

# Kapitel 5

## Gamma-Strahlung

### 5.1 Das elektromagnetische Spektrum

In der Einführung wurde in Abb. 1.2 gezeigt, dass die Erdatmosphäre nur zwei Fenster für elektromagnetische Strahlung hat: im optischen Bereich und im Bereich von Radiowellen. Nachdem zunächst mit Ballonexperimenten die abschirmende Wirkung der Atmosphäre teilweise überwunden werden konnte, gelang der richtige Durchbruch erst mit Satellitenexperimenten. Dadurch wurden ganz neue Zugänge zu Energiebereichen von der Mikrowellenstrahlung bis hin zu GeV-Gammastrahlung geschaffen. Oberhalb des GeV-Bereichs werden die Strahlungsflüsse so klein, dass die Detektorvolumina in Satelliten nicht mehr ausreichen. Hier kann man dann die von hochenergetischen Photonen in der Luft ausgelösten Schauer mit speziellen Teleskopen beobachten, so dass das Fenster bis etwa 100 TeV ausgedehnt werden konnte. Insgesamt umfassen unsere Beobachtungen einen Energie- oder Wellenlängenbereich von mehr als 20 Größenordnungen, von den Radiowellen bis zu der TeV-Gammastrahlung.

### 5.2 Satellitenexperimente zur Beobachtung von Gamma-Strahlung

**CGRO-Resultate:** Bahnbrechend in der Gamma-Astronomie war das Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), das nach dem Hubble Space Telescope das zweite große Observatorium war, das von der NASA in den Weltraum gebracht wurde. Es wurde 1991 an Bord der Space Shuttle Atlantis in die Erdumlaufbahn gebracht und im Jahr 2000 “safely deorbited”.

CGRO hatte vier Detektoren, die den Energiebereich von 20 keV bis 30 GeV abgedeckt haben:

- Burst And Transient Source Experiment (BATSE),
- Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE),
- the Imaging Compton Telescope (COMPTEL),
- Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET)

In Abb. 5.1 ist die von EGRET erstellte Himmelskarte im Lichte der Gamma-Strahlung oberhalb von 100 MeV gezeigt. Die stärkste Intensität findet man in der galaktischen Ebene, die hauptsächlich von der Wechselwirkung der Kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium herrührt (diffuse Strahlung). Einige helle Flecken in der galaktischen Ebene können mit Pulsaren identifiziert werden (zum Beispiel die Vela-, Geminga- and Krebspulsare auf der rechten Seite). Oberhalb der galaktischen Ebene wird der hellste Fleck dem Blazar 3C279 zugeordnet. Eine Zusammenstellung der von EGRET gefundenen Gamma-Punktquellen zeigt Abb. 5.2.

Eine weitere Gruppe von Punktquellen sind Gamma-Strahlungsausbrüche (Gamma Ray Bursts, GRB), die auf Zeitskalen von Sekunden aufleuchten und sehr schnell auch wieder abklingen. Die GRB sind gleichmäßig über den Himmel verteilt, wie aus Abb. 5.3 zu ersehen ist. Das weist den GRB eindeutig einen nicht-galaktischen Ursprung zu. Die Interpretation dieses Phänomens ist noch nicht klar. Inzwischen wurden Alarmsysteme organisiert, die erlauben sollen, dass GRO mit verschiedenen Instrumenten beobachtet werden können (mindestens das "Nachglühen"). Zu diesem System gehört das Burst Alert Telescope (BAT) auf dem 2004 gestarteten NASA-Satelliten Swift. Eine von Swift-Instrumenten gemessene Lichtkurve ist in Abb. 5.4 gezeigt.

**Gamma-Detektor:** Der EGRET-Detektor war für den Nachweis von Gamma-Strahlung im GeV-Bereich optimiert. Abb. 5.5 zeigt den prinzipiellen Aufbau: In einer Funkenkammer, bestehend aus Ebenen zwischen denen Hochspannung angelegt wird, wird die Konversion von Gammas zu Elektron-Positron-Paaren beobachtet. Dass die Konversion erst in dem Detektor stattfindet, wird durch Anti-Koinzidenzzähler sichergestellt, die die Apparatur umgeben. Die Messung der Spuren in der Funkenkammer erlaubt die Gamma-Richtung zu bestimmen; die Energie wird in einem nachfolgenden Kalorimeter aus NaJ-Kristallen gemessen. Die Detekorttechnologie war eigentlich schon bei Start des CGRO-Satelliten veraltet, aber die Entwicklung reicht bis zum Ende der 70iger Jahre zurück (heute würde man zum Beispiel Proportional- oder Driftkammern mit CsJ-Kristallen einsetzen). Das Nachfolgeexperiment GLAST soll 2007 gestartet werden. Es soll den Energiebereich bis 100 GeV ausdehnen und damit die noch bestehende Lücke zwischen den satelliten- und erd-gestützten Experimenten zwischen 30 und 100 GeV schließen.

### 5.3 Teleskope zum Nachweis von TeV-Photonen

Wegen der stark abfallenden Flüsse der Gamma-Strahlung, etwa  $\sim E^{-2.7}$ , wird die effektive Detektorfläche auf Satelliten für hohe Gamma-Energien schließlich zu klein. Hier ist in den letzten Jahren eine Technik zum Nachweis von Gamma-Strahlung oberhalb von etwa 100 GeV ('very high energy', VHE) über die von den VHE-Photonen ausgelösten Luftschauer, die Cherenkov-Strahlung emittieren ('imaging atmospheric Cherenkov telescope', IACT), entwickelt worden. Das Nachweisprinzip ist in Abb. 5.6 dargestellt und erläutert. Die aktuellen Projekte sind:

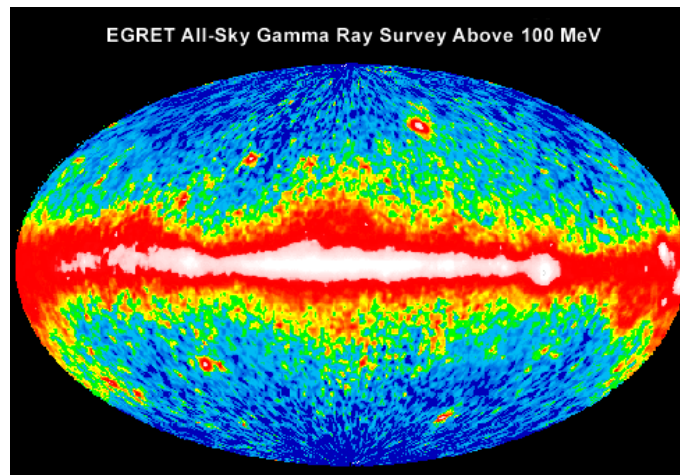


Abbildung 5.1: Intensitätsverteilung der Gamma-Strahlung am Himmel gemessen von EGRET oberhalb von 100 MeV.

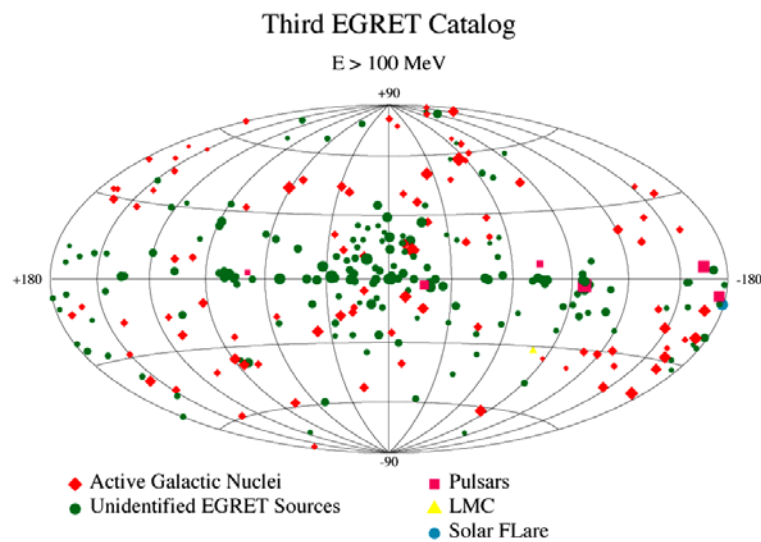


Abbildung 5.2: Himmelskarte der von EGRET beobachteten Gamma-Punktquellen. Die identifizierten Punktquellen in der galaktischen Ebene sind Pulsare, außerhalb Aktive Galaktische Kerne (AGN).

