings of the Kunming International Workshop on Solar Physics and Interplanetary Travelling Phenomena*, eds. C. De Jager and C. Biao, 710.
- Gary, G.A.: 1986, *Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication*, **2442**, ed. A Poland, p121.
- Heasley, J.N. and Mihalas, D.: 1976, *Astrophys. J.* **205**, 273.
- Heyvaerts, J., Priest, E.R. and Rust, D.M.: 1977, *Astrophys. J.* **216**, 123.
- Heyvaerts, J., Lasry, J.M., Schatzmann, M. and Witomsky, G.: 1982, *Astron. Astrophys.* **111**, 104.
- Heyvaerts, J., and Priest, E.R.: 1984, *Astron. Astrophys.*, **137**, 63.
- Hirayama, T.: 1979, *IAU Coll. No. 44*, ed. E Jensen, P. Maltby, F.Q. Orall, p.4.
- Hirayama, T.: 1985, *Solar Phys.*, **100**, 415.
- Hildner, E.: 1974, *Solar Phys.*, **35**, 123.
- Hood, A.W.: 1983, *Solar Phys.* **87**, 279.
- Hood, A.W.: 1984, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **28**, 223.
- Hood, A.W.: 1988, *Dynamics and Structures of Quiescent Solar Prominences*, ed. E.R. Priest, p167.
- Hood, A.W. and Priest, E.R.: 1979, *Solar Phys.* **64**, 303.
- Hood, A.W. and Priest, E.R.: 1980, *Astrophys. J.* **87**, 126.
- Hood, A.W. and Priest, E.R.: 1981, *Solar Phys.* **73**, 289.
- Janssen: 1868, *Monit. Universel*, 6^o Col.
- Jensen, E. Maltby, P. and Orall, F.Q. : 1979, *Physics of Solar Prominences, IAU Colloq. No. 44*.
- Jensen, E.: 1986, *Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication*, **2442**, ed. A Poland, p63.
- Jockers, K.: 1978, *Solar Phys.* **56**, 37.
- Kaastra, J.S.: 1985, *Solar Flares: an Electrodynamical Model, Thesis, University of Utrecht*.

- Kippenhahn,R. and Schluter,A.: 1957, Zs. Ap. **43**,36.
Klimchuk,J.A., Antiochos,S.K. and Mariska,J.T.: 1987,Astrophys.J., **320**,409.
Koutchmy,S., Lebecq,C. and Stellmacher,G.: 1983, Astron. Astrophys. **119**,261.
Kubota,J., Tohmura,I. and Uesugi,A.: 1988, Proceedings Vistas in Astronomy of the 3rd Asian Pacific, Regional Meeting of IAU, (Bevin,China), Oct 1987.
Kundu M.R.: 1986, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication, **2442**, ed. A Poland, p117.
Kuperus,M. and Raadu,M.A.: 1974, Astron. Astrophys. **31**,189.
Kuperus M. and Tandberg-Hanssen E.: 1967, Solar Phys., **2**, 39.
Kuperus,M. and Van Tend,W.: 1981, Solar Phys. **71**,125.
Landmann,D.A.: 1984, Astrophys. J. **279**,438.
Landmann,D.A.: 1985, Astrophys. J. **290**,369.
Leroy,J.L.: 1985, NASA Conference Publication **2374**, ed. M.J. Hayard, p121.
Leroy,J.L.: 1987, Solar and Stellar Coronal Structure and Dynamics, 17-20 August, Sacramento Peak, New Mexico, in press.
Leroy,J.L.: 1988, Dynamics and Structures of Quiescent Solar Prominences, ed. E.R. Priest, p77.
Leroy,J.L., Bommier,V. and Sahal-Brechot,S.: 1983, Solar Phys. **83**,135.
Leroy,J.L., Bommier,V. and Sahal-Brechot,S.: 1984, Astron.Astrophys. **131**,33.
Low,B.C.: 1977, Astrophys. J. **212**,234.
Lyot,B.: 1934, C.R. Acad. Sci., **198**,249.
Malherbe J.M.: 1988a, thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris VII.
Malherbe J.M.: 1988b, Dynamics and Structures of Quiescent Solar Prominences, ed. E.R. Priest, p115.
Malherbe,J.M. and Forbes T.G.: 1986a, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication **2442**, ed. A Poland), p. 33.
Malherbe,J.M. and Forbes T.G.: 1986b, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication **2442**, ed. A Poland), p. 225.
Malherbe, J.M., Forbes T.G. and Priest,E.R.: 1984, in the Hydromagnetics of the sun, E.S.A. SP **220**, p. 119.
Malherbe,J.M. and Priest,E.R.: 1983a, Astron.Astrophys. **123**,80.
Malherbe,J.M., Priest,E.R., Forbes,T.G. and Heyvaerts,J.: 1983b, Astron.Astrophys. **127**,153.

