

分極とは？ 光学遷移とは？

光の粒子性 量子光学

電磁波

電荷の変位

$$x = x_0 \cos \omega t$$

$$v = -\omega x_0 \sin \omega t$$

$$a = -\omega^2 x_0 \cos \omega t$$

放射電磁波 $E \propto a = -\omega^2 x_0 \cos \omega t$

電磁波のエネルギー $\propto E^2 \propto \omega^4$

光電場と分極との関係

分極 $P = \varepsilon_0 \chi E$ 線形相互作用

$$\begin{aligned} P &= \varepsilon_0 (\chi^{(1)} + \chi^{(2)} E + \chi^{(3)} E^2 \cdots) E \\ &= \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 \cdots) \end{aligned}$$

非線形相互作用、非線形光学効果

光磁場の効果は？

光と物質の相互作用

光磁場の効果は小さい

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}$$

$$\mathbf{E}, \mathbf{B} \propto e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad \mathbf{B} = \frac{k}{\omega} \mathbf{E} \approx \frac{E}{c}$$

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

$$\text{第1項 } qE \quad \text{第2項 } q \frac{v}{c} E$$

質問

量子力学では光子の吸収により電子が基底状態から励起状態へ不連続に遷移する。

古典的には電磁波が物質中の電子を振動させることにより電磁波の吸収が起こる。

この2つの描像の関係は？

光と物質の相互作用

分極とは(光学遷移とは)

