

gibt und es somit beim Urknall zu einer Asymmetrie von Materie und Antimaterie gekommen sein muß.

3.4 Magnetische Effekte

Der Gyroradius ρ eines Teilchens mit Impuls p , Ladung ze in einem Magnetfeld B ist:

$$\rho = \frac{pc}{zeB} = \frac{p}{z \cdot 0.3 \cdot B}. \quad (3.5)$$

Der rechte Teil gilt, wenn man r in Meter, p in MeV und B in Tesla angibt (eine 300 MeV Teilchen hat einen Krümmungsradius von 1 m in einem Feld von 1 T). Der Faktor

$$R = \frac{pc}{ze} = \rho \cdot B \quad (3.6)$$

wird die ‘magnetische Steifigkeit’ (‘magnetic rigidity’) genannt und ist ein Maß für die Fähigkeit des Teilchens, in Magnetfeldern nicht die Richtung zu verlieren. Die Dimension von R ist $[R] = \text{Volt}$.

3.4.1 Ablenkung im Erdmagnetfeld

Die allgemeine Behandlung von Teilchenbahnen im Erdmagnetfeld ist kompliziert wegen der Inhomogenität und Unregelmäßigkeit des Feldes. Wir wollen im Folgenden annehmen, dass das Erdfeld ein ideales Dipolfeld ist:

$$B = \frac{\mu_0 p_m}{4\pi r^3} \quad (3.7)$$

mit dem Dipolmoment

$$p_m \approx 8.1 \cdot 10^{22} \text{ A m}^2 \quad (\text{und } \mu_0/4\pi = 10^{-7} \text{ T m A}^{-1}). \quad (3.8)$$

Die Dipolachse ist etwa 11.5° gegen die Erdachse geneigt (tatsächlich ist auch der Dipol gegen den Erdmittelpunkt verschoben, was wir hier aber nicht berücksichtigen wollen). Zur Erinnerung: der magnetische Nordpol, der die Quelle der Feldlinien ist, liegt am geographischen Südpol, und der magnetische Südpol liegt am geographischen Nordpol (Abb. 3.9 links).

Für Kreisbahnen um die Dipolachse in der Äquatorebene ergibt sich durch Einsetzen von (3.7) in (3.5) der so genannte Størmer-Radius:

$$r_s = \sqrt{\frac{\mu_0 p_m ze}{4\pi pc}} = \sqrt{\frac{\mu_0 p_m}{4\pi R}} \quad (3.9)$$

Vom geographischen Nordpol aus gesehen bewegen sich positiv geladenen Teilchen im Uhrzeigersinn auf dieser Kreisbahn, also von Osten nach Westen. Wenn der Størmer-Radius gleich dem Erdradius r_E ($r_E = 6.38 \cdot 10^6 \text{ m}$) wird, ergibt sich für die minimale Steifigkeit, die ein vom östlichen Horizont kommendes positiv geladenes Teilchen haben muß, um die Erde zu erreichen:

$$R_S^* = \frac{pc}{ze} = \frac{\mu_0 p_m c}{4\pi r_E^2} = 59.6 \text{ GV}. \quad (3.10)$$

