

Sorgenti di γ

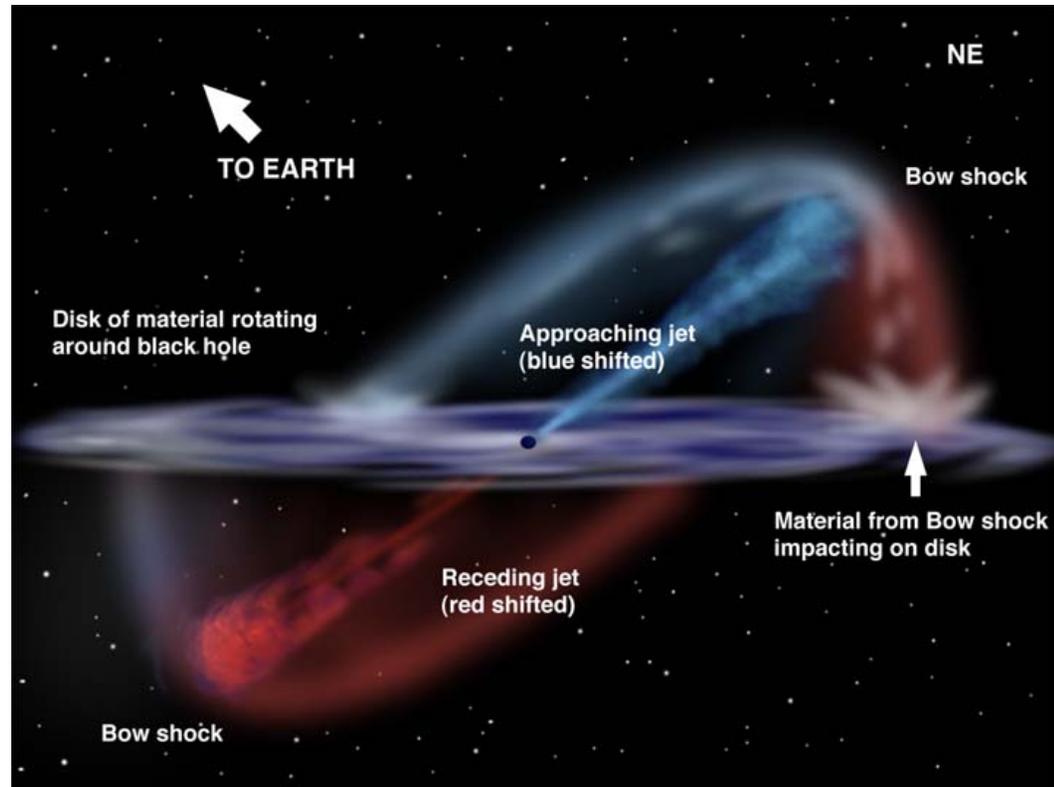
AGN

Blazars

Gamma ray bursts

Pulsars

Supernovae



NGC 1068

Supernovae nella nostra galassia

Supernovae con “record storici”

SN del 1006

SN del 1054 → CRAB Nebula.

Registrata dagli astronomi cinesi: “guest star”

SN del 1572 → Supernova di Tycho

SN del 1604 → Supernova di Keplero

Supernovae non viste

Cassiopeia → Supernova remnant Cassiopeia A (~ 250 anni fa)

Oscurata dalla polvere galattica e troppo debole anche se “vicina” (2.8 kpc)

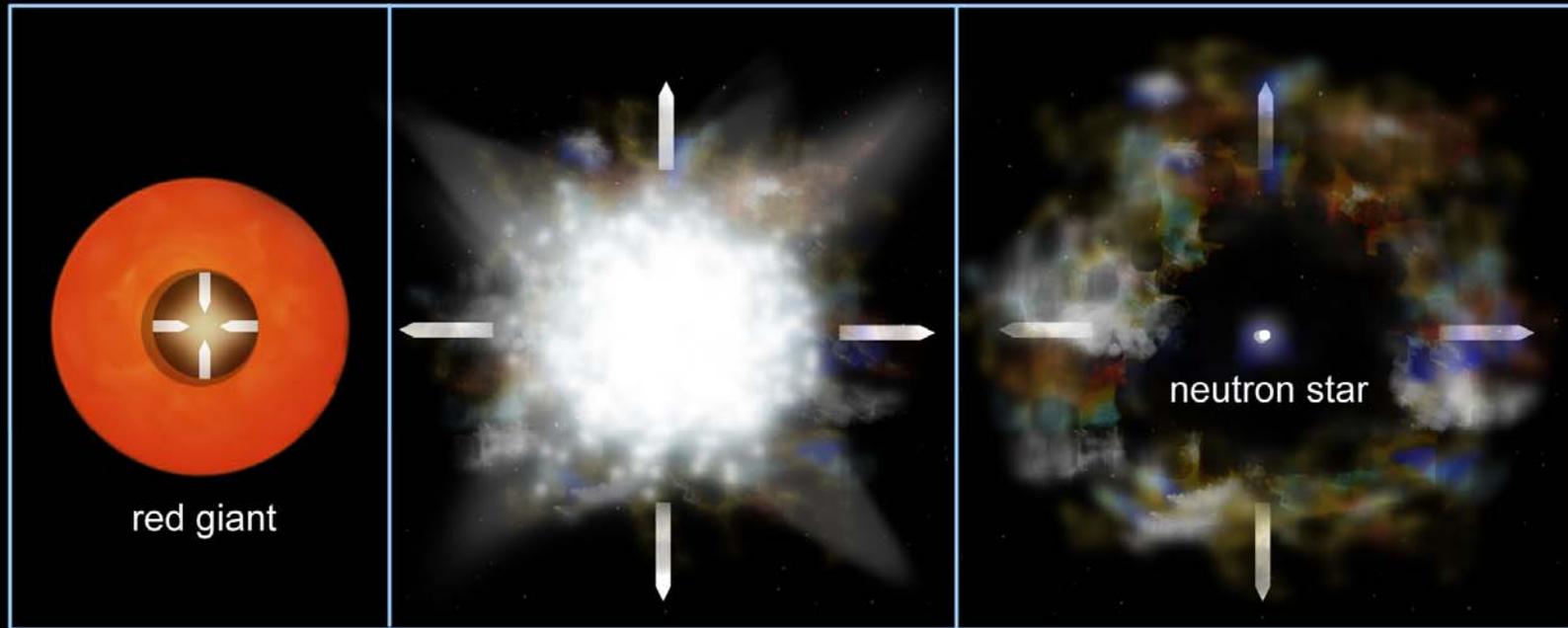
Supernovae viste in galassie vicine

SN 1987A nelle nubi di Magellano (distanza 50 kpc)

Supernova di tipo II

Supernovae

Birth of a Neutron Star and Supernova Remnant (not to scale)

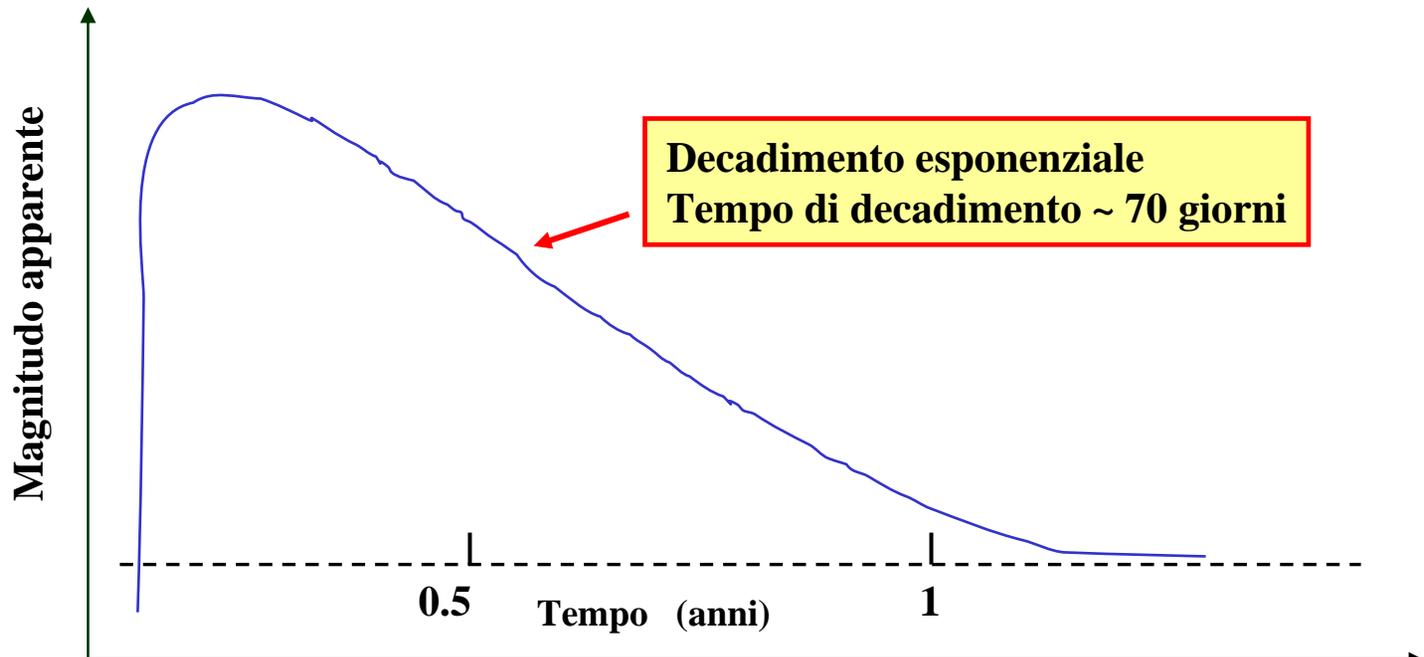


Core Implosion → Supernova Explosion → Supernova Remnant

Tipi di Supernovae

Supernovae con di tipo I

- Proprietà' singolarmente simili per le diverse supenovae di tipo I:*
- Curve di luce (andamento temporale dell'emissione) identiche
 - Assenza, negli spettri ottici, delle righe dell'idrogeno
 - Righe di emissione alquanto larghe →
allargamento Doppler con $v \sim 1000-3000$ km/s
 - Luminosità' assolute identiche



Supernovae di tipo I

Possibile modello

Collasso di una nana bianca che assorbe materia da una stella "compagna" in un sistema binario.

Quando la massa raggiunge la massa critica per una nana bianca, si ha il collasso

→ formazione di una stella di neutroni e liberazione di circa 10^{46} Joule.

Massa: quella tipica per una nana bianca al limite della stabilità

Cio' spiega le proprietà simili

Supernovae di tipo II

Proprietà differenziate tra SN diverse

Variazione di luminosità irregolare

Presenza di righe dell'idrogeno

Righe molto allargate (Doppler) $\rightarrow v \sim 7000$ km/s

Collasso di una stella di almeno $8 M_{\odot}$

Curve di luce compatibili con l'espulsione di circa 10^{46} J in un guscio esterno di "gigante rossa"

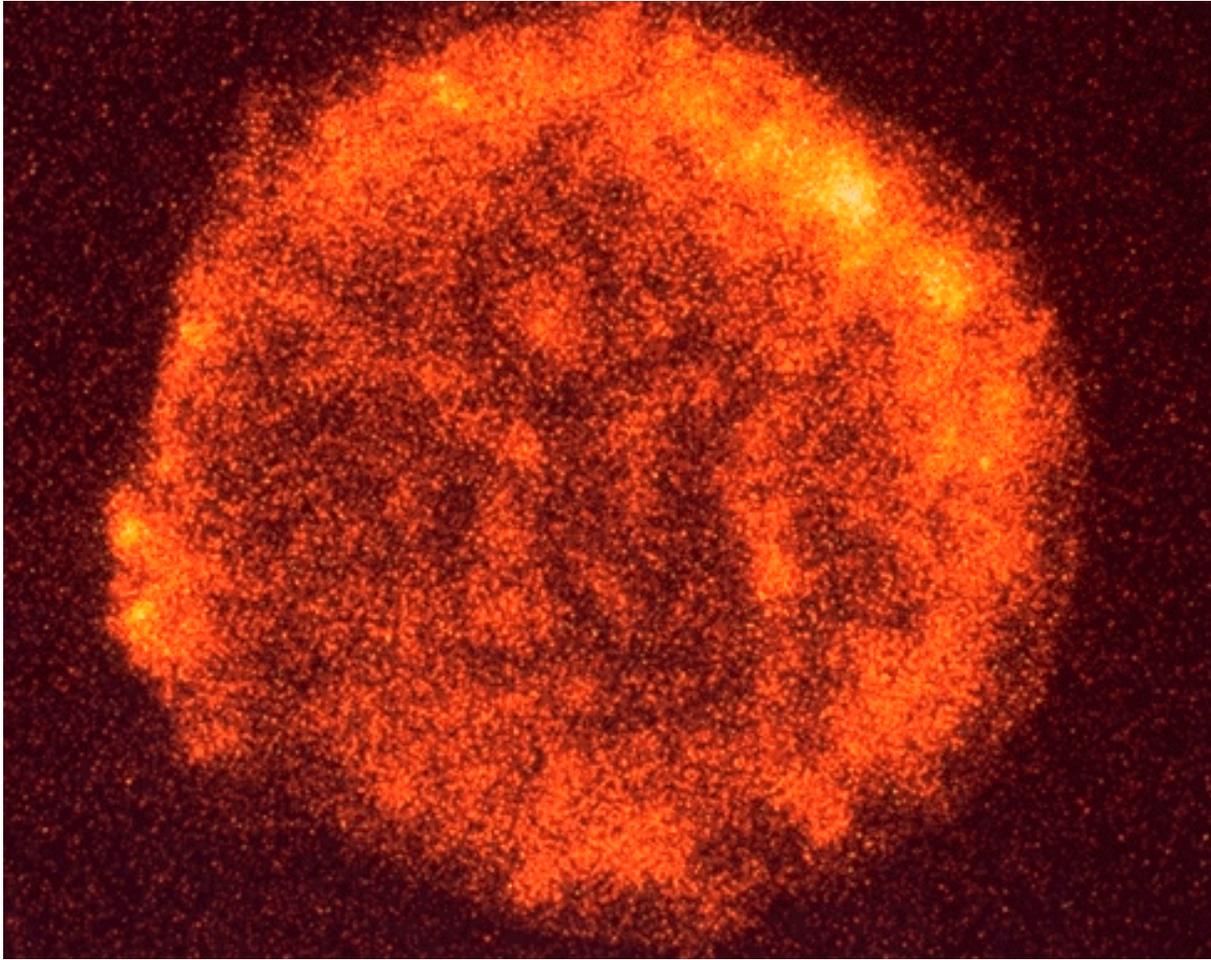
Supernovae

In tutte le SN remnants si osserva emissione di radiazione che va dalle onde radio, all'infrarosso, al visibile, ai raggi X e γ

*In tutte le SN remnants e' presente un nucleo (stella di neutroni o BH). Spesso la stella di neutroni e' in rapida rotazione ed emette radiazione in modo periodico (Pulsar)
esempio: CRAB \rightarrow T=33.2 ms*

La remnant di una SN continua ad espandersi con altissima velocita', per centinaia o migliaia di anni.

Supernova di Tycho del 1572



Visibile ora negli X come una nube in espansione

Emissione di fotoni dalle Supernovae

Radiazione di sincrotrone

Bremsstrahlung

Scattering Compton inverso

Esempio → CRAB Nebula





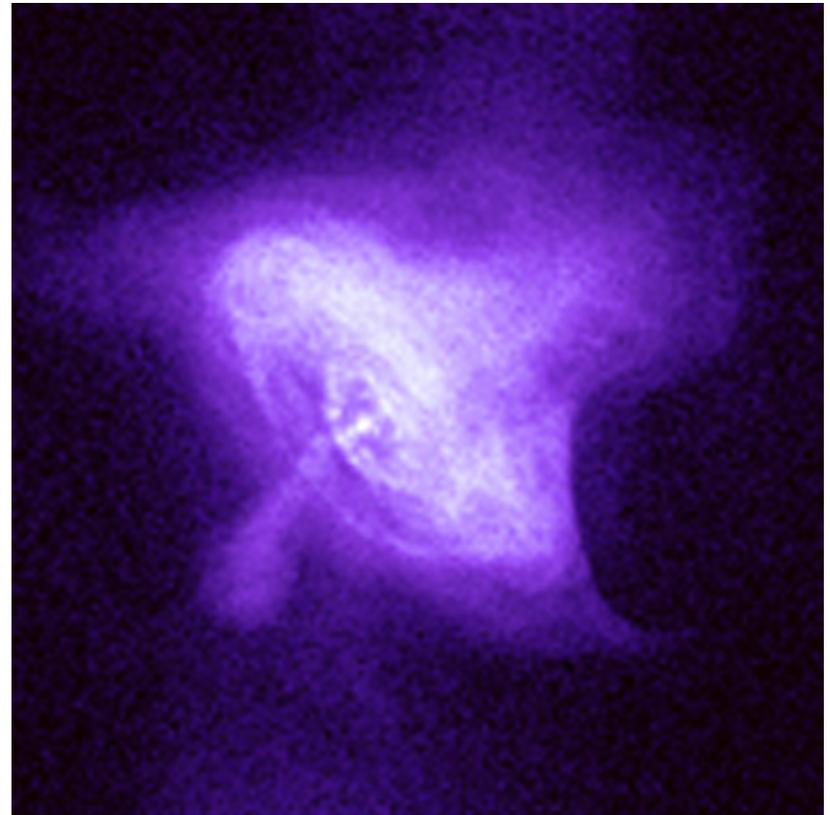
La CRAB

SN di tipo I ?

