

Magnetfelder in Galaxien und Galaxienhaufen

erstellt von

Kittel Matthias

Im Rahmen des Seminars

Extragalaktische Plasmen

Sommersemester 2000

3/30/00

1. Einleitung	1
2. Physikalische Grundlagen	1
2.1. Beobachtung.....	1
2.1.1. Faraday Rotation Measure Technique.....	1
2.2. Theorie.....	4
2.2.1. Grundlegenden Gleichungen.....	4
2.2.2. Dynamotheorie.....	5
3. Magnetfelder in Galaxien	6
3.1. Dynamotheorie in Galaxien.....	6
3.2. Ursprung.....	9
4. Magnetfelder in Galaxienhaufen	9
4.1. Ursprung	9
5. Kosmische Strahlung	12
5.1. Extragalaktische Quellen.....	12
5.2. Beschleunigung – Fermimechanismen.....	12
6. Quellenverzeichnis	15

1. Einleitung

In diesem Seminar soll Abriss ueber die Beobachtungsmethoden, sowie ueber die theoretischen Grundlagen von Magnetfeldern in Galaxien und Galaxienhaufen gegeben werden.

Es soll ein Bogen von den Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik, der Dynamotheorie hin zu den Beobachtungen gespannt werden und verglichen werden, ob die theoretischen Annahmen mit den beobachteten Tatsachen uebereinstimmen. Weiters soll eine Theorie ueber die Ursache und das Entstehen von Magnetfeldern in Galaxien, sowie deren Ausbreitung in das intergalaktische Plasma vorgestellt werden. Zum Schluss soll mit der Kosmischen Strahlung ein Themenbereich vorgestellt werden, in dem galaktische Magnetfelder einen direkten Einfluss auf das Leben hier auf der Erde haben.

2. Physikalische Grundlagen

2.1. Beobachtung

2.1.1 Faraday Rotation Measure Technique

Radiobeobachtungen von Galaxienhaufen enthuelen sowohl die Praesenz von eingebetten Radiogalaxien, als auch diffuse synchotrone Haloemissionenen. Die Halos dieser Galaxien koennen mit dem intergalaktischen Medium (ICM) in Kontakt stehen, Beobachtungen liefern den Beweis fuer Magnetfelder.

Die geradlinigste Methode intergalaktische Magnetfelder zu Messen ist die Faraday Rotation Measure Technik. Wenn lineaer polarisierte Strahlung durch eine ionisierte Region, die ein Magnetfeld enthaelt, propagiert, rotiert die Polarisationsenebene. Der beobachtete Positionswinkel (Φ_o) steht mit dem instrinsischen Positionswinkel in folgender Relation:

$$(1) \Phi = \Phi_o + RM\lambda^2$$

Das Rotationsmass (RM) ist wie folgt definiert:

$$(2) RM = 811.9 \int_0^L n_e B_{\parallel} dl \text{ rad m}^{-2}$$

L ist die Weglaenge durch das Medium in kpc, n_e die Elektronendichte in cm^{-3} und B_{\parallel} die "line of sight" Komponente des Magnetfeldes in Mikrogauss (10^4 Gauss = 1 Tesla). Dieses beobachtete Rotationsmass ist eine Summe aller magneto-ionischen Komponenten entlang der Beobachtungslinie. Das interstellare Material, das "Rauschen", ist in der Groessenordnung von 10 rad/m^{-2} , Faraday measures innerhalb von Clustern mit Radiogalaxien koennen 1000 rad/m^{-2} bei weitem uebersteigen, waerend uebliche Werte signifikant unter 100 rad/m^{-2} liegen.