- Malherbe, J.M., Schmieder B., Ribes E. and Mein P.: 1983, Astron. Astrophys., vol. **119**, 197.
Malherbe, J.M., Schmieder B., Mein P. and Tandberg-Hanssen,E.: 1987, Astron. Astrophys., vol. **172**, 316.
Mariska,J.T., Doscheck,G.A. and Feldmann,U.: 1979, Astropys. J. **232**,929.
Mariska,J.T.: 1986, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **24**,23.
Martens,P.C.H. and Kuin,N.P.M.: 1989, Solar phys. in press.
Martin,S.F.: 1973, Solar Phys. **31**,3.
Martin,S.F.: 1980, Solar Phys. **68**,217.
Martin,S.F.: 1986, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication **2442**, ed. A Poland, p73.
Martres,M.J., Mein,P., Schmieder,B. and Soru-Escout,I.: 1981, Solar Phys. **69**,301.
Mc Clymont,A.N., Craig,I.J.D.: 1986, Astrophys. J. **318**,421.
Mc Whirter,R.W.P., Thoneman,P.C. and Wilson,R.: 1975, Astron. Astrophys. **40**,63.
Meyer,S.P.: 1985, Ap. J. Suppl. **57**,173.
Mihalas,D: 1978, Stellar Atmospheres, W.H. Freeman and Company, Second Edition.
Mikic,Z., Barnes,D.C., and Schnack,D.D.: 1988, Astrophys.J., **328**,830.
Milne,A.M. and Priest,E.R.: 1981,Solar Phys. **73**,157.
Milne,A.M., Priest,E.R. and Roberts,B., 1979, Astrophys. J **232**,304.
Mok,Y. and Van Hoven,G., 1989, Astrophys. J. in press.
Morozhenko,N.,N.: 1978, Solar Phys. **58**,47.
Mouradian Z. and Leroy,J.L.: 1977, Solar Phys. **51**,103.
Mouradian Z. and Martres,M.J.: 1986, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication **2442**, ed. A Poland), p221.
Mouradian Z., Martres,M.J. and Soru-Escout,I.: 1980, Proc. Japan-France Seminar on Solar Phys., eds. F. Moriyama and J.C. Henoux.
Nakagawa,Y. and Malville,J.M.: 1969, Solar Phys. **9**,102.
Oran,E.S., Mariska,J.J. and Boris,J.P.: 1981, Astrophys. J **254**,349.
Parker,E.N.: 1963, Interplanetary Dynamical Process, Interscience, New York.
Petschek H.E.: 1964, NASA Symp. on Solar Flares, NASA SP **50**, p. 425.
Pickel'ner,S.B.: 1971, Solar Phys. **17**,44.
Pneumann,G.W.: 1983, Solar Phys. **88**,219.
Poland,A.I. and Anzer,U.: 1971, Solar Phys. **19**,401.
Poland,A.I., and Mariska, J.T.: 1987, Dynamics and structures of solar