Al centro della CRAB → Pulsar (T=33.2 ms)



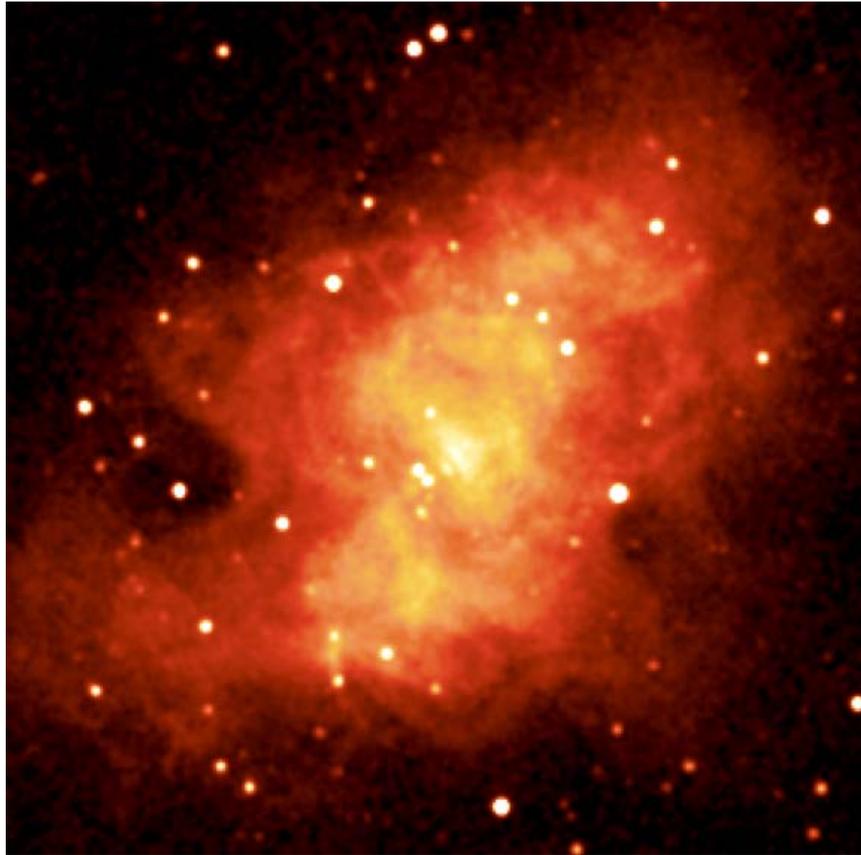
La CRAB nel visibile



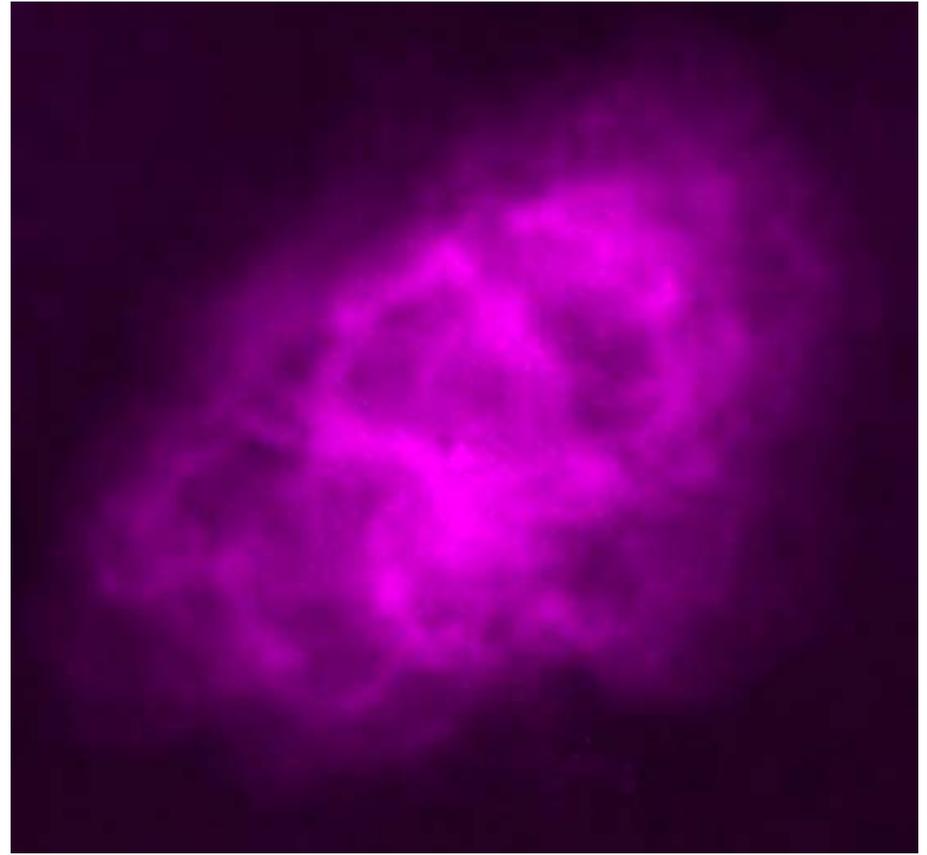
La CRAB nei raggi X



La CRAB



La CRAB nell'infrarosso



La CRAB nelle onde radio



La CRAB

Le dimensioni della CRAB nel visibile sono circa l'80% di quelle nelle onde radio. Negli X sono circa il 40% di quelle nel visibile.

Cio' riflette il fatto che elettroni di maggiore energia emettono preferenzialmente negli X; quelli di minore energia nel visibile e nelle onde radio. Gli elettroni perdono energia via via che si muovono verso le zone esterne della SN.

E' dalle zone piu' interne che possiamo quindi osservare radiazione di energia piu' elevata.

Photon spectrum

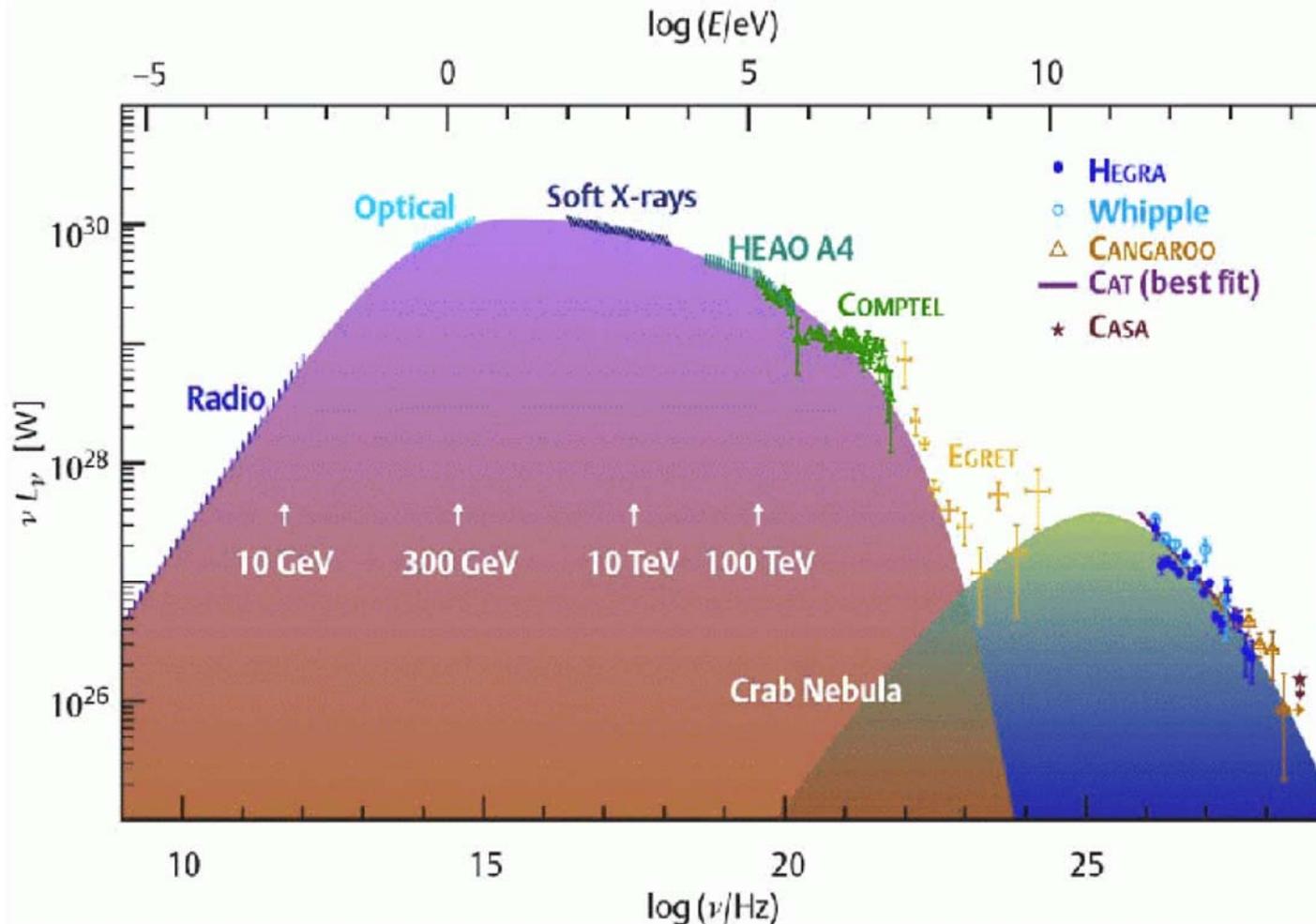
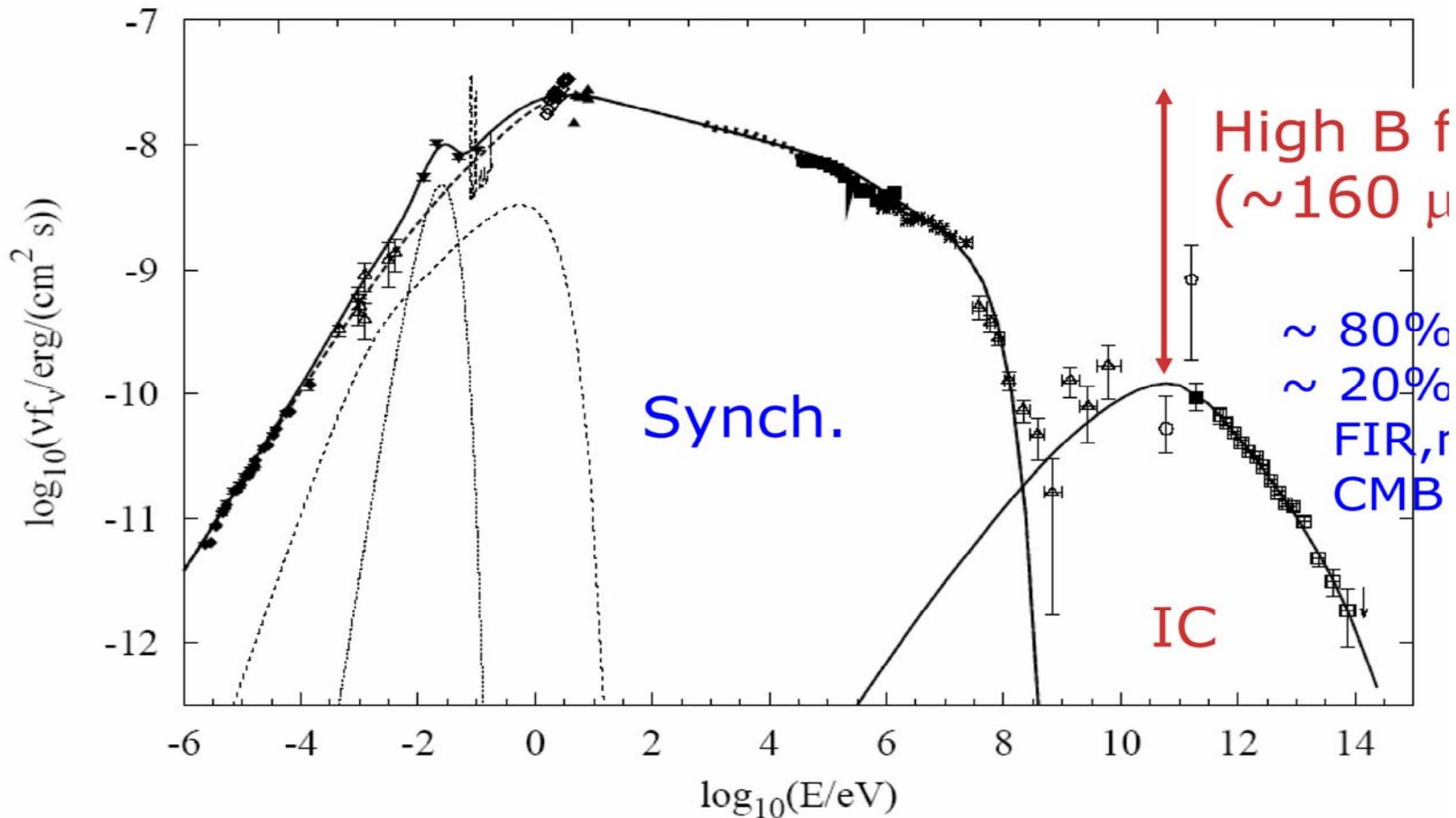


Fig. 11. Spectral energy distribution of the emission from the Crab Nebula. The electron energies producing the dominant synchrotron peak at lower energies are indicated by the arrows. The CGRO γ -telescopes COMPTEL and EGRET determine the synchrotron fall-off and the transition to the Inverse Compton peak expected at some tens of GeV, and indicated by the Cherenkov telescope measurements. (Adapted from Aharonian and Atoyan (1998); Courtesy “Sterne und Weltraum”.)