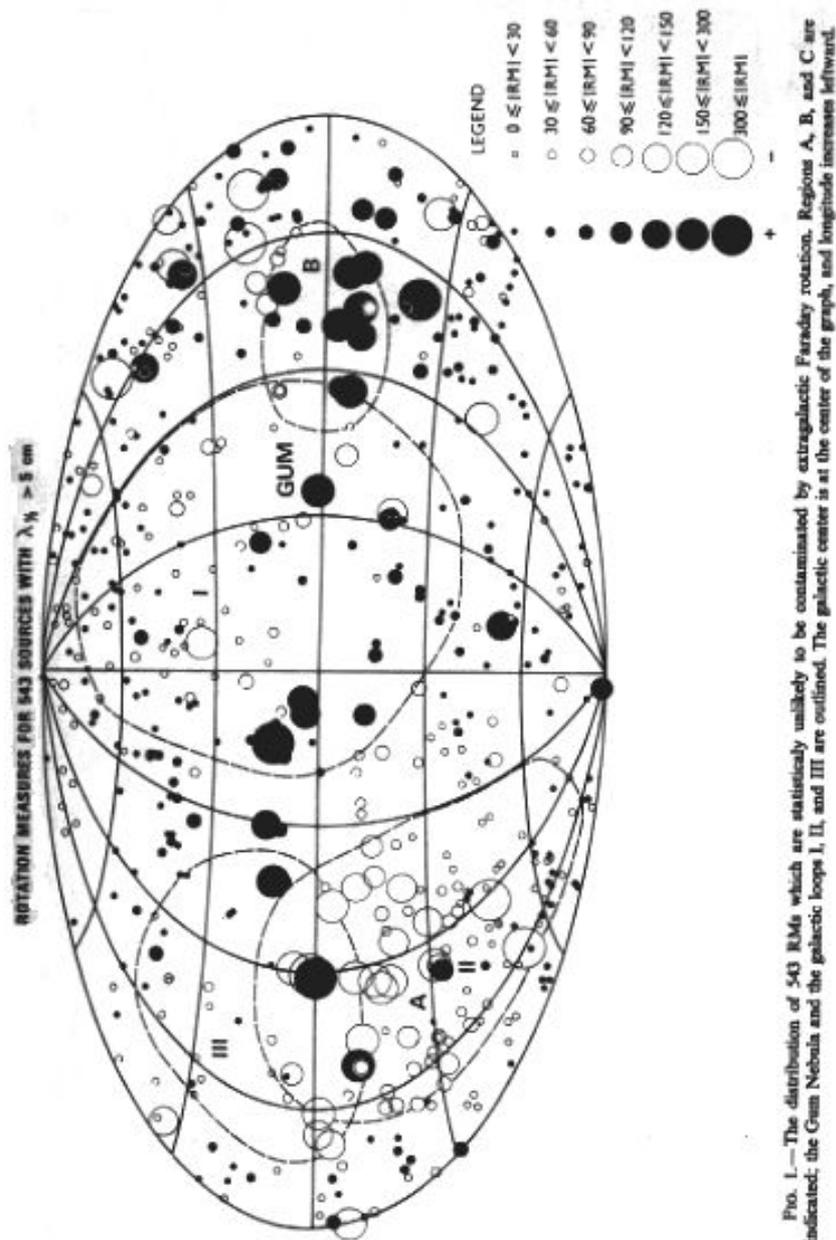


Fig.1

Fig.1 zeigt die Verteilung von 543 RMs innerhalb unserer Galaxie, mit deren Hilfe auf das Magnetfeld der Milchstraße geschlossen werden kann.

Statistische Faraday Rotation ist die Studie von grossen Samples von polarisierten Radioquellen. Diese Rms werden mit Daten von ausserhalb der Clusterquellen verglichen. Das Restglied ist nun die Polarisation durch das interstellare Medium. Das Vorzeichen der Faraday Rotation gibt die Ausrichtung der Parallelkomponente des Magnetfeldes an. Mithilfe der Roentgenbeobachtungen wird nun die Elektronendichte entlang der Sichtlinie bestimmt.

Fig.2 und Fig.3 zeigen Rotationsmasskarten:

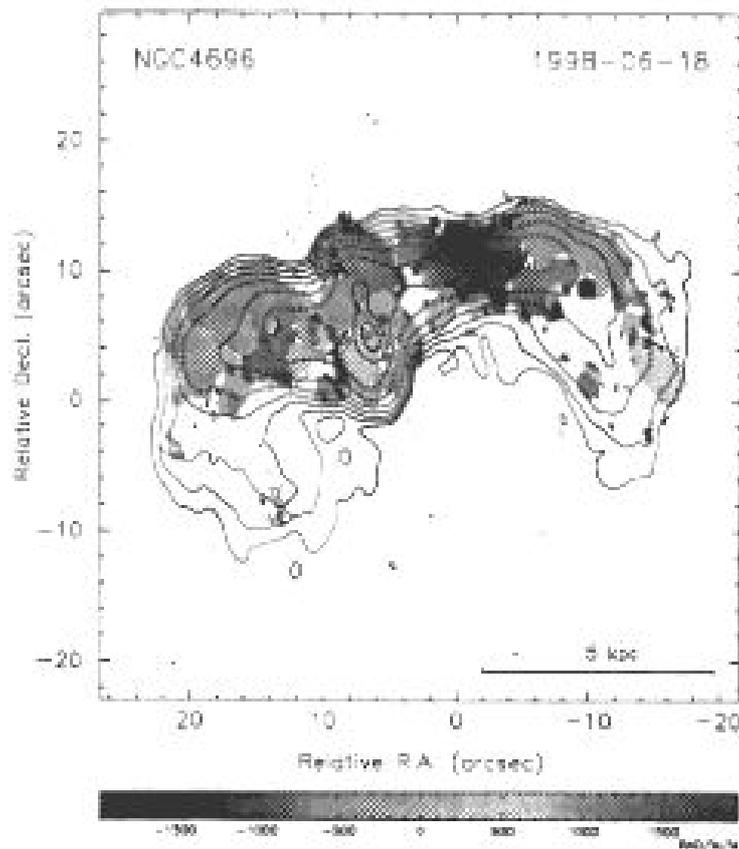


Fig. 2. The rotation measure (RM) map for PKS 1246-410 at the center of the Centaurus cluster. Contours are taken from the 4.5 GHz total intensity image.

Fig.2

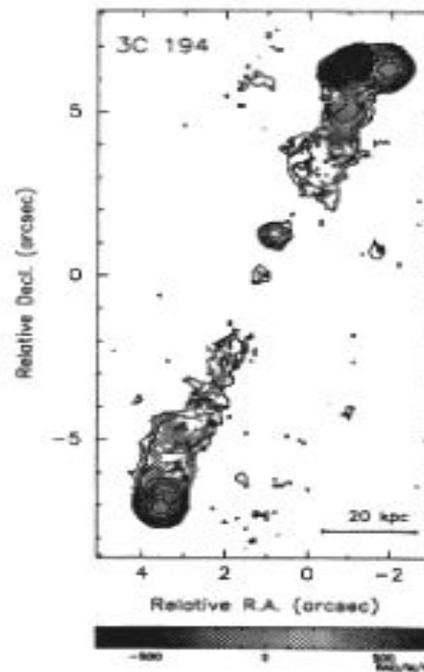


Fig. 4. The RM structure of 3C 194 at 0.4 arcsec resolution. The colorbar runs from -700 to $+700 \text{ rad m}^{-2}$. The RM values in the rest frame of the source are larger by a factor of 4.8. Contours from the 6 cm total intensity image are overlaid.

