光物理学特論　講義資料

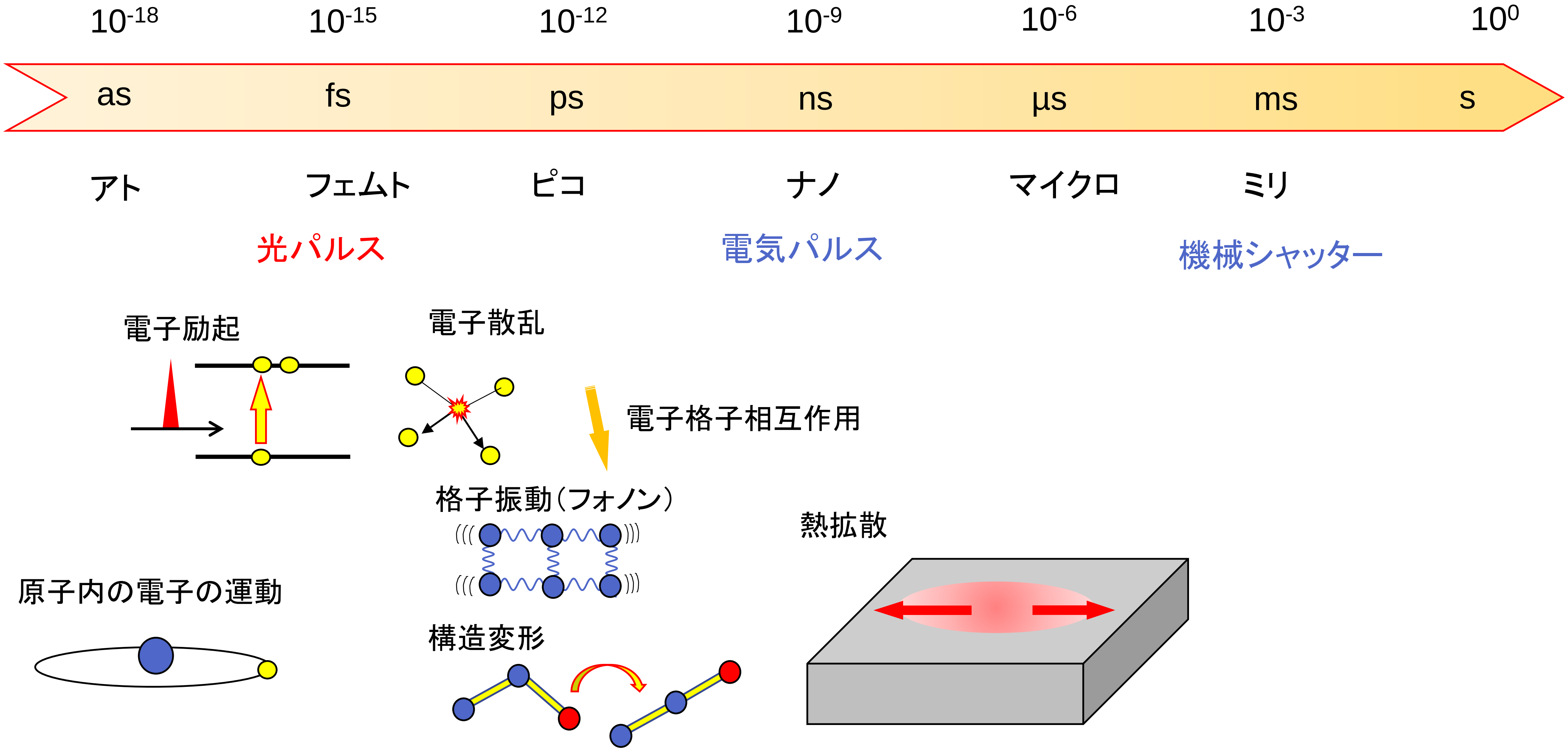
超高速レーザーの基礎

吉富　大 (産総研)

2018.7.5

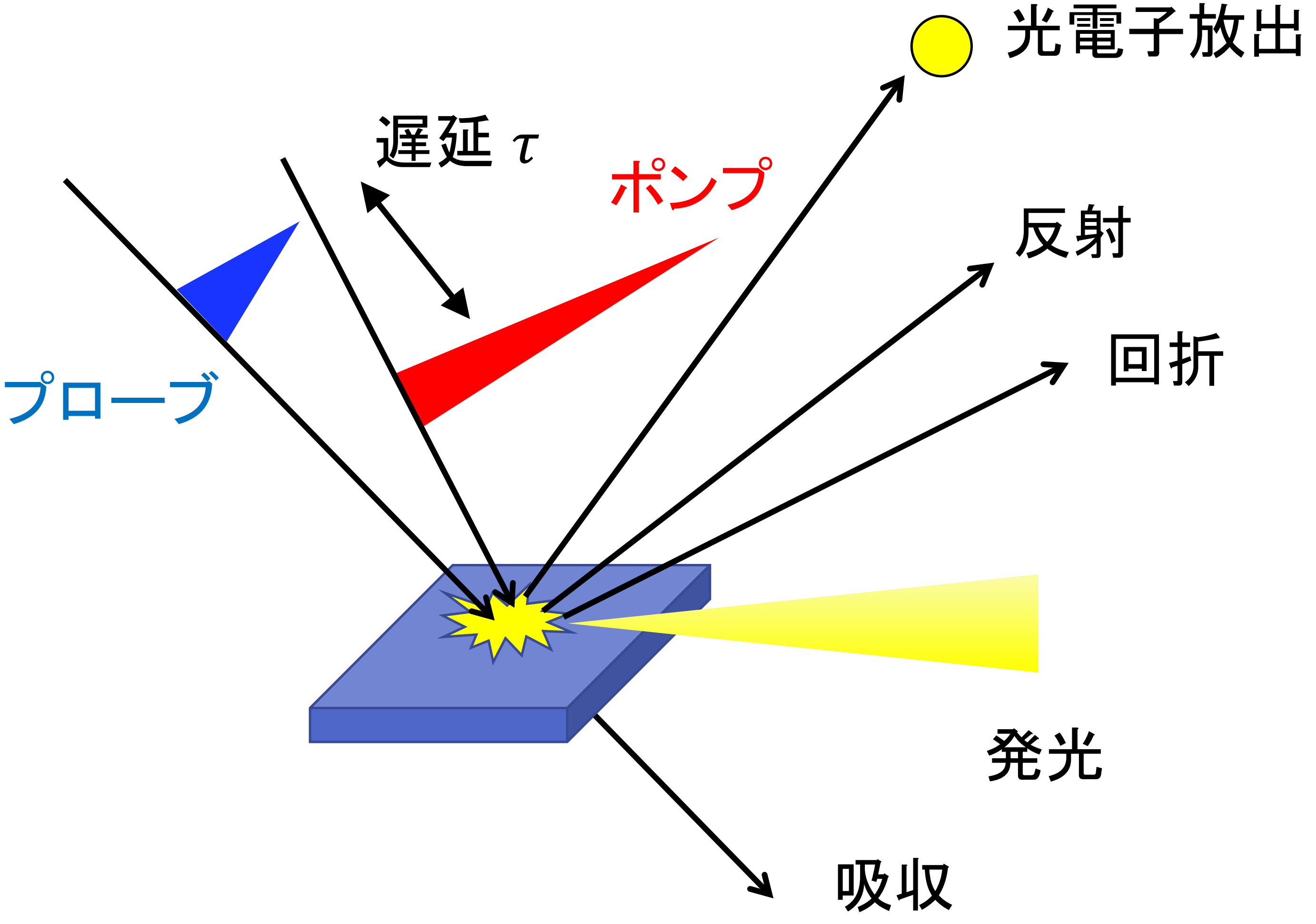
フェムト秒とは何か？

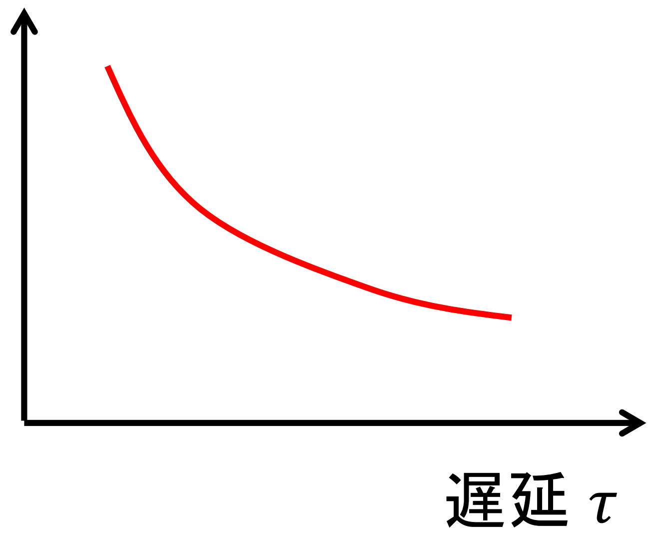
時間スケール



10-18
10-15
10-12
10-9
10-6
10-3
100
as
fs
ps
ns
μs
ms
s
アト
フェムト
ピコ
ナノ
マイクロ
ミリ
光パルス
電気パルス
機械シャッター
電子励起
電子散乱
電子格子相互作用
格子振動（フォノン）
熱拡散
原子内の電子の運動
構造変形

時間分解ポンププローブ分光

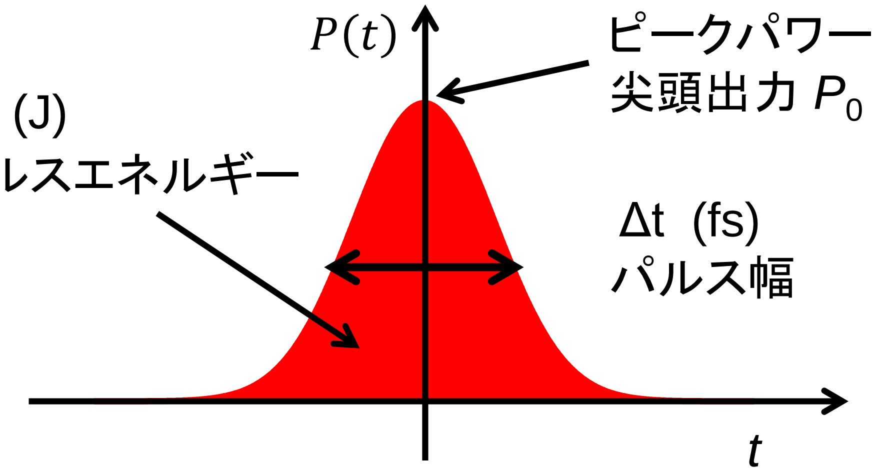




パルスとはどんなものか？

ピークパワー

パワー(W) = 単位時間に運ばれるエネルギー



$$E_p = \int_{-\infty}^{\infty} P(t)dt \simeq P_0 \Delta t$$

ピークパワーは以下で近似されることが多い。

$$P_0 = \frac{E_p}{\Delta t}$$

発電所一基の出力(典型)
0.1 - 1 GW

世界の総消費電力 ~ 2 TW

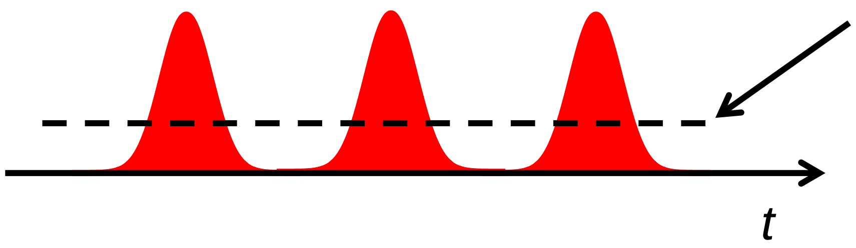
実験室スケールのレーザーシステム
E_p = 100 (mJ) and Δt = 100 (fs) → P_0 = 1 (TW)

1 PW (= 1000 TW) を超えるレーザー施設も存在する。

このようなレーザーは**ほんの一瞬の間だけ、世界の総消費電力に匹敵するかそれをしのぐパワー**を発生させることができる。

平均出力

繰り返し周波数 (Hz) f_{rep} = 単位時間あたりのパルス数



平均出力 P_{av} (W) = 単位時間あたりの合計エネルギー

$$P_{\mathrm{av}} = E_p\, f_{\mathrm{rep}}$$

e.g. P_{av} = 1 (W) for E_p = 1 (mJ) and f_{rep} = 1 (kHz)

レーザーには平均出力以上の電力を供給する必要がある。

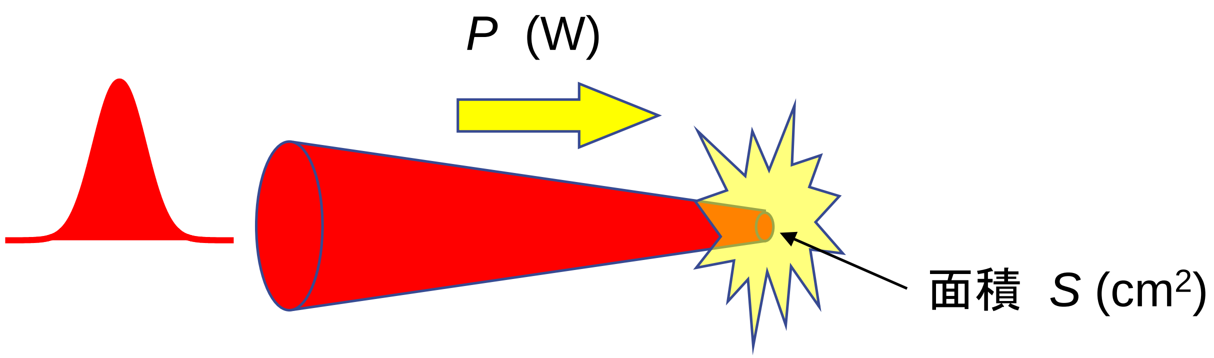
パルスの強度

強度 (W/cm²)
 = 単位面積あたりに照射されるパワー

$$I(t) = \frac{P(t)}{S}$$

ピーク強度 (W/cm²)

$$I_0 = \frac{P_0}{S} \simeq \frac{E_p}{\Delta t S}$$



e.g. $I_0 = 10^{16}$ (W/cm²) for 1 mJ, 100 fs, 100 μm²

$$E_0 = \sqrt{\frac{2I_0}{\varepsilon_0 c}} \simeq 2.7 \times 10^{11}\ (\mathrm{V/m})$$

