

ERLを用いたILC陽電子源のための ガンマ線源の提案

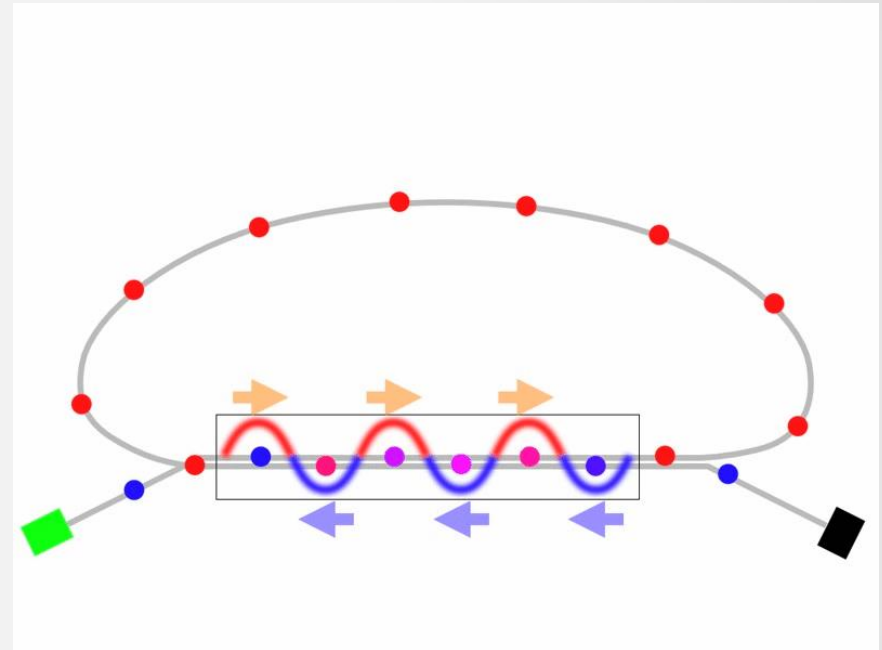
第76回ERL検討会
PF研究棟2階会議室

加速器研究施設 第7研究系
島田 美帆

なぜERLか

Compact ERLの放射光利用

- レーザー逆コンプトン散乱による硬X線や γ 線の利用
- バンチ圧縮によるTHz-CSRの利用
- ↓
- THz-CSRを用いた逆コンプトン散乱による軟X線源の提案



ERLの利点

□ 逆コンプトン散乱

- 常に質のいい電子バンチがくるため、集光しやすい。

□ CSR生成

- バンチ圧縮によるCSR wakeの影響が残らない。
- 常にエネルギー広がりの小さな電子バンチが来るため、バンチ圧縮が容易。

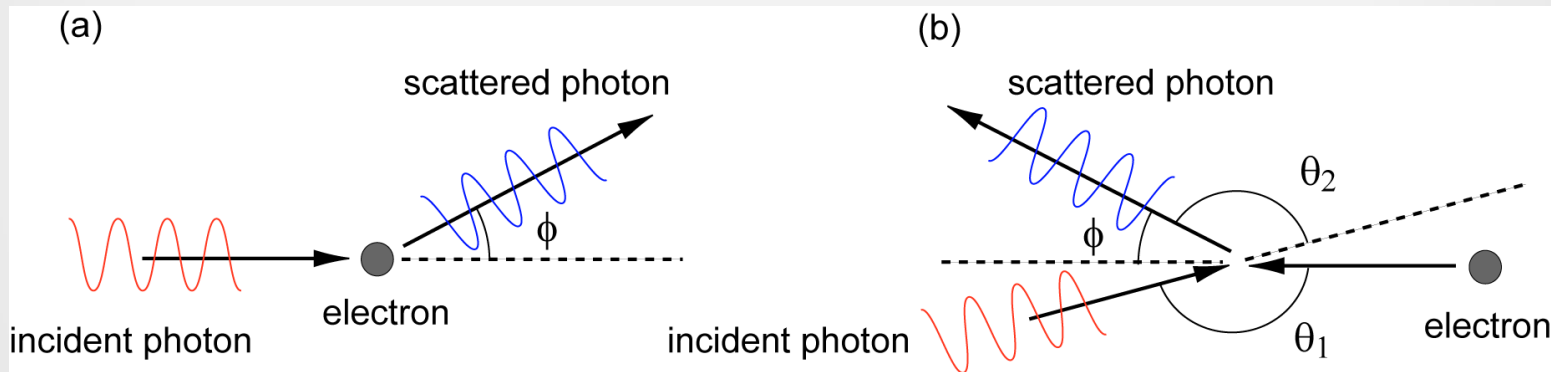
□ 線形加速器に比べて大きな電流が可能。

逆Compton散乱とは

Compton Scattering

電子と散乱した後、長い波長の光となる。

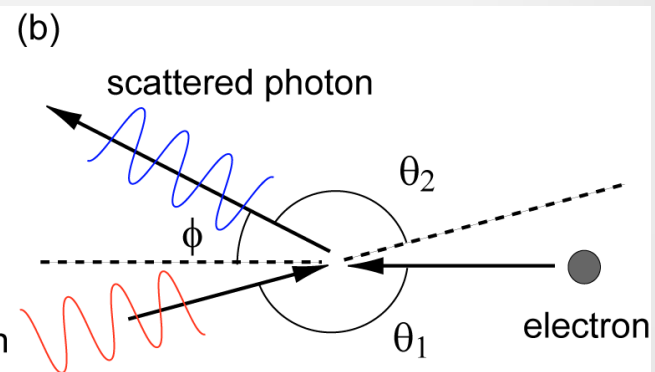
$$E_x = \frac{E_i}{(1 - \cos \phi)(E_i / mc^2) + 1}$$



Inverse Compton Scattering (ICS)

相対論的な運動をする電子と散乱した後、短い波長の光となる。

$$E_x = \frac{4\gamma^4 E_i}{1 + (\gamma\phi)^2 + 4\gamma E_i / mc^2}$$



散乱光の光子数 : N_x

$$N_x = \sigma_T \frac{N_e N_p}{A}$$

入射光の光子数 : N_p
 電子数 : N_e
 散乱断面積 : σ_T
 衝突面積 : A

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2$$

コヒーレントシンクロトロン放射(CSR)

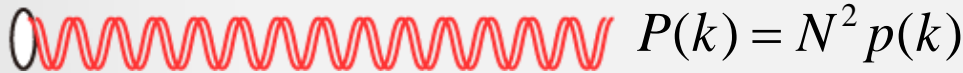
1989年、東北大学核理研、線形加速器にて最初のCSRを観測

- バンチ長より長い波長でコヒーレントとなる。
- 強度は電子数の二乗に比例する。

Incoherent



Coherent



$P(k)$: 全体の放射量 N : 電子数

$p(k)$: 電子ひとつあたりの放射量

電子数は通常 $10^9 \sim 10^{10}$ 個あるので、桁違いに増幅される。

全体の放射量 $P(k)$

Incoherent

Coherent

$$P(k) = Np(k) + F(k)N(N-1)p(k)$$



支配的

$F(k)$: Form factor

コヒーレント光の割合を示すパラメーター

$$F(k) = \left| \int \rho(z) e^{ikz} dz \right|^2$$

$\rho(z)$: 縦方向の電子密度分布

CSRによる逆コンプトン散乱 (ICS)