### 2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

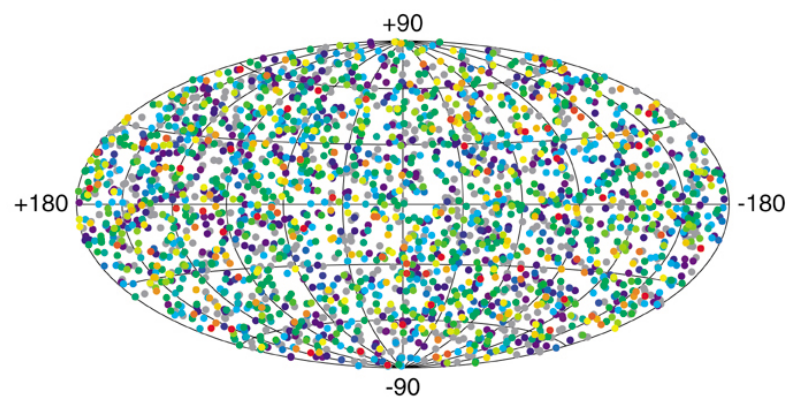


Abbildung 5.3: Himmelskarte der Gammastrahlungsausbrüche (GRB) gemessen mit BATSE.

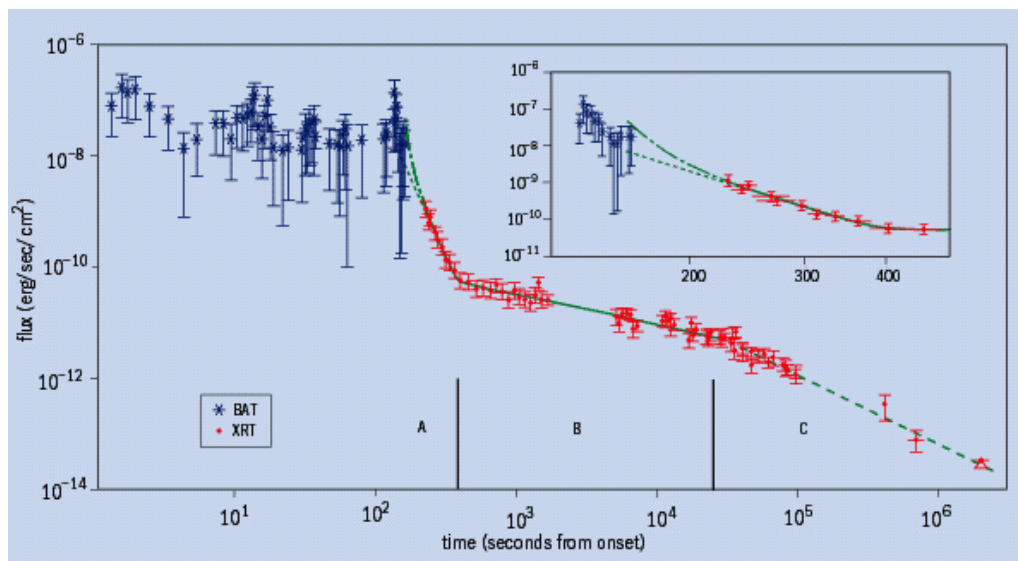


Abbildung 5.4: Die Lichtkurve der Gamma-Strahlung (15-150 keV) von GRB 050319 und das Nachglühen im Röntgen-Licht (0.2-10 keV) gemessen mit dem Burst Alert Telescope (BAT) und dem X-Ray Telescope (XRT) an Bord von Swift (G Cusumano et al. 2005 <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0509689>).

Experiment	Standort	Beginn
H.E.S.S.	Namibia	12/2003
CANGAROO III	Australien	3/2004
MAGIC	La Palma	8/2004
VERITAS	Arizona	10/2006

Damit gibt es jeweils zwei Standorte auf der nördlichen und südlichen Erdhalbkugel, was für die Abdeckung des Himmels wichtig ist. Zum Beispiel kann das galaktische Zentrum nur von der Südhalbkugel aus beobachtet werden.

In jüngster Zeit ist besonders das HESS-Experiment, das seit Dezember 2003 mit vier Teleskopen in Namibia arbeitet, sehr erfolgreich gewesen. Die technischen Daten von HESS sind:

Gesichtsfeld:	5°
Sensitive Fläche:	50 000 m <sup>2</sup>
Energieschwelle:	100 GeV
Richtungsauflösung:	stereoskopisch: 0.1°
Energieauflösung:	$\Delta E/E < 20\%$
Sensitivität ( $5\sigma$ ):	5 % Crab in 1 h 1% Crab in 25 h

Zu der Einheit ‘Crab’ in der letzten Zeile: Der Krebsnebel ist die stärkste Quelle von VHE-Photonen und wurde erstmals 1989 von dem Whipple-Teleskop im VHE-Photonenlicht beobachtet. Heute gilt der Krebsnebel als Standardkerze für VHE-Photonen und Sensitivitäten werden in Einheiten ‘Crab’ angegeben.

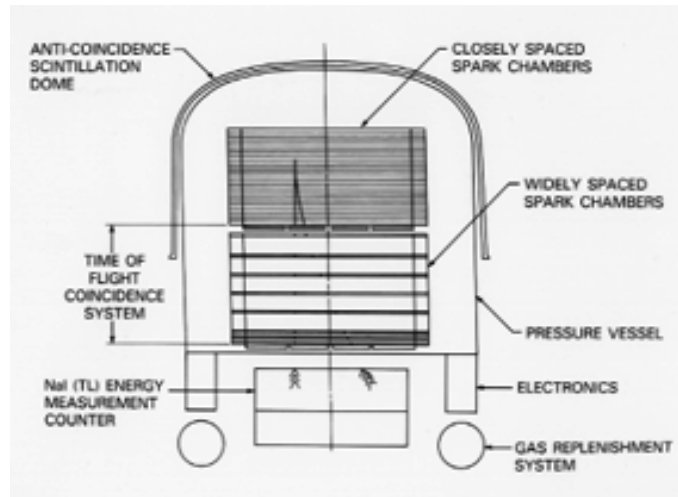


Abbildung 5.5: Schema der EGRET-Apparatur.

## 5.4 Quellen hochenergetischer Photonen

Die Gamma-Strahlung, insbesondere die VHE-Strahlung, kann nicht thermischen Ursprungs sein, weil die entsprechenden Temperaturen im Universum nicht erreicht werden. Am naheliegendsten ist die Annahme, dass geladene Teilchen in kosmischen Feldern beschleunigt werden und ihre Energie in sekundären Prozessen an die elektromagnetische Strahlung übertragen. Andere Möglichkeiten sind der Zerfall oder die Annihilation von sehr schweren Teilchen, zum Beispiel solchen, die auch die Dunkle Materie ausmachen könnten (siehe dazu im letzten Kapitel die Diskussion über die Erklärung der EGRET-Daten durch Beiträge von WIMP-Annihilation).

Wichtiges Ziel der Gamma-Astronomie ist die Aufklärung des Ursprungs der Strahlung und der zugrunde liegenden Beschleunigungsmechanismen. Als Kandidaten für kosmische Beschleuniger werden zum Beispiel diskutiert:

- Schockfronten von Supernova-Resten,
- Pulsare (aus dem Kollaps eines Sterns nach einer Supernova-Explosion),
- Gammastrahlungsausbrüche (GRB),
- Akkretionsscheiben (Aufsaugen der Masse eines kleineren Objektes durch ein sehr massives Objekt, zum Beispiel ein schwarzes Loch),
- Schwarze Löcher.

Unter den vielen Entdeckungen, die HESS in relativ kurzer Zeit gemacht hat, ist die Bestätigung, dass VHE-Strahlung aus den Schockfronten von Supernova-Resten kommt (Abb. 5.7 und 1.4). Abbildung 5.8 zeigt die bis Herbst 2005 von HESS in der galaktischen Ebene beobachteten VHE-Quellen, von denen für die meisten eine Ausdehnung bestimmt wurde.

