

Abbildung 5.6: Fermi-Beschleunigung 1.Ordnung an einer Schockfront.

5.4.2 Beschleunigung in Schockwellen

Die Beschleunigung in einer Schockwelle (Abb. 5.6) soll hier analog zur Fermi-Beschleunigung in Abschnitt 5.3 berechnet werden, mit dem wesentlichen Unterschied, dass die Schockwelle eine Vorzugsrichtung hat und dass deshalb die Mittelung über die Streuwinkel anders ist. Wir werden sehen, dass der Energiezuwachs dann linear von der Geschwindigkeit der Schockwelle abhängt. Zusätzlich muss die Annahme gemacht werden, dass die Teilchen auch in dem interstellaren, ungestörten Gas vor der Schockfront Magnetfelder vorfinden, die sie mit einer vertretbaren Zeitkonstante zurückstreuen können. Für die Berechnung der Energie nach der Streuung in der Schockwelle (Abb. 5.6) greifen wir auf (5.33) in Abschnitt 5.3 zurück:

$$E_2 = \gamma^2 E_1 (1 + \beta \cos \theta'_2) (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (5.55)$$

Nach dem in Abschnitt 5.4.1 besprochene Modell für die Schockwelle gilt hier:

$$\beta = \frac{3u}{4c}. \quad (5.56)$$

Die gestreute Energie (5.55) ist wieder über die Winkel zu mitteln:

$$\langle E_2 \rangle = \gamma^2 E_1 (1 + \beta \langle \cos \theta'_2 \rangle) (1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) \quad (5.57)$$

Die Mittelung führen wir nur über die jeweilige Hemispäre aus, in der das Teilchen dem Beschleunigungsprozess erhalten bleibt (der andere Teil geht in die Verlustwahrscheinlichkeit ein):

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{-1}^0 \cos \theta_1 d \cos \theta_1}{\int_{-1}^0 d \cos \theta_1} = -\frac{1}{2} \quad (5.58)$$

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{\int_0^+ \cos \theta'_2 d \cos \theta'_2}{\int_0^+ d \cos \theta'_2} = -\frac{1}{2} \quad (5.59)$$

Mit diesen beiden Mittelungen ergibt sich für die mittlere Energie des gestreuten Teilchens wie in Abschnitt 5.3:

$$\langle E_2 \rangle = \gamma^2 E_1 (1 + \frac{1}{2} \beta)^2 = E_1 \frac{(1 + \frac{1}{2} \beta)^2}{1 - \beta^2} = E_1 (1 + \beta + O(\beta^2)) \quad (5.60)$$

oder:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{\langle E_2 \rangle - E_1}{E_1} \approx \beta = \frac{3}{4}u \quad (5.61)$$

Das heißt, dass der Energiezuwachs hier von 1. Ordnung in der Geschwindigkeit der Schockwelle ist. Auch hier ergibt sich mit der Annahme, dass der Energiezuwachsparameter,

$$\xi = 1 + \frac{3}{4}u/c, \quad (5.62)$$

und die Verbleibwahrscheinlichkeit P konstant sind, ein Potenzgesetz (5.43) für das Energiespektrum:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dE}(E_0) \cdot \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-1 + \ln P / \ln \xi} = \frac{dN}{dE}(E_0) \cdot \left(\frac{E}{E_0} \right)^\alpha \quad (5.63)$$

Numerische Abschätzungen ergeben auch hier Werte $\alpha \approx -2.0 \dots 2.2$, was mit dem beobachteten Wert $\alpha \approx 2.7$ unterhalb des Knies bei Berücksichtigung von Energieverlusteffekten im interstellaren Medium konsistent ist. Die Erklärung der Energien oberhalb des Knies im Energiespektrum bleibt auch hier offen, weil die interstellaren Magnetfelder nicht ausreichen, um bei den hohen Energien die Rückstreuung zur Schockfront zu gewährleisten.

5.5 Pulsare

Die Eigenschaften von Pulsaren haben wir in Abschnitt 4.3.5 eingeführt. Pulsare sind wegen der extrem hohen Magnetfelder und der hohen Rotationsgeschwindigkeiten starke Strahlungsquellen. Im allgemeinen sind die Rotationsachse und die Achse des Magnetfeldes gegeneinander geneigt (Abb. 4.19), was zu der Beobachtung von Strahlungspulsen führt. Gepulste Gamma-Strahlung wird bis in den 10-GeV-Bereich beobachtet (Abb. 5.7). Obwohl Pulsare auch als TeV-Gammastrahler identifiziert wurden, konnte im TeV-Bereich mit den HESS-Teleskopen keine gepulste Strahlung von den drei in Abb. 5.7 gezeigten Pulsaren gefunden werden citeF-Schmidt.