強度は電場強度と直接関係がある。
強度 = ポインティングベクトルのサイクル平均

$$\begin{aligned} I &= \overline{|\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}|} \\ &= \overline{EH} \\ &= \overline{E_0 \cos\omega t \times \frac{E_0}{c\mu_0} \cos\omega t} \\ &= \varepsilon_0 c E_0^2 \, \overline{\cos^2 \omega t} \\ &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2 \end{aligned}$$

$$E = E_0 \cos\omega t$$

$$H = \frac{B}{\mu_0} = \frac{E}{c\mu_0} = \frac{E_0}{c\mu_0} \cos\omega t$$

$$\boldsymbol{E} \perp \boldsymbol{H}$$

水素原子のクーロン電場

$$E = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 a_0^2} \simeq 5.1 \times 10^{11}\ (\mathrm{V/m})$$

Bohr radius $\quad a_0 = \dfrac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{me^2} \simeq 0.53 \times 10^{-10}\ (\mathrm{m})$

パルスはどのように表されるか？

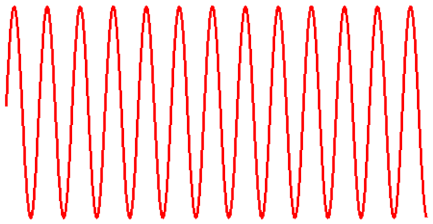
光パルスの定式化

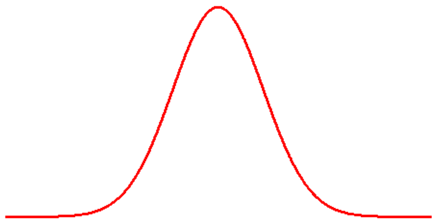
実数形式

時間位相

$$E(t) = \underline{a(t)}\ \underline{\cos[\omega_0 t + \underline{\phi(t)}]}$$

実振幅（実エンベロープ）　　搬送波（キャリア）





搬送波

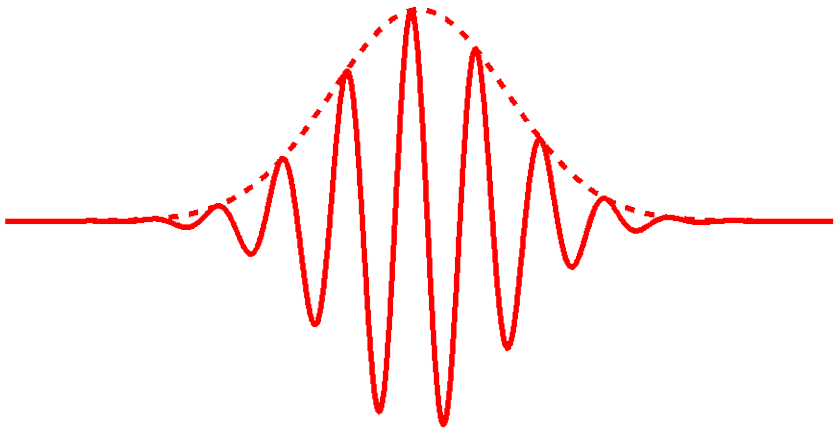
$\cos(\omega_0 t + \phi(t))$

エンベロープ　$a(t)$

複素数形式

$$E(t) = \underline{A(t)}\ \mathrm{e}^{i\omega_0 t} + A^*(t)\ \mathrm{e}^{-i\omega_0 t}$$

$$= 2\ \mathrm{Re}[\ \underline{A(t)} e^{i\omega_0 t}]$$



$$E(t) = A(t)\ \mathrm{e}^{i\omega_0 t} + A^*(t)\ \mathrm{e}^{-i\omega_0 t}$$

複素振幅（複素エンベロープ）

$$A(t) \equiv \frac{a(t)}{2}\ e^{i\phi(t)}$$

複素振幅は振幅だけでなく位相の情報も含んでいる。

フーリエ変換

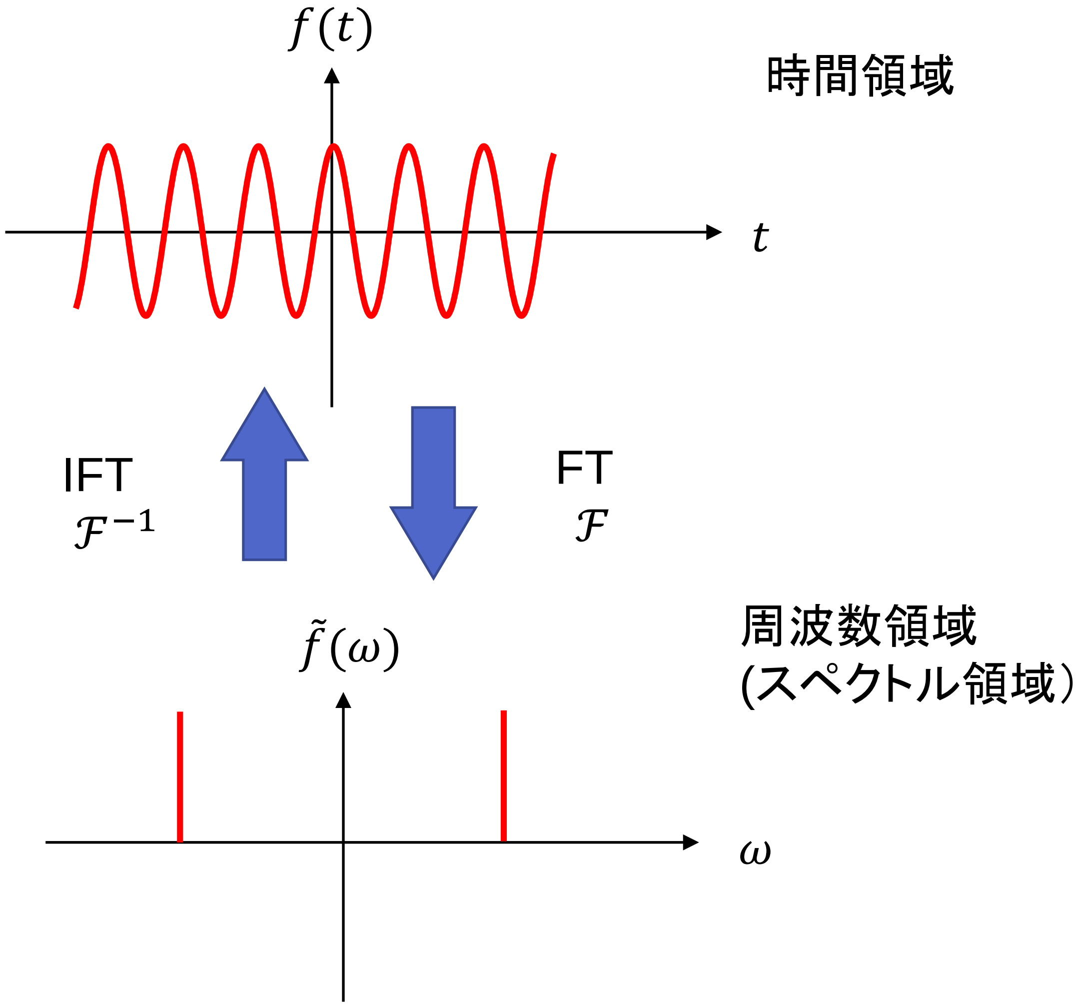
時間領域と周波数領域の間の変換

フーリエ変換　Fourier Transform
（時間領域から周波数領域）

$$\tilde{f}(\omega) = \mathcal{F}[f(t)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\, e^{-i\omega t}\, dt$$

逆フーリエ変換　Inverse Fourier Transform
（周波数領域から時間領域）

$$f(t) = \mathcal{F}^{-1}[\tilde{f}(\omega)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega)\, e^{i\omega t}\, d\omega$$



光スペクトル

逆フーリエ変換 ($1/\sqrt{2\pi}$ を省略)

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega)\, e^{i\omega t}\, d\omega$$

$$= \int_{-\infty}^{0} \tilde{E}(\omega)\, e^{i\omega t}\, d\omega + \int_{0}^{\infty} \tilde{E}(\omega)\, e^{i\omega t}\, d\omega$$

ω を –ω に置換

$$= \int_{0}^{\infty} \tilde{E}(-\omega)\, e^{-i\omega t}\, d\omega + \int_{0}^{\infty} \tilde{E}(\omega)\, e^{i\omega t}\, d\omega$$

$\tilde{E}(-\omega) = \left[\tilde{E}(\omega)\right]^*$ E(t)実数より

$$= \int_{0}^{\infty} \left[\tilde{E}(\omega)\, e^{i\omega t} + \mathrm{c.c.}\right] d\omega$$

$\tilde{E}(\omega) \equiv \left|\tilde{E}(\omega)\right| e^{i\phi(\omega)}$

$$= \int_{0}^{\infty} \boxed{2\left|\tilde{E}(\omega)\right|} \cos(\omega t + \boxed{\phi(\omega)})\, d\omega$$

スペクトル振幅　　　スペクトル位相

スペクトル強度

$$I(\omega) \propto \left|\tilde{E}(\omega)\right|^2$$

分光器で測定される光スペクトルは、
正周波数領域におけるE(t)のフーリエ変換
と同等である。
（E(t)の実数性に起因）

パルス光のスペクトル

パルスの複素数表現

$$E(t) = A(t)\,\mathrm{e}^{i\omega_0 t} + A^*(t)\,\mathrm{e}^{-i\omega_0 t}$$

フーリエ変換 $(1/\sqrt{2\pi}$ を省略$)$

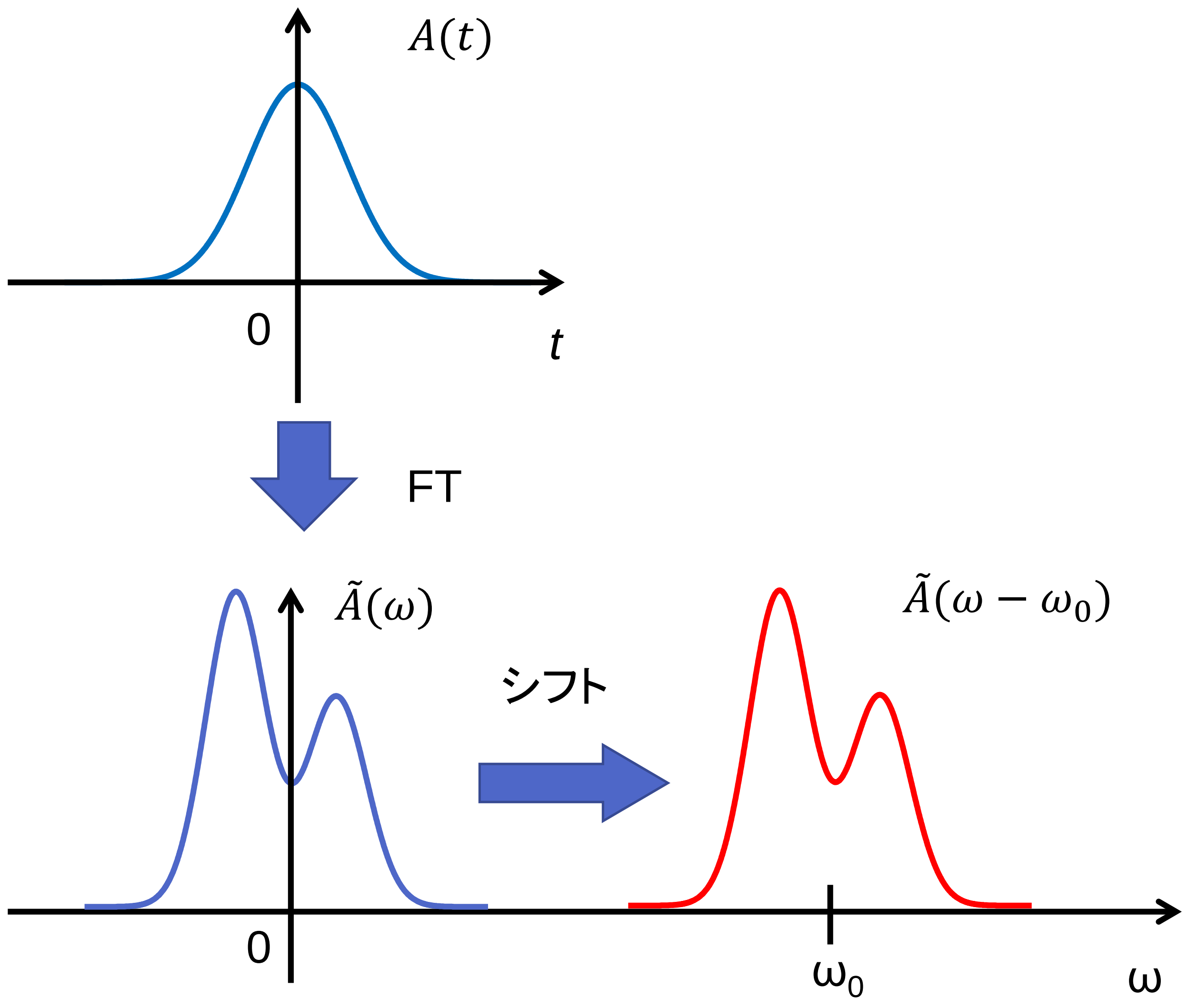
$$\tilde{E}(\omega) = \int E(t)\, e^{-i\omega t}\, dt$$

$$= \int [\, A(t)\, e^{-i(\omega-\omega_0)t} + A^*(t)\, e^{-i(\omega+\omega_0)t}]\, dt$$

$$= \underline{\widetilde{A}\,(\omega-\omega_0)} + \underline{\widetilde{A^*}(\omega+\omega_0)}$$

