

Das Magnetfeld der Erde – der äußere Anteil, seine Ursachen und zeitlichen Variationen

Joachim Vogt, TU Braunschweig

Die Erde ist, neben vielen anderen Dingen, ein Magnet von beeindruckender Stärke. Das Erdmagnetfeld, das wir an der Erdoberfläche messen, läßt sich in guter Näherung als Dipolfeld beschreiben, das durch einen Dynamoprozeß im flüssigen Erdkern erzeugt wird. In einigen zehntausend Kilometern Entfernung verliert das Erdmagnetfeld allerdings immer mehr von seinem Dipolcharakter, weil es durch großskalige Stromsysteme modifiziert wird, die als Folge der Wechselwirkung mit dem magnetisierten Plasma des sog. *Sonnenwindes* entstehen. Aufgrund der Lage jener Quellen bezeichnet man dies als den *äußeren* oder auch als den *externen* Anteil des geomagnetischen Feldes, während man das durch den Dynamoprozeß im Erdkern erzeugte Feld den *inneren* bzw. *internen* Anteil oder auch das *Innen-* bzw. *Hauptfeld* nennt.

Dieser Beitrag befaßt sich mit dem Erdmagnetfeld als Ganzes und beleuchtet deshalb auch den inneren Anteil sowie die damit verbundenen Prozesse. Der Schwerpunkt der Betrachtungen wird jedoch auf dem äußeren Anteil liegen. Es sollen insbesondere die Stromsysteme im Außenraum diskutiert werden, die auch im Zusammenhang mit quantitativen Modellen eine Schlüsselrolle spielen. Schließlich werden die sog. *magnetischen Stürme* diskutiert, die eine fundamentale Störung der Gesamtkonfiguration im Außenraum auf Zeitskalen von Stunden bis Tagen darstellen.

1 Der innere Anteil des Erdmagnetfeldes

Die geomagnetische Forschung begann vor vierhundert Jahren mit dem Werk *De Magnete* von William Gilbert, das sogar als erste wissenschaftliche Abhandlung überhaupt angesehen wird. Gilbert untersuchte einen runden Magnetit mit einer Kompaßnadel und schloß daraus, daß die Erde selber ein großer Magnet ist. Weitere Meilensteine in der Geschichte des Erdmagnetismus wurden von Carl Friedrich Gauß gelegt. Gemeinsam mit Wilhelm Weber nahm er die ersten Absolutbestimmungen der magnetischen Intensität vor. Weiterhin entwickelte Gauß ein Verfahren zur Zerlegung des Erdmagnetfeldes in seine äußeren und inneren Anteile, das weiter unten erklärt wird.

Wichtige Hinweise auf die Ursachen des Innenfeldes kamen schließlich aus einer anderen geophysikalischen Disziplin. Aus seismologischen Beobachtungen leitete man nämlich die Schalenstruktur des Erdinneren ab und schloß aus dem Verhalten von Scherwellen auf die Existenz eines flüssigen äußeren Kerns. Die Vorstellung, daß Konvektionströmungen in diesem Medium das Erdmagnetfeld erzeugen, hat sich bislang als das tragfähigste Konzept erwiesen. Deshalb sollen zunächst einmal einige physikalische Aspekte der geomagnetischen *Dynamotheorie* beleuchtet werden.

1.1 Aspekte der geomagnetischen Dynamotheorie

Vereinfacht gesprochen wird im elektrisch leitfähigen äußeren Erdkern bei der Erzeugung des Innenfeldes mechanische in magnetische Energie umgewandelt. Die mechanische Energie wird dabei der Konvektionsströmung entnommen. Eine Schlüsselrolle bei der theoretischen Beschreibung des Dynamoprozesses spielt die *magnetische Induktionsgleichung*:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} ,$$

wobei \mathbf{B} das Magnetfeld, \mathbf{v} das Strömungsfeld und $\eta = 1/(\mu_0 \sigma)$ die magnetische Diffusivität bezeichnet (σ : elektrische Leitfähigkeit, μ_0 : Permeabilität des Vakuums). Der erste Term auf der rechten Seite kann Magnetfeld erzeugen, während der zweite für diffusive Prozesse verantwortlich ist und somit dem Dynamoprozeß entgegenwirkt. Eine Dimensionsanalyse (V : typische Geschwindigkeit, L : typische Länge) liefert als Maß für das Verhältnis der beiden Terme die *magnetische Reynoldszahl*