Fig.3

2.2. Theorie

2.2.1. Grundlegende Gleichungen

Die grundlegenden Gleichungen, die man zur Beschreibung von Magnetfeldern benötigt, sind:

Die Maxwell Gleichungen

$$(2) \partial \mathbf{B} / \partial t = -c \nabla \times \mathbf{E}$$

$$(3) \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$(4) \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho_c$$

$$(5) \nabla \times \mathbf{B} = (4\pi/c) \mathbf{j} + (1/c) \partial \mathbf{E} / \partial t$$

das Ohm'sche Gesetz

$$(6) \mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} / c)$$

die Kontinuitätsgleichung

$$(7) \partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

und die Bewegungsgleichung

$$(8) \rho[\partial \mathbf{v} / \partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}] = -\nabla \Phi - \nabla P + \mathbf{j} \times \mathbf{B} / c$$

wobei \mathbf{E} das elektrische, \mathbf{B} das magnetische, ρ die Massendichte, \mathbf{j} die Stromdichte, σ die Leitfähigkeit, ρ_c die Ladungsdichte, P der Druck, \mathbf{v} die Geschwindigkeit und Φ das Gravitationspotential sind.

2.2.2 Dynamotheorie

Das Dynamoproblem: Man weiss aus der Technik, dass es möglich ist Leiter und Isolatoren so anzuordnen, dass sie gemeinsam einen Dynamo bilden, eine Maschine, die ihre mechanische Energie nutzt, um ein Magnetfeld zu generieren.

Die nachstehende Figur zeigt die Konstruktionsweise eines einfachen Dynamos.

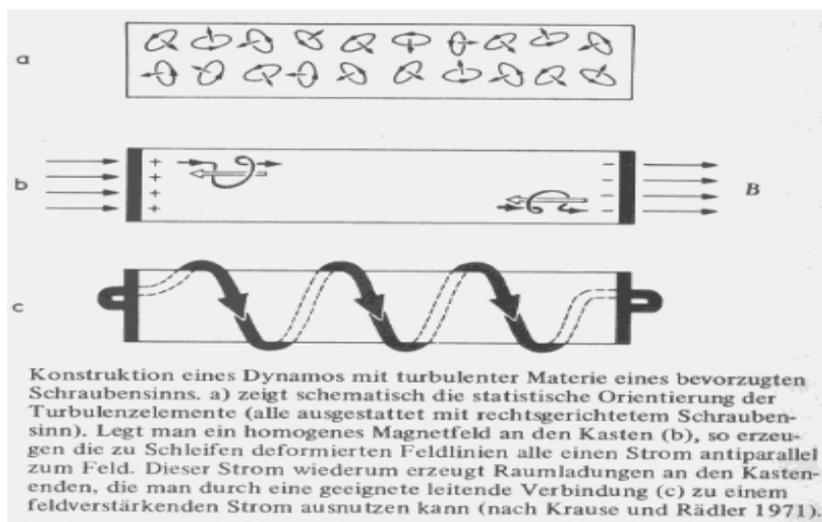


Fig.4

Dasselbe ist auch in der Natur moeglich; die kinetische Energie hierfuer wuerde in der Rotationsenergie der Galaxien vorhanden sein. Bewegte Materie treibt hier einen Dynamo! Vereinfacht betrachtet man ein Magnetfeld, das bei endlicher Leitfaehigkeit aufrecht erhalten wird und nicht ein Magnetfeld, das erst erzeugt werden muss. Ist doch $\mathbf{B} = 0$ auch eine Loesung der oben erwaehnten Gleichungen.

Ein Magnetfeld mit endlicher Leitfaehigkeit zerfaellt, seine Energie wird dissipiert; es sei denn, die Materie wird durch eine Kraft zur Bewegung gezwungen.

Falls es fossile Felder gegeben hat, also ein Magnetfeld, dass bereits vor den Galaxien bestanden hat, muss es einen Vorgang geben, der diese Felder am Leben gehalten hat, beziehungsweise die bereits bestehenden Felder verstaerkt.

Mittels dem Satz von Cowling und der statistischen Dynamotheorie kommt man zur folgenden Formel.

$$\mathbf{j} = \sigma[\mathbf{E} + (1/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + (\alpha/c)\mathbf{B} - (\beta/c)(\nabla \times \mathbf{B})]$$

Der mit α behaftete Term liefert eine Stromkomponente parallel oder antiparallel (je nach Vorzeichen) zum Felb \mathbf{B} . Das Auftreten eines zusaetzlichen Stromes nennt man α -Effekt, er tritt in einem bei Turbulenz rotierenden System ganz von selber auf.

Mittels dieses Effektes koennen Magnetfelder aufrecht erhalten werden. Ein weiterer Effekt wird $\alpha - \omega$ -Effekt genannt. Hier wird das poloidale Feld durch differentielle Rotation des Koerpers weiter verstaerkt.