$\omega \simeq \omega_0$ で値を持つ　　$\omega \simeq -\omega_0$で値を持つ

$$\boxed{\tilde{E}(\omega) = \widetilde{A}\,(\omega-\omega_0) \quad \text{for } \omega > 0}$$



例 1　ガウス型

$$A(t) = A_0\, e^{-at^2}$$

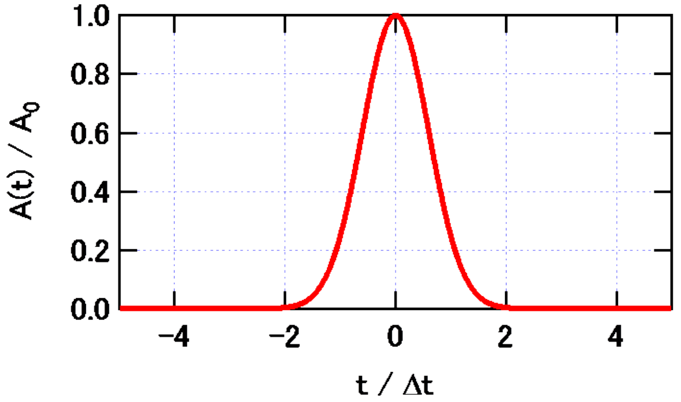
強度　　$I(t) \propto |A(t)|^2$

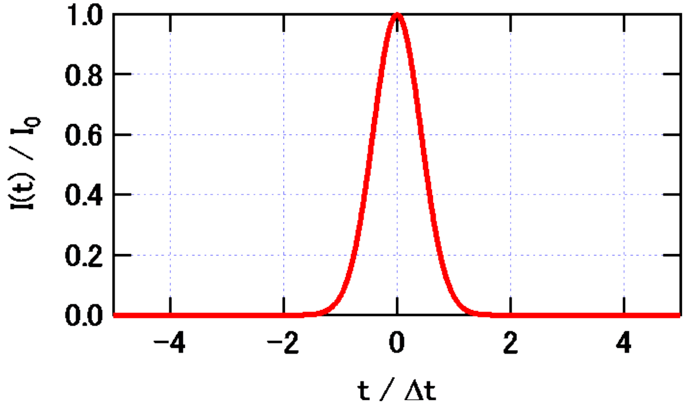
$$I(t) = I_0\, e^{-2at^2}$$

Δt : 強度波形の半値全幅

$I(t) = I_0/2$　　at　$t = \pm\Delta t/2$

$$a = \frac{2\ln 2}{\Delta t^2} \qquad \Delta t = \sqrt{\frac{2\ln 2}{a}}$$





例１　ガウス型パルスのスペクトル

$$A(t) = A_0\, e^{-at^2}$$

$$\tilde{A}(\omega) = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-at^2}\, e^{-i\omega t} dt$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-a\left(t + \frac{i\omega}{2a}\right)^2 - \frac{\omega^2}{4a}\right] dt$$

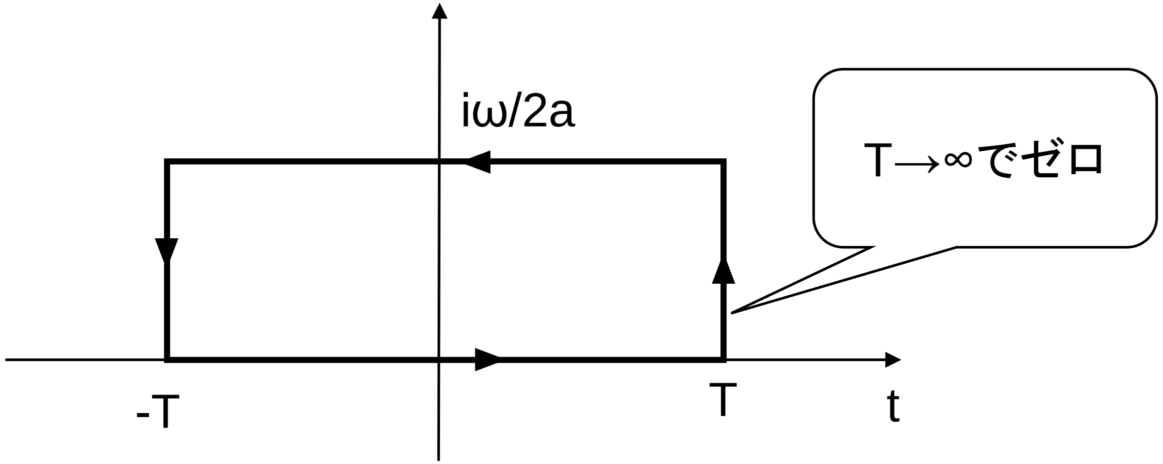
$$= \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}}\, e^{-\omega^2/4a} \underline{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-a\left(t + \frac{i\omega}{2a}\right)^2\right] dt}$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}}\, e^{-\omega^2/4a} \underline{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-at^2} dt}$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}}\, e^{-\omega^2/4a} \sqrt{\frac{\pi}{a}}$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2a}}\, e^{-\omega^2/4a}$$

$$\oint e^{-az^2}\, dz = 0$$ （周回路の内部に極はない）



スペクトルの形もガウス型

Δω : スペクトル強度の半値全幅

$$\Delta\omega = \sqrt{8a \ln 2}$$

例２　sech型 (受動モード同期の解)

$$A(t) = A_0 \operatorname{sech} at$$

$$\operatorname{sech} x = \frac{1}{\cosh x} = \frac{2}{e^x + e^{-x}}$$

強度　$I(t) \propto |A(t)|^2$

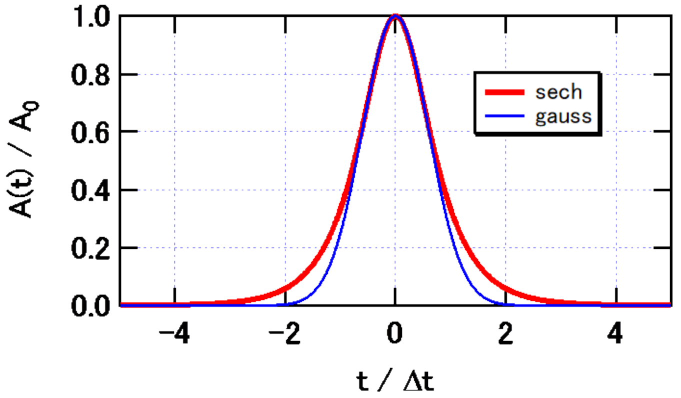
$$I(t) = I_0 \ \operatorname{sech}^2 at$$

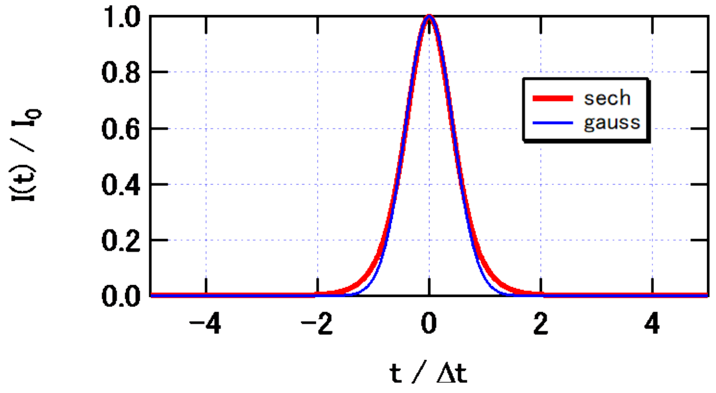
Δt : 強度波形の半値全幅

$I(t) = I_0/2$　at $t = \pm\Delta t/2$

$$a = \frac{2}{\Delta t}\ln(1+\sqrt{2})$$

$$\Delta t = \frac{2}{a}\ln(1+\sqrt{2})$$





例 2　sech型パルスのスペクトル

$$A(t) = A_0 \operatorname{sech} at$$

$$\tilde{A}(\omega) = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2e^{-i\omega t}}{e^{at} + e^{-at}} dt$$

$$= \frac{2A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{(a-i\omega)t}}{e^{2at} + 1} dt$$

$$= \frac{A_0}{a\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \frac{x^\gamma}{x+1} dx$$

$$= \frac{A_0}{a} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \operatorname{sech} \frac{\pi\omega}{2a}$$

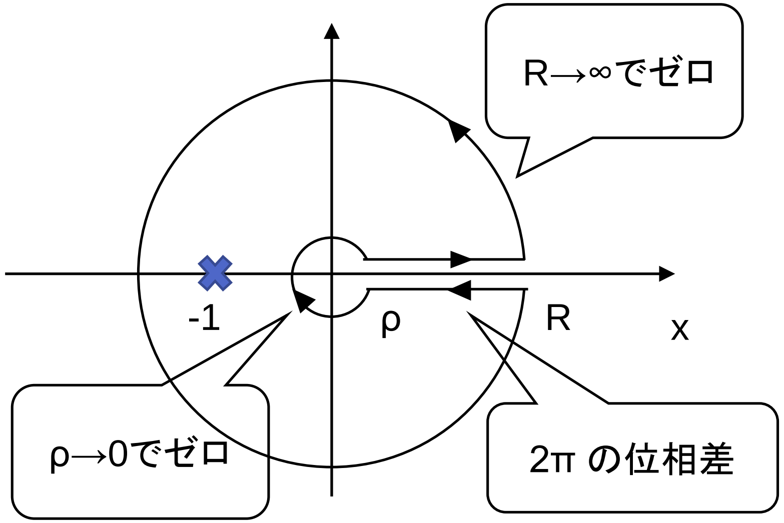
$$x \equiv e^{2at}$$

$$\gamma \equiv -\frac{1}{2}\left(1 + \frac{i\omega}{a}\right)$$

$$I = \oint \frac{z^\gamma}{z+1} dz = \left(1 - e^{2\pi i\gamma}\right) \int_0^{\infty} \frac{x^\gamma}{x+1} dx$$

$$I = 2\pi i \operatorname{Res}(-1) = 2\pi i(-1)^\gamma$$

$$\int_0^{\infty} \frac{x^\gamma}{x+1} dx = \frac{2\pi i(-1)^\gamma}{1 - e^{2\pi i\gamma}} = \pi \operatorname{sech} \frac{\pi\omega}{2a}$$



スペクトルの形もsech型

Δω : スペクトル強度の半値全幅

$$\Delta\omega = \frac{4a}{\pi} \ln(1 + \sqrt{2})$$

超短パルスを得るためには
何が必要か？

Time-bandwidth product　時間バンド幅積

時間バンド幅積 = パルス幅 × スペクトル幅

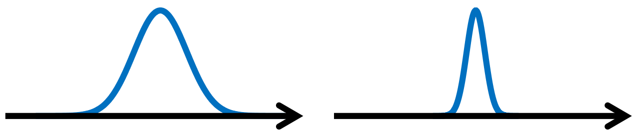
$$\Delta t \Delta \nu = \frac{1}{2\pi} \Delta t \Delta \omega$$

時間バンド幅積は一定

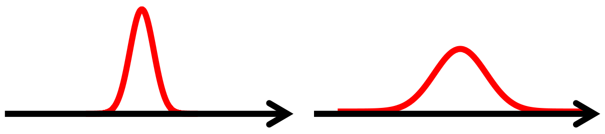
	Δt	$\Delta\omega$	$\Delta t \Delta \nu$
ガウス型 $A(t) = A_0\, e^{-at^2}$	$\sqrt{\frac{2\ln 2}{a}}$	$\sqrt{8a\ln 2}$	$\frac{2}{\pi}\ln 2 \simeq 0.441$
sech型 $A(t) = A_0 \operatorname{sech} at$	$\frac{2}{a}\ln(1+\sqrt{2})$	$\frac{4a}{\pi}\ln(1+\sqrt{2})$	$\frac{4}{\pi^2}\left\{\ln(1+\sqrt{2})\right\}^2 \simeq 0.315$