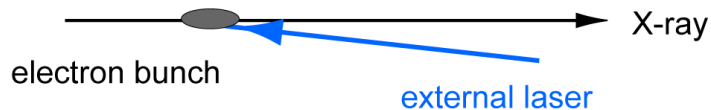
Photon energy due to inverse Compton scattering

$$E_X = \frac{4\gamma^2}{1+K^2} E_L$$

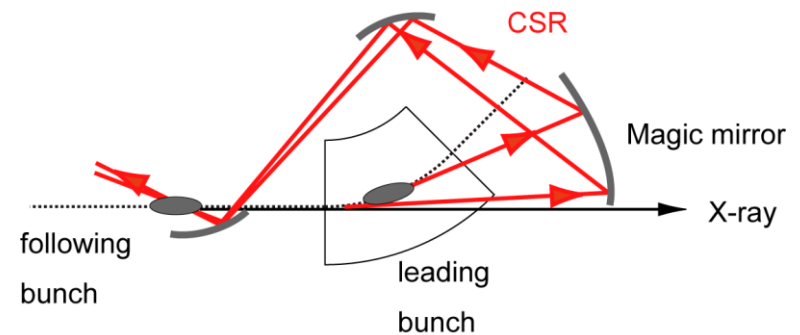
Head-on collision
circular polarization

E_X : Energy of scattered photon E_L : Energy of laser γ : Lorentz factor K : Deflection parameter

laser- ICS



CSR - ICS

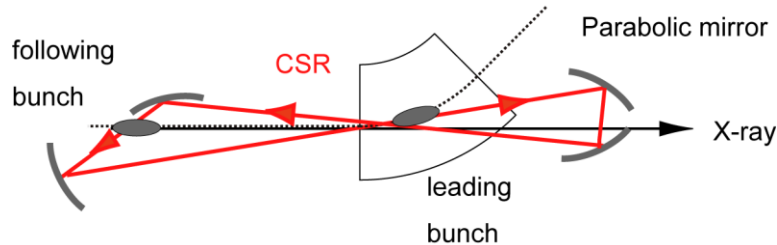


ミラーを用いて、後続の電子バンチに当てる。

インコヒーレントなCSRの蓄積

電場を増幅させず、エネルギーを蓄積していく手法

CSR - ICS

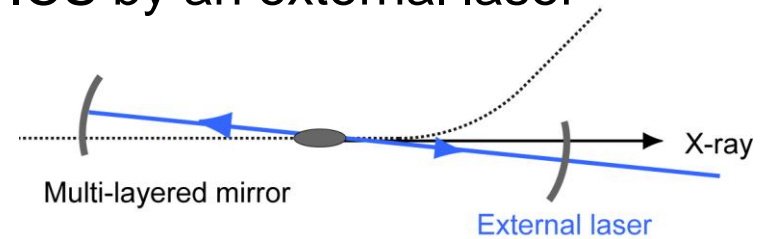


- A) 電子バンチの進行方向ジッターが波長よりも大きいと仮定。それぞれの電子バンチのCSRのエネルギーが蓄積される。
- B) CSRはキャビティの中で発生する。

$$P_{CAV} = \frac{P_{in}}{1 - R^n}$$

P_{cav} : Power in a cavity, P_{in} : Input power, R: Reflectance, T: Transmittance, n: Number of mirrors

ICS by an external laser



- A) コヒーレントに蓄積するため、外部レーザーとキャビティ内のレーザーで位相が合っている必要がある。
- B) 外部レーザーは透過率Tのミラーを通過する必要がある。

$$P_{CAV} = TF^2 P_{in} / \pi^2$$

E.R.Crosson et al, Rev. Sci. Instrum. **70**, p.4 (1999)

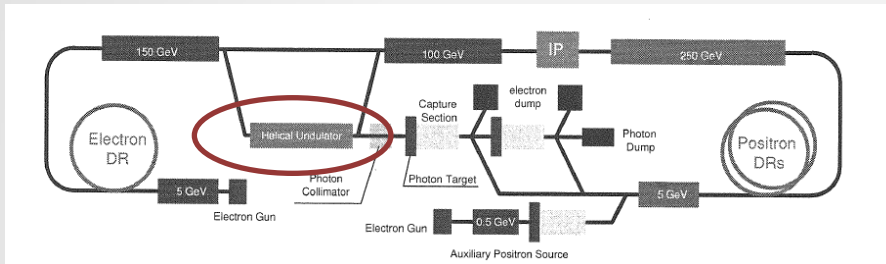
$$Finesse: F = \pi \sqrt{R^n} / 1 - R^n$$

In both cases, pulse power is stacked by **1000 times** with reflectivity of mirrors 99.97% .

ILC偏極陽電子生成方法

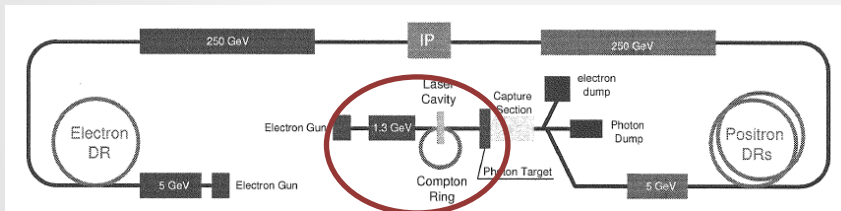
電子を直接ターゲットに照射する方法も有力だが、偏極性を得られない。

1. Helical undulator



- 周期長：～10mm
- 電子エネルギー：150GeV
- undulator長：100～200 m
- バンチ当たりの陽電子数： 2×10^{12}
- 偏極度：20～60%

2. レーザー逆コンプトン散乱



栗木、OHO'06より

- レーザーの波長：0.5～1 μ m
- 電子エネルギー：～1GeV
- 蓄積リングor ERLが必要。
- バンチ当たりの陽電子数： 2×10^{10}
- 偏極度：～100%

CO2レーザー(波長10 μ m)の案もある。

3. CSR逆コンプトン散乱

- CSRの波長：45 μ m
- 電子エネルギー：6 GeV (off crest 加速で)

