

# MITSCHRIEB ZUR VORLESUNG: EINFÜHRUNG IN DIE ASTROTEILCHENPHYSIK

Prof. Dr. Blümer und Privatdozent Dr. Hörandel

Vorlesung Wintersemester 2004/2005

Letzte Aktualisierung und Verbesserung: 19. Februar 2005

Mitschrieb der Vorlesung EINFÜHRUNG IN DIE ASTROTEILCHENPHYSIK  
von Herrn Prof. Dr. BLÜMER und Privatdozent Dr. HÖRANDEL im Wintersemester 2004/2005  
von MARCO SCHRECK.

Dieser Mitschrieb erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit und Korrektheit.  
Kommentare, Fehler und Vorschläge und konstruktive Kritik bitte an [Marco.Schreck@gmx.de](mailto:Marco.Schreck@gmx.de).



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Entdeckung der kosmischen Strahlung</b>	<b>5</b>
1.1	Frei-Ballon-Experimente . . . . .	5
1.2	Beobachtung von Luftschauern . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Nachweis und grundlegende Eigenschaften der kosmischen Strahlung bis <math>\leq 10</math> TeV</b>	<b>7</b>
2.1	Nachweis von Teilchen und $\gamma$ -Strahlung auf Ballon- und Satelliten-Experimenten . . . . .	7
2.1.1	CERENKOV-Detektor . . . . .	9
2.1.2	Übergangsstrahlungsdetektoren . . . . .	9
2.1.3	Daten einer Messung . . . . .	10
2.2	Energiespektrum am oberen Rand der Atmosphäre . . . . .	10
2.3	Diffusion von Gasen . . . . .	11
2.4	Propagation durch die Galaxis . . . . .	11
2.4.1	Diffusionsmodell und Leaky-Box-Modell . . . . .	11
2.4.2	Durchlaufene Materiedichte . . . . .	12
2.4.3	Anti-Teilchen in der kosmischen Strahlung . . . . .	13
2.5	Quellen und Beschleunigung der kosmischen Strahlung . . . . .	13
2.5.1	Energetik . . . . .	13
2.6	FERMI-Mechanismus und Schockbeschleunigung . . . . .	13
2.6.1	FERMI-Beschleunigung 1.Ordnung . . . . .	14
2.7	Galaktische Quellen . . . . .	16
2.7.1	Supernovae . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Nachweis und grundlegende Eigenschaften der kosmischen Strahlung bei Energie oberhalb 10 TeV</b>	<b>19</b>
3.1	Entstehung und Nachweis von Luftschauern . . . . .	19
3.2	Nachweistechniken . . . . .	23
3.2.1	Teilchen am Boden . . . . .	23
3.2.2	Kaskade-Experiment in Karlsruhe . . . . .	23
3.2.3	Nachweis von Myonen . . . . .	23
3.2.4	Nachweis von Hadronen . . . . .	24
3.2.5	Nachweis von CERENKOV-Licht . . . . .	25
3.2.6	Fluoreszenzdetektoren . . . . .	25
3.3	Das Knie im Energiespektrum der kosmischen Strahlung . . . . .	26
3.4	Die höchstenergetischen Teilchen . . . . .	27
3.5	Hochenergetische $\gamma$ -Strahlung . . . . .	29
3.5.1	Entstehungs- und Wechselwirkungsmechanismen . . . . .	29
3.6	Nachweis: Satellitenexperimente und atmosphärische CERENKOV-Teleskope . . . . .	30
3.7	Diffuse $\gamma$ -Strahlung . . . . .	31
3.8	Punktquellen: Supernovae und AGN . . . . .	32
3.8.1	Supernovae (galaktische) . . . . .	32
3.8.2	Extragalaktische Punktquellen: AGN . . . . .	32

<b>4</b>	<b>Hochenergetische Neutrino-Astronomie</b>	<b>35</b>
4.1	Neutrino-Quellen . . . . .	35
4.1.1	Experiment: Sudbury Neutrino Observatory (SNO) . . . . .	40

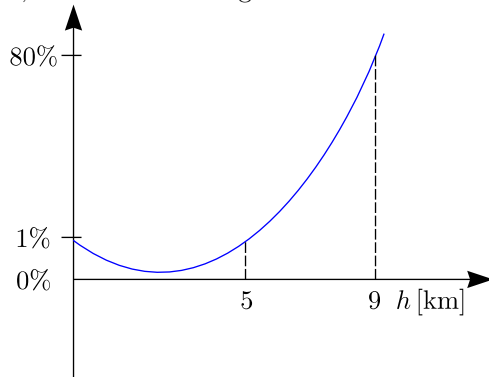
# Kapitel 1

## Entdeckung der kosmischen Strahlung

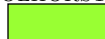
Um 1900 hat man entdeckt, dass sich geladene Elektroskope entladen, selbst wenn sich dies in dunklen Räumen, abgeschirmt von jeglicher radioaktiver Quelle befand. RUTHERFORD schlug vor, dass die Entladung durch natürlich auftretende Radioaktivität verursacht wurde. 1910 hat jedoch WULF auf dem Eiffelturm in einer Höhe von 330 m solch ein Elektroskop betrieben und hat dabei entdeckt, dass die Ionisation auf  $\approx 60\%$  des Wertes am Erdboden sank. Somit ließ sich die Entladung eigentlich erklären. Die Sache hatte jedoch einen Haken: Schon damals war die  $\gamma$ -Strahlung als durchdringendste aller Strahlungen bekannt und auch der Absorptionskoeffizient der Luft. Man hatte nun durch Berechnungen erwartet, dass die Intensität schon nach 80 m auf 50% abnahm, dann wäre die Intensität nach 300 m eigentlich praktisch gleich null.

### 1.1 Frei-Ballon-Experimente

Der Durchbruch gelang 1912 - 1913, als VON HESS (und später KOLHÖRSTER) Freiluftballon-Messungen durchführten. VON HESS ist Ende 1912 mit einem Ballon auf eine Höhe von 5000 m und KOLHÖRSTER 1914 mit einer ähnlichen Ausrüstung auf 9000 m aufgestiegen. Ergebnis dieser Messungen war, dass oberhalb von 1,5 km die Strahlungsintensität stark zunahm.



Die Folgerung hieraus war, dass die Ursache der Strahlung außerhalb der Erde zu suchen war; man sprach dann von **kosmischer Strahlung**. Dafür erhielt VON HESS 1939 den Nobelpreis. Im Jahre 1929 haben BOTHE und KOLHÖRSTER die Koinzidenztechnik erfunden.

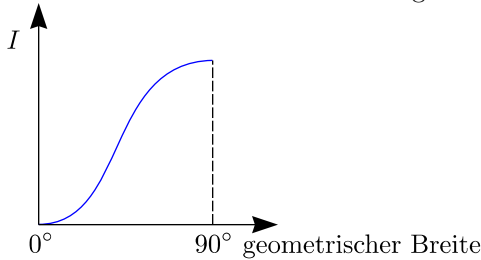
 GEIGER-Zählrohr

 Bleiblock

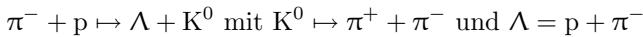
 GEIGER-Zählrohr

Die Beobachtung war eine hohe Rate koinzidenter (zeitgleicher) Ereignisse, also geladene durchdringende Teil-

chen. Dies wurde außerdem bestätigt durch die Abhängigkeit von der geographischen Breite.



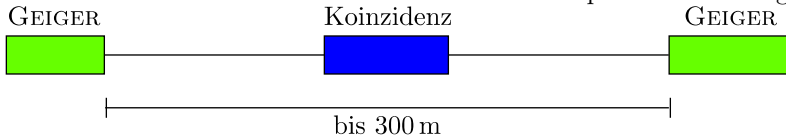
In diesen und in den folgenden Jahren wurden viele Elementarteilchen in der kosmischen Strahlung entdeckt. Im Jahre 1930 fanden MILLIKAN und ANDERSON das Teilchen  $e^+$  in der Nebelkammer, das die gleichen Eigenschaften wie das Elektron  $e^-$  hatte, sich aber im Vorzeichen seiner Ladung von diesem unterschied. Gleichzeitig entdeckten sie auch sehr viele durchdringende Teilchen mit negativer und positiver Ladung, deren Masse zwischen denen der Teilchen  $e^\pm$  und der Protonen lagen ( $\approx 200 m_e$ ; p: 938 MeV, e: 0,511 MeV,  $\mu$ : 106 MeV und  $\pi$ : 140 MeV). Diese neuen Teilchen bezeichnete man als Mesonen. Etwa gleichzeitig wurde die YUKAWA-Theorie entwickelt, mit der Wechselwirkungen zwischen den Protonen p und Neutronen n erklärt werden konnte:  $m_{\text{YUKAWA}} \simeq 250 m_e$ . Daher glaubte man, die „Mesotrone“ seien die YUKAWA-Teilchen:  $\mu$ -Mesonen (Myonen). Ebenso wurde 1947 die sogenannten „V“-Teilchen und  $\Lambda$ -Teilchen.



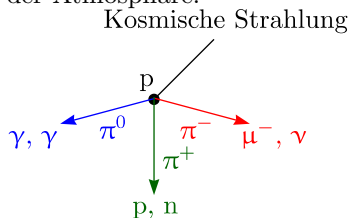
Die Lebensdauern des  $\Lambda$  und  $K^0$  betragen  $\tau \approx 10^{-8}$  bis  $10^{-10}$  s. Die Teilchen besitzen eine sogenannte „Strangeness“ (s-Quark). Später wurden außerdem die Zerfälle  $\Xi^- \mapsto \Lambda + \pi^-$  (1952) und  $\Sigma \mapsto n + \pi^-$  (1953) und damit das Charme-Quark entdeckt.

## 1.2 Beobachtung von Luftschauern

Im Jahre 1939 hat PIERRE AUGER Koinzidenz-Experimente durchgeführt.



Die Interpretation war, dass die Koinzidenzen hervorgerufen werden durch sekundäre Teilchenproduktion in der Atmosphäre.



Die primären Teilchen haben eine Energie von  $10^{15}$  eV; es lassen sich  $10^6$  Teilchen pro  $\varnothing = 300$  m am Boden nachweisen.

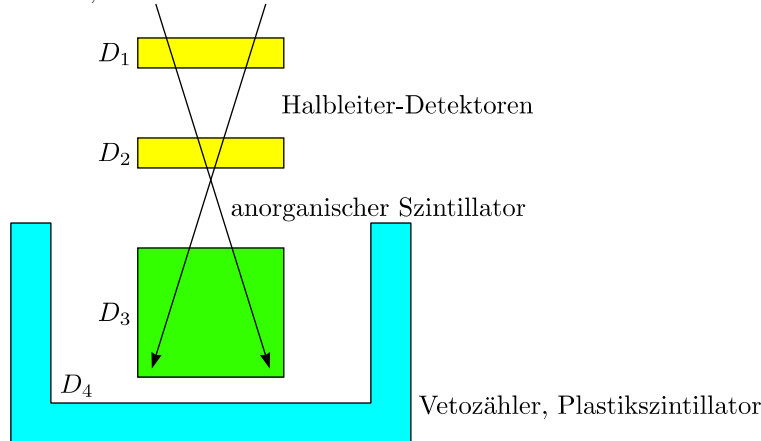
## Kapitel 2

# Nachweis und grundlegende Eigenschaften der kosmischen Strahlung bis $\leq 10 \text{ TeV}$

Das astrophysikalische Studium der kosmischen Strahlung begann in den 60er Jahren mit der Montierung von Teilchendetektoren auf Satelliten und Ballonen. Dadurch wurde die Messung der kosmischen Strahlung ohne Wechselwirkung mit der Atmosphäre möglich.

### 2.1 Nachweis von Teilchen und $\gamma$ -Strahlung auf Ballon- und Satelliten-Experimenten

Das Problem ist, dass eine Mischung aus einer Vielzahl von Teilchen mit unterschiedlichsten Energien  $E$  und Richtungen vorliegen. Infolgedessen ist es notwendig, unterschiedliche Detektoren, welche in Koinzidenz betrieben werden, zu kombinieren.



Man verwendet dies als Teilchenteleskop. Signale werden in  $D_1$ ,  $D_2$  und  $D_3$  erzeugt, aber nicht in  $D_4$ . Die Richtung ist durch  $D_1$  und  $D_2$  vorgegeben. Die Halbleiter-Detektoren laden sich elektrisch auf; Vorteil des anorganischen Szintillators ist seine hohe Dichte. Der Plastikszintillator besitzt darüber hinaus eine hohe Nachweeffektivität.

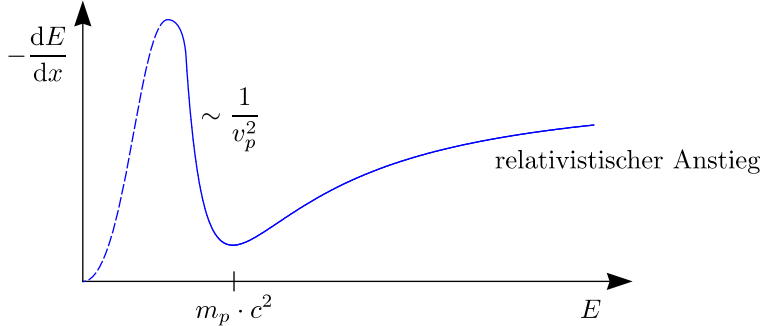
- ☞ Die Energie der Teilchen muss hoch genug sein, um  $D_1$  und  $D_2$  zu durchlaufen und noch in  $D_3$  einzudringen.
- ☞ Die Energie muss niedrig genug sein, um vollständig in  $D_3$  absorbiert zu werden, damit kein Signal in  $D_4$  auftritt.

KAPITEL 2. NACHWEIS UND GRUNDLEGENDE EIGENSCHAFTEN DER KOSMISCHEN STRAHLUNG BIS  $\leq 10$  TEV

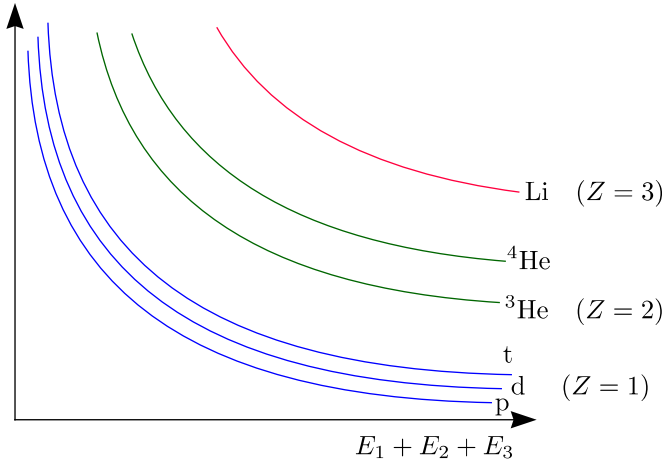
Die Wechselwirkung von geladenen Teilchen in Materie wird gerade durch die BETHE-BLOCH-Gleichung beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z_p^2 \cdot 4\pi \cdot N_L \cdot e^4 \cdot Z_{Abs}}{A_{Abs} \cdot m_e \cdot v_p^2} \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_p \cdot v_p^2}{I \cdot (1 - \beta_p^2)} \right) - \beta_p^2 \right] \sim \frac{Z_p^2}{v_p^2}$$

$Z_p$  sei die Kernladungszahl des einfallenden Teilchens,  $N_L$  die LOSCHMIDT-Zahl,  $Z_{Abs}$  die Kernladungszahl des Absorbers,  $A_{Abs}$  die Massenzahl des Absorbers,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $v_p$  die Geschwindigkeit und  $m_p$  die Masse des einlaufenden Teilchens.