パルス幅 Δt とスペクトル幅 Δω (Δν) は反比例する。

$$f(t) \to f(at)$$



$$\tilde{f}(\omega) \to \frac{1}{a}\tilde{f}\left(\frac{\omega}{a}\right)$$



$$\mathcal{F}[f(at)] = \int f(at) e^{-i\omega t} dt$$

$$= \frac{1}{a}\int f(t') e^{-i\omega t'/a} dt'$$

$$= \frac{1}{a}\tilde{f}\left(\frac{\omega}{a}\right)$$

ω

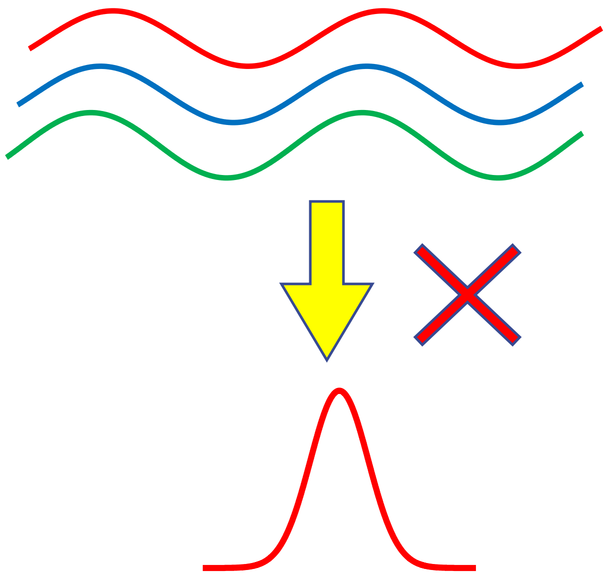
不確定性関係

一般には

$$\Delta t \Delta \omega \geq K$$

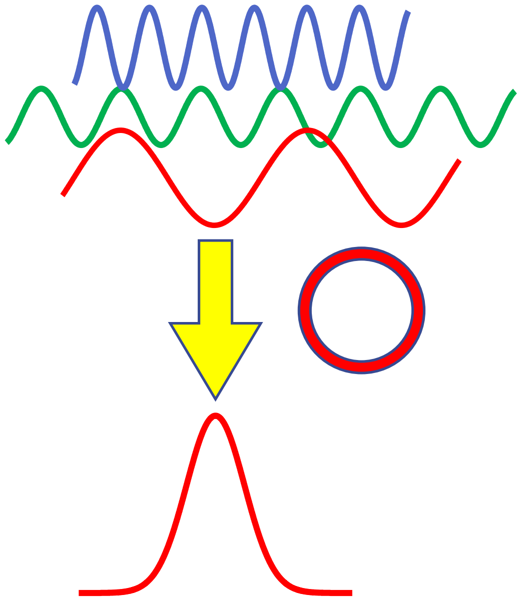
時間バンド幅積はある定数Kよりも大きい。
定数 Kは1のオーダーで、パルス波形に依存する。

短パルスを得るためには、広いバンド幅が必要



狭帯域

広帯域



低周波成分のみをいくら合成しても、
パルス構造を再現できない。

ω

超短パルスレーザーの利得媒質

広帯域の利得媒質が超短パルスレーザーに適している。

$$\Delta\nu \simeq \frac{d\nu}{d\lambda}\Delta\lambda = -\frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}$$

媒質	中心波長 (nm)	利得帯域 $\Delta\lambda$ (nm)	利得帯域 $\Delta\nu \simeq c\Delta\lambda/\lambda^2$ (THz)	パルス幅 K = 1を仮定 $\Delta t = \frac{1}{\Delta\nu}$ (fs)
Ti:sapphire	800	>300	140	7.1
Cr:forsterite	1235	150	30	33
Yb:KYW	1040	40	11	91
Yb:YAG	1030	5	1.4	710
Nd:YAG	1064	0.6	0.16	6300

Nd:YAG は超短パルスレーザーには適さない。

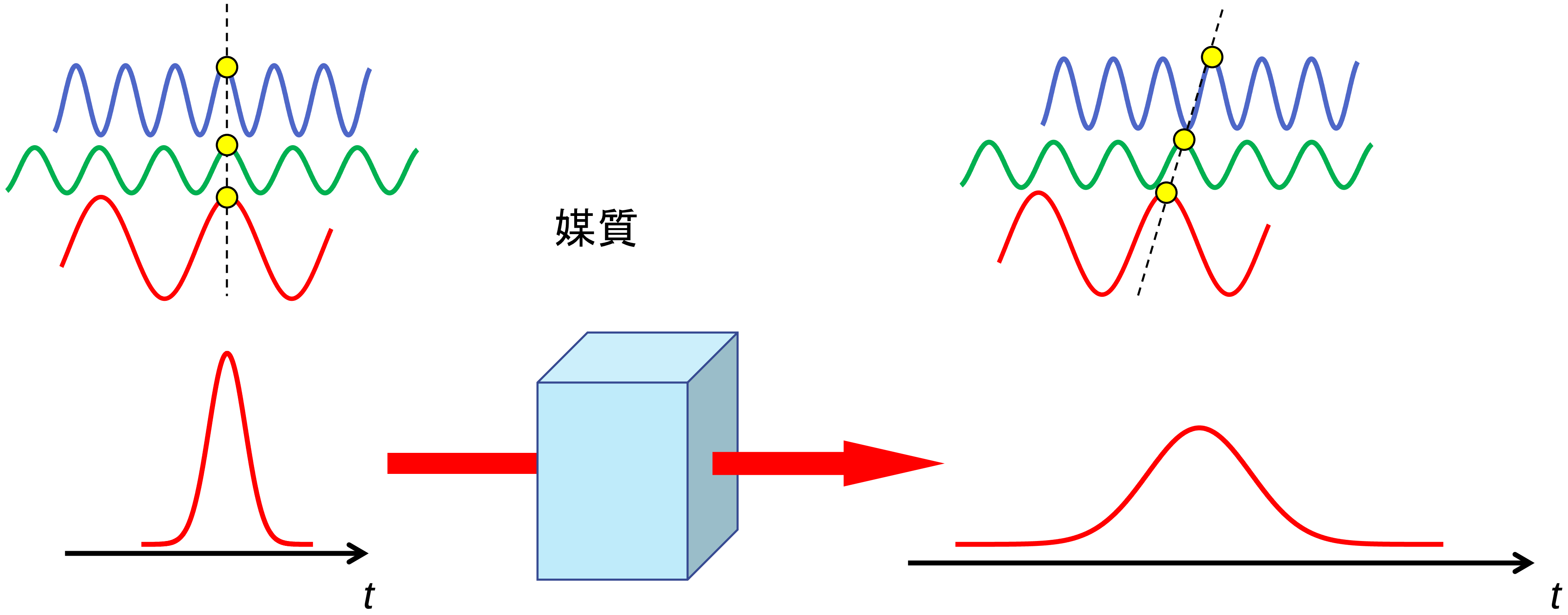
出典：レーザーハンドブックに基づいて作成

Dispersion　分散

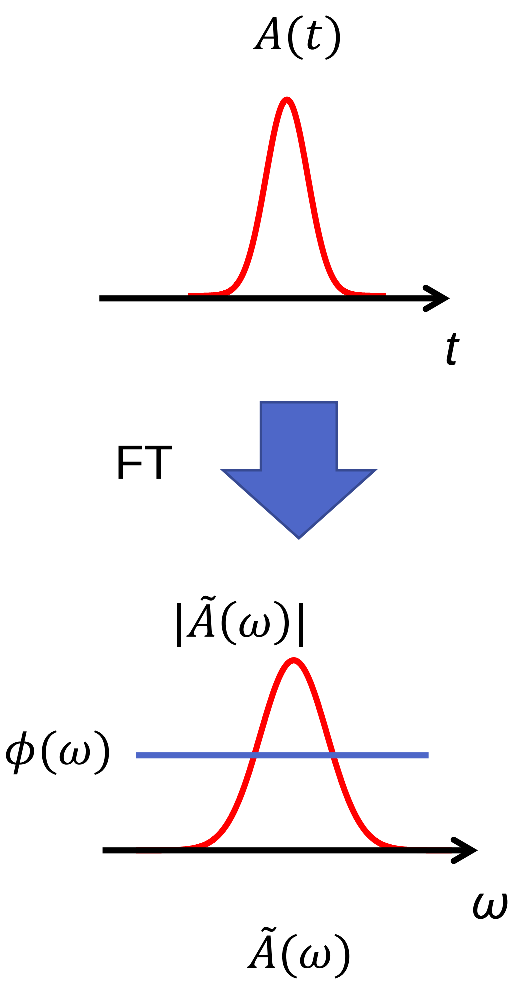
物質の屈折率は波長によって変化する。
周波数成分ごとに位相速度が異なる。

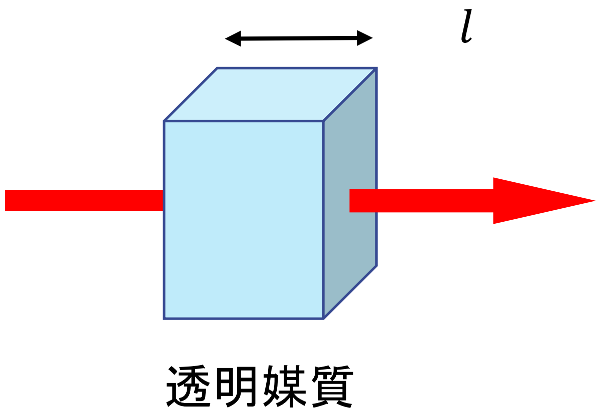
$$v = \frac{c}{n(\omega)}$$

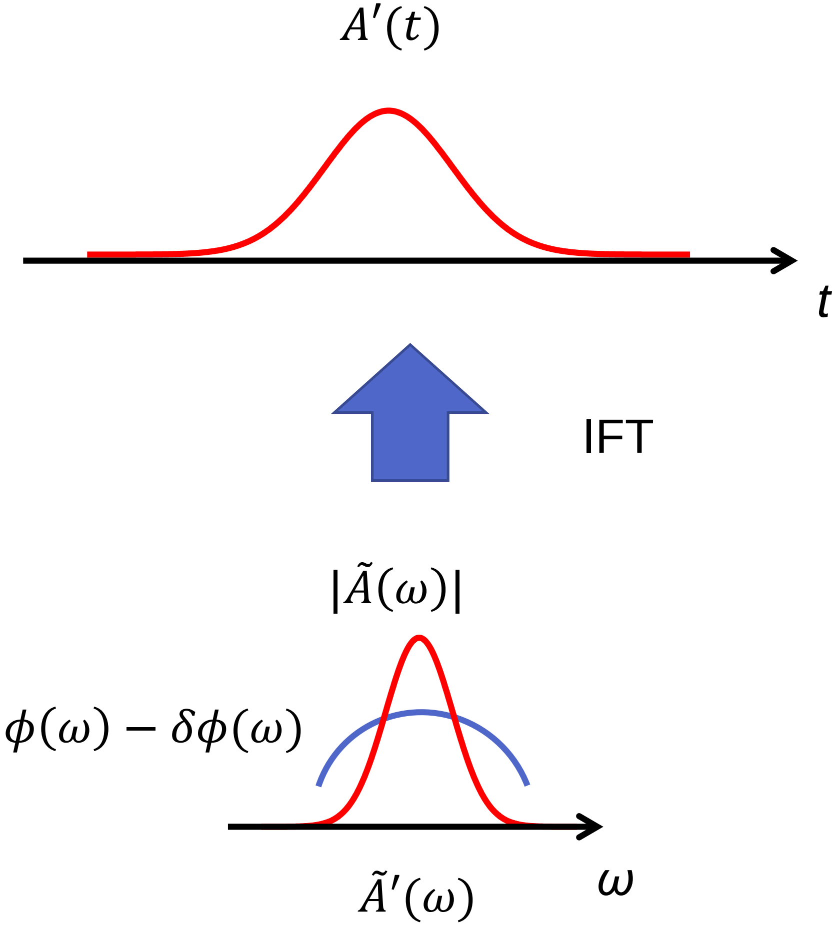
分散によってパルス幅は広がる。



分散によるパルス幅の広がり







$$\delta\phi(\omega) = n(\omega)k_0 l$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

$$\tilde{A}'(\omega) = \tilde{A}(\omega)e^{-i\delta\phi(\omega)}$$

分散によるパルス幅の広がり

ω=0(中心波長)の周りでテーラー展開

$$\delta\phi(\omega) = \delta\phi(0) + \tau\omega + \frac{D_2}{2!}\omega^2 + \frac{D_3}{3!}\omega^3 + \cdots$$

$$\tau \equiv \left.\frac{\partial\delta\phi}{\partial\omega}\right|_{\omega=0}$$

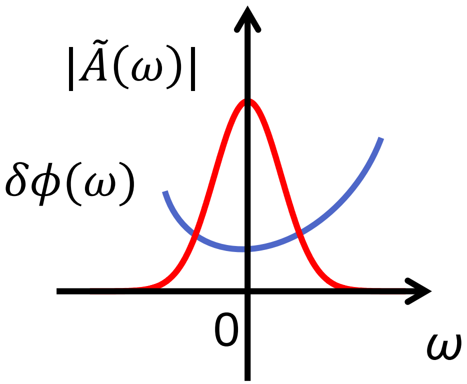
group delay (GD)
群遅延

$$D_2 \equiv \left.\frac{\partial^2\delta\phi}{\partial\omega^2}\right|_{\omega=0}$$

group delay dispersion (GDD)
群遅延分散

$$D_3 \equiv \left.\frac{\partial^3\delta\phi}{\partial\omega^3}\right|_{\omega=0}$$

third-order dispersion (TOD)
3次分散



分散がない場合　$n(\omega) = n_0(\mathrm{const.})$

$$\delta\phi(\omega) = n_0 k_0 l = \frac{n_0\omega l}{c} = \tau\omega$$

$$\tau = \frac{n_0 l}{c}$$ = 光路長／光速

$D_2 = D_3 = \cdots = 0$　分散なし

$$\tilde{A}'(\omega) = \tilde{A}(\omega)e^{-i\delta\phi(\omega)} = \tilde{A}(\omega)e^{-i\tau\omega}$$

$$A'(t) = \int \tilde{A}(\omega)e^{-i\tau\omega}e^{i\omega t}d\omega$$

$$= \int \tilde{A}(\omega)e^{i\omega(t-\tau)}d\omega$$

$$= A(t-\tau)$$

パルス波形は変化せず、
τ だけ時間シフト

群遅延分散によるパルス幅の広がり (ガウス型)