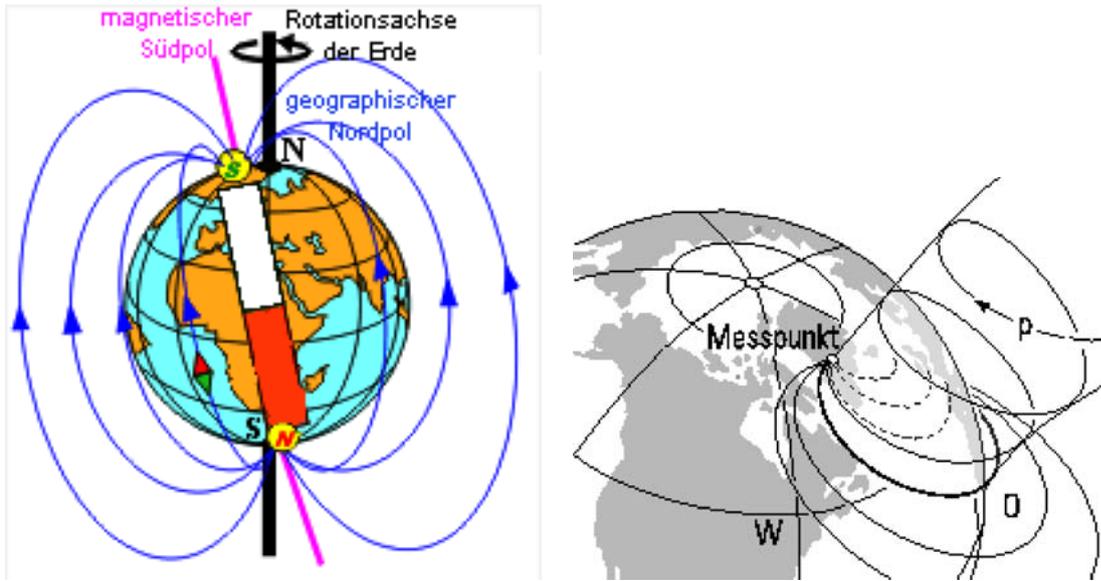


Abbildung 3.9: Erdmagnetfeld (links), Bahnen kosmischer Strahlung im Erdmagnetfeld (rechts).

In [5] ist eine allgemeine Formel angegeben, mit der man die minimale Steifigkeit eines Teilchens berechnen kann, das einen Punkt bei einem Radius r auf einem magnetischen Breitengrad λ aus einer durch (θ, ϕ) gegebenen Richtung erreichen soll:

$$R_S(r, \lambda, \theta, \phi) = R_S^* \frac{r_E^2}{r^2} \frac{\cos^4 \lambda}{(1 + \sqrt{1 - \cos^3 \lambda \sin \theta \sin \phi})^2}. \quad (3.11)$$

Hier ist θ der Zenitwinkel, das heißt, der Winkel zur Vertikalen am Standort eines Beobachters (nach oben zeigt die Vertikale zum Zenit, $\theta = 0^\circ$ nach unten zum Nadir, $\theta = 180^\circ$). Der Azimutwinkel ϕ um die Vertikale ist so definiert, dass sich Teilchen mit $\phi = 0^\circ$ nach magnetisch Süd, mit $\phi = 90^\circ$ nach Westen und mit $\phi = 270^\circ$ nach Osten bewegen. In Gleichung (3.10) ist dann R_S^* ein spezieller Wert (Teilchen kommt von Osten tangential auf die Erdoberfläche):

$$R_S^* = R_S(r_E, 0^\circ, 90^\circ, 90^\circ) \quad (3.12)$$

Die Bedeutung des ‘rigidity cutoff’s’ in (3.11) läßt sich auch wie folgt verstehen: Man kann ein Teilchen mit umgekehrter Ladung (also zum Beispiel ein Antiproton) von dem Punkt bei (r, λ) in umgekehrte Richtung starten lassen. Die Teilchen, deren Steifigkeit kleiner als $R_S(r, \lambda, \theta, \phi)$ in (3.11) ist, erreichen keine asymptotischen Bahnen für $r \rightarrow \infty$. Tatsächlich hat Størmer das auch so gerechnet, um die Zahl der Fehlversuche zu minimieren.

