F4110
Fyzika atomárních soustav
letní semestr 2005 - 2006

V.
Synchrotronové záření

KOTLÁŘSKÁ 22. BŘEZNA 2006

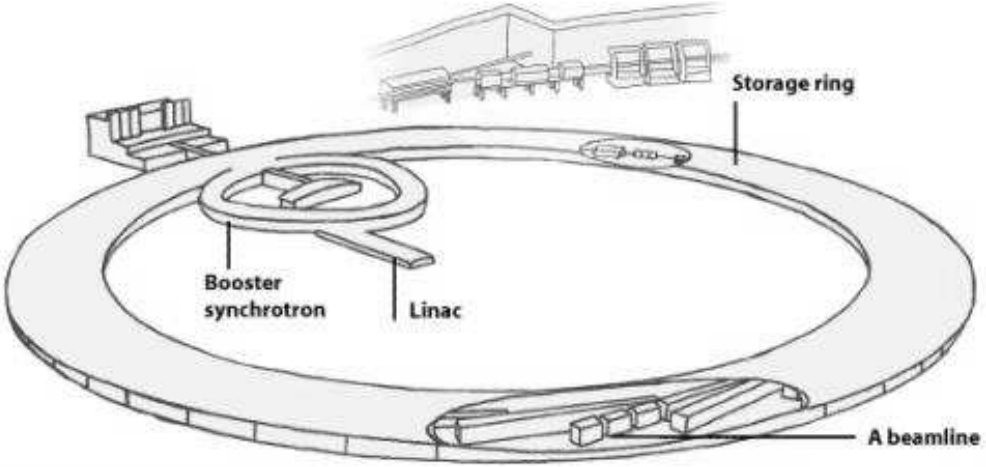
Úvodem

- Naposledy bez Planckovy konstanty, i když …
- Odvolám se na znalosti z elektromagnetismu, optiky a relativity
- Synchrotronové záření (SZ) … experimentální nástroj
- Od prof. Holého uslyšíte o výsledcích použití SZ
- Dnes: vlastnosti SZ a odpovídající konstrukci zdrojů
- Nádherná fyzika … ultrarelativistický elektron
- Vlastně další z Einsteinových hvězdných prací: ta nejhvězdnější

Reklamní folie pro začátek

synchrotron

využití pro výzkum



kruh ... 844m
booster ... urychlení na ~6GeV

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intensivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (podle energie elektronů)
- záření je vysoce kolimované tečně k prstenci (rovnoběžný svazek)
- je téměř 100 % polarisované v rovině prstence
- má velmi výhodnou pulsní strukturu v čase (synchronní detekce)

… dnes: fysikální podstata toho všeho

Začátky

Synchrotron objeven jako urychlovač částic

Brzy se ukázalo, že parasitní jev, vyzařování elmg. energie skoro dominuje činnost těchto zařízení

Záření jevilo již při relativně nízkých energiích elektronů uvedené vlastnosti a bylo vlastně dost nebezpečné

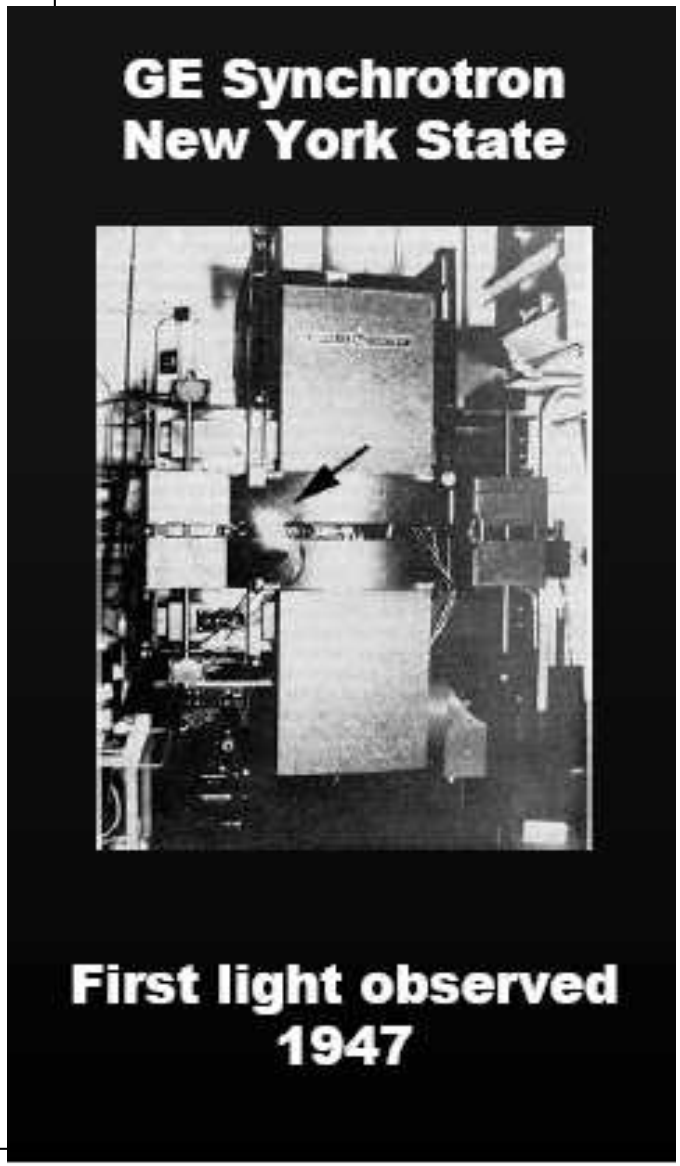
Roku 1949 vypracoval základní teorii SZ *Julian Schwinger* (později Nobelova cena za elektroslabé interakce)

Již na konci 50 let žebronili nečásticoví fysici, aby mohli SZ využívat.

Problémy: pokusy s částicemi a se světlem se špatně slaďovaly, synchrotrony také nebyly ideální zdroje.

Proto vznikla myšlenka **dedikovaných zdrojů SZ**

Ta se ujala, protože stejně synchrotrony pro částicovou fysiku ztratily význam.



Klikatá cesta

1873 Maxwellovy rovnice … nerovnoměrná změna v rozložení nábojů ⇒ vyzařování elmg. energie

1878 Hertz … generace elmg. vln, anténa → Hertzův dipól

1898 Liénard (-Wiechertovy) potenciály …řešení Maxwellových rovnic pro pole vyvolané libovolným pohybem bodového náboje

1907 Schott úplné řešení pro zářící náboj na kruhové orbitě (model atomu) … ***úplně zapomenuto***

♠ ♠ ♠ ♠

1946 Blewett pozoroval ztráty energie u elektronů v betatronu, ale nepozoroval žádné záření
Arcimovič a Pomerančuk obnovená teorie záření orbit. elektronu

1947 Pollock (vlastně Floyd Haber) náhodně pozorují záření synchrotronu se 70 MeV elektrony

Alfvén & Herlofsen a Ginzburg & Šklovskij … SR z Vesmíru

1948 Rozvoj radioteleskopie mlhovina Cassiopea A … zdroj SR …

1949 Schwinger „klasická“ klasická teorie SR

1954 Schwinger „klasická“ kvantová teorie SR

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — **A. D'ARSONVAL**, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — **G. LIPPMANN**, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — **D. MONNIER**, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — **H. POINCARÉ**, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — **A. POTIER**, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — **J. BLONDIN**, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse u en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité $u\rho$. En conservant les notations d'un précédent article (1) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\gamma}{dy}-\frac{d\beta}{dz}\right)=\rho u_x+\frac{df}{dt} \qquad (1)$$

$$\nabla^2\left(\frac{dh}{dy}-\frac{dg}{dz}\right)=-\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha}{dt} \qquad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation tournante et en outre les suivantes

$$\rho=\left(\frac{df}{dx}+\frac{dg}{dy}+\frac{dh}{dz}\right) \qquad (3)$$

$$\frac{d\alpha}{dx}+\frac{d\beta}{dy}+\frac{d\gamma}{dz}=0. \qquad (4)$$

De ce système d'équations on déduit facilement les relations

$$\left(\nabla^2\lambda-\frac{d^2}{dt^2}\right)f=\nabla^2\frac{d\lambda}{dx}+\frac{d}{dt}(\rho u_x) \qquad (5)$$

$$\left(\nabla^2\lambda-\frac{d^2}{dt^2}\right)\alpha=4\pi\nabla^2\left[\frac{d}{dz}(\rho u_y)-\frac{d}{dy}(\rho u_z)\right] \qquad (6)$$

(1) La théorie de Lorentz, *L'Eclairage Électrique*, t. XIV, p. 417. α, β, γ, sont les composantes de la force magnétique et f, g, h, celles du déplacement dans l'éther.