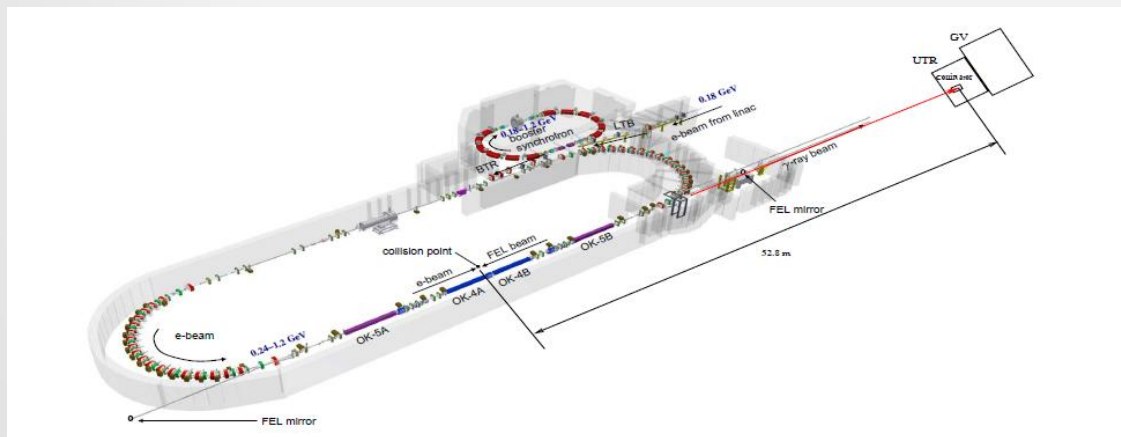
電子エネルギーや波長(周期数)は
1.undulator案と2.LCS案の間に位置する。

逆コンプトン散乱による γ 線生成

ILCの偏極陽電子源に要求される γ 線

- 10 MeV以上
- 2×10^{12} phs./pulse程度
 - 2×10^{10} phs./pulse程度ならダンピングリングで蓄積可能
 - Flux は 10^{16-17} phs./s 程度
- 高い偏極度の円偏光

逆コンプトン散乱による γ 線生成の問題点 → γ 線光子数

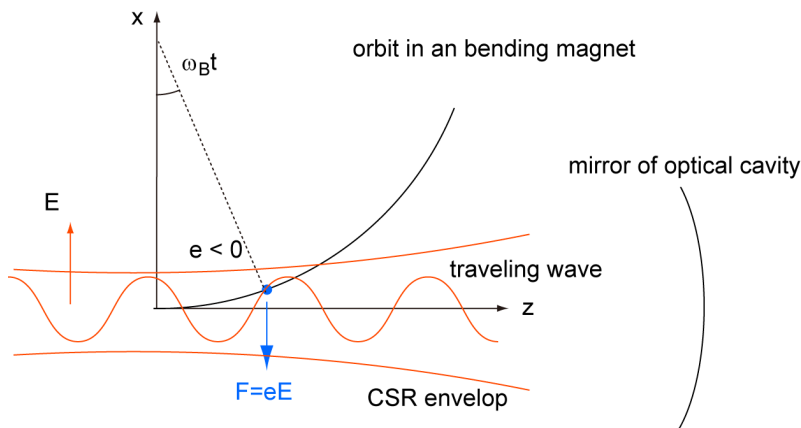


High Intensity γ -ray Source,
HI γ S
 2×10^{10} phs./s @ 10MeV
(Y.K.Wu et al, Proc. IPAC11)

CSR-ICSも、現実的なパラメータで検討した結果、光子数が数 10^9 phs./pulseと、一桁足りないことがわかった。

新しい発振方法の提案

光の強度を高めるためにCSRをコヒーレントにoptical cavityに蓄積する。



運動方程式

$$\frac{d}{dt}(\gamma\beta) = \frac{e}{m_0c}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

エネルギー保存の法則

$$\frac{d}{dt}\gamma = \frac{e}{m_0c}\beta \cdot \mathbf{E}$$

- Cavityに蓄積された光の電場とエネルギーの交換を行う。
- 最初はFELの物理と同じアプローチ。
- 通常の放射光と異なり、Lienard-Wiechert potentialを直接感じるものではないため、正式にはCSRとは呼ばない。
- 今後、この波長45umの中赤外光を単に“光”と呼ぶことにする。

Vlasov equationによる表記

電子密度分布 f はVlasov equationを満たす。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\phi}{dt} \frac{\partial f}{\partial \phi} + \frac{d\eta}{dt} \frac{\partial f}{\partial \eta} = 0, \quad f = \sum f_n(\phi, \eta, t) \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^{2n}, \quad \frac{\Omega}{\omega_0} \ll 1$$

$$\Omega^2 = \frac{4\pi e\beta_1}{m_0\gamma_0\lambda_w} E_0, \quad \eta = \frac{\gamma - \gamma_0}{\gamma_0}, \quad \phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda_w} + \frac{2\pi}{\lambda} \right) z - \omega t + \phi_0$$

$$\langle \eta \rangle - \langle \eta_0 \rangle = \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int d\eta f_1(\phi, \eta, t) \eta + \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^4 \int_0^{2\pi} d\phi \int d\eta f_2(\phi, \eta, t) \eta + \dots$$