Photon spectrum



Radiazione di sincrotrone[1]

Emissione della radiazione di sincrotrone: elettrone in campo B

Frequenza angolare :

$$\nu_r = \frac{eB}{2\pi\gamma m_e} = \frac{eB}{2\pi m_e} \frac{1}{\gamma} = \nu_g \frac{1}{\gamma} ; \text{ con : } \frac{eB}{2\pi m_e} = 2.8 \cdot 10^{10} = 28 \text{ GHz} \quad (B = 1T)$$

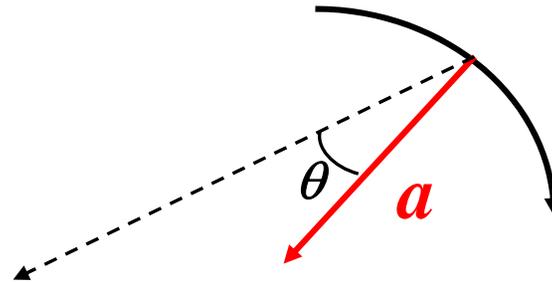
Energia irradiata (non relativ.):

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{e^2 |\vec{a}|^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \rightarrow_{\text{relativ.}} \frac{\gamma^4 e^2 |\vec{a}|^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (\text{nel laboratorio})$$

Radiazione dipolare $\rightarrow \theta =$ angolo tra \vec{a} e direzione di osservazione :

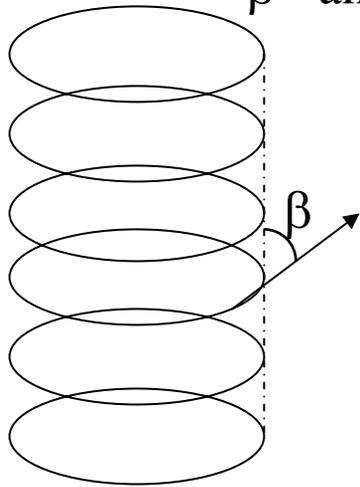
$E \approx \sin \theta \Rightarrow$ Potenza/unita' di angolo solido $\approx \sin^2 \theta$

Radiazione polarizzata con $\vec{E} // \vec{a}$



Radiazione di sincrotrone[2]

β = angolo della tangente all'elica rispetto a B (B parallelo all'asse dell'elica)



Moto lungo l'elica $\Rightarrow a_{\parallel}$ si annulla

$$a_{\perp} = \frac{v^2}{R} \sin \beta; \text{ con } R = \frac{v}{2\pi\nu_r} \Rightarrow a_{\perp} = \frac{v^2}{v} 2\pi\nu_r \sin \beta = 2\pi\nu_r v \sin \beta =$$

$$= 2\pi \frac{eB}{2\pi\gamma m_e} v \sin \beta \Rightarrow a_{\perp}^2 = \frac{e^2 B^2}{\gamma^2 m_e^2} v^2 \sin^2 \beta$$

Energia irradiata:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{\gamma^4 e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} a_{\perp}^2 = \frac{\gamma^4 e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{e^2 B^2}{\gamma^2 m_e^2} v^2 \sin^2 \beta = \frac{e^4 B^2}{6\pi\epsilon_0 c m_e^2} \frac{v^2}{c^2} \gamma^2 \sin^2 \beta$$

Riscriviamola come:

$$-\frac{dE}{dt} = 2 \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0 c^4 m_e^2} \left(\frac{v}{c}\right)^2 c \frac{B^2}{2\mu_0} \gamma^2 \sin^2 \beta$$

dove:

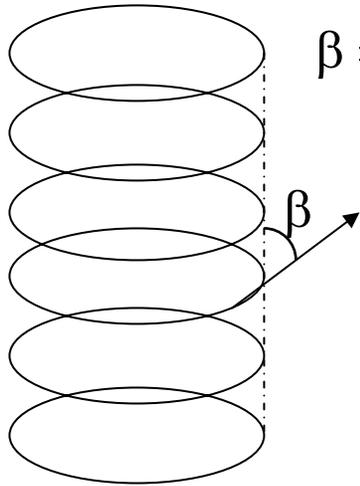
$$\frac{e^4}{6\pi\epsilon_0 c^4 m_e^2} = \sigma_T \text{ (Sezione d'urto Thomson)}$$

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = U_{mag} \text{ (densita' di energia magnetica)} \Rightarrow$$

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c \left(\frac{v}{c}\right)^2 \gamma^2 U_{mag} \sin^2 \beta$$

scattering γe^-

Radiazione di sincrotrone[3]



β = angolo della tangente all'elica rispetto a B

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c \left(\frac{v}{c}\right)^2 \gamma^2 U_{mag} \sin^2 \beta$$

Limite ultrarelativistico ($v \cong c$):

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c \gamma^2 U_{mag} \sin^2 \beta$$

Se la distribuzione di β e' isotropa ($P(\beta)d\beta = \frac{1}{2} \sin \beta d\beta$) \Rightarrow

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c \gamma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 U_{mag} \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin^3 \beta d\beta = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{mag} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \gamma^2$$

Limite nonrelativistico ($v \ll c$; $\gamma \cong 1$):

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c U_{mag} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin^2 \beta$$

e la radiazione e' emessa alla frequenza $\nu_{\text{cg}} = \frac{eB}{2\pi m_e}$

Radiazione di sincrotrone[4]

Polarizzazione della radiazione emessa (Caso non relativ.)

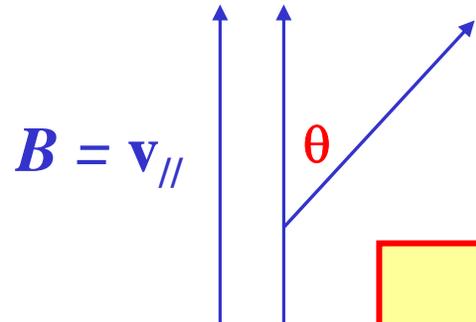
- Osservando da una direzione perp. a $B \rightarrow$ polarizzazione lineare (nel piano perpendicolare a B)
Vettore accelerazione esegue moto armonico in tale piano.
Intensita' varia sinusoidalmente alla frequenza ν_g
- Osservando da una direzione parall. a $B \rightarrow$ vettore accelerazione ($//$ ad E) ruota \rightarrow Polarizzazione circolare.
- Osservando da una direzione generica \rightarrow polarizzazione ellittica.
Eccentricita' dell'ellisse dipendente da θ (angolo d'osservazione)
(rapporto dei semiassi dell'ellisse = $\cos \theta$)

Radiazione di sincrotrone[5]

Caso semirelativistico

- Occorre tener conto di:

a) *shift Doppler dovuto alla componente di $v_{||}$ proiettata sulla linea di vista: fattore $1/[1-(v_{||}/c) \cos \theta]$*

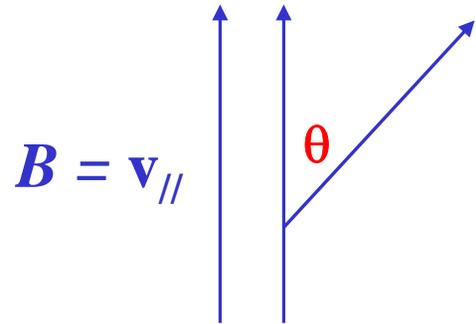


Caso relativistico

b) *Aberrazione relativistica \rightarrow radiazione non monocromatica \rightarrow Somma di infiniti termini dipolari:*

$$v_{||} = |v_r \cos \theta| \quad \text{con } (v_r = v_g/\gamma)$$

Radiazione di sincrotrone [6]



Caso relativistico

b) Aberrazione relativistica → radiazione non monocromatica → Somma di infiniti termini dipolari:

$$v_l = l v_r \text{ con } (v_r = v_g/\gamma)$$

$$v_l = \frac{l v_r}{1 - \left(\frac{v_{\parallel}}{c} \right) \cos \vartheta} \quad (l = 1, 2, 3, \dots) \text{ e } (dE/dt) \text{ funzione di } l$$

Per $\frac{v}{c} \ll \frac{1}{l}$ si dimostra che :

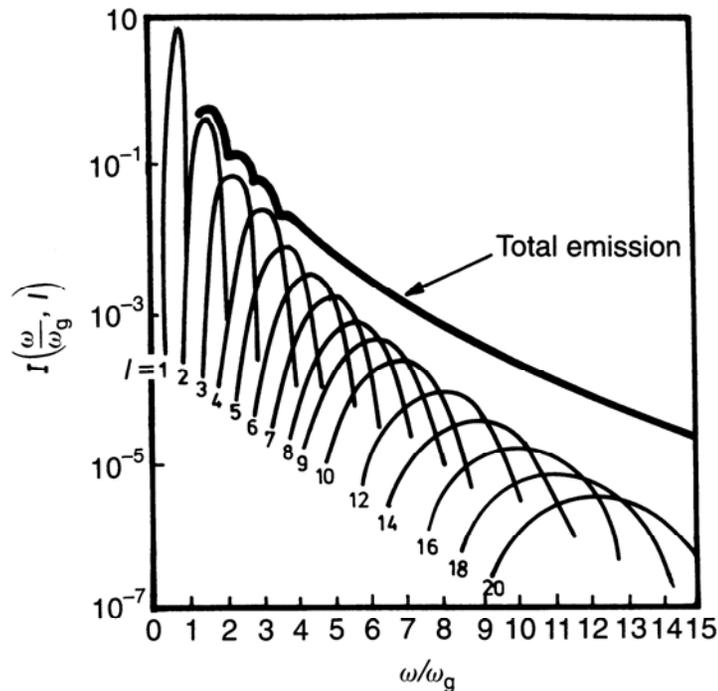
$$\frac{(dE/dt)_{l+1}}{(dE/dt)_l} \cong \left(\frac{v}{c} \right)^2 \Rightarrow \text{per particelle non relat. potenza per armoniche elevate}$$

e' piccola.

Per particelle relativistiche tale potenza non e' trascurabile & picchi si allargano

⇒ Spettro praticamente continuo

Radiazione di sincrotrone [7]



Caso semirelativistico

$v/c=0.4$

$\gamma=1.1$

*Armoniche polarizzate
ellitticamente.*

*Da misure della polariz. possibile determ.
orientazione di B rispetto alla linea di vista*

Figure 18.3. The spectrum of emission of the first 20 harmonics of mildly relativistic cyclotron radiation. The electron has $v = 0.4c$. (After G. Bekafi (1966). *Radiation processes in plasmas*, p. 203. New York: John Wiley and Sons, Inc.)

Esempio: AM Herculis Binaries

$\lambda=5 \cdot 10^{-6} \text{ m.} \rightarrow \nu = 6 \cdot 10^{13} \text{ Hz} = 6 \cdot 10^4 \text{ GHz} = (28/\gamma) B.$

$\text{Per } \gamma=1 \rightarrow B = (6/28) 10^4 \text{ T} = 2142 \text{ T}$

Radiazione di sincrotrone [8]

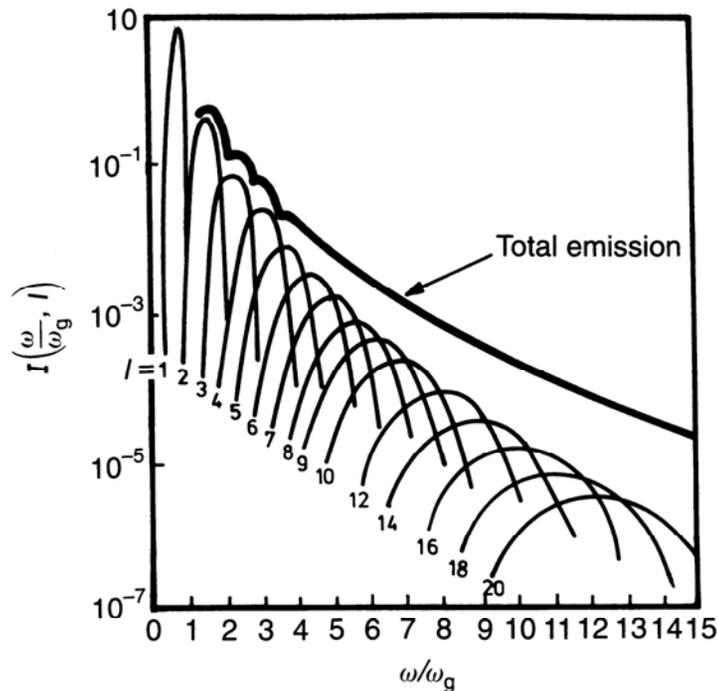


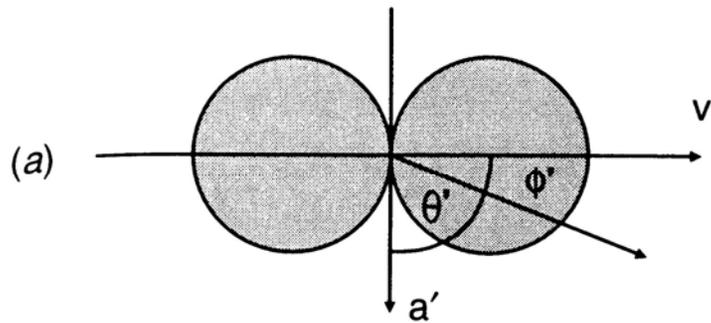
Figure 18.3. The spectrum of emission of the first 20 harmonics of mildly relativistic cyclotron radiation. The electron has $v = 0.4c$. (After G. Bekafi (1966). *Radiation processes in plasmas*, p. 203. New York: John Wiley and Sons, Inc.)

Il caso relativistico puo' esser trattato come il limite di quello semirelativistico di figura → le armoniche sono molto numerose e tendono a “fondersi” dando uno spettro continuo.

Armoniche polarizzate ellitticamente. Se possibile misurare la polarizzazione delle singole armoniche → informazioni dettagliate sull'intensita' del campo B.

In alcuni casi si riesce a distinguere le singole armoniche.

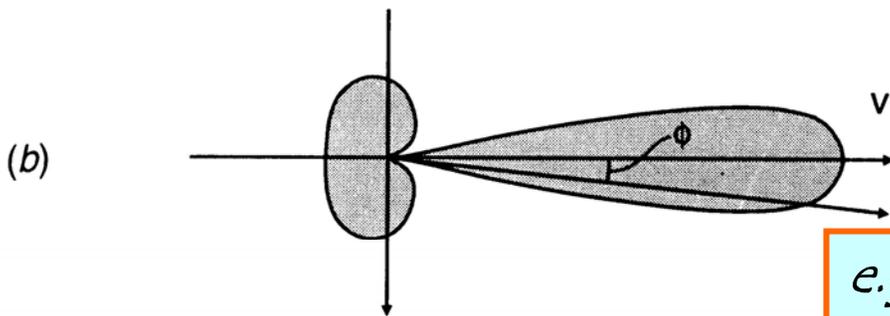
Distribuzione spettrale[1]



To centre of particle's orbit

Particella che ruota ortogonalmente attorno a B ($\beta=90^\circ$). Radiazione di dipolo (non relativistico)

Sistema del laboratorio:



To centre of particle's orbit

$$\sin \varphi = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \varphi'}{1 + \frac{v}{c} \cos \varphi'}; \quad \cos \varphi = \frac{\cos \varphi' + \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c} \cos \varphi'}$$

*e.g. per $\varphi' = \pi/4 \rightarrow$ intensita' dimezzata nel sistema di riposo
 \rightarrow nel laboratorio: $\sin \varphi \sim \varphi \sim 1/\gamma$*

Solo quando lo stretto fronte d'emissione spazza la posizione occupata dall'osservatore \rightarrow apprezzabile intensita' rivelata.

Grosso impulso di radiazione ogni volta che la velocita' dell'elettrone giace entro un angolo $\sim 1/\gamma$ rispetto alla linea di vista

Distribuzione spettrale[2]

Durata dell'impulso visto dall'osservatore molto minore di : Periodo dell'orbita/ γ .