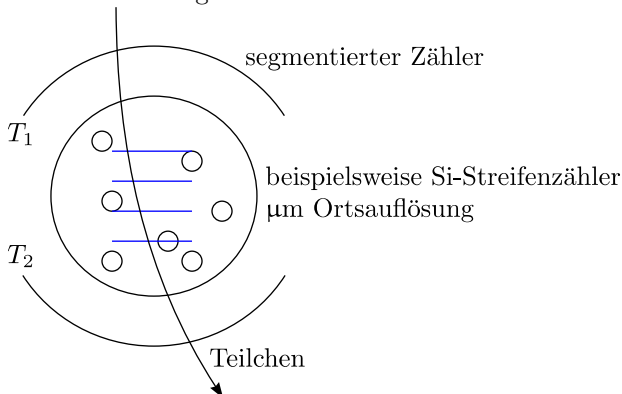


Die Gesamt-Energie berechnet sich also aus  $E = E_1 + E_2 + E_3$ .  
Erwarte:  $E_1 + E_2$



Beispielsweise hat das Deuteron d bei gleicher Energie  $E$  eine geringere Geschwindigkeit als das Proton p. Damit muss  $\frac{dE}{dx}$  größer sein. Größere Unterschiede treten zwischen den Elementen auf, da eine  $Z^2$ -Abhängigkeit vorliegt.

Das Messprinzip ist nur praktikabel bis zu einigen 100 MeV pro Nukleon, da der absorbierende Detektor zu massiv und schwer wird und hadronische Wechselwirkungen im Detektor das Ergebnis verfälschen. Will man bis zu TeV-Energien Teilchen identifizieren und deren Impuls messen, muss man andere Methoden anwenden.

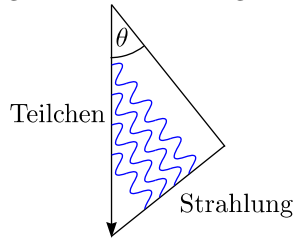




Aus  $T_1$  und  $T_2$  lässt sich die Flugrichtung mit hoher Zeitaufösung bestimmen. Aus der Spur lässt sich die Bahnkrümmung ausmessen.

### 2.1.1 Cerenkov-Detektor

Bewegen sich geladene Teilchen in einem Medium mit Brechungsindex  $n$  mit der Geschwindigkeit  $v > \frac{c}{n}$  (also größer als der Lichtgeschwindigkeit im Medium), so erzeugen diese Teilchen CERENKOV-Strahlung.



$$\cos \theta_c = \frac{c}{n \cdot \beta \cdot c} = \frac{1}{n \cdot \beta}$$

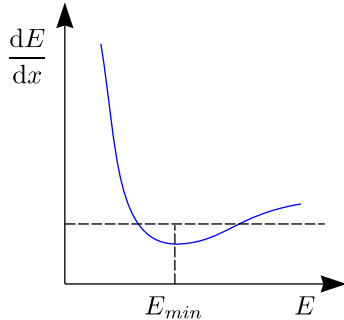
$$\theta_c = \arccos \left( \frac{1}{n} \right)$$

Aus  $n > 1$  folgt die Schwellenenergie.

$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_s^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} = \frac{E_s}{m_0 c^2}$$

$$E_s = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}$$

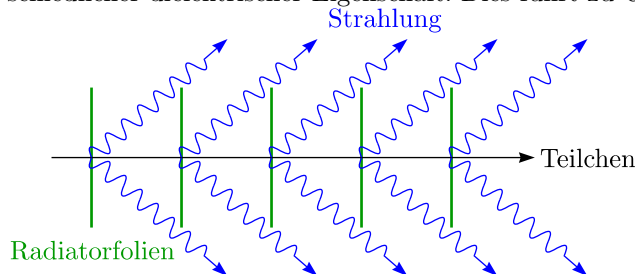
Mit dem CERENKOV-Detektor können wieder Teilchen mit  $E < E_s$  unterdrückt werden.



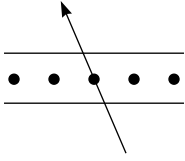
Es gibt damit eine Vieldeutigkeit in der  $\frac{dE}{dx}$ -Messung unterhalb von  $E_{min}$ . Durch geeignete Wahl von  $n$  können Teilchen unterhalb von  $E_{min}$  unterdrückt werden.

### 2.1.2 Übergangsstrahlungsdetektoren

Unterhalb der CERENKOV-Schwelle passieren geladene Teilchen den Übergang zwischen Medien mit unterschiedlicher dielektrischer Eigenschaft. Dies führt zu Übergangsstrahlung (nach GINZBURG 1946):



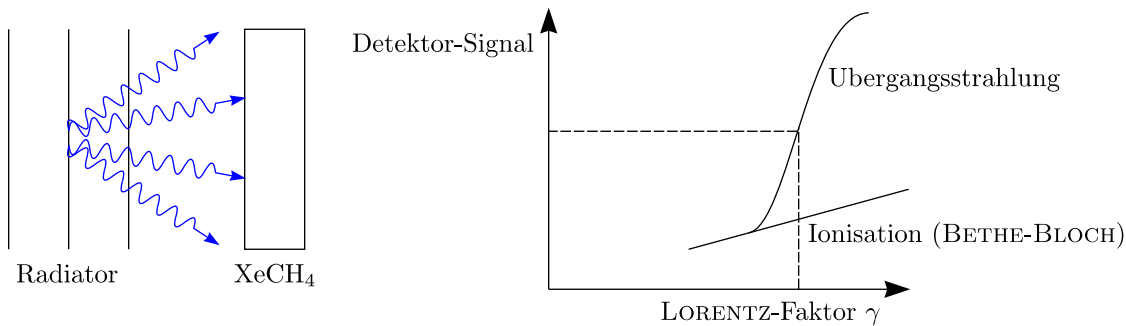
Bei Photonen im RÖNTGEN-Bereich ist die abgestrahlte Energie  $\sim \gamma$  mit  $\gamma = \frac{E}{mc^2}$  (LORENTZ-Faktor). Damit ist auch hier eine Energiemessung möglich. Der Nachweis kann beispielsweise auch mit einer Vieldrahtproportionalkammer durchgeführt werden.



Beim Photoeffekt gilt  $\sigma \sim Z^5$ .

☞ Großer Wirkungsquerschnitt für Elemente mit großen  $Z$

☞ Xe



### 2.1.3 Daten einer Messung

- 1.) Ballon mit Helium gefüllt ( $\approx 10^6 \text{ m}^3$ , Durchmesser: 130 m)
- 2.) Nutzlast:  $\approx 5 \text{ t}$
- 3.) Flughöhe:  $\approx 40 \text{ km}$ , 3 bis 5  $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$
- 4.) Flugdauer Standardflug: 1 bis 2 Tage
- 5.) Ladungsmessung:

$$\frac{dE}{dx} \sim Z^2, Z \sim \sqrt{\text{Signal im Szintillator}}$$

## 2.2 Energiespektrum am oberen Rand der Atmosphäre

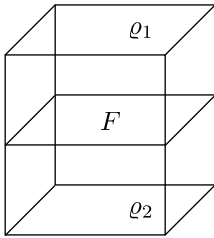
Die wichtigsten Eigenschaften sind:

- 1.) Potenzgesetz:  $\frac{dN}{dE} \sim E^{-\gamma}, \gamma \approx 2,7$

Die Teilchen sind also nicht thermischen Ursprungs, sonst würde  $\frac{dN}{dE} \sim \exp(-\chi \cdot E)$  gelten.

- 2.) Unterhalb von  $\sim 1 \text{ GeV}$  pro Nukleon zeigen alle Elemente eine Abweichung, die besonders stark während hoher solarer Aktivität (hohe Anzahl von Sonnenflecken) ist. Der Effekt wird daher als solare Modulation bezeichnet. Die Ursache dafür ist, dass geladene Teilchen extrasolaren Ursprungs gegen den Sonnenwind zur Erde diffundieren. Damit gibt es eine untere „Grenzenergie“ beobachtbarer Teilchen.
- 3.) In grober Näherung besitzen verschiedene Elemente etwa die gleiche logarithmische Steigung (das heißt Index  $E^{-\gamma}$ ), wenn man die Energie pro Nukleon bzw. Energie pro  $Z$  (magnetische Steifigkeit) aufträgt. Teilchen mit gleicher magnetischer Steifigkeit unterliegen offensichtlich sehr ähnlicher Dynamik.

## 2.3 Diffusion von Gasen



Entfernt man die Wand, so findet Diffusion statt; die Gase durchmischen sich gegenseitig.

$$\frac{\Delta m}{\Delta t} = -D \cdot F \cdot \frac{d\rho}{dx}$$

$D$  ist der Diffusionskoeffizient und hat die Einheit  $\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ . Man kann nun eine Teilchenstromdichte  $j$  festlegen mit der Teilchendichte  $n$ :

$$j = \frac{\Delta m}{F \cdot \Delta t} \cdot \frac{N_L}{M} \text{ mit } n = \frac{\rho \cdot N_L}{M} \Rightarrow j = -D \cdot \frac{dn}{dx}$$

a.) Erstes FICKSches Gesetz:  $\vec{j} = -D \text{grad } n$

b.) Zweites FICKSches Gesetz:  $\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0$

Diese beschreibt die Teilchenzahlerhaltung; man bezeichnet sie auch als **Kontinuitätsgleichung**.

$$\frac{dN_i}{dt} = -\frac{N_i}{\tau_{esc}} - \frac{\partial}{\partial E}(b_i N_i) - n \cdot v \cdot \sigma_i \cdot N_i - \frac{N_i}{\gamma \cdot \tau_i} + Q_i + \sum_{j>i} n \cdot v \cdot \sigma_{ij} \cdot N_j + \sum_{j>i} \frac{N_j}{\gamma \cdot \tau_{ij}}$$

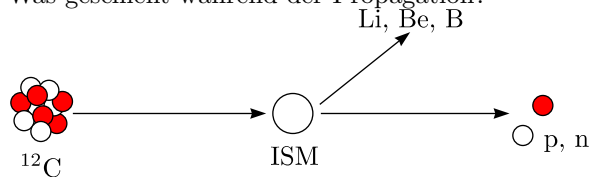
Falls keine Energie-Verlust beispielsweise durch Kollisionen stattfindet, gilt:

$$N_i(E) = N_{i,0}(E) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{esc}}\right)$$

$\tau_{esc}$  kann als mittlere Zeit interpretiert werden, die das Teilchen im Volumen verbringt.

## 2.4 Propagation durch die Galaxis

Was geschieht während der Propagation?



Solche streifenden Kernreaktionen, bei denen der einlaufende Kern einige Nukleonen verliert, nennt man **Spallations-Reaktionen**. Da Li, Be und B im Sonnensystem nur sehr selten vorkommt (primordialen Häufigkeiten aus Urknall), wirkt sich die Erzeugung aus den viel häufigeren Kernen der Gruppe C, N und O sehr deutlich aus. Man kann die gleiche Argumentation für Elemente unterhalb Fe führen.

### 2.4.1 Diffusionsmodell und Leaky-Box-Modell

Beim Transport geladener Teilchen durch die Galaxis müssen eine Reihe von Effekten berücksichtigt werden:

☞ Ablenkung durch  $\vec{B}$ -Felder

- ☞ Energieverlust durch Ionisation
- ☞ inelastische Reaktionen
- ☞ Fragmentation von Kernen, Spallation
- ☞ radioaktiver Zerfall
- ☞ Synchrotronstrahlung
- ☞ Produktion elastischer Stöße mit interstellarem Medium
- ☞ Produktion von Zerfällen schwerer Kerne

Teilchen der kosmischen Strahlung diffundieren durch die Galaxis (Diffusionsmodell). Die Entwicklung der Teilchendichte  $N(E, x, t)$  wird dabei beschrieben durch eine Transportgleichung.

### 2.4.2 Durchlaufene Materiedichte

Im Falle eines Gleichgewichts ist  $\frac{dN_i}{dt} = 0$ .

$$\frac{N_i}{\tau_{esc}} = -\frac{\partial}{\partial E}(b_i N_i) - \left( n \cdot v \cdot \sigma_i + \frac{1}{\gamma \cdot \tau_i} \right) \cdot N_i + Q_i + \sum_{j>1} \left( n \cdot v \cdot \sigma_{ij} + \frac{1}{r \cdot \tau_{ij}} \right) \cdot N_j$$

Es ist damit eine Untersuchung von einer Vielzahl von Isotopen und deren  $E$ -Abhängigkeit möglich:

$$\lambda_{esc} = v \cdot \varrho \cdot \tau_{esc} \approx 10 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \cdot \frac{v}{c} \cdot \left( \frac{4}{R} \right)^\delta \quad \text{mit } \delta \approx 0,6, R > 4 \text{ GeV}, R = \frac{p \cdot c}{Z \cdot e}$$

$$\lambda_{esc} \approx 5 - 10 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

Der Wert von  $\lambda_{esc}$  wird bestimmt durch Spallationsprozesse. Alle Teilchen durchlaufen etwa die gleiche Materiedicke, nämlich  $10 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ , bevor sie aus der Galaxis entweichen. Es ist jedoch zu beachten, dass gleiche Materiedicke eine unterschiedliche Anzahl von Wechselwirkungen für verschiedene Teilchen mit sich bringt. Die Wechselwirkungslänge  $\lambda_{int}$  ist:

$$\lambda_{int}(p) \approx 55 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \gg \lambda_{esc}$$

$$\lambda_{int}(\text{Fe}) \approx 2,3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \ll \lambda_{esc}$$

Die Protonen sollten damit die Quellverteilung ähnlicher sein als Fe, weil sie eben weniger wechselwirken. In der galaktischen Scheibe befindet sich etwa ein Wasserstoffatom pro Kubikzentimeter:

$$n \approx 1 \frac{\text{Wasserstoffatom}}{\text{cm}^3} \hat{=} 1,67 \cdot 10^{-24} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$$

$$\frac{\lambda_{esc}}{n} = \frac{10 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}}{1,67 \cdot 10^{-24} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}} = 6 \cdot 10^{22} \text{ m}$$

Der Durchmesser unserer Galaxie beträgt etwa  $9 \cdot 10^{20}$  m, deshalb sind etwa mindestens 100 Durchläufe durch die galaktische Scheibe nötig, um auf  $10 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  zu kommen. Dazu benötigen sie die Zeit:

$$\tau_{KS} \approx \frac{6 \cdot 10^{22} \text{ m}}{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ a}$$

Entsprechend größeres Alter tritt auf, wenn auch dünneres Medium durchlaufen wird. Gibt es auch eine direkte Methode, das Alter der kosmischen Strahlung zu bestimmen?

