

Magnetické křivé záření

EP7

Lorentz: $\frac{d}{dt}(\gamma m_0 v) = q v \times B$ $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$

invariantně: $\frac{dP^\mu}{d\tau} = q F^\mu{}_\nu U^\nu$

- zanedbáme-li zpětnou vazbu, křivé záření, dostaneme pohyb po spirálce:

- v LAGB: $\omega_b = \frac{\omega_0}{\gamma}$, $\omega_c = \frac{|q|B}{m_0 e}$

$r_b = \frac{v \sin \theta}{\omega_b}$, $\cos \theta = \frac{v_{\parallel} B}{|v||B|}$

- elektron: $\omega_c = 1.8 \times 10^7 \left(\frac{B}{1G}\right)^{1/2}$

- přiblížení homogenního pole pro $r_b \ll \text{pol. zadržování}$

- cyklotronové záření: $q \ll 1$ - na úhledu pásmu kolem ω_c

- synchrotronové zář.: $q \gg 1$

Výkon křivého záření:

- klasický výkon: $\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} a^2 \equiv P$

pro uniformní pohyb: $a = \dot{v} = \omega_b \times v$, $v \times \dot{v} = 0$

$P = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} \gamma^2 v_{\perp}^2 \left(\frac{B^2}{8\pi}\right)$ $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{q^2}{m_0 c^2}\right)^2$

- prostím dosazením $a = \omega_b v_{\perp}$ bychom faktar γ dostali špatně. Žah na to:

• bud si řekneme, že v klidové soustavě elektronu vidíme el. pole, $E' \approx q(v \times B)$, což způsobuje zrychlení $a' \approx \frac{q_0 E'}{m_0 c}$, a když $\frac{dE'}{dt'} \propto \gamma^2 v_{\perp}^2 B^2$,

přičemž $\frac{dE'}{dt'} = \frac{dE}{dt}$

↑
rest term ↑
lok

• nebo necháme siing spadnout kovariantní vztah

$P \propto \left(\frac{dU}{d\tau}\right)^2 \propto \gamma^4 \left(\frac{dv}{dt}\right)^2 \propto \gamma^4 (\omega_b v_{\perp})^2 \propto \gamma^2 v_{\perp}^2 B^2$

- $v \rightarrow c$: $P \approx \frac{c}{4\pi} \sigma_T \gamma^4 B^2 \approx 10^3 \gamma^4 \left(\frac{B}{1G}\right)^2 \text{erg s}^{-1} = 10^{14} \gamma^4 \left(\frac{B}{1T}\right)^2 \text{W}$

- $t_{\text{cool}} \equiv \gamma m_0 c^2 / P \approx 5 \times 10^9 \gamma^{-1} \left(\frac{B}{1G}\right)^{-2} \text{s}$

- zanedbání zpětné vazby
ne PT \ll F ($T = 2\pi/\omega_c$) $\rightarrow \gamma \ll \sqrt{\frac{m_0 c^3 B}{a^2 r_L}} = \frac{m_0 c^3}{1/a^2 B} \approx 10^9 \left(\frac{B}{1G}\right)^{1/2}$

Spektrum synchrotrony

EP8

- obhlédnout by podle úhlu pohledu závisí tudíž jen na ω_c , nebo v nepatrné vzdálenosti
- v případě relativistických částic musíme dělat SLT (v každém směru, protože z důvodu dodání ke změně rychlosti)
- v obou případech se spektrum rozšíří započtením rozdílů částic (v tom prvním vlastně moc ne)
- transformace ω a I :

$$\omega = \frac{\omega_c}{\gamma(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)} \quad I = \frac{I_c}{\gamma^3(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^3}$$

θ = úhel mezi vektorem rychlosti a směrem k pozorovateli

- předp. $\gamma \gg 1$, $\cos \theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$

- pro $\theta \lesssim \gamma^{-1}$: $\gamma(1 - \frac{v}{c}(1 - \frac{\theta^2}{2})) \approx \gamma(1 - \frac{v}{c}) + \frac{v}{c} \frac{\theta^2}{2}$
 $\approx \frac{1}{2} \gamma(\gamma^2 + \theta^2)$
 \leftarrow u zanedbání

$\rightarrow \omega \approx \gamma \omega_c$, $I \approx \gamma^3 I_c$ \leftarrow hodně zesílení