Wir werden bei der Besprechung der kosmischen Beschleuniger noch mal auf die Ergebnisse der Gamma-Astronomie zurückkommen. Vorher sollen im Folgenden die verschiedenen Erzeugungs- und Verlustprozesse für Gammastrahlung besprochen werden.

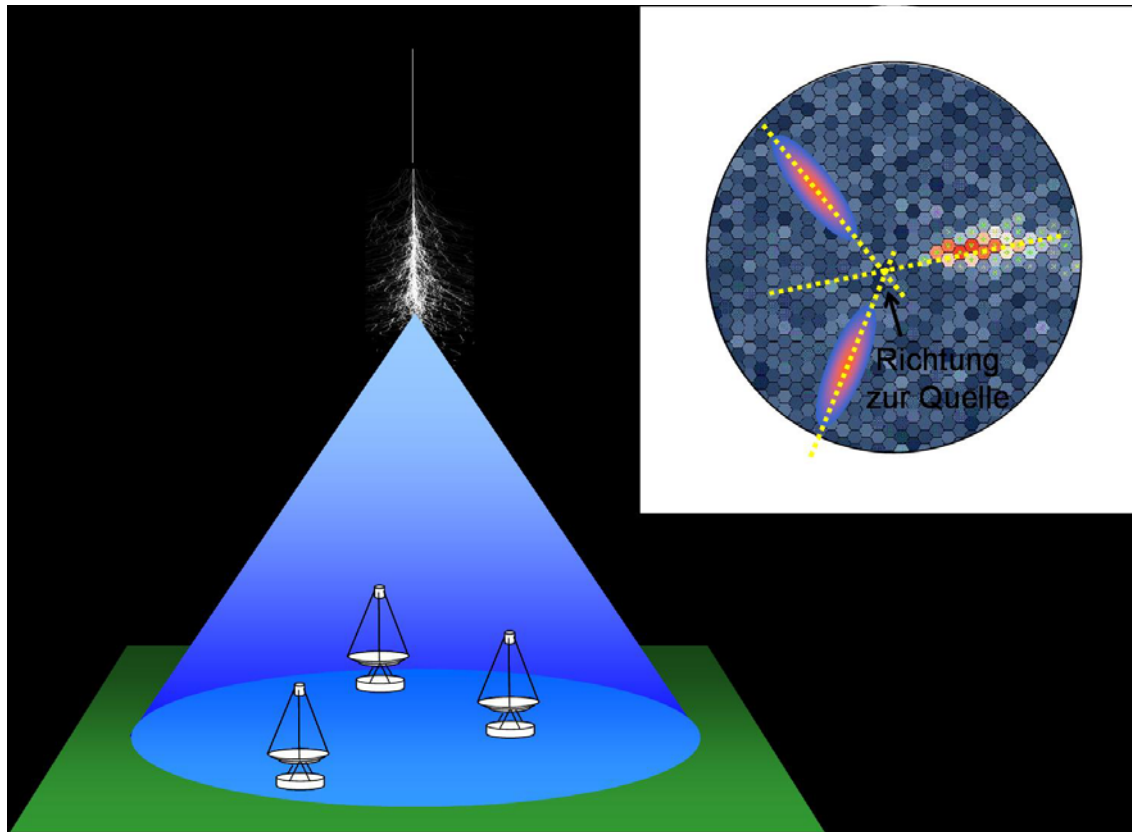


Abbildung 5.6: Prinzip von Cherenkov-Teleskopen zum Nachweis von VHE-Photonen: Ein auf die Atmosphäre treffendes Photon bildet in einer Höhe von etwa 10 km einen elektromagnetischen Schauer aus. Die Elektronen und Positronen in dem Schauer strahlen in einem Kegel, der auf dem Erdboden einen Durchmesser von etwa 120 m hat, Cherenkov-Strahlung ab. Dieses Licht wird durch den Teleskopspiegel auf eine Kamera fokussiert, die in der Brennebene des Spiegels angeordnet ist. Die Kamera besteht aus einem Raster von photosensitiven Detektoren, typischerweise Photovervielfacherröhren (PMT), die auf einzelne Photonen sensitiv sind. Die Anordnung von mehreren Teleskopen (zum Beispiel die HESS-Teleskope) erlaubt eine besonders genaue Richtungsbestimmung (etwa  $0.1^\circ$  bei HESS).

## 5.5 Erzeugungs- und Verlustprozesse für Gammastrahlung

In diesem Abschnitt sollen die Prozesse besprochen werden, in denen hochenergetische Photonen erzeugt werden können. Als ein wichtiges Ergebnis werden wir sehen, dass je nach den beitragenden Prozessen bestimmte Relationen zwischen den Spektren verschiedener Energiebereiche, vom Röntgen bis zum TeV-Bereich, zu erwarten sind (siehe als Beispiel das entsprechende Spektrum des Krebsnebels in Abb. 5.9). Das kann dann zur Analyse der Beschleunigungs-, Energieverlust- und Absorptionsprozesse benutzt werden. Insbesondere in Bezug auf das Einbeziehen der VHE-Gamma-Strahlung stehen wir hier ziemlich am Anfang einer interessanten Phase neuer Erkenntnisse.

Wie bereits erwähnt, muß die Gamma-Strahlung aus nicht-thermischen Prozes-

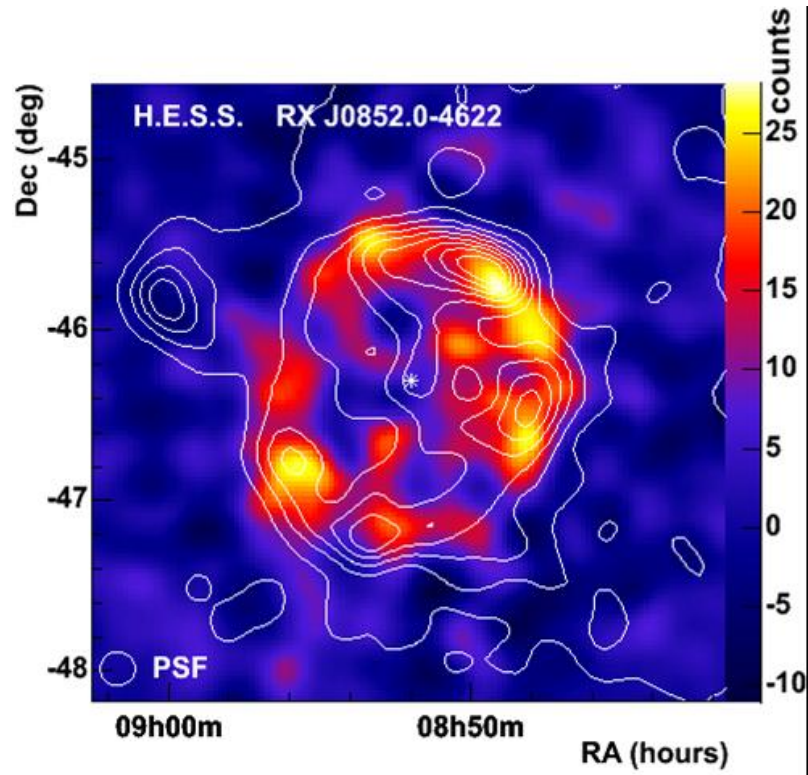


Abbildung 5.7: Die bisher größte aufgelöste VHE-Quelle ist der Supernova-Rest RX J0852.0-4622. Die Konturen entsprechen den von ROSAT gemessenen Röntgen-Intensitäten.