ガウス型パルス　$A(t) = A_0\, e^{-at^2}$

$$\tilde{A}(\omega) = \frac{A_0}{\sqrt{2a}}\, e^{-\omega^2/4a}$$

群遅延分散　$\delta\phi(\omega) = \frac{D_2}{2!}\omega^2$

$$\tilde{A}'(\omega) = \frac{A_0}{\sqrt{2a}}\, e^{-\frac{\omega^2}{4a}} e^{-i\delta\phi(\omega)}$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2a}} \exp\left[-\frac{1+2iaD_2}{4a}\omega^2\right]$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2a}} \exp\left[-\frac{\omega^2}{4a/(1+2iaD_2)}\right]$$

$$= \sqrt{\frac{a'}{a}}\frac{A_0}{\sqrt{2a'}} e^{-\frac{\omega^2}{4a\prime}} \qquad a' = \frac{a}{1+2iaD_2}$$

逆フーリエ変換

$$A'(t) = \sqrt{\frac{a'}{a}}\, A_0 e^{-a\prime t^2}$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{1+2iaD_2}} \exp\left[-\frac{at^2}{1+2iaD_2}\right]$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{1+2iaD_2}} \exp\left[-\frac{at^2}{1+4a^2D_2^2} - i\frac{2a^2D_2^2t^2}{1+4a^2D_2^2}\right]$$

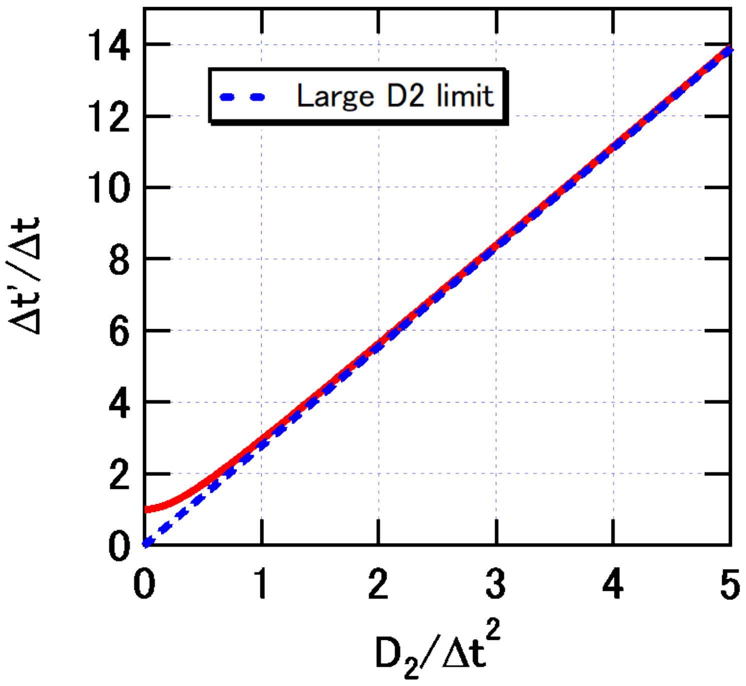
振幅部分　　位相部分

実部と虚部に分離

群遅延分散によるパルス幅の広がり(ガウス型)

$$A'^{(t)} = \frac{A_0}{\sqrt{1+2iaD_2}} \exp\left[\underbrace{-\frac{at^2}{1+4a^2D_2^2}}_{\text{振幅}} \underbrace{-i\frac{2a^2D_2^2t^2}{1+4a^2D_2^2}}_{\text{位相}} \right]$$

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2\ln 2}{a}} \qquad \Delta t' = \sqrt{\frac{2\ln 2}{a}(1+4a^2D_2^2)}$$



パルス幅

$$\Delta t' = \Delta t\sqrt{1+4a^2D_2^2} = \Delta t\sqrt{1+\left(4\ln 2\frac{D_2}{\Delta t^2}\right)^2}$$

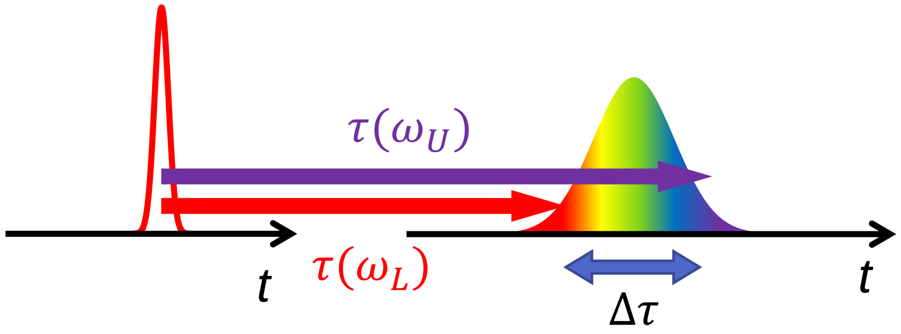
分散が大きい場合 $(D_2 \gg \Delta t^2)$

$$\Delta t' \simeq D_2\frac{4\ln 2}{\Delta t} = D_2\Delta\omega = \frac{\partial\tau}{\partial\omega}\Delta\omega \simeq \Delta\tau$$

時間バンド幅積

$$\Delta t\Delta\omega = 4\ln 2$$

高周波成分と低周波成分の群遅延の差に等しい



群遅延分散による周波数チャープ

$$E(t) = |A(t)|\exp[i\underline{(\omega_0 t + \phi(t))}] + \mathrm{c.c.}$$

$$\Phi(t) \equiv \omega_0 t + \phi(t)$$

瞬時周波数

$$\Omega(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = \omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt}$$

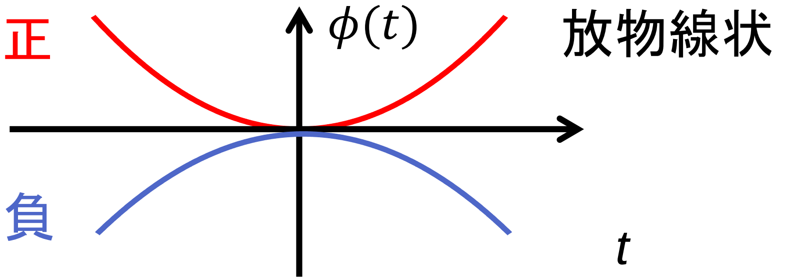
群遅延分散の付与されたガウス型パルス

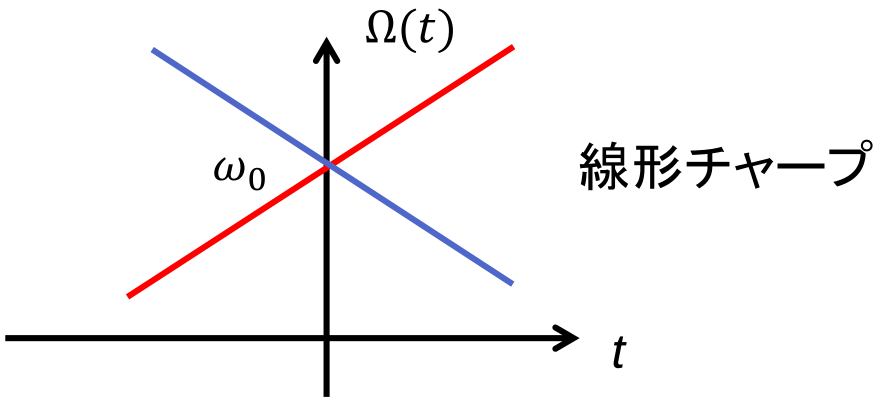
$$A'^{(t)} = \frac{A_0}{\sqrt{1+2iaD_2}}\exp\left[\underbrace{-\frac{at^2}{1+4a^2D_2^2}}_{\text{amplitude}} \underbrace{-\,i\frac{2a^2D_2^2t^2}{1+4a^2D_2^2}}_{\text{phase}}\right]$$

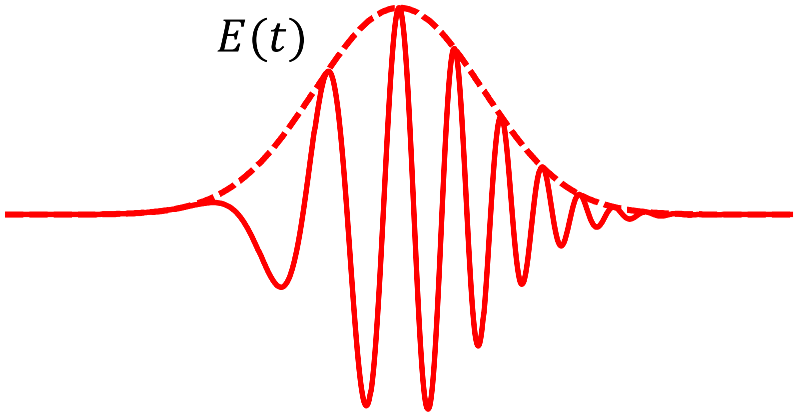
$$\phi(t) = \frac{2a^2D_2^2}{1+4a^2D_2^2}t^2 \equiv \boxed{\beta t^2} \qquad \boxed{\Omega(t) = \omega_0 + 2\beta t}$$