Infatti :

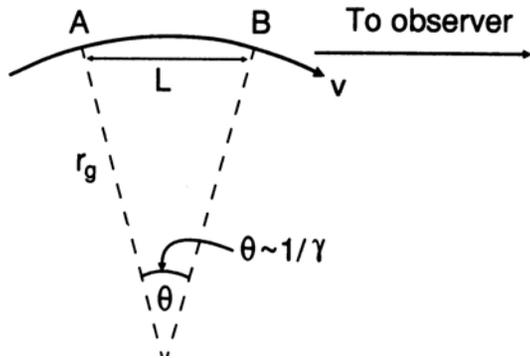
Radiazione dal punto A raggiunge l'osservatore al tempo : R/c

Radiazione dal punto B, emessa dopo un tempo : L/v

Impiega un tempo $(R-L)/c$ a raggiungere l'osservatore \Rightarrow

$$\Delta t = \left(\frac{L}{v} + \frac{R-L}{c} \right) - \frac{R}{c} = \frac{L}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \right)$$

Solo per $c = \infty$ troveremmo $\Delta t = \frac{L}{v}$



Forma alternativa :

$$\frac{L}{v} = \frac{r_g \mathcal{G}}{v} = \frac{r_g \mathcal{G}}{\omega_r r_g}; \text{ con : } \mathcal{G} \cong \frac{1}{\gamma} \Rightarrow \frac{L}{v} = \frac{1}{\gamma \omega_r} = \frac{1}{\omega_g}$$

Inoltre :

$$1 - \frac{v}{c} = \frac{(1 - v/c)(1 + v/c)}{(1 + v/c)} = \frac{(1 - v^2/c^2)}{(1 + v/c)} \approx \frac{1}{2\gamma^2} \text{ (poiche' } v \cong c)$$

$\Delta t = 1/(2\gamma^2 \omega_g) \ll 1/\omega_g$
Massima componente di

Fourier:

$$v \sim \Delta t^{-1} \sim \gamma^2 v_g$$

Se $\beta \neq 90^\circ \rightarrow$

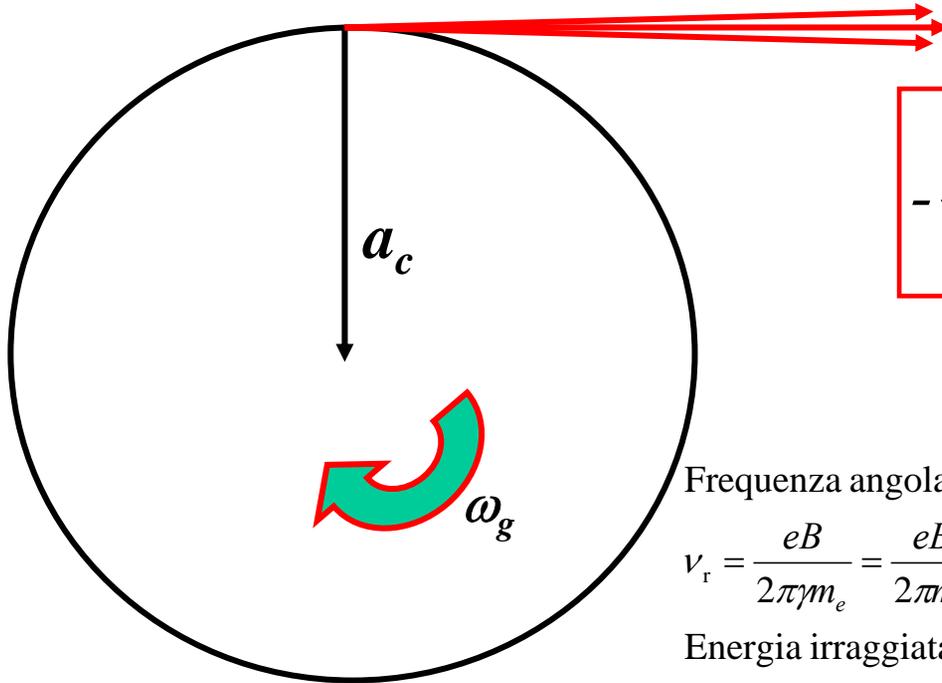
$$v = \gamma^2 v_g \sin \beta$$

E' anche:

$$v \sim \gamma^2 v_g = \gamma^2 v / (2\pi r_g) = \gamma^3 v_r$$

Distribuzione spettrale[3]

emissione collimata



$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{mag} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \gamma^2$$

Frequenza angolare:

$$\nu_r = \frac{eB}{2\pi\gamma m_e} = \frac{eB}{2\pi m_e} \frac{1}{\gamma} = \nu_g \frac{1}{\gamma}; \quad \text{con: } \frac{eB}{2\pi m_e} = 2.8 \cdot 10^{10} = 28 \text{ GHz} \quad (B = 1T)$$

Energia irradiata (non relativ.):

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{e^2 |\vec{a}|^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \rightarrow_{\text{relativ.}} \frac{\gamma^4 e^2 |\vec{a}|^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (\text{nel laboratorio})$$

Radiazione dipolare $\rightarrow \theta =$ angolo tra \vec{a} e direzione di osservazione:

$$E \approx \sin \theta \Rightarrow \text{Potenza/unita' di angolo solido} \approx \sin^2 \theta$$

Radiazione polarizzata con $\vec{E} // \vec{a}$

Distribuzione spettrale[4]

Massima componente di Fourier: $v \sim \Delta t^{-1} \sim \gamma^2 v_g = \gamma^3 v_r = \gamma^3 v / (2\pi r_g)$

Se $\beta \neq 90^\circ \rightarrow v = \gamma^2 v_g \sin\beta$

Per valutazioni di ordini di grandezza e' sufficiente far uso di queste relazioni per valutare le frequenze dominanti, e della \rightarrow

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{mag} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \gamma^2$$

per valutare l'energia irradiata per unita' di tempo

Per calcoli piu' dettagliati e' necessario ricorrere ad una procedura di maggiore complessita', partendo dai potenziali di Lienard-Weickert

Distribuzione spettrale [5]

La perdita d'energia e' ancora data da:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{mag} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \gamma^2$$

La distribuzione spettrale e':

$$J(\omega) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \beta}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} F(x); \quad \text{dove: } x = \frac{\omega}{\omega_c}$$

e dove la frequenza critica $\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2a}$; con a il raggio dell'elica descritta dall'elettrone

La funzione $F(x)$ e': $F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(z) dz$

e $K_{5/3}(z)$ la funzione di Bessel modificata di ordine $5/3$

$$\text{Notiamo che } v_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{3c\gamma^3}{4\pi a} \text{ con: } a = \frac{v}{\omega_r \sin \beta} \Rightarrow v_c = \frac{3c\gamma^3 \omega_r \sin \beta}{4\pi v} = \frac{3}{2} \left(\frac{c}{v} \right) \frac{\gamma^3 \omega_r \sin \beta}{2\pi}$$

Al limite per $v \rightarrow c$, questa diventa:

$$\frac{3}{2} \frac{\gamma^3 \omega_r \sin \beta}{2\pi} = \frac{3}{2} \gamma^3 v_r \sin \beta; \text{ con } v_r = v_g / \gamma \Rightarrow v_c = \frac{3}{2} \gamma^2 v_g \sin \beta, \text{ molto simile al valore: } \gamma^2 v_g$$

corrispondente alla frequenza che caratterizza il massimo dell'emissione.

Distribuzione spettrale [6]

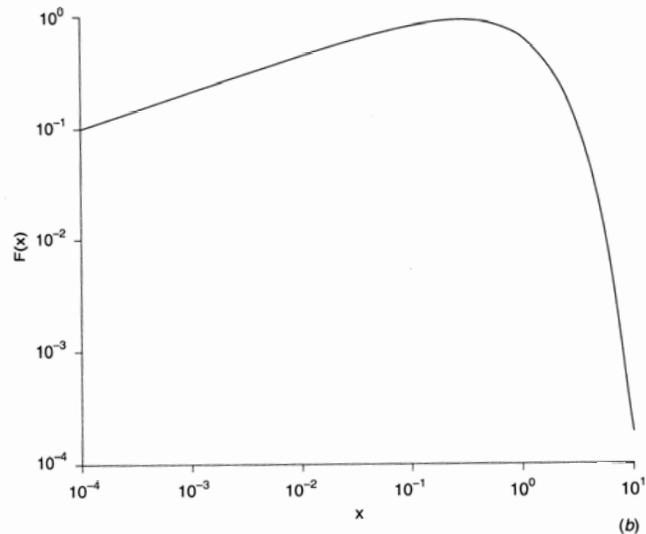
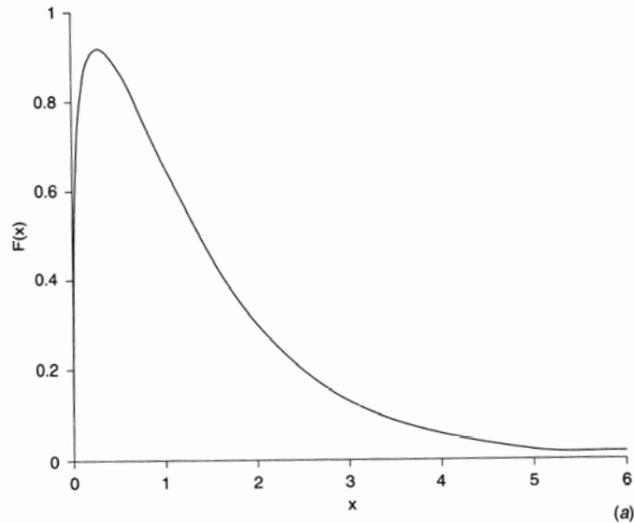
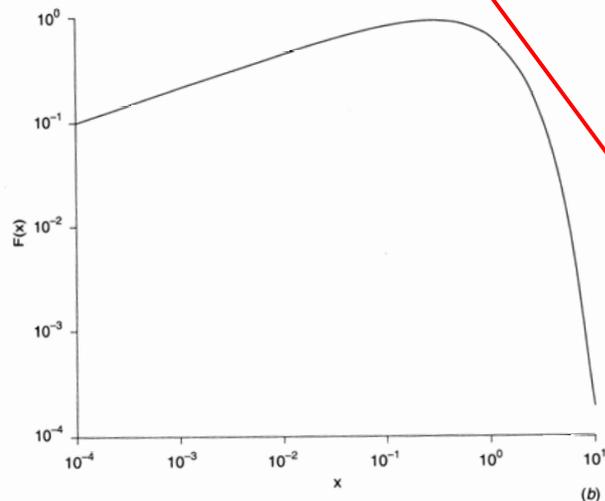
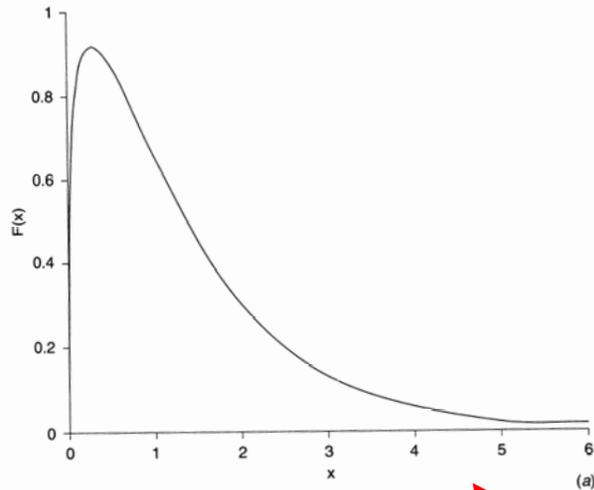


Figure 18.8. The intensity spectrum of the synchrotron radiation of a single electron shown (a) with linear axes and (b) with logarithmic axes. The function is plotted in terms of $x = \omega/\omega_c = v/v_c$, where ω_c is the critical angular frequency, $\omega_c = 2\pi\nu_c = \frac{3}{2} \left(\frac{c}{v}\right) \gamma^3 \omega_r \sin \alpha$.

x	F(x)
$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.0996
$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.213
$1.0 \cdot 10^{-2}$	0.445
$3.0 \cdot 10^{-2}$	0.613
$1.0 \cdot 10^{-1}$	0.818
$2.0 \cdot 10^{-1}$	0.904
$2.8 \cdot 10^{-1}$	0.918
$3.0 \cdot 10^{-1}$	0.918
$5.0 \cdot 10^{-1}$	0.872
$8.0 \cdot 10^{-1}$	0.742
1	0.655
2	0.301
3	0.130
5	$2.14 \cdot 10^{-2}$
10	$1.92 \cdot 10^{-4}$

Distribuzione spettrale [7]



Spettro caratterizzato da un ampio massimo:
centrato all'incirca alla frequenza ν_c
con: $\Delta\nu/\nu \sim 1$

Massimo in realta' alla frequenza:

$$\nu_{max} = 0.29 \nu_c$$

con: $\nu_c = 3/2 \gamma^2 \nu_g \sin\beta$

$$x = \nu/\nu_c$$

Figure 18.8. The intensity spectrum of the synchrotron radiation of a single electron shown (a) with linear axes and (b) with logarithmic axes. The function is plotted in terms of $x = \omega/\omega_c = \nu/\nu_c$, where ω_c is the critical angular frequency, $\omega_c = 2\pi\nu_c = \frac{3}{2} \left(\frac{c}{v}\right) \gamma^3 \omega_r \sin \alpha$.

Distribuzione spettrale [8]

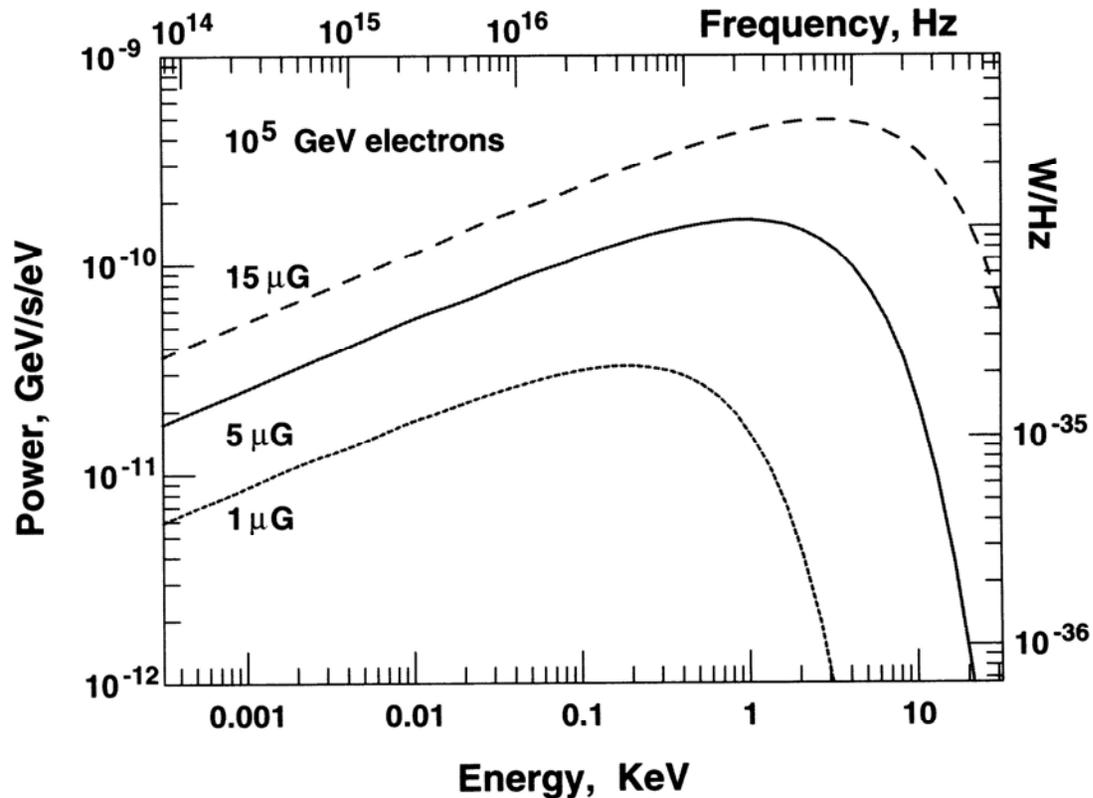


Fig. 2.4. Power spectrum of synchrotron radiation emitted by 10^5 GeV electrons in 1, 5, and $15 \mu\text{G}$ fields.

Andamenti asintotici della distribuzione spettrale (1)

Andamento asintotico dell'emissività:

$$j(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \beta}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} F(x)$$

dove:

$$x = \frac{\nu}{\nu_c}$$

per $x \ll 1$:

$$F(x) = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(1/3)} \left(\frac{x}{2}\right)^{1/3}$$

per $x \gg 1$:

$$F(x) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} x^{1/2} e^{-x}$$

La potenza emessa dall'elettrone ad alte frequenze è quindi:

$$j(\nu) \simeq \nu^{1/2} e^{-\nu/\nu_c}$$

che diminuisce in modo esponenziale ad alte frequenze ($\nu \gg \nu_c$). \implies

Scarsa potenza emessa a frequenze maggiori di quella critica

Andamenti asintotici della distribuzione spettrale (2)

L'andamento a basse frequenze:

$$j(\omega) = \frac{e^2}{3^{1/3}\Gamma(1/3)2\pi\epsilon_0 c} \left(\frac{eB \sin \beta}{\gamma m_e} \right)^{2/3} \omega^{1/3}$$

cioè proporzionale a $\nu^{1/3}$.