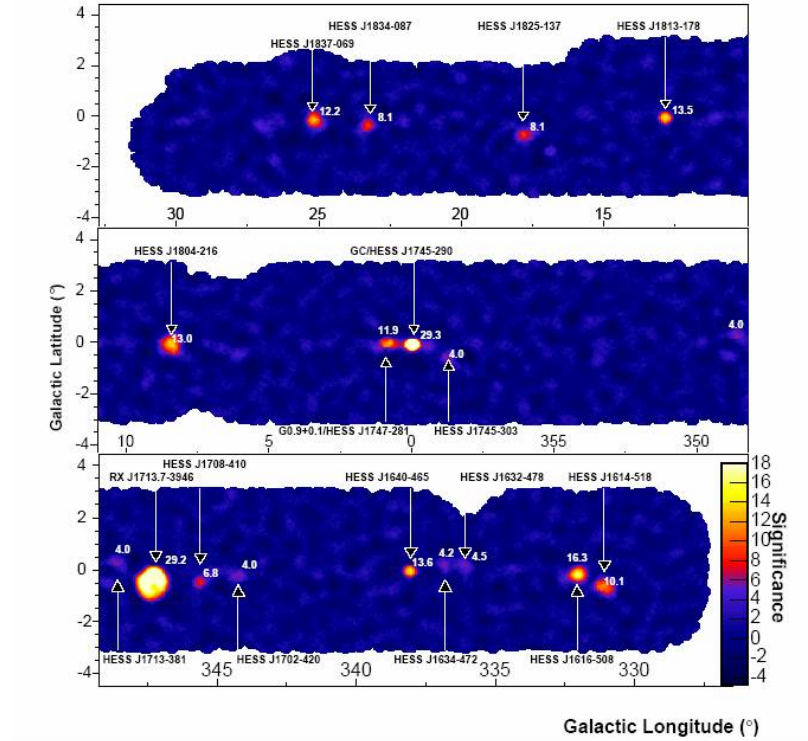


Abbildung 5.8: Quellen von TeV-Photonen beobachtet von HESS in der galaktischen Ebene. Von den 18 hier eingezeichneten Quellen sind 15 von HESS als TeV-Quellen entdeckt worden.

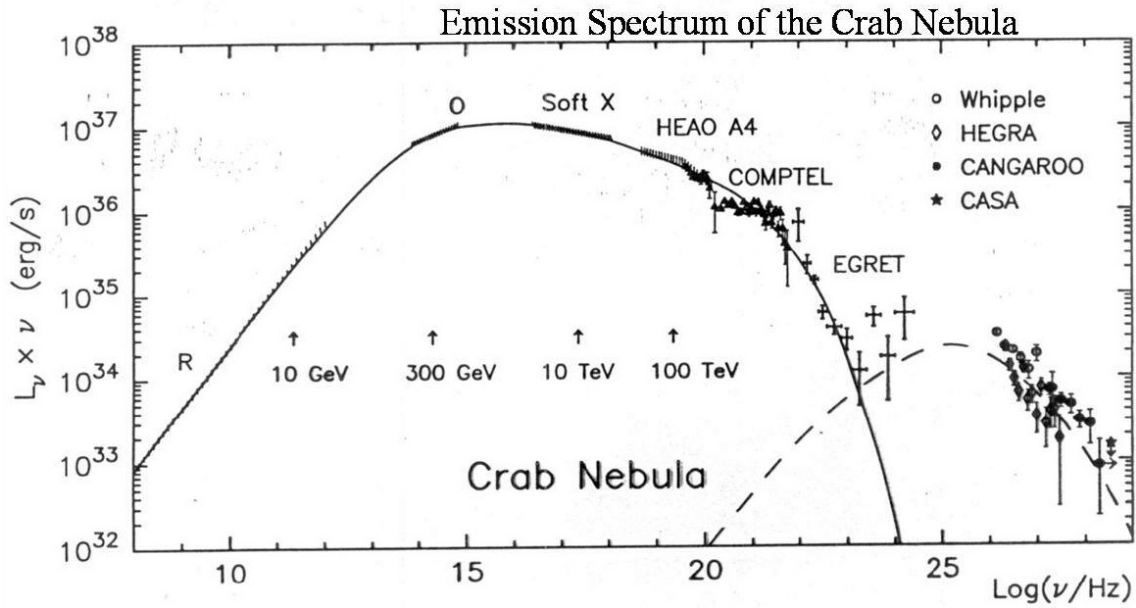


Abbildung 5.9: Gemessenes elektromagnetisches Spektrum des Krebsnebels.

sen stammen, zum Beispiel aus der Beschleunigung geladener Teilchen, die ihrerseits ihre Energie in verschiedenen Strahlungsprozessen abgeben. Die Teilchen, die für eine Beschleunigung in Frage kommen, sind Elektronen, Protonen und ihre Antiteilchen. Auf Grund der sehr unterschiedlichen Massen ist die Energieübertragung auf Gammas für Elektronen und Protonen sehr unterschiedlich. Einen Überblick über die möglichen Prozesse und deren Beitrag zu dem Gamma-Spektrum gibt Abb. 5.10.

### 5.5.1 Hadronische Beschleuniger

Hochenergetische Protonen (oder allgemeiner Kerne) erzeugen in unelastischen Wechselwirkungen mit der Materie in und um die beschleunigende Quelle oder auf dem Weg von der Quelle zu uns vor allem Pionen:

$$p + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- + X, \quad (5.1)$$

wobei wegen Isospinsymmetry jeder Ladungszustand etwa gleich häufig auftritt. Die  $pp$ -Reaktion (zum Beispiel beschleunigte Protonen reagieren mit interstellarem Wasserstoff) kann auch durch eine  $\gamma p$ -Reaktion ersetzt werden (Photoproduktion von Pionen), wenn die  $\gamma p$ -Schwerpunktenergie ausreicht.

Die neutralen Pionen zerfallen spontan in zwei Photonen,

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \quad (5.2)$$

und die geladenen erzeugen in ihrer Zerfallskette Neutrinos (Gleichungen (4.53-4.55)). Wie bereits erwähnt, erlaubt der Vergleich der Flüsse hochenergetischer Photonen und Neutrinos eine Aussage über den Beschleunigungsmechanismus.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (5.1) ist näherungsweise:

$$\sigma_{pp} \approx A + B \cdot \ln s \approx 50 \text{ mb für } E_p = 100 \text{ GeV} \dots 100 \text{ TeV}. \quad (5.3)$$



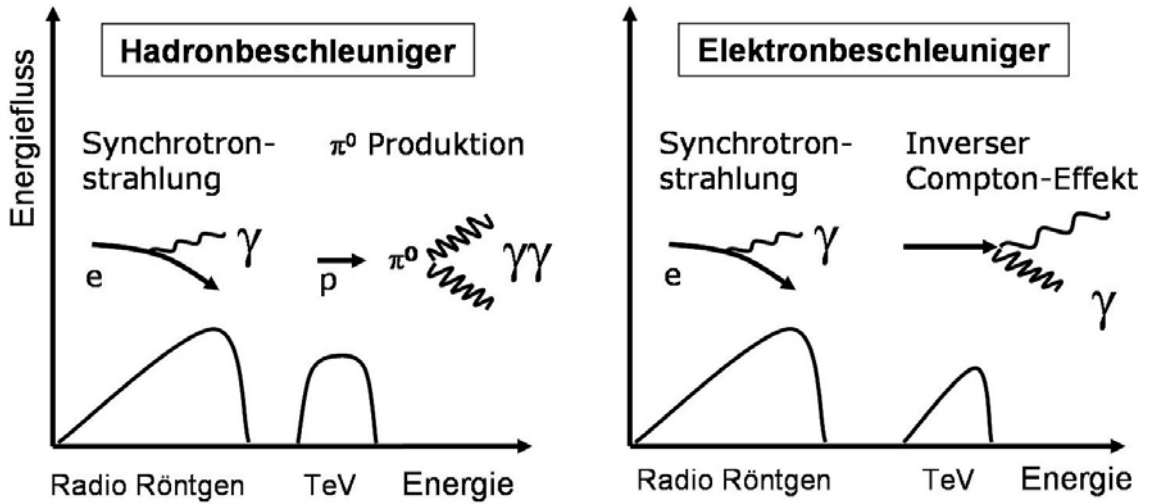


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung der Erzeugungsprozesse von Gammas und deren Beiträge zum Energiespektrum.