β>0 (D2>0)の時、瞬時周波数は時間とともに増加する（正チャープ）

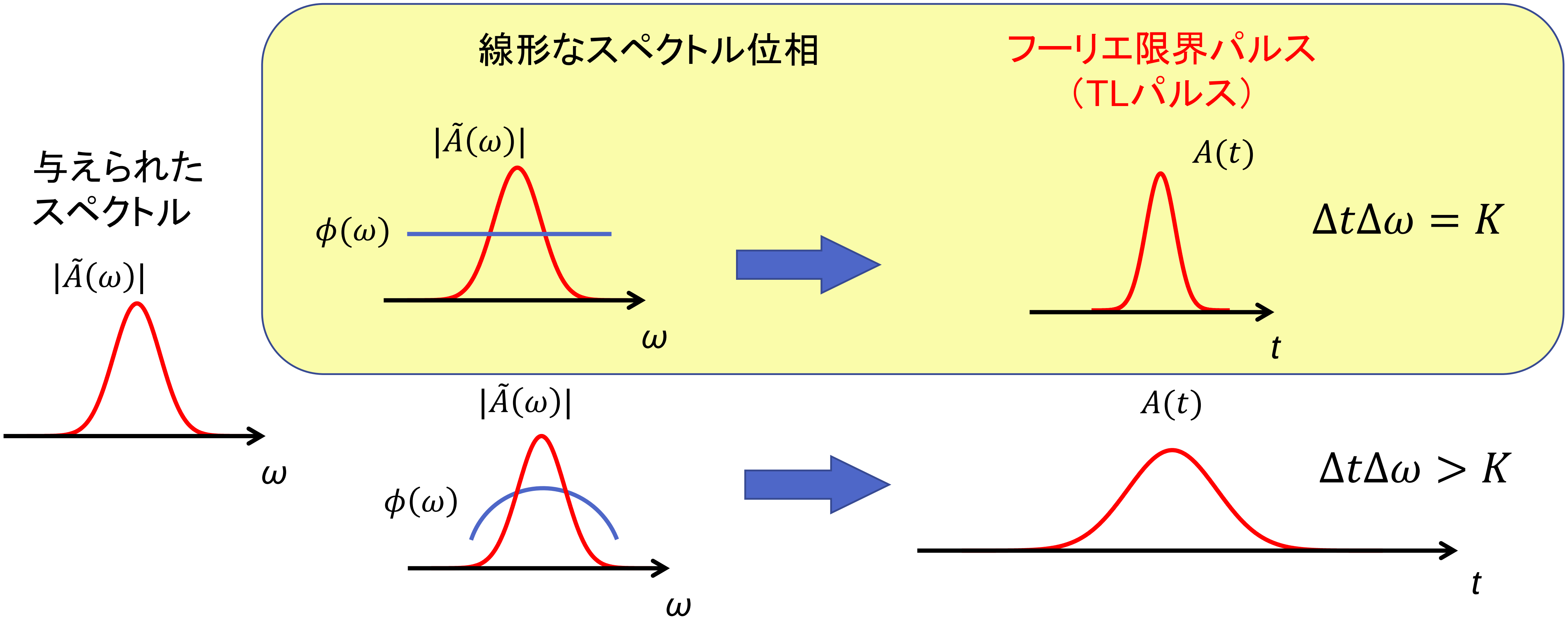
β<0 (D2<0)の時、瞬時周波数は時間とともに減少する（負チャープ）







Transform-limited pulse　フーリエ限界パルス

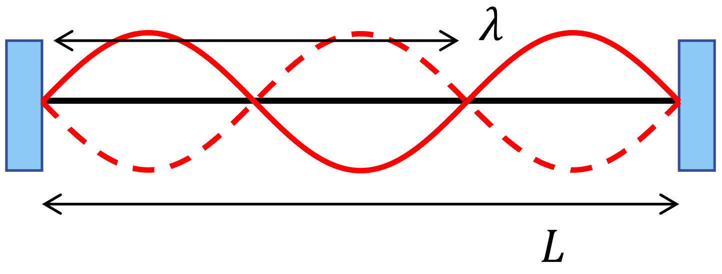


一般に、与えられたスペクトルに対して、線形なスペクトル位相を与えた時に、最も短いパルスが得られる。

超短パルスはどのように
発生されるか？

Mode locking　モード同期

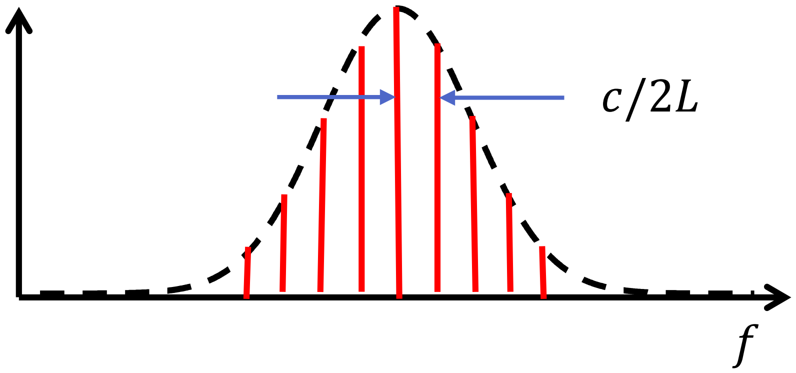
共振器縦モード



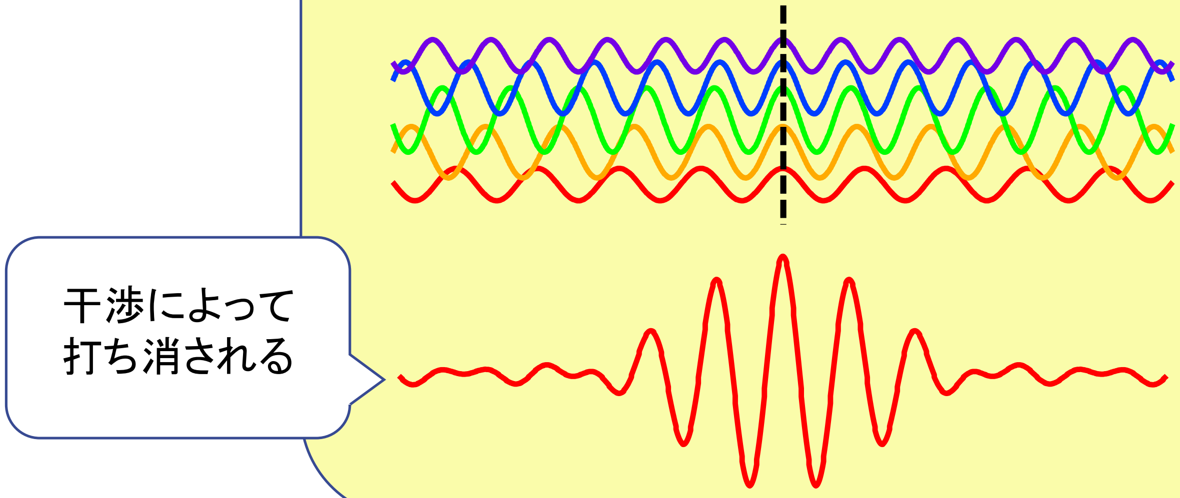
$$L = \frac{n\lambda}{2} = \frac{nc}{2f}$$

$$\boxed{f = n \times \frac{c}{2L}}$$

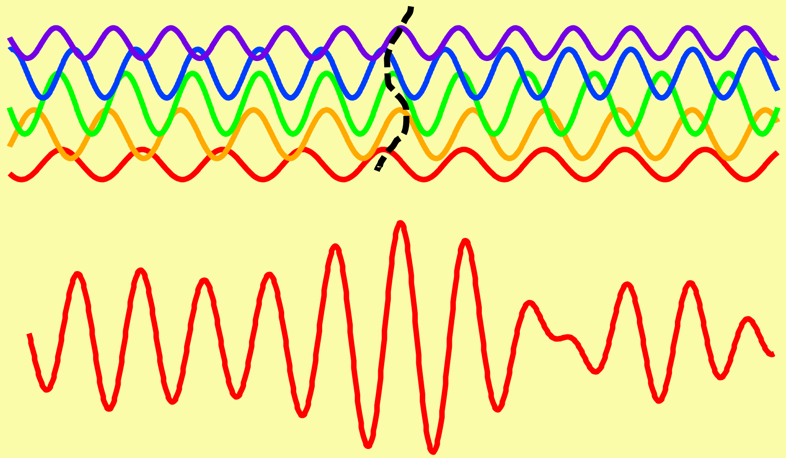
$c/2L$ の間隔で離散的な周波数のみが許される。



位相が同期されている



位相がランダム



Mode locking　モード同期

2N+1 個の位相同期したモード（振幅はすべて同じと仮定）

$$E(t) = A_0 \sum_{n=-N}^{N} \exp[i(\omega_0 + n\delta\omega)t] + c.c.$$

$$= A_0 e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-N}^{N} e^{ni\delta\omega t} + c.c$$

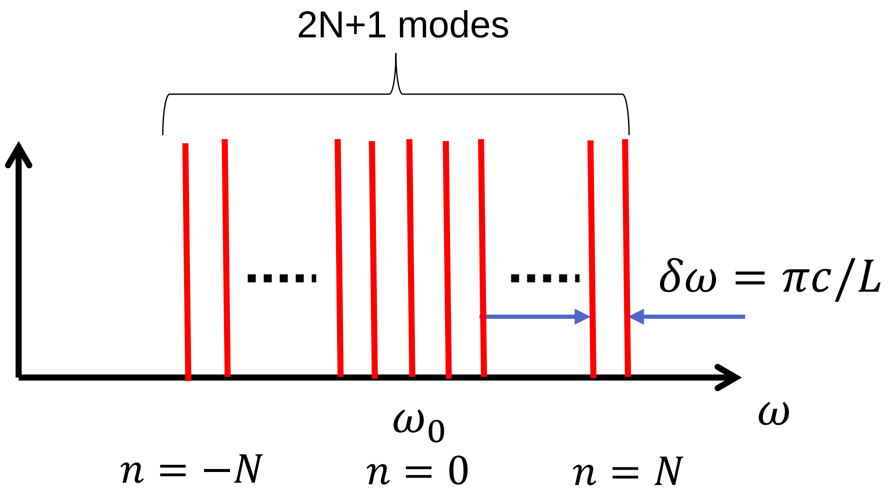
$$A(t) = A_0 \sum_{n=-N}^{N} e^{ni\delta\omega t}$$

$$= A_0 \frac{\exp(-Ni\delta\omega t) - \exp[(N+1)i\delta\omega t]}{1 - e^{i\delta\omega t}}$$

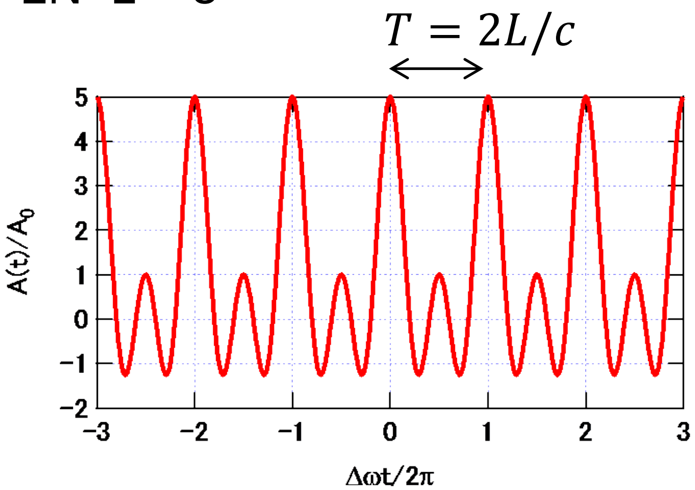
$$= A_0 \frac{\exp[-(N+1/2)i\delta\omega t] - \exp[(N+1/2)i\delta\omega t]}{\exp(-i\delta\omega t/2) - \exp(i\delta\omega t/2)}$$

$$= A_0 \frac{\sin[(2N+1)\delta\omega t/2]}{\sin(\delta\omega t/2)}$$

$A(t)/A_0$ は$\delta\omega t/2 = m\pi$ において、ピーク値 $2N+1$ を持つ。

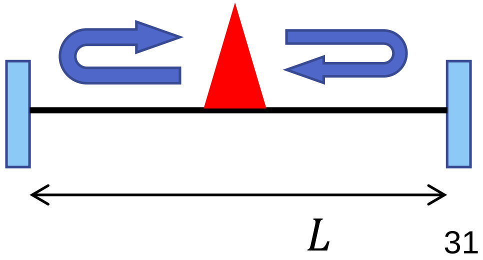


2N+1 = 5



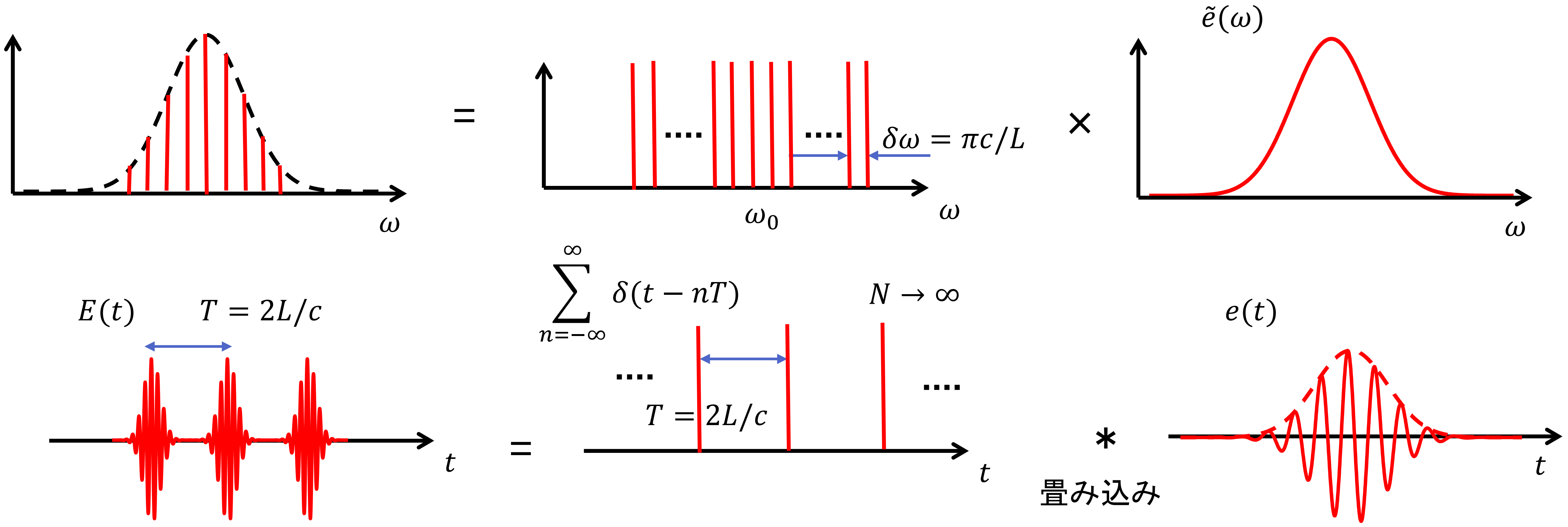
$$t = \frac{2m\pi}{\delta\omega} = m\frac{2L}{c} = mT$$

T = 2L/c は共振器の往復時間に相当



Mode locking　モード同期

積のフーリエ変換は、各々のフーリエ変換の畳み込みとなる。



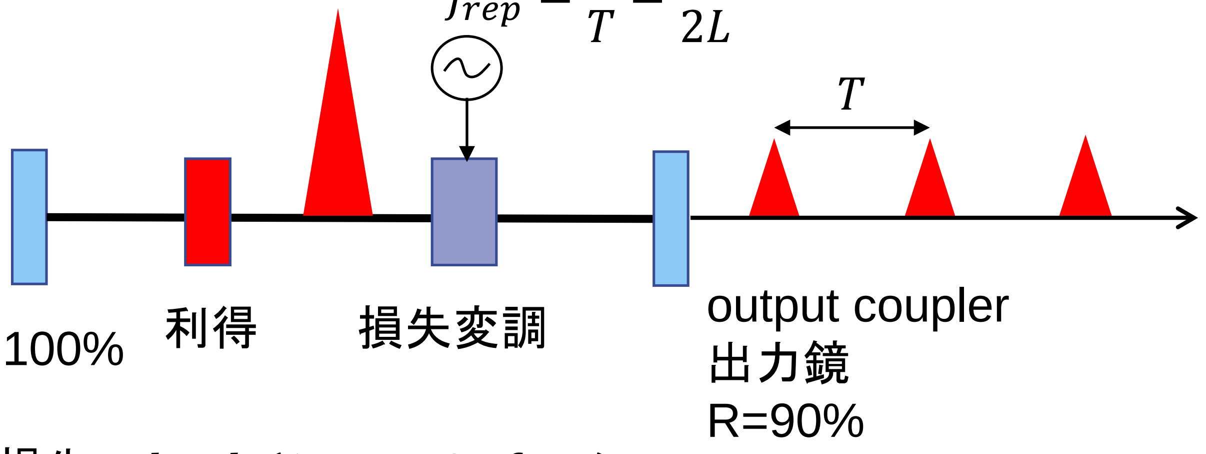
pulse train　パルス列

$$E(t) = e(t) * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT) = \int_{-\infty}^{\infty} e(t - t') \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t' - nT)\, dt' = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e(t - nT)$$