$$R_M = \mu_0 \sigma V L \sim \frac{|\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})|}{|\eta \nabla^2 \mathbf{B}|} ,$$

die im Erdkern Werte von etwa 10^3 annimmt, groß genug also, um einen effizienten Dynamo zu treiben. Der zweite Term erlaubt außerdem die Abschätzung einer charakteristischen Diffusionszeit für den äußeren Kern. Es ergeben sich Werte von einigen zehntausend Jahren.

Die mechanische Energie, die der Konvektionsströmung bei der Magnetfelderzeugung entnommen wird, muß aus anderen Energiereservoirs nachgeführt werden. Die erforderliche Leistung von $\sim 10^{12}$ W kann einerseits durch radioaktiven Zerfall (von K^{40}) erbracht werden. Daneben stehen aber auch Kristallisationswärme und Gravitationsenergie zur Verfügung, die während des Ausfrierens des äußeren Kerns frei werden und eine vergleichbare Leistung erbringen. Man spricht deshalb auch von einem *thermochemisch-gravitativen Dynamo*.

1.2 Quantitative Modelle des Innenfeldes

Nachdem Gauß zu Beginn der dreißiger Jahren des 19. Jahrhunderts Methoden zur Absolutmessung der magnetischen Feldstärke entwickelt hatte, konnte er im Jahr 1839 ein quantitatives Modell für das Erdmagnetfeld \mathbf{B} angeben, das auf der Stromfreiheit ($\nabla \times \mathbf{B} = 0$) im Bereich der neutralen Atmosphäre basiert. Solche Felder lassen sich als Gradient eines magnetischen Potentials Φ darstellen, das der Laplace-Gleichung $\nabla^2 \Phi = 0$ genügt. Φ kann man deshalb nach Kugelfunktionen entwickeln. Mit den Bezeichnungen P_ℓ^m für die zugeordneten Legendre-Polynome in der Schmidt-Normierung (siehe z.B. Kertz [1969]), λ für die (geographische) Länge, θ für den Polarwinkel, r für den Abstand zum Erdmittelpunkt und $a = 6371.2$ km für den Erdradius läßt sich schreiben:

$$\begin{aligned} \Phi = & a \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{\ell+1} \sum_{m=0}^{\ell} (g_\ell^m \cos m\lambda + h_\ell^m \sin m\lambda) P_\ell^m(\cos \theta) \\ & + a \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^{\ell} \sum_{m=0}^{\ell} (\bar{g}_\ell^m \cos m\lambda + \bar{h}_\ell^m \sin m\lambda) P_\ell^m(\cos \theta) . \end{aligned}$$

Die erste Summe mit den Koeffizienten g_ℓ^m und h_ℓ^m beschreibt den inneren, die zweite Summe mit den Koeffizienten \bar{g}_ℓ^m und \bar{h}_ℓ^m den äußeren Anteil des Erdmagnetfeldes.

Gauß zeigte, daß sich alle Koeffizienten durch Messungen auf der Erdoberfläche bestimmen lassen (zumindest im Prinzip). Er ermittelte die Koeffizienten g_ℓ^m und h_ℓ^m bis zum Grad $\ell = 4$. Die wachsende Zahl magnetischer Observatorien ermöglichte in der Folgezeit die Bestimmung weiterer Koeffizienten. Da die Observatorien in den Ozeanregionen und auf der Südhalbkugel jedoch relativ stark unterrepräsentiert waren, gelangte man schnell an die Grenzen der Methode.

Erst als die Vermessung des Erdmagnetfeldes von Satelliten aus möglich wurde, erhielt man eine vollständige Überdeckung der Erdkugel. Allerdings stößt man hier auf Probleme bei der Zerlegung in inneren und äußeren Anteil, da ionosphärische Stromsysteme, also externe Quellen, unterhalb der Satellitenbahn liegen [siehe z.B. Lühr, 1999]. Nachdem die ersten Magnetometer auf Satelliten nur die Totalintensität messen konnten, wurden schließlich in den Jahren 1979 und 1980 durch die Hauptfeldmission MAGSAT die ersten Vektormessungen verfügbar. Der dänische Satellit Oersted (seit Februar 1999 im Orbit) und der deutsche Satellit CHAMP (Start voraussichtlich in diesem Jahr) werden die MAGSAT-Modelle ergänzen und verbessern.