光と物質の(非)線形相互作用

分極 $P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 \dots)$

二倍波発生 $\omega \rightarrow 2\omega$

光整流

三倍波発生 $\omega \rightarrow 3\omega$

四光波混合

二光子吸収

吸収飽和

自己収束

フotonエコー



赤外レーザダイオード $\sim 800\text{nm}$

Nd³⁺:YVO₄レーザ 1064nm

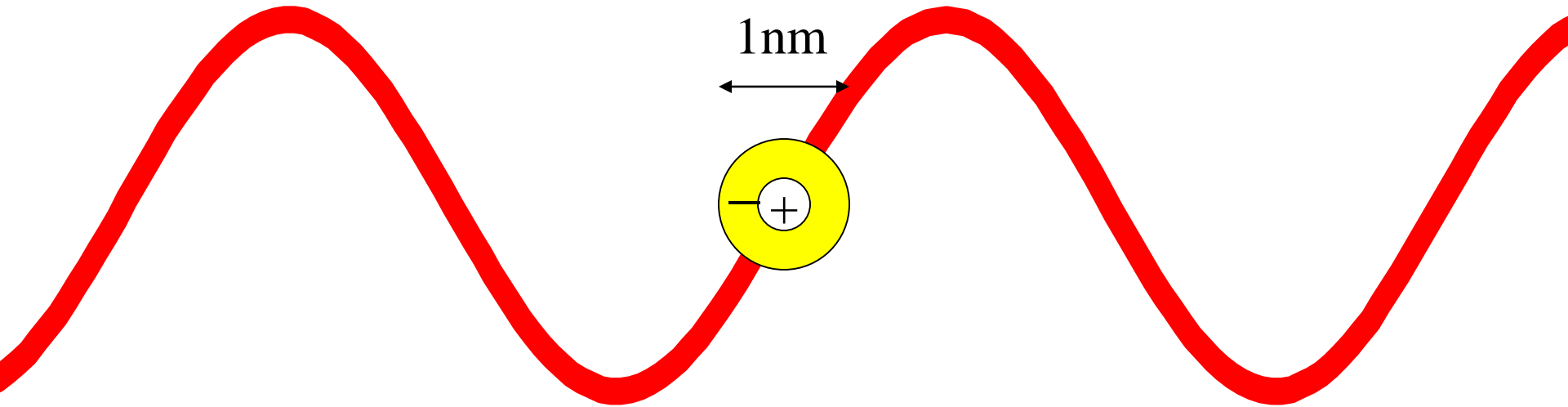
非線形結晶KTiOPO₄ 532nm

光-光相互作用 光-電子相互作用

光エレクトロニクスデバイスに不可欠

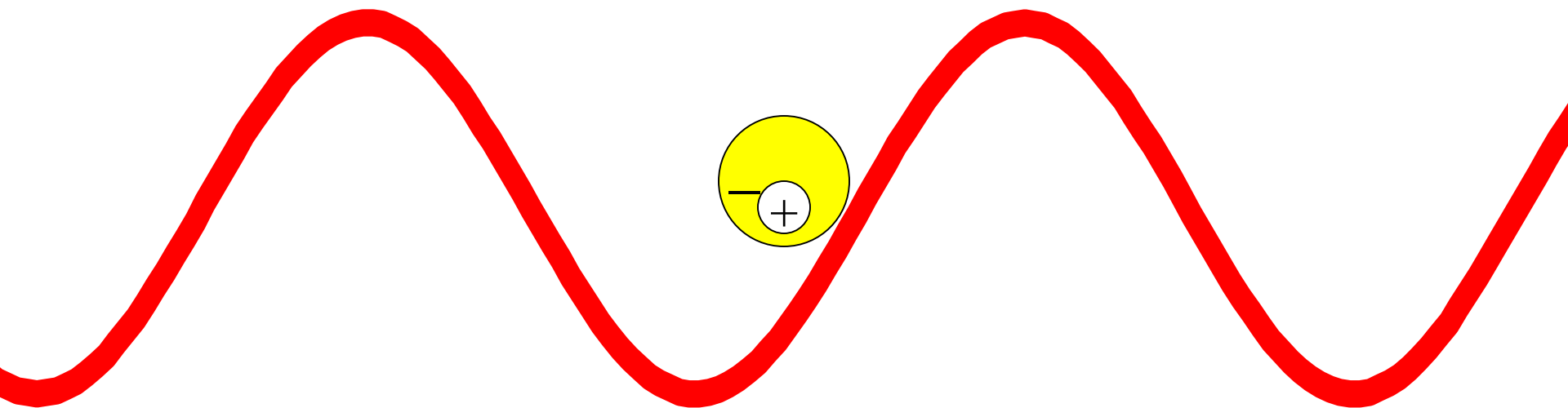
分極

400~700nm

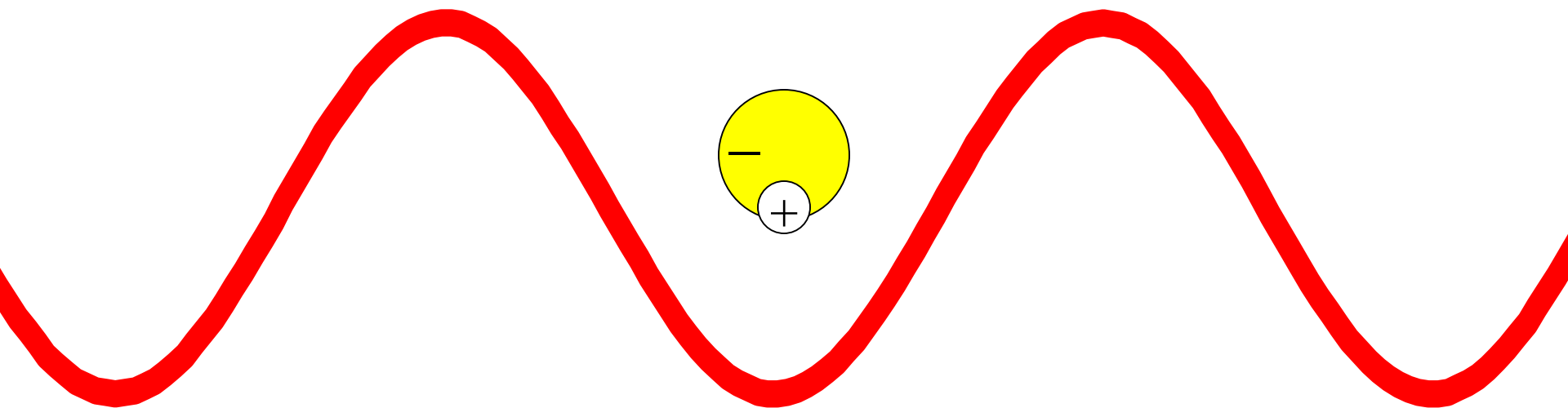