5.5.1 Das Goldreich-Julian-Modell

Die Phänomene in der Magnetosphäre eines Pulsars sind im Allgemeinen sehr komplex. Zur Vereinfachung wird in dem Goldreich-Julian-Modell angenommen, dass die Drehachse und die Magnetfeldachse parallel sind ('aligned rotator'). Wir wollen im Folgenden die Berechnung des Modells nachvollziehen und beziehen uns auf die in Abb. 5.8 angegebenen Variablen. Es wird angenommen, dass das Magnetfeld statisch und das eines punktförmigen Dipols ist:

$$\vec{B}(r, \theta) = \frac{B_0}{2} \left(\frac{R}{r} \right)^3 (2 \cos \theta \vec{e}_r + \sin \theta \vec{e}_\theta) \quad (5.64)$$

Innerhalb des Sterns ($r < R$) bewegen sich die Teilchen durch das Feld mit der Geschwindigkeit

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r} = r \sin \theta \vec{e}_\phi \quad (\vec{e}_\phi = \vec{e}_r \times \vec{e}_\theta). \quad (5.65)$$

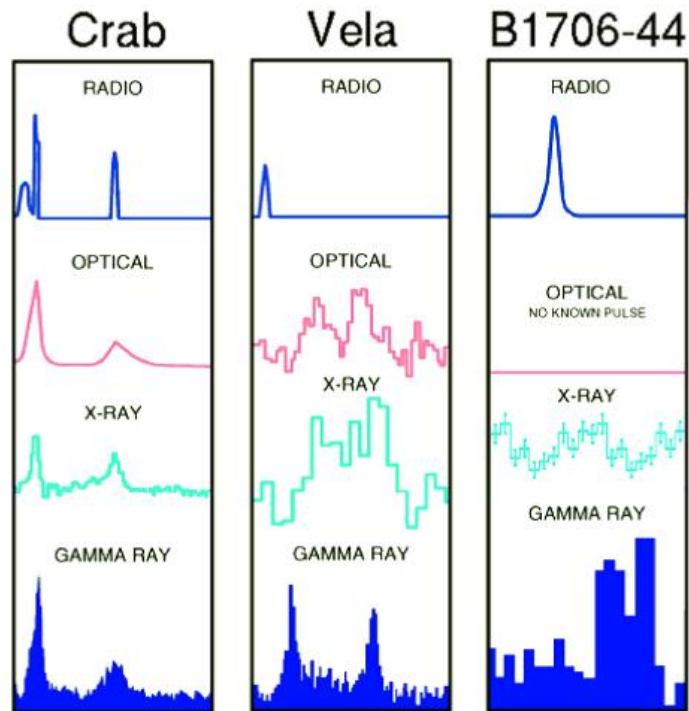


Abbildung 5.7: Lichtkurven als Funktion der Phase für drei verschiedene Pulsare und verschiedene Spektralbereiche.

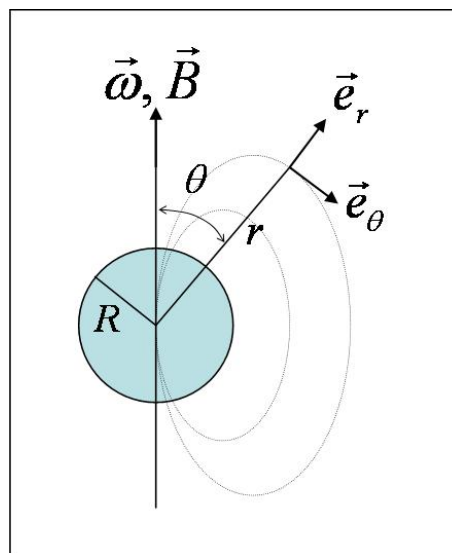


Abbildung 5.8: Zur Berechnung des Goldreich-Julian-Modells.

Die Sternmaterie sei ein idealer Leiter, in dem sich ein Gleichgewicht zwischen Lorentz-Kraft, die die Ladungen separiert, und dem dadurch induzierten Feld einstellt:

$$\vec{F} = q (\vec{E}_{ind} + \vec{v} \times \vec{B}) = 0 \quad (r \leq R) \quad (5.66)$$

Das induzierte elektrische Feld ist also:

$$\vec{E}_{ind} = -\vec{v} \times \vec{B} = -(\vec{\omega} \times \vec{r}) \times \vec{B} \quad (5.67)$$

innerhalb des Sterns. Mit (5.65) und (5.64) ergibt sich:

$$\vec{E}_{ind} = \frac{\omega B_0 R^3}{2 r^2} [\sin^2 \theta \vec{e}_r - 2 \cos \theta \sin \theta \vec{e}_\theta] \quad (5.68)$$

Wegen $\nabla \times \vec{E}_{ind} = 0$ gibt es ein Potential Φ , mit dem man das elektrische Feld erzeugen kann:

$$\vec{E}_{ind} = -\nabla \Phi \quad \text{mit} \quad \Phi(r \leq R, \theta) = \Phi_0 \frac{R}{r} \sin^2 \theta, \quad (5.69)$$

Dabei ist Φ_0 der Spannungsabfall auf der Oberfläche des Sterns zwischen Pol und Äquator:

$$\Phi_0 = \frac{\omega B_0 R^2}{2} = 3 \cdot 10^{16} \text{ V} \left(\frac{B_0}{10^8 \text{ T}} \right) \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right)^{-1} \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^2, \quad (5.70)$$

Das Potential $\Phi = \Phi^i$ im Inneren des Sterns muss an der Sternoberfläche stetig sein. Unter der Annahme, dass ausserhalb des Sterns Vakuum ist, kann man für $r > R$ das Potential durch Lösen der Laplace-Gleichung und stetiger Anpassung bei $r = R$ fortsetzen:

$$\nabla E = \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0 \implies \Delta \Phi^a = 0 \quad (5.71)$$