Für die folgenden Abschätzungen werden wir  $\sigma_{pp} \approx 50 \text{ mb}$  benutzen. Mit Simulationen findet man für die auf ein Photon übertragene Energie im Mittel:

$$\langle E_\gamma \rangle \approx \frac{1}{10} E_p, \quad (5.4)$$

so dass für das beobachtete Gamma-Spektrum die primären Protonenenergien entsprechend höher sein müssen:

$$E_\gamma = 500 \text{ GeV} \dots 10 \text{ TeV} \Leftrightarrow E_p = 5 \text{ TeV} \dots 100 \text{ TeV} \quad (5.5)$$

Der spektrale Index bleibt etwa der gleiche wie für die Protonen:

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \sim E_\gamma^{-2.7}. \quad (5.6)$$

**Kühlung der Protonen:** Die charakteristische Zeit  $\tau_{\pi^0}$  für den Energietransfer von den Protonen auf die Pionen, die 'Kühlungszeit' ist durch den mittleren Energieverlust definiert:

$$\left\langle -\frac{dE_p}{dt} \right\rangle = \frac{E_p(t=0)}{\tau_{\pi^0}} \quad (5.7)$$

Wir nehmen an, dass pro Stoß etwa die Hälfte der Protonenenergie in Pionen und davon ein Drittel in neutrale Pionen übertragen wird:

$$\sum E \approx 1/6 \cdot E_p = f \cdot E_p \quad (5.8)$$

Der mittlere Weg, auf dem ein Proton diesen Energiebruchteil an die produzierten  $\pi^0$  überträgt, ist:

$$\lambda_{\pi^0} = \frac{1}{n_p \sigma_{pp} f} \quad (5.9)$$

und damit die Kühlungszeit

$$\tau_{\pi^0} = \frac{\lambda_{\pi^0}}{c} = \frac{1}{n_p \sigma_{pp} f c} \approx \frac{1}{n_p \cdot \text{cm}^3} 4 \cdot 10^{15} \text{ s} \quad (5.10)$$

**Beispiel:** Das intergalaktische Medium (IGM) hat eine Protonendichte von etwa

$$n_p = 10 - 100 \text{ m}^{-3} \quad (\text{IGM}). \quad (5.11)$$

Daraus ergibt sich:

$$\tau_{\pi^0} \approx 4 \cdot 10^{19-20} \text{ s}, \quad \lambda_{\pi^0} \approx 10^{11} \text{ pc} \quad (5.12)$$

Die Kühlungszeit kommt in die Größenordnung des Alters des Universums.

### 5.5.2 Elektronbeschleunigung und Strahlungsprozesse

Beschleunigte Elektronen (gemeint sind immer auch die Positronen) können ihre Energie durch unterschiedliche Prozesse, die im Folgenden diskutiert werden, auf Photonen übertragen.

**Bremsstrahlung:** Bei der Streuung von Elektronen in dem Coulomb-Feld eines Kerns wird Bremsstrahlung erzeugt (Abb. 3.14), was zu einem mittleren Energieverlust

$$\left\langle -\frac{dE}{\rho dx} \right\rangle_{rad} = \frac{E}{X_0} \quad (5.13)$$

Daraus ergibt sich ein zeitlicher Energieverlust von:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dt} \cdot \left(\frac{dx}{dt}\right)^{-1} \approx \frac{dE}{dt} \frac{1}{c} \implies \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{c\rho}{X_0} E = \frac{E}{\tau_{rad}} \quad (5.14)$$

Mit  $X_0 = 63 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$  für Wasserstoff ( $p$ ) und  $\rho = n_p \cdot m_p$  ergibt sich die Kühlungszeit durch Bremsstrahlung am interstellaren Wasserstoff zu:

$$\tau_{rad} = \frac{X_0}{c \cdot m_p \cdot n_p} \approx \frac{1}{n_p \cdot \text{cm}^3} \cdot 10^{15} \text{ s} \quad (5.15)$$

Die Bremsstrahlung wird wesentlich, wenn in der Umgebung der Quelle eine größere Protonendichte herrscht. Die Beobachtung von Bremsstrahlung mit einem  $1/E_\gamma$ -Spektrum (gefaltet mit dem Elektronenspektrum) läßt Rückschlüsse auf die Protonendichte zu.

**Synchrotronstrahlung:** Die Bewegung eines geladenen Teilchens (Ladung  $z \cdot e$ ) in einem Magnetfeld ist durch die Lorentzkraft bestimmt:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{ze}{m} (\vec{p} \times \vec{B}) \quad (5.16)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung für ein homogenes Magnetfeld ist bekanntlich eine Helixbahn des Teilchens (Abb. 5.11) mit dem Gyroradius (siehe (3.5) in Abschnitt 3.4) in der Ebene senkrecht zu  $\vec{B}$ :

$$r_B = \frac{pc}{zeB}. \quad (5.17)$$

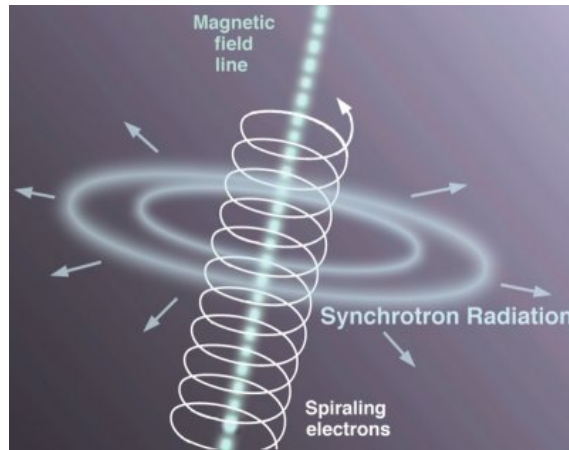


Abbildung 5.11: Helixbahn eines Elektrons in einem Magnetfeld. Die Synchrotronstrahlung wird bevorzugt tangential zu der Elektronenbahn abgestrahlt.

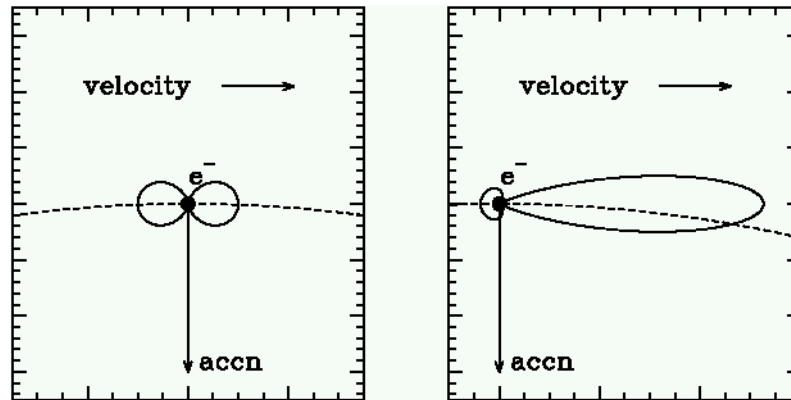


Abbildung 5.12: Entstehung der Synchrotronstrahlung als Dipolstrahlung, die durch den Lorentz-Boost in Elektronrichtung kollimiert wird.

Durch die Beschleunigung strahlt das Elektron Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung ab. Im Schwerpunktsystem des Elektrons entspricht das der Abstrahlung eines Dipols (Abb. 5.12 links); durch den Lorentz-Boost in Flugrichtung des Elektrons, wird die Strahlung in diese Richtung kollimiert (Abb. 5.12 rechts).

Der Energieverlust der Elektronen soll hier ohne weitere Ableitung angegeben werden<sup>1</sup>:

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T \cdot c \cdot u_{mag} \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 \quad (5.18)$$

Der Thomson-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  wird häufig als Bezugsgröße für andere Photon-Wirkungsquerschnitte benutzt:

$$\sigma_T = \frac{8\pi r_e^2}{3} = 0.665 \text{ barn} \quad (5.19)$$

<sup>1</sup>Siehe dazu die zum Beispiel Lehrbücher über Elektrodynamik, oder die Webseite <http://www.astro.utu.fi/~cfynn/astroII/14.html>