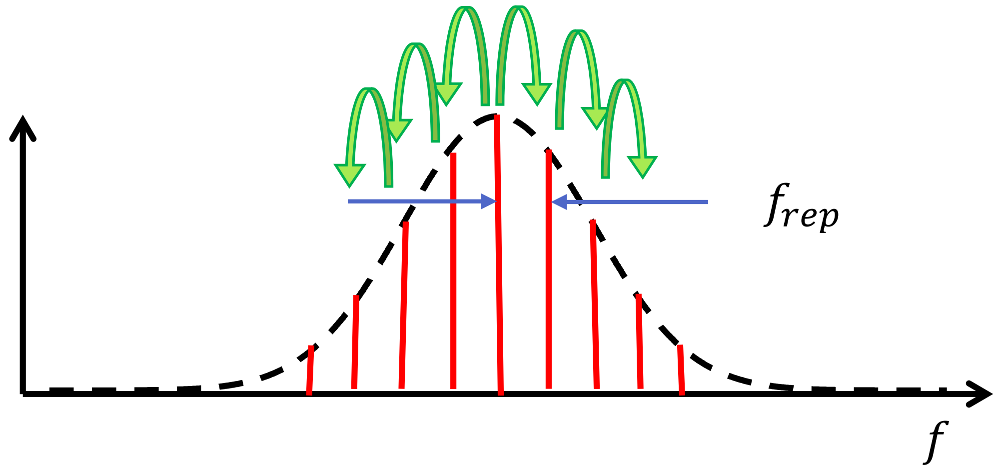
Active mode locking　能動モード同期（強制モード同期）

外部変調器を共振器内部に挿入し、
共振器の繰り返し周波数 f_{rep}で損失変調を行う。

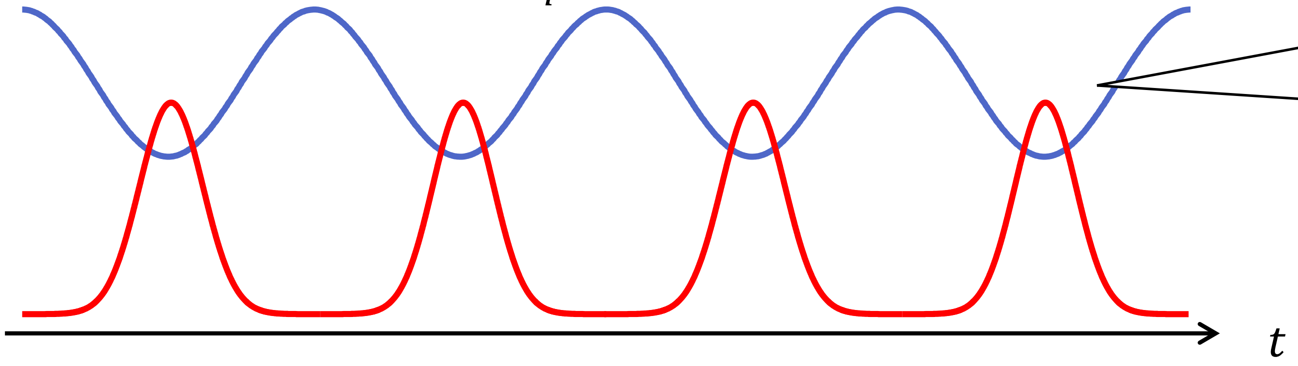
$$f_{rep} = \frac{1}{T} = \frac{c}{2L}$$



振幅変調は±f_{rep}のサイドバンドを生成



損失　$l = l_0(1 - \cos 2\pi f_{rep} t)$

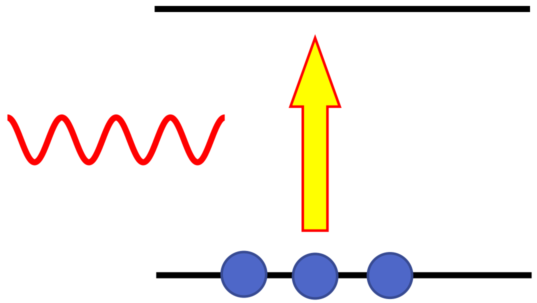


損失が最小となるタイミングで
パルスが生成される

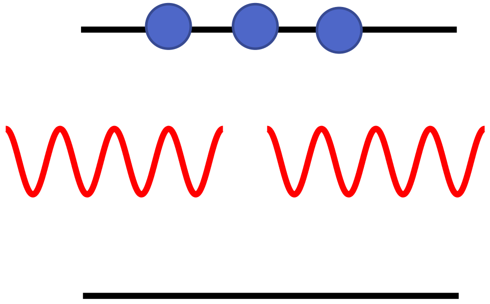
利得と吸収の飽和

非縮退二準位原子

absorption　吸収

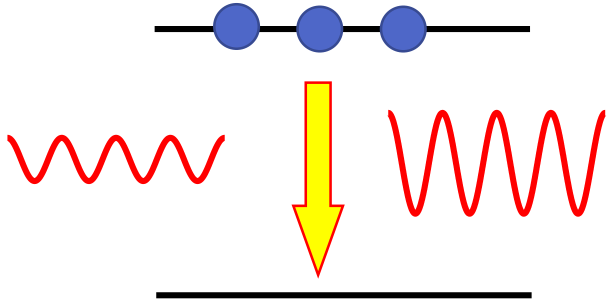


absorption saturation　吸収飽和

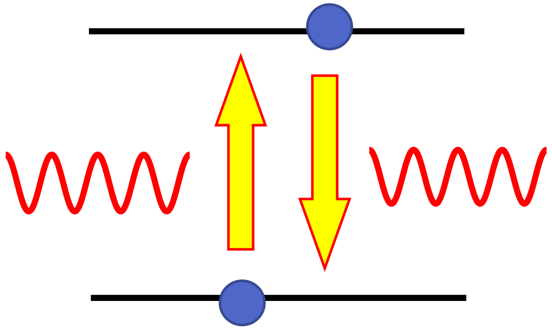


すべての原子が上準位に励起され、
下準位の原子がなくなると、
それ以上吸収されない。

stimulated emission　誘導放出



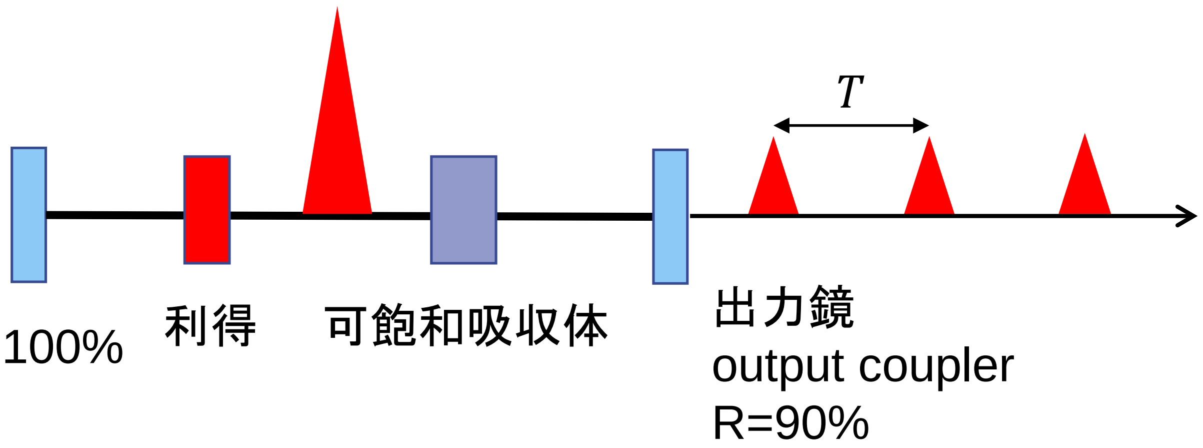
gain saturation　利得飽和



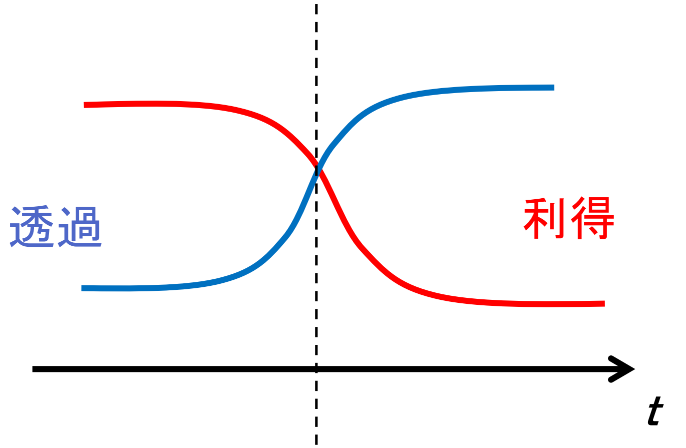
上準位と下準位の原子数が
同じになると、利得は生じない。

Passive mode locking　受動モード同期

可飽和吸収体を共振器内に挿入する。

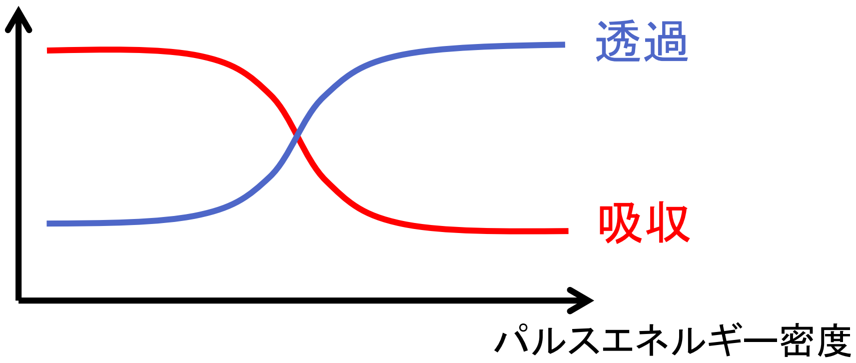


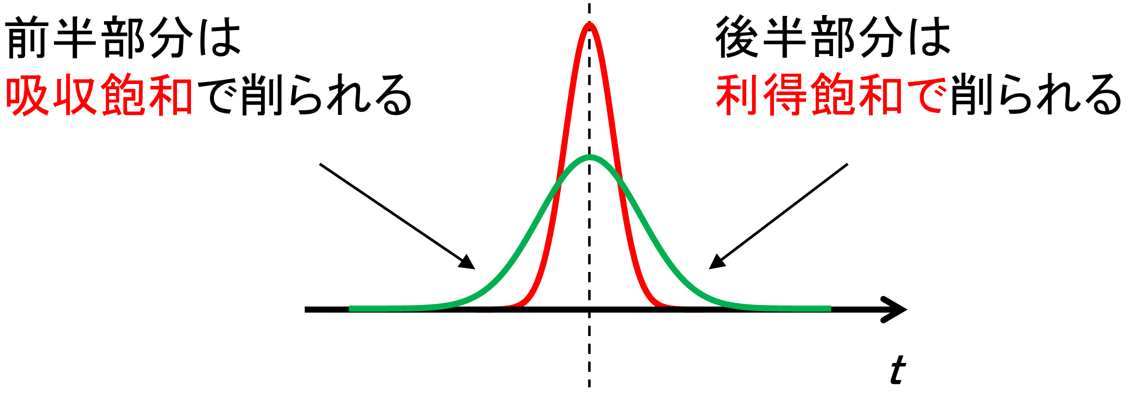
利得と吸収の飽和



saturable absorber　可飽和吸収体

パルスエネルギーを上げると、吸収が飽和する。





Nonlinear refractive index　非線形屈折率

nonlinear polarization　非線形分極

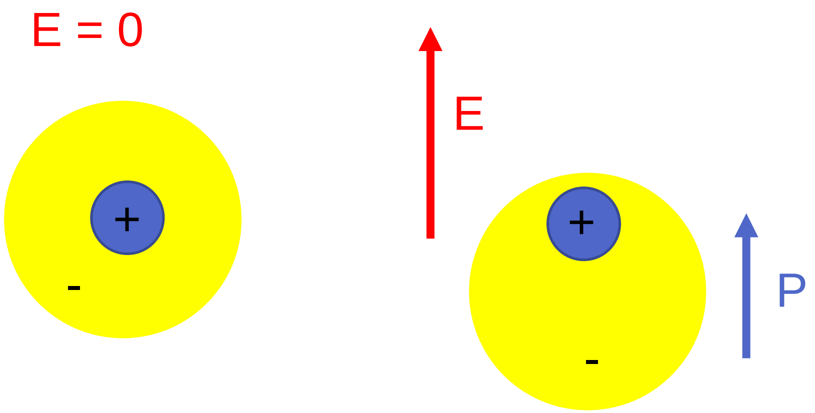
$$P = \varepsilon_0\left[\chi^{(1)}E + \cancel{\chi^{(2)}E^2} + \underline{\chi^{(3)}E^3 + \cdots}\right]$$

非線形の最低次

等方媒質では反転対称性により偶数次はゼロ

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon E$$

$$\varepsilon \simeq \varepsilon_0\left[1 + \chi^{(1)} + \chi^{(3)}E^2\right]$$



非線形屈折率（光カー効果）

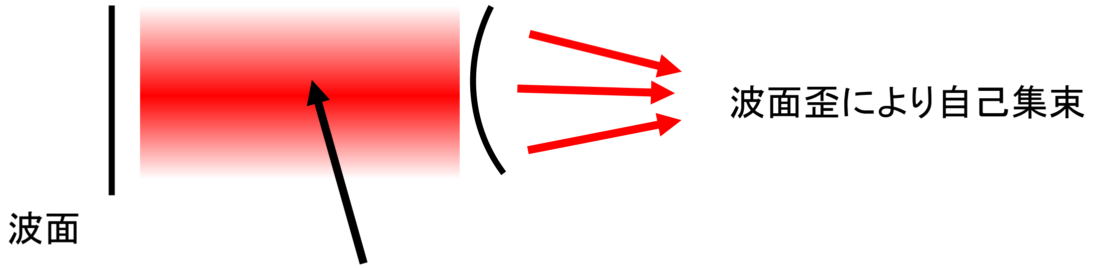
$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \simeq 1 + \frac{1}{2}\chi^{(1)} + \underline{\frac{1}{2}\chi^{(3)}E^2}$$