- Prominences, Workshop of Palma de Mallorca, eds. J.L. Ballester and E.R. Priest, p. 133.
- Poland A.I., Mariska, J.T. and Klimchuck, J.A.: 1986, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication, **2442**, ed. A.I. Poland, p57.
- Poland A.I. and Mariska J.T.: 1986, Solar Phys., **104**, 303.
- Poland A.I. and Tandberg-Hanssen, E.: 1983, Solar Phys., **84**, 63.
- Priest, E.R.: 1981, Solar Flare Magneto-hydrodynamics, Gordon and Breach science publishers, London.
- Priest, E.R.: 1982, Solar Magneto-hydrodynamics, D.Reidel, Dordrecht, Holland.
- Priest, E.R.: 1986, Solar Phys. **104**, 1.
- Priest, E.R.: 1988, Dynamics and Structures of Quiescent Solar Prominences, ed. E.R. Priest, p. 1.
- Priest, E.R., Anzer, U. and Hood, A.W.: 1989, Astrophys. J., in press.
- Priest E.R. and Forbes T.G.: 1986, Journal Geophys. Research, **91**, 5579.
- Priest, E.R. and Forbes T.G.: 1989, Astrophys. J., in press.
- Priest E.R. and Smith E.A.: 1979, Solar Phys. **64**, 267.
- Rabin, D.: 1986, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication, **2442**, ed. A Poland, p.135.
- Raju, B.: 1968, M.N.R.A.S. **139**, 479.
- Rayleigh, Lord: 1916, Phil. Mag. **32**, 529.
- Raymond, J.C. and Smith, B.W.: 1977, Astrophys. J. Suppl. **35**, 419.
- Ribes, E. and Unno, W.: 1980, Astron. Astrophys. **91**, 129.
- Ribes, E. and Laclare, F.: 1988, Geophys. and Astrophys. Fluid Dynamics **41**, 171.
- Roberts, B. and Frankenthal, S.: 1980, Solar Phys. **68**, 103.
- Rompolt, B. and Bogdan, T.: 1986, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication, **2442**, ed. A Poland, p81.
- Rompolt, B.: 1987, Dynamics and Structures of Solar Prominences, Workshop of Palma de Mallorca, eds. J.L. Ballester and E.R. Priest, p. 125.
- Rosner, R., Tucker, W.H. and Vaiana, G.S.: 1978, Astrophys. J. **220**, 643.
- Rust, D.M.: 1967, Astrophys. J. **150**, 313.
- Schmahl, E.J. and Orall, F.Q.: 1980, Astrophys. J. **240**, 908.
- Schmieder, B.: 1988, Dynamics and Structures of Quiescent Solar Prominences, ed. E.R. Priest, p15.
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Poland, A.I. and Simon, G.: 1985, Astron.

- Astrophys. **153**, 64.
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P. and Tandberg-Hanssen, E.: 1986, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication, **2442**, ed. A Poland, p197.
- Schmieder, B., Poland, A., Thompson, B., Démoulin, P.: 1988, Astronomy and Astrophysics, **197**, 281.
- Schmieder, B., Dere, K.P., Raadu, M.A., Démoulin, P., Alissandrakis, C.E.: 1989a, Advances in Space Research, sous presse.
- Schmieder, B., Raadu, M.A., Démoulin, P., Dere, K.P.: 1989b, Astronomy and Astrophysics, **213**, 402.
- Schmit, H.U.: 1984, W.Hess (ed), NASA Symp. on Phys. of Solar Flares, NASA SP **50**, p.107.
- Secchi: 1875, Le soleil, Librairie de l'Observatoire de Paris.
- Simon, G., Mein, N., Mein, P. and Gesztelyi, L.: 1984, Solar Phys., **93**, 325.
- Simon, G., Schmieder, B., Démoulin, P., Poland, A.I.: 1986a, Astronomy and Astrophysics, **166**, 319.
- Simon, G., Schmieder, B., Démoulin, P., Malherbe, J.M., Poland, A.I.: 1986b, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication, **2442**, ed. A Poland, p117.
- Simon, G., Gesztelyi, L., Schmieder, B. and Mein, N.: 1986c, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication, **2442**, ed. A Poland, p229.
- Smith, E.A. and Priest, E.R.: 1977, Solar Phys. **53**, 25.
- Spicer, D.S. and Brown, J.C.: 1981, in S.Jordan (ed.), The sun as a star, NASA/CNRS, Ch. 18.
- Spitzer, L.: 1962, Physics of Fully Ionised Gases, Interscience, New York.
- Sonnerup, B.U.: 1970, J. Plasma Phys. **4**, 161.
- Steinolfson, R.S.: 1983, Phys. Fluids **26**, 2590.
- Steinolfson, P.A. and Tajima, T.: 1987, Astrophys. J. **322**, 503.
- Stellmaker, G., Koutcmy, S. and Lebecq, C.: 1986, Astron. Astrophys. **162**, 307.
- Sturrock, P.A.: 1980, Solar Flares, Colo. Ass. Univ. Press, Boulder, U.S.A.
- Svestka, Z.: 1976, Solar Flares, D.Reidel, Dordrecht, Holland.
- Svestka, Z.: 1981, ed. E.R. Priest, Solar Flare Magneto-hydrodynamics, Gordon and Breach, London, Ch. 2.
- Sweet P.A.: 1958, in Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, page 123.
- Tachi, T., Steinolfson, R.S. and Van Hoven, G.: 1985, Solar Phys., **95**, 119.