分子は一様な電場を感じる
光電場によって電気双極子が誘起される

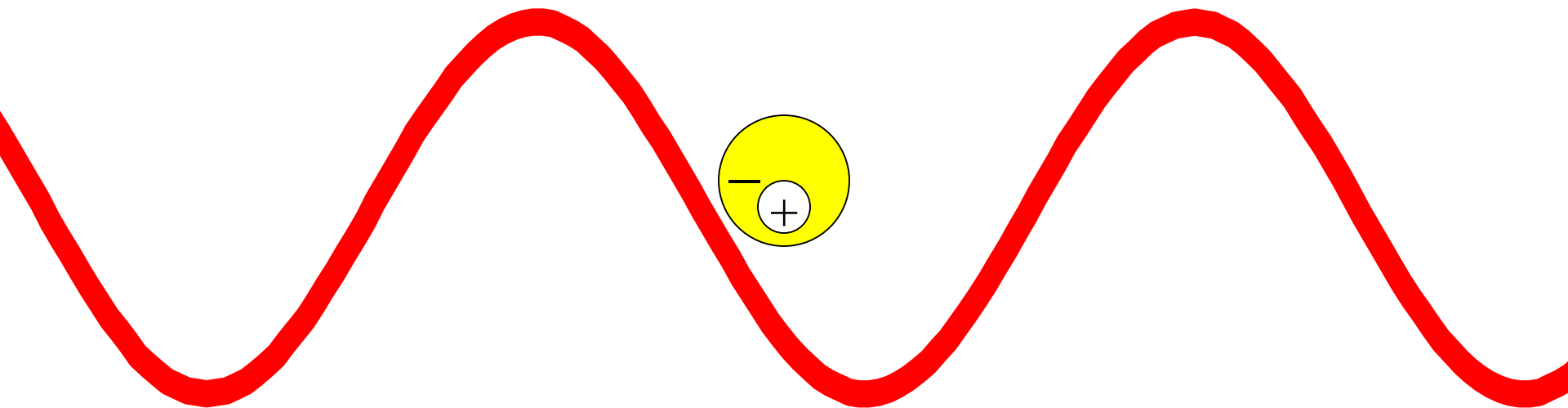
分極



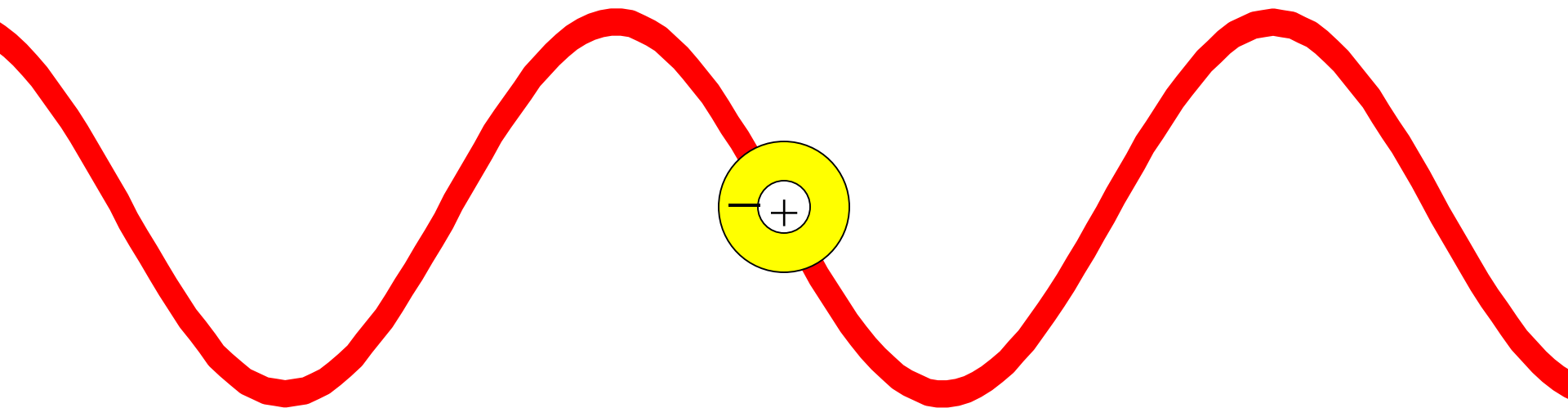
分極



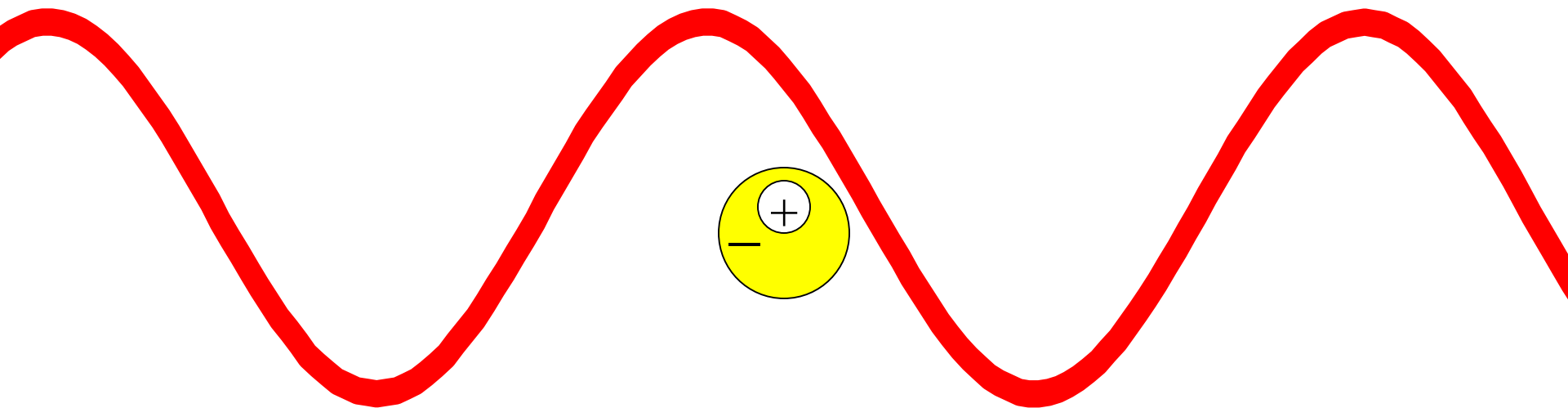
分極



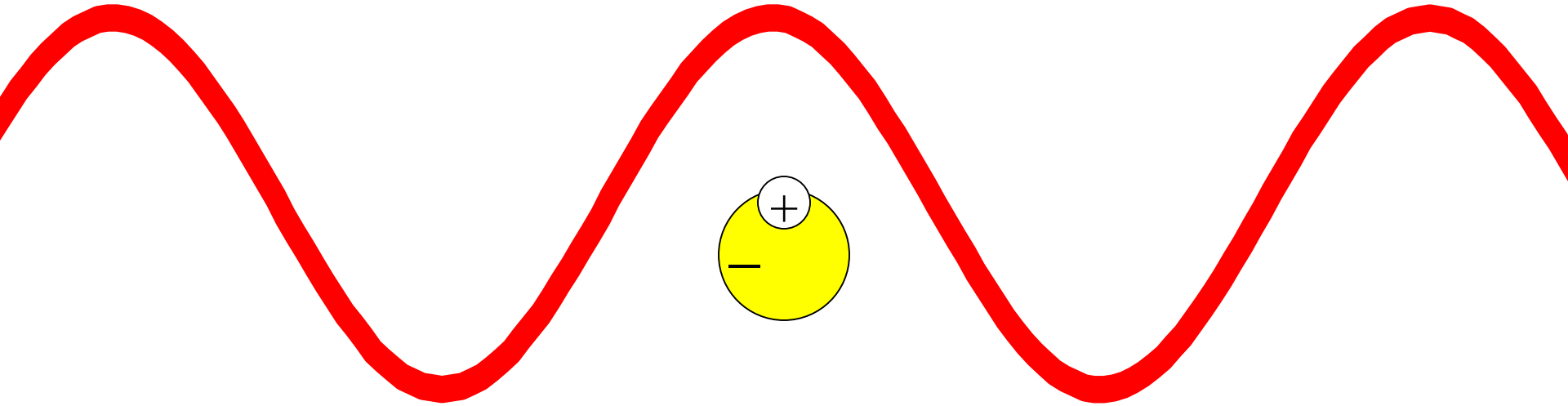
分極