Si può arrivare a questo risultato facendo uso dell'espressione della perdita d'energia:

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c U_{mag} \gamma^2 \sin^2 \beta$$

e ricordando che la più gran parte dell'energia è emessa a frequenze al di sotto di quella critica:
per cui:

$$-\frac{dE}{dt} = \int_0^{\omega_c} j(\omega) d\omega$$

Da dE/dt , sostituendo:

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dt} &= \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 c^4 m_e^2} c \frac{B^2}{\mu_0} \gamma^2 \sin^2 \beta = \\ &= \frac{e^4 B^2 \gamma^2 \sin^2 \beta c^2}{6\pi\epsilon_0 c m_e^2} = \\ &= \frac{e^4 B^2 \gamma^2 \sin^2 \beta \gamma^2 c^4}{6\pi\epsilon_0 c (m_e^2 \gamma^2 c^4)} = \frac{e^4 B^2 \gamma^4 c^4 \sin^2 \beta}{6\pi\epsilon_0 E^2 c} \end{aligned}$$

Andamenti asintotici della distribuzione spettrale (3)

Ricordiamo che:

$$\omega_r = \frac{eB}{\gamma m_e} = \frac{eBc^2}{E}$$

per cui:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{e^2 \omega_r^2 \gamma^4 \sin^2 \beta}{6\pi \epsilon_0 c}$$

Da:

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_r \sin \beta$$

ricaviamo γ :

$$\gamma = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/3} \left(\frac{\omega_c}{\omega_r \sin \beta}\right)^{1/3}$$

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dt} &= \frac{e^2 \omega_r^2 \sin^2 \beta}{6\pi \epsilon_0 c} \left(\frac{2}{3}\right)^{4/3} \left(\frac{\omega_c}{\omega_r \sin \beta}\right)^{4/3} = \\ &= \left(\frac{2}{3}\right)^{4/3} \frac{e^2}{6\pi \epsilon_0 c} \omega_c^{4/3} (\omega_r \sin \beta)^{2/3} = \int_0^{\omega_c} j(\omega) d\omega \end{aligned}$$

Differenziando, troviamo $j(\omega)$:

$$j(\omega) = \frac{2e^2}{9\pi \epsilon_0 c} \left(\frac{2}{3}\right)^{4/3} (\omega_r \sin \beta)^{2/3} \omega^{1/3}$$

Radiazione di sincrotrone da elettroni con distribuzione spettrale $\sim E^{-p}$

$$J(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 Bk \sin \alpha}{8\pi^2 \varepsilon_0 c m_e (p+1)} \left(\frac{\omega m_e^3 c^4}{3eB \sin \alpha} \right)^{-\frac{p-1}{2}} \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} - \frac{19}{12}\right)$$

Integrando su α (distribuito isotropicamente):

$$J(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 Bk}{16\pi^2 \varepsilon_0 c m_e (p+1)} \left(\frac{\omega m_e^3 c^4}{3eB} \right)^{-\frac{p-1}{2}} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} - \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{5}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{7}{4}\right)}$$

Cioe' va' come :

$$B^{\frac{p+1}{2}} \omega^{-\frac{p-1}{2}}$$

Se $p = 2 \Rightarrow \alpha = \frac{p-1}{2} = 0.5$

Radiazione di sincrotrone da elettroni con distribuzione spettrale $\sim E^{-p}$

Derivazione approssimata del risultato

Spettro di fotoni emessi da elettroni di energia E concentrato attorno alla frequenza critica :

$$\nu_c \approx \gamma^2 \nu_g = \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \nu_g; \quad \nu_g = \frac{eB}{2\pi m_e}$$

Ammettiamo che TUTTI i fotoni siano emessi a questa frequenza \Rightarrow Energia irradiata nel range $(\nu \leftrightarrow \nu + d\nu)$ attribuibile ad elettroni nel corrispondente range $(E \leftrightarrow E + dE)$:

$$J(\nu) d\nu = N(E) dE \left(-\frac{dE}{E} \right); \quad (*) \quad \text{con:}$$

$$E = \gamma m_e c^2 = \left(\frac{\nu}{\nu_g} \right)^{1/2} m_e c^2; \quad dE = \frac{m_e c^2}{2\nu_g^{1/2}} \nu^{-1/2} d\nu$$

$$k E^{-p} = k (m_e c^2)^{-p} (\nu/\nu_g)^{-p/2}$$

$$-\left(\frac{dE}{E} \right) = \frac{4}{3} \sigma_T c \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \frac{B^2}{2\mu_0}; \quad \text{sostituiamo nella (*):} \quad J(\nu) = \frac{4}{3} \sigma_T c \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \frac{B^2}{2\mu_0} \frac{m_e c^2}{2\nu_g^{1/2}} \nu^{-1/2} k \left(\frac{\nu}{\nu_g} \right)^{-p/2} (m_e c^2)^{-p} \propto$$

$$\propto \frac{\nu}{\nu_g} B^2 \nu_g^{-1/2} \nu^{-1/2} \left(\frac{\nu}{\nu_g} \right)^{-p/2}; \quad \text{con } B \propto \nu_g \quad \Rightarrow \quad J(\nu) \propto \nu^{-(p-1)/2} B^{(p+1)/2}$$

Autoassorbimento

Occorre tener conto dell'autoassorbimento della radiazione di sincrotrone.

Gli stessi fotoni emessi per rad. di sincrotrone possono esser riassorbiti dagli elettroni attraverso il processo inverso. Cio' e' importante soprattutto a basse frequenze e porta ad una deformazione dello spettro che, a basse frequenze, andra' come $\nu^{5/2}$.

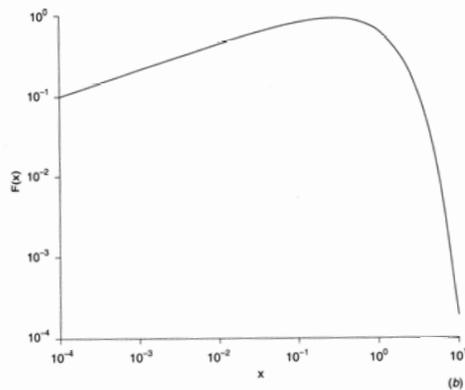
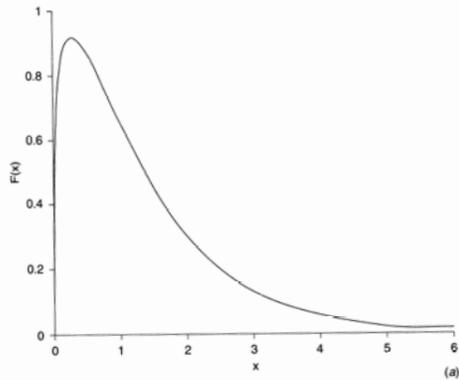


Figure 18.8. The intensity spectrum of the synchrotron radiation of a single electron shown (a) with linear axes and (b) with logarithmic axes. The function is plotted in terms of $x = \omega/\omega_c = v/v_c$, where ω_c is the critical angular frequency, $\omega_c = 2\pi\nu_c = \frac{3}{2} \left(\frac{e}{r}\right) \gamma^3 \omega_T \sin \alpha$.

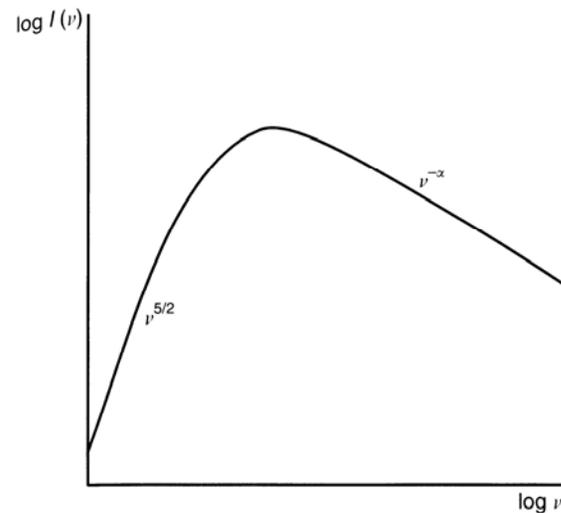
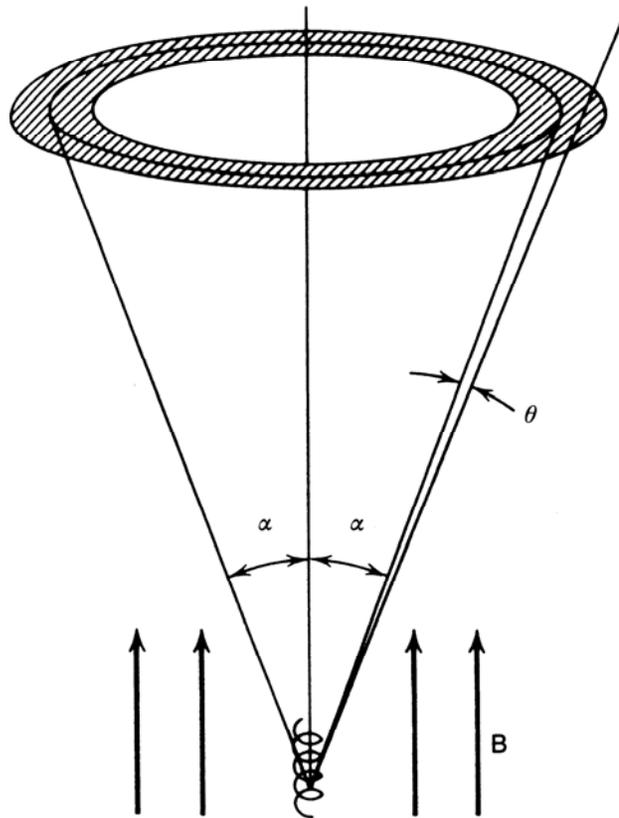


Figure 18.12. The spectrum of a source of synchrotron radiation which exhibits the phenomenon of synchrotron self-absorption.

Polarizzazione della radiazione[1]



La radiazione e' confinata entro l'angolo solido θ .

Una caratteristica distintiva della radiazione di sincrotrone e' l'elevato grado di polarizzazione lineare.

Ad esempio, una polarizzazione lineare di 80% (con un errore del 20%) e' stata osservata nel γ -ray burst del 6 Dicembre 2002 (GRB021206) facendo uso del rivelatore RHESSI nella zona di energie dei γ tra 25 KeV e 2 MeV.

E' anche presente polarizzazione circolare, ma la sua intensita' e' circa 1/7 di quella lineare.

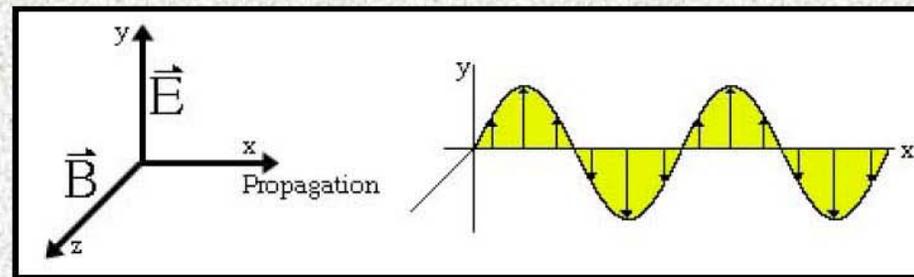
Figure 18.7. Synchrotron emission from a particle with pitch angle α . The radiation is confined to the shaded solid angle. (After G.B. Rybicki and A.P. Lightman (1979).

Radiative processes in astrophysics, p. 178. New York: John Wiley and Sons.)

Polarizzazione della radiazione[2]

What is Polarization?

Electromagnetic radiation can be represented as a transverse wave made up of mutually perpendicular, fluctuating electric and magnetic fields.



The **polarization** of an EM wave refers to the orientation of its associated electric field vector.

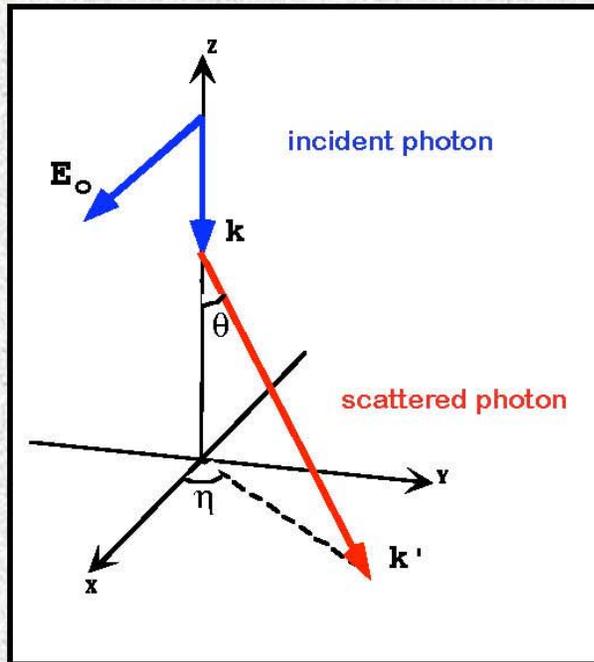
Polarizzazione della radiazione [3]

Basic Principles of Compton Polarimetry

10 keV – 30 MeV

Polarimetry relies on the fact that...

**photons tend to
Compton scatter at right angles to the
incident polarization vector**



$$d\sigma = \frac{r_o^2}{2} d\Omega \left(\frac{E'}{E_o} \right)^2 \left(\frac{E_o}{E'} + \frac{E'}{E_o} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \eta \right)$$

$$E' = \frac{E_o}{1 + \frac{E_o}{mc^2} (1 - \cos \theta)}$$

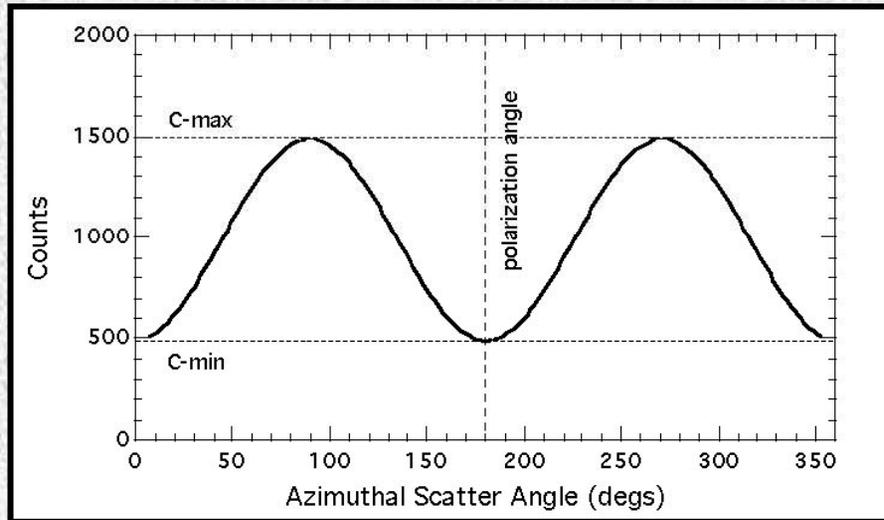
θ is the Compton Scatter Angle

η is the Azimuthal Scatter Angle

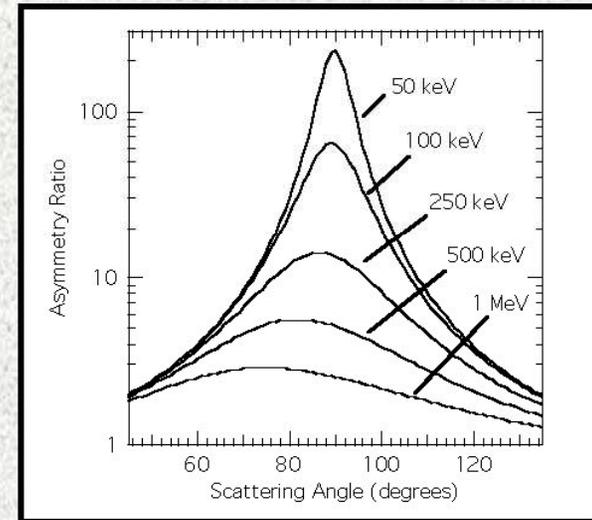
Polarizzazione della radiazione [4]

The Polarization Signature

For a fixed Compton scatter angle (θ), the azimuthal distribution of scattered photons contains the polarization signature.