- Tandberg-Hanssen, E.: 1974, Solar Prominences, D. Reidel, Dordrecht, Holland.
- Tandberg-Hanssen, E. and Malville, J.: 1974, Solar Phys. **39**, 107.
- Tsubaki, T., Ohnishi, Y. and Suematsu, Y.: 1987, Publ. Astron. Soc. Japan **39**, 179.
- Uchida, Y.: 1979, Proc. Japan-France Seminar on Solar Phys., eds. F. Moriyama and J.C. Henoux.
- Van Hoven, G. and Mok, Y.: 1984, Astrophys. J., **282**, 267.
- Van Hoven, G., Sparks, L. and Tachi, T.: 1986, Astrophys. J., **300**, 249.
- Van Hoven, G., Sparks, L. and Schnack, D.D.: 1987, Astrophys. J. Let., **317**, L91.
- Van Hoven, G.: 1981, ed. E.R. Priest, Solar Flare Magneto-hydrodynamics, Gordon and Breach, New York, p. 47.
- Van Tend, W. and Kuperus, M.: 1978, Solar Phys. **59**, 115.
- Vial, J.C.: 1982a, Astrophys. J., **253**, 330.
- Vial, J.C.: 1982b, Astrophys. J., **254**, 780.
- Vial, J.C.: 1986, Coronal and Prominences Plasmas, NASA Conference Publication, **2442**, ed. A Poland, p.89.
- Wu, F., and Low, B.C.: 1987, Astrophys. J., **312**, 431.
- Wu, S.T., Bao, J.J., An, C.H. and Tandberg-Hanssen, E., 1987: Dynamics and Structures of Solar Prominences, Workshop of Palma de Mallorca, eds. J.L. Ballester, and E.R. Priest, p.85.
- Zirin, H.: 1988, Astrophysics of the sun, Cambridge University press.
- Zhang, Q.Z. and Fang, C.: 1987, Astron. Astrophys., **175**, 277.
- Zhang, Q.Z., Livingston, W.C., Hu, J. and Fang, C.: 1989, Solar Phys., in press.
- Zwingmann, W.: 1987, Solar Phys, **111**, 309.
- Zwingmann, W.: 1988, eds. Havnes et al, Activity in Cool Star Envelopes, p.125.

Publications de l'auteur

* Articles publiés ou sous presse.