Unter anderem enthält die Gleichung (3.11) auch den Ost-West-Effekt (Abb. 3.9 rechts): Für Teilchen, die aus dem Westen kommen, ist der Cutoff R_S kleiner (immer bezogen auf die dominierende positiv geladene Komponente). Zum Beispiel ergibt sich für Teilchen, die in der Äquatorebene horizontal von Westen auf der Erde ankommen:

$$R_S(r_E, 0^\circ, 90^\circ, 270^\circ) = R_S^* \frac{1}{(1 + \sqrt{2})^2} = 10.2 \text{ GV}, \quad (3.13)$$

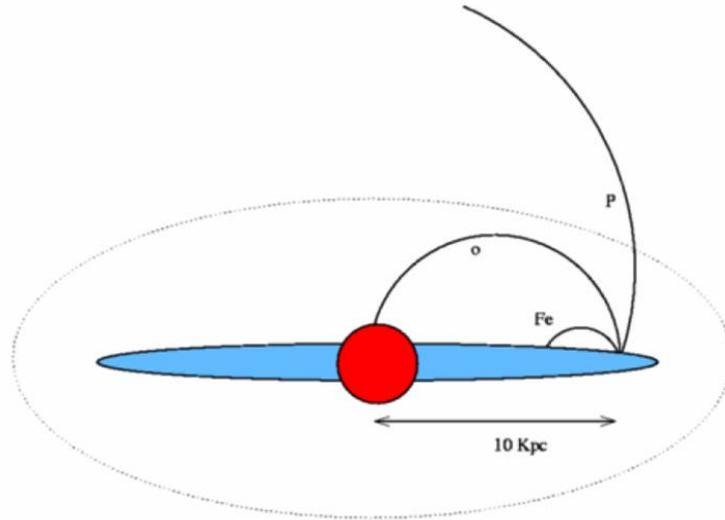


Abbildung 3.10: Einfang durch das galaktische Magnetfeld. Kerne mit höherem Z haben bei gleicher Energie einen kleineren Gyroradius.

zu vergleichen mit dem Cutoff $R_S^* = 59.6$ GV für die entsprechend vom Osten kommenden Teilchen. Ein Teilchen, das den Äquator aus dem Zenit, $\theta = 0$ trifft, hat den Cutoff:

$$R_S(r_E, 0^\circ, 0^\circ, -) = R_S^* \frac{1}{4} = 14.9 \text{ GV}, \quad (3.14)$$

3.4.2 Das galaktische Magnetfeld

Wie bereits erwähnt, ist unserer Milchstraße erfüllt von Magnetfelder mit einer typischen Stärke von $3 \cdot 10^{-10} \text{ T} = 3 \mu\text{G}$. Die Feldverteilung zeichnet im wesentlichen die Struktur der Spiralarme nach. Die galaktische Kosmische Strahlung wird von diesen Feldern eingefangen und isotropisiert. Die mittleren Lebensdauern eines kosmischen Teilchens in der Milchstraße ist etwa 10^7 Jahren, wodurch sich die Strahlung akkumuliert. Nur die höchstenergetischen Teilchen können so nicht gehalten werden: zum Beispiel hat ein Proton mit einer Energie von 10^{20} eV in einem Feld von $3 \cdot 10^{-10} \text{ T}$ einen Gyroradius von

$$\rho = \frac{p/\text{GeV}}{0.3 \cdot B/\text{T}} \text{ m} = 10^{21} \text{ m} \approx 30 \text{ kpc}. \quad (3.15)$$

Bei einem Radius der Milchstraße von etwa 15 kpc schließt man, dass Teilchen mit diesen Energien extragalaktischen Ursprungs sein müssen (siehe aber: GZK-Cutoff).

Da bei gleicher Energie die Steifigkeit von Kernen mit Kernladung z um das z -fache kleiner ist, vermutet man, dass oberhalb des Knies der Anteil schwererer Kerne zunimmt (Abb. 3.10).

3.5 Intensitätsschwankungen

Die galaktische Kosmische Strahlung ist langfristig sehr konstant. Das weiß man unter anderem durch die Messung der Häufigkeiten der Produkte von Spallationsre-

aktionen der Strahlung in Meteoriten. Daraus konnte geschlossen werden, dass sich die mittlere Intensität der galaktischen Kosmischen Strahlung seit mindestens 100 Millionen Jahren höchstens um einen Faktor zwei geändert hat.