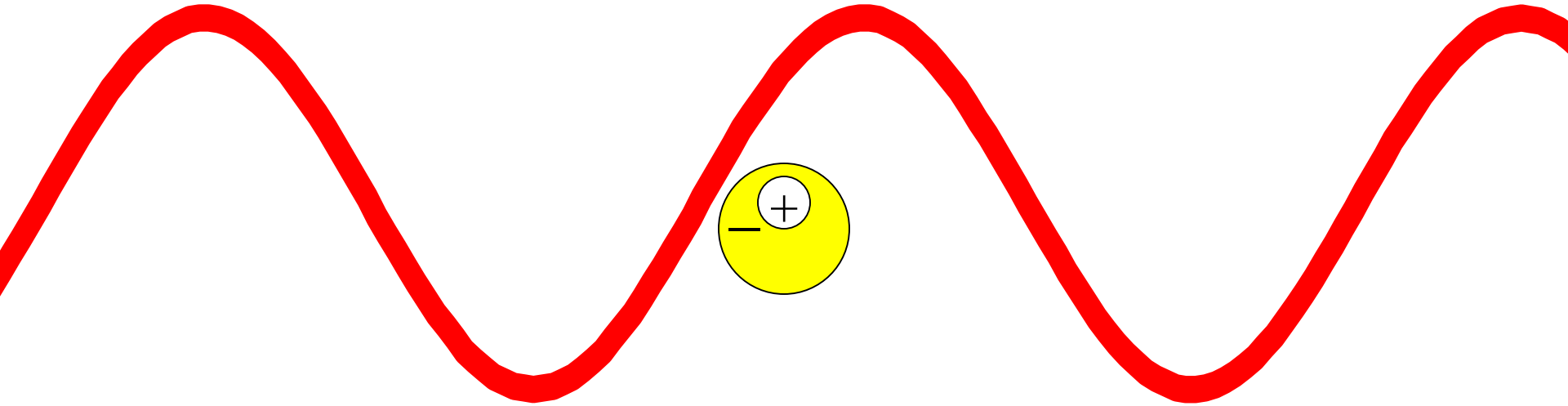
分極



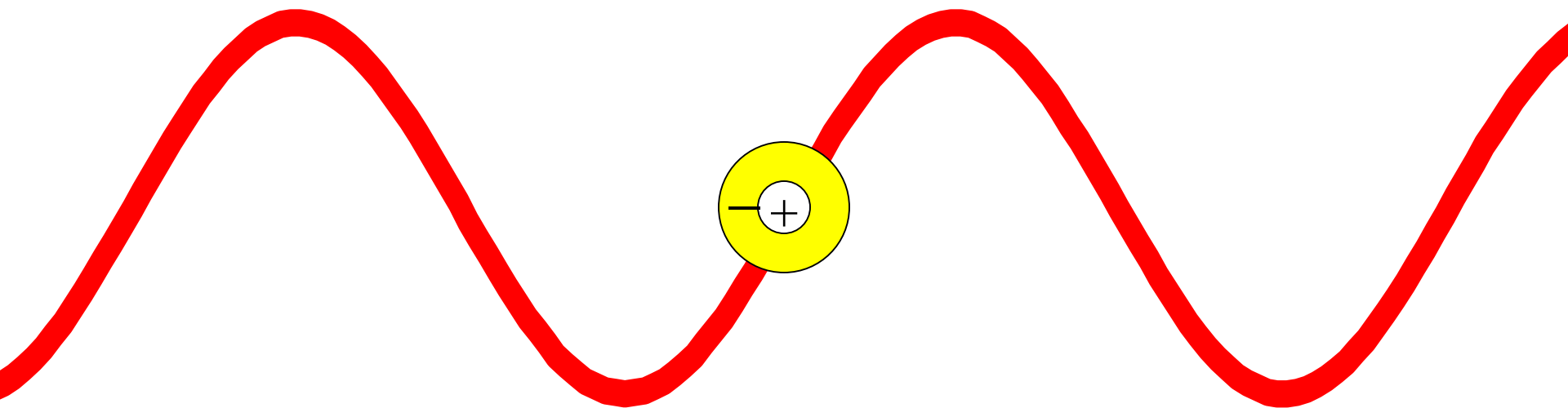
分極



分極



分極



光と物質の相互作用の古典モデル

力学振動子モデル、ローレンツモデル

固有周波数 ω_0 のバネでつながれた質量 m の電荷 q
(電気双極子＝調和振動子)

$$m\left(\frac{d^2}{dt^2}x + \Gamma_0 \frac{d}{dt}x + \omega_0^2 x\right) = qE$$
$$= qE_0 e^{-i\omega t}$$

$$x = x_0 e^{-i\omega t}$$

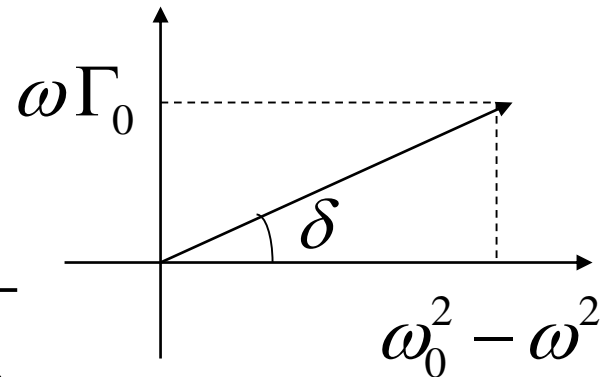
$$x_0 = \frac{q/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_0} E_0 = \xi(\omega) E_0$$