### 2.4.3 Anti-Teilchen in der kosmischen Strahlung

Ist das Universum symmetrisch bezüglich Materie und Antimaterie? Dies ist nicht in unserer Nähe der Fall, sonst haben wir einen hohen  $\gamma$ -Untergrund aus  $p\bar{p} \mapsto \gamma\gamma$ . Aber vielleicht gibt es Antigalaxien, die Kosmische Strahlung bestehend aus Antiteilchen emittieren? Im Jahre 1979 wurden  $\bar{p}$  in der kosmischen Strahlung entdeckt. Man erwartet jedoch auch  $\bar{p}$  aus hochenergetischen Reaktionen  $pp \mapsto p\bar{p} + x$  mit  $E_{p,min} > 6 \text{ GeV}$ . So werden auch Positronen  $e^+$ , Neutrinos und vielleicht auch Anti-Kerne erzeugt:  $pp \mapsto \pi^+\pi^- \mapsto \mu^+\mu^- \mapsto e^+e^-$ . Die Erzeugung wird beschrieben durch den vorletzten Term in der Propagationsfunktion.

## 2.5 Quellen und Beschleunigung der kosmischen Strahlung

### 2.5.1 Energetik

Betrachten wir den Energieinhalt der kosmischen Strahlung in unserer Galaxis (Leaky-Box-Modell):

$$E_{tot} \simeq \varepsilon_{KS} \cdot V_{gal} \approx \varepsilon_{KS} \cdot \pi \cdot R^2 \cdot d \approx 1 \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3} \cdot \pi \cdot (15 \text{ kPc})^2 \cdot 16 \text{ Pc} \approx 2 \cdot 10^{67} \text{ eV}$$

Um den Fluss zeitlich konstant zu halten, müssen die Quellen also einen Energieausstoß von

$$L_{KS} \approx \frac{2 \cdot 10^{67} \text{ eV}}{6 \cdot 10^6 \text{ a}} \approx 10^{53} \frac{\text{eV}}{\text{s}} = 1,5 \cdot 10^{41} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$$

aufweisen. Eine gebräuchliche Energieeinheit in der Astrophysik ist  $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$ .

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \Rightarrow L_{KS} \approx 1,5 \cdot 10^{41} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$$

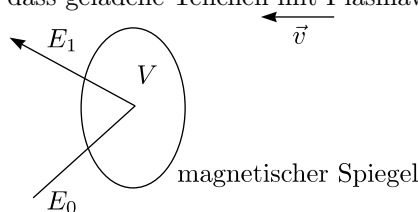
Die Sonne besitzt einen Energieausstoß von  $L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{33} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$  ( $3,56 \cdot 10^{26} \text{ W}$ ); die Abstrahlung besteht jedoch überwiegend aus elektromagnetischer Strahlung. Der Sonnenwind besitzt eine Energiedichte von etwa  $5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3}$ ; die kinetische Energie liegt bei  $1 - 10 \text{ MeV}$ . Welche Quellen in der Galaxis können einen genügend hohen Energieausstoß liefern? Sterne können dies offensichtlich nicht, jedoch eventuell Supernovae. Man findet etwa 15 solcher Supernovae pro Galaxie in 30 Jahren. Diese strahlen etwa  $10^{51} \text{ erg}$  in Form von kinetischer und optischer Energie ab.

$$\frac{10^{51} \text{ erg}}{30 \text{ a}} = 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$$

Eine Energieumwandlung von kinetischer Energie im Prozentbereich würde genügen. Ein Kandidat dafür ist Cassiopeia A, die hellste Radioquelle am Nordhimmel. Sie befindet sich in einem Abstand von etwa  $2,8 \text{ kPc}$  von uns und wurde im Jahre 1658 zum ersten mal beobachtet. Cassiopeia A strahlt etwa  $5 \cdot 10^{51} \text{ erg}$  kinetischer Energie ab. Supernovae sind gute Kandidaten für Quellen und Beschleunigung der kosmischen Strahlung.

## 2.6 Fermi-Mechanismus und Schockbeschleunigung

Das Prinzip der stochastischen Beschleunigung wurde von Fermi im Jahre 1949 vorgeschlagen. Die Idee ist, dass geladene Teilchen mit Plasmawolken wechselwirken.

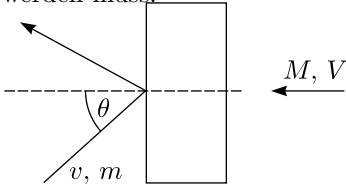


Die Masse der bewegten Wolke ist viel größer als die Masse des Teilchen; diese hat damit keinen Rückstoß. Es gilt  $E_1 = \xi \cdot E_0$ , wobei  $\xi > 1$  ist, falls die Wolke auf das Teilchen zufliegt. Nach  $k$  Stößen gilt  $E_k = E_0(1 + \xi)^k$  (1). Das Teilchen kann jedoch auch bei der Wechselwirkung verloren gehen, nämlich beispielsweise in der

Plasmawolke verweilen. Sei nun  $0 < P_{esc} < 1$  die Entkommen- oder Verlustwahrscheinlichkeit. Nach  $k$  Stößen sind  $N_k = N_0 \cdot P_{esc}^k$  Teilchen übrig. Aus Gleichung (1) ergibt sich  $k$ :

$$k = \frac{\ln\left(\frac{E_k}{E_0}\right)}{\ln(\xi + 1)} = \frac{\ln\left(\frac{N_k}{N_0}\right)}{\ln(P_{esc})} \Rightarrow \boxed{\frac{N_k}{N_0} = \left(\frac{E_k}{E_0}\right)^{\frac{\ln(P_{esc})}{\ln(\xi+1)}}}$$

Die Anzahl der übrigen Teilchen gehorcht also einem Potenzgesetz. Es ist jedoch zu beachten, dass in einer realistischen Betrachtung alle möglichen Streuwinkel berücksichtigt werden müssen und über diese integriert werden muss.



Es ist  $M \gg m$ , die Geschwindigkeit der Wolke wird durch den Stoß also nicht vermindert; das Schwerpunktsystem ist also das System der Wolke. Die Energie des Teilchens vor dem Stoß im Schwerpunktsystem ergibt sich durch:

$$E' = \gamma_V \cdot (E + V \cdot p \cdot \cos \theta) \text{ mit } \gamma_V = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$p'_x = p' \cos \theta = \gamma_V \left(p \cdot \cos \theta + \frac{V \cdot E}{c^2}\right)$$

Die Energie des Teilchens bleibt im Schwerpunktsystem erhalten. Die Energie bleibt gleich, aber die Impulsrichtung dreht sich um:  $E'_{einl} = E'_{ausl}$ ,  $p'_x = -p'_x$ .

### 2.6.1 Fermi-Beschleunigung 1.Ordnung

Wir müssen einen Prozess suchen, bei dem die Kollisionen sehr viel häufiger und möglichst nur gegenseitig stattfinden. 1977: Solche Bedingungen sind im Bereich von Schockwellen gegeben, wenn magnetisches Plasma ( $T, \rho, p$ ) sich mit Überschallgeschwindigkeit durch das interstellare Medium bewegt; dann ist  $\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{2U}{c}$ . Ein anderes Beispiel ist die Bugwelle des Sonnenwindes gegen das interstellare Medium (Pioneer/Voyager-Mission). Die wesentliche Physik ist aus Lehrbüchern bekannt wie beispielsweise LANDAU-LIFSCHITZ. Was passiert, wenn sich die Schockwelle durch ein Gasmedium bewegt? Dann gelten verschiedene Erhaltungssätze wie beispielsweise die Massenerhaltung:

$$\rho_1 \cdot v_1 = \rho_2 \cdot v_2 \Leftrightarrow \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

Im Zusammenhang mit dem idealen Gasgesetz  $pV = nRT$  hat man den Adiabatenkoeffizienten kennengelernt, der definiert ist als Quotient auch Wärmekapazität bei konstantem Druck durch Wärmekapazität bei konstantem Volumen:

$$\kappa = \frac{C_p}{C_V} = 1 + \frac{2}{f} = 1 + \frac{2}{3} = \frac{5}{3}$$

$f$  ist die Anzahl der Freiheitsgrade; beim idealen Gas gibt es genau drei Freiheitsgrade, nämlich die der Translation in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung. Damit folgt weiter:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\kappa - 1) \cdot p_1 + (\kappa + 1) \cdot p_2}{(\kappa + 1) \cdot p_1 + (\kappa - 1) \cdot p_2}$$

Für ideale Schocks ist  $M \gg 1$  und  $p_2 \gg p_1$ , womit sich ergibt;

$$\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} = \frac{\frac{5}{3} + 1}{\frac{5}{3} - 1} = 4 \Rightarrow \boxed{v_2 = \frac{1}{4}v_1}$$

Weiter gilt Energie- und Impulserhaltung.

a.) Ruhesystem des ungeschockten interstellaren Mediums:

$$\frac{p_2}{p_1} = 2 \cdot \kappa \cdot M_1^2 \cdot \frac{1}{\kappa + 1}, \text{ wobei } M_1 = \frac{v_1}{c_1} \text{ und } c_1 = \sqrt{\frac{\kappa \cdot p_1}{\rho_1}}$$

$c_1$  ist die Schallgeschwindigkeit im interstellaren Medium.

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{2\kappa \cdot (\kappa - 1) \cdot M_1^2}{(\kappa + 1)^2}$$

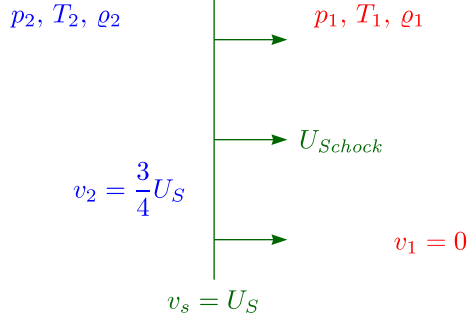
b.) Ruhesystem des interstellarem Mediums vor dem Schock, Isotrope Verteilung der Teilchen

c.) System mit Schockfront in Ruhe

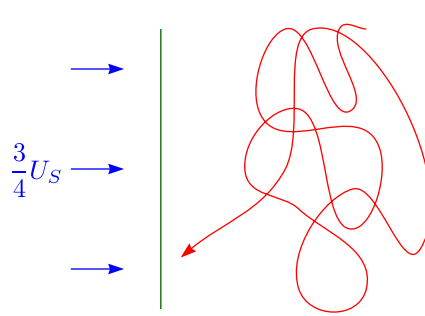
d.) System mit geschocktem Medium in Ruhe, Isotropie der Teilchen der kosmischen Strahlung

Was passiert bei Durchtritt eines solchen Schocks durch das interstellare Medium?

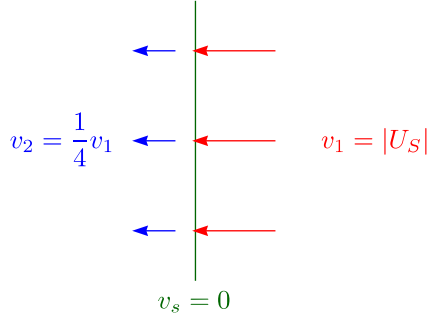
Ruhesystem des ungeschockten ISM



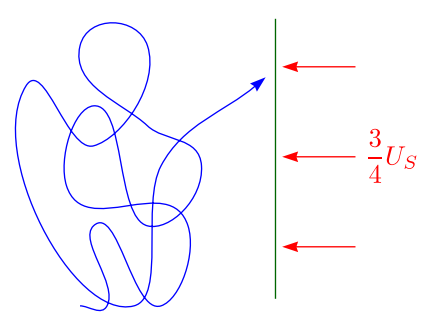
Ruhesystem des ungeschockten ISM



Ruhesystem der Schockfront



Ruhesystem des ungeschockten ISM



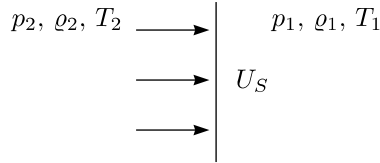
- 1.) Teilchen befinden sich im interstellarem Medium vor dem Schock
- 2.) „Plötzlich“ werden die Teilchen von der Schockfront überfahren. Alle Plasmawolken kommen aus einer Richtung mit  $\frac{3}{4}u_s$  auf die Teilchen zu. Dies führt zu einem Energiegewinn nach  $\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{u_s}{c}$ .
- 3.) Isotropisiertes Teilchen bleibt in der Nähe des Schocks und kann diesen aufgrund seiner hohen Geschwindigkeit durchlaufen.
  - ⇒ Alle Turbulenzen bewegen sich wiederum auf die Teilchen zu.
  - ⇒ Mehrfache Reflektion, Energiegewinn  $\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{U_s}{c}$
- 4.) Nach 2.)

Bemerkenswert ist:

- 1.) Völlige Symmetrie vor/hinter dem Schock
- 2.) im Mittel nur Kopf-an-Kopf-Stöße

3.) Prozess läuft sehr schnell ab

Die Teilchen bleiben in der Nähe der Schockfront gefangen und werden bei jedem Durchgang um  $\frac{U_S}{c}$  beschleunigt, bis sie irgendwann beispielsweise aufgrund sehr hoher Energie nicht mehr von den Turbulenzen reflektiert werden können.



4.) Mittels der BELL-Gleichungen aus der kinetischen Gastheorie sind Verluste berechenbar. Das Ergebnis ist wieder ein Skalengesetz:

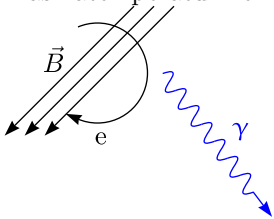
$$N(E) dE \propto E^{-2} dE$$

Der Index  $-2$  hängt allein vom Adiabatenkoeffizienten ab! Dies ist also in jeder Beziehung das, was gesucht war. Der Index  $-2$  ist nahezu typisch für viele astrophysikalische Quellen. Für die kosmischen Strahlung ist  $\gamma \approx -2,7$ , was erklärt wird durch Propagationseffekte, Spallation und dergleichen.

## 2.7 Galaktische Quellen

### 2.7.1 Supernovae

Wir hatten bereits gesehen, dass Supernovae genügend Energieausstoß liefern können. Zudem werden häufig Schockfronten beobachtet (beispielsweise: TYCHO-Supernova). Die Expansionsgeschwindigkeit der Schale beträgt bis zu  $20$  bis  $30 \cdot 10^3 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ . Die Schallgeschwindigkeit  $v_s$  ist etwa  $20 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ , womit  $M \gg 1$  ist. Die Dauer, in der sich die Schockfront ausbreitet, kann bis zu  $10000$  Jahren betragen. Hieraus ergeben sich Durchmesser der kugelförmigen Schockfronten zu  $2$  bis  $3$  kpc. Diese sind also  $10^{10}$  mal größer als die Bugwelle der Erde gegen das interplanetare Medium. Zunächst leuchtet eine Supernova im RÖNTGENbereich, was von der enorm hohen Plasmatemperatur herrührt.