$\Delta\gamma \propto \Delta U$ E_0 E_0^2

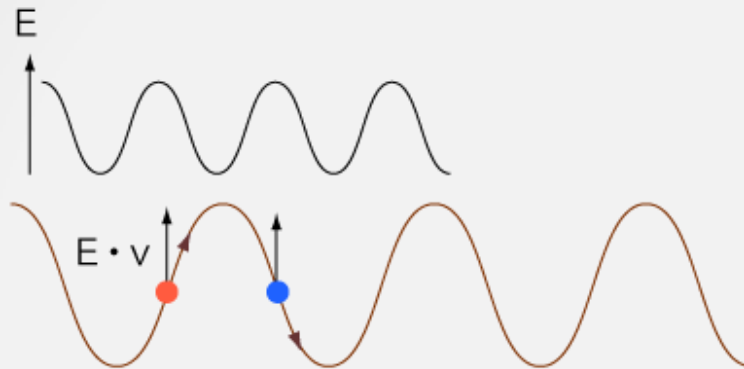
f : 電子密度分布

E_0 : cavity内に蓄積されている光の電場

U : cavity内に蓄積されている光のエネルギー

エネルギーの受け渡し(FELの場合) I

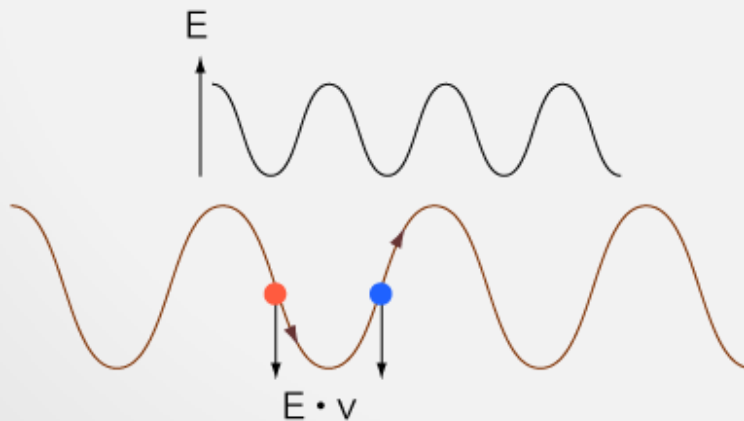
蛇行する電子が光の電場を感じ、エネルギーの受け渡しが行われる。



光の電場

アンジュレータ内の
電子の軌道

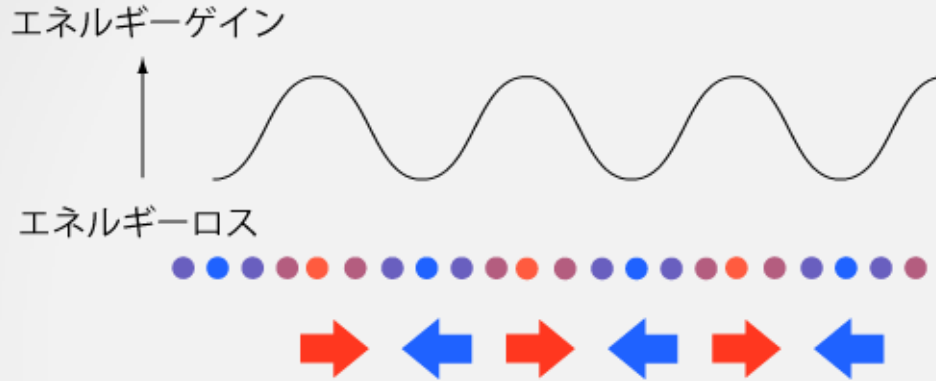
光の波長とアンジュレータが共振状態にある場合



- エネルギーが増加し続ける
- エネルギーが減少し続ける

エネルギーの受け渡し(FELの場合) II

光の波長に比べてバンチ長が長い場合、バンチ全体の平均エネルギーは変化しない。
(エネルギー広がりは大きくなる。)



1項目がゼロ

アンジュレータ内では加速した電子は前方に、減速した電子は後方にずれる。
すると**バンチング**が起き、波長 λ のコヒーレントな光を得る。



2項目が有限

$$\langle \eta \rangle - \langle \eta_0 \rangle = \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int d\eta f_1(\phi, \eta, t) \eta + \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^4 \int_0^{2\pi} d\phi \int d\eta f_2(\phi, \eta, t) \eta + \dots$$

zero

エネルギーの受け渡し(本手法の場合)

本手法の場合、バンチ長が波長よりも十分短く、すでにバンチングされている。

エネルギーゲイン

↑
エネルギーロス



もしくは



$$\langle \eta \rangle - \langle \eta_0 \rangle = \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int d\eta f_1(\phi, \eta, t) \eta - \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^4 \int_0^{2\pi} d\phi \int d\eta f_2(\phi, \eta, t) \eta + \dots$$

1項目が支配的



電子バンチと光パルスの位相のタイミングが常に合っていれば、電子のエネルギーを光に渡し続けることが可能。

Free Electron Laser との違い

通常の固体レーザーの発振

→ エネルギー増加量はエネルギーに比例

$$\frac{dn}{dt} \propto n \quad n: \text{光子密度}$$

$$\langle \eta \rangle - \langle \eta_0 \rangle = \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int d\eta f_1(\phi, \eta, t) \eta + \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^4 \int_0^{2\pi} d\phi \int d\eta f_2(\phi, \eta, t) \eta + \dots$$

$\Delta\gamma \propto \Delta U$ $\propto E_0$ * $\propto E_0^2$

通常のFEL理論では*がゼロであるため、
 固体レーザーと同じくエネルギー増加量は蓄積エネルギー U_0 に比例する。

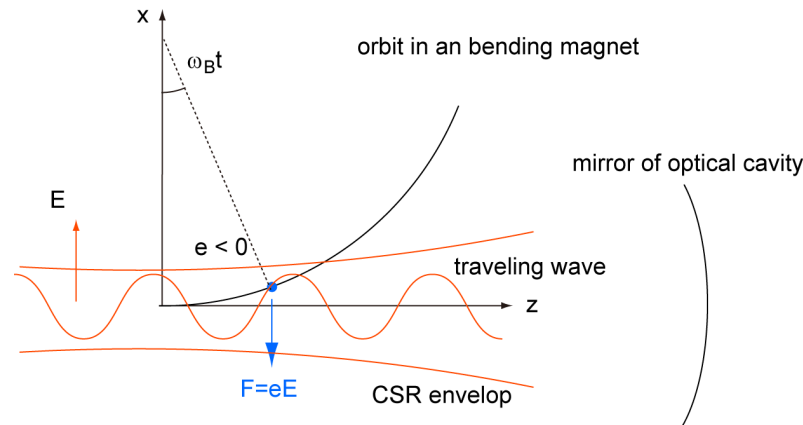
$$\Delta U \propto U_0 \propto E_0^2$$

従って、固体レーザーと同じように、自由電子を使ったレーザーと認識されている。

本手法では*が支配的→根本的に物理が異なる？

(ゲインが定義できない、など) $G = \frac{\Delta U}{U_0} \propto \frac{\Delta U}{E_{0,14}^2}$

電子の軌道



電子の位置 (x_B, y_B, z_B) $x_B(t) = \frac{c}{\omega_B} (1 - \cos \omega_B t), \quad y_B(t) = 0, \quad z_B(t) = \frac{c}{\omega_B} \sin \omega_B t$

電子密度分布 ρ_e $\rho_e(x, y, z, t) = \delta_B^3(x, y, z, t)$
 $\delta_B^3(x, y, z, t) = \delta(x - x_B(t))\delta(y - y_B(t))\delta(z - z_B(t))$

電子のエネルギー U_B の変化量 $\frac{dU_B}{dt} = m_0 c^2 \frac{d\gamma}{dt} = ec\beta \cdot \mathbf{E}$

Cavity内の電場分布, E

基本的なGaussian beam

$$\mathbf{E}_r(r, z, t) = \pm i E_r(r, z, t) \exp[\pm i \Phi_r(r, z, t)] \mathbf{e}_r$$

$$\Phi_r(r, z) = k_R z - \omega_R t + \phi_r + \left(\eta(z) + r^2 \frac{k_R}{2R(z)} \right)$$

$$\eta(z) = -\tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right), \quad w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right)$$

Rayleigh Length, z_0

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_R} = \frac{k_R}{2} w_0^2$$

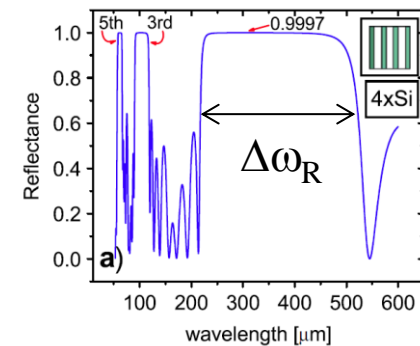
断面方向の電場密度分布 h_R^T : Optical cavityの形状で決まる。

進行方向の電場密度分布 h_R^L : ミラーの帯域 $\Delta\omega_R$ で決まるものとする。

$$E_r = \hat{\mathcal{E}}_r h_R^T(x, y) h_R^L(z, t)$$

$$h_R^T(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} \right]$$

$$h_R^L(z, t) = \sqrt{\frac{1}{\pi c \Delta\omega_R}} \frac{\sin(\Delta\omega_R(z - z_B(t))/c)}{(z - z_B(t))/c}$$



M.Tecimer et al, PRSTAB **13**, 030703,(2010)

$\hat{\mathcal{E}}_r$: 平均化された電場強度 (後述)