Von der International Association of Geomagnetism and Aeronomy (IAGA) wird seit den späten sechziger Jahren auf der Basis verfügbarer Satelliten- und auch Observatoriumsdaten in regelmäßigen Abständen ein Referenzmodell für das geomagnetische Feld ausgewählt, das sog. IGRF (International Geomagnetic Reference Field). Einzelheiten dazu sowie die auf der Basis der MAGSAT-Mission ermittelten Koeffizienten sind der ausführlichen Arbeit von Langel [1987] zu entnehmen.

An dieser Stelle sei noch auf eine Besonderheit des Koeffizientenspektrums hingewiesen. Mittelt man den Beitrag der Multipole vom Grad ℓ zur magnetischen Energiedichte über die Erdoberfläche, so erhält man die sog. *Mauersberger-Zahlen* [Mauersberger, 1956; Lowes, 1966, 1974]:

$$R_\ell = (\ell + 1) \sum_{m=0}^{\ell} \left[(g_\ell^m)^2 + (h_\ell^m)^2 \right] .$$

Bis zum Grad $\ell = 13$ fallen die Terme R_ℓ relativ stark ab, das Spektrum folgt dabei in sehr guter Näherung einem Potenzgesetz. Für höhere Terme variiert das Spektrum weitaus schwächer. Das läßt sich mit unterschiedlichen Quellen erklären: Die Terme bis zum Grad 13 werden durch das Kernfeld geprägt, während für noch größere ℓ die Beiträge von Krustenanomalien dominieren.

1.3 Zeitliche Variationen des Innenfeldes

Schon im 17. Jahrhundert war aus Deklinationsmessungen bekannt, daß sich das Erdmagnetfeld mit der Zeit ändert. Das Spektrum der zeitlichen Variationen des Innenfeldes umfaßt Zeitskalen von Dekaden bis zu Millionen von Jahren. Man spricht in diesem Zusammenhang von *Säkularvariationen*. In der Kugelfunktionsdarstellung verändern sich demzufolge die Gauß-Koeffizienten mit der Zeit. Aus diesem Grund muß das IGRF in regelmäßigen Abständen

aktualisiert werden. Ein globaler Effekt ist z.B. die derzeitige Abnahme des Dipolmomentes, die zu einer Verringerung der Feldstärke in mittleren Breiten um etwa 25 nT/Jahr führt. Mit paläomagnetischen Messungen läßt sich weiterhin zeigen, daß es auf geologischen Zeitskalen immer wieder zu Polaritätswechseln des Erdinnenfeldes kommt [Merrill und McFadden, 1999].

2 Der äußere Anteil des Erdmagnetfeldes

O. Hiorter, ein Student Celsius, bemerkte im Jahr 1741, daß das Auftreten von Polarlichtbögen mit magnetischen Variationen korreliert, die auf elektrische Ströme im Außenraum der Erde hinweisen. Solche Ströme fließen in leitfähigen Schichten der oberen Atmosphäre, den Ionosphärenschichten, die in den Jahren 1901/1902 von Marconi, Heavyside und Kennelly entdeckt wurden. (Magnet-)Feldparallele Ströme im Zusammenhang mit Polarlichtaktivität wurden 1908 von Kristian Birkeland postuliert.

Aus Kometenbeobachtungen schloß Ludwig Biermann im Jahr 1951, daß ein kontinuierlicher Partikelstrom existieren muß, der radial von der Sonne abströmt. Nicht zuletzt dank einer Fülle von Satellitenbeobachtungen wissen wir heute, daß das Plasma dieses sog. *Sonnenwindes* mit dem geomagnetischen Innenfeld in komplexer Weise wechselwirkt, das Hauptfeld gewissermaßen einschließt, auf der Tagseite der Erde komprimiert und auf der Nachtseite zu einem langgezogenen Schweif verzerrt. Die resultierende Konfiguration ist in Abbildung 1 skizziert. Mit den Verzerrungen der Magnetfeldlinien sind großskalige Stromsysteme verbunden, die im nächsten Abschnitt behandelt werden.