Die allgemeine Lösung im axialsymmetrischen Fall mit der Randbedingung $\Phi = 0$ für $r \rightarrow \infty$ ist eine Entwicklung nach Legendre-Polynomen $P_l(\cos \theta)$:

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{r^{l+1}} a_l P_l(\cos \theta) \quad (5.72)$$

Die Koeffizienten a_l werden durch die Randbedingung $\Phi^i(r = R, \theta) = \Phi^a(r = R, \theta)$ festgelegt. Da $\Phi^i \sim \sin^2 \theta$ sind nur die Koeffizienten für $l = 0$ und $l = 2$ ungleich 0:

$$\Phi(r = R, \theta) = \Phi_0 (1 - \cos^2 \theta) = \Phi_0 \frac{2}{3} [P_0(\cos \theta) - P_2(\cos \theta)] \quad (5.73)$$

Das Potential ist damit eine Superposition der Potentiale einer Punktladung (Monopol, $l = 0$) und eines Quadrupols ($l = 2$). Das Potential ausserhalb des Sterns ist dann:

$$\Phi^a(r, \theta) = \Phi_0 \left[\frac{2R}{3r} - \frac{1}{3} \left(\frac{R}{r} \right)^3 (3 \cos^2 \theta - 1) \right] \quad (5.74)$$

Damit kann das elektrische Feld im Außenraum bestimmt werden:

$$\vec{E}_{ind} = -\nabla \Phi \quad (5.75)$$

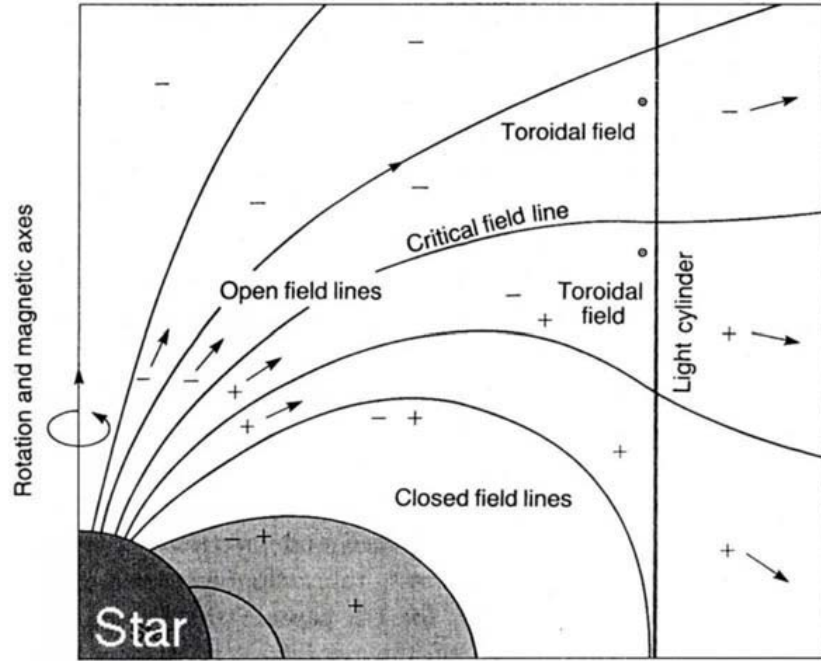


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung der Magnetosphäre eines ‘aligned rotator’ nach dem Modell von Goldreich und Julian. Entlang den offenen Feldlinien fließen oberhalb einer ‘kritischen Feldlinie’ negativ geladene Teilchen und unterhalb dieser Feldlinien positiv geladene Teilchen nach aussen (aus [6]).

Von Interesse ist besonders das elektrische Feld parallel zu dem Magnetfeld, weil es Teilchen, die entlang den Feldlinien laufen, beschleunigt:

$$E_{||,ind} := \frac{\vec{E}_{ind} \cdot \vec{B}}{|\vec{B}|} = 4 \frac{\Phi_0}{R} \left(\frac{R \frac{1}{3} \cos \theta - \cos^3 \theta \left(\frac{R}{r} \right)^2}{r \sqrt{3 \cos^2 \theta + 1}} \right) \quad (5.76)$$

Auf der Sternoberfläche ist dieses Feld

$$E_{||,ind} = O(10^{12} \text{V/m}) \quad (5.77)$$

und damit viel größer als die Gravitationskräfte, die auf die Teilchen wirken. Die radiale Komponente des elektrischen Feldes $E_{r,ind}$ hat eine Diskontinuität an der Sternoberfläche die zu einer Flächenladungsdichte führt:

$$\sigma = \varepsilon_0 \left(E_{r,ind}(r \xrightarrow{>} R) - E_{r,ind}(r \xrightarrow{<} R) \right) = \frac{\varepsilon_0 \Phi_0}{R} \left(\frac{2}{3} - 2 \cos^2 \theta \right) \quad (5.78)$$

Allerdings werden bei starken $E_{||}$ die Ladungen aus der Oberfläche gezogen und es wird sich ein Plasma im Außenraum bilden (im Gegensatz zu unserer Annahme, dass außen Vakuum herrscht). Das äußere Feld wird die Ladungen im Plasma trennen bis es sich selbst kompensiert. Die sich dadurch aufbauende Ladungsdichte, genannt ‘Goldreich-Julian-Ladungsdichte’ ist:

$$\rho_{GJ} = \varepsilon_0 \nabla \cdot \vec{E}_{ind} = -\varepsilon_0 \Phi_0 \frac{R}{r^3} (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) = -2 \varepsilon_0 \vec{\omega} \cdot \vec{B} \quad (5.79)$$

Die Fläche, die durch $\vec{\omega} \cdot \vec{B} = 0$ definiert wird, trennt also Ladungsbereiche mit unterschiedlichem Vorzeichen.