Maxwell方程式から導かれる光の電場の変化

Maxwell方程式

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{A}_R(x, y, z, t) = -\mu_0 \mathbf{J}(x, y, z, t)$$

$$\mathbf{E}_R(x, y, z, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A}_R(x, y, z, t), \quad \mathbf{B}_R(x, y, z, t) = \nabla \times \mathbf{A}_R(x, y, z, t)$$

エネルギーの流れ

$$\nabla \cdot \mathbf{S}_R + \frac{\partial u_R}{\partial t} = -\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = 2c\varepsilon_0 E_r \left(\frac{\partial E_r}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_r}{\partial t} \right)$$

$$\frac{\partial U_R(t)}{\partial t} = \int_V \left(\nabla \cdot \mathbf{S}_R + \frac{1}{c} \frac{\partial u_R}{\partial t} \right) dx dy dz$$

\mathbf{S}_R : Poynting Vector

$$\boxed{\varepsilon_0 \frac{dE_r}{dz} = q\rho_B \Re \left[\frac{\exp(-i\Psi_r^+) - \exp(i\Psi_r^-)}{4} \right]} \leftarrow \text{電子バンチによる電場増加量}$$

$$\varepsilon_0 E_r \frac{1}{c} \frac{d\phi_r}{dt} = q\rho_B \Re \left[\frac{\exp(-i\Psi_r^+) + \exp(i\Psi_r^-)}{4i} \right] \quad \Psi_r^\pm = \Phi_r \mp \omega_B t$$

$$\frac{dU_R(t)}{dt} + \frac{dU_B(t)}{dt} = 0$$

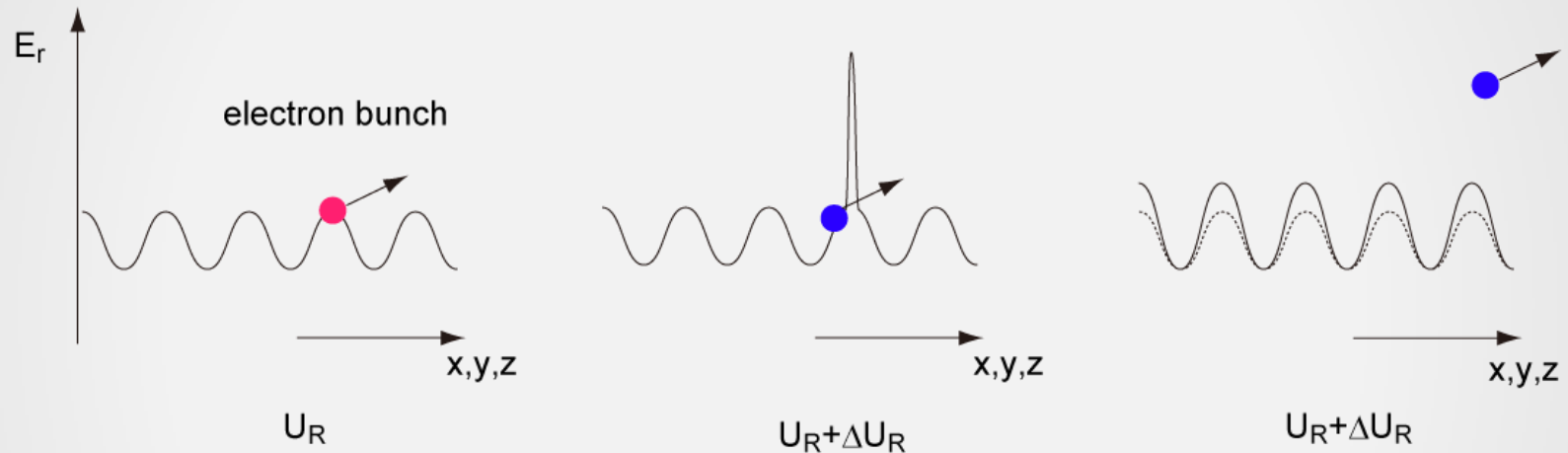
光と電子のエネルギー変化量は同じ。

平均化された電場

(i) just before interaction

(ii) just after interaction

(iii) after many reflections
with narrowband mirror



電子バンチによって局所的に増加した電場は
Cavity内を往復することにより、Gaussian分布に平均化

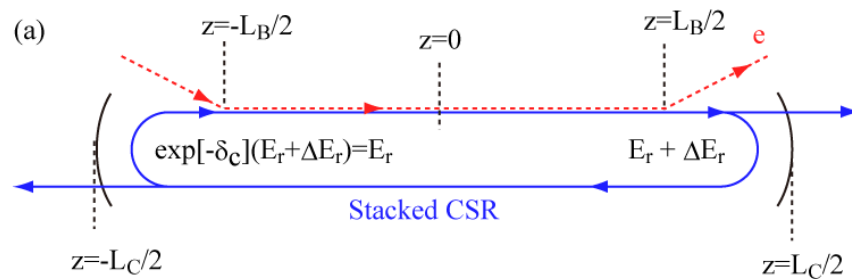
$$\frac{d\mathcal{E}_r(t)}{dt} = \int_V dx dy dz h_R(x, y, z, t) \frac{dE_r(x, y, z, t)}{dt}$$

Pulse stacker model

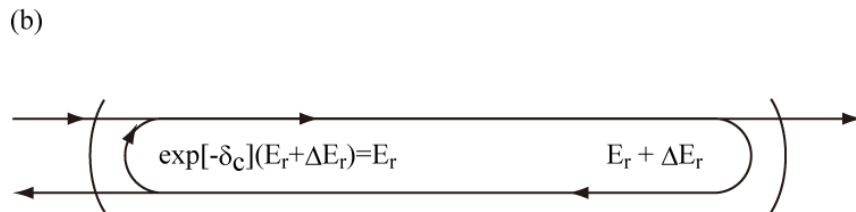
電子のつくる電場がcavityに加算される。



外部レーザーが積み重なっていくpulse stackerに似ている。



- (a) 本手法
- (b) 従来のlaser pulse stacker



Finesse $\frac{\mathfrak{F}}{\pi} \sim \frac{2}{\delta_c}$

$$U_R + \Delta U_R = \epsilon_0 (\mathcal{E}_r + \Delta \mathcal{E}_r)^2$$

ターン当たりのエネルギーロス $\delta_c \ll 1$ の high finesse cavity では、以下の近似が成り立つ。

$$\Delta U_R \approx 2\epsilon_0 \mathcal{E}_r \Delta \mathcal{E}_r = m_0 c^2 \Delta \gamma$$

エネルギー増加量が電場に比例することが説明可能。

Gaussian Beamとの相互作用による電場の変化 II

変数変換 $\alpha_B = \frac{k_B k_R^2}{4} \omega_0$ $n_B = L_B / 2z_0$ $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_R} = \frac{k_R}{2} w_0^2$ $ck_B = \omega_B$