2.1 Magnetosphärische und ionosphärische Stromsysteme

Wie bei einer Überschallströmung, die auf ein Hindernis trifft, bildet sich im Sonnenwind weit vor der Erde eine Bugstoßwelle, an der Strömungsenergie in thermische Energie umgewandelt wird. Eine weitere Grenzfläche ist die *Magnetopause*, die die terrestrischen Feldlinien vom Sonnenwind trennt. Der Grund dafür ist der Umstand, daß Weltraumplasmen in sehr guter Näherung stoßfrei sind und deshalb gilt:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) .$$

Dies nennt man das *Theorem vom eingefrorenen Feld*. Die Gleichung impliziert, daß die Magnetfeldlinien an die Materiebewegung gekoppelt, also quasi in der Strömung \mathbf{v} „eingefroren“ sind. Deshalb kann das Sonnenwindmagnetfeld sich nicht ohne weiteres mit den terrestrischen Feldlinien verbinden, es kommt zur Umströmung. Dieses Konzept kann allerdings unter bestimmten Voraussetzungen lokal verletzt werden, was zu impulsiven Energiefreisetzungen führt, die man mit dem Begriff *Rekonnexion* zusammenfaßt und auf die wir weiter unten zurückkommen werden.

Die Region innerhalb der Magnetopause nennt man die *Magnetosphäre*. Sie bildet jenen Bereich des erdnahen Weltraums, in dem das Plasma vom geomagnetischen Feld kontrolliert

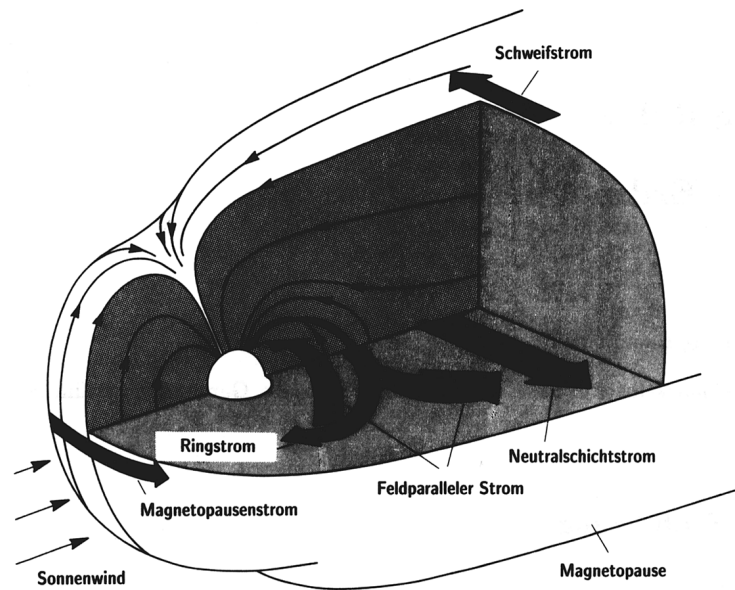


Abbildung 1: Magnetfeldkonfiguration und Stromsysteme im Außenraum (nach Baumjohann [1991])

wird. Da die terrestrischen Feldlinien die Magnetosphäre nicht verlassen, müssen auf der Magnetopause flächenhafte Ströme fließen, die das Erdmagnetfeld außerhalb der Magnetosphäre zu null machen. Der tagseitige Magnetopausenstrom fließt in Wirbeln um die beiden sog. *Cusp-Regionen*, die die tagseitigen von den nachseitigen Feldlinien trennen. Die nachseitigen Magnetopausen- oder auch *Schweifströme* fließen auf der Nord- und der Südhalbkugel in unterschiedlichem Umlaufsinn, so daß sie sich innerhalb der Magnetosphäre schließen müssen und dort den sog. *Neutralschichtstrom* bilden.