3. Magnetfelder in Galaxien

3.1. Dynamotheorie in Galaxien

Das interstellare Medium ist turbulent und so muss ein eingebettetes Magnetfeld eine zufaellige "kleinskalige Komponente" haben. Diese Komponente ist wichtig fuer jede grossskalige Beobachtung von Magnetfeldern. Es gibt einige Mechanismen, die Fluktuationen im interstellaren Magnetfeld bewirken: Scherungen des grossskaligen Magnetfeldes, Kompression durch Schockfronten von Supernovae oder kleinskalige Dynamoeffekte.

Konzepte, die sich mit Magnetfeldern in Galaxien beschaeftigen basieren auf solche, die fuer Turbulenzen in Sternen verwendet werden. Ob die Konzepte eins zu eins uebernehmbar sind, ist noch fraglich, numerische Rechnungen belegen, dass die Konzepte auch im galaktischen Rahmen richtig sind.

Fig. 5 zeigt skizziert die unterschiedlichen Moeglichkeiten wie grossskalige Felder mit kleinskaligen interagieren koennen.

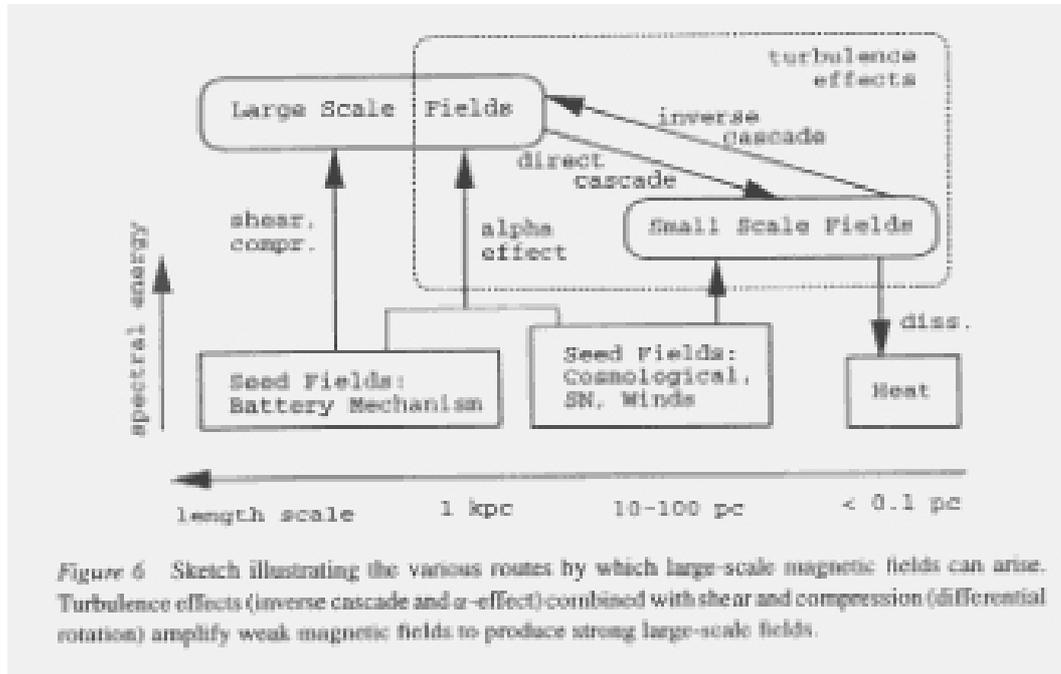


Fig. 5

Die galaktische Scheibe besteht aus warmem Gas, durchsetzt von kalten und heissen Blasen, in denen Sternentstehung passiert und die heisses Gas ins Halo ausstoesst. Diese Bewegungen, sowie stellare Winde kurbeln nun die Turbulenz an. Zusaetzlich koennen auch Molekuelwolken das warme Gas antreiben.

Der α -Effekt ist auch in Galaxien ein Antreiber fuer das Magnetfeld, genauso wie der $\alpha - \omega$ -Effekt, der durch die differentielle Rotation in Galaxien, seinerseits als Dynamo wirkt.

Im inneren von Galaxien kommt es auch zu einem α^2 -Effekt, hier gelten die ueblichen Modelle von Scheibenmagnetfelder nicht mehr. Durch die Helizitaet ($\alpha \neq 0$) des im inneren rotierenden heissen Gases kommt es noch einmal zu einer verstaerkung des Magnetfeldes, zu einem doppelten α -Effekt sozusagen.

Fig. 6 zeigt die Entwicklung des Magnetfeldes im Model von M83.