In einem stationären Gleichgewicht rotiert das Plasma mit dem Stern mit der Driftgeschwindigkeit:

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} = \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (\text{mit der Annahme } \vec{v} \cdot \vec{B} = 0) \quad (5.80)$$

Spätestens in der Nähe des ‘Lichtzylinders’, an dem die Driftgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit wäre, kann das Plasma der Rotation nicht mehr folgen. Der Radius des Lichtzylinder ist:

$$v = r\omega = c \implies R_{lc} = \frac{c}{\omega} = 4.8 \cdot 10^4 \text{ km} \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right), \quad (5.81)$$

Nach dem Modell fließen auf den Magnetfeldlinien, die sich nicht innerhalb des Lichtzylinders schließen, Ladungen nach außen von dem Stern weg (Abb. 5.9). Das führt dazu, dass Ladungen nachgeliefert werden müssen und zwar aus dem Bereichen, in denen die offenen Feldlinien enden. Das ist in dem Bereich der Polkappen (‘polar cap’), der durch die letzten geschlossenen Feldlinien umgrenzt wird. Um diese Begrenzung zu berechnen, gehen wir von der Darstellung einer Feldlinie des punktförmigen Dipols (5.64) aus:

$$r = a \cdot \sin^2 \theta \quad (5.82)$$

Für die letzte geschlossenen Feldlinie, die bei $r = R_{lc}$ und $\theta = \pi/2$ gerade den Lichtzylinder berührt, ergibt sich $a = R_{lc}$. Damit läßt sich der halbe Öffnungswinkel der Polkappe berechnen:

$$\theta_{pc} \approx \sin \theta_{pc} = \sqrt{\frac{R}{R_{lc}}} = 0.83^\circ \cdot \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right)^{-1/2}, \quad (5.83)$$

entsprechend eine Polkappenradius:

$$R_{pc} = R \theta_{pc} \approx \sqrt{\frac{R^3 \omega}{c}} = 145 \text{ m} \cdot \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right)^{-1/2}. \quad (5.84)$$

Es wird angenommen, dass im Bereich der geschlossenen Feldlinien keine Ladungen fließen, dass die Ladungsverteilung statisch ist, und dass im Bereich der offenen Feldlinien Ladungen aus den Polkappen gezogen werden und entlang der Magnetfeldlinien beschleunigt werden. Eine Abschätzung für die möglichen elektrischen Feldstärken gibt der Spannungsabfall im Bereich der Polkappen mit (5.69) und für $R = 10 \text{ km}$:

$$\Delta V_{pc} \equiv \Phi(R, \theta = \theta_{pc}) - \Phi(R, \theta = 0) = \frac{\omega^2 B_0 R^3}{2c} = 6.6 \cdot 10^{12} \text{ V} \left(\frac{B_0}{10^8 \text{ T}} \right) \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right)^{-2} \quad (5.85)$$

In dem Magnetfeld strahlen Elektronen und Positronen Synchrotron- und Krümmungsstrahlung ab, die wiederum Paarbildung in dem Magnetfeld machen und zu

einem Plasma führen, das zu dem beobachteten Pulsarwind führt. In den starken Magnetfeldern und dem Strahlungsfeld können Elektronen über den inversen Compton-Effekt hochenergetische Gamma-Strahlung erzeugen (siehe unten die Diskussion der Messung gepulster Gamma-Strahlung im TeV-Bereich).

Dieses Modell zeigt, welche großen Kräfte grundsätzlich bei der schnellen Rotation eines Neutronensterns mit einem sehr starken Magnetfeld auftreten können. Allerdings sind die Rechnungen nicht immer konsistent und die Ergebnisse problematisch. Insbesondere stellt man fest, dass im stationären Gleichgewicht eigentlich keine Beschleunigungen auftreten, weil sich Felder durch Ladungen abschirmen.

5.5.2 Nicht-ausgerichtetes Magnetfeld

Ein dynamischeres Verhalten erwartet man, wenn Rotationsachse und Magnetfeld nicht ausgerichtet sind (Abb. 5.10). Hier weisen numerische Rechnungen darauf hin, dass neben einem Ladungsfluss im Bereich der Polkappen eine Teilchenbeschleunigung in einem Bereich getrennter Ladungen in der Nähe des Äquators ('outer gap') auftritt. In diesem Bereich ist die Chance größer, dass hochenergetische Gamma-Strahlung erzeugt und nicht gleich wieder absorbiert wird. Deshalb ist das 'Outer Gap' Modell für die TeV-Gamma-Astronomie attraktiv.