$$= \frac{q/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma_0^2}} e^{i\delta(\omega)} E_0 = |\xi(\omega)| e^{i\delta(\omega)} E_0$$

$$p = qx = qx_0 e^{-i\omega t} = q|\xi(\omega)| E_0 e^{-i(\omega t - \delta(\omega))}$$

$$P = \frac{N_0}{V} p = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E \quad \text{マクロな分極}$$

$$\chi^{(1)}(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{N_0}{V} \frac{q^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_0}$$

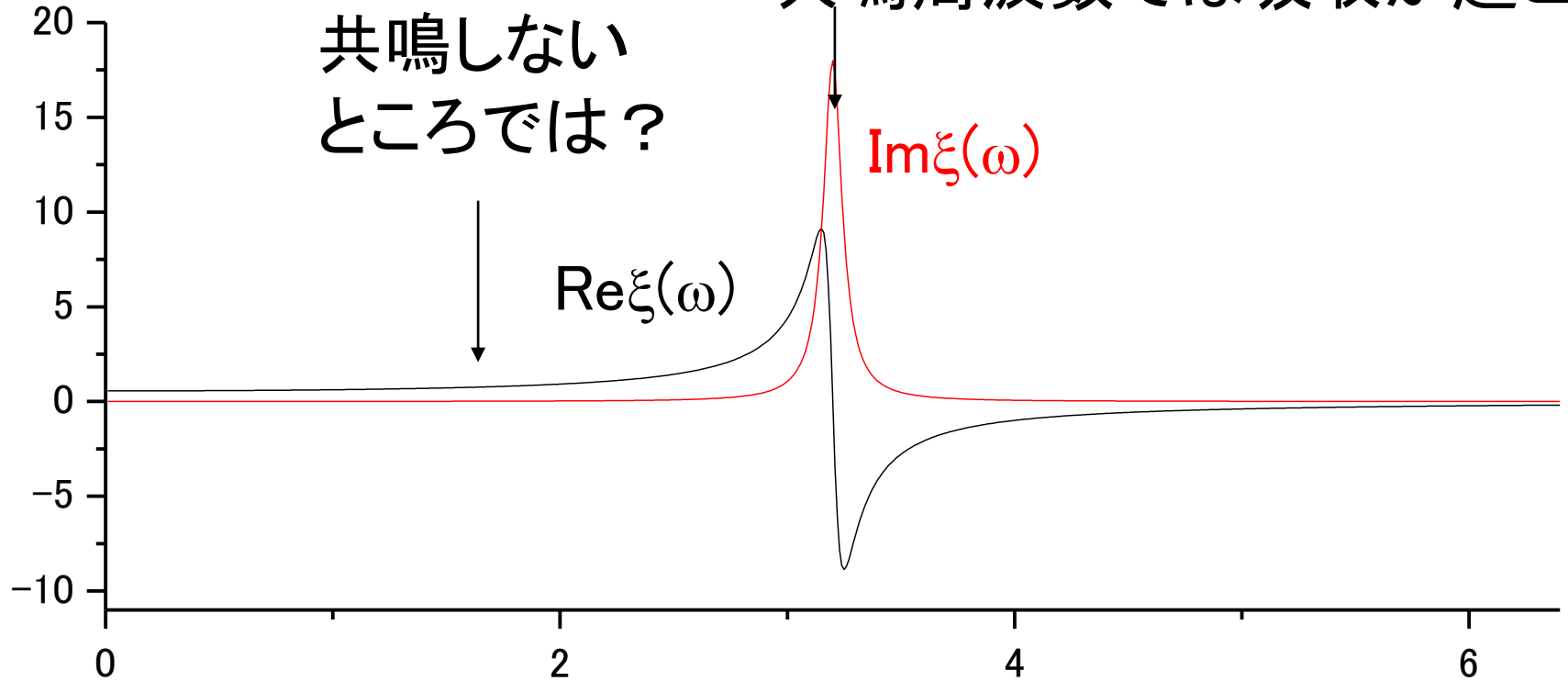


共鳴周波数では吸収が起こる

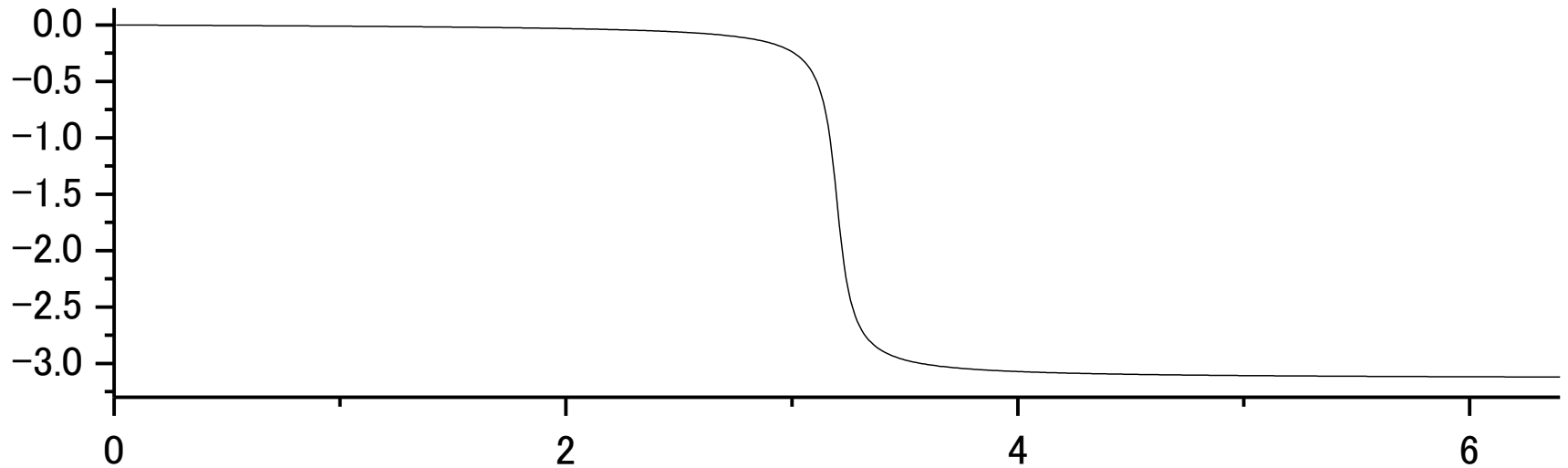
共鳴しない
ところでは？

$\text{Re}\xi(\omega)$

$\text{Im}\xi(\omega)$



Phase



Frequency (Energy)

2回目ここまで

多振動子モデル

$$D = \varepsilon E = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E + \varepsilon_0 \chi^{(1)} E$$

$$\chi^{(1)}(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{N_0}{V} \frac{q^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\alpha\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_0}$$

多振動子

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_0 \chi^{(1)} = \varepsilon_0 + \sum_i \frac{\alpha_i \omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_i} \quad \alpha_i = \frac{1}{\omega_i^2} \frac{N_i}{V} \frac{q^2}{m}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\alpha\omega_1^2}{\omega_1^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_1} + \frac{\beta\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_0} + \frac{\gamma\omega_{-1}^2}{\omega_{-1}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_{-1}}$$

固有振動数 ω_0 の振動子に注目 $\omega_1 \gg \omega_U \gg \omega_0 \gg \omega_L \gg \omega_{-1}$