電磁石の距離 L_B で電場の変化量を積分

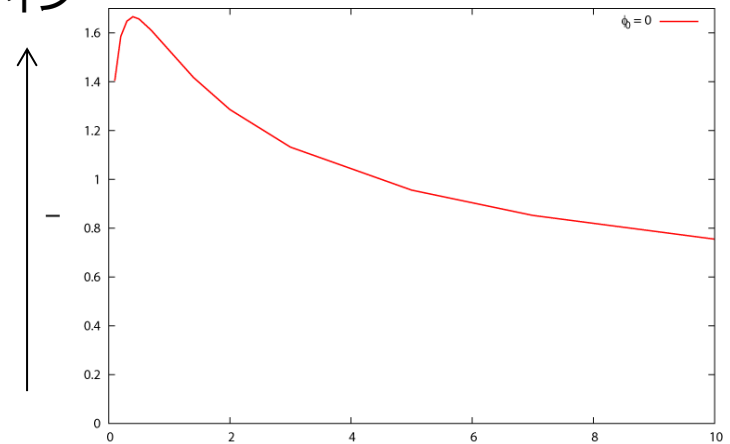
$$\Delta \mathcal{E}_r = -\frac{q}{2\epsilon_0} \sqrt{\frac{2\Delta\omega_R}{\pi^2 c}} \exp\left[-\frac{k_R^2 l_B^2}{2}\right] \int_{-n_B}^{n_B} f(\xi; \alpha_B, \phi_{0x}) d\xi$$

$$f(\xi; \alpha_B, \phi_{0x}) = \frac{\alpha_B}{\sqrt{1+\xi^2}} \xi \sin\left[-\frac{1}{3}\alpha_B^2 \xi^3 + \phi_{0x} - \tan^{-1}(\xi) + \frac{1}{4}\alpha_B^2 \frac{\xi^3}{1+\xi^{-2}}\right] \exp\left[-\frac{1}{4}\alpha_B^2 \frac{\xi^4}{1+\xi^2}\right]$$

変数 k_R と k_B を含む変数 α_B に対して、エネルギーゲインが滑らか。

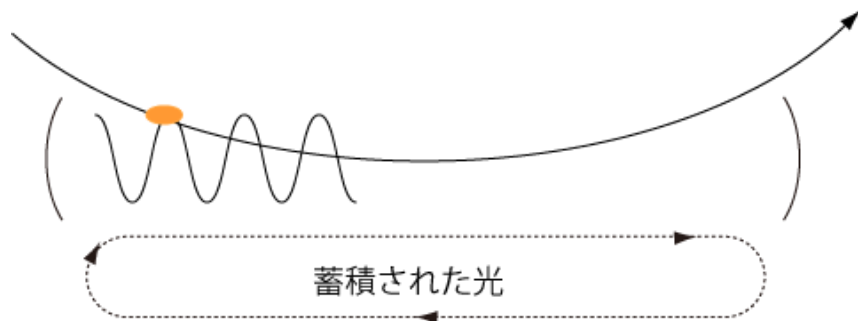
- ある曲率半径 ($\rho_B = 1/k_B$) のベンドに対して幅広い波長 (波数 k_R) でゲインが高い。
- ある波数 k_R に対して幅広い曲率半径 ($\rho_B = 1/k_B$) でゲインが高い。つまり、電子のエネルギー変化に対して鈍感なため、飽和しにくい。
→蓄積エネルギーはcavityのlossで決まる。

ゲイン



f の積分値と α_B の関係

Gaussian Beamとの相互作用による電場の変化 III



電子バンチと光パルスの位相のタイミングが常に合っていれば、電子のエネルギーを光に渡し続けることが可能。

電場変化量

$$\Delta \mathcal{E}_r = -\frac{q}{2\epsilon_0} \sqrt{\frac{2\Delta\omega_R}{\pi^2 c}} \exp\left[-\frac{k_R^2 \bar{l}_B^2}{2}\right] \int_{-n_B}^{n_B} f(\xi; \alpha_B, \phi_{0x}) d\xi$$

実効的なバンチ長

$$\bar{l}_B = c\sqrt{\Delta t_B^2 + \Delta t_A^2}$$

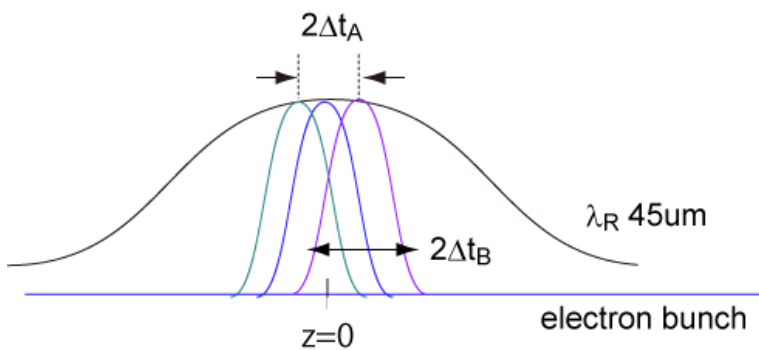
Δt_A も含めた実効的なバンチ長が波長より短い必要がある。



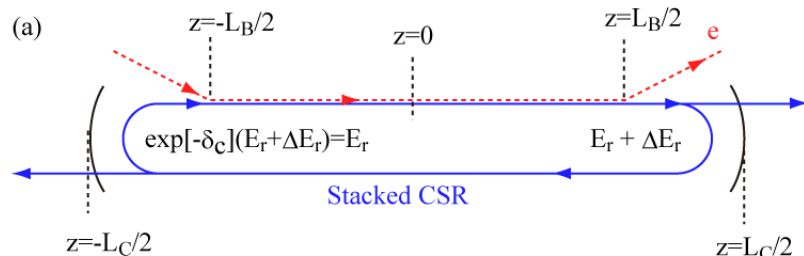
入射とcavity内でレーザーの位相が揃っている、という意味と同じ

→ pulse stackerと同じ物理

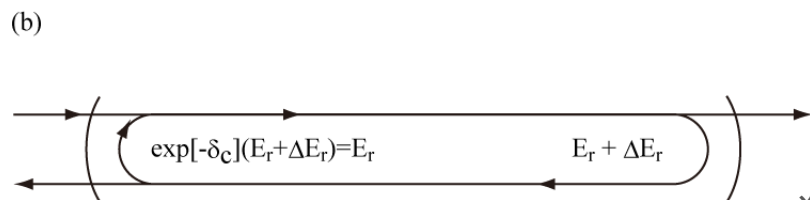
FELでは光のパルスと電子バンチが重なっていれば十分であり、位相があっている必要はない。



蓄積エネルギー U_R の導出



$$\Delta \mathcal{E}_r = \int_{-t_B/2}^{t_B/2} \frac{d\bar{\mathcal{E}}_r}{dt} dt, \quad L_B = z_B(t_B)$$



$$U_R = \left(\frac{2}{\delta_c}\right)^2 U_{inc}, \quad U_{inc} = \Delta \varepsilon_0 (\Delta \mathcal{E}_r)^2$$

電荷量の2乗に比例することは、CSRやwakeの特徴と似ている。

狭い帯域でパルス長が伸び、ピーク電場が下がるため

$$I = \int_{-n_B}^{n_B} f(\xi; \alpha_B) d\xi$$

蓄積エネルギー $U_R = \frac{4\chi_c}{\pi\varepsilon_0} \frac{q^2}{\delta_c^2} \frac{1}{\lambda_R} \left(\frac{\Delta\omega_R}{\omega_R}\right) \exp[-k_R^2 l_B^2] I^2$