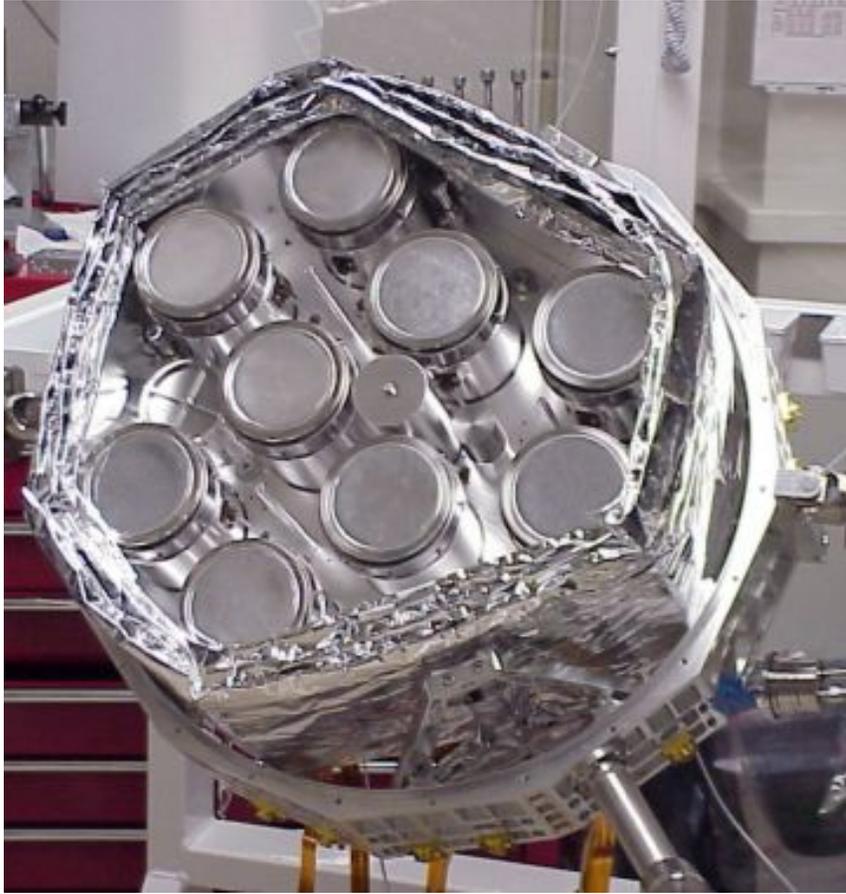
$$C(\eta) = A \cos 2(\eta - \varphi) + B$$



Asymmetry Ratio

The **amplitude** of the modulation defines the **level of polarization**.
The **minimum** of the distribution defines the **plane of polarization**.

Polarizzazione della radiazione [5]



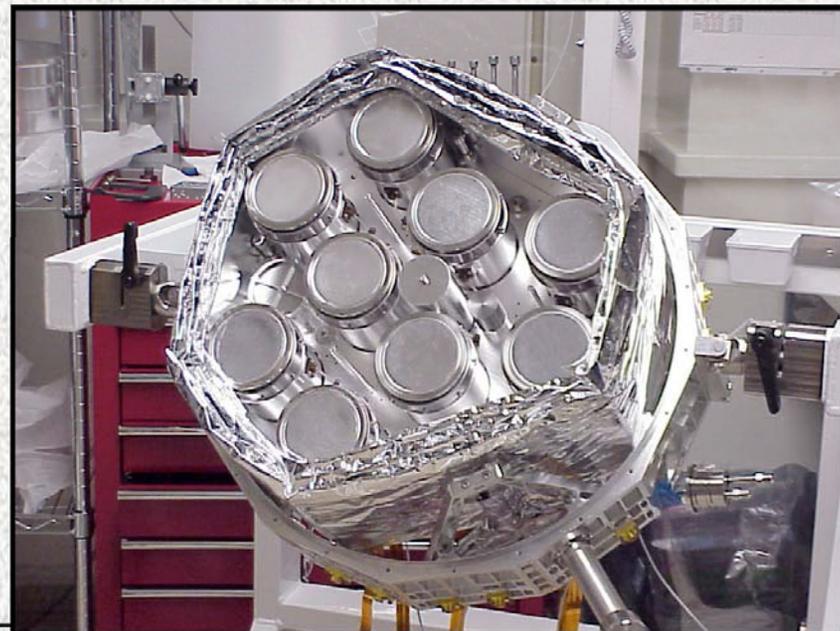
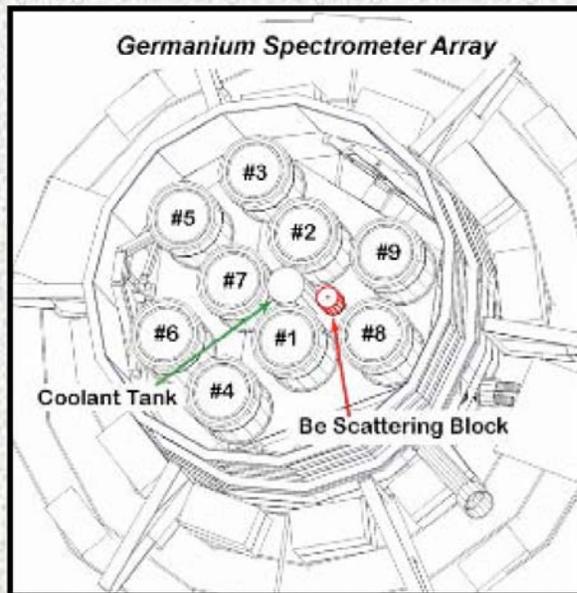
Polarizzazione della radiazione [6]

RHESSI as a Polarimeter (20-100 keV)

A small (3 cm diam by 3.5 cm high) cylinder of Be serves as a Compton scattering element that scatters photons into the rear segments of the adjacent Ge detectors.

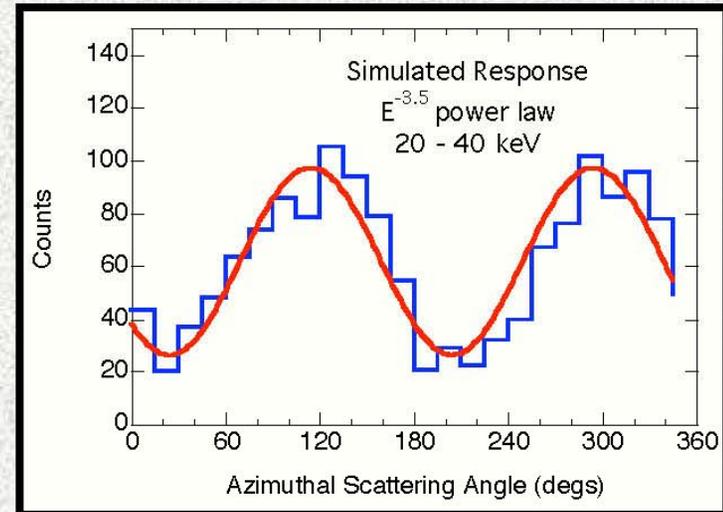
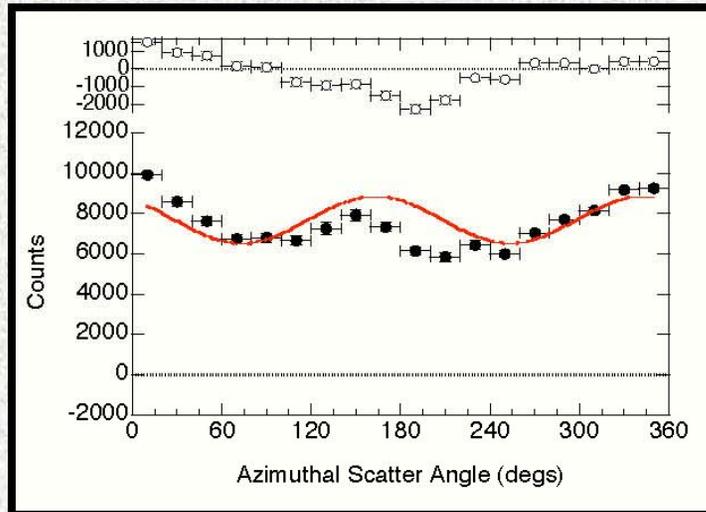
The Ge detectors measure the distribution of the scattered radiation.

Spacecraft rotation provides for fine sampling of scatter distribution.



Polarizzazione della radiazione [7]

20 - 40 keV Analysis



$$Q_{\text{data}} = 0.15$$

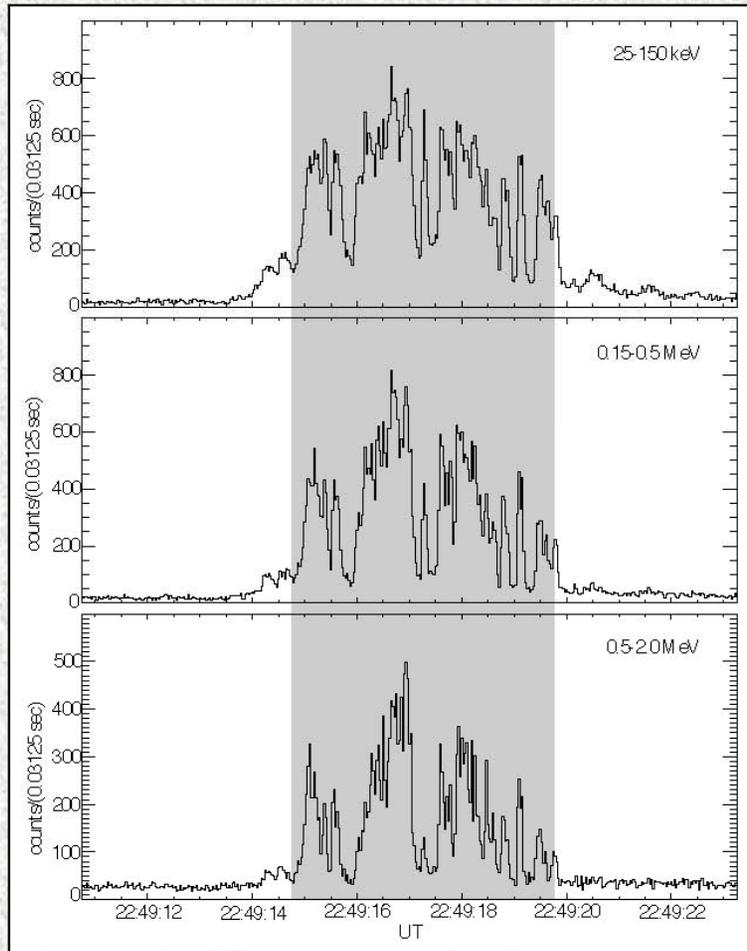
$$Q_{100} = 0.57$$

$$\pi = Q_{\text{data}} / Q_{100} = 0.26$$

Estimated Polarization $\approx 26\%$

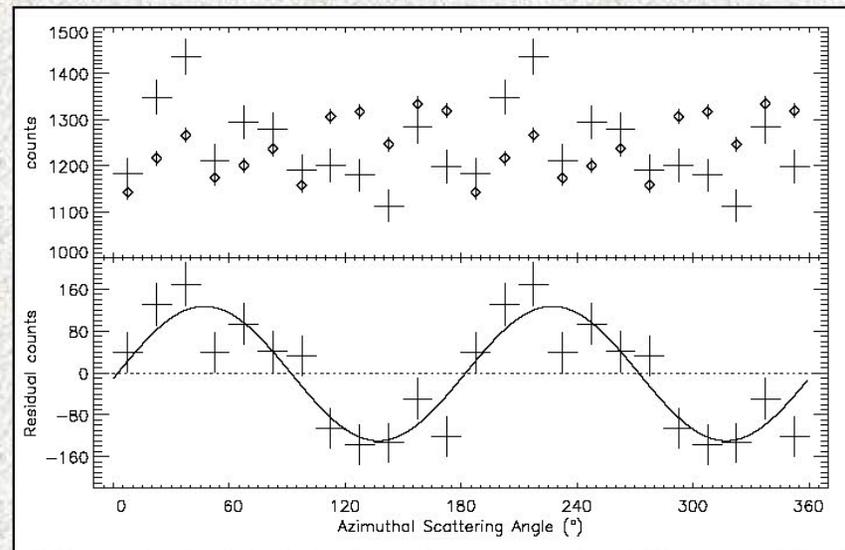
Polarizzazione della radiazione[8]

The Data for GRB 021206



Fairly strong, short burst.

18° off-axis – minimal attenuation



Polarizzazione della radiazione[9]

Gamma-Ray Burst Polarization: Limits from RHESSI Measurements

C. Wigger, W. Hajdas, K. Arzner, M. Güdel, A. Zehnder

Labor für Astrophysik, Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland

claudia.wigger@psi.ch, wojtek.hajdas@psi.ch, arzner@astro.phys.ethz.ch,
guedel@astro.phys.ethz.ch, alex.zehnder@psi.ch

ABSTRACT

Using the RHESSI satellite as a Compton polarimeter, a recent study claimed that the prompt emission of GRB021206 was almost fully linearly polarized. This was challenged by a subsequent reanalysis. We present a novel approach, applying our method to the same data. We identify Compton scattering candidates by carefully filtering events in energy, time, and scattering geometry. Our polarization search is based on time dependent scattering rates in perpendicular directions, thus optimally excluding systematic errors. We perform simulations to obtain the instrument's polarimetric sensitivity, and these simulations include photon polarization. For GRB021206, we formally find a linear polarization degree of $\Pi_{GRB} = (41^{+57}_{-44})\%$, concluding that the data quality is insufficient to constrain the polarization degree in this case. We further applied our analysis to GRB030519B and found again a null result.

Polarizzazione della radiazione [10]

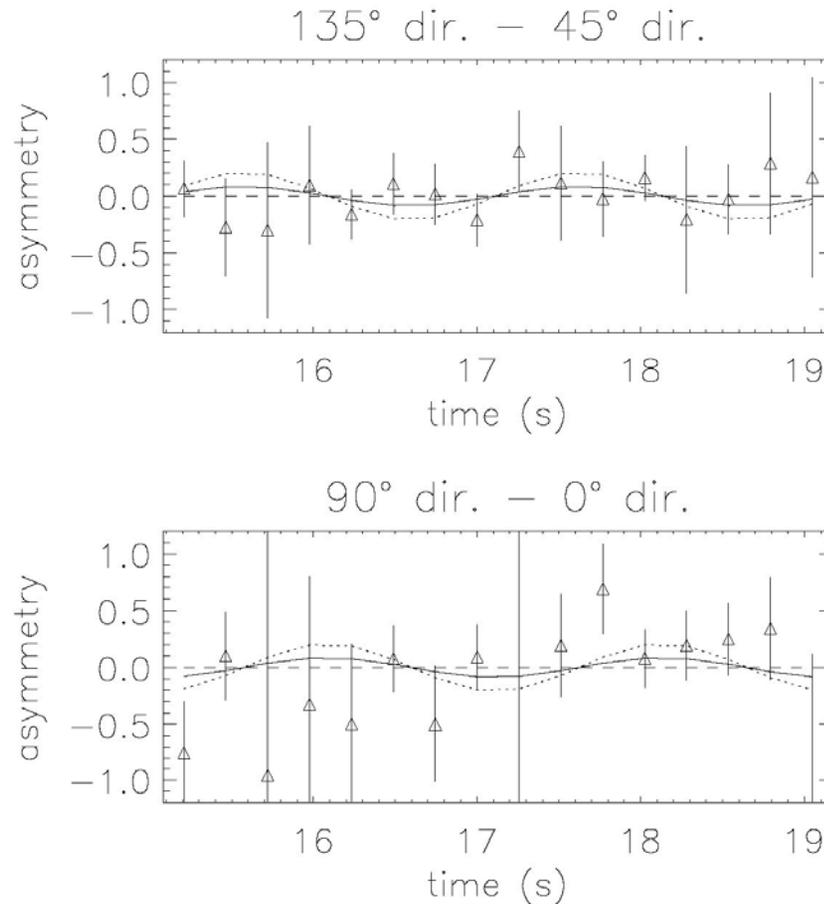


Fig. 8.— Asymmetries of the curves shown in Fig. 7, as defined in Eq. (12). The two plots are fitted simultaneously. The black line is the best fit of a sine-function, see Eq. (14), where the amplitude and phase are treated as free parameters. The dotted line has an amplitude as a fully polarized GRB would make (see Eq. (19)). Obviously, no significant statement about the polarization degree of GRB021206 can be made.

Radiazione di sincrotrone

Espressioni numeriche utili[1]

Perdita d'energia :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 2\sigma_T c U_{mag} \gamma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin^2 \beta \Rightarrow 1.587 \times 10^{-14} B^2 \gamma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin^2 \beta \quad [W] \quad (\text{con } B \text{ in } T)$$

Mediata su β :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 1.058 \times 10^{-14} B^2 \gamma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad [W] \quad (\text{con } B \text{ in } T)$$

In GeV/s, con $v = c$:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 3.79 \times 10^{-6} \left(\frac{B}{\text{Gauss}}\right)^2 \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 \quad [\text{Gev/s}] \quad (\text{con } B \text{ in } T)$$

Spettro d'emissione di un singolo elettrone :

$$J(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \beta}{4\pi \epsilon_0 c m_e} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \Rightarrow 2.344 \times 10^{-25} B \sin \beta F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad [W/Hz]$$

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \frac{eB}{2\pi m_e} \Rightarrow 4.199 \times 10^{10} \gamma^2 B \quad [Hz]$$

$$\text{In GeV: } \nu_c = 1.61 \times 10^{13} \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 \left(\frac{B}{\text{Gauss}}\right) \quad [Hz]$$

Lo spettro in numero di fotoni ha un picco a $0.29 \nu_c$.