Eine Abschätzung für die maximal mögliche Beschleunigung wird in [6] diskutiert. Dazu betrachtet man die zeitliche Änderung des Magnetfeldes, durch die ein elektrisches Feld induziert wird, in der Nähe des Lichtzylinders:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.86)$$

Wenn sich die Änderung über eine typische Länge L mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet, läßt sich abschätzen:

$$\frac{E}{L} = \frac{B}{L/c} \implies E = Bc \quad (5.87)$$

In diesem Feld kann ein Teilchen beschleunigt werden:

$$E_{max} = \int_0^L e E ds = e B c L \quad (5.88)$$

Mit typischen Werten $B = 10^6$ T und $L = 100$ km erhält man als Abschätzung der maximal erreichbare Energie durch diese Betatron-Beschleunigung:

$$E_{max} = 3 \cdot 10^{19} \text{ eV}. \quad (5.89)$$

Einen Überblick über die typischen Größen und angenommenen Magnetfelder verschiedener kosmischer Objekte und die nach (5.88) zu erwartende maximal erreichbare Energie gibt das so genannten Hillas-Diagramm in Abb. 5.11.

Als eine weitere Möglichkeit, Teilchen auf hohe Energien zu bringen, wird die Beschleunigung durch starke Radiostrahlungspulse, die von dem Pulsar erzeugt werden, betrachtet. Durch eine Synchrotronstrahlungs-Paarbildungs-Kaskade werden Pulse kohärenter Radiostrahlung emittiert, in denen die Felder Stärken von $B = 10^6$ T

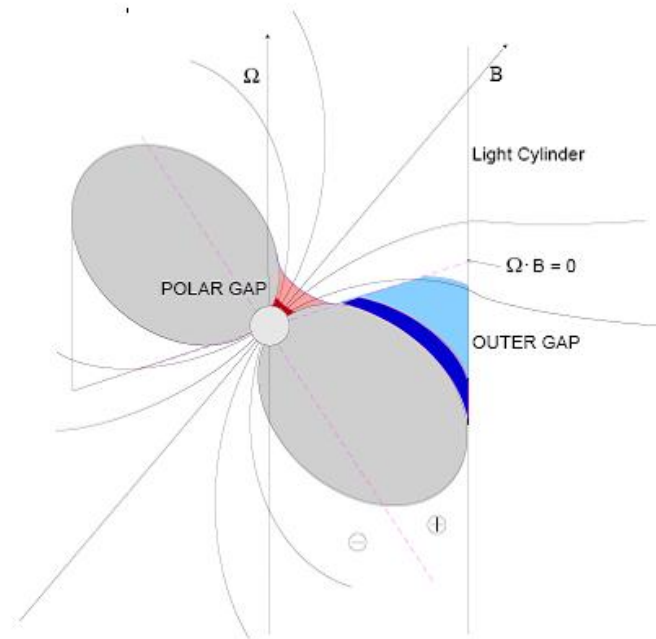


Abbildung 5.10: Magnetospäre eines Pulsars, dessen Rotations- und Magnetfeldachsen nicht ausgerichtet sind.

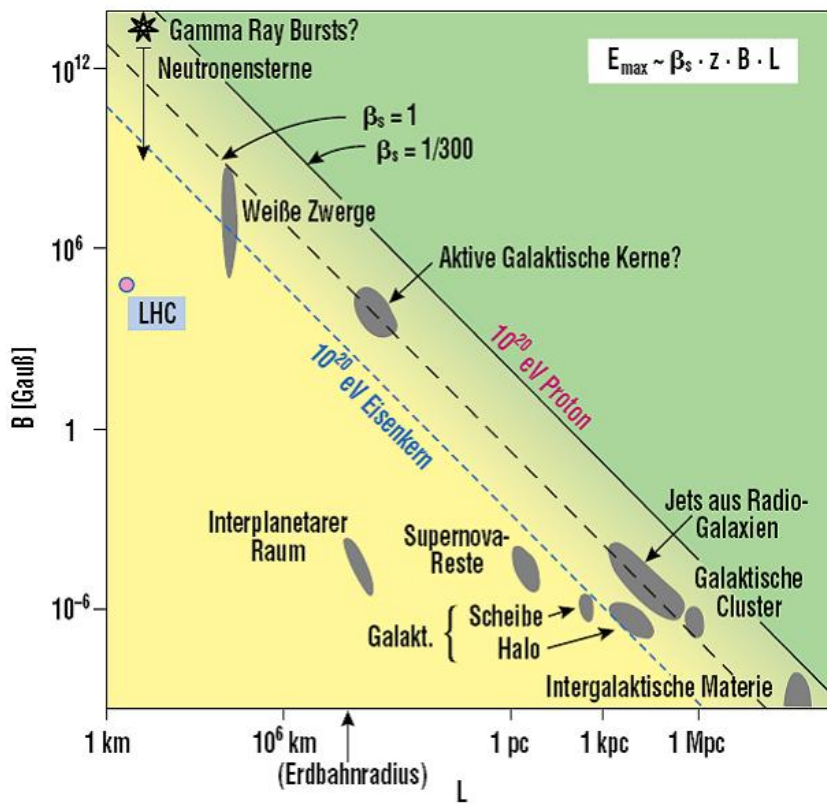


Abbildung 5.11: Im so genannten Hillas-Diagramm wird die charakteristische Größe L eines Objektes gegen die dort herrschende oder vermutete Magnetfeldstärke B aufgetragen. Objekte unterhalb der gestrichelten Linie können keine Protonen ($z = 1$) auf $E \geq 10^{20}$ eV beschleunigen, für Eisenkerne gilt entsprechend die gepunktete Linie ($z = 26$).