Durch Expansion kühlt die Schale ab; zudem wird das interstellare Medium „vorhergeschoben“, womit der Schock abgebremst wird. Zu beachten ist, dass bei der Synchrotronstrahlung gilt:

$$-\frac{dE}{dt} \sim \left(\frac{E}{m_0}\right)^4 \sim \gamma^4 \text{ bzw. } -\frac{dE}{dt} \sim B^2 \cdot \gamma^2$$

Dies ist für Elektronen wesentlich bedeutsamer ( $\sim 10^4$ ) als für Protonen. Wir sehen, dass das Bild der Schockbeschleunigung bestätigt ist (allerdings nur für Elektronen).

Wichtig für die Hochenergie-Astrophysik sind insbesondere aktive Galaxien und ihre Kerne (active galactic nuclei: AGN). Diese wurden erstmals von KARL SEYFERT im Jahre 1940 am Mount-Wilson-Observatorium beobachtet. Einige Prozent der Spiralgalaxien besitzen sehr helle blaue „punktförmige“ Kerne mit sehr starken und breiten Emissionslinien. Die Breite wird vermutlich durch den DOPPLER-Effekt verursacht. Damit muss das Gas äußerst turbulent sein, viel schneller als in gewöhnlichen Galaxien ( $v$  beträgt einige Prozent von  $c$ ). Man bezeichnet diese Galaxien als „SEYFERT-Galaxien“.

Im Jahre 1954 begann die Radioastronomie. Es wurden damals extrem helle Radioquellen aus Richtung einer unauffälligen Galaxie bei  $z = 0,05$  bzw.  $d = \frac{c \cdot z}{H_0} \approx 300$  Mpc entdeckt. Nach der Sonne ist dies die zweitstärkste Radioquelle am Nordhimmel; man gab ihr den Namen Cygnus A. Sie ist etwa  $300$  mal soweit entfernt wie Andromeda. Später konnte mit viel besserer Auflösung gearbeitet werden. Dann stellte man fest, dass die

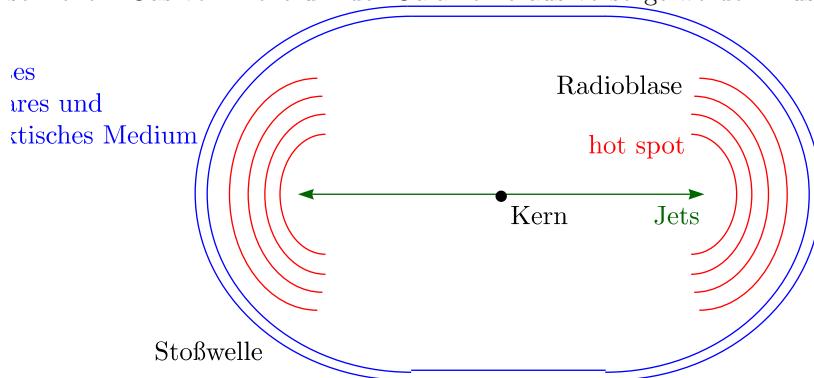


Strahlung aus zwei getrennten Regionen kommt, die jeweils  $\approx 1006$  pc vom gemeinsamen Zentrum entfernt sind. Erklärung: Die Radiostrahlung entsteht in den Blasen durch spiralisierende Elektronen in  $\vec{B}$ -Feldern (Synchrotronstrahlung). Die abgestrahlte Energie übersteigt die einer Supernova bei weitem und dies „dauerhaft“. Die Energie stammt aus dem Kern der Galaxie (AGN) und ist nur erklärbar durch supermassive schwarze Löcher. Etwa bis 40% der Ruhemasse könnte als Strahlung freigesetzt werden (vergleiche mit Kernfusion:  $\approx 0,8\%$ ). In der heutigen Klassifikation ist AGN ein Oberbegriff mit den Unterklassen:

- ☞ SEYFERT-Galaxien
  - > radio-laut
  - > radio-leise
- ☞ Radiogalaxien
- ☞ Quasare
- ☞ Blasure
- ☞ MARKARIAN-Galaxien

Die Objekte werden nach Morphologie der Jets, Leuchtstärke in verschiedenen Wellenlängen, Variabilität usw. klassifiziert. Ein Quasar (quasi stellar object) ist spektral vergleichbar zu Sternen; sie sind jedoch variabel in der Intensität und viel zu leuchtstark, um als Stern interpretiert werden zu können. Beispielsweise sind typische Quasare 1000 mal heller als unsere gesamte Galaxis! Vermutlich sind diese Objekte physikalisch sehr ähnlich; sie unterscheiden sich lediglich in ihrer geometrischen Lage zu uns. AGN sind die energiereichsten und dauerhaftesten Phänomene, die wir im Universum kennen. Sind sind sehr kompakt mit Durchmessern in der Größenordnung des Sonnensystems (siehe später).

Die einzige Erklärungsmöglichkeit zur Erklärung der Jets und Blasen ist, dass die Blasen von zwei Strömen aus sehr schnellem Gas vom Zentrum der Galaxie heraus versorgt werden müssen.



Das interstellare Medium befindet sich um Bereich der Galaxienkerne und das intergalaktische Medium weiter außen. Diese setzen dem Jet einen Widerstand entgegen. Das Ende der Jets bewegt sich langsamer als das im inneren strömende Gas. Die Energie staut sich als am Ende auf, was zu hot spots führt. Das Gas im Jet bewegt sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit. Bei Annäherung an die hot spots findet ein plötzliches Abbremsen statt und eine Stoßwelle bildet sich aus. Beim Durchlaufen der Stoßfront wird die kinetische Energie des Jets umgewandelt in die Energie von relativistischen Elektronen die sich in einem Magnetfeld bewegen, womit Radiostrahlung ausgesendet wird. Woher kommt die Energie, die in den Jets nach außen getragen wird? Vermutlich sind dafür rotierende schwarze Löcher verantwortlich. An den hot spots könnten Teilchenbeschleunigung und Termierungsschocks auftreten. Man vermutet, dass dann vielleicht hochenergetische Teilchen bis  $10^{20}$  eV erzeugt werden. Es ist jedoch zu beachten, dass bislang keine der diskutierten Quellen zweifelsfrei als Hadronenbeschleuniger identifiziert wurden. Wir wissen nur, dass dort jeweils hochenergetische Elektronen erzeugt werden. Die Quellen der kosmischen Strahlung sind also im Moment noch unbekannt. Aus diesem Grund widmen sich aktuelle Experimente diesem Problem.



# Kapitel 3

## Nachweis und grundlegende Eigenschaften der kosmischen Strahlung bei Energie oberhalb 10 TeV

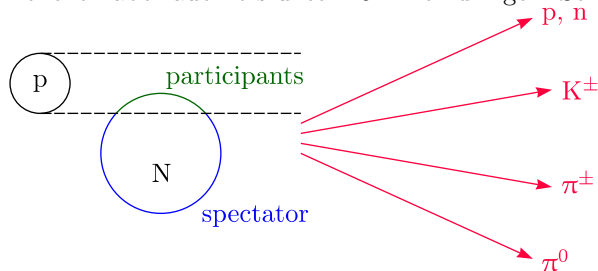
Wir erinnern uns an das Flussspektrum. Für Energie  $> 5 \cdot 10^{15}$  eV beträgt der Fluss ein Teilchen pro Quadratmeter pro Jahr. Es kann also innerhalb einer vernünftigen Zeitdauer die Strahlung nicht mehr auf Ballon- oder Satelliten-Experimenten nachgewiesen werden. Das ambitionierteste Experiment zum direkten Nachweis bis ungefähr 1000 TeV ist das ACCESS-Experiment (Advanced Cosmic ray Composition Experiment für the Space Station). Das Ziel ist die direkte Messung der Elementzusammensetzung bis  $10^{15}$  eV.

### 3.1 Entstehung und Nachweis von Luftschauern

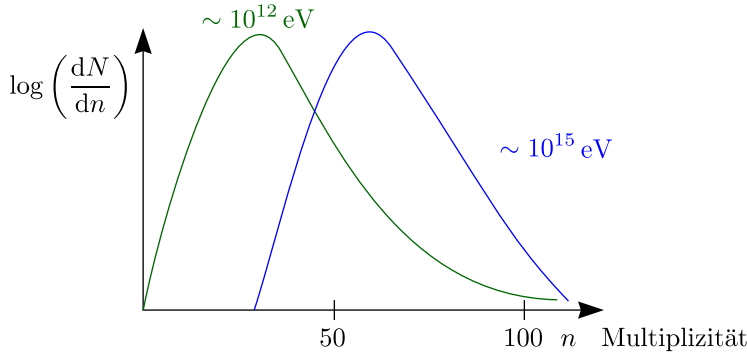
Die Atmosphäre wirkt für die kosmischen Strahlung wie ein Absorbermaterial. Die vertikale Dicke der Luft ist  $1035 \text{ gcm}^2$ , was zwölf hadronischen Wechselwirkungslängen  $\lambda_I$  oder 30 elektronischen Wechselwirkungslängen  $X_0$  entspricht. Hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung (Hadronen) wechselwirken im Mittel nach einer hadronischen Wechselwirkungslänge.

$$\lambda_I = \frac{1}{n \cdot \sigma} \simeq 90 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \text{ für Protonen in der Luft}$$

$\sigma_i$  ist der hadronische Wechselwirkungsquerschnitt für Primärteilchen und Atomen in der Lufthülle (78% Stickstoff).  $\sigma_{\text{p-Luft}}$  beträgt etwa 400 mb und  $n$  ist  $\frac{28,8 \text{ g}}{6 \cdot 10^{23} \text{ Teilchen}}$ . Damit erfolgt der erste Stoß im Mittel nach  $90 \text{ gcm}^2$ , was (nach der barometrischen Höhenformel) einer Höhe von 20 km entspricht. In einigen % können Teilchen aber auch bis unter 10 km eindringen. Sehr oft passieren „streifende“ Prozesse:



Im Mittel verliert das Projektil bei einer Wechselwirkung etwa 40% bis 60% seiner Energie, die dann zur Produktion neuer Teilchen zur Verfügung steht. Die Anzahl der Sekundärteilchen  $n$  lässt sich folgendermaßen auftragen:



Es ist  $\langle M \rangle$  proportional zu  $\ln(E)$ , hängt also logarithmisch von der Energie ab. Pionen zerfallen in Myonen und Neutrinos nach der Gleichung  $\pi^+ \mapsto \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$  oder  $\pi^- \mapsto \mu^- + \nu_\mu$  mit  $\tau_0 = 26$  ns. Die Teilchen sind relativistisch und daher gilt für die mittlere Reichweite bis zum Zerfall:

$$R = \gamma \cdot v \cdot \tau_0 = \frac{E}{m_0 \cdot c^2} \cdot c \cdot \tau_0 \text{ mit } c \cdot \tau_0 \approx 7,8 \text{ m}$$

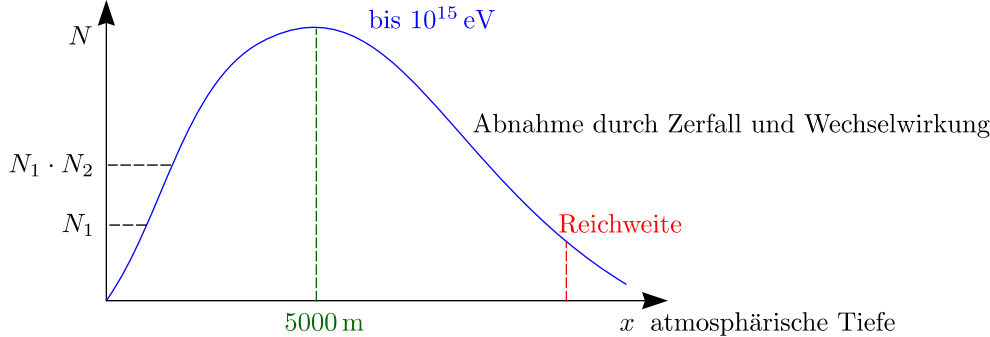
Bei einer Pion-Energie von 1 TeV gilt:

$$R = \frac{1000 \text{ GeV}}{0,14 \text{ GeV}} \cdot 30 \frac{\text{cm}}{\text{ns}} \cdot 26 \text{ ns} \approx 55 \text{ km}$$

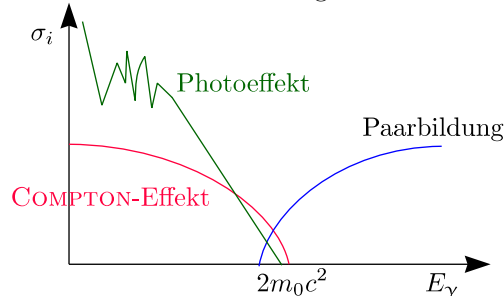
Das geladene Pion wird selbst wieder eine hadronische Wechselwirkung einem Kern oder der Lufthülle erleiden. Infolgedessen zerfallen nur sehr niederenergetische Pionen vor einer weiteren Wechselwirkung:

Wechselwirkung ①	Wechselwirkung ②	
Teilchen	$N_1$	$N_1 \cdot N_2$
Energie	$\frac{E_0}{N_1}$	$\frac{E_0}{N_1 \cdot N_2}$

Die Teilchenmultiplikation kommt erst zum Erliegen, wenn die  $\pi^\pm$  vorher zerfallen oder ihre Energie nicht mehr zur Produktion neuer Teilchen ausreicht.



Wir erwarten also  $\pi^\pm$ ,  $\mu^\pm$ , n, p, etc. In der hadronischen Wechselwirkung werden auch  $\pi^0$  erzeugt, die dann zerfallen nach dem Schema  $\pi^0 \mapsto \gamma\gamma$ , wobei  $\tau_0 = 0,8 \cdot 10^{-16}$  s und  $\tau_0 \cdot c = 25,1$  nm gilt. Die  $\pi^0$  zerfallen also selbst bei sehr hohen Energien nahezu am Entstehungsort.



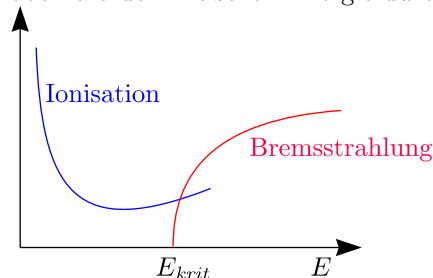
Die Paarbildung  $\gamma \mapsto e^+e^-$  dominiert bei hohen Energien. Bremsstrahlung entsteht dann durch Streuung mit Elektronen der Lufthülle:  $e^\pm \mapsto e^\pm + \gamma$ . Danach entstehen weitere Elektronen durch Paarbildung usw. Es

### 3.1. ENTSTEHUNG UND NACHWEIS VON LUFTSCHAUERN

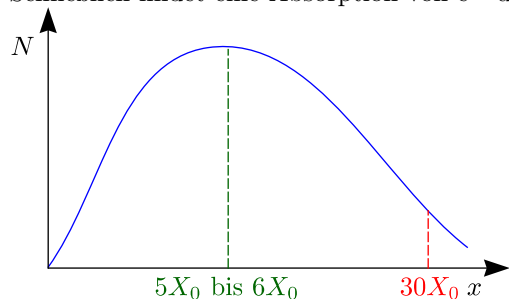
kommt zur Ausbildung einer elektromagnetischen Kaskade. Die Wechselwirkungen finden im Mittel nach einer Strahlungslänge  $X_0$  statt. Nach  $n$  Wechselwirkungen sind  $2^n$  Teilchen mit der Energie  $\frac{E_0}{2^n}$  gebildet worden. Die Multiplikation ist erst dann beendet, wenn  $\frac{E}{2^n} \leq E_{krit}$ . (Bei der kritischen Energie sind die Verluste aus Bremsstrahlung und Ionisation gleich groß.)

$$\frac{E}{2^n} \lesssim E_{krit} \approx 82 \text{ MeV in Luft}$$

Allgemein überwiegt unterhalb  $E_{krit}$  der Energieverlust von Elektronen durch Ionisation (BETHE-BLOCH) und oberhalb der kritischen Energie durch Bremsstrahlung.