Abgesehen von der langfristigen Konstanz gibt es kurzfristige periodische und nichtperiodische Schwankungen der Intensität der Kosmischen Strahlung. So schwankt die Intensität in Abhängigkeit vom 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus; je mehr Sonnenflecken vorhanden sind, desto geringer die Intensität der galaktischen Kosmischen Strahlung (GCR). Von Sonnenflecken werden Teilchen, vor allem Protonen und Elektronen, mit Energien bis zu wenigen GeV ausgestoßen, die als Sonnenwind die Erde erreichen. Durch diesen Teilchenstrom wird das Erdmagnetfeld stark deformiert. Daneben gibt es noch eine 27-tägige Schwankung, die mit der Sonnenrotation verknüpft ist. Von erdgebundenen Detektoren werden auch schwache ganz- und halbtägige Schwankungen beobachtet. Sonnen-Flares oder sonstige Sonnenaktivitäten können auch plötzliche vorübergehende Intensitätsabfälle hervorrufen (Forbush-Ereignisse). Seltener wird auch ein plötzlicher Anstieg der Intensität beobachtet.

3.6 Luftschauder

Die auf die Erdatmosphäre treffende Kosmische Strahlung sieht eine Flächendichte, die so genannte totale ‘atmosphärische Tiefe’, von

$$X = 1030 \text{ gcm}^{-2} \quad (3.16)$$

Dabei verteilt sich die Masse in der Höhe etwa nach der Barometrischen Höhenformel:

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-h/H} \quad (3.17)$$

Die Integration über die Höhe von ∞ bis h ergibt die atmosphärische Tiefe bei der Höhe h :

$$x(h) = X \cdot e^{-h/H}, \quad \text{mit } H \approx 6.5 \text{ km} \quad (3.18)$$

Die Protonen und Kerne der Kosmischen Strahlung wechselwirken mit den Atomkernen der Atmosphäre über die starke Wechselwirkung. Die mittlere freie Weglänge ergibt sich bei einem Wirkungsquerschnitt σ pro Targetteilchen und einer Dichte n der Targetteilchen zu:

$$\lambda_I = \frac{1}{n \cdot \sigma} \quad (3.19)$$

Die Teilchendichte kann mit

$$n = \frac{\rho \cdot N_A}{A} \quad (3.20)$$

durch die Massendichte ρ , das Atomgewicht A und die Avogadro-Konstante N_A ausgedrückt werden. Damit lässt sich die mittlere freie Weglänge in den gleichen Einheiten wie die atmosphärische Tiefe, nämlich als Flächendichte angeben:

$$\lambda'_I = \lambda_I \cdot \rho = \frac{A}{N_A \cdot \sigma} \quad (3.21)$$

Für Protonen ist die mittlere freie Weglänge in Luft in diesen Einheiten $\lambda'_I \approx 90 \text{ gcm}^{-2}$, die Atmosphäre stellt also $1030/90 \approx 12$ Wechselwirkungslängen dar, was

Tabelle 3.2: Eigenschaften der Teilchen, die hauptsächlich in Luftschauern entstehen.

Teilchen	Masse [MeV/c ²]	Lebensdauer [s]	J^P
p	938.27	$> 10^{31-33}$ a	$\frac{1}{2}^+$
n	939.57	885.7	$\frac{1}{2}^+$
π^\pm	139.57	$2.6 \cdot 10^{-8}$	0^-
π^0	134.98	$8.4 \cdot 10^{-17}$	0^-
e^\pm	0.51	∞	$\frac{1}{2}$
μ^\pm	105.66	$2.2 \cdot 10^{-6}$	$\frac{1}{2}$
ν_e, ν_μ	≈ 0	∞ (?)	$\frac{1}{2}$

sie praktisch undurchdringlich macht. Der mittleren freien Weglänge λ'_I entspricht eine mittlere Höhe für die erste Wechselwirkung:

$$x(h) = \lambda'_I = x(h) = X \cdot e^{-h/H} \implies h = H \cdot \ln \frac{X}{\lambda'_I} \approx 16 \text{ km} \quad (3.22)$$