	P [ms]	τ [yr]	d [kpc]	B_0 [10^{12} G]	\dot{E}_{sd} [erg s $^{-1}$]
Crab	33.6	1,300	2.0	3.8	$4.5 \cdot 10^{38}$
Vela	89.3	11,000	0.3	3.3	$7.0 \cdot 10^{36}$
PSR B1706–44	102.5	17,000	1.8	3.1	$3.4 \cdot 10^{36}$

Tabelle 5.1: Tabelle der Parameter von drei Pulsaren, die auf gepulste TeV-Gammastrahlung untersucht wurden.

und $E = 3 \cdot 10^{14}$ V/m erreichen können. Damit die Teilchen in Phase mit dem Feld bleiben (auf der Welle ‘reiten’) müssen sie relativistisch sein. Die Zeitkonstante τ für die Beschleunigung auf Lichtgeschwindigkeit kann man durch

$$\gamma \frac{mc}{\tau} = eE \implies \tau \approx \frac{mc}{eE} \approx 10^{-14} \text{ s} \quad (5.90)$$

abgeschätzt werden. Diese Zeit ist so kurz, dass die Einstellung der richtigen Phase kein Problem ist. Ein wesentliches Problem ist allerdings, dass für eine im Vakuum frei propagierende Welle das elektrische Feld transversal zur Ausbreitungsrichtung schwingt und damit nicht beschleunigen kann. Die gewünschte longitudinale Komponente kann bei Ausbreitung der Radiostrahlung in einem Plasma entstehen (Plasmawellenbeschleunigung wird auch im Labor als mögliche Zukunftstechnik studiert) oder in dem Nahfeld des rotierenden Dipols (die Dipolstrahlung hat bekanntlich im Nahbereich sowohl transversale als auch longitudinale Komponenten).

An Modellen für solche Beschleunigungsmechanismen, die experimentell überprüfbare Vorhersagen machen, wird gearbeitet.

5.5.3 Suche nach gepulster TeV-Gammastrahlung

In der bereits zitierten Diplomarbeit von F.Schmidt [16] wurde nach gepulster TeV-Gammastrahlung bei den drei in Tabelle 5.1 aufgeführten Pulsaren gesucht. In Abb. 5.7 hatten wir für diese Pulsare die ‘Phasogramme’ gezeigt, die in allen Fällen gepulste Gamma-Strahlung (bis etwa 10 GeV, EGRET-Messungen) zeigen.

Der Pulsar im Krebsnebel ist eine starke TeV-Gammaquelle (Abb. 5.12 links), es gibt aber keine Anzeichen, dass die Strahlung gepulst ist (Abb. 5.12 rechts). Auch für die anderen beiden Pulsare wurde keine gepulste TeV-Gammastrahlung gefunden (allerdings in diesen Fällen auch keine ungepulste). Für alle drei Pulsare sind die Grenzen für gepulste TeV-Gammastrahlung in Abb. 5.13 zusammen mit den anderen gemessenen Frequenzbereichen dargestellt. Diese Grenzen beginnen sensitiv auf die Modellierung der Eigenschaften von Pulsaren zu werden, wie man an dem Vergleich der Messungen mit Modellrechnungen am Beispiel des Vela-Pulsars in Abb. 5.14 sieht.

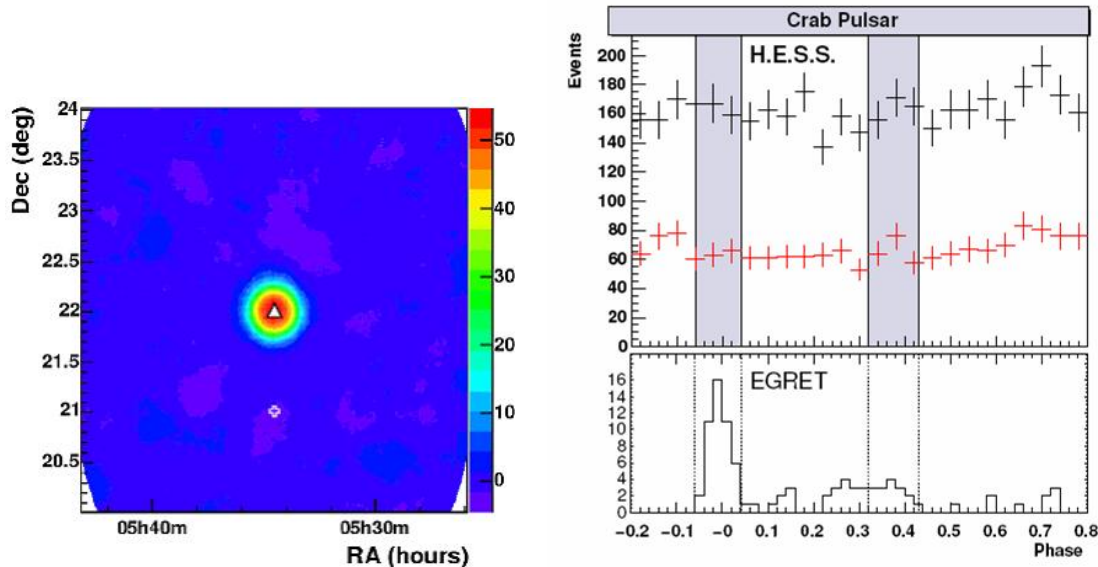


Abbildung 5.12: Links: Darstellung der Signifikanz von TeV-Gammastrahlung über dem Untergrund im Bereich des Krespulsars (HESS); die aus anderen Frequenzbereichen bekannte Position des Pulsars ist durch Δ gekennzeichnet. Rechts: 'Phasogramm' des Krebspulsars für TeV-Gammastrahlung, in dem keine signifikante Struktur auf gepulste Strahlung hinweist, verglichen mit EGRET-Messungen von GeV-Gammastrahlung, die gepulst beobachtet wird.