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(\nabla^2\lambda-\frac{d^2}{dt^2}\right)\psi=-4\pi\nabla^2\rho. \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned}\left(\nabla^2\lambda-\frac{d^2}{dt^2}\right)F&=-4\pi\nabla^2\rho u_x\\ \left(\nabla^2\lambda-\frac{d^2}{dt^2}\right)G&=-4\pi\rho u_y\\ \left(\nabla^2\lambda-\frac{d^2}{dt^2}\right)H&=-4\pi\nabla^2\rho u_z\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$4\pi f=-\frac{d\psi}{dx}-\frac{1}{V^2}\frac{dF}{dt} \qquad (9)$$

$$\alpha=\frac{dH}{dy}-\frac{dG}{dz}. \qquad (10)$$

Quant aux équations (1) à (4), pour qu'elles soient satisfaites, il faudra que, en plus de (7) et (8), on ait la condition

$$\frac{d\psi}{dt}+\frac{dF}{dx}+\frac{dG}{dy}+\frac{dH}{dz}=0. \qquad (11)$$

Occupons-nous d'abord de l'équation (7). On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi=\int\frac{\rho\left[x',y',z',t-\frac{r}{V}\right]}{r}\,d\omega' \qquad (12)$$

První strana Liénardovy práce

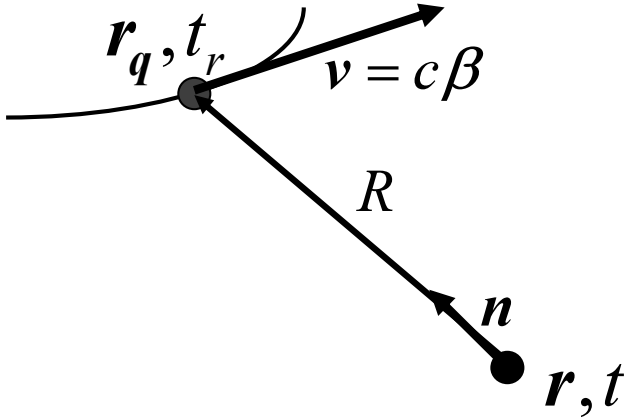
jednoduchý, ale netriviální výsledek

například skalární potenciál:

$$\Phi(\boldsymbol{r},t)=-\left.\frac{q}{R(1-\boldsymbol{n}\boldsymbol{\beta})}\right|_{t_r}$$

$$c\cdot(t-t_r)=\left|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_q(t_r)\right|\equiv R(t_r)$$

$$\boldsymbol{\beta}=c^{-1}\boldsymbol{v}$$



SZ na nebi a na zemi

U nebeských objektů je SZ jedním z nejvýznamnějších typů záření netepelného původu.

Na Zemi jsou zdroje SZ ojedinělé jako zařízení, kde se setkáme s ultrarelativistickými elektrony v každodenním životě.

SZ ve vesmíru I.: Krabí mlhovina

Pozůstatek supernovy
z r. 1054
(tenkrát viditelná i za dne)

v souhvězdí Taurus (*Býk*)

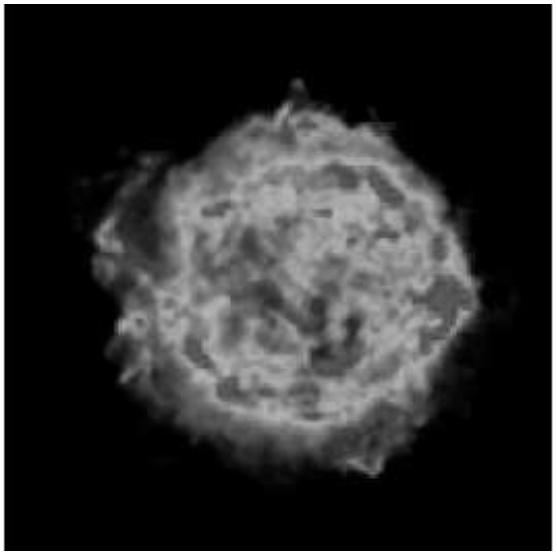
je to M1 v Messierově katalogu

rozpíná se rychlostí 1450 km/s

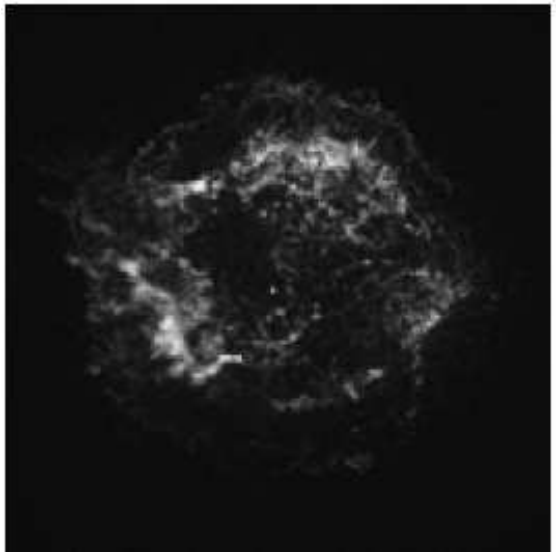
jasná místa … SZ v radiové i viditelné spektrální oblasti

uprostřed neutronová hvězda doplňující vyzářenou energii

SZ ve vesmíru II.: Cassiopea A



radiofrekvenční obraz

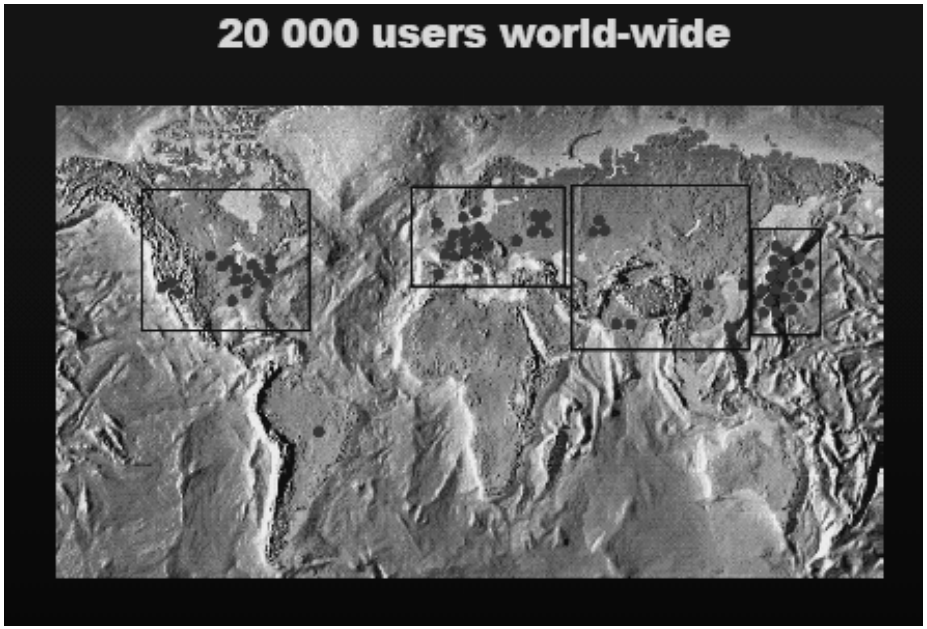


rengenový obraz

pozůstatek supernovy z r. 1572
pozorována Tycho Brahem
argument proti neměnnosti Vesmíru
dnes na místě radiový zdroj
jasná místa … SZ

SZ vyznačuje dvě rázové vlny:
vnější je pozůstatek explose, šíří se rychlostí expanse mlhoviny
vnitřní je výsledkem vnitřní srážky dvou vrstev, šíří se pomaleji, ale má teplotu snad 10 000 000 K

Zpět na Zemi



Hlavní hnízda:

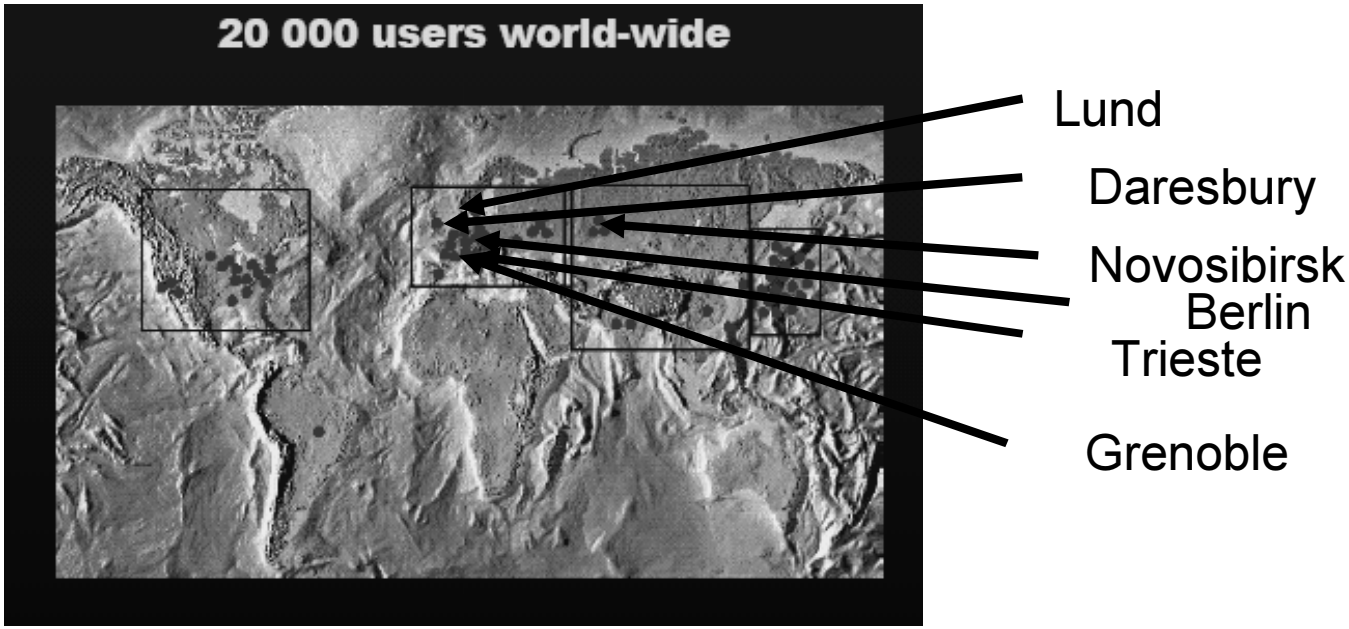
USA & Kanada

Evropa & Rusko

Asie

Japonsko

Zpět na Zemi



Nový způsob práce

- big science
- ambulantní způsob práce
- mezinárodní centra
- role místního personálu
- legionáři vědy

Vznik SZ v synchrotronu a v prostoru

Když ultrarelativistické elektrony krouží v konstantním magnetickém poli, vyzařují elmg. vlny v kuželi ostře kolimovaném ve směru pohybu.