Ebenfalls innerhalb der Magnetosphäre fließt der *Ringstrom*, der von hochenergetischen Teilchen getragen wird, die in der dipolaren Magnetfeldkonfiguration der inneren Magnetosphäre gefangen sind, sich also permanent von einer Hemisphäre zur anderen bewegen, gespiegelt werden, und wieder zurücklaufen. Die Teilchen führen eine Drift in azimuthaler Richtung aus, die im Mittel zu einem westwärtigen Strom führt.

Auf Feldlinien in einem Oval um die geomagnetischen Pole (Breite $\sim 65^\circ - 70^\circ$) fließen feldparallele Ströme, die eng mit der Polarlichtaktivität verknüpft sind. Sie werden einerseits durch Ströme in der Äquatorregion, andererseits durch ionosphärische Stromsysteme geschlossen. Hierbei handelt es sich vorwiegend um *Pedersen-Ströme*, die parallel zum ionosphärischen elektrischen Feld orientiert sind. Daneben fließen in der Ionosphäre aber auch *Hall-Ströme* senkrecht zum elektrischen Feld, da die ionosphärische Leitfähigkeit nicht durch eine skalare Größe, sondern durch einen anisotropen Tensor charakterisiert wird. Die Hall-Ströme bilden den sog. *polaren Elektrojet*, der in hohen Breiten starke magnetische Störungen verursachen kann.

Schließlich seien noch das *Sq-System* und der in einem konzentrierten Leitfähigkeitskanal

fließende *äquatoriale Elektrojet* als Beispiele für Stromsysteme genannt, die auf die Ionosphäre beschränkt bleiben. Das Sq-System wird dabei durch ionosphärische Winde hervorgerufen, deren Ursache die Gezeitenwirkung ist. Man spricht in diesem Zusammenhang auch vom *ionosphärischen Dynamo*.

2.2 Quantitative Magnetosphärenmodelle

Die quantitative Modellierung des Außenfeldes geschieht ähnlich wie bei der Bestimmung des Referenzmodells für den inneren Anteil, des IGRF. Zunächst werden auf der Basis physikalischer Konzepte parametrische Modelle entwickelt. Die Parameter paßt man dann mit Hilfe von Satellitenmessungen so an, daß vorgegebene Fehlerfunktionen minimiert werden. Einen guten Einblick in die verschiedenen Ansätze liefert der Übersichtartikel von Tsyganenko [1990].

Die Situation ist jedoch aus mehreren Gründen komplizierter als beim Innenfeld. Erstens ist das Feld innerhalb der Magnetosphäre wegen der auftretenden Stromsysteme nicht mehr rotationsfrei, eine Potentialdarstellung demnach unmöglich. Zweitens gibt es kein geeignetes gemeinsames Koordinatensystem für alle auftretenden Stromsysteme. Beispielsweise bietet sich zur Modellierung der Magnetopausenströme ein Koordinatensystem an, das relativ zur Achse Sonne-Erde fixiert ist, das *GSM*-System. Der Ringstrom hingegen läßt sich am einfachsten relativ zu dem geneigten Dipolmoment der Erde erfassen. Für die ionosphärischen Stromsysteme sind wieder andere Bezugssysteme passender. Drittens hängt die gesamte Konfiguration stark von den variierenden Sonnenwindparametern wie dem dynamischen Druck und der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes (IMF) ab, so daß auch in dieser Hinsicht eine Parameterisierung erfolgen muß.

Man unterscheidet zunächst einmal Modelle mit einer selbstkonsistenten Magnetopause und solche, in denen eine parametrisierte Form dieser Grenzfläche vorgegeben wird. Die ersteren werden aus einer Gleichgewichtsbedingung zwischen dem dynamischen Druck des Sonnenwindes und dem magnetischen Druck des terrestrischen Feldes berechnet [z.B. Mead und Beard, 1964]. Diese Strategie liefert auf der Tagseite gute Ergebnisse, auf der Nachtseite stimmen diese Modelle jedoch quantitativ nicht mit den Satellitenmessungen überein.