強度に依存

$$\boxed{n = n_0 + n_2\, I} \qquad n_2 > 0$$

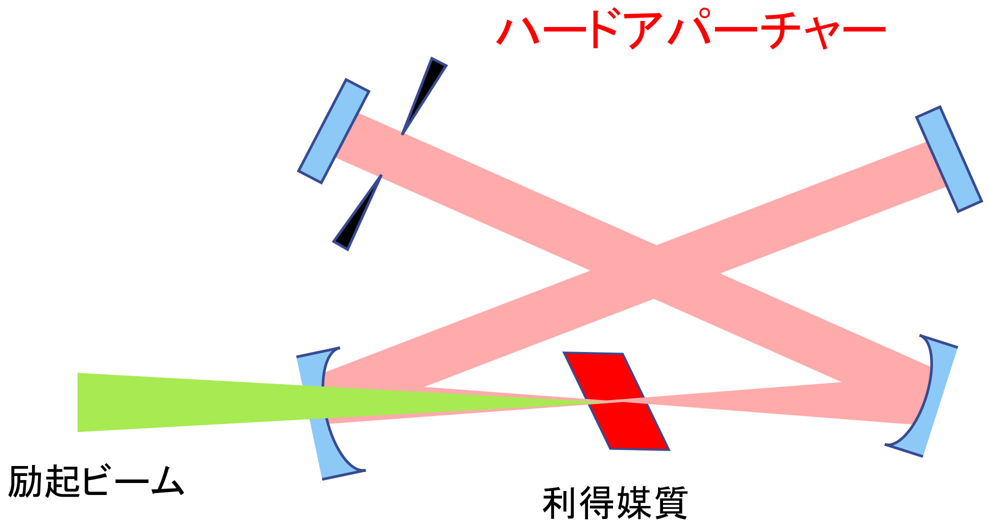
n は強度に応じて増加する

Kerr lens　カーレンズ　(self focusing　自己収束)



n は中心部の方が周辺部よりも大きい

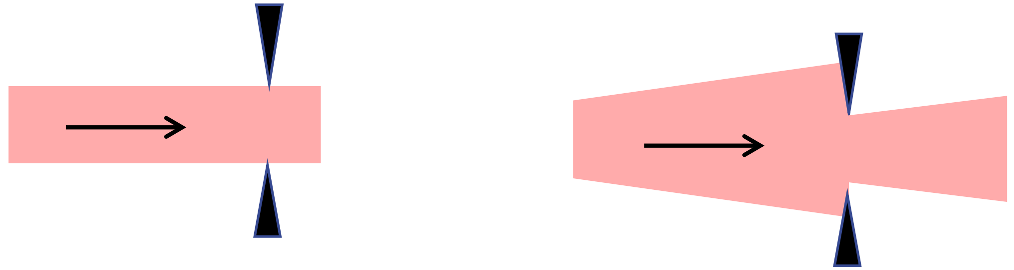
Kerr lens mode locking　カーレンズモード同期



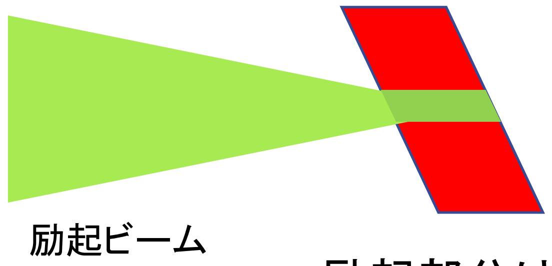
ビームの発散が利得媒質中のカーレンズ効果により変化

パルス（カーレンズあり）
損失少ない

連続波 (カーレンズなし)
損失大きい

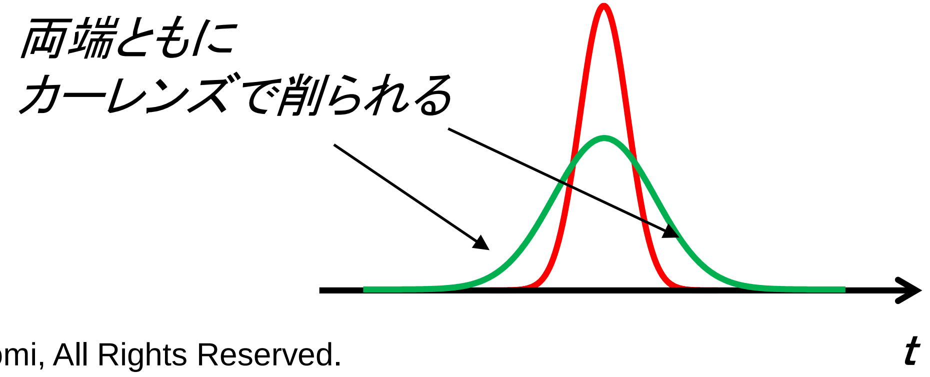


利得アパーチャー（ソフトアパーチャー）



励起部分はアパーチャーとして働く

カーレンズ効果は高速な可飽和吸収体として働く

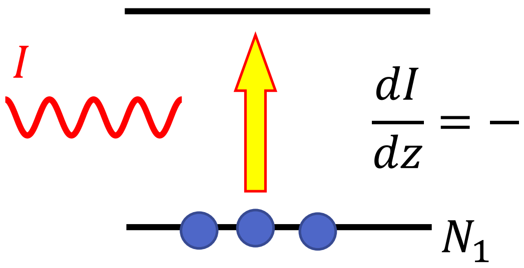


高出力超短パルスを生成するのは なぜ難しいか？

レーザー増幅の原理

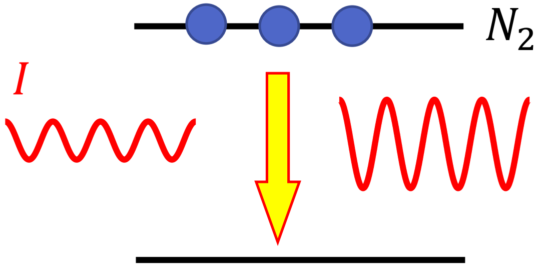
非縮退二準位原子

absorption　吸収



$$\frac{dI}{dz} = -\sigma N_1 I$$

stimulated emission　誘導放出



$$\frac{dI}{dz} = \sigma N_2 I$$

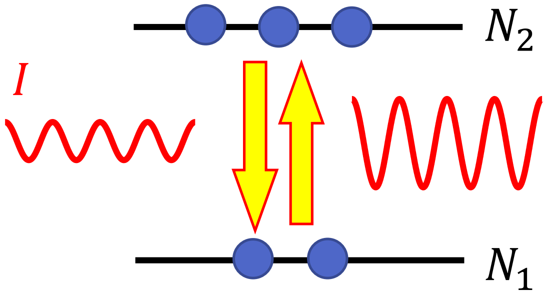
cross section　断面積
= 単位原子密度・単位強度あたりの遷移確率

吸収断面積 σ_{abs}
誘導放出断面積 σ_{em}

縮退がない場合

$$\sigma_{abs} = \sigma_{em} \equiv \sigma$$

吸収＋誘導放出



$$\frac{dI}{dz} = -\sigma N_1 I + \sigma N_2 I = \sigma \Delta N I$$

$$I = I_0 e^{g_0 z}$$

population inversion　反転分布

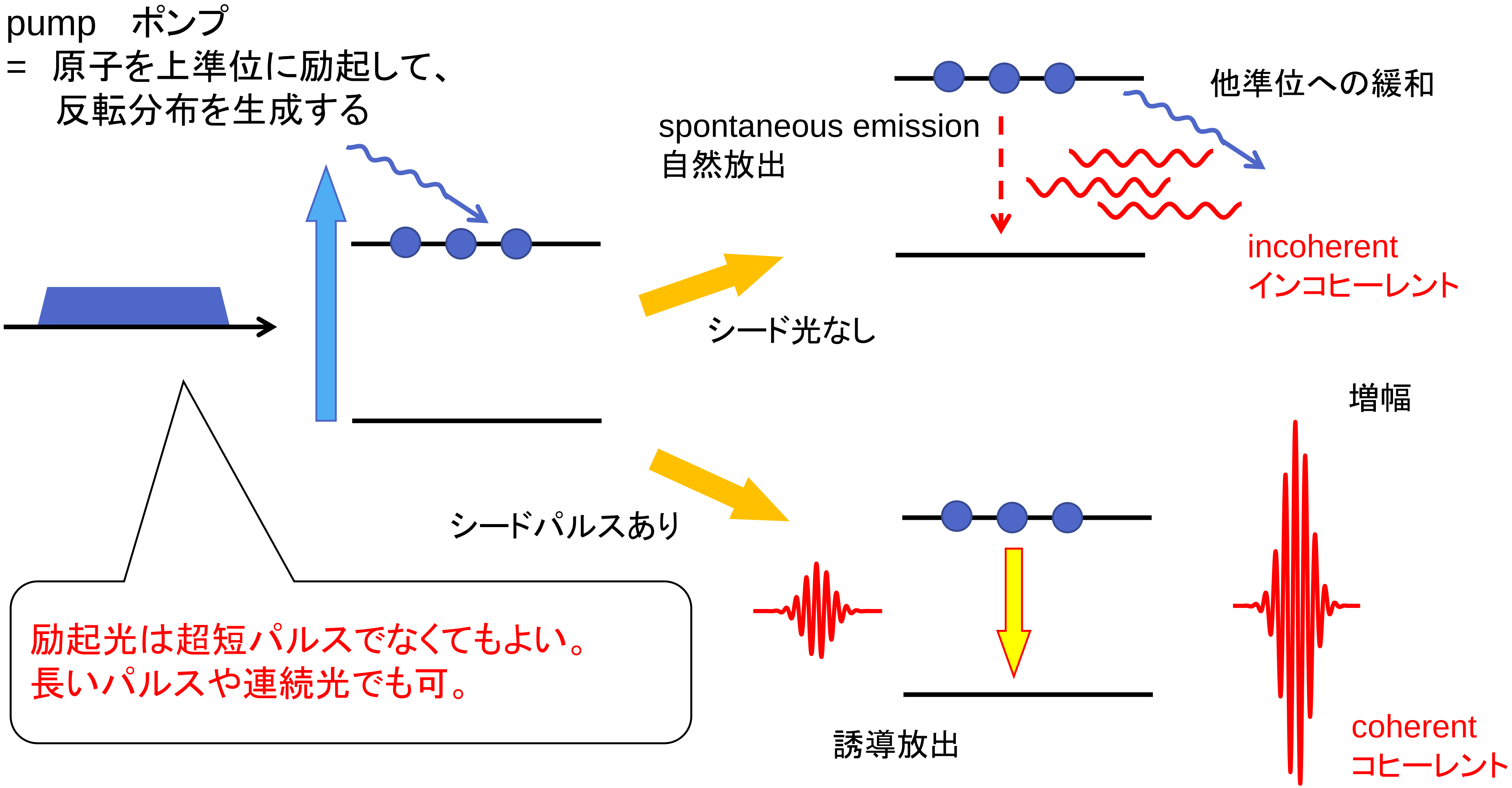
$$\Delta N \equiv N_2 - N_1$$

small signal gain　小信号利得

$$g_0 = \sigma \Delta N$$

$\Delta N > 0\ (N_2 > N_1)$　の時、増幅が起きる。

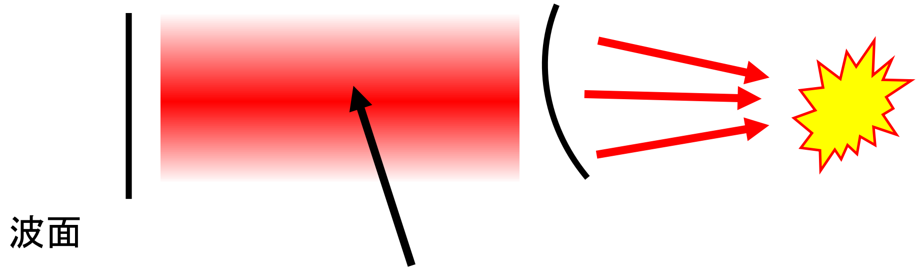
超短パルスの増幅


pump　ポンプ
=　原子を上準位に励起して、
反転分布を生成する
spontaneous emission
自然放出
他準位への緩和
incoherent
インコヒーレント
シード光なし
増幅
シードパルスあり
励起光は超短パルスでなくてもよい。
長いパルスや連続光でも可。
誘導放出
coherent
コヒーレント

非線形効果

超短パルスは高いピーク強度を持つため、非線形効果を生じる。

Kerr lens　カーレンズ　(self focusing　自己収束)



n はビームの中心部の方が周辺部よりも大きい

自己集束により、利得媒質や光学素子が破壊される。

B積分 = 媒質に沿って積分された非線形位相

$$\int_0^L n_2\, k\, I(z)\, dz$$

B積分がπを超えると, 破壊のリスクが高まる。

Chirped-pulse amplification チャープパルス増幅法