Spektrum záření je kvazispojité. Jeho střed má frekvenci nesrovnatelně vyšší, než je frekvence oběhu elektronu samého.

Rychlý a pomalý kruhový pohyb elektronu

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC

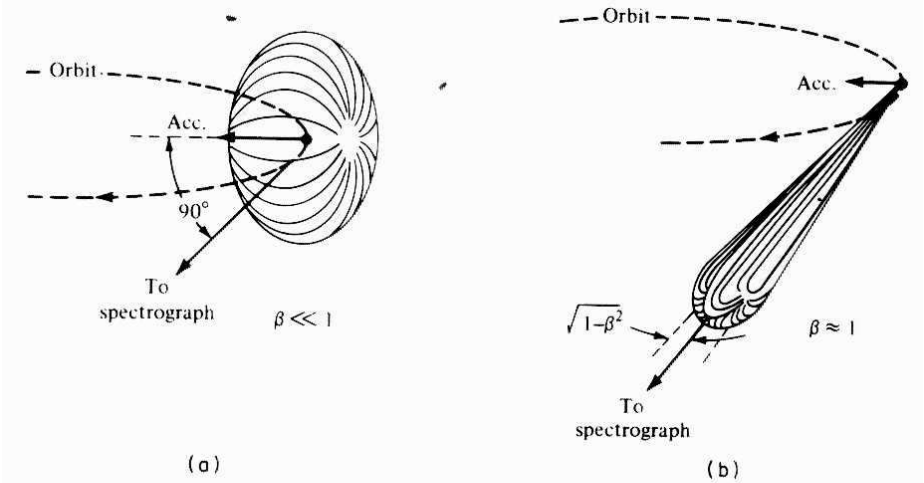


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β, velocity in units of c. (From Tomboulian and Hartman[5])

Rychlý a pomalý kruhový pohyb elektronu

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC

při pomalém pohybu elektron na kruhové dráze září jako superposice dvou vzájemně kolmých dipólů, tedy

kosinový zářič s okamžitým dipólem kolmým na tečnu ke kruhové dráze

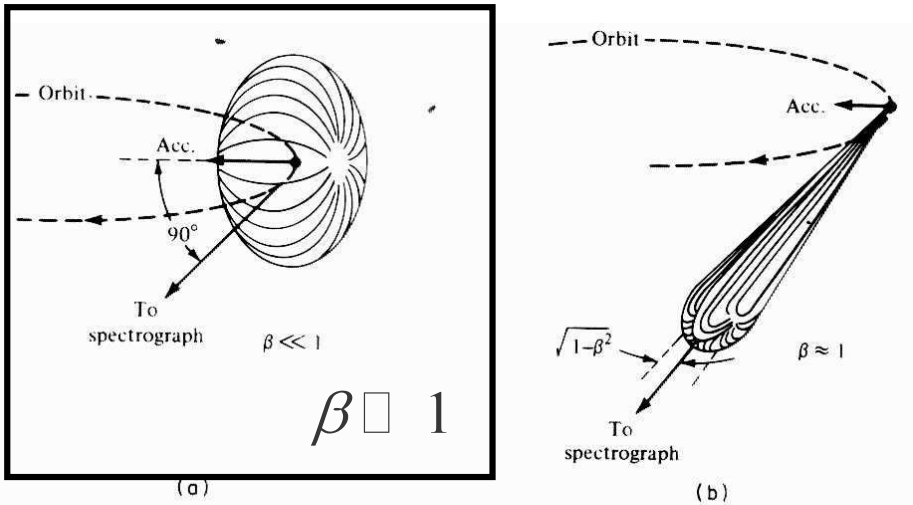


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β, velocity in units of c. (From Tomboulian and Hartman[5])

cyklotronové
nebo
betatronové
záření

Rychlý a pomalý kruhový pohyb elektronu

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC

při pomalém pohybu elektron na kruhové dráze září jako superposice dvou vzájemně kolmých dipólů, tedy

kosinový zářič s okamžitým dipólem kolmým na tečnu ke kruhové dráze

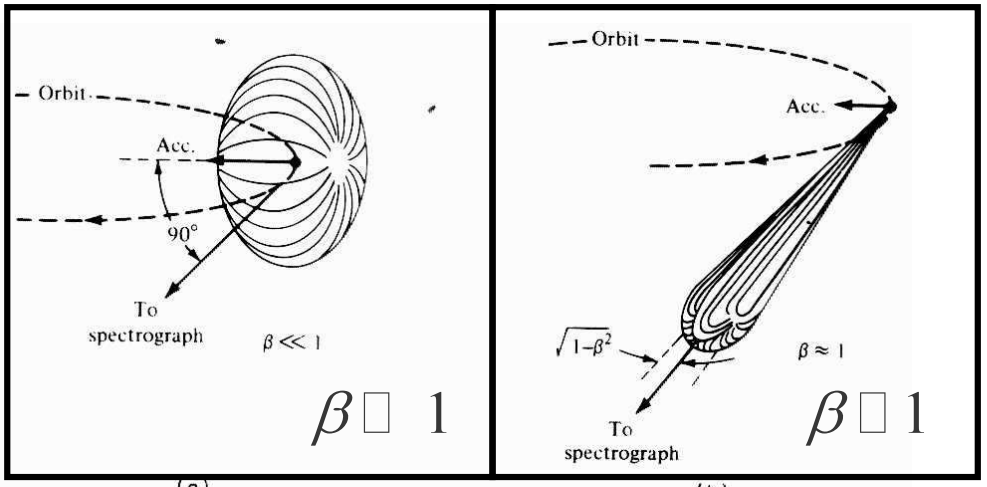


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β, velocity in units of c. (From Tomboulian and Hartman[5])

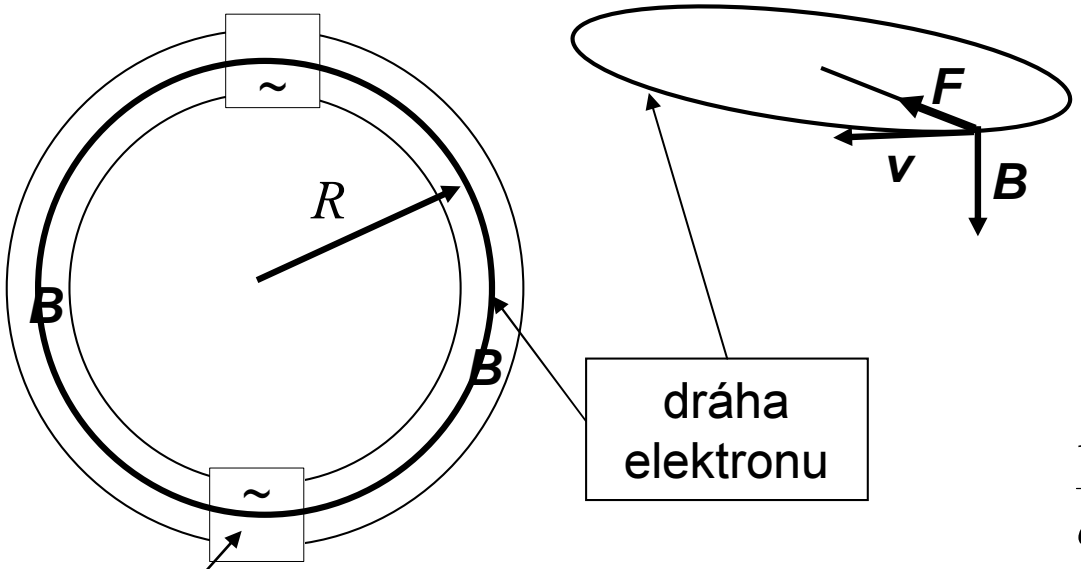
cyklotronové nebo betatronové záření	synchrotronové záření

při rychlém pohybu elektron na kruhové dráze sám sebe vnímá jako superposici dvou vzájemně kolmých dipólů,

pozorovatel však vnímá vlny po Lorentzově transformaci, tedy silně kolimované vpřed

Ultrarelativistický elektron

Princip synchrotronu



Lorentzova síla, pohybová rovnice

$e < 0$

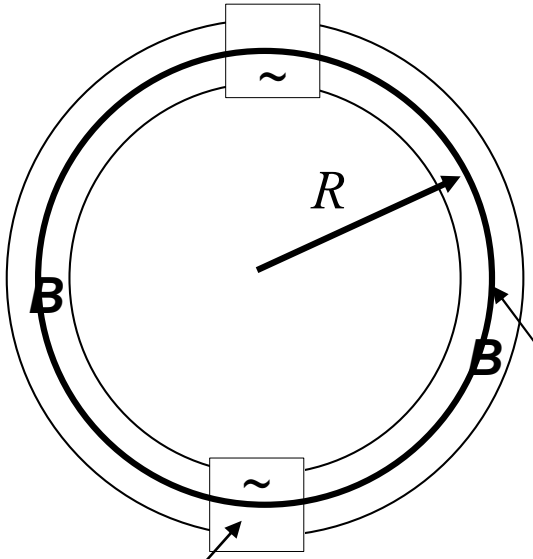
$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$$