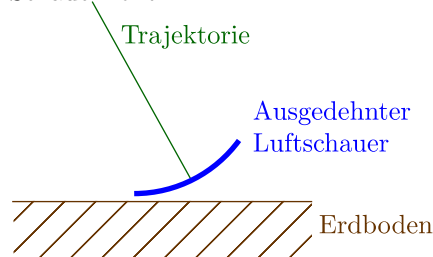
Schließlich findet eine Absorption von  $e^\pm$  und  $\gamma$  statt, so dass die Teilchenzahl wieder sinkt.



Die Anzahl der Teilchen  $N$  verhält sich analog zur hochenergetischen Schauerentwicklung. Am Boden haben wir:

elektromagnetische Komponente	$e^+, e^-$	18%
	$\gamma$	80%
$\mu$ -Komponente	$\mu$	1,7%
hadronische Komponente	$\pi^\pm, n, p$	0,3%

Alle Teilchen kommen nahezu gleichzeitig mit fast Lichtgeschwindigkeit am Boden an; es bildet sich eine Schauerfront.

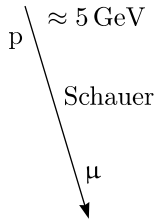


Die Energie des Primärteilchens muss mindestens 10 bis 100 TeV ( $10^{13}$  bis  $10^{14}$  eV) betragen, bevor der Schauer am Erdboden nachgemessen werden kann.

#### Beispiel:

Mit  $E \approx 10^{15}$  eV ergeben sich  $10^6$  Teilchen auf Meereshöhe. Stellt man nun einen Detektor auf der Erdoberfläche auf, so ergibt sich eine Zählrate  $f$  von  $200 \frac{\text{Hz}}{\text{m}^2}$ . Woher kommen diese Teilchen? Im wesentlichen handelt es sich um Myonen aus niederenergetischen Teilchen (GeV), die in großer Höhe hadronische Wechselwirkungen erlitten haben, aber deren Luftschauer schon vor dem Erdboden ausgestorben ist.

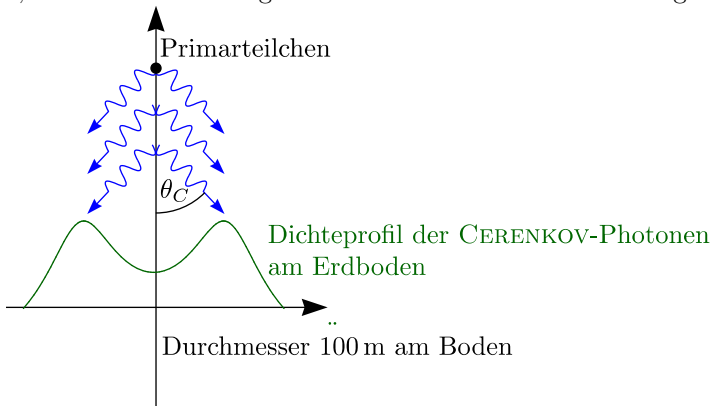
$$1 \text{ GeV} \mapsto 10^4 \frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$$



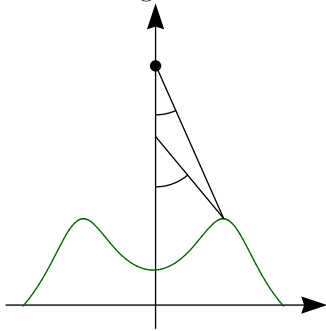
Es entstehen ausgedehnte Luftschauer durch Wechselwirkung der hochenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung mit Atomkernen der Luft. Am Erdboden können dann Elektronen, Protonen, Myonen und Hadronen nachgewiesen werden. Ein weiterer Prozess in der Atmosphäre ist beispielsweise der CERENKOV-Effekt, der durch geladene Teilchen mit  $v > c_{Luft} = \frac{c}{n_{Luft}}$  verursacht wird.  $n_{Luft}$  ist in Bodennähe ungefähr 1,000283. Hieraus ergibt sich der CERENKOV-Winkel:

$$\cos \theta_c = \frac{c}{n \cdot v} \approx \frac{1}{n} \Rightarrow \theta_c \lesssim 1,4^\circ$$

Die CERENKOV-Schwelle ist für Elektronen gegeben durch eine Energie von 22 MeV und für Myonen durch 4,4 GeV. Der überwiegende Teil der CERENKOV-Strahlung stammt von den relativistischen Elektronen.



Fokussierungseffektivität durch zunehmende CERENKOV-Winkel mit abnehmender Tiefe



**Beispiel:**

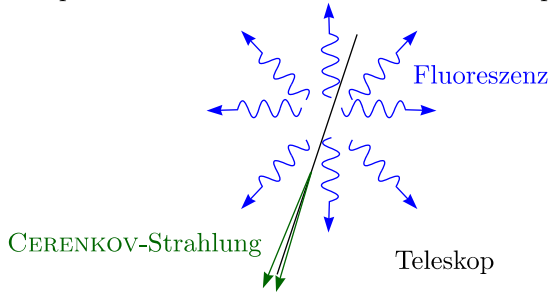
Angenommen, es treffe ein  $\gamma$ -Quant mit 1 TeV auf die Atmosphäre. Dann gibt es  $3 \cdot 10^6$  CERENKOV-Photonen (also ungefähr 100 mal mehr als Elektronen und Positronen). Diese besitzen Wellenlängen von 300 nm bis 550 nm und verteilen sich 5 ns bis 10 ns auf einer Fläche mit dem Durchmesser 100 m.

$$10^{15} \text{ eV} \mapsto 10^5 \frac{\text{CERENKOV-Photonen}}{\text{mc}}$$

Geladene Teilchen regen auch  $\text{N}_2$ -Moleküle der Atmosphäre an. Diese emittieren dann Licht der Wellenlänge 300 nm bis 450 nm durch Fluoreszenz. Das Licht wird isotrop abgestrahlt und kann daher auch von der Seite beobachtet werden im Gegensatz zur CERENKOV-Strahlung.

$$\approx 0,5\% \text{ von } \frac{dE}{dx} \approx 2,2 \frac{\text{MeV}}{\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}}$$

Damit ergeben sich 4,8 Photonen pro Meter und pro Elektron. Durch die jeweilige Ausbeute wird die Methode erst praktikabel für  $E \geq 10^{17}$  eV.  $10^{18}$  eV entspricht gerade einer 1-Watt-Glühbirne.



Alle Komponenten eines Luftschauers (Elektronen, Photonen, Myonen, Hadronen, Cerenkov-Strahlung, Fluoreszenz) steigen mit der Energie der Primärteilchen, aber nicht unbedingt linear.

## 3.2 Nachweistechniken

### 3.2.1 Teilchen am Boden

Die Erdatmosphäre ist gleichermaßen Glück und Fluch. Sie ist Fluch, da ein direkter Nachweis ohne störendes Medium nicht möglich ist und Glück, da die Ausdehnung des Schauers am Boden und die Vielzahl der Teilchen eine stichprobenartige Messung erlaubt, um auf Eigenschaften des Schauers und damit auf die des Primärteilchens zu schließen.

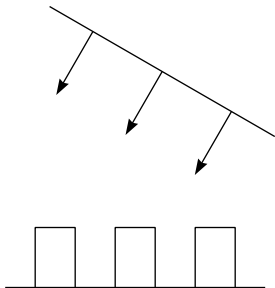
- ☞  $10^{15}$  eV: 1% Detektorabdeckung (15 m)
- ☞  $10^{20}$  eV:  $10^{-8}$  Detektorabdeckung (1,5 km)

Hat das Primärteilchen eine Energie von 1 PeV, so sind  $10^6$  Teilchen am Erdboden nachweisbar. Zum Nachweis von Elektronen verwendet man großflächige Messfelder mit Detektorstationen, Szintillationszähler.

### 3.2.2 Kaskade-Experiment in Karlsruhe

Dieser Detektor besitzt  $40000 \text{ m}^2$  Nachweisfläche, der Detektorabstand beträgt 13 m. Die Koinzidenz benachbarter Detektoren dient als Luftschauertrigger. Durch Bestimmung der Trajektorie des Primärteilchens kann man Aussagen treffen über:

- ☞ Position des Schauerzentrums aus Teilchendichte
- ☞ Richtung aus relativen Ankunftszeiten

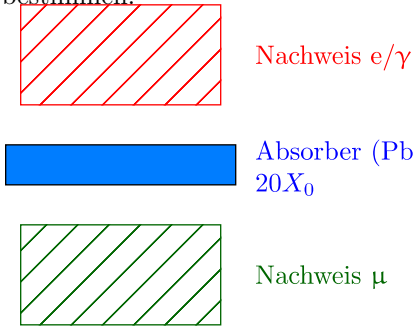


### 3.2.3 Nachweis von Myonen

Das Absorbermaterial mit einer Dicke von  $20X_0$  dient dazu, Elektronen und Photonen aus dem Luftschauer zu absorbieren. Myonen sind durchdringender, da keine Verluste durch Bremsstrahlung entstehen:

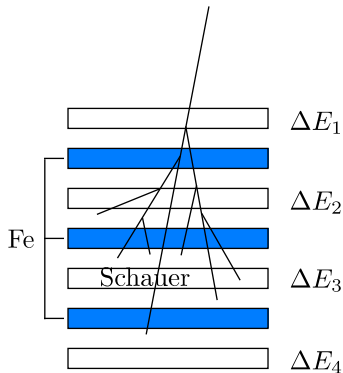
$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brems} (E) \approx \left( \frac{m_e}{m_\mu} \right)^2$$

Auf diese Weise können die  $\mu$  leicht gezählt werden. Ihre Energie muss man jedoch auf andere Art und Weise bestimmen.



### 3.2.4 Nachweis von Hadronen

Man verwendet Hadronkalorimeter wie in der Hochenergiephysik.



Die Gesamtdicke liegt bei der Größenordnung von einem bis zwei Metern, was  $10\lambda_I$  entspricht. Mit dem geringen hadronischen Wirkungsquerschnitt ergibt sich nämlich:

$$\lambda_I \sim \frac{1}{n \cdot \sigma} \sim 16,7 \text{ cm in Fe}$$

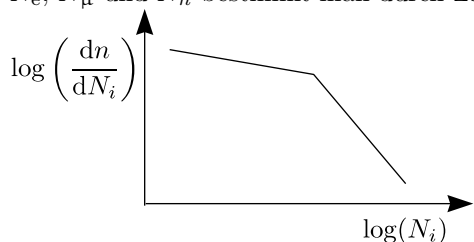
Je tiefer der Schauer in den Absorber eindringt, desto größer war die Energie des Primärteilchens. Um die Parameter des primären kosmischen Teilchens zu bestimmen, muss die Gesamtzahl der Elektronen, Myonen und Hadronen, also  $N_e$ ,  $N_\mu$  und  $N_h$  bestimmt werden. Die Vorgehensweise ist dann folgende:

- ☞ Bestimmung der jeweiligen lateralen Teilchendichte  $\varrho_{e,\mu,h}(r)$
- ☞ Geeignete Parametrisierung ist erforderlich

$$\varrho(r) \sim \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4,5}$$

$r_M$  ist der sogenannte MOLIERE-Radius; dieser ist etwa  $0,25X_0$ . In Luft ist dieser MOLIERE-Radius etwa 80 m für  $e^\pm$ , 400 m für  $\mu^\pm$  und 12 m für Hadronen. Er beschreibt die Breite der Funktion, wie steil sie abfällt. Der Vorfaktor spielt eine Rolle bei der Fläche unter der Kurve, also der Gesamtzahl der Teilchen.

$N_e$ ,  $N_\mu$  und  $N_h$  bestimmt man durch Zählen der Ereignisse, die stattfinden.



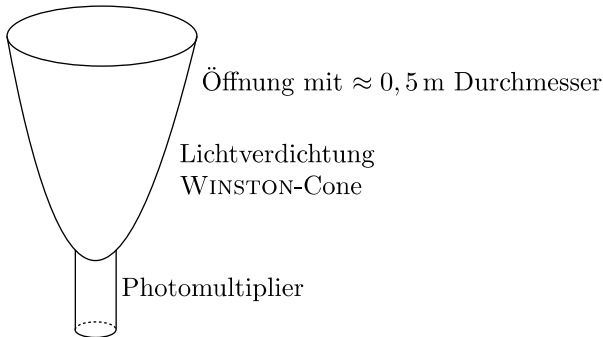


Was ist die Ursache dieses Verhalten? Der Knick wurde in Ne erstmals im Jahre 1958 von KRISTIANSEN gemessen. Wir wollen nun die Masse des Primärteilchens bestimmen. Dazu betrachten wir das Verhältnis  $\frac{e}{\mu}$  oder  $\frac{h}{\mu}$ . Ist  $\frac{e}{\mu}$  groß, so verwendet man P, für kleine  $\frac{e}{\mu}$  nimmt man Fe.

### 3.2.5 Nachweis von Cerenkov-Licht

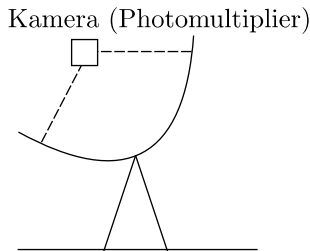
Zwei Techniken finden die Anwendung:

- 1.) Nicht abbildende CERENKOV-Detektoren



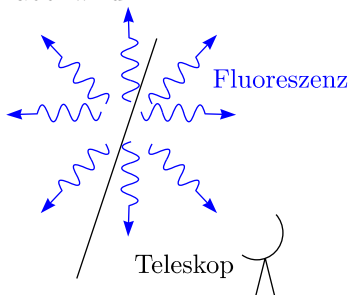
Die CERENKOV-Photonen pro Quadratmeter werden im Abstand zum Schauerzentrum gezählt (zumeist mit einem Detektor für geladene Teilchen). Aus der Gesamtzahl der Photonen folgt dann die Energie.

- 2.) Abbildende Detektoren (Teleskope)



### 3.2.6 Fluoreszenzdetektoren

Ein wichtiger Unterschied zur CERENKOV-Strahlung ist die isotrope Lichtemission am Entstehungsort. Damit ist eine Beobachtung von der Seite möglich und ein sehr viel größeres Raumvolumen mit einem Detektor beobachtbar. Der Nachteil ist, dass die Lichtmenge so gering ist, dass der Nachweis erst oberhalb von  $10^{17}$  eV praktikabel wird.