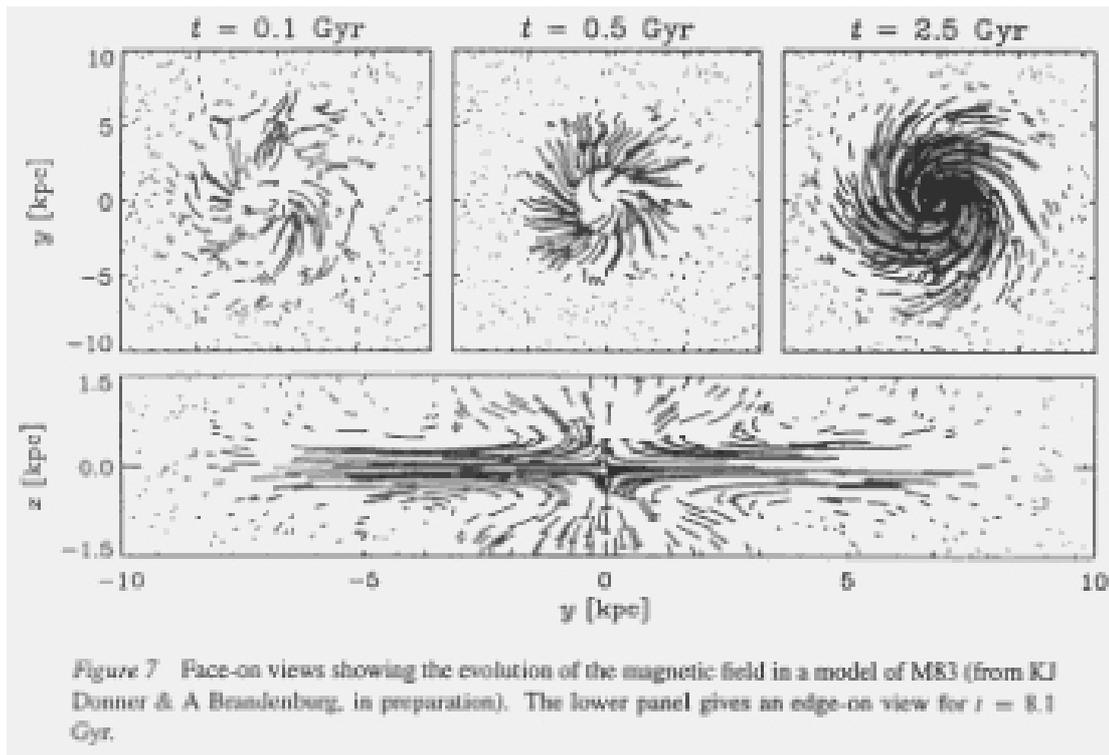


Fig. 6

Alle klassischen Dynamotheorien gehen davon aus, dass die grossskaligen Felder in den äusseren Bereichen von Spiralgalaxien quadrupolform annehmen. Fig. 7 zeigt solch ein Feld im Modell, getrieben durch einen $\alpha - \omega$ -Effekt.

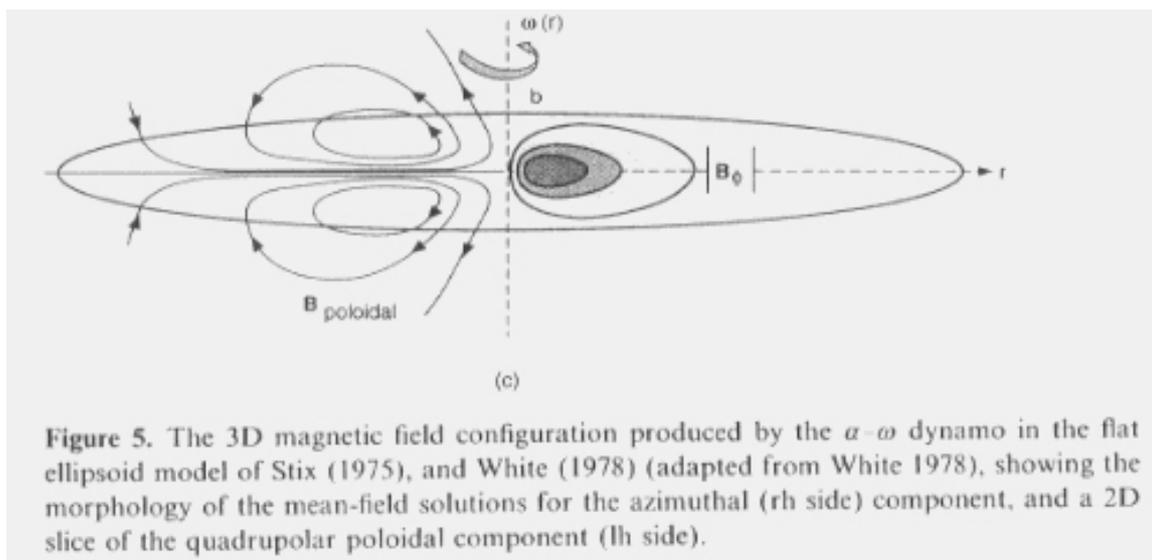


Fig. 7

3.2. Ursprung

Ein hypothetisches Magnetfeld im gesamten Universum ist nie beobachtet worden, und nur sein oberes Limit ist abschätzbar. Ein heutiges uniformes Magnetfeld von 10^{-7} Gauss wuerde zu einer Anisotropie der Ausbreitung des Universums fuehren, sowie die Phasen der Nukleosynthese beeinträchtigen. Durch weitere Abschätzungen kommt man zu einer Feldstaerke des Protomagnetfeldes von circa $(1-30) \times 10^{-13}$ Gauss.

Ein gegebenes kosmologisches Magnetfeld anzunehmen ist aber unbefriedigend, ausserdem wiess man noch nicht, wie ein homogenes Magnetfeld in die kosmologische Quantentheorie eingeflochten werden koennte.

Die Annahme von kosmologischen Feldern ist aber weiterhin eine Theorie, der nachgegangen wird.