光が円偏光であるのに対し、電子の軌道を水平方向のみに曲げる偏向電磁石を仮定したための補正項。

電子バンチ(入力レーザー)がcavityを通過(透過)しないためにFinesseの2乗に比例。

蓄積エネルギー U_R

$$U_R = \frac{4\chi_c q^2}{\pi\epsilon_0 \delta_c^2} \frac{1}{\lambda_R} \left(\frac{\Delta\omega_R}{\omega_R} \right) \exp[-k_R^2 l_B^2] I^2$$

I: Gaussian Beamに対する積分値、
偏向電磁石の曲率半径 ρ やRayleigh長 z_0 、spot size w_0 の関数
 λ_R : 赤外光の波長、 $\Delta\omega_R/\omega_R$: ミラーの帯域、 χ_c : 偏光定数

□ CSRとの相違点・類似点

- Lienard-Wiechert potentialで記述できないため、定義によりCSRとは言わない。
- 電荷量の2乗に比例し、バンチ長 l_B に強く依存する点は似ている。

□ FELとの相違点・類似点

- BENDの放射光程度の幅広い範囲で発振する。
- 帯域の狭い共振波長は存在せず、発振波長がミラーの帯域でほぼ決まる。
- Cavityに蓄積した光と電子でエネルギーの交換を行う原理は同じ。

□ Pulse stackerとの相違点・類似点

- 通常はレーザーをcavityに入射するが、代わりに電子バンチを用いている点。
- 蓄積率はFinesse = $\pi \delta c/2$ に比例するが、本手法では二乗に比例する点。（これは電子バンチがミラーを透過しないことによる。）
- エネルギー増加量がcavity内のエネルギーでなく、電場に比例する点など、上記の点以外はほぼ同じ。

高反射率の多層膜ミラー I

波長が数10 μm ~ 数100 μm の場合、

- ❑ 金属の反射率はおおよそ98 %.
- ❑ 可視光などで使われている誘電体を用いた多層膜ミラーの製作が困難。

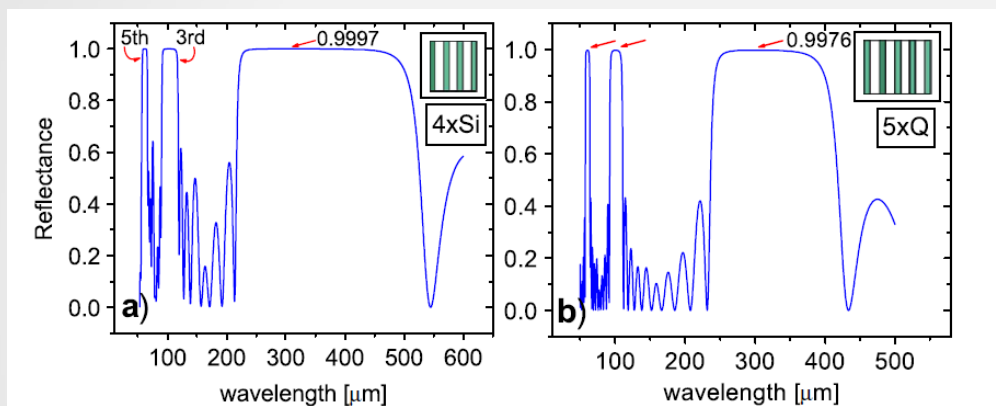


FIG. 2. (Color) In (a) four layers of 23 μm thick Si, and in (b) five layers of 36 μm thick z-cut quartz, each separated by 75 μm vacuum gap, create high reflectivity bands centered at $\lambda_c \sim 300\text{--}320 \mu\text{m}$. The harmonic band centers are located at ~ 100 and $\sim 60 \mu\text{m}$, respectively.

Development of high reflectivity mirror for terahertz region

M.Tecimer et al, PRSTAB **13**, 030703,(2010)

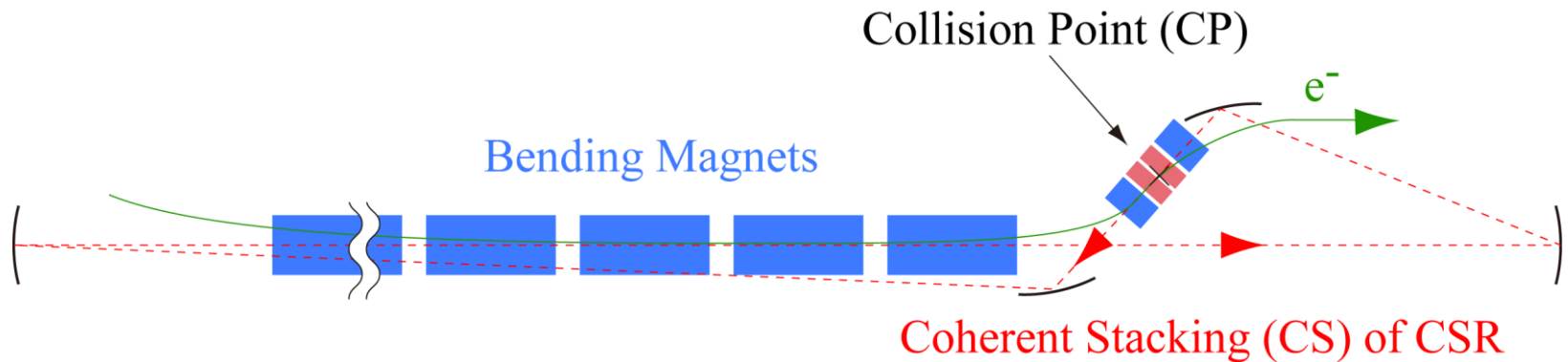
- ❑ 薄い光学結晶と真空で多層構造をつくる。
- ❑ 反射率が高く、熱に強いFELのミラーとして提案された。
- ❑ 高次項では帯域を狭くすることが可能。
- ❑ ガンマ線生成では **CVD diamond**を使用予定。
 - CVD - Chemical Vapor Deposition、化学気相堆積法
(原料ガスを分解し、基盤に堆積する手法)
 - 45 μm だけでなく、幅広い波長範囲で吸収が少ない (とされる)。

高反射率の多層膜ミラー II

最も開発要素が多い

1. 円偏光の生成（ミラーで偏光を制御する場合）が困難。
 - 直線偏光の生成は大きな問題はない。
2. 波長 $45\mu\text{m}$ への対応
 - 薄膜の厚さを薄くする必要があり、強度が不安視されている。
 - できれば真空層のかわりに、CVD Diamondと屈折率の異なる別の材料を探す必要がある。
3. 耐熱性
 - 10J近いパルス強度に耐える必要がある。
4. 高反射率
 - $Finesse=1000\pi$ では、多層膜を10層以上とする必要がある。
 - 反射率の測定
 - 90%以上の反射率ではFELを用いてCavity ring-down法で測定。
 - 国内に適当なFELがない。

Optical cavityと γ 線光子数



$$N_{\gamma} \sim \pi \alpha K^2 N_R$$

K. -J. Kim et al, Nucl. Instrum. Meth. A. **341**, (1994) 351

Energy of γ -ray : 10 MeV

Number of γ -ray, N_{γ} : 2×10^{10} phs./pulse

Number of positron beam : 2×10^8 /pulse

at 3~4 MHz with quasi-CW

the conversion efficiency is assumed to be 1%

100 times stacking is needed at the dumping ring

スペック

Electron bunch

Electron energy	6 GeV
Normalized emittance	100 mm-mrad
Bunch length (rms)	24 fs
Energy spread	< 300keV
Electron charge	3 nC
Beam current*	5 mA

* Heat load is estimated to be 300W for ERL type2 cavity developed by KEK.