5.6 Aktive Galaktische Kerne

Aktive Galaktische Kerne (AGN, Active Galactic Nuclei) sind Galaxienkerne, deren Leuchtkraft mit der Leuchtkraft der gesamten übrigen Galaxie vergleichbar ist². Es wird angenommen, dass solche Kerne aus einem supermassereichen Schwarzen Loch (supermassive black hole, SMBH) mit Massen von 10^5 bis 10^{10} Sonnenmassen bestehen, das durch Akkretion von Materie auf kpc-Längenskalen seine Masse ständig vergrößert.

Akkretion ist der effizienteste Mechanismus, um Materie in Strahlung umzuwandeln. Mit diesem Prozess sind heftige Strahlungsprozesse verbunden, die die Ursache für die enormen Helligkeiten von AGN sind. Aufgrund dieser Helligkeit auf allen möglichen Wellenlängen des elektromagnetischen Spektrums, können die AGN auch in sehr großen Entfernungen noch beobachtet werden. Dies erklärt, weshalb sie von kosmologischem Interesse sind. Der aktuelle Entfernungsrekord bei den AGN hält ein Quasar des Sloan Digital Sky Survey Samples mit einer Rotverschiebung von $z = 6.41$. Hier schaut man weit in die Vergangenheit des Universums.

Senkrecht zu der Akkretionsscheibe bilden sich gigantische Jets aus, die eine Länge von mehreren Mpc erreichen können (Abb. 5.15). Aktive Galaktische Kerne, deren Jets auf uns gerichtet sind, so genannte Blazare, sind als starke Gamma-Strahler, bis in den TeV-Bereich, identifiziert worden.

An Stoßwellen in der Akkretionsscheibe oder im Jet können Protonen beschleu-

²siehe http://www.mpe.mpg.de/~amueller/astro_agn.html
<http://glast.gsfc.nasa.gov/public/science/agn.html>

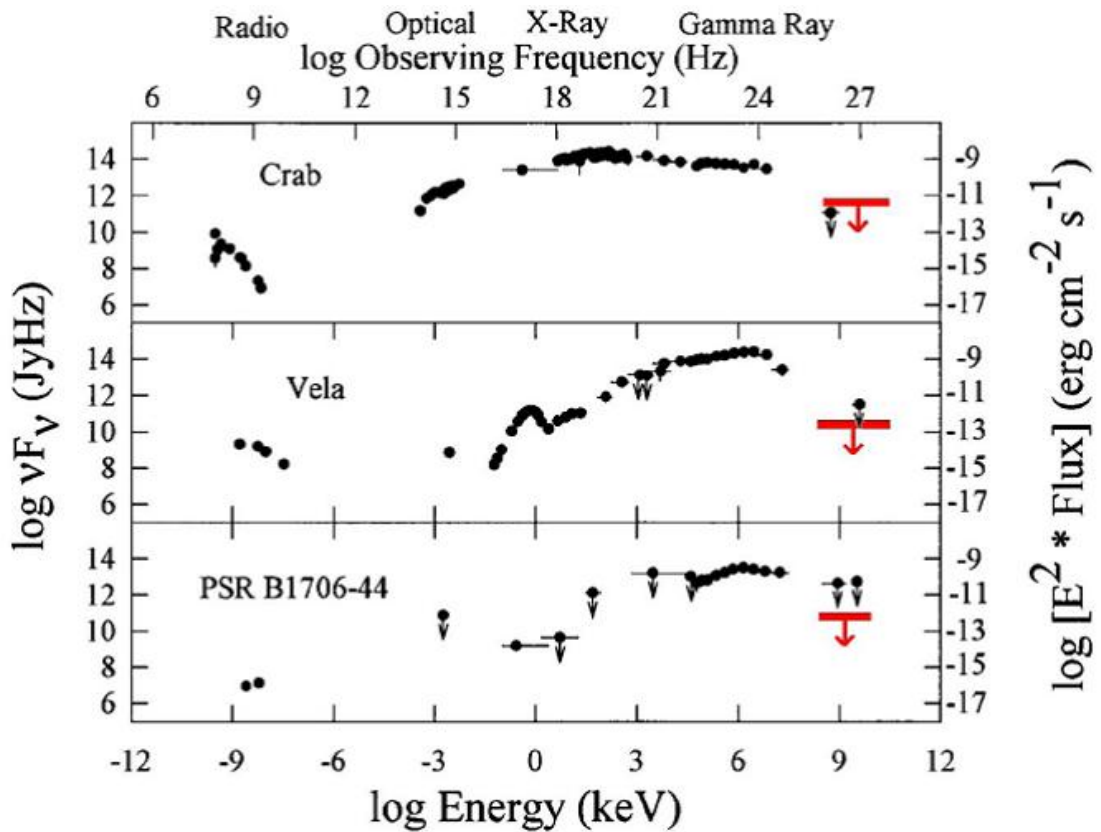


Abbildung 5.13: Breitband-Messungen der gepulsten Strahlung von drei untersuchten Pulsaren. Im TeV-Bereich sind die Grenzen von HESS (Balken) und früheren Experimenten angegeben (aus [16]).