Eine weitere Theorie waere der Ursprung durch Dynamo-Effekte in kleinskaligen Magnetfeldern. Wie auch die kosmologischen Magnetfelder ein Saatfeld benoetigen, brauch auch diese Theorie ein Saatfeld. Da aber ein Saatfeld fuer ein kleinskaliges nicht so gross und stark sein muss, ist sein auftreten durch Turbulenz wahrscheinlicher. Das kleinskalige Magnetfeld war demnach stark genug und lang genug aufrecht, dass es als Saatfeld fuer ein grosserskaliges, ein galaktisches Magnetfeld dienen konnte.

4. Magnetfelder in Galaxienhaufen

4.1. Ursprung

Es ist sehr wahrscheinlich, dass das Interclustermedium (ICM) dem interstellaren Medium (ISM) sehr aehnlich ist, so auch die Effekte durch Beeinflussung von Galaxien oder Sternen. In jedem Cluster ist ein Magnetfeld zu finden, Beobachtungen mittels der Farady Methoden liefern Beweisen fuer Magnetfelder in fast jedem Cluster im Mikrogauss-Bereich..

Das beobachtete Plasma in den Clustern ist nicht uniform, sonder "ausgefranst", es existieren "Filamente" und "flux ropes". Fig. 8 zeigt so eine Filamentation eines Magnetfeldes.

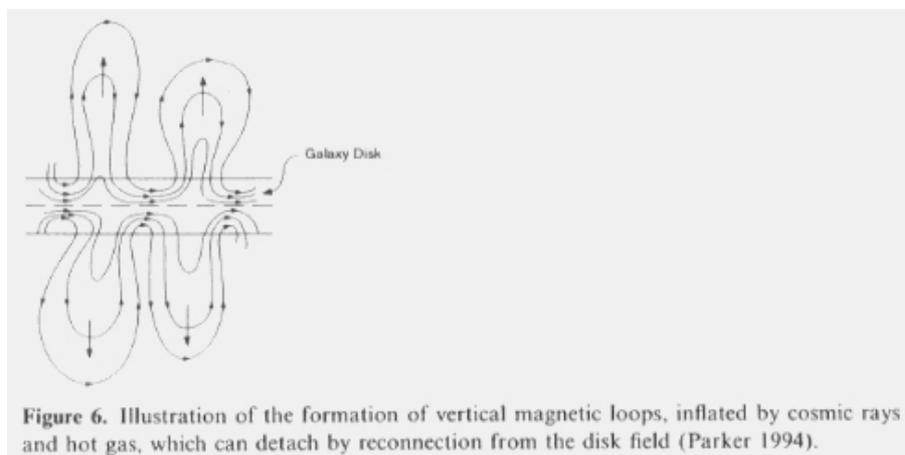


Fig. 8

Es gibt auch hier wieder einige Theorien, von denen hier eine ausgewählt besprochen werden soll.

Ein Mechanismus, basierend auf galaktischen Winden, resultierend aus Sturburst Phasen der Clustergalaxien. Hier bedarf es galaktischer Magnetfelder, die durch die Winde in den Cluster hineingeblasen werden. Siehe Fig. 9

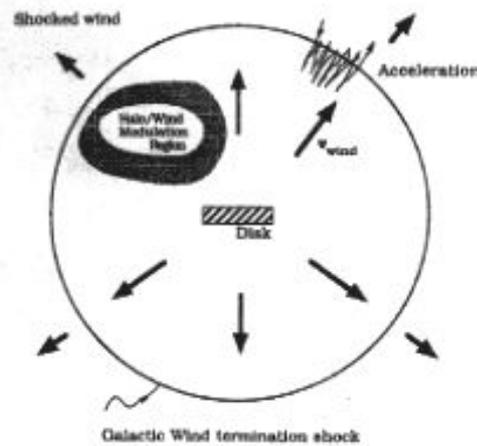


Fig. 1. Schematic of particle acceleration at a Galactic Wind termination shock. In the halo, at distances large compared to the radius of the galaxy (Disk), the wind velocity becomes radial and constant in magnitude. It goes through a strong shock transition at a distance where the ram pressure of the wind has decreased towards the external (ICM) pressure. Particles injected from the heated thermal gas of the shocked wind get diffusively accelerated at this shock with high efficiency.

Fig. 9

Die Magnetfelder der einzelnen Galaxien, die durch oben beschriebene Effekte bereits entstanden sind, werden durch die galaktischen Winde in den Cluster gebracht. Danach wird das Magnetfeld durch die Kontraktion des Clusters wieder zusammengepresst. Zusätzlich wird das Feld durch Akkretion von Subclustern und einzelner Galaxien am Leben gehalten, so dass sich ein grossskaliger Dynamo etablieren kann.