Stacked CSR and optical cavity

Wavelength, λ_R	45 μm
Spot size w_0 at CP	250 μm
Size w_0 at mirror	4.6 cm
Rayleigh Length	4.5 mm
Number of cycles, N_R	100
Deflection parameter, K	0.6
Finesse, F	500 π
Stacked CSR energy, U_R	8 J/pulse
Repetition rate	3 ~ 4 MHz

Beam dynamics and synchrotron radiation

Bending radius for CS	2000 m
Critical wavelength of CS	5 nm
Cutoff wavelength of CS	1 mm (h=10cm)
Beam size at CP	60 μm ($\beta = 0.5\text{m}$, $\eta \sim 0\text{m}$)

円偏光の生成

円偏光の生成方法については検討中

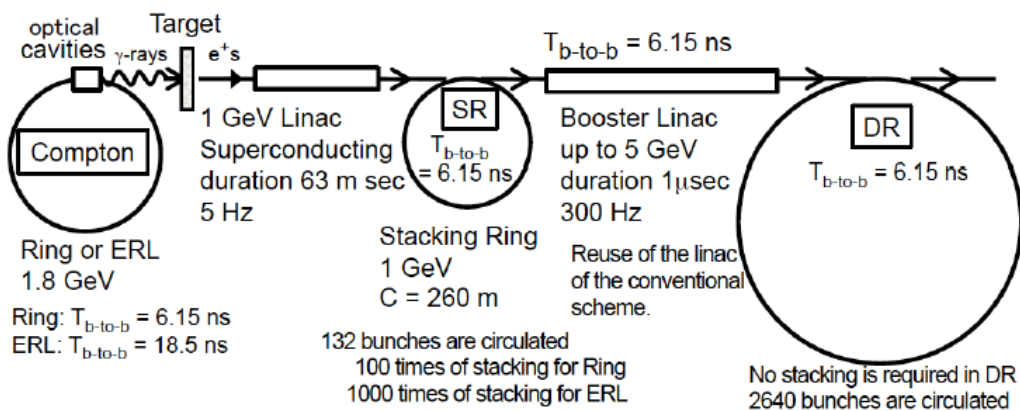
- 偏向電磁石をヘリカルにする。
 - 現段階で最も有望。
 - 偏極度は取り込み角度による。20%から70%程度か？

- Optical cavityのミラーで円偏光のみを蓄積する。
 - p波とs波の反射率の違いを利用して、自然偏光を円偏光のみに変換する。
 - Optical cavityを立体的に組み立てる必要があり、設計は複雑になる。

- Optical cavityを立体構造にする。
 - ATFで行われている方法と同じ方法。
 - 本手法でも円偏光が得られるかどうか検討中。

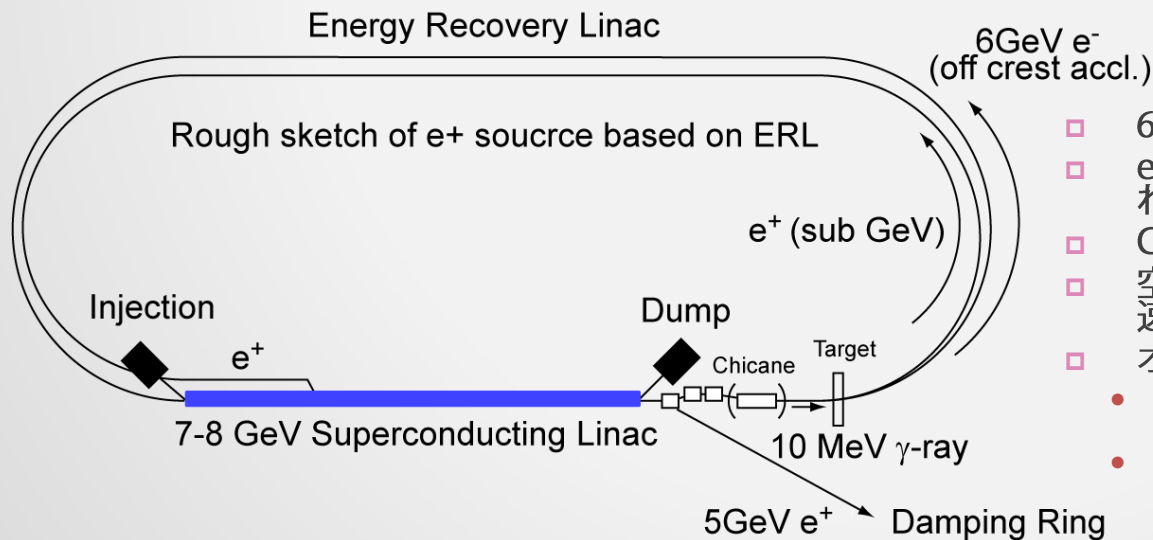
- 外部から円偏光のseed光を入れる。
 - 波長板や偏光板などの光学素子は存在する。
 - 単独の電子バンチのCSRに負けない程度の強度が必要。（seed光がspontaneous光に負けないことが重要。）

陽電子生成からDamping Ringまで



- 1.8GeVの電子で陽電子生成。
- 5GeVに加速後、DR入射。
- 常伝導加速器を使用予定。

ILC TDR 2012より



- 6GeVの電子で陽電子生成。
- e^+ 生成がほぼCWであるため、DRの受け入れに工夫が必要。
- CW運転可能な超伝導空洞を想定。
- 空洞の発熱を抑えるため、バンチ圧縮は加速後に行う。
- オプション
 - 同じ空洞で e^+ を5GeVに加速後することで空洞を再利用。
 - e^- と e^+ で0の収束発散が逆になるため、Opticsの設計が困難。

まとめ

ILC偏極陽電子源のための γ 線源の提案

- ERLを用いた γ 線源のILC利用について提案した。
 - ✓ ERLは逆コンプトン散乱やCSR生成に向いている加速器である。
- より強度の高い中赤外線($\lambda=45\mu\text{m}$)を得るために、電子を用いたpulse stackerを提案した。
 - ✓ インコヒーレントにCSRを蓄積する方法は若干光子数が足りない。
- GeVクラスのERLを用いて、ILC偏極陽電子源のために必要な γ 線を供給できると予想される。
 - ✓ 中赤外線のミラー開発などや円偏光の生成方法の課題は残る。