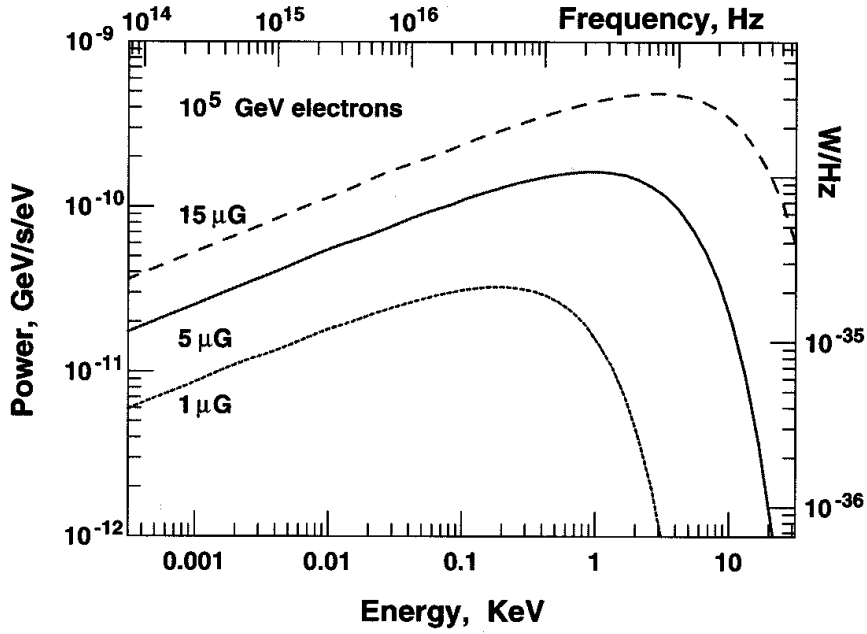


Abbildung 5.13: Leistungsspektrums der Synchrotronstrahlung für Elektronenenergien von  $10^5$  GeV und verschiedene Magnetfeldstärken (aus [5]).

Die Energiedichte des magnetischen Feldes  $u_B$  wird wie üblich berechnet:

$$u_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0} = 250 \left( \frac{B}{10^{-8} \text{ T}} \right)^2 \text{ eV cm}^{-3} \quad (5.20)$$

Damit ergibt sich die Kühlungszeit durch Synchrotronstrahlung:

$$\tau_{syn} = \frac{E}{\langle -\frac{dE}{dt} \rangle_{syn}} \approx 4 \cdot 10^{10} \left( \frac{B}{10^{-8} \text{ T}} \right)^{-2} \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1} \text{ s} \quad (5.21)$$

Das Spektrum steigt flach zu einem Maximum an und bricht dann relativ scharf ab (Abb. 5.13). Die Abschneideenergie ist:

$$E_c = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{e h B}{m_e} \sin \alpha, \quad (5.22)$$

wobei  $\alpha$  der Winkel der Teilchenspur gegen die Feldrichtung ist (Dipwinkel).

**Krümmungsstrahlung:** Elektronen, die mit einem Winkel  $\alpha \neq 0$  um B-Feldlinien spiralen, werden auf Grund der Abstrahlung in der Bewegung transversal zum Feld gedämpft und bewegen sich schließlich in Feldrichtung. Da jede transversale Abweichung gedämpft wird, folgen sie auch gekrümmten Feldlinien. Die entsprechende Strahlung nennt man Krümmungsstrahlung (curvature radiation). Die Abstrahlung kann hier ebenfalls mit (5.18) berechnet werden, wenn man aus dem Krümmungsradius  $r_B$  der Feldlinien das äquivalente Feld mit (5.17) berechnet:

$$\hat{B} = \frac{pc}{er_B} \implies u_{mag} = \frac{p^2 c^2}{2\mu_0 e^2 r_B^2} \quad (5.23)$$

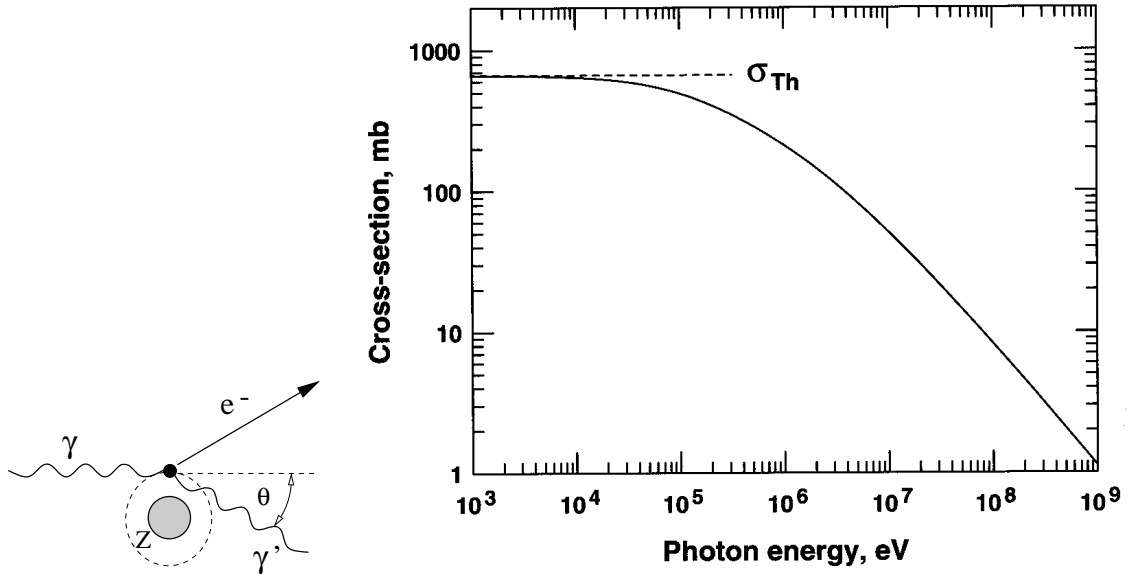


Abbildung 5.14: Darstellung der Compton-Streuung (links) und totaler Compton-Wirkungsquerschnitt (rechts).

Die Krümmungsstrahlung spielt in den Dipolfeldern der Magnetpole der Pulsare eine wichtige Rolle.

**Compton- und inverser Comptoneffekt:** Die Compton-Streuung eines Photons an einem quasi-freien, ruhenden Elektron ist in Abb. 5.14 links gezeigt: Das Photon streut elastisch an einem Hüllenelektron, überträgt dabei Energie auf das Elektron und verliert selbst Energie (‘Strahlungskühlung’). Die Energie des gestreuten Photons läßt sich aus der Kinematik als Funktion des Streuwinkels  $\theta$  berechnen ( $\epsilon = E_\gamma/m_e c^2$ ):

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (5.24)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt pro Elektron wird mit Methoden der Quantenelektrodynamik berechnet und ist als Klein-Nishina-Formel bekannt:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2[1 + \epsilon(1 - \cos \theta)]^2} \left( 1 + \cos^2 \theta + \frac{\epsilon^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \right) \quad (5.25)$$

Nach Integration über den Raumwinkel erhält man den totalen Compton-Wirkungsquerschnitt pro Elektron (Abb. 5.14 rechts):

$$\sigma_C = 2\pi r_e^2 \left[ \frac{1 + \epsilon}{\epsilon^2} \left( \frac{2(1 + \epsilon)}{1 + 2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) \right) + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) - \frac{1 + 3\epsilon}{(1 + 2\epsilon)^2} \right] \quad (5.26)$$

Für sehr große und sehr kleine Photonenergien gelten folgende Näherungen ( $\sigma_T$  ist der Thomson-Wirkungsquerschnitt):

$$\sigma_C \approx \begin{cases} \sigma_T(1 - 2\epsilon) \approx \sigma_T & \text{für } \epsilon \ll 1 \quad (\text{ThomsonLimit}) \\ \frac{3}{8}\sigma_T \frac{1}{\epsilon} (\ln(2\epsilon) + \frac{1}{2}) & \epsilon \gg 1 \quad (\text{hochrelativistisch}) \end{cases} \quad (5.27)$$

Die Wahrscheinlichkeit für Compton-Streuung ist proportional zu der Elektrodichte:

$$\frac{dN_\gamma}{N_\gamma} = -\sigma_C n_e dx \Rightarrow \lambda = \frac{1}{\sigma_C n_e}. \quad (5.28)$$

Die mittlere freie Weglänge oder ‘optische Tiefe’ ist zum Beispiel im Zentrum der Sonne ( $n_e(r=0) \approx 6 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ ) im Thomson-Limit  $\lambda \approx 300 \mu\text{m}$ .

**Inverser Compton-Effekt:** Der inverse Compton-Effekt (IC) ist die Streuung eines hochenergetischen Elektrons an einem relativ niederenergetischen Photon. Dabei kann den Photonen erhebliche Energie zugeführt werden, so dass dieser Prozess als der wesentliche für die Erzeugung hochenergetischer Gammas (bis in den TeV-Bereich) durch beschleunigte Elektronen angesehen wird.