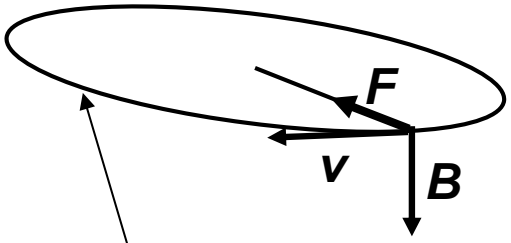
relativistická označení

$$\frac{v}{c} = \beta \qquad E = mc^2 = m_0 c^2 \cdot \gamma$$

$$\frac{1}{c}\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\beta} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Princip synchrotronu





dráha elektronu

synchronisované střídavé urychlovací napětí

kompensuje vyzařovací ztráty

Lorentzova síla, pohybová rovnice

$e < 0$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$$

relativistická označení

$$\frac{v}{c} = \beta \qquad E = mc^2 = m_0 c^2 \cdot \gamma$$

$$\frac{1}{c}\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\beta} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$m\frac{v^2}{R} = evB$$

$$\frac{m}{m_0} = \frac{e}{m_0 v}BR$$

$$\gamma = \frac{eB}{m_0 c}R \cdot \beta^{-1}$$

$$\omega_L = \frac{v}{R} = \frac{eB}{m}$$

Larmorova frekvence

v ultrarelativistickém případě ~ 1

Ultrarelativistický elektron

klidové energie elektronu $E_0 = m_0 c^2 = 0.5\,\mathrm{MeV}$

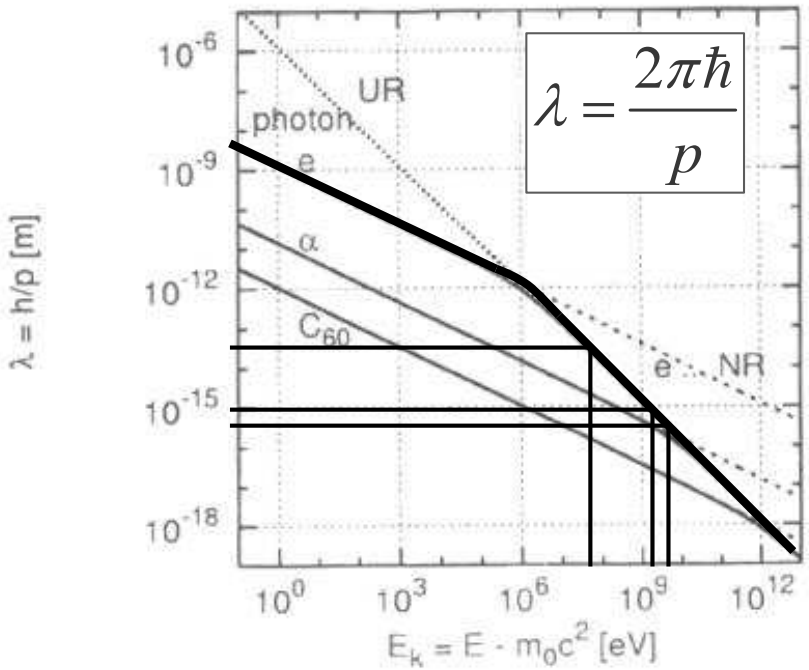
typická energie v synchrotronu $E = 2 - 6\,\mathrm{GeV}$

typická hodnota γ $\gamma = 4\,000 - 12\,000$

vztah β a γ

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \beta = \sqrt{1-\frac{1}{\gamma^2}}$$

$$\beta \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \cong 1 - 10^{-7}$$



ZÁSOBNÍK VZORCŮ

$$E = mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}c^2,\ \beta = \frac{v}{c}$$

$$E = m_0c^2 + E_{\text{kin}}$$

$$p = mv$$

$$p = \sqrt{\frac{E_{\text{kin}}^2}{c^2} + 2m_0E_{\text{kin}}}$$

LIMITY (explicitní hodnoty platí pro elektrony)

nerelativistická („naše“)

$$E_{\text{kin}} \ll m_0c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0E_{\text{kin}}}} = \frac{1.22}{\sqrt{E_{\text{kin}}}}\ (\text{nm, eV})$$

předěl

$$E_{\text{kin}} \approx 2m_0c^2$$

$$\approx 10^6\ \text{eV}$$

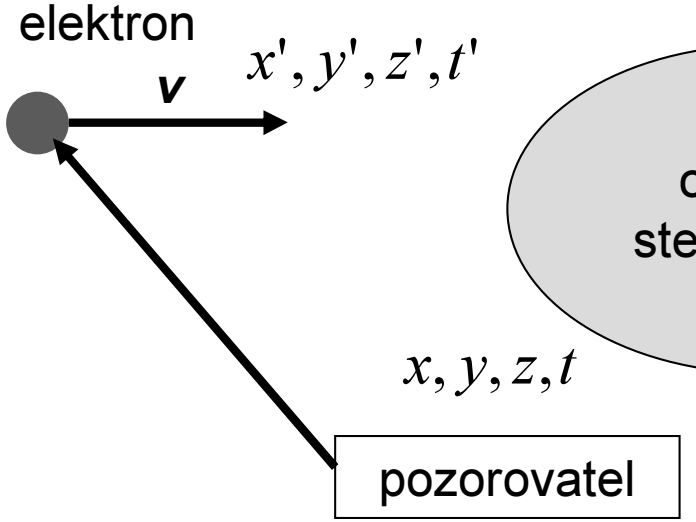
ultrarelativistická

$$E_{\text{kin}} \gg m_0c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_{\text{kin}}} = \frac{1.24}{E_{\text{kin}}}\ (\mu\text{m, eV})$$

Kolimace vyzářené vlny

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem



oba vidí stejnou vlnu

Lorentzova transformace

$$x' = \gamma(x - vt)$$
$$y' = y$$
$$z' = z$$
$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

fáze rovinné vlny je invariant

$$\boldsymbol{kr} - \omega t = \frac{\omega}{c}(\boldsymbol{nr} - ct), \quad \omega = ck$$

$$\omega(n_x x + n_y y + n_z z - ct) = \omega'(n'_x x' + n'_y y' + n'_z z' - ct')$$

$$\omega n_x = \omega'\gamma(n'_x + \beta) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$
$$\omega = \omega'\gamma(1 + \beta n'_x) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\omega n_x = \omega' \gamma \left(n'_x + \beta \right) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$
$$\omega = \omega' \gamma \left(1 + \beta n'_x \right) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

opakuji

$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} \qquad n_y = \frac{n'_y}{\gamma \left(1 + \beta n'_x \right)}$$
$$\omega = \omega' \gamma \left(1 + \beta n'_x \right) \qquad n_z = \frac{n'_z}{\gamma \left(1 + \beta n'_x \right)}$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\omega n_x = \omega'\gamma\left(n'_x+\beta\right) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$
$$\omega = \omega'\gamma\left(1+\beta n'_x\right) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

opakuji

$$n_x = \frac{n'_x+\beta}{1+\beta n'_x} \qquad n_y = \frac{n'_y}{\gamma\left(1+\beta n'_x\right)}$$
$$\omega = \omega'\gamma\left(1+\beta n'_x\right) \qquad n_z = \frac{n'_z}{\gamma\left(1+\beta n'_x\right)}$$

DOPPLERŮV JEV

KOLIMACE V POMĚRU γ^{-1}

vlastní frekvence záření je ovšem Larmorova frekvence oběhu elektronů … radiofrekvence

c / R

ta se Dopplerem posune do zhruba viditelné oblasti

$\gamma \cdot c / R$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\omega n_x = \omega'\gamma\left(n'_x+\beta\right) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$
$$\omega = \omega'\gamma\left(1+\beta n'_x\right) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

opakuji

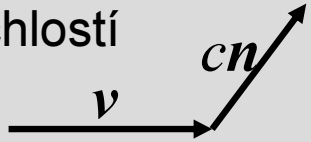
$$n_x = \frac{n'_x+\beta}{1+\beta n'_x} \qquad n_y = \frac{n'_y}{\gamma\left(1+\beta n'_x\right)}$$
$$\omega = \omega'\gamma\left(1+\beta n'_x\right) \qquad n_z = \frac{n'_z}{\gamma\left(1+\beta n'_x\right)}$$

DOPPLERŮV JEV

KOLIMACE V POMĚRU γ^{-1}

Je to přesně učebnicové odvození aberace a relativistického výrazu pro Dopplerův efekt

Fotonová interpretace: vynásobením *c* máme relativistické skládání rychlostí



vlastní frekvence záření je ovšem Larmorova frekvence oběhu elektronů … radiofrekvence

c / R

ta se Dopplerem posune do zhruba viditelné oblasti

$\gamma \cdot c / R$

Kolimace synchrotronového záření

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC

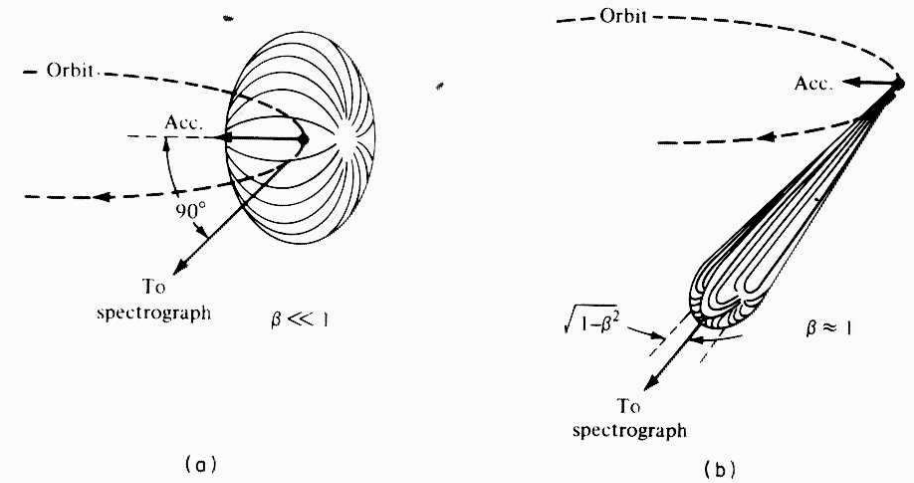


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β, velocity in units of c. (From Tomboulian and Hartman[5])

při pomalém pohybu elektron na kruhové dráze září jako superposice dvou vzájemně kolmých dipólů, tedy

kosinový zářič s okamžitým dipólem kolmým na tečnu ke kruhové dráze

při rychlém pohybu elektron na kruhové dráze sám sebe vnímá jako superposici dvou vzájemně kolmých dipólů,

pozorovatel však vnímá vlny po Lorentzově transformaci, tedy silně kolimované vpřed