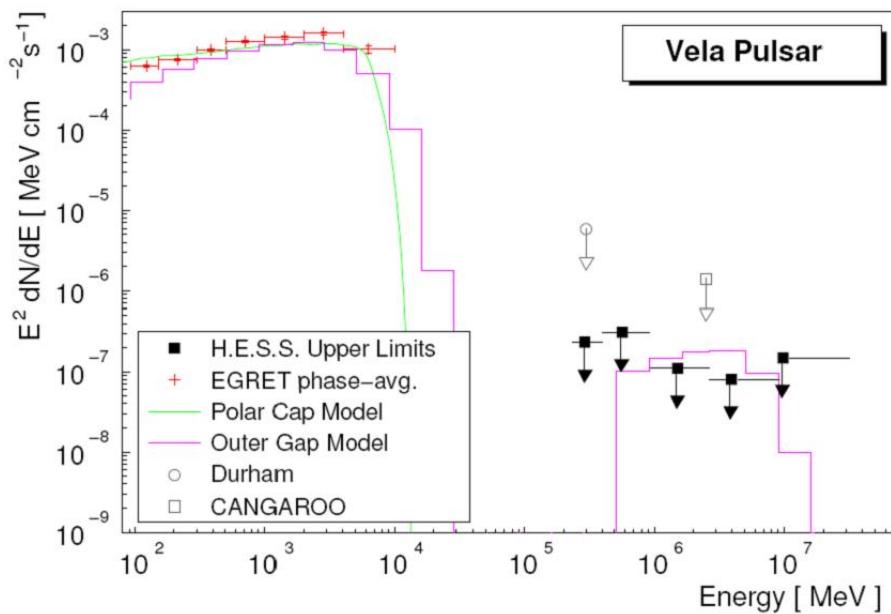


Abbildung 5.14: Modellrechnungen für den Vela-Pulsar angepasst auf EGRET-Daten im GeV-Bereich (aus [16]).

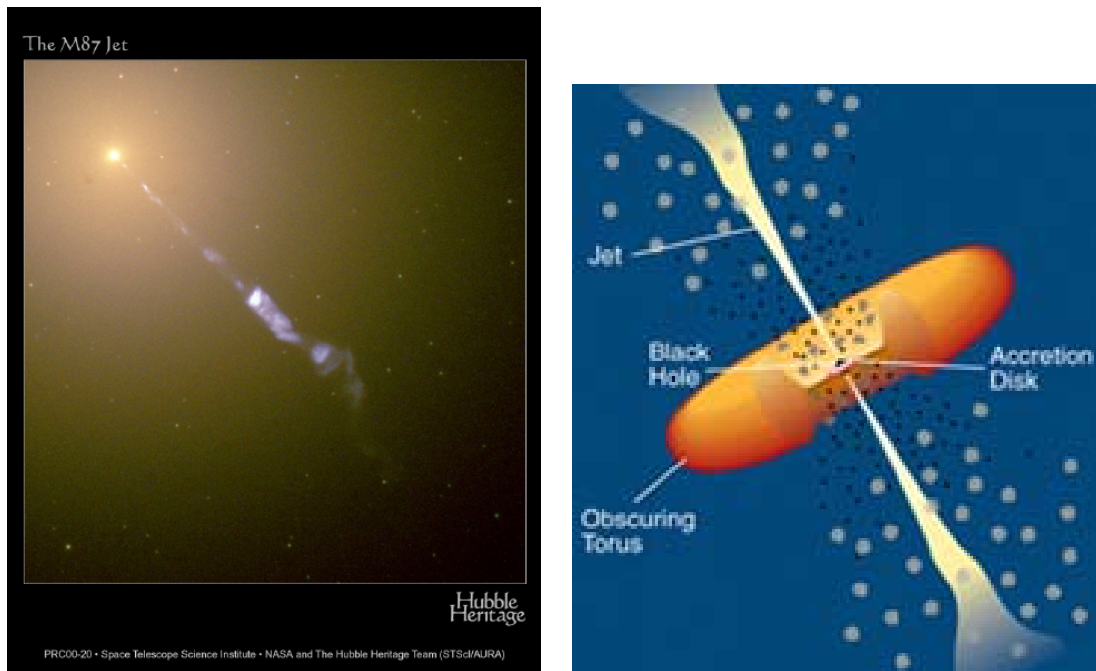


Abbildung 5.15: Hubble-Aufnahme des Jets der Galaxis M87 (links) und Model eines Aktiven Galaktischen Kerns (rechts).

nigt werden. Anschließend ist eine Wechselwirkung mit der Infrarotstrahlung der Akkretionsscheibe oder der Synchrotronstrahlung des Jets möglich. Daher kommen AGNs als Neutrinoquellen in Frage. Der Nachweis von in AGNs erzeugten Neutrinos hat entscheidende Konsequenzen für AGN-Modelle.