Um die im vorigen Paragraphen eingeführten Wirkungsquerschnitte verwenden zu können, betrachten wir die Streuung im Schwerpunktsystem des Elektrons (gekennzeichnet mit ‘\*’). Für ein Elektron mit Energie und Impuls ( $E_e, \vec{p}_e$ ) erfolgt diese Transformation mit den Parametern:

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{|\vec{p}_e|}{E_e}, \quad \gamma = \frac{E_e}{m_e} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (5.29)$$

Zur Vereinfachung wollen wir nur den Fall betrachten, dass das Photon mit der Energie  $E_\gamma$  im Laborsystem dem Elektron entgegen läuft. Dann hat das Photon im Schwerpunktsystem des Elektrons die Energie

$$E_\gamma^* = \gamma E_\gamma - \gamma\beta(-E_\gamma) = \gamma(1 + \beta)E_\gamma \quad (\approx 2\gamma E_\gamma \quad \text{für } \beta \approx 1) \quad (5.30)$$

In dem gleichen System ist die Energie des gestreuten Photons:

$$E_\gamma^{*'} = \frac{E_\gamma^*}{1 + \frac{E_\gamma^*}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (5.31)$$

Zur weiteren Vereinfachung wollen wir nur die Rückstreuung der Photonen betrachten ( $\theta = 180^\circ$ ):

$$E_\gamma^{*'} = \frac{E_\gamma^*}{1 + 2\frac{E_\gamma^*}{m_e c^2}} \approx E_\gamma^* \quad (5.32)$$

Die letzte Näherung gilt für:

$$E_\gamma^* \ll m_e c^2/2 \Rightarrow \gamma(1 + \beta)E_\gamma \approx 2\gamma E_\gamma \ll m_e c^2/2 \quad (5.33)$$

oder:

$$E_\gamma \ll \frac{m_e c^2}{4\gamma} \quad (5.34)$$

Diese Bedingung ist für einen großen Bereich der uns interessierenden Energien erfüllt. Zum Beispiel gilt für die Streuung an CMB-Photonen:

$$\gamma \ll \frac{m_e c^2}{4E_\gamma} \approx \frac{0.5 \cdot 10^6 \text{ eV}}{4 \cdot 2.35 \cdot 10^{-4} \text{ eV}} \approx 0.5 \cdot 10^9 \Rightarrow E_e \ll 250 \text{ TeV} \quad (5.35)$$

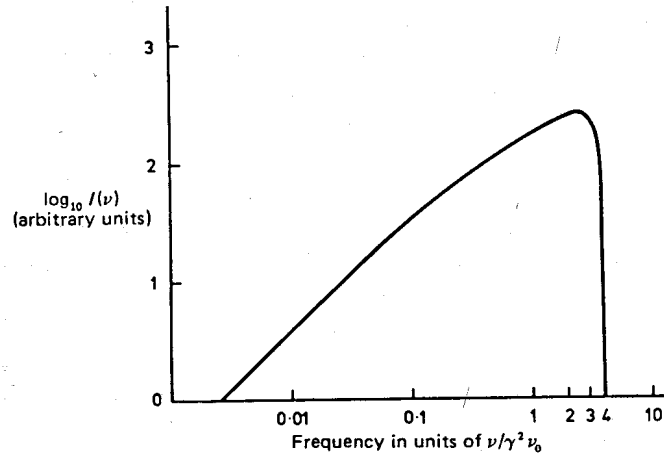


Abbildung 5.15: Energiespektrum der Photonen nach inverser Compton-Streuung ( $E_\gamma = h\nu$ ).

Die Rücktransformation der Energie des gestreuten Photons (5.31) in das Laborsystem ergibt:

$$E'_\gamma = \gamma E_\gamma^{*'} + \gamma\beta(E_\gamma^{*'}) = \gamma(1 + \beta)E_\gamma^{*'} \approx \gamma(1 + \beta)E_\gamma^*, \quad (5.36)$$

wobei auf der rechten Seite die Näherung  $E_\gamma^{*'} \approx E_\gamma^*$  in (5.32) benutzt wurde, die für  $E_\gamma \ll m_e c^2/(4\gamma)$  gilt.

Aus (5.36) und (5.30) ergibt sich:

$$E'_\gamma = \gamma^2(1 + \beta)^2 E_\gamma \approx 4\gamma^2 E_\gamma \quad \text{für } E_\gamma \ll \frac{m_e c^2}{4\gamma} \quad (5.37)$$

Charakteristisch ist das quadratische Anwachsen der Streuenergie mit dem Lorentz-Faktor  $\gamma$  und damit mit der Elektronenergie (natürlich kann das wegen der Energieerhaltung nicht allgemein gelten, sondern nur unter der angegebenen Bedingung). Das Spektrum der IC-Photonen häuft sich stark bei der maximalen Energie, mit der obigen Näherung bei

$$E_{\gamma max} \approx 4\gamma^2 E_\gamma, \quad (5.38)$$

wobei die mittlere Energie etwa  $1/3 E_{\gamma max}$  ist (Abb. 5.15). Die Energieübertragung von den Elektronen auf die Photonen ist also sehr effektiv.

Die mittlere freie Weglänge eines Elektrons für inverse Compton-Streuung ist  $\lambda = 1/(\sigma_C \cdot n_\gamma)$  und die mittlere Stoßzeit  $\tau$  ist:

$$\tau = \frac{\lambda}{c} = \frac{1}{\sigma_C \cdot n_\gamma \cdot c} \quad (5.39)$$

Der Energieverlust eines Elektrons bei einem Stoß ist  $E'_\gamma \sim \gamma^2 E_\gamma$ . Damit kann der mittlere Energieverlust pro Zeit abgeschätzt werden zu:

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle_{IC} \approx \frac{E'_\gamma}{\tau} \sim \sigma_C n_\gamma c \gamma^2 E_\gamma \quad (5.40)$$

Mit der Energiedichte  $u_{rad} = n_\gamma E_\gamma$  eines isotropen elektromagnetischen Feldes und der Mittelung über alle Richtungen der Feldquanten und der gestreuten Photonen ergibt sich schließlich im Thomson-Limit:

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T \cdot c \cdot u_{rad} \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 \quad (5.41)$$

Der Energieverlust der Elektronen in einem Magnetfeld durch Synchrotronstrahlung hat die gleiche Form (siehe (5.18)):

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T \cdot c \cdot u_{mag} \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 \quad (5.42)$$

Hier wird also nur die Strahlungsdichte durch die Energiedichte des Magnetfeldes ersetzt. Die Interpretation ist offensichtlich, dass die Elektronen Energie durch inverse Compton-Streuung an den Feldquanten des Magnetfeldes verlieren.

Beispiele für Energieverlust von Elektronen:

- Sternenlicht (im Optischen) hat in Galaxien eine Energiedichte von  $u_{rad} \approx 0.6 \text{ MeV/m}^3$  und typische Magnetfelder sind  $B \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ T}$ . Damit ergibt sich:

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle_{IC} = 1.6 \cdot 10^{-14} (\beta\gamma)^2 \text{ eV/s} \quad (5.43)$$

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle_{syn} = 0.6 \cdot 10^{-14} (\beta\gamma)^2 \text{ eV/s} \quad (5.44)$$

Für die ‘Kühlungszeit’

$$\tau = \frac{E}{\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle} \quad (5.45)$$

ergibt sich bei einer Elektronenergie von  $E_e = 100 \text{ GeV}$ :

$$\tau_{IC} \approx 0.5 \cdot 10^7 \text{ a}, \quad \lambda_{IC} \approx 1.5 \text{ Mpc} \quad (5.46)$$

$$\tau_{syn} \approx 1.5 \cdot 10^7 \text{ a}, \quad \lambda_{syn} \approx 4 \text{ Mpc} \quad (5.47)$$

Die Größen  $\lambda$  sind die Wege, die in der Kühlungszeit zurückgelegt werden können ( $1 \text{ pc} = 3.26 \text{ Lj}$ ).