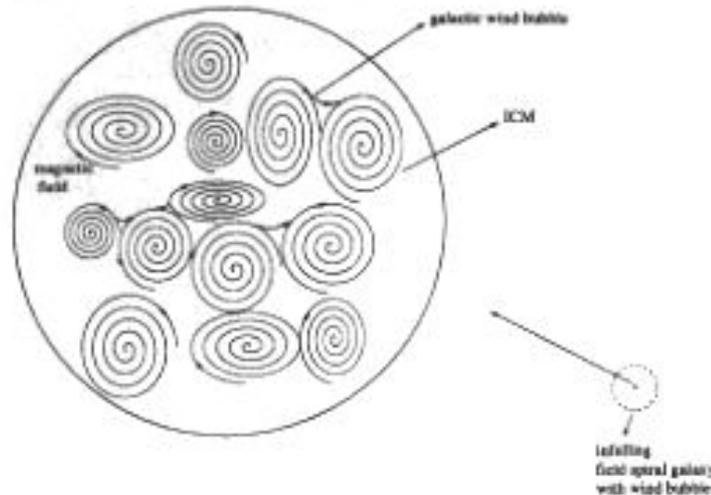


Fig. 4. Cartoon of the large scale magnetic field topology in a cluster. The magnetic fields have been originally generated in the (rotating) gas-rich galaxies and were then drawn out by strong galactic winds. The fields are frozen into an ensemble of randomly oriented bubbles created by the winds from early starbursts. For demonstration purposes less than 10 percent of all the bubbles expected are shown. Due to reconnection in their interstellar media the present-day galaxies are no more dynamically connected to the bubbles. However magnetic reconnection is rather ineffective in the ICM at large. Therefore only some of the bubbles will be magnetically connected to their neighbors. Other bubbles just contain hot gas and closed magnetic field loops. The bubbles are surrounded by the ICM that contains almost all of the cluster mass. They exchange energy by thermal conduction, and potentially by instabilities. Cooling flows are not considered in the Figure, but possible, and in fact likely to occur. The configuration is continuously perturbed by infall of single field galaxies or accretion of sub-clusters that lead to shear amplification and distortion of the simple idealized structures shown, and to a high level of magnetic fluctuations.

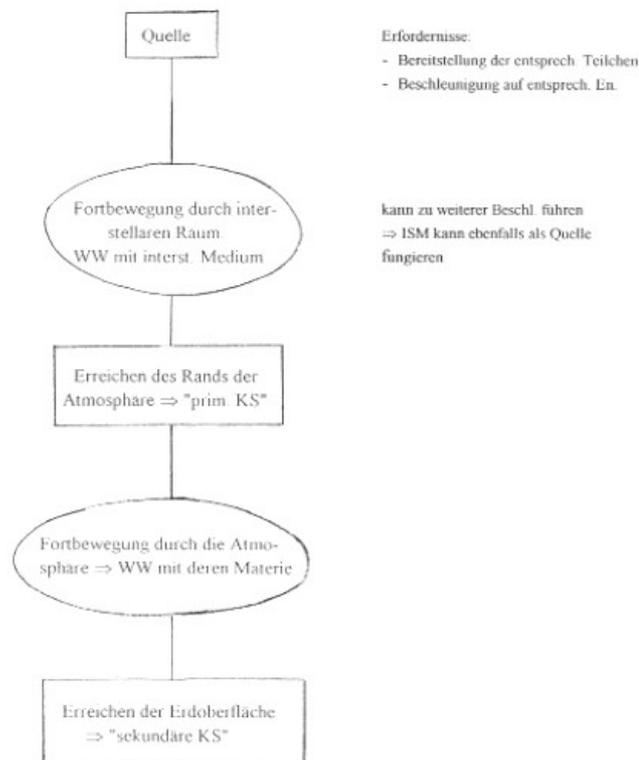
Fig.10

5. Kosmische Strahlung

5.1. Extragalaktische Quellen

Kandidaten fuer die Lieferanten von kosmischen Partikel, die auf der Erde einschlagen sind vor allem unsere Sonne, Supernovaexplosionen, andere Sterne (magnetische Sterne, heiße Sterne, Doppelsterne, Röntgensterne) und extragalaktische Teilchen. Diese Teilchen, die besonders hochenergetisch sind, werden im intergalaktischen Plasma durch das Vorhandensein von Magnetfeldern beschleunigt, dass sie sogar von einer zur anderen Galaxien gelangen koennen.

"Fluß"diagramm der KS:



Flussdiagramm der kosmischen Strahlung

5.2. Beschleunigung - Fermimechanismen

Auslöser dieser Beschleunigung ist der sogenannte Fermimechanismus. Es wird makroskopische kinetische Energie vom magnetisierten Plasma auf individuelle, geladene Teilchen übertragen, wobei die Energie pro Teilchen auf ein Vielfaches des ursprünglichen Wertes ansteigen kann und so nonthermische Energieverteilung erlangt.

Es gibt eine Art Kaskadeneffekt, in dem Teilchen immer und immer wieder durch den Beschleuniger angetrieben werden, daraus ergibt sich, dass hochenergetische Teilchen länger für die Beschleunigung brauchen als niederenergetische und dass die Begrenzung der Lebensdauer des Fermibeschleunigers die Energie des Teilchens begrenzt.

Es gibt zwei Ordnungen von Fermibeschleunigung.

Fermibeschleunigung 1. Ordnung: Ereignis an einer ebenen Schockfront.

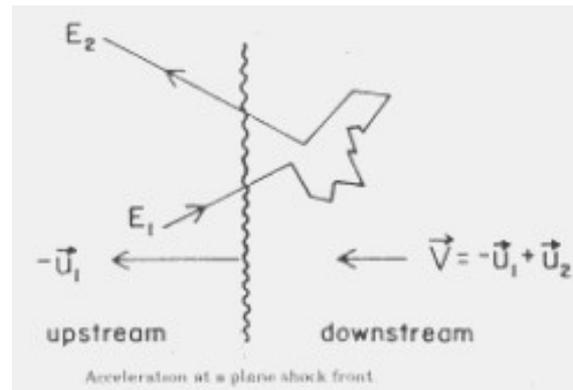


Fig. 11

Beim Durchgang durch die Schockfront muss gelten: $v_1 \rho_1 = v_2 \rho_2$, da aber die Dichten sehr unterschiedlich sind, kommt es zu einer Erhöhung der Geschwindigkeit.