Per $E = 10 \text{ GeV}$ e $B = 1 \mu\text{G} \Rightarrow \nu_c = 1.61 \text{ GHz}$ $[\lambda = 0.186 \text{ m}]$

Per $E = 10^5 \text{ GeV}$ e $B = 1 \mu\text{G} \Rightarrow \nu_c = 1.61 \times 10^{17} \text{ Hz}$ $[\lambda = 1.86 \text{ nm}]$;

Per $E = 10^5 \text{ GeV}$ e $B = 1 \text{ T} \Rightarrow \nu_c = 1.61 \times 10^{27} \text{ Hz}$ $[\lambda = 2.07 \times 10^{-19} \text{ m}]$

Radiazione di sincrotrone

Espressioni numeriche utili[2]

Spettro di radiazione da elettroni con distribuzione di potenza di esponente - p :

$$J(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B k}{4\pi\epsilon_0 c m_e} \left(\frac{3eB}{2\pi\nu m_e^3 c^4} \right)^{\left(\frac{p-1}{2}\right)} a(p); \quad \text{con :}$$

$$a(p) = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} - \frac{1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{5}{4}\right)}{2 (p+1) \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{7}{4}\right)}$$

$$\text{In unita' SI} \Rightarrow J(\nu) = 2.344 \times 10^{-25} a(p) B^{(p+1)/2} k \left(\frac{1.253 \times 10^{37}}{\nu} \right)^{\left(\frac{p-1}{2}\right)} \quad [W m^{-3} Hz^{-1}]$$

Scattering Compton inverso (IC)

Scattering di un elettrone di alta energia con fotoni ambiente di energia $\varepsilon = h\nu_0$.

N = numero di fotoni per unita' di volume \Rightarrow densita' di energia dei fotoni : $U_{\text{rad}} = N h \nu_0$

Energia massima che un fotone puo' acquistare in una collisione con un elettrone

di alta energia (collisione frontale) $\Rightarrow (h\nu)_{\text{max}} = h\nu_0 \gamma^2 \left(1 + \frac{v}{c}\right)^2 \approx 4\gamma^2 h\nu_0$

(v e γ sono relativi all'elettrone)

Perdita d'energia dell'elettrone : $\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{\text{rad}} \left(\frac{v^2}{c^2}\right) \gamma^2 \Rightarrow_{v \rightarrow c} \frac{4}{3} \sigma_T c U_{\text{rad}} \gamma^2$

Spettro della radiazione diffusa : $I(\nu) d\nu = \frac{3\sigma_T c}{16\gamma^2} \frac{N(\nu_0)}{\nu_0^2} \nu \left[2\nu \ln\left(\frac{\nu}{4\gamma^2 \nu_0}\right) + \nu + 4\gamma^2 \nu_0 - \frac{\nu^2}{2\gamma^2 \nu_0} \right] d\nu$

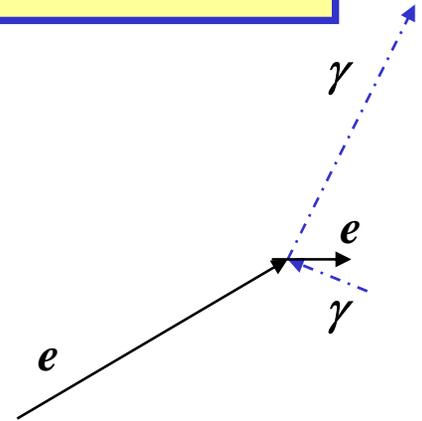
$N(\nu_0) =$ densita' numerica di fotoni

Energia media dei fotoni diffusi : $\frac{4}{3} \gamma^2 h\nu_0$

Frequenze tipiche dei fotoni prodotti (per $\gamma = 10^3 - 10^4$):

Per scattering sui fotoni della radiazione di fondo ($\nu_0 \cong 10^{11} \text{ Hz}$) $\Rightarrow \nu = 10^6 \times 10^{11} \text{ Hz} = 10^{17} \text{ Hz}$ (0.4 KeV = raggi X)

Per scattering sui fotoni ottici ($\nu_0 \cong 10^{15} \text{ Hz}$) $\Rightarrow \nu = 10^6 \times 10^{15} \text{ Hz} = 10^{21} \text{ Hz}$ (4 MeV = raggi γ)



Scattering Compton inverso (IC)

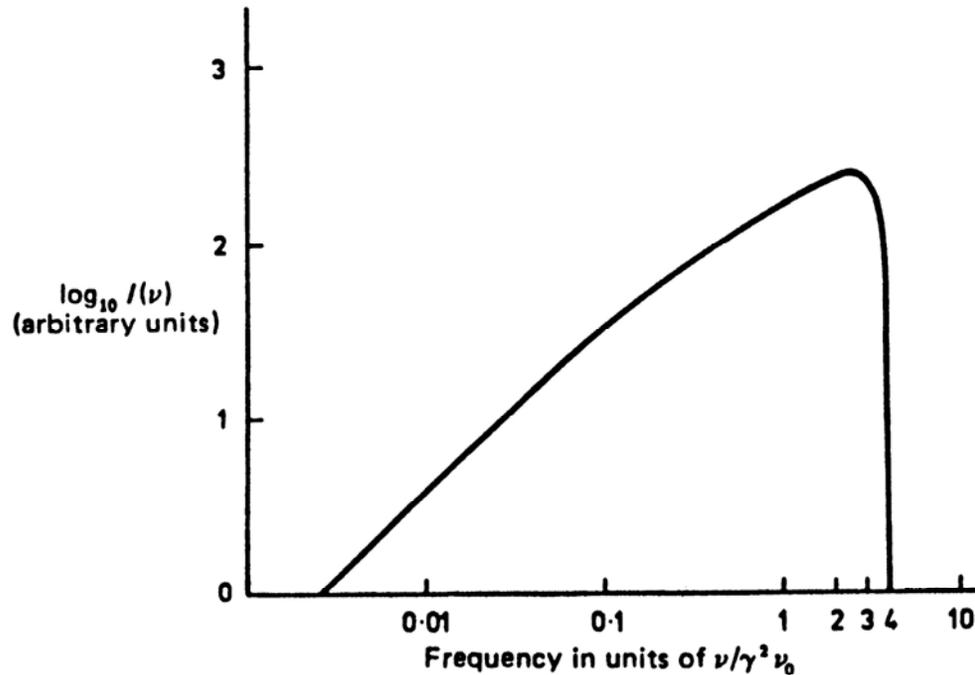


Figure 4.8. The emission spectrum of inverse Compton scattering; ν_0 is the frequency of the unscattered radiation. (From G. R. Blumenthal and R. J. Gould (1970). *Rev. Mod. Phys.*, **42**, 237.)

Perdite d'energia per IC e Sync. Rad.

Perdita d'energia di un elettrone per radiazione di sincrotrone ($v \rightarrow c$):

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 2\sigma_T c U_{mag} \gamma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin^2 \beta \Rightarrow 1.587 \times 10^{-14} \gamma^2 B^2 \sin^2 \beta \quad [W] \quad (\text{con } B \text{ in } T)$$
$$= 9.9 \times 10^4 \gamma^2 B_{\perp}^2 \quad [eV s^{-1}]$$

Mediata su β :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{Rad. Sinc.} = 6.6 \times 10^4 B^2 \gamma^2 \quad [eV s^{-1}] \quad (\text{con } B \text{ in } T)$$

IC:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{rad} \gamma^2$$

Espressioni molto simili; $U_{mag} \Leftrightarrow U_{rad}$

Perdita d'energia dipende dal campo elettrico che accelera l'elettrone, visto nel sistema di quiete di questo; e' irrilevante che il campo sia quello $(\vec{v} \times \vec{B})$ dovuto al moto nel campo magnetico o quello associato ai fotoni che incontra.

Perdite d'energia per IC e Sync. Rad.

$$\text{Inoltre: } \left(\frac{dE}{dt} \right)_{IC} / \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{Rad. Sinc.}} = \frac{U_{rad}}{U_{mag}}$$

$$\text{Valori tipici: } B = 3 \times 10^{-10} \text{ T}; \quad U_{rad} = 6 \times 10^5 \text{ eV m}^{-3} \Rightarrow U_{rad} / U_{mag} = 3$$

Massimo tempo di "vita" di un elettrone di alta energia nell'Universo:

$$\tau = \frac{E}{(dE/dt)_{IC}} = \frac{E}{\frac{4}{3} \sigma_T c U_{rad} \gamma^2} = \frac{E}{\frac{4}{3} \sigma_T c U_{CBR} \gamma^2} = \frac{2.3 \times 10^{12}}{\gamma} \quad [\text{anni}]$$

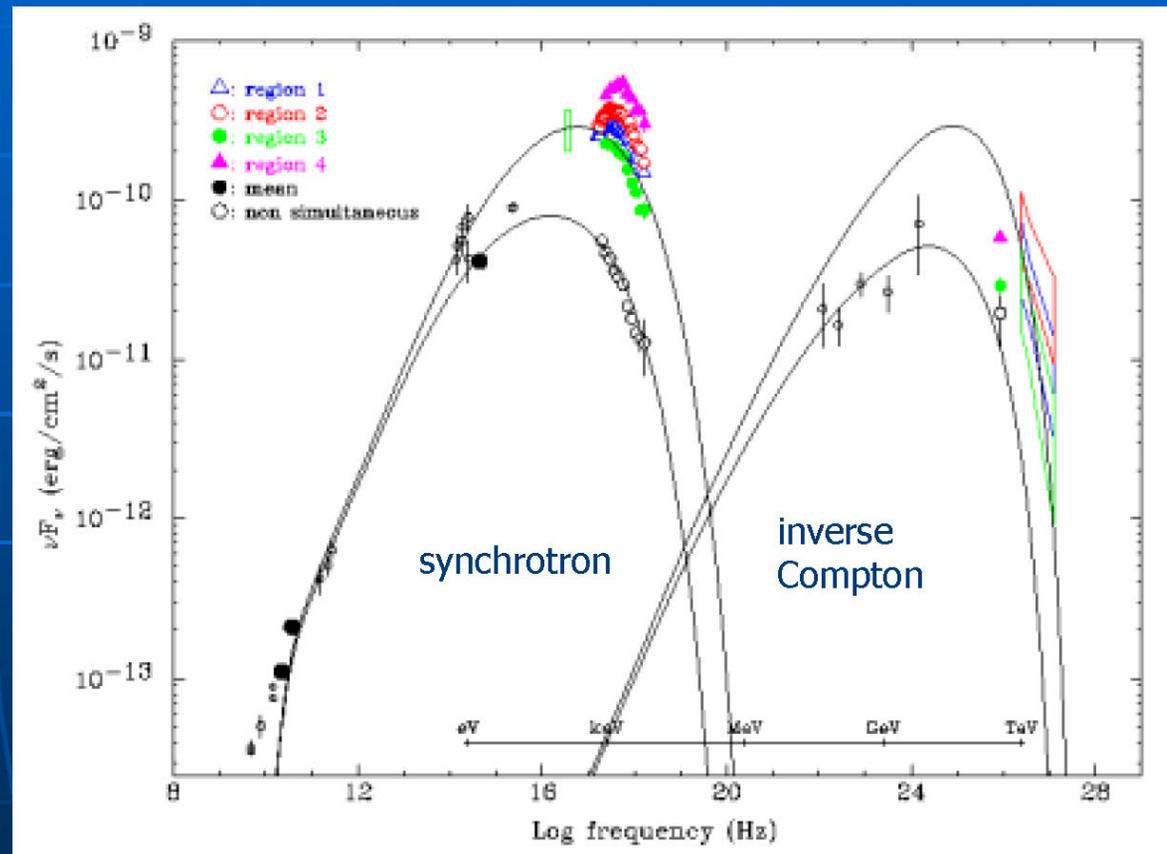
$$\text{Per } U_{CBR} = 2.62 \times 10^5 \text{ eV m}^{-3}. \text{ Per un elettrone di } 100 \text{ GeV} \Rightarrow \tau \leq 10^7 \text{ anni}$$

Spettro di una Blazar

Blazar spectrum

Mrk421

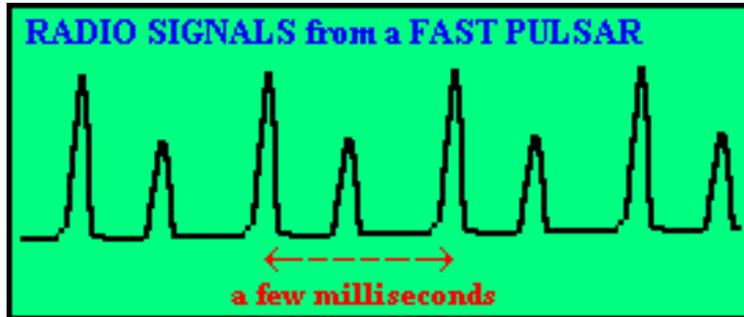
- Double-peaked structure = synchrotron + inverse Compton (Synchrotron Self Compton model)



PSR B0329+54

This pulsar is a typical, normal pulsar, rotating with a period of 0.714519 seconds, i.e. close to 1.40 rotations/sec.

(Radio) Pulsars



PSR B0833-45, The Vela Pulsar

This pulsar lies near the centre of the Vela supernova remnant, which is the debris of the explosion of a massive star about 10,000 years ago. The pulsar is the collapsed core of this star, rotating with a period of 89 milliseconds or about 11 times a second.

PSR B0531+21, The Crab Pulsar

This is the youngest known pulsar and lies at the centre of the Crab Nebula, the supernova remnant of its birth explosion, which was witnessed by Europeans and Chinese in the year 1054 A.D. as a day-time light in the sky. The pulsar rotates about 30 times a second.

PSR J0437-4715

This is a recently discovered millisecond pulsar, an old pulsar which has been spun up by the accretion of material from a binary companion star as it expands in its red giant phase. The accretion process results in orbital angular momentum of the companion star being converted to rotational angular momentum of the neutron star, which is now rotating about 174 times a second.

PSR B1937+21

This is the fastest known pulsar, rotating with a period of 0.00155780644887275 seconds, or about 642 times a second. The surface of this star is moving at about 1/7 of the velocity of light and illustrates the enormous gravitational forces which prevent it flying apart due to the immense centrifugal forces.

Scoperte nel 1967 da Hewish e Bell

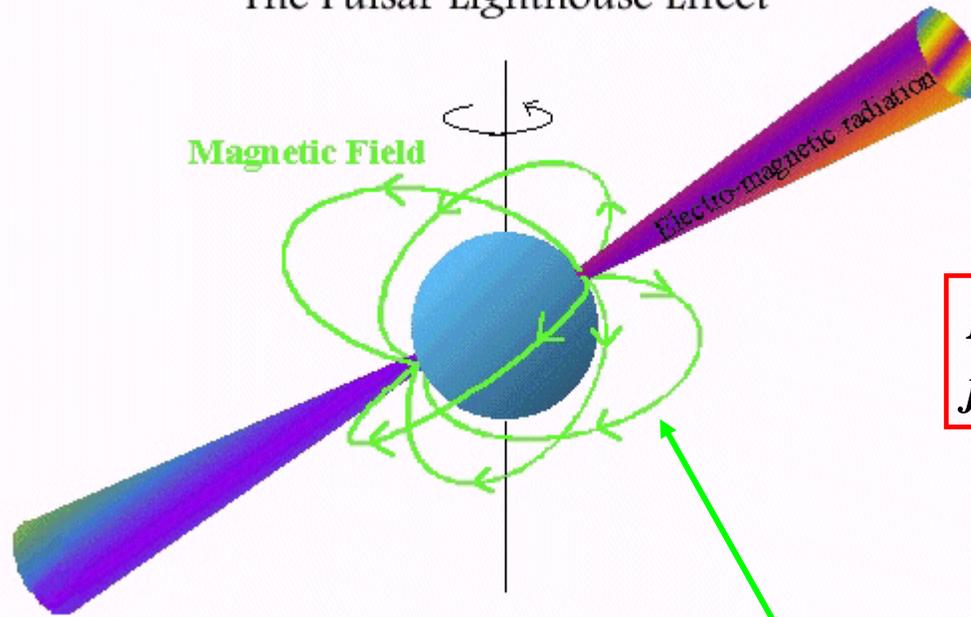
Predette nel attorno al 1934 da Baade e Zwicky come “stelle di neutroni”

Predizione non prevedeva emissione “non termica”

Successiva predizione nel 1967 di Pacini: stelle di neutroni magnetizzate e ruotanti → emissione radio

Pulsars (1)

The Pulsar Lighthouse Effect



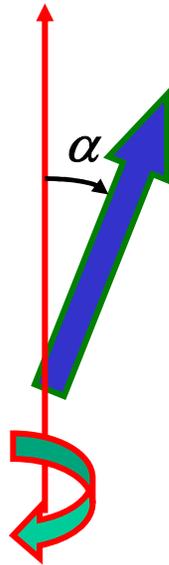
Impulsi rivelati quando uno dei jets punta verso la Terra

Elettroni che spiralizzano nel campo magnetico della stella di neutroni

Pulsars (2)

Periodi di rotazione $P=(0.0015-4.0)$ s

Modello: NS con momento magnetico non allineato con l'asse di rotazione \rightarrow emissione di dipolo magnetico



Periodo P ; frequenza angolare $\Omega=1/P$.