- Im intergalaktischen Raum dominiert die Mikrowellenhintergrundstrahlung mit einer Dichte von  $u_{rad} \approx 0.26 \text{ MeV/m}^3$ . Damit ist:

$$\left\langle -\frac{dE}{dt} \right\rangle_{IC} = 0.7 \cdot 10^{-14} (\beta\gamma)^2 \text{ eV/s} \quad (5.48)$$

Mit einem typischen intergalaktischen Magnetfeld von  $B \approx 3 \cdot 10^{-12} \text{ T}$  ist der Synchrotronstrahlungsverlust vernachlässigbar. Für die inverse Compton-Streuung an den CMB-Photonen ergibt sich für  $E_e = 100 \text{ GeV}$ :

$$\tau_{IC} \approx 1.2 \cdot 10^7 \text{ a}, \quad \lambda_{IC} \approx 3.7 \text{ Mpc} \quad (5.49)$$

Die Weglängen sind mit dem Radius der Milchstraße von  $r = 15 \text{ kpc}$  und dem Abstand zur nächsten Galaxis von etwa  $0.8 \text{ Mpc}$  zu vergleichen.



### 5.5.3 Absorption von hochenergetischer Gammastrahlung

In Materie wird hochenergetische Gammastrahlung hauptsächlich durch Paarbildung im Coulomb-Feld eines Kerns absorbiert (siehe Abschnitt 3.7, Abb. 3.18c). Diese Reaktion macht zum Beispiel auch die Atmosphäre undurchdringlich für Gammastrahlung. Wenn wir danach fragen, wodurch die Ausbreitung der Gammastrahlung im interstellaren und intergalaktischen Raum eingeschränkt ist, muß man vor allem die Wechselwirkung mit den elektromagnetischen Strahlungsfeldern, die praktisch über alle Wellenlängenbereiche im Universum vorhanden sind, in Betracht ziehen. Abweichend von dem klassischen Superpositionsprinzip, das in den Maxwell-Gleichungen verankert ist, führt die Kopplung der Photonen an Materie zu nicht-linearen Effekten der Strahlung. Für die Astrophysik spielt vor allem die Paarbildung in Zwei-Photon-Streuprozessen eine wichtige Rolle (Abb. 5.16):

$$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^- \quad (5.50)$$

Hochenergetische Photonen werden durch diesen Prozess absorbiert, wenn die Schwerpunktsenergie die doppelte Elektronenmasse übersteigt ( $p_{\gamma i}$  sind die Vierervektoren der Photonen):

$$s = (p_{\gamma 1} + p_{\gamma 2})^2 \geq (2 m_e c^2)^2. \quad (5.51)$$

Wenn die Photonen genau aufeinander zulaufen, ergibt sich:

$$s = 4 E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} \geq (2 m_e c^2)^2 \Rightarrow E_{\gamma 1} \geq \frac{(m_e c^2)^2}{E_{\gamma 2}} \quad (5.52)$$

Aus der rechten Seite kann man nun ausrechnen, ab welcher Energie  $E_{\gamma 1}^{Schwelle}$  ( $\gamma_1$  sei das höher-energetische Photon) ein Raum mit bestimmten Strahlungsfeldern für Photonen undurchsichtig wird. Beispiele:

$$E_{\gamma 1}^{Schwelle} = \frac{(m_e c^2)^2}{E_{\gamma 2}} \approx \begin{cases} 10^{15} \text{ eV} & \text{CMB (} 2.35 \cdot 10^{-4} \text{ eV)} \\ 10^{19...20} \text{ eV} & \text{Radio} \\ 10^{12...15} \text{ eV} & \text{IR (} 10^{-1...-4} \text{ eV)} \end{cases} \quad (5.53)$$

Die Transparenz oberhalb der Schwelle wird durch den Wirkungsquerschnitt des Zweiphoton-Prozesses (5.50) bestimmt:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \begin{cases} 4\pi r_e^2 \frac{(m_e c^2)^2}{s} \left( \ln \frac{s}{(m_e c^2)^2} - 1 \right) & s \gg (2 m_e c^2)^2 \\ \pi r_e^2 \sqrt{1 - \frac{(2 m_e c^2)^2}{s}} & s \rightarrow (2 m_e c^2)^2 \text{ (Schwelle)} \end{cases} \quad (5.54)$$

Der maximale Wirkungsquerschnitt liegt nahe der Schwelle bei etwa  $\pi r_e^2 = 3/8 \sigma_T$ . Die mittlere freie Weglänge von Photonen als Funktion der Energie für Reaktionen verschiedenen Komponenten der elektromagnetischen Strahlung ist in Abb. 5.17 gezeigt. Für die Wechselwirkung mit CMB-Photonen bei einer mittleren Energie erhält man ( $n_\gamma = 410 \text{ cm}^{-3}$ ):

$$\lambda_{CMB} = \frac{8}{3\sigma_T n_\gamma} \approx 10^{20} \text{ m} \approx 3 \text{ kpc} \quad (5.55)$$

Das bedeutet, dass Photonen mit Energien um  $10^{15} \text{ eV}$  bereits innerhalb der unserer Galaxis absorbiert werden.

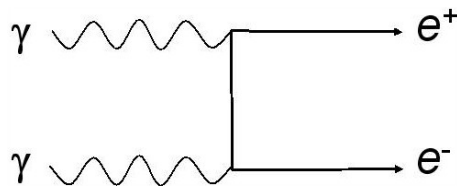


Abbildung 5.16: Diagramm für die Zwei-Photon-Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares.

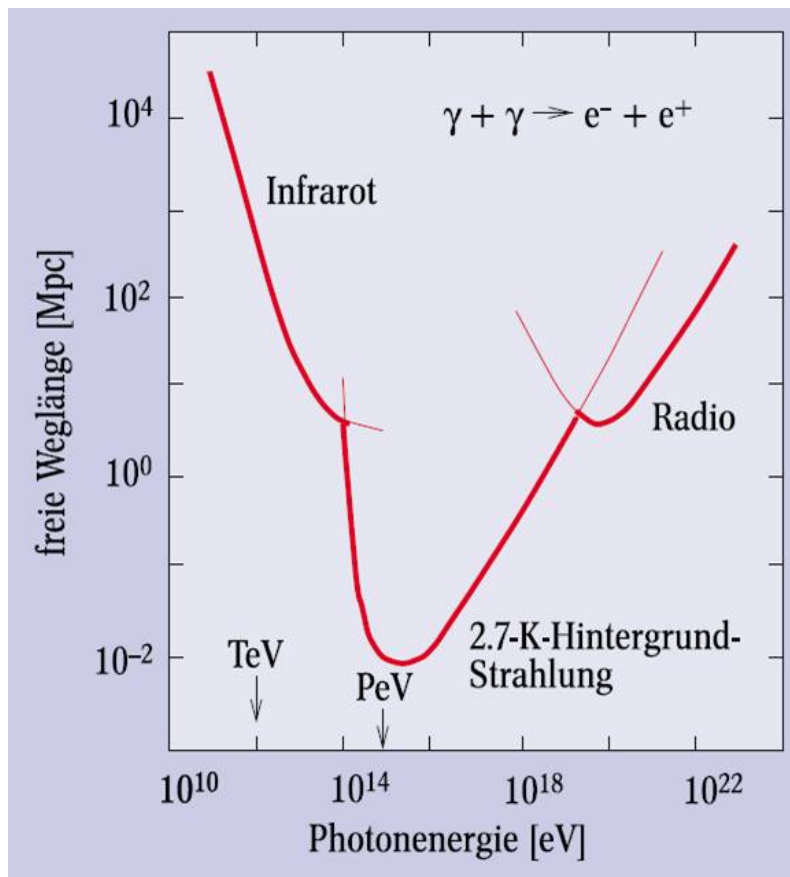


Abbildung 5.17: Die mittlere freie Weglänge von Photonen als Funktion ihrer Energie. 10 kpc entspricht dem Radius unserer Galaxis, 100 Mpc der typischen Entfernung zu den nächsten aktiven galaktischen Kernen. Wegen der ungenauen Kenntnis des Infrarothintergrundes unterliegt die Absorption bei Energien unterhalb von 100 TeV großen Unsicherheiten (aus: C.Spiering, Phys. Bl. 56 (2000) 53)