- **A1: Dynamics of solar filaments.**
VI. Center-to-limb study of H α and CIV velocities in a quiescent filament.
Simon, G., Schmieder, B., Démoulin, P., Poland, A.I.
1986a, Astronomy and Astrophysics, **166**, 319.
- **A2: Fine structures in solar filaments.**
I. Observations and thermal stability.
Démoulin, P., Raadu, M.A., Malherbe, J.M., Schmieder, B.
1987a, Astronomy and Astrophysics, **183**, 142.
- **A3: Some dynamical aspects of a quiescent filament.**
Schmieder, B., Poland, A., Thompson, B., Démoulin, P.
1988, Astronomy and Astrophysics, **197**, 281.
- **A4: Instability of a prominence supported in a linear force-free field.**
Démoulin, P., Priest, E.R.
1988, Astronomy and Astrophysics, bf206, 336.
- **A5: The magnetic field around quiescent solar prominences computed from observational boundary conditions.**
Démoulin, P., Malherbe, J.M., Priest, E.R.
1989a, Astronomy and Astrophysics, **211**, 440.
- **A6: A twisted flux model for solar prominences.**
II. Formation of a dip in a magnetic structure before the formation of a solar prominence.
Démoulin, P., Priest, E.R.
1989b, Astronomy and Astrophysics, sous presse.

- **A7: Relation ship between a spot and a filament observed during spacelab 2 mission.**
Schmieder,B., Dere,K.P., Raadu,M.A., Démoulin,P., Alissandrakis,C.E.
1989a, Advances in Space Research, sous presse.
- **A8: Dynamics of a filament at the boundary of a spot region with magnetic shear.**
Schmieder,B., Raadu,M.A., Démoulin,P., Dere,K.P.
1989b, Astronomy and Astrophysics, **213**,402.
- **A9: A three dimensionnal model for solar prominences .**
Démoulin,P., Priest,E.R., Anzer,U.
1989c, Astronomy and Astrophysics, sous presse.

*** Articles soumis à une revue à "referee".**

- **A10: Can a dip for prominence formation be created by shearing a coronal arcade ?**
Démoulin,P., Amari,T., Browning,P., Hood,A., Priest,E.
1989d, Soumis à Astronomy and Astrophysics.
- **A11: Formation of a prominence by a thermal instability.**
Démoulin,P., Einaudi,G.
1989e, Soumis à Astrophysical Journal.
- **A12: Constant force free magnetic field around quiescent prominences computed from boundary conditions.**
Démoulin,P., Raadu,M.A., Malherbe,J.M.
1989f, Soumis à Astronomy and Astrophysics.

*** Communications à des congrès internationaux**

- **C1: Thermal stability analysis of the fine structure of solar prominences.**
Démoulin,P., Malherbe,J.M., Schmieder,B., Raadu,M.A.
1986, Proceedings of CPP workshops, "Coronal and Prominence Plasmas". NASA Conference publication 2442, ed. A.I. Poland,p143.
- **C2: Constraints on filament models deduced from dynamical analysis.**
Simon,G., Schmieder,B., Démoulin,P., Malherbe,J.M., Poland,A.I.
1986b, Proceedings of CPP workshops, "Coronal and Prominence Plasmas". NASA Conference publication 2442, ed. A.I.,Poland,p177.
- **C3: Analyse de la stabilité des structures fines des protubérances solaires quiescentes.**
Démoulin,P.
5-6 Mars 1987b, Journées d'études SOHO-THEMIS "Transport d'énergie dans l'atmosphère solaire", Collège de France, Paris, p. 73.
- **C4: Can a thermal instability form a prominence ?**
Démoulin,P., Einaudi,G.
1987c, Workshop on dynamics and structure of solar prominences. Mallorca, Spain, 18-20 Nov. 1987, collection "Conferencies i communications", ed. J.L.,Ballester et E.R.,Priest, num. 5, Universitat de les Illes Balears, Palma, p. 93.
- **C5: Non-equilibrium of a prominence supported in a force-free field.**
Démoulin,P., Priest,E.R.
1987d, Workshop on dynamics and structure of solar prominences. Mallorca, Spain, 18-20 Nov. 1987, collection "Conferencies i communications", ed. J.L.,Ballester et E.R.,Priest, num. 5, Universitat de les Illes Balears, Palma, p. 45.