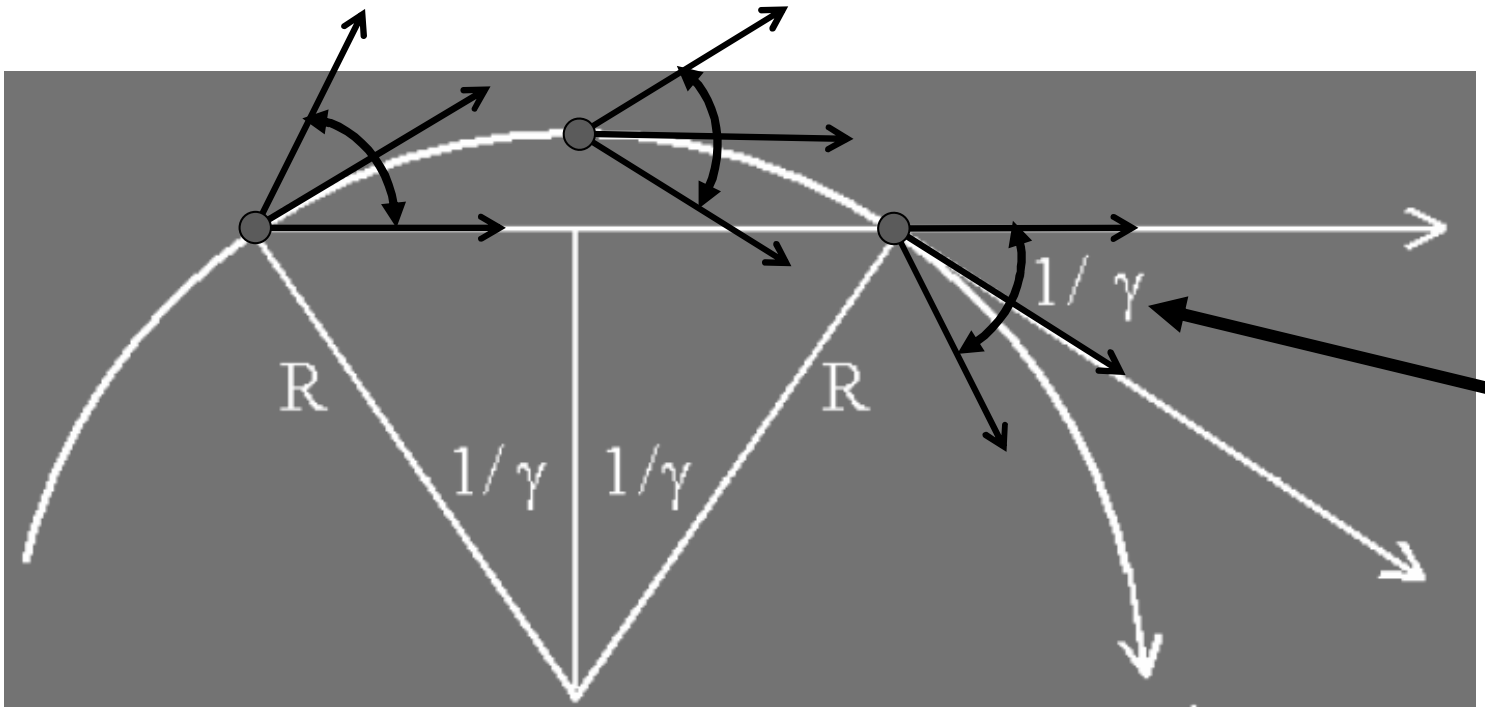
$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} > 0$$

$$\text{pro } 1 > n'_x > -\beta \approx -\left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)$$

" vidíme elektron i zezadu"

Spektrální a celková intenzita SR

Pozorování záblesku SZ od prolétajícího elektronu



pozorovatel

kolimační úhel

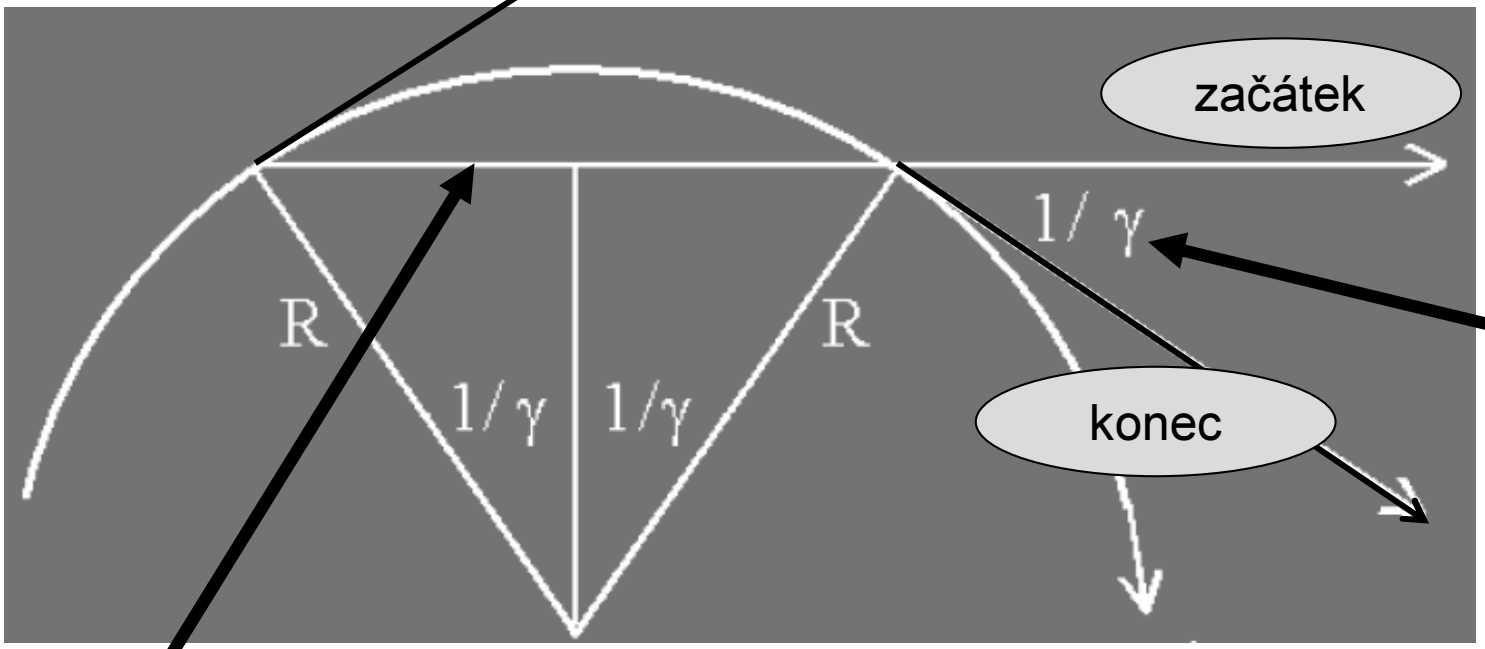
geometricky je pozorovatel v kolimačním kuželi po dobu přejezdu elektronu obloukem

světlo ze vzdálených částí se však opožďuje o dobu letu

trvání záblesku = doba přejezdu elektronu obloukem – doba letu fotonů tětivou

Doba záblesku a spektrální obor SZ

trvání záblesku = doba přejezdu elektronu obloukem – doba letu fotonů tětivou



$$\Delta t = \frac{2R}{c}\left\{\frac{1}{\beta\gamma} - \sin\frac{1}{\gamma}\right\} \approx \frac{2R}{c}\left\{\frac{1}{\gamma}\left(1+\frac{1}{2\gamma^2}\right) - \frac{1}{\gamma} + \frac{1}{6\gamma^3}\right\}$$

$$\Delta t = \frac{4R}{3c}\cdot\frac{1}{\gamma^3}$$

Spektrální obor SZ -- pokračování

použijeme
" relací neurčitosti"

čas × frekvence ~2π

$$\Delta t = \frac{4R}{3c} \cdot \frac{1}{\gamma^3}$$

$$\omega_S = \cdots \omega_L \times \gamma^3$$

$$\omega_L = \frac{v}{R} \approx \frac{c}{R}$$

dobrý odhad charakteristické frekvence

… DOSTANEME SE DO VELMI VYSOKÝCH FREKVENCÍ, ZPRAVIDLA V RTG OBLASTI

Přesný výpočet spektrální intenzity

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\omega} = \mathrm{const} \times F\left(\omega / \omega_C\right)$$ univerzální funkce

$$\omega_C = \frac{3}{2}\frac{eB}{m_0}\gamma^2 = \frac{3}{2}\omega_L\gamma^3$$

Přesný výpočet spektrální intenzity

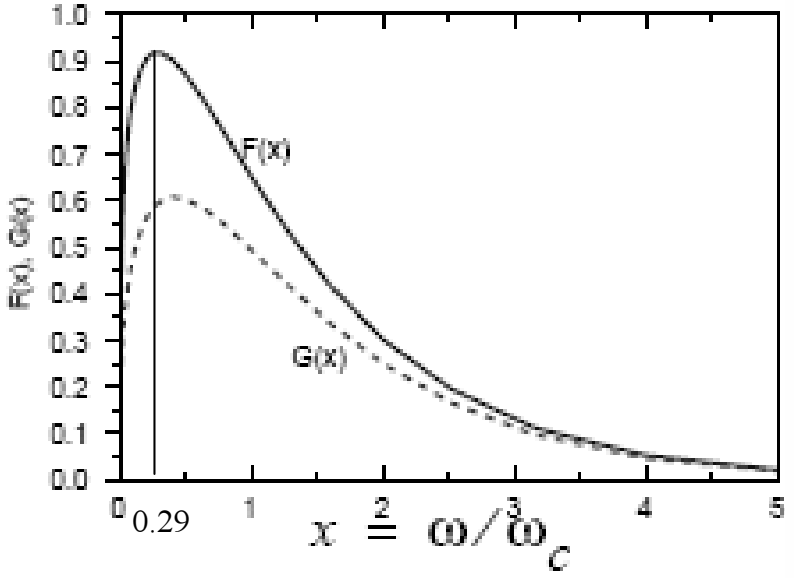
$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\omega} = \mathrm{const} \times F\left(\omega / \omega_C\right) \quad \text{univerzální funkce}$$