Zu den Modellen mit einer auf der Basis von Beobachtungen vorgegebenen Magnetopause gehören jene von Tsyganenko und Mitarbeitern [Tsyganenko und Usamov, 1982; Tsyganenko, 1987, 1989]. Weiterhin werden in diesen Modellen die verschiedenen magnetosphärischen Stromsysteme in geeigneter Form parametrisiert und die Modellparameter schließlich an die Beobachtungsdaten angepaßt. Diese Formulierung erlaubt auch eine Parametrisierung der magnetosphärischen Konfiguration durch geomagnetische Aktivitätskennzahlen, etwa durch die Bartelsche planetare Kennziffer K_p , oder auch durch Sonnenwindparameter. Abbildung 2 zeigt die Variation der Schweifmagnetfeldstärke mit K_p in einem solchen Modell.

Die quantitative Modellierung des Außenfeldes wird auch durch numerische Simulationen sehr unterstützt und gefördert. Mit der Rechenleistung moderner Parallelrechner kann auf der Basis effizienter numerischer Verfahren die dreidimensionale Struktur der Magnetosphäre gut nachgebildet werden [siehe z.B. Gombosi et al., 1998].

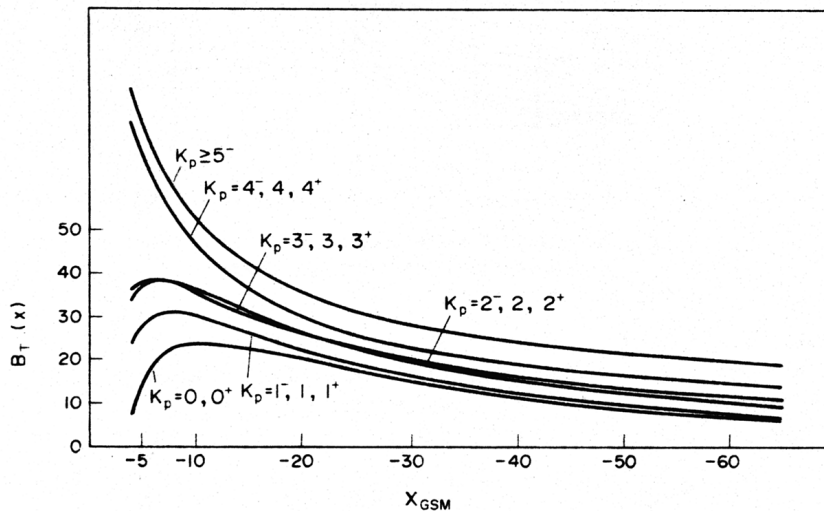


Abbildung 2: Parametrisierung des Schweifstromfeldes durch die geomagnetische Aktivitätskennzahl K_p (nach Tsyganenko [1987])

2.3 Die dynamische Magnetosphäre

Bereits die frühen Registrierungen der magnetischen Observatorien zeigten, daß das geomagnetische Feld zeitlich keineswegs konstant ist, und daß auch nicht nur die oben angesprochenen langsamen Säkularvariationen auftreten. Besonders auffällig sind Variationen mit Perioden von Tagen bis hinunter zu Millisekunden, die auf Veränderungen der externen Stromsysteme zurückzuführen sind. Verschiedene Kennzahlen werden verwendet, um die geomagnetische Aktivität zu quantifizieren, u.a. die von Julius Bartels eingeführte planetare Kennziffer K_p , die ein Maß für den mittleren „erdmagnetischen Unruhezustand“ darstellt, den AE -Index, der die Stärke des polaren Elektrojets mißt, sowie die Größe D_{st} , die die Stärke des Ringstromes charakterisiert. Einzelheiten kann man der Arbeit von Rangarajan [1989] entnehmen. Geomagnetische Indizes werden regelmäßig von den magnetischen Observatorien zur Verfügung gestellt.

Geomagnetische Aktivität ist verbunden mit Variationen der externen Stromsysteme und damit auch mit Störungen der globalen magnetosphärischen Konfiguration, die letztlich durch veränderte Sonnenwindparameter hervorgerufen werden. Hier sind vor allem die *magnetischen Stürme* zu nennen, die in den Magnetogrammen der Observatorien mehrere Tage andauernde Störungen des Grundzustandes hervorrufen. Darin eingebettet sind die sog. *magnetosphärischen Teilstürme*, die sich auf einer Zeitskala von Stunden abspielen. Verursacht werden solche Störungen aller Wahrscheinlichkeit nach durch die Verschmelzung von terrestrischen und Sonnenwindmagnetfeldlinien. Diesen Prozeß nennt man *magnetische Rekonnexion*, er kann bei südwärtsgerichtetem Sonnenwindmagnetfeld sowohl an der Tagseite der Magnetopause als auch im Schweif auftreten.