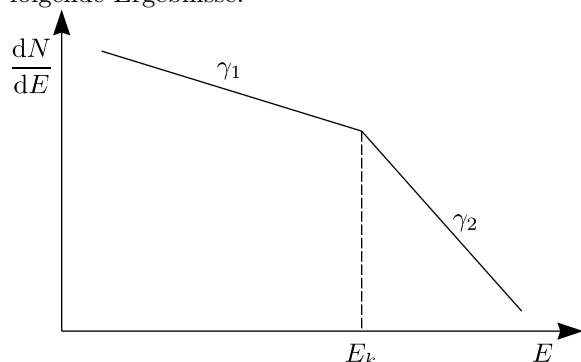
Wir machen eine einfache Abschätzung:  $10^{17}$  eV entspricht 0,1 W und  $10^{20}$  eV etwa 100 W. Beispiele dafür sind das Fly's Eye Experiment und das High Resolution Fly's Eye (HiRes) Experiment in Utah. Es werden ähnliche Teleskope verwendet, die in verschiedenen Richtungen (Fliegenauge/Faccettenauge) angeordnet sind und damit ein größeres Gesichtsfeld von  $\pm 15^\circ$  bzw.  $30^\circ$  besitzen. Man kann über verschiedene Kameras (Ankunftszeit) die Lage der Gerade, längs welcher der Schauer stattfindet, im Raum bestimmen.

### 3.3 Das Knie im Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Man kann nur aus detailliertem Vergleich mit Modellrechnungen (Luftschauersimulationen) von den experimentellen Observablen auf die primäre Masse und Energie schließen. (Wir messen  $N_e$ ,  $N_\mu$ ,  $N_h$ ,  $S_e$ ,  $S_\mu$ ,  $S_h$ ,  $N_{\text{CERENKOV}}$  und schließlich daraus mit Luftschauersimulationen auf die Energie und Masse der Teilchen. Diese Simulationen sind sehr aufwändige Rechnungen. Es sind dabei zu berücksichtigen:

- ☞ Wechselwirkung der Teilchen
- ☞ Teilchenzerfälle
- ☞ Atmosphärenprofil
- ☞ Erdmagnetfeld

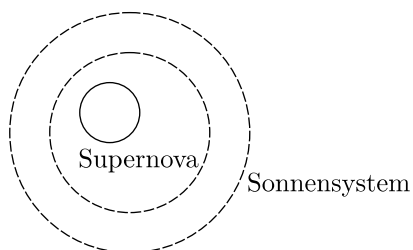
Die Rechenzeit für einen Schauer mit  $10^{18}$  eV mit modernsten Computern liegt etwa bei einem Tag! Man erhält folgende Ergebnisse:



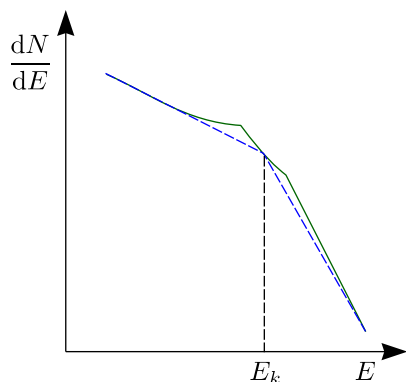
$E_k$  liegt bei etwa  $4 \cdot 10^{15}$  eV. Außerdem ist  $\gamma_1 = -2,7$ ,  $\gamma_2 = -3,1$ , wobei  $\frac{dN}{dE} \sim E^\gamma$ .

Die Ursache des Knies ist bis heute ungeklärt, eine der wichtigsten Fragen der kosmischen Strahlung. Es gibt folgende Vorschläge:

- 1.) Maximalenergie der galaktischen Beschleuniger



Wir befinden uns zufällig innerhalb eines Supernova-Beschleunigers. Die Supernova könnte vor  $10^5$  Jahren explodiert sein. Mögliche Kandidaten dafür sind Loop I ( $d \approx 130$  pc), Leminga ( $d \approx 150$  pc) und CLAYTON's Supernova ( $d \approx 40$  pc). Wir erwarten eine Feinstruktur im Bereich des Knies.



2.) Kein astrophysikalischer Effekt, sondern Effekt der Teilchenphysik

Die kosmische Strahlung wechselwirkt mit massebehafteten Neutrinos, die sich gravitativ in der Galaxie angesammelt haben:

$$p_{KS} + \bar{\nu}_e \mapsto n + e^+$$

Die Schwelle ist:

$$E_{CM} = \sqrt{m_p^2 + m_\nu^2 + 2E_p m_\nu}$$

Daraus ergibt sich

$$E_p \cdot m_\nu > 1,7 \cdot 10^{15} \text{ eV bzw. } E_p > \frac{1,7 \cdot 10^{15} \text{ eV}}{m_\nu [\text{eV}]}$$

womit eine Neutrinomasse von etwa 0,4 eV folgt, was aber noch nicht sicher ist.

3.) Effekt der Hochenergie-Wechselwirkung in der Atmosphäre

$$p + N \mapsto X + \text{Rest}$$

Das Substantiv „Rest“ stehe hier für Luftschauer. Damit ist eine Untersuchung der Wechselwirkungsmodelle nötig. Schlüsselgrößen sind:

- Elementzusammensetzung
- Anisotropie
- Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle

Es gibt einige aktuelle Resultate am KASKADE-Experiment:

- ☞ Keine (großen) Unstimmigkeiten in Beschreibung hadronischer Wechselwirkung  
Das Knie ist kein Effekt in der Atmosphäre, sondern ein Effekt der primären kosmischen Strahlung.
- ☞ Anstieg der mittleren Masse mit Energie
- ☞ Indizien für rigiditätsabhängigen Abfall einzelner Elementgruppen  $E_k \sim Z$

Das Knie wird wahrscheinlich verursacht durch Kombination zweier Effekte:

- ☞ Maximale Energie der Beschleunigung (durch Supernovae)
- ☞ Propagation: Entweichen aus der Galaxis

## 3.4 Die höchstenergetischen Teilchen

Im Jahre 1962 wurde zum ersten mal ein Teilchen mit  $E > 10^{20}$  eV beobachtet. Rechnet man den gyromagnetischen Radius aus, so wird man feststellen, dass dieser Radius größer als die Dicke der galaktischen Scheibe ist. Die Teilchen können damit nicht aus unserer Galaxis stammen. Zumindest gibt es keine stochastische Beschleunigung. Handelt es sich deshalb um extragalaktische Quellen?

- ☞ AGN – Hot Spots
- ☞ HILLAS-Diagramm  $\Rightarrow$  könnte gegebenenfalls ausreichen

Der Abstand der AGN beträgt mehrere 100 Mpc. Kann ein Teilchen bei  $E \approx 10^{20}$  eV aus so großer Entfernung kommen? Im Jahre 1964 wurde die 3K-Hintergrundstrahlung von PENZIAS und WILSON entdeckt, die als eine der Säulen des Urknallmodells gilt. Die Idee ist, dass diese kosmische Hintergrundstrahlung entstand, als das Universum etwa 300 000 Jahre alt war. Man nimmt an, dass nach dieser Zeit Elektronen und Protonen zu Wasserstoffatomen rekombinierten. Dies geschah bei einer Temperatur  $T_{rek}$  von etwa 3000 K. Durch die Expansion des Raumes bis heute hat sich diese Temperatur verringert:

$$T_{heute} = \frac{T_{rek}}{1+z} \approx \frac{3300}{1100} = 2,73 \text{ K}$$

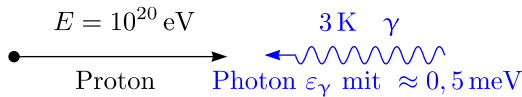
$z$  ist hierbei die Rotverschiebung. Das Spektrum dieser Hintergrundstrahlung ist ein Schwarzkörperspektrum:

$$I(\nu) d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} d\nu$$

Durch Integration des Spektrums über alle  $\nu$  erhalten wir die Energiedichte, nämlich  $\varepsilon_\gamma = \sigma T^4$  (STEFAN-BOLTZMANN-Gesetz). Die Teilchenzahldichte ergibt sich durch:

$$n_\gamma = \frac{\varepsilon_\gamma}{\langle E_\gamma \rangle} \approx 20,3 T^3 \frac{1}{\text{cm}^3} = 411 \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}^3}$$

Diese Anzahl ist überall im Universum anzutreffen. Schon 1965 erkannten GREISEN, ZATSEPIN und KUZMIN:



Führen wir eine LORENTZtransformation ins Ruhesystem des Protons durch:

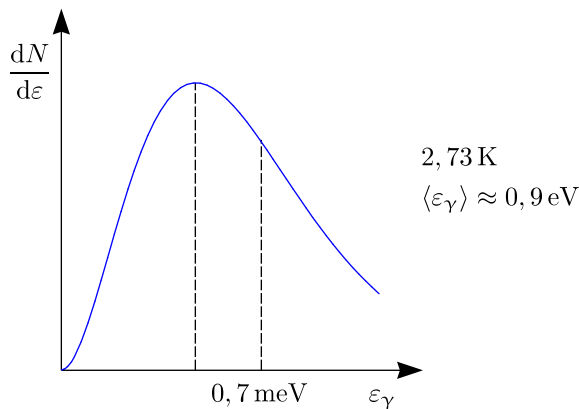


Für die Energie im Schwerpunktsystem gilt dann:

$$E_{CM}^2 = (E_p + E_\gamma)^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_\gamma)^2 = E_{CM}^2 = 4E_p E_\gamma + m_p^2 c^4$$

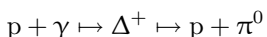
Resonanz tritt dann auf, wenn  $E_{CM} = m_\Delta c^2$  ist mit der  $\Delta$ -Resonanz  $m_\Delta c^2 = 1232$  MeV. Also:

$$4E_p E_\gamma \geq (m_\Delta^2 - m_p^2) c^4 \Rightarrow E_p \geq \frac{(m_\Delta^2 - m_p^2) c^4}{4E_\gamma}$$



$$E_p^{GZK} = 6 \cdot 10^{19} \text{ eV}$$

Oberhalb dieser Energie regt das Proton also die  $\Delta$ -Resonanz an. Dies ist sehr genau vermessen worden an Teilchenbeschleunigern:



Da Teilchen existieren, wissen wir:

- 1.) dass entweder die Quellen sich in unserer kosmologischen Umgebung befinden
- 2.) oder dass unsere Überlegungen zum GZK-Cut-Off falsch sind.

Es gibt dazu spekulative Lösungsvorschläge:

- 1.) Der GZK-Cut-Off existiert nicht, weil
  - ☛ die kosmischen Teilchen keine gewöhnlichen Hadronen sind, sondern beispielsweise schwere SUSY-Teilchen ( $m_x \geq 2 - 3 \text{ GeV}$ ) oder Neutrinos
  - ☛ die LORENTZinvarianz verletzt sein könnte (Effekte der Quantengravitation)
- 2.) Die Teilchen entstehen tatsächlich in unserer kosmologischen Umgebung ( $d \leq 30 \text{ Mpc}$ ) beispielsweise durch

☛ den Zerfall topologischer Defekte aus dem Urknall (kosmische Strings, Monopole)  
 $TD \mapsto X\text{-, } Y\text{-Bosonen} \mapsto U\text{-, } Z\text{-Bosonen} \mapsto p, \gamma, \nu$

$$m_{TD} \approx m_{GUT} \approx 10^{24} \text{ eV}$$

Man spricht auch vom Top-Down-Mechanismus.

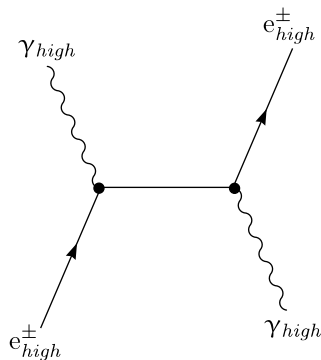
## 3.5 Hochenergetische $\gamma$ -Strahlung

Neben den geladenen Teilchen erhält man wichtige Informationen über den Hochenergielimes aus der  $\gamma$ -Strahlung.

$$E \approx 100 \text{ MeV} \mapsto 10 \text{ TeV}$$

### 3.5.1 Entstehungs- und Wechselwirkungsmechanismen

- 1.) Synchrotronstrahlung von Elektronen in Magnetfeldern  
 Je nach Energie der Elektronen und Stärke der Magnetfelder erstreckt sich die Energie der Photonen vom Radiobereich (meV) bis 10 MeV. Es ist  $E_\gamma \approx B^2 \gamma_e^2$ ; die Strahlung ist polarisiert.
- 2.) Inverse COMPTON-Streuung



Anders als beim „normalen“ COMPTON-Effekt gibt das Elektron Energie an das Photon ab. Heizung eines Photonenbades durch Elektronen:

$$E_\gamma \approx U_{rad} \cdot \gamma_e^2$$

$U_{rad}$  ist die innere Energie (Temperatur) des Photonbades. Erreichbare  $\gamma$ -Energien sind etwa von der Größenordnung der Elektron-Energien.

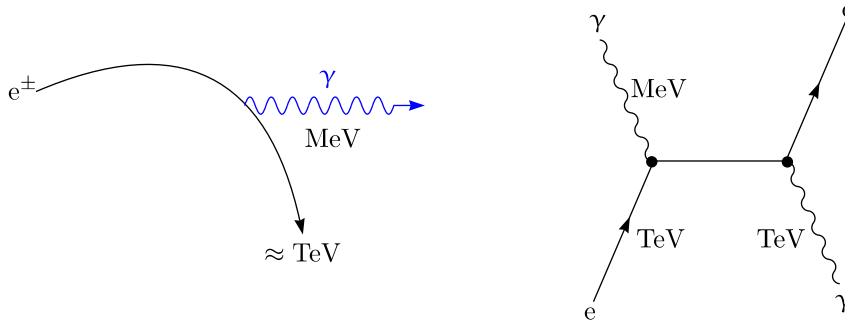
3.) Hadronische Wechselwirkung

$$p + \text{ISM} \mapsto \pi^0 + x \text{ wobei } \pi^0 \mapsto \gamma\gamma$$

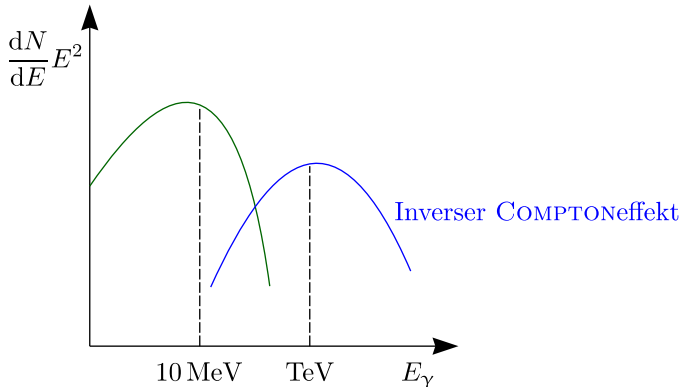
Dies erfordert die Gegenwart von Hadronen.

4.) Bremsstrahlung

Die  $e^\pm$  treffen auf ein materielles Target und erzeugen Bremsstrahlung mit  $E_\gamma \approx \frac{E_e}{2}$  (Potenzgesetz). Es finden Kombinationen aus den Prozessen unter Punkt 1 und 2 (Synchrotron-Self-Compton (SSC)) statt:



Die Photonen zur inversen COMPTON-Streuung werden selbst erzeugt. Betrachten wir die Form des Spektrums:



Der Vorteil der  $\gamma$ -Streuung ist, dass man die Quellen sieht, womit Astronomie möglich wird.