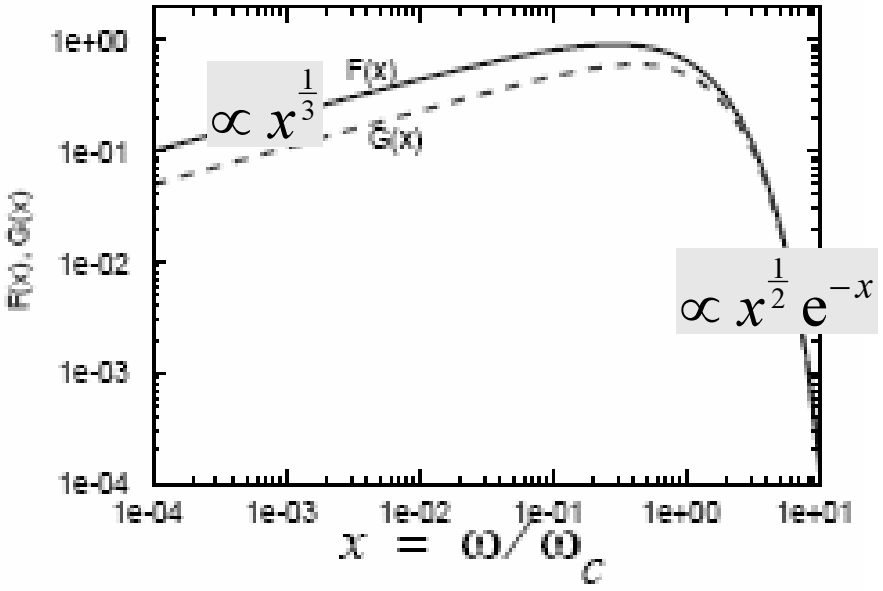
$$\omega_C = \frac{3}{2}\frac{eB}{m_0}\gamma^2 = \frac{3}{2}\omega_L\gamma^3 = \frac{3}{2}\omega_S \quad \ldots \textit{O.K.}$$

Přesný výpočet spektrální intenzity

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\omega} = \mathrm{const} \times F\left(\omega/\omega_C\right) \quad \text{univerzální funkce}$$

$$\omega_C = \frac{3}{2}\frac{eB}{m_0}\gamma^2 = \frac{3}{2}\omega_L\gamma^3$$





Zářivý výkon elektronu

$$W = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{6\pi\varepsilon_0 c}\frac{e^4}{m_0^2}B^2\gamma^2$$ za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{1}{3\varepsilon_0 c}\frac{e^3}{m_0}B\gamma^3 = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c}\omega_L\gamma^4$$

$$= \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_L\gamma^4 = \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_S\gamma$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton	ztráty za jeden oběh	energie elektronu
$\hbar\omega_S$	$\frac{4\pi}{3}\alpha\gamma\cdot\hbar\omega_S$	$m_0c^2\gamma$

Zářivý výkon elektronu

$$W = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{6\pi\varepsilon_0 c}\frac{e^4}{m_0^2}B^2\gamma^2$$ za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{1}{3\varepsilon_0 c}\frac{e^3}{m_0}B\gamma^3 = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c}\omega_L\gamma^4$$

$$= \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_L\gamma^4 = \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_S\gamma$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

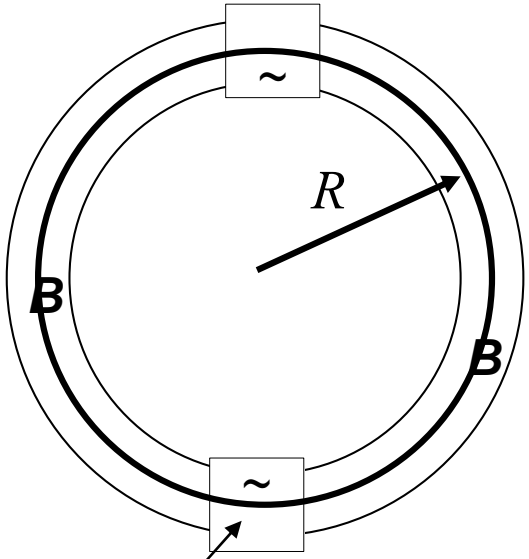
konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton	ztráty za jeden oběh	energie elektronu
$\hbar\omega_S$	$\frac{4\pi}{3}\alpha\gamma\cdot\hbar\omega_S$	$m_0c^2\gamma$

… tak bychom si to přáli

Vkládání energie



synchronisované střídavé urychlovací napětí

kompensuje vyzařovací ztráty

výkon elektrického pole $W = e\boldsymbol{E}\boldsymbol{v}$

pohybová rovnice $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})$

počítáme

$$W = \boldsymbol{v}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\boldsymbol{v}) = m_0c^2\left[\beta^2\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\gamma + \gamma\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\tfrac{1}{2}\beta^2\right)\right]$$

$$W = m_0c^2\cdot\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\gamma = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E$$

$$-\tfrac{1}{2}\frac{\gamma}{1-\beta^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\beta^2\right)$$

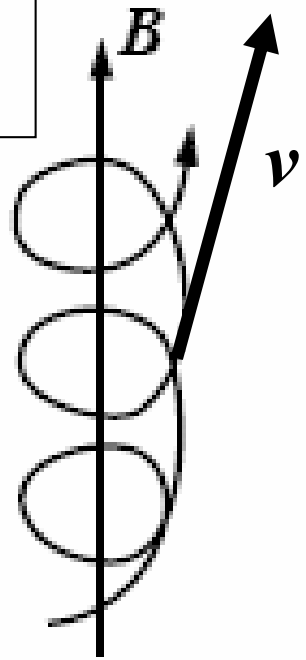
jak elektron těžkne, jde to stále pomaleji

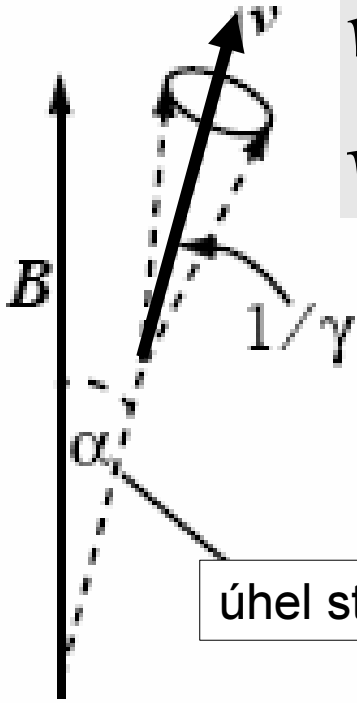
Zpět k synchrotronu v Kosmu i na Zemi

Jak tedy SR v mlhovinách
a
v současných zdrojích SR na Zemi
vzniká

Kosmický synchrotron

elektrony se pohybují po spirálách





$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_{\parallel} + \boldsymbol{v}_{\perp}$$

$$v_{\perp} = v \cdot \sin\alpha$$

úhel stoupání

vzorce je nutno trochu upravit

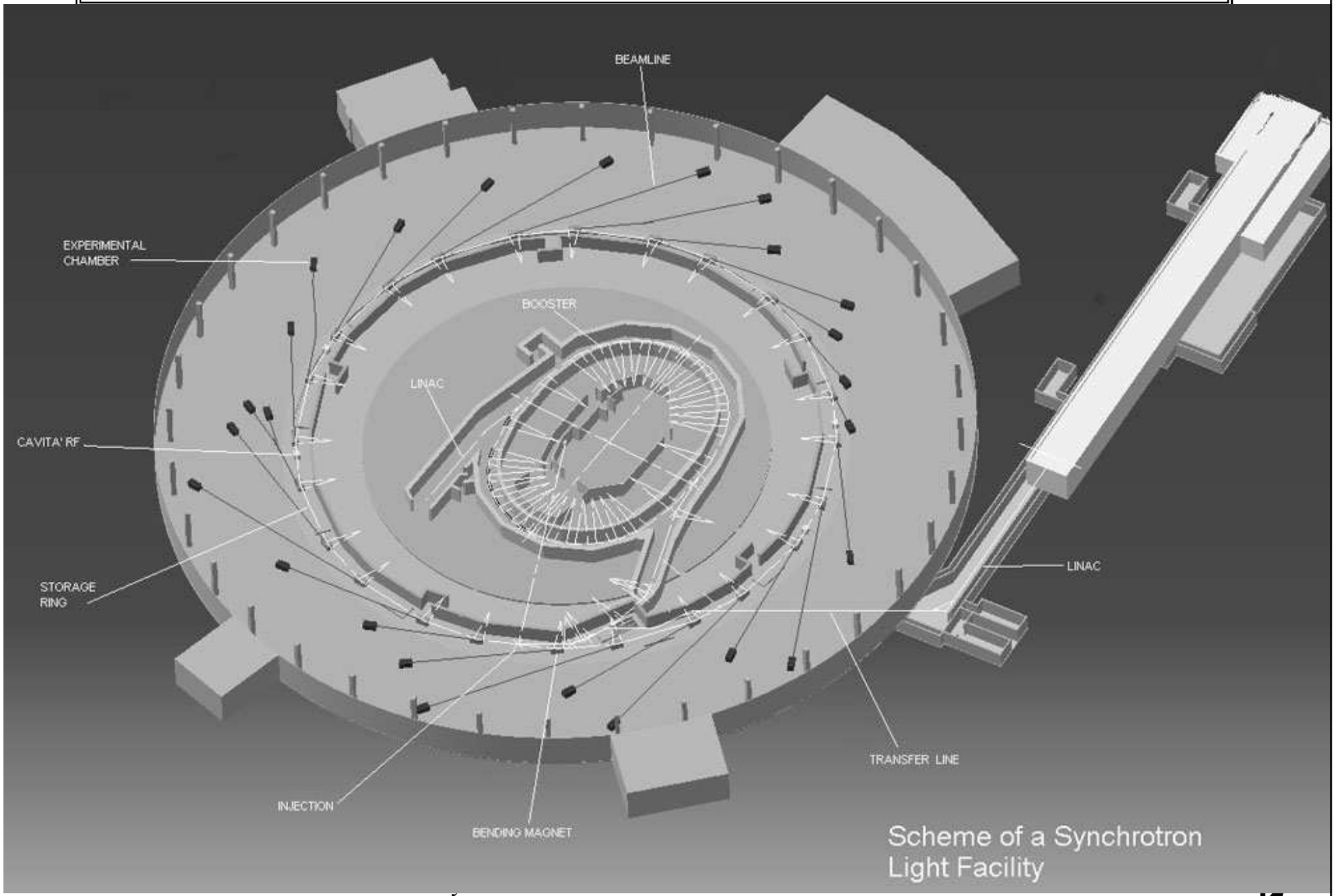
PŘÍKLAD:

$$\omega_C = \frac{3}{2}\frac{eB}{m_0}\gamma^2 \sin\alpha = \frac{3}{2}\frac{eB}{m}\gamma^3 \sin\alpha$$

ω_L nemění se

Storage Ring
(akumulační prstenec)

Elettra Trieste



Jak to vypadá zblízka (storage ring Doris)

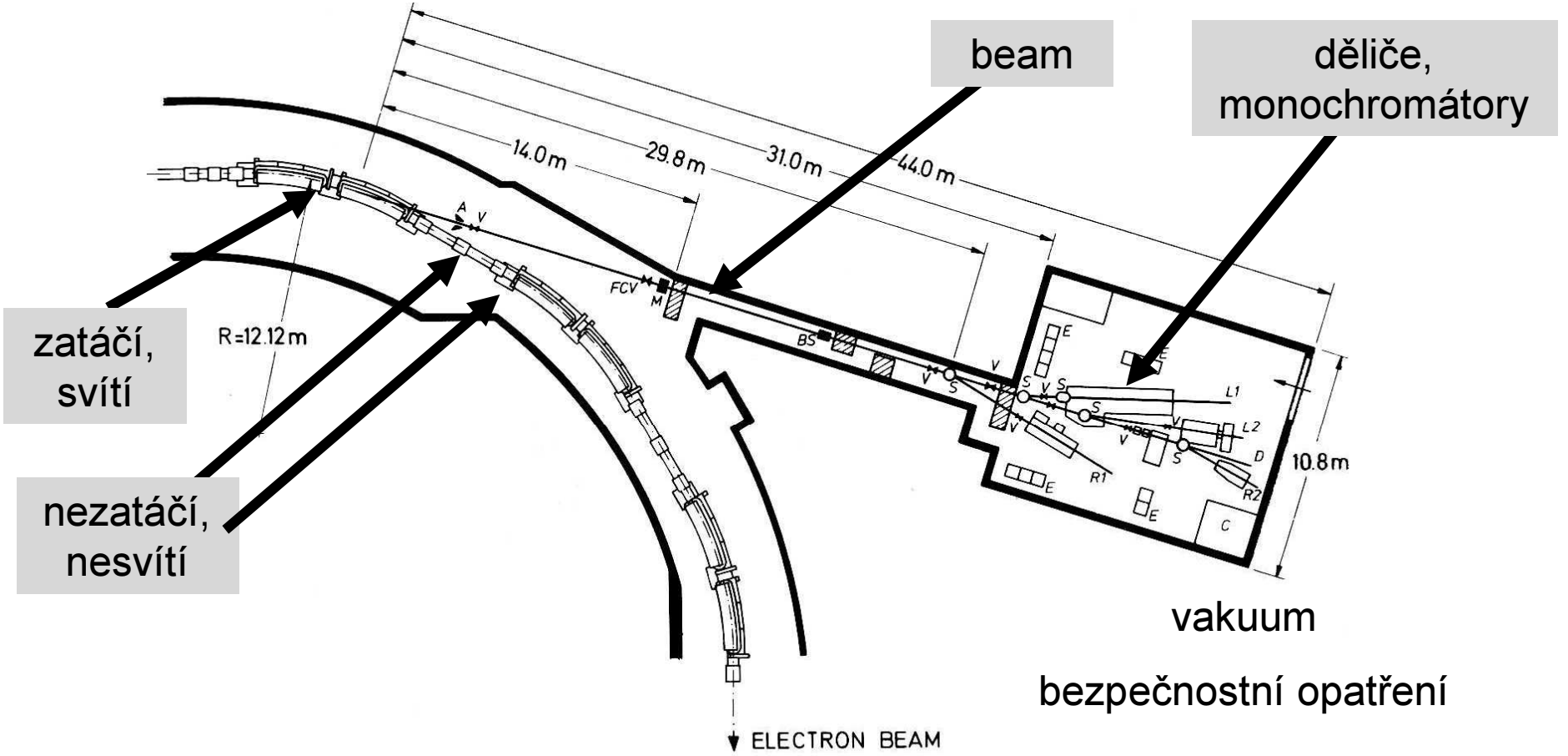


Figure 17.7 Layout of the synchrotron radiation laboratory at DORIS. Shown is a section of the storage ring, the beam line to the laboratory and the location of different experiments in the laboratory. For details see text. (From Koch, Kunz, and Weiner[49])

Vzorce a odhady

$$\gamma = \frac{eB}{m_0 c} R \cdot \beta^{-1} \approx \frac{eB}{m_0 c} R \cdot (1 + \cancel{\gamma^{-2}}) \qquad \omega_L = \frac{eB}{m_0} \gamma^{-1} = \frac{v}{R} \approx \frac{c}{R}$$

$$\omega_C = \frac{3}{2} \frac{eB}{m_0} \gamma^2 = \frac{3}{2} \omega_L \gamma^3$$

$E = 0.3BR$ GeV T m

$\gamma = 2000E$ 1 GeV

$\omega_L = 0.3R^{-1}$ GHz m

$\omega_C = 0.45R^{-1}\gamma^3$ GHz m

$\hbar\omega_C = 0.20 \times 10^{-6} R^{-1}\gamma^3$ eV m

$\lambda_C = \frac{4\pi}{3} R\gamma^{-3}$ m m

v Kosmu	pozemský synchrotron
$E = 5\,\text{GeV}, B = 1\ \text{nT} \Rightarrow \text{R}=1.5\times10^{10}\ \text{m}$	$E = 5\,\text{GeV}, B = 1\ \text{T} \Rightarrow \text{R}=1.5\times10^{1}\ \text{m}$
$\omega_\text{L} = 0.02\ \text{Hz}$ $\omega_\text{C} = 30\ \text{GHz}$	$\omega_\text{L} = 2\ \text{MHz}$ $\hbar\omega_\text{C} = 1.30\ \text{keV}$