Fermibeschleunigung 2. Ordnung: Ereignis an Wolke magnetisierten Plasmas

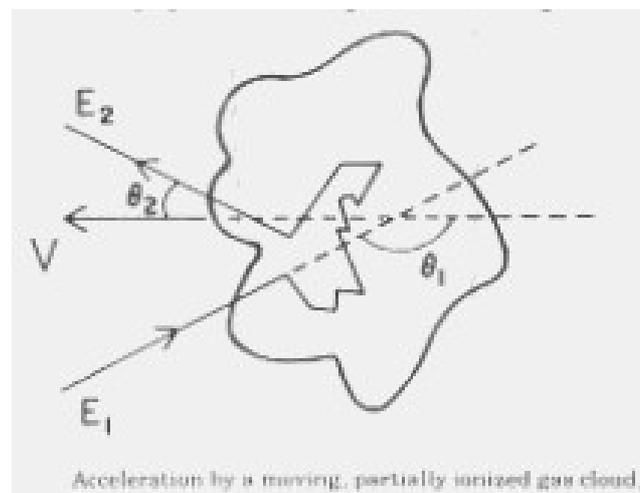


Fig. 11

Hier diffundieren geladene Teilchen in turbulenten Magnetfeldern, die mit dem sich bewegenden Plasma einhergehen. Die Teilchen "fliegen" zwischen zwei Oberflächen von Regionen starker Magnetfelder hin und her. Wenn sich die Flächen aufeinander zu bewegen kommt es zu einer Geschwindigkeitserhöhung, wenn sich die Flächen auseinander bewegen zu einem Geschwindigkeitsverlust.

Der Unterschied zwischen den beiden Fermimechanismen liegt darin, dass beim Ereignis erster Ordnung die Geschwindigkeit immer erhöht wird, während beim Ereignis zweiter Ordnung es zu Geschwindigkeitserhöhung oder -verringern kommen kann.

Weiters können geladene Teilchen durch die durch die Schock-Drift-Beschleunigung Energie dazu gewinnen – wenn das Magnetfeld nicht parallel zur Schocknormalen ist, kommt es zu einem zusätzlichen elektrischen Feld, das weiter beschleunigt.

6. Quellenverzeichnis

- [1] Beck R., Brandenburg A., Moss D., Shukurov A. & Sokoloff D., *ARAA*, **34**, 155
- [2] Clarke Tracy E., Philipp P. Kronberg & Boehringer H., 1999, Proceedings of the Workshop: **Diffuse Thermal and Relativistic Plasmas in Galaxy Clusters**, 82
- [3] Dorfi E.A., 1998, **Aufbau und Entwicklung der Sterne II**, Vorlesung an der Universitaet Wien, Institut fuer Astronomie
- [4] Govoni F., Dallacasa D., Feretti L., Giovannini G. & Taylor G.B., 1999, Proceedings of the Workshop: **Diffuse Thermal and Relativistic Plasmas in Galaxy Clusters**, 87
- [5] Eilek J., 1999, Proceedings of the Workshop: **Diffuse Thermal and Relativistic Plasmas in Galaxy Clusters**, 71
- [6] Feretti L., Dallacasa D., Govoni F., Giovannini G., Taylor, G.B. & Klein U., 1999, *A&A* **344**, 472
- [7] Feretti L., Dallacasa D., Giovannini G. & Tagliani A., 1999, *A&A* **302**, 680
- [8] Kim K.-T., Tribblr P.C. & Kronberg P.P., 1991, *ApJ* **379**, 80
- [9] Kippenhahn R., Moellenhoff C., 1975, **Elementare Plasmaphysik**, Bibliographisches Institut, Zuerich
- [10] Kronberg P.P., 1999, Proceedings of the Workshop: **Diffuse Thermal and Relativistic Plasmas in Galaxy Clusters**, 91
- [11] Kronberg P. P., Lesch. H., Hopp U., 1999, *ApJ* **511**, 56
- [12] Kronberg P.P., 1994, *Rep. Prog. Physics* **57**, 325
- [13] Simard-Normandin M. & Kronberg P.P, 1980, *ApJ* **242**, 74
- [14] Strohmaier B., 1998, **Kosmische Strahlung**, Vorlesung an der Universitaet Wien, Institut fuer Kernphysik
- [15] Taylor G.B., Allen S.W., & Fabian A.C., 1999, Proceedings of the Workshop: **Diffuse Thermal and Relativistic Plasmas in Galaxy Clusters**, 77
- [16] Voelk H.J. & Atoyan A.M., 1999, Proceedings of the Workshop: **Diffuse Thermal and Relativistic Plasmas in Galaxy Clusters**, 99

[17] Zeilinger W., 1999, **Extragalaktische Systeme I & II**, 1998/99,
Vorlesung an der Universitaet Wien, Institut fuer Astronomie

[18] Zweibel E., 1988, ApJ, **329**, L1