Magnetische Rekonnexion bedeutet eine lokale Verletzung des Theorems vom eingefrorenen Feld und ist verknüpft mit verstärktem Energieeintrag vom Sonnenwind in die Magnetosphäre.

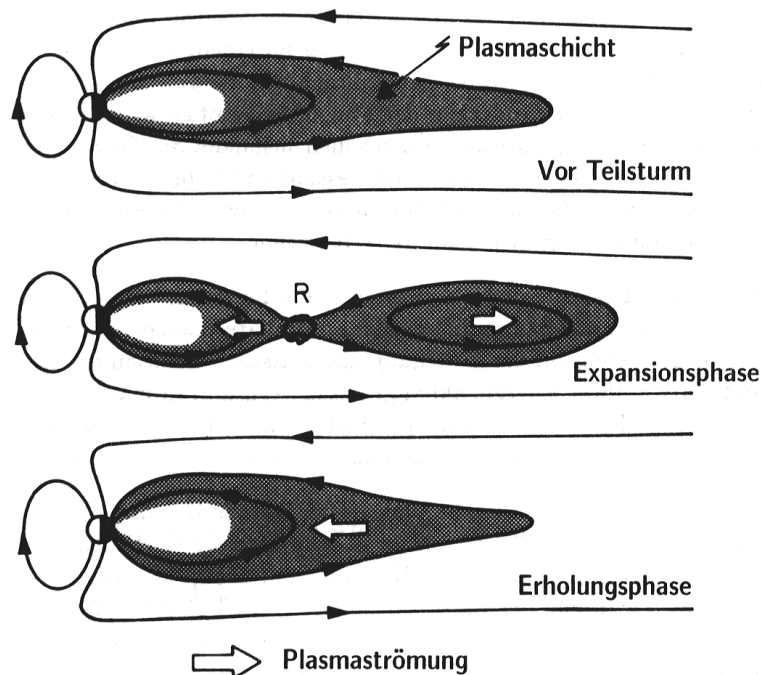


Abbildung 3: Schematischer Ablauf eines magnetosphärischen Teilsturms im Schweif (nach Baumjohann [1991])

Jedoch wird nur ein Teil der Energie kontinuierlich dissipiert, z.B. durch Joulesche Wärme in den polaren Elektrojets. Die verbleibende Energie wird im Schweif durch eine zusätzliche „Verspannung“ der Magnetfeldlinien gespeichert und zu Zeiten der magnetosphärischen Teilstürme impulsiv freigesetzt. Schematisch ist der gesamte Vorgang in Abbildung 3 dargestellt. In diesem Zusammenhang kommt es u.a. zur Injektion von Teilchen in den Ringstrom und damit zu dessen Verstärkung, weiterhin zu Eigenschwingungen der Magnetosphäre, die mit langperiodischen Pulsationen verknüpft sind [Glaßmeier, 1995], und schließlich zu den eindrucksvollen Polarlichterscheinungen in hohen Breiten.

Ausblick

In dieser Vortragszusammenfassung konnten die wichtigsten Aspekte der magnetosphärischen Forschung allenfalls angerissen werden. Gar nicht angesprochen wurde beispielsweise die abschirmende Wirkung des Erdmagnetfeldes im Außenraum gegen einfallende hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung. Man kann davon ausgehen, daß sich dieser Teilchenfluß während eines Polaritätswechsels (d.h. einer Umkehr des Erdinnenfeldes) signifikant erhöht und damit einen Effekt auf die Zusammensetzung der hohen Atmosphäre und letztlich auch der Biosphäre hat. Dieser Fragenkomplex wird zur Zeit im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogramms *Erdmagnetische Variationen* untersucht. Weiterhin besteht ein erhebliches Interesse daran, magnetosphärische Teilstürme und die damit verbundene

Erhöhung des Teilchenflusses in den Strahlungsgürteln vorhersagen zu können, da solche Störungen zu Schäden an Satelliten führen können. Aktivitäten in dieser Richtung werden unter dem Begriff „Space Weather“ zusammengefaßt.