Spektrální charakteristiky synchrotronů

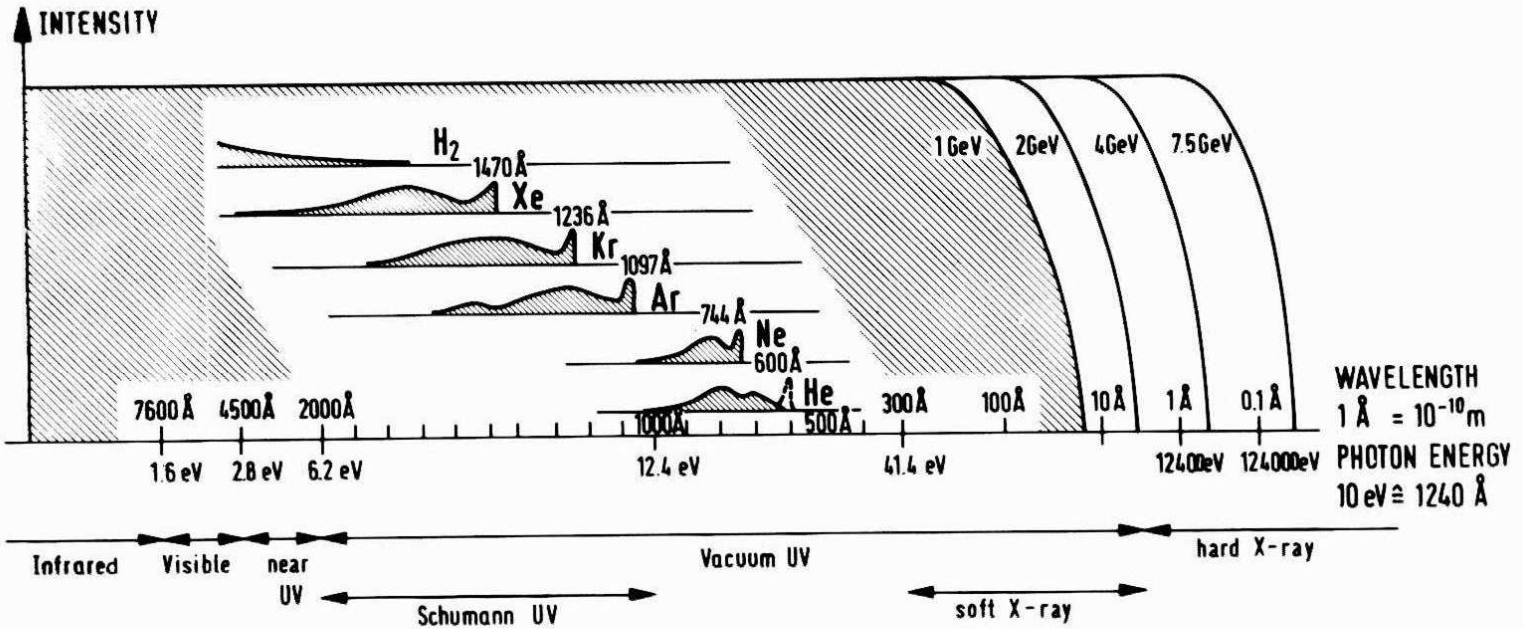


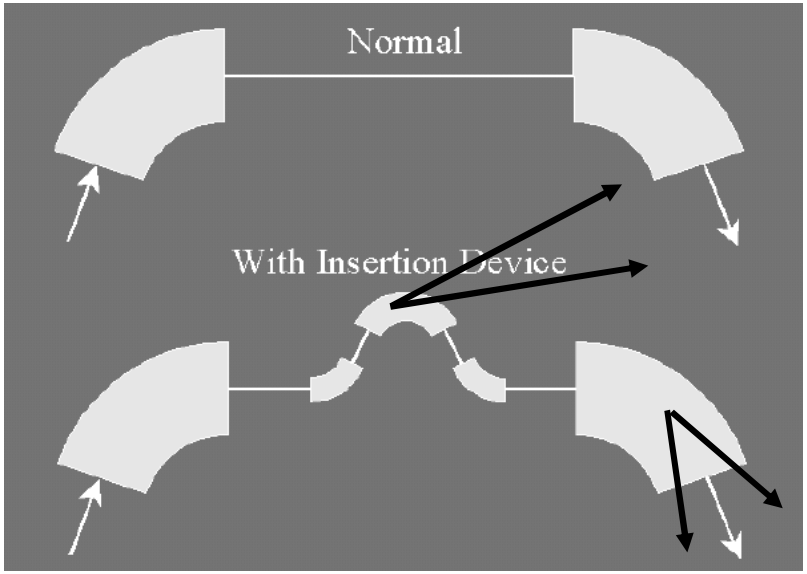
Figure 17.6 Schematic comparison of spectral distribution of synchrotron radiation from a synchrotron at different acceleration energies with the continua emitted by several discharge lamps (after Tanaka, Jursa, and LeBlank[36]). The intensities are roughly on scale. (From Koch[38])

Wigglery a undulátory

to wiggle *třepat se*

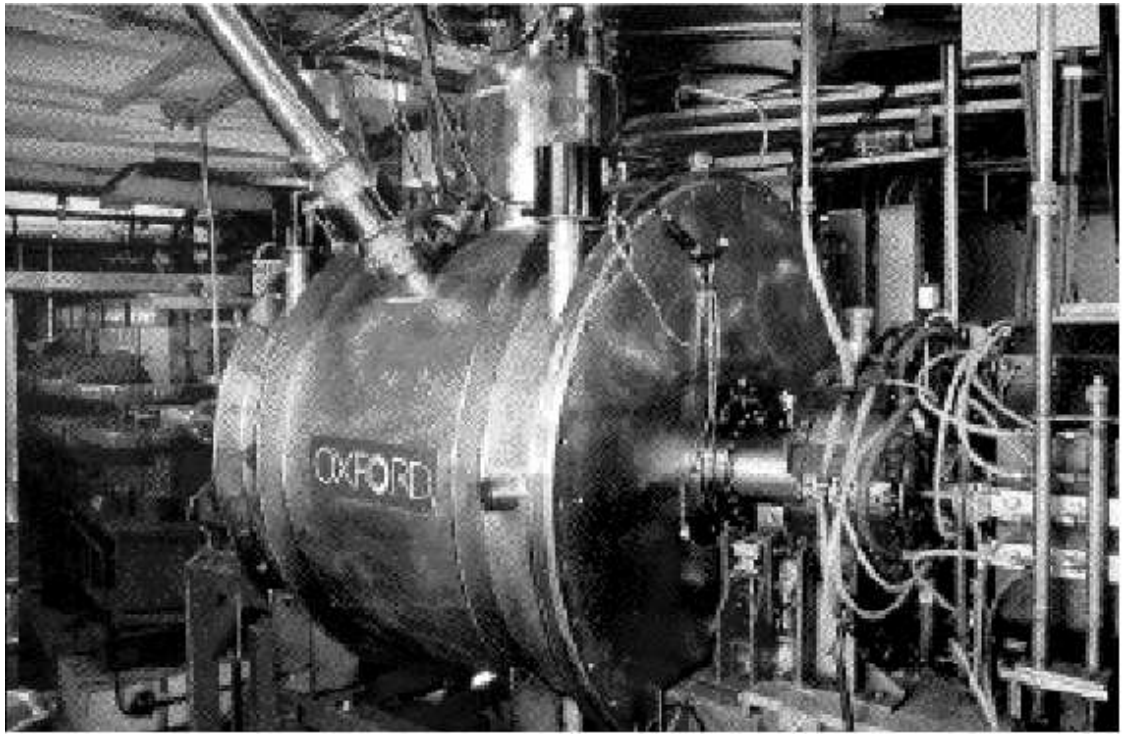
Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“



Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

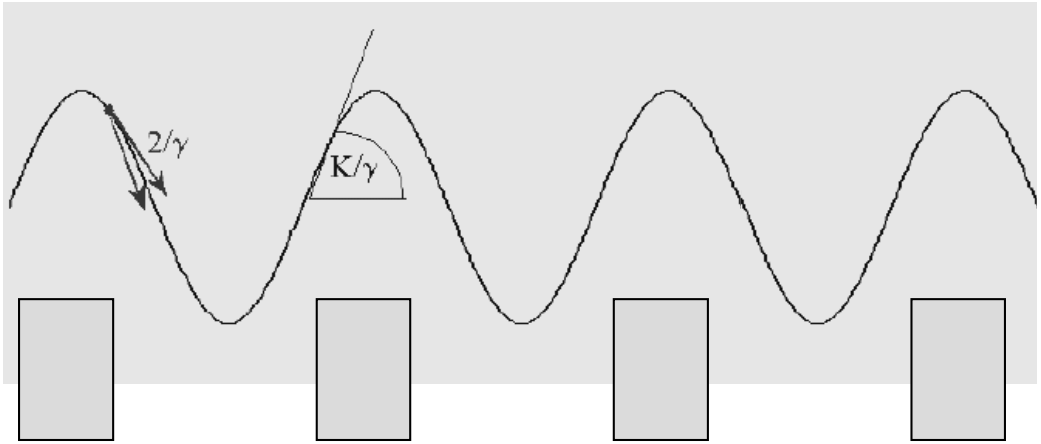
- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“



supravodivý magnet 6 T

Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

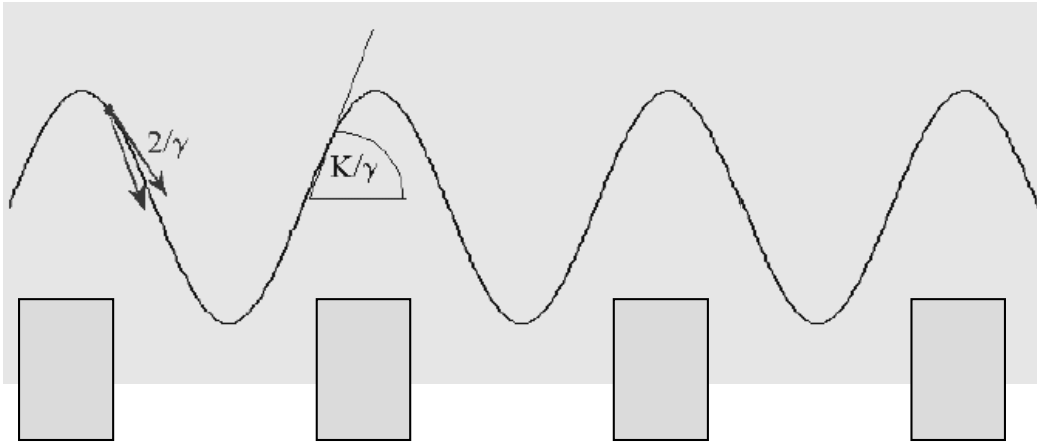
- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“
- Více magnetů za sebou: wiggler



Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“
- Více magnetů za sebou: wiggler

  kolimační kužele se nepřekrývají, sčítají se intensity

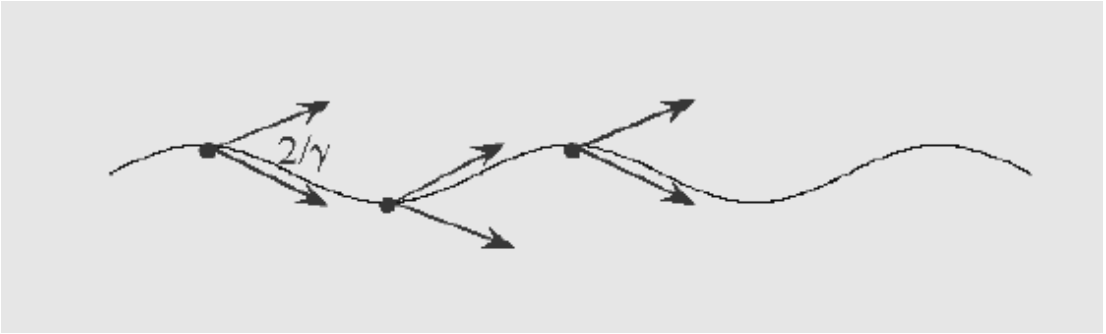


Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“
- Více magnetů za sebou: wiggler

  kolimační kužele se nepřekrývají, sčítají se intensity
- Více magnetů za sebou: undulátor

  kolimační kužele se překrývají, sčítají se amplitudy, INTERFERENCE!



Závěr

Toto jsou zdroje SZ **třetí generace.**

Na obzoru je ale už **čtvrtá.**

O té snad někdy příště …

The end