Die hadronische Komponente, vorwiegend Protonen und Kerne, erzeugen in der oberen Atmosphäre durch inelastische Reaktionen Teilchenschauer (Abb. 3.11). In der starken Wechselwirkung werden in inelastischen Reaktionen vor allem Pionen (π^\pm, π^0 , Tabelle 3.2) erzeugt, die dominant in folgende Kanäle zerfallen:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (3.23)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.24)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.25)$$

Der Anteil der neutralen Pionen ist wegen Isospinsymmetrie etwa ein Drittel. Sie zerfallen praktisch spontan in zwei Photonen (elektromagnetische Wechselwirkung). Die Photonen lösen dann einen elektromagnetischen Schauer aus, das heißt eine Kaskade von Photonen, Elektronen und Positronen, auf die sich die Energie verteilt. Weil sich die Energie relativ schnell in der Kaskade aufteilt, nennt man den elektromagnetischen Anteil die **weiche Komponente** des Luftschauers. Die Absorptionslänge der Kaskade ist durch die Strahlungslänge x_0 gegeben ($x_0^{Luft} = 36.7 \text{ g cm}^{-2}$).

Die geladenen Pionen haben eine viel längere Lebensdauer (Tabelle 3.2), so dass Zerfall und inelastische Reaktionen miteinander konkurrieren können. Das Verhältnis Zerfall/Reaktion ist wegen der Energieabhängigkeit der mittleren Zerfallslänge,

$$\lambda_\tau = \gamma \beta c \tau = \frac{|\vec{p}|}{m} c \tau \quad (3.26)$$

und der Dichteabhängigkeit der Wechselwirkungslänge

$$\lambda_I = \frac{A}{\rho N_A \sigma_I} \quad (3.27)$$

stark abhängig von der Energie des Teilchens und der Dichte des Mediums: bei niedrigen Energien und geringen Dichten dominiert der Zerfall, bei hohen Energien

entstehen.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.28)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (3.29)$$

Ein Schauer besitzt somit

- eine weiche elektromagnetische (Elektronen und Gamma-Teilchen),
- eine harte myonische
- sowie eine hadronische Komponente,

die einzeln nachgewiesen werden können und zum Nachweis von Teilchen der Kosmischen Strahlung genutzt werden. Ausgehend davon unterscheidet man auch zwischen primärer und sekundärer Kosmischer Strahlung, wobei primäre Strahlung die in den Quellen beschleunigte bezeichnet, während die sekundäre Strahlung erst in Wechselwirkungen der primären Kosmischen Teilchen entsteht.

Den größten Anteil hat die elektromagnetische Komponente, weil nach der anfänglichen Ausbildung eines hadronischen Schauers in der Kaskade immer wieder neutrale Pionen erzeugt werden, die spontan in zwei Photonen zerfallen und damit aus der hadronischen Kaskade ausscheiden. Während in größerer Höhe die elektromagnetische Komponente vor allem durch die π^0 -Photonen gebildet wird, tragen am Erdboden vor allem Elektronen aus dem Myonzerfall bei. Die harte Komponente wird von den geladenen Pionen und Kaonen, die ohne Wechselwirkung zerfallen, erzeugt. Auf dem Erdboden ist die Rate der kosmischen Myonen, wie man sie zum Beispiel bei Tests von Detektoren mißt, etwa 1 Teilchen pro 10s und pro cm^2 mit einer Zenitwinkelverteilung $\sim \cos^2 \theta$ (die bei hochenergetischen Myonen für große Zenitwinkel in eine Verteilung $\sim \sec \theta = 1/\cos \theta$ übergeht).

3.7 Wechselwirkungen der Sekundärteilchen

In diesem Abschnitt wollen wir die elektromagnetischen Wechselwirkungen, der in einer hadronischen Kaskade erzeugten Teilchen betrachten¹. Alle geladenen Teilchen verlieren nahezu kontinuierlich Energie durch Ionisation der durchlaufenen Materie. Elektronen und Photonen vernichten ihre Energie in elektromagnetischen Schauern, die hauptsächlich über Bremsstrahlung und Paarbildung ablaufen. Bremsstrahlung spielt auch bei sehr hochenergetischen Myonen eine Rolle.