Literatur

Die folgende Zusammenstellung enthält neben den im Text zitierten Quellen noch einige weitere nützliche Lehrbücher und Monographien. So behandelt z.B. das vierbändige Werk von J. A. Jacobs nahezu alle Aspekte des erdmagnetischen Feldes. Die Physik der Magnetosphäre wird u.a. in den Büchern von Baumjohann und Treumann [1997] sowie Glaßmeier und Scholer [1991] eingehend behandelt.

Baumjohann, W., Die Erdmagnetosphäre, in: *Plasmaphysik des Sonnensystems*, Glaßmeier, K.-H., und M. Scholer (Hrsg.), BI, Mannheim, 1991.

Baumjohann, W., und R. A. Treumann, *Basic Space Plasma Physics*, Imperial College Press, London, 1997.

Glaßmeier, K. H., ULF pulsations, in *Handbook of Atmospheric Electrodynamics*, edited by H. Volland, pp. 463–502, CRC Press, Boca Raton, Fla., 1995.

Glaßmeier, K.-H., und M. Scholer (Hrsg.), *Plasmaphysik des Sonnensystems*, BI, Mannheim, 1991.

Glatzmaier, G. A., und Roberts, P. H., Rotation and magnetism of Earth's inner core, *Science*, 274, 1887-1891, 1996.

Gombosi, T. I., D. L. DeZeeuw, C. P. T. Groth, K. G. Powell, and P. Song, The length of the magnetotail for northward IMF: results of global 3D MHD simulations, *Phys. Space Plasmas*, 15, 1998.

Jacobs, J. A. (Hrsg.), *Geomagnetism, Vol. 1-4*, Academic Press, London, 1987, 1989, 1991.

Kertz, W., *Einführung in die Geophysik I & II*, BI, Mannheim, 1969 & 1971.

Langel, R. A., The main field, in: *Geomagnetism, Vol. 1*, J. A. Jacobs (Hrsg.), Academic Press, London, 1987.

Lowes, F. J., Mean square values on the sphere of spherical harmonic vector fields, *J. Geophys. Res.*, 71, 2179, 1966.

Lowes, F. J., Spatial power spectrum of the main geomagnetic field, and extrapolation to the core, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 36, 717-730, 1974.

Lühr, H., Messungen des Erdmagnetfeldes vom Satelliten aus, Möglichkeiten und Komplikationen, DGG-Kolloquium „Satelliten-Geophysik“ (Braunschweig 1999), DGG-Sonderband I/1999, ISSN-Nr. 0947-1944, 1999.

Mauersberger, P., Das Mittel der Energiedichte des geomagnetischen Hauptfeldes an der Erdoberfläche und seine säkulare Änderung, *Gerlands Beitr. Geophys.*, 65, 207-215, 1956.

Mead, G. D., und D. B. Beard, Shape of the geomagnetic field solar wind boundary, *J. Geophys. Res.*, 69, 1169-1179, 1964.

Merrill, R. T., und P. L. McFadden, Geomagnetic polarity transitions, *Rev. Geophys.*, 37, 201-226, 1999.

Rangarajan, G. K., Indices of geomagnetic activity, *Geomagnetism, Vol. 3*, J. A. Jacobs (Hrsg.), Academic Press, London, 1989.

Tsyganenko, N. A., Quantitative models of the magnetospheric magnetic field: methods and results, *Space Sci. Rev.*, 54, 75-186, 1990.

Tsyganenko, N. A., und A. V. Usamov, Determination of the magnetospheric current system parameters and development of experimental geomagnetic field models based on data from IMP and HEOS satellites, *Planet. Space Sci.*, 30, 985, 1982.

Tsyganenko, N. A., Global quantitative model of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels, *Planet. Space Sci.*, 35, 1347, 1987.

Tsyganenko, N. A., A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet, *Planet. Space Sci.*, 37, 5-20, 1989.