- pro $\theta \gtrsim \gamma^{-1}$: $\omega \approx \gamma^{-1} \omega_c$, $I \approx \gamma^{-3} I_c$ \leftarrow hodně zeslabení

\rightarrow většina záření přijde z úhlu $|\theta| \lesssim \gamma^{-1} \in \theta_0$

čas. interval jež částice stráví v tom úhlu bude

$$T_c \approx \frac{\theta_0}{\omega_c} = \frac{\gamma^{-1}}{\omega_c} = \frac{1}{\gamma \omega_c} \quad (\text{to je čas v lab. frame})$$

totom vztažení na zrc. a na konci dorazí k

pozorovateli s rozestupem $T_0 \approx \frac{T_c}{\gamma^2} = \frac{1}{\gamma^2 \omega_c} \equiv \frac{1}{\omega_{\text{eff}}}$

dostane se to tak, že se od T_c odečte čas, který potřebuje první foton, než dorazí do místa, kde byl (bude)

vzdálenosti r_0 foton: $r_0 = \frac{v}{\omega_c} = \frac{2v}{\omega_c}$ $\Delta t = \gamma \frac{2v}{\omega_c} = \frac{v}{\omega_c}$

$$\rightarrow T_0 = \frac{1}{\omega_c} - \frac{\Delta t}{c} \approx \frac{1}{\omega_c} (1 - \frac{v}{c}) \approx \frac{1}{\gamma^2 \omega_c}$$

- zapomenouti jsou tu faktory 2 a 2π a tak podobně

- když u to spočítá úplně dokonale, tak vyjde:

\dots

- doloí významná frekvence, ω_b odpovídá periodě rotace $\omega_{crit} \gg \omega_b$
- Fourierova transformace signálu dá spektrum ohraničené limítou významnějšími frekvencemi, kolem nichž ostí budou lokální maxima

Spektrum rozdělení částic:

$P(v) \propto g^2 B^2 \delta(v - v_{crit})$ - zjednodušený zř. výkon jedné částice
 $n(g) \propto g^{-3}$ - rozdělení rychlostí

výkon zř. na jedn. objemu: $N(v) \propto \int n(g) P(v) dg \propto B^2 \int g^{2-3} \delta(v - v_{crit}) dg \propto |dg| \propto \frac{1}{2B} dv_{crit}$

$\propto B \int g^{1-3} \delta(v - v_{crit}) dv_{crit} \propto B^{\frac{1+d_s}{2}} v^{\frac{1-d_s}{2}} = B^{1+d_s} v^{-d_s}$

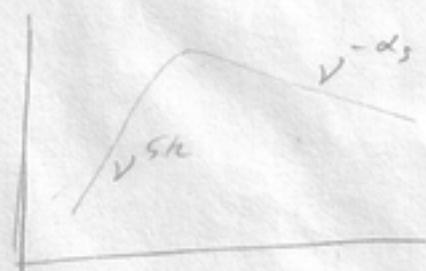
- typické hodnoty: $0,5 \leq d_s \leq 0,75$ - index něco napovídá o mechanismu urychlování částic

Self absorpce

- na nízkých frekvencích: Rayleigh-Jeans: $T_b \approx \frac{c^2 I(v)}{2k v^2}$
- kinetická teplota $T_{th} \approx \frac{2m_e c^2}{k_B}$ je zpravidla větší, než T_b
- pokud dojde ke stavu $T_b > T_{th}$, může se zř. ochlazovat

$I \propto v^3 \rightarrow T_b \propto v^{-(2+d_s)} \rightarrow T_b$ roste s klesajícím v

$T_b \approx T_{th} \rightarrow I(v) \propto v^{5/2} B^{-1/2} \quad (g \approx \sqrt{\frac{v}{B}})$



- to je v prvním přiblížení u větších zdrojů pozoruje, ale může to být i tím, že na nízkých frekvencích funguje jiný mechanismus urychlování

Pař příkladů

	B [G]	v [Hz]	d
extended radio source	10^{-5}	10^3	10^4
radio jet	10^{-3}	10^9	10^3
compact radio source	10^{-1}	10^9	10^2
outer accretion disc	10	10^{14}	$10^{3.5}$
inner accretion disc	10^3	10^{16}	$10^{2.5}$
BH magnetosphere	10^4	10^{18}	10^4
NS	10^{13} ?		

(na volé zenc ~ 0,1-10)