3.7.1 Ionisation

Der mittlere Energieverlust pro Weglänge durch Ionisation der umgebenden Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{D \cdot Z \cdot \rho}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \Delta T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (3.30)$$

Dabei ist:

¹Siehe dazu auch das 2. Kapitel im Skript der Vorlesung "Detektoren": <http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/det05/skript.html>

- $D = 4\pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ ($r_e =$ klassischer Elektronenradius).
- z, β, γ sind Ladungszahl, Geschwindigkeit und Lorentz-Faktor des Teilchens.
- Z, A, ρ sind Kernladungszahl, Massenzahl und die Dichte des Mediums.
- I ist ein effektives Ionisationspotential der Atome des Mediums. Es gilt etwa $I \approx 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$.
- ΔT_{max} ist der maximale Energieübertrag auf ein Hüllenelektron, der sich beim zentralen Stoß ergibt.
- δ, C sind Korrekturen zu dieser Formel: Dichtekorrekturen (δ) bei großen Energien und Schalenkorrekturen (C) bei kleinen Energien.

Tabelliert findet man auch hier im allgemeinen den auf die Dichte normierten Energieverlust:

$$\frac{dE}{\rho dx} \quad \text{in den Einheiten} \quad \frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}} \quad (3.31)$$

In Abb. 3.12 ist die typische Abhängigkeit des Energieverlustes von der Energie wiedergegeben. Bei kleinen Energien dominiert der $1/\beta^2$ -Term, bei hohen der $\ln \gamma^2$ -Term. Der Anstieg bei hohen Energien ist ein relativistischer Effekt: die transversale Komponente des elektrischen Feldes wächst mit γ . Die Reichweite des Feldes wird allerdings begrenzt durch die Abschirmwirkung der umgebenden Atome ('Dichteeffekt': Sättigung von dE/dx bei hohen Energien). Zwischen dem $1/\beta^2$ -Abfall und dem relativistischen Anstieg liegt ein breites Minimum um $\gamma = 3.6$ beziehungsweise $\beta = 0.96$. Die β - oder γ -Abhängigkeit wird für die Teilchenidentifikation benutzt: Teilchen mit unterschiedlicher Masse haben aber bei gleichem Impuls unterschiedliches β und γ . Dadurch verschieben sich die dE/dx -Kurven als Funktion des Impulses für verschiedene Massen.

Landau-Verteilung: Die Bethe-Bloch-Formel gibt den mittleren Energieverlust pro Weglänge dE/dx an. Tatsächlich ist der Energieverlust aber ein statistischer Prozess mit Fluktuationen: der Energieverlust ΔE auf einer Wegstrecke Δx setzt sich aus vielen kleinen Beiträgen δE_n , die einzelnen Ionisations- oder Anregungsprozessen entsprechen, zusammen:

$$\Delta E = \sum_{n=1}^N \delta E_n \quad (3.32)$$

Je nach Dicke der Probe, also entsprechend der Zahl N , variiert die Energieverlustverteilung zwischen einer Gaussverteilung und der im allgemeinen asymmetrischen Landau-Verteilung (Abb. 3.13).

Reichweite: In genügend dickem Material kommen die Teilchen zur Ruhe, wenn sie ihre gesamte kinetische Energie T_0 verloren haben. Die Reichweite R ergibt sich aus der Integration des Energieverlustes entlang des Weges, wobei zu beachten ist, dass sich dabei dE/dx eine Funktion der momentanen Energie T ist:

$$dE = \frac{dE}{dx}(T) \cdot dx \quad \Rightarrow \quad dx = \frac{dE}{dE/dx} \quad \Rightarrow \quad R = \int_{T_0}^0 \frac{dE}{dE/dx} \quad (3.33)$$