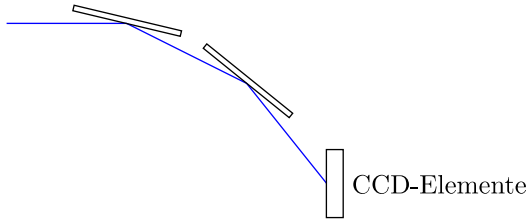
### 3.6 Nachweis: Satellitenexperimente und atmosphärische Cerenkov-Teleskope

Ein experimentelles Problem im Orbit und auf der Erde ist, dass es einen hohen Untergrund geladener Teilchen gibt. Dies hat zur Folge, dass die Experimente entweder apparativ unempfindlich(er) auf geladene Teilchen reagieren oder geladene Teilchen sicher identifizieren.

a.) Satelliten

Wir messen mit Satelliten im Bereich von keV (RÖNTGENTELESKOPe) bis 10 GeV

Da RÖNTGENstrahlung hochenergetisch ist, funktioniert der konventionelle Aufbau eines Teleskops mit Linsen nicht. Die Strahlung muss unter streifendem Einfall an polierten Metallplatten reflektiert und auf ein CCD gelenkt werden, womit der Nachweis erfolgt. Man spricht von einem WOLTER-Teleskop. Ein Beispiel hierfür ist der XMM-Satellit.

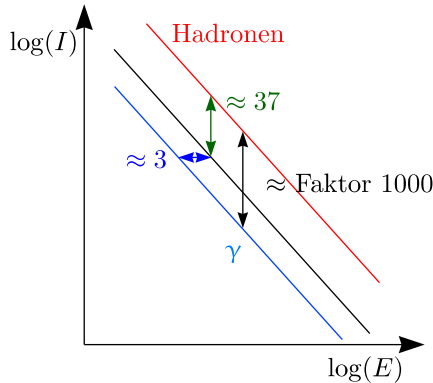


Im Energiebereich von 10 GeV nutzt man die Paarbildung  $\gamma \mapsto e^+e^-$  aus. Man misst dann Spuren der Elektronen aus Richtung des Photons und die Energie des  $\gamma$ -Quants ergibt sich als Summe der Energien der Photonen. (Beispiel: GLAST  $\gamma$ -Detektor, Gamma-ray Large Area Space Telescope) Auf dem Detektor befindet sich ein Szintillator, um geladene Teilchen nachzuweisen, die in den Detektor einfliegen.

b.) Atmosphärische CERENKOV-Teleskope

Das Prinzip hatten wir schon bei der kosmischen Strahlung (Kapitel 6.2) kennengelernt. Damals hatten wir CERENKOV-Teleskope zur Messung geladener Teilchen eingesetzt. Nun müssen wir den Untergrund geladener Teilchen unterdrücken. Dies ist möglich durch zwei Effekte:

- 1.) Geladene Teilchen (Kerne,  $\approx 1\%$  Elektronen) erzeugen bei gleicher Energie nur etwa  $\frac{1}{3}$  des Lichts von  $\gamma$ -Quanten.



$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-3}$$

Die geladene kosmische Strahlung ist bei gleicher Lichtmenge nur  $\frac{1000}{27} \approx 37$ -fach erhöht.

- 2.) Erkennung durch die Form des CERENKOV-Bildes

Die untere Energieschwelle liegt bisher bei  $\approx 100$  GeV für  $\gamma$ -Strahlung. Sie ist begrenzt durch die Lichtmenge, wodurch man eine große Spiegelfläche benötigt, um die Nachweisschwelle zu senken. Neue Projekte sind:

- MAGIC-Teleskop

Dessen Durchmesser beträgt 17 m und die Brennweite der Linse ist 17 m. Es besitzt eine Fläche von  $236 \text{ m}^2$ , wobei die Schwelle bei ungefähr 10 bis 30 GeV liegt.

- HESS:

Dieses besitzt eine hohe Energie- und Winkelaufösung durch stereoskopische Beobachtung.

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 20\% \text{ und } \Delta\vartheta \approx 0,1^\circ$$

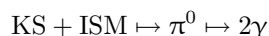
Die Brennweite der Linse ist 15 m und die Spiegelfläche beträgt  $108 \text{ m}^2$ .

### 3.7 Diffuse $\gamma$ -Strahlung

☞ Radiobereich (cm-Wellenlängen)

Die Elektronen erzeugen in  $B$ -Feldern Synchrotronstrahlung, deren Intensität proportional zu  $B \cdot \rho_e$  ist.

- Halo von Galaxien viel ausgedehnter als sichtbarer Bereich
- Bestätigung der Schlussfolgerung aus Kapitel 4, dass kosmische Strahlung einen Großteil der Verweildauer im dünneren Medium zubringt, also im Halo der Galaxies  
Dies gilt zumindest für Elektronen.
- Diffuse  $\gamma$ -Strahlung ist aber auch bei  $E > 100$  MeV beobachtbar. Dies hat folgende Ursache:



Dies liefert den direkten Nachweis auf die Existenz des interstellaren Mediums und daraus, dass kosmische Strahlung kein lokales Phänomen ist. Dies wurde auch in Nachbargalaxien beobachtet.

Es ist ein direkter Nachweis für die Propagation von kosmischer Strahlung  $e^- + p$  im galaktischen Halo.

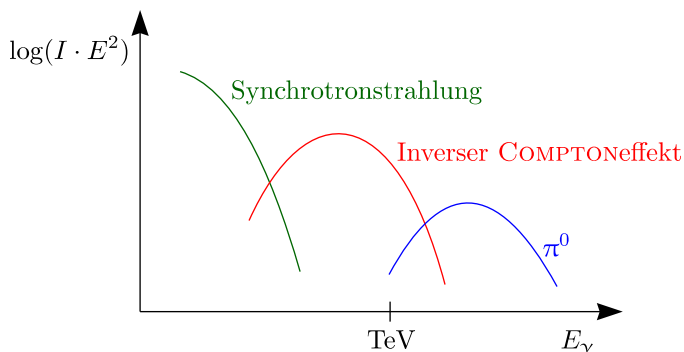
## 3.8 Punktquellen: Supernovae und AGN

### 3.8.1 Supernovae (galaktische)

Im Jahre 1995 erfolgte der erste direkte Hinweis auf die Beschleunigung von Elektronen im magnetischen Feld in Supernovae-Überresten. Kann man auch  $\gamma$ -Strahlung im TeV-Bereich beobachten?

- 1.) 1989 am Krebsnebel mit WHIPPLE-Teleskop, Arizona
- 2.) 1998 ebenfalls an SN1006

Die Erklärung sind SSC, also inverser COMPTON-gestreuete  $\gamma$ -Quanten an Elektronen mit Energien im TeV-Bereich. Der Beweis für die Beschleunigung von Elektronen ist damit also klar erbracht, aber wie es mit der Beschleunigung von Hadronen steht, ist weiterhin offen.



- 3.) HEGRA-Teleskop: SNR Cas A

Dies ist der erste Nachweis eines Supernova-Überrests im TeV- $\gamma$ -Licht. Die Interpretation ist, dass Hadronen in diesem Überrest beschleunigt werden. Durch Wechselwirkung mit dem interstellarem Medium entstehen  $\pi^0$ , die in zwei  $\gamma$  zerfallen. Dies ist also ein Indiz für die Beschleunigung von Hadronen in Supernova-Überresten.

- 4.) 2004 wurde durch das HESS-Experiment SNR mit sehr guter Auflösung vermessen. Es wurde eine gute Übereinstimmung von RÖNTGEN- und TeV-Strahlung nachgewiesen.

### 3.8.2 Extragalaktische Punktquellen: AGN

Im Jahre 1997 erlebte man eine große Überraschung. Man hat TeV- $\gamma$ -Strahlung aus einem AGN (Mrk 421, Mrk 501) entdeckt. Die Besonderheit dieser Quellen ist, dass sie keinen kontinuierlichen Fluss haben, sondern eine große Variabilität. Den ersten Ausbruch hat man 1997 beobachtet. Damals wurde eine Intensitätsänderung von



$\geq 30\%$  innerhalb eines Tages gefunden. Bei genauerer Betrachtung wurde sogar eine Änderung auf 15-Minuten-Basis festgestellt. Beachte: Die Zeitskala der Variabilität gibt Auskunft über die Größe der Emissionszone.  $\Delta x \approx c \cdot \Delta\tau$ , wobei  $\Delta\tau$  die Zeitdauer einer Änderung ist, stellt eine Obergrenze für die Ausdehnung der Quelle dar. Für  $\Delta\tau \approx 1$  h liegt  $\Delta x$  in der Größenordnung des Sonnensystems. Die Objekte sind sehr weit entfernt:

$$D \approx \frac{z \cdot c}{H_0} = \frac{0,033 \cdot 3 \cdot 10^5 \frac{\text{km}}{\text{s}}}{65 \frac{\text{km}}{\text{s} \cdot \text{Mpc}}} \approx 150 \text{ Mpc}$$

Der Krebsnebel ist im Vergleich dazu 26 pc entfernt, welcher als Referenz zur Leuchtstärke (Standardkerze) verwendet wird. Diese Quellen leuchten bis zu 10 mal heller als der Krebsnebel selbst! Die Photonendichte  $n_\gamma$  an der Quelle lässt sich zu ungefähr  $10^{12}$  bis  $10^{15}$  Photonen pro Kubikzentimeter im TeV-Bereich abschätzen. Das Problem ist, dass ein solches Objekt undurchsichtig für Photonen oberhalb 10 TeV wäre. Durch Paarbildung würden nämlich Elektron-Positron-Paare entstehen. Die Schwelle berechnet sich durch:

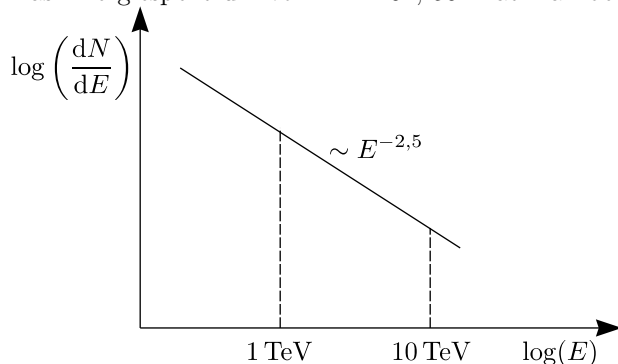
$$4E_\gamma \cdot E_\gamma > (2m_e c^2)^2 = 10^{12} \text{ eV}^2$$

Dies ist also ein Widerspruch! Man löst den Widerspruch auf, indem man **relativistisches Beaming** annimmt. Die Quelle bewegt sich dabei schnell auf uns zu (Jet). Die Größen im bewegten Koordinatensystem sind  $R' = \gamma R$  und  $E' = \frac{1}{\gamma} E$ . Das heißt:

- 1.) Das Volumen ist um  $\gamma$  größer als zuvor angenommen.
- 2.) Die Energie ist um  $\gamma$  kleiner als angenommen.

Die oben genannte Schwelle wird damit um  $\gamma^2$  erhöht. Das Photonen mit  $E > 10$  TeV beobachtet werden, ergibt sich hieraus  $\gamma \gtrsim 30$ . Der Jet bewegt sich damit hochrelativistisch auf uns zu. Weitere Informationen erhält man aus gleichzeitiger Beobachtung eines Ausdrucks bei verschiedenen Energien. Hohe Energien kommen früher an und niedrige Energien später: „Nachglühen des Kanonenrohres“

Das Energiespektrum von Mrk 401, 501 hat man beobachtet und findet:



Oberhalb 10 TeV findet eine Absorption der  $\gamma$ -Quanten an der 3K-Hintergrundstrahlung statt. Die Schwelle ist:

$$\varepsilon_\gamma \cdot E_\gamma (1 - \cos \theta) \geq 2(m_e c^2)^2$$

$E_\gamma$  liegt bei 1 TeV und  $\varepsilon_\gamma$  bei 0,16 meV für die 3K-Hintergrundstrahlung und bei  $2,5 \mu\text{m}$  bei Infrarot-Hintergrundstrahlung. Es ist damit eine Vermessung des Infrarot-Hintergrundes möglich.



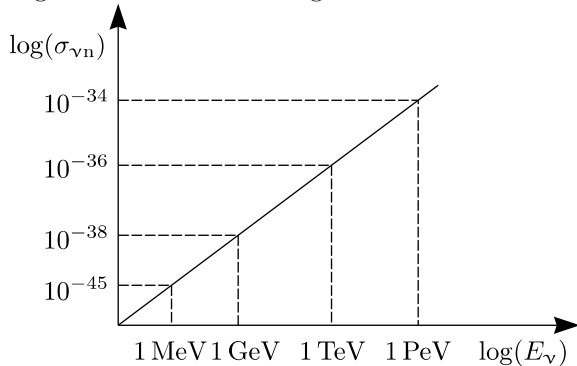
# Kapitel 4

## Hochenergetische Neutrino-Astronomie

Bei den geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung sowie bei  $\gamma$ -Strahlung treten unter verschiedenen Umständen Wechselwirkungen an der Quelle oder bei der Propagation auf. Beispiele sind:

- a.) GZK-Effekt bei  $10^{20}$  eV  
Die kosmische Strahlung und 3K-Hintergrundstrahlung wechselwirken miteinander unter Anregung der  $\Delta$ -Resonanz.
- b.) Wechselwirkung von  $\gamma$  mit 3K-Hintergrundstrahlung
- c.) Auch dichte Quellen können zur Selbstabsorption führen.  
Man hat  $\gamma \geq 20$  bis 30 für diese Jets abgeleitet.

Der Vorteil der Neutrinos ist, dass sie diesen Wechselwirkungen nicht unterliegen. In der Tat können die aktivsten Quellen des Universums die meiste Energie in Form von Neutrinos aussenden. Wir haben also einen geringen Wirkungsquerschnitt für Neutrino-Nukleon-Streuung.  $\sigma_{\nu n}$  (Neutrino-Nukleon-Wirkungsquerschnitt) liegt in der Größenordnung von  $10^{-45}$  cm<sup>2</sup> bei  $E \approx 1$  MeV.



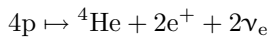
Die Vorteile von Neutrinos sind:

- 1.) Sie können auch große Distanzen unbeschadet überwinden.
- 2.) Sie können aus Regionen sehr hoher Dichte und Temperatur entweichen, die über geladene Teilchen oder Photonen nicht zugänglich sind.

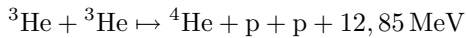
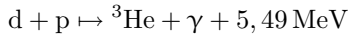
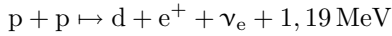
### 4.1 Neutrino-Quellen

- 1.) Sonne:

Effektiv werden vier Protonen zu vier  ${}^4\text{He}$ -Kernen fusioniert, wobei zwei Positronen und zwei Elektron-neutrinos ausgesendet werden:



In einzelnen finden folgende Vorgänge statt:



Dabei werden also insgesamt 26,2 MeV freigesetzt. Auf der Erde kommen  $7 \cdot 10^{14}$  Neutrinos im MeV-Bereich pro Quadratmeter und pro Sekunde an.