Fattore di qualita': $Q = \frac{1}{\dot{P}}$

$Q = (10^{12} \div 10^{19})$; tra gli orologi piu' stabili dell'Universo!

$T =$ periodo di osservazione: $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = \frac{T\dot{\Omega}}{\Omega} = \frac{T\dot{P}}{P} = \frac{T}{QP}$

$\frac{T}{P} \cong 10^8 \div 10^{11}$

Potenza totale irradiata da un dipolo magnetico ruotante con velocita' angolare Ω :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{\mu_0}{6\pi c^3} \left| \ddot{\vec{p}} \right|^2 ;$$

Per un dipolo che ruoti ad un angolo α rispetto all'asse \Rightarrow
componente del momento perpendicolare all'asse di rotazione:

$$p = p_0 \sin \Omega t$$

$$-\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{\mu_0}{6\pi c^3} \left| \frac{d^2}{dt^2} [p_0 \sin \Omega t] \right|^2 = \frac{\mu_0}{6\pi c^3} p_0^2 \Omega^4$$

Pulsars (3)

La potenza irradiata e' estratta dall'energia cinetica di rotazione $\frac{1}{2} I \Omega^2 \Rightarrow$

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right) = -I \Omega \dot{\Omega} = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{\mu_0 \Omega^4 P_0^2}{6 \pi c^3}; \text{ da cui:}$$

$$\dot{\Omega} = -\frac{\mu_0 P_0^2 \Omega^3}{6 \pi c^3 I} \propto -\Omega^3$$

"Braking index" n definito da: $\dot{\Omega} = -K \Omega^n$

Nel nostro caso quindi $n = 3$

Misura di n possibile se si misura $\ddot{\Omega}$: $\dot{\Omega} = -K \Omega^n \Rightarrow \ddot{\Omega} = -n K \Omega^{n-1} \dot{\Omega}$

dividendo membro a membro:

$$\frac{\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}} = \frac{n \Omega^{n-1} \dot{\Omega}}{\Omega^n} \Rightarrow n = \frac{\ddot{\Omega} \Omega}{\dot{\Omega}^2} = \frac{\nu \ddot{\nu}}{\dot{\nu}^2}$$

$$\text{Periodo: } P = \frac{1}{\nu}; \quad \dot{\nu} = -\frac{1}{P^2} \dot{P}; \quad \ddot{\nu} = \frac{2\dot{P}^2}{P^3} - \frac{\ddot{P}}{P^2}$$

$$n = 2 - \frac{P \ddot{P}}{\dot{P}^2}$$

Misure di n :

CRAB: 2.515 +/- 0.005

PSR 1509-58: 2.8 +/- 0.2

PSR 0540-69: 2.01 +/- 0.02

Eta' di una Pulsar (1)

L'eta' puo' esser stimata ammettendo che la decelerazione sia caratterizzata da un "braking index" costante

$$\dot{\Omega} = -K\Omega^n \quad ; \quad \text{Integrando:}$$

$$\int_0^\tau \frac{\dot{\Omega}}{\Omega^n} dt = -K \tau; \quad \int_{\Omega_0}^{\Omega} \frac{d\Omega}{\Omega^n} = -K \tau; \quad \frac{1}{n-1} \left[\frac{1}{\Omega_0^{n-1}} - \frac{1}{\Omega^{n-1}} \right] = -K \tau$$

$$\text{Se } n > 1 \text{ e } \Omega_0 \gg \Omega \Rightarrow \tau = \frac{\Omega^{-(n-1)}}{K(n-1)} = \frac{\Omega^{-(n-1)} \Omega^n}{K(n-1)\Omega^n} = -\frac{\Omega}{(n-1)\dot{\Omega}}$$

$$= \frac{P}{(n-1)\dot{P}};$$

$$\text{Per } n = 3 \Rightarrow \tau = \frac{P}{2\dot{P}}$$

Eta' di una Pulsar (2)

Dal grafico di \dot{P} in funzione di P si vede che la vita media per la grande maggioranza delle pulsar e' dell'ordine di 10^7 anni.

Crab Pulsar: $\tau = 1400$ anni

Crab Nebula (Supernova): esplosa nel 1054

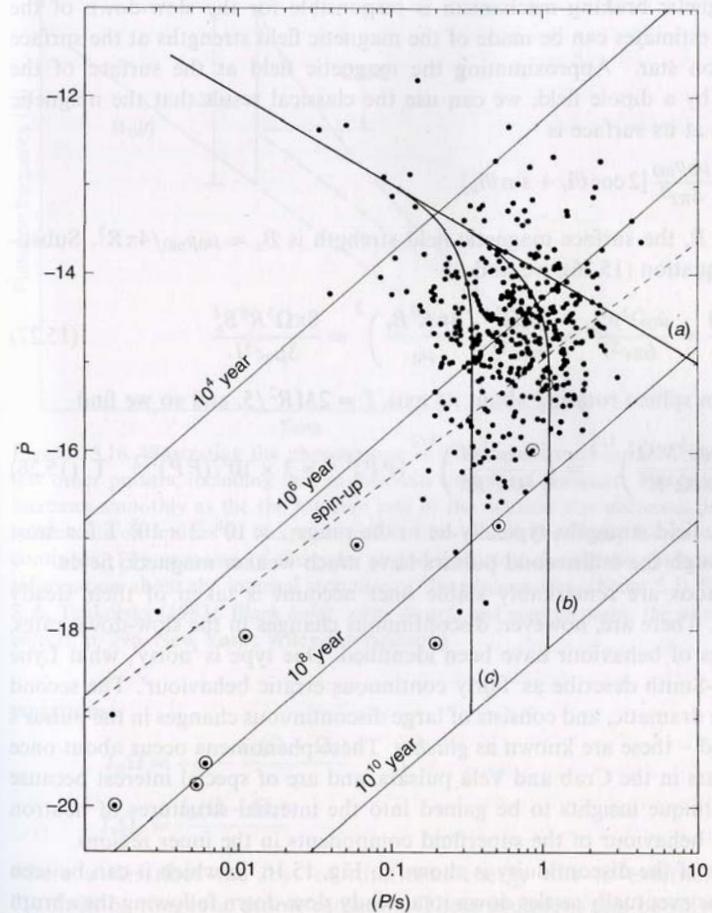


Figure 15.15. A plot of \dot{P} versus P for pulsars. The dots enclosed in circles represent pulsars which are members of binary systems. Lines of constant age according to formula $\tau = P/2\dot{P}$ are shown. Schematic evolutionary tracks of pulsars on this diagram are shown assuming (a) that there is no decay in the strength of the magnetic field that the timescale for decay of the magnetic fields is (b) 10^7 years and (c) 10^6 years. The upper limit to the spin-up periods for dead pulsars according to the models of van den Heuvel (1987) is also shown (see the discussion leading to expression (16.1)). (After A.G. Lyne and F. Graham-Smith (1990). *Pulsar astronomy*, p. 129. Cambridge University Press.)

La CRAB

(La "candela Standard")

- 1) Prima sorgente γ chiaramente evidenziata (Whipple 1989)
- 2) Pulsar (Plerion) vista dagli astronomi cinesi nel 1054
- 3) Lo spettro è spiegato dal modello Synchrotron Self-Compton (SSC) di DeJager Harding (1992)
- 4) Rilevata da almeno 9 telescopi con qualche inconsistenza in spettro ed intensità (Tibet As, CAT)
- 5) Forma dello spettro e flusso permettono di calcolare il campo magnetico medio attorno alla nebula
- 6) Misurati gamma fino a 50 TeV

La CRAB Nebula

Supernova remnant e pulsar

Stella di neutroni in rapida rotazione, circondata da una nebula luminosa, diffusa

Dimensione della Nebula: 6 anni-luce; in espansione ad una velocità di ~ 1.8 Milioni di km/ora

Radiazione di sincrotrone

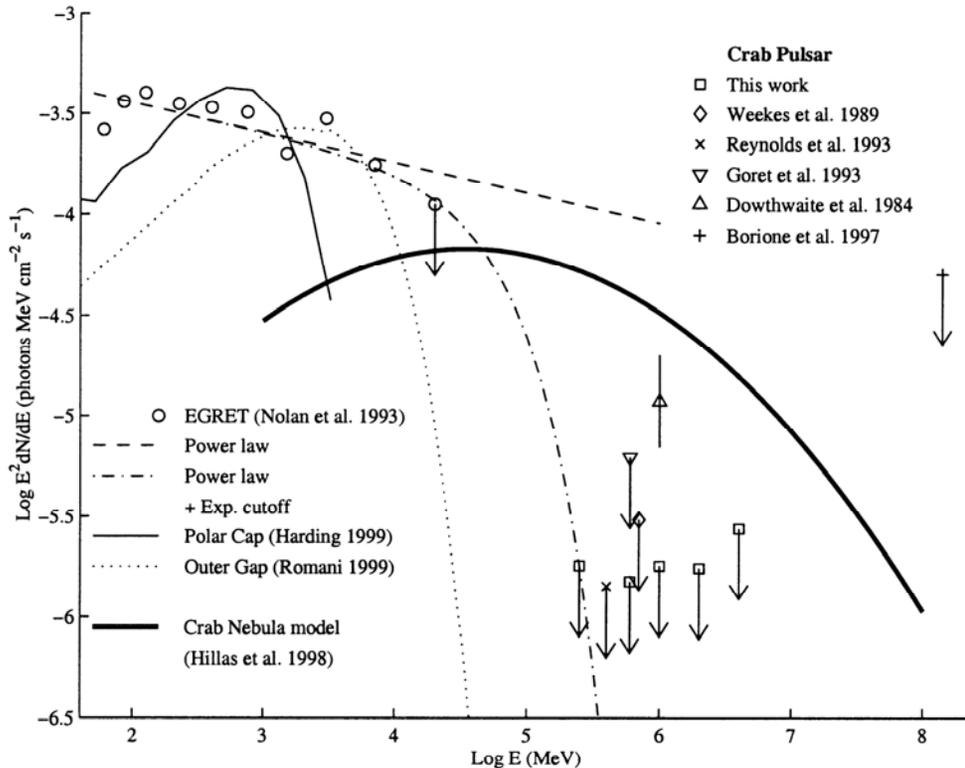
Misure effettuate nelle onde radio, nell'infrarosso, nell'ottico, negli X, nei γ .

Periodicità ($T=33$ ms) rivelata a tutte le lunghezze d'onda, fino a circa 10 GeV (Egret). Non a energie delle centinaia di GeV o del TeV.

Spettro caratterizzato da un indice γ pari a circa (2.5-2.7)

<i>CAT (325 GeV-8 TeV)</i>	<i>$\gamma=-2.57\pm 0.14$</i>
<i>Whipple (300 GeV-10 TeV)</i>	<i>$\gamma=-2.49\pm 0.06$</i>
<i>Hegra (1 TeV-10 TeV)</i>	<i>$\gamma=-2.71\pm 0.17$</i>
<i>CANGAROO (7 TeV-50 TeV)</i>	<i>$\gamma=-2.53\pm 0.15$</i>

La CRAB Nebula



*Limiti superiori sullo spettro
“pulsato” ottenuti da Whipple
confrontati con i dati di Egret*

Figure 2: The pulsed photon spectrum of the Crab pulsar. The thin solid line is the polar cap model fit to the EGRET data (Harding 1999). The dotted line is the outer gap model for the Vela pulsar (scaled to match the EGRET Crab pulsar flux at peak intensity) and is included to indicate the shape of the cut-off this model predicts (Romani 1999). The dashed line represents the power-law fit to the EGRET data (Nolan et al. 1993). The dot-dashed line represents Equation 1 with a cut-off energy $E_o = 60$ GeV. The thick solid curve depicts the model of unpulsed GeV - TeV emission from the Crab Nebula (Hillas et al. 1998)

Unita' "CRAB"

*Unita' di intensita' degli X, valutata a 5.2 KeV (o nella banda: 2-11 KeV).
Se una sorgente ha il medesimo tipo di spettro della CRAB in tale banda
allora e' possibile confrontarne la luminosita' con quella della CRAB ed
esprimerla in "CRAB units".*

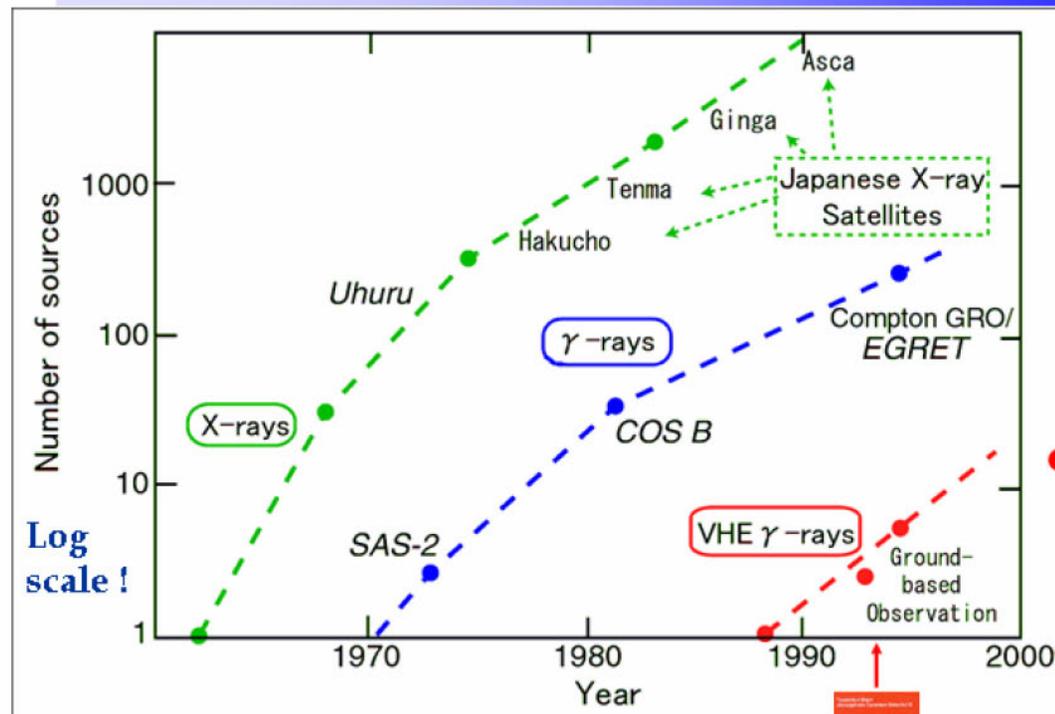
*Numericamente: 1 CRAB=1060 microJansky, ed
1 microJansky = 0.242×10^{-11} ergs cm⁻² sec⁻¹ KeV⁻¹
= 1.51×10^{-3} KeV cm⁻² sec⁻¹ KeV⁻¹*

*Esempio: la stella Algol produce, tra 2-11 KeV, 9 microJansky o:
 $9/1060=0.0085$ Crabs*

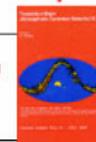
Analogia convenzione e' adoperata nella zona dei gamma

Number of sources vs. year

“Kifune Plot”



Tokyo



Kashiwa