2.) Supernovae:

Bei einer Supernova-Explosion werden 99% der Energie in Form von Neutrinos abgestrahlt, da diese leicht entweichen können. Beobachtet wurde dies bei SN1987a.

3.) AGN-Kerne und Jets

Diese sind im Extremfall so dicht, dass nur Neutrinos entweichen können. Dies ist Gegenstand aktueller Experimente.

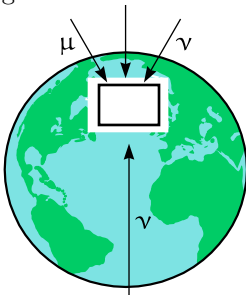
4.) Topologische Defekte

Der größte Teil der Energie sollte in Neutrinos und Photonen gehen. Auch danach wird aktuell gesucht.

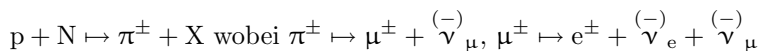
Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnittes ist eine Reduktion des Untergrunds notwendig. Untergrundquellen sind:

- 1.) radioaktiver Zerfall in der Umgebung des Detektors
- 2.) kosmische Strahlung

Man muss also die Detektoren in Bergen aufbauen, um die kosmische Strahlung abzuschirmen. Dennoch sind Myonen aus Luftschauern auch bis  $\geq 1000 \text{ m}$  Tiefe eine große Untergrundquelle. Man benutzt deshalb die ganze Erde als Absorber!



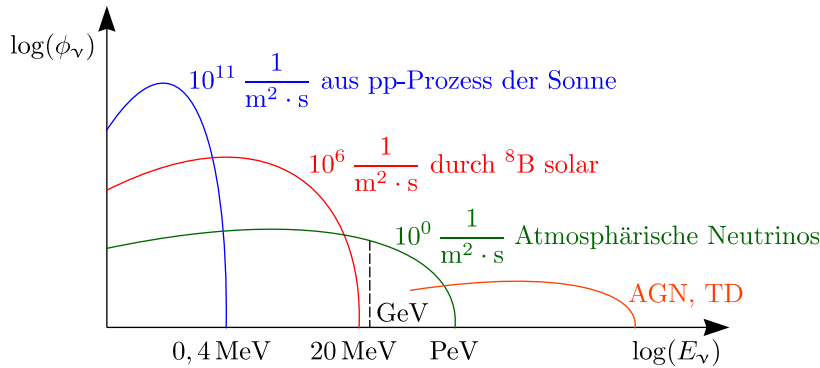
Die „Ereignisse aus der Erde“ sind nur Neutrinos. Neutrinos entstehen ebenfalls in Luftschauern, durchlaufen die Erde und können nachgewiesen werden (atmosphärische Neutrinos).



Ein Proton der kosmischen Strahlung trifft also auf einen Stickstoffkern in der Luft. Wir erwarten also  $\nu_e$  und  $\nu_\mu$  und zwar im Verhältnis:

$$R = \frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \approx 2$$

Die Energie ist viel höher, als wenn es sich um solare Neutrinos handeln würde.



Abschätzung: Wie groß muss der Detektor sein, um etwa ein Neutrino pro Tag von der Sonne nachzuweisen?

$$\phi_\nu \approx 7 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} = 7 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$$

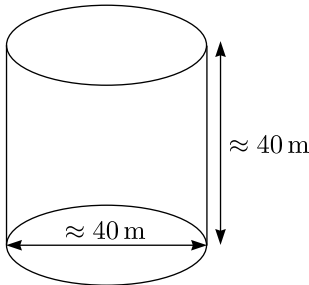
Der Wirkungsquerschnitt der Neutrino-Nukleon-Streuung ist  $10^{-45} \text{ cm}^2$ . Die Reaktionsrate pro Kern ist damit:

$$\phi_{\nu n} = \phi_\nu \cdot \sigma_{\nu n} \approx 7 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-45} \frac{1}{\text{s}} \approx 7 \cdot 10^{-35} \frac{1}{\text{s}} \approx 6 \cdot 10^{-30} \frac{1}{\text{Tag}}$$

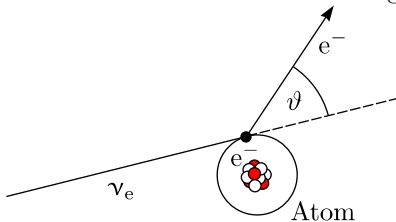
Wir benötigen also  $10^{30}$  Atome. Für Wasser gilt:

$$M_{\text{mol}} \approx 18 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \text{ wobei } 1 \text{ mol} = 6 \cdot 10^{23} \text{ Atome} \Rightarrow \frac{10^{30}}{6 \cdot 10^{23}} \approx 1,6 \cdot 10^6 \text{ mol}$$

30 Tonnen Wasser sind eine typische Größe. Im größten Detektor, nämlich dem Superkamiokande-Detektor, befinden sich 50000 Tonnen Wasser und 30000 Photomultiplier.



Der Nachweis der Neutrinos erfolgt durch Elektron-Neutrino-Streuung.



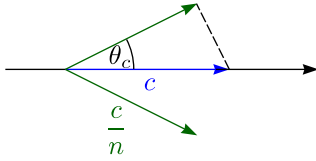
Der Streuwinkel ist sehr klein; die Elektronen werden stark nach vorne gestreut:

$$\cos \vartheta_C = \frac{1 + \frac{m_e}{E_\nu}}{\left(1 + \frac{2m_e}{E'_e}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

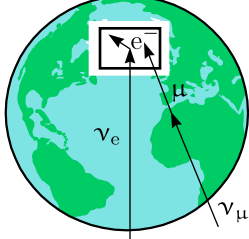
Wir kennen diese Formel vom COMPTON-Effekt her. Der Wirkungsquerschnitt ist bekanntlich auch sehr klein:

$$\sigma_{\nu e} \approx 10^{-43} \text{ cm}^2 \left( \frac{E_\nu}{10 \text{ MeV}} \right)$$

Der Nachweis der Elektronen erfolgt über den CERENKOV-Effekt in Wasser.



Der Lichtkegel wird dann von den Photomultipliern gemessen, wobei die Nachweisschwelle bei  $E_\nu \geq 7,5 \text{ MeV}$  liegt. Das Elektron gibt im wesentlichen die Richtung an, die das Neutrino hatte.



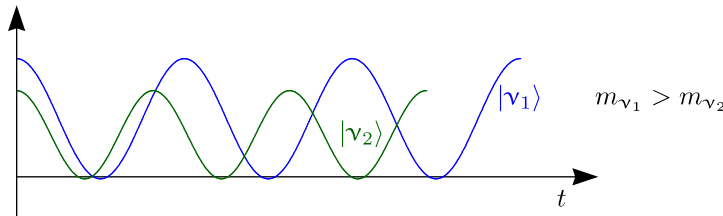
Man interessiert sich nur für die im Detektor erzeugten Elektronen und Myonen. Die anderen nachgewiesenen Myonen müssen als Untergrund angesehen werden. Man hat nun beobachtet, dass der Quotient aus experimentellem Neutrinofluss und dem Neutrinofluss aus dem Sonnenmodell  $\frac{\phi_{\nu}^{exp}}{\phi_{\nu}^{SM}}$  etwa bei 0,45 liegt. Das heißt, nur knapp die Hälfte der theoretisch vorhergesagten Neutrinos werden beobachtet. Dieses Problem (Sonneneutrino-Problem) bereitete den Wissenschaftlern jahrelang großes Kopfzerbrechen. Die bevorzugte Erklärung dieser Differenz ist, dass die Neutrinos auf dem Weg vom Sonneninnern zur Erde Oszillationen vollführen, also beispielsweise  $\nu_e \mapsto \nu_\mu$ . Die Oszillationen sind nur möglich, wenn Neutrinos Masse besitzen; es handelt sich um einen quantenmechanischen Effekt. Als Beispiel betrachten wir nur eine Zwei-Neutrino-Flavour-Mischung im Vakuum. Mit Flavours bezeichnet man die verschiedenen Neutrinosorten, also Myoneneutrinos, Elektroneneutrinos und Tauneutrinos.

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

$\nu_\mu$  und  $\nu_e$  sind die Flavour-Eigenzustände, die Matrix bezeichnet man als Mischungsmatrix und  $\nu_1, \nu_2$  sind die Massen-Eigenzustände. Also ergibt sich:

$$|\nu_\mu\rangle = |\nu_1\rangle \cos \theta + |\nu_2\rangle \sin \theta$$

$$|\nu_e\rangle = -|\nu_1\rangle \sin \theta + |\nu_2\rangle \cos \theta$$



Wir machen folgenden Ansatz:

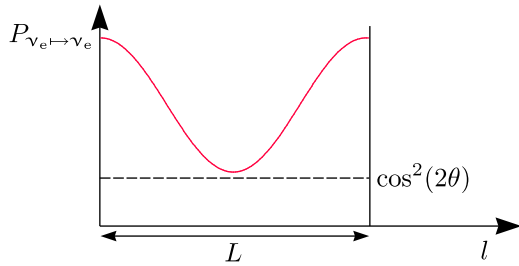
$$\nu_1(t) = \nu_1^0 \exp(-iE_1 t)$$

Die Impulserhaltung fordert gleiche Impulse für  $\nu_1$  und  $\nu_2$ . Sei  $m_{\nu_i} \ll E_i$ , so ergibt sich  $E_i = p + \frac{m_i^2}{2p}$ . Wir berechnen die Wahrscheinlichkeit, ein bei  $t = 0$  reines  $|\nu_e\rangle$ -Zustand nach Propagationslänge  $L$  wiederzufinden:

$$P(\nu_e \mapsto \nu_e) = 1 - \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2\left(\frac{1,27 \cdot \Delta m^2 \cdot L}{E}\right)$$

$\Delta m^2$  ist die Differenz der Massenquadrate zwischen den Massen-Eigenzuständen  $|\nu_1\rangle$  und  $|\nu_2\rangle$ , also  $m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2$  in  $(\text{eV}/c^2)^2$ .  $E$  ist die Energie des  $\nu_e$  in MeV und  $L$  der Abstand der Quelle vom Detektor in Metern.

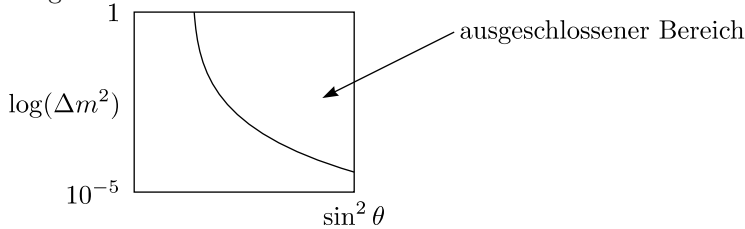
$$L = \frac{2\pi E}{1,27 \cdot \Delta m^2}$$



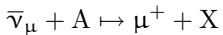
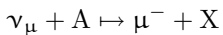
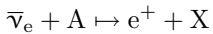
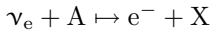
Zu beachten ist:

- 1.) Die Neutrino-Oszillationen erfordern  $m_\nu > 0$ .
- 2.) Experimentell lässt sich nur  $\Delta m^2$ , nicht jedoch die Masse selbst bestimmen.
- 3.)  $\Delta m^2$  und  $\theta$  können nicht unabhängig voneinander bestimmt werden.
- 4.) Im optimalen Fall sollte der Abstand der Quelle zum Detektor  $O(L)$  sein.

Diagramme:



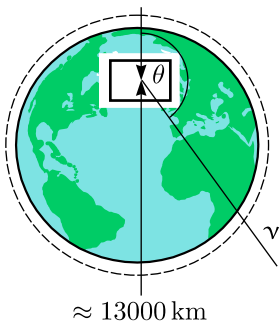
Der bislang bevorzugteste Hinweis für Neutrinooszillationen sind atmosphärische Neutrinos. Der Nachweis der  $\nu_e$  und  $\nu_\mu$  erfolgt über die CC-Reaktionen:



Auch die Myonen  $\mu^\pm$  werden über CERENKOV-Licht nachgewiesen. Die CERENKOV-Ringe sind aber schärfer, da diese weniger wechselwirken bzw. eine größere Masse haben im Vergleich zu Elektronen. Analysiere inklusiv:

$$R = \frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e}$$

Experimentell lässt sich hier nämlich nicht prüfen, ob es sich um  $\mu^+$  oder  $\mu^-$  bzw.  $e^-$  oder  $e^+$  handelt. Man kann nur Myonen von Elektronen bzw. Positronen unterscheiden. Theoretisch erwartet man  $R \approx 2$ , experimentell wurde jedoch  $R \approx 1,3$  festgestellt. Warum gibt es zu wenige  $\nu_\mu$ ?  
 $\approx 10 \text{ km}$



Bei den Elektroneneutrinos stimmen Experiment mit Erwartung überein. Bei Myoneneutrinos gibt es zwei verschiedene Fälle:

- 1.) Bei kleinen Winkeln ( $L \approx 10 \text{ km bis } 0 \text{ km}$ ) stimmen die experimentellen Ergebnisse mit der Erwartung überein.
- 2.) Bei großen Winkeln ( $L \approx 13000 \text{ km}$ ) sind die experimentellen Daten jedoch um einen Faktor 2 zu niedrig gegenüber der Erwartung.

Die bevorzugte Erklärung ist, dass sich die Myonenneutrinos  $\nu_\mu$  in Taunenneutrinos  $\nu_\tau$  umwandeln, wenn sie durch die Erde fliegen.

### 4.1.1 Experiment: Sudbury Neutrino Observatory (SNO)

Das Experiment besteht aus 1000 t  $\text{D}_2\text{O}$ , also schweren Wasser, einem sphärischen Tank 12 m Durchmesser und einem Vetozähler mit normalem  $\text{H}_2\text{O}$ . Mit diesem Experiment hat man nun den Nachweis eines  $\nu_e$ -Defizits geführt. Weist man alle Neutrino-Arten nach, was mit SNO möglich ist, so findet man eine Übereinstimmung mit dem Sonnenmodell. (Mit älteren Detektoren konnten Myon- bzw. Taunenneutrinos nicht nachgewiesen werden). Damit ist das solare Neutrino-Problem gelöst. Durch Kombination aller experimentellen Resultate lassen sich die Werte  $\Delta m^2 = 8,3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$  und  $\sin^2(2\theta) = 0,83$  berechnen; der Mischungswinkel ist also relativ groß. Oberhalb der Energie atmosphärischer Neutrinos hat man Neutrinos aus AGN, topologischen Defekten, usw. Dann sind die Flüsse noch geringer, wodurch wir größere Experimente benötigen. Man verlegt dann die Experimente in Seen oder sogar ins Meer. Beispiele hierfür sind das BAIKAL-Experiment (BAIKAL-See in Russland), das ANTARES-Experiment (Mittelmeer) oder das AMANDA-Experiment (im Eis, Südpol). Im Wasser bzw. Eis befinden sich CERENKOV-Detektoren. (Ketten von Photomultipliern werden also im Wasser bzw. Eis versenkt.)