$\omega_U \geq \omega \geq \omega_L$ の範囲の誘電率は

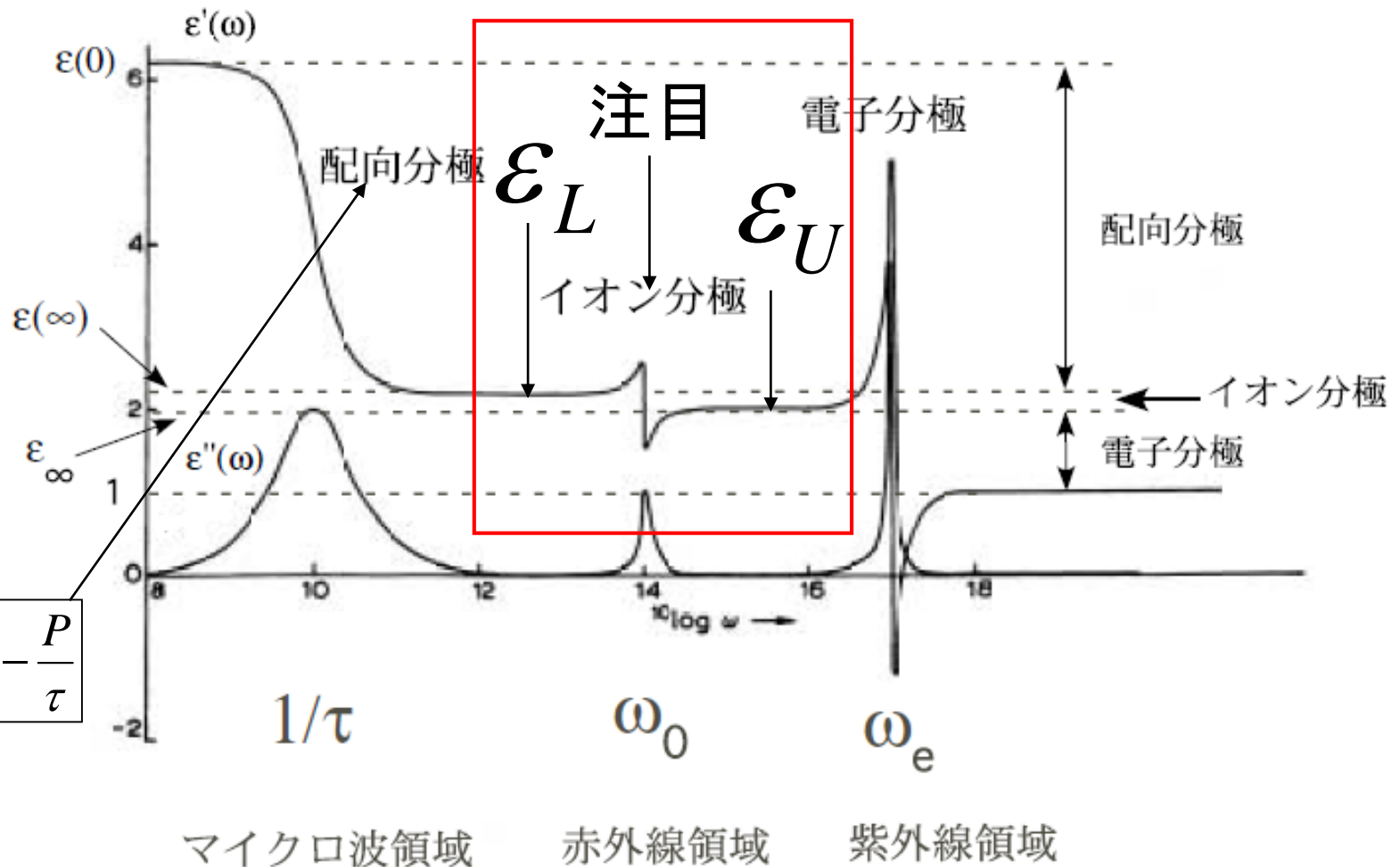
$$\varepsilon(\omega) \cong \varepsilon_0 + \alpha + \frac{\beta\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_0} \cong \varepsilon_U + \frac{(\varepsilon_L - \varepsilon_U)\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_0} \quad \text{と近似できる}$$

$$\because \omega = \omega_L \quad \varepsilon(\omega_L) \cong \varepsilon_0 + \frac{\alpha\omega_1^2}{\omega_1^2} + \frac{\beta\omega_0^2}{\omega_0^2} + \frac{\gamma\omega_{-1}^2}{\omega_L^2} \cong \varepsilon_0 + \alpha + \beta \equiv \varepsilon_L$$

$$\omega = \omega_U \quad \varepsilon(\omega_U) \cong \varepsilon_0 + \frac{\alpha\omega_1^2}{\omega_1^2} + \frac{\beta\omega_0^2}{\omega_U^2} + \frac{\gamma\omega_{-1}^2}{\omega_U^2} \cong \varepsilon_0 + \alpha \equiv \varepsilon_U$$

多振動子モデル

誘電関数の実部と虚部を模式的に以下の図 5.1 に示した。横軸は振動数の常用対数のスケール、縦軸は線形のスケールである。この図は、C. J. F. Böttcher and P. Bordewijk の "Theory of electric polarization", vol. II の収録されている図をもとにして描いた [1]。



$$\frac{dP}{dt} = \frac{\epsilon_0}{\tau} \chi E - \frac{P}{\tau}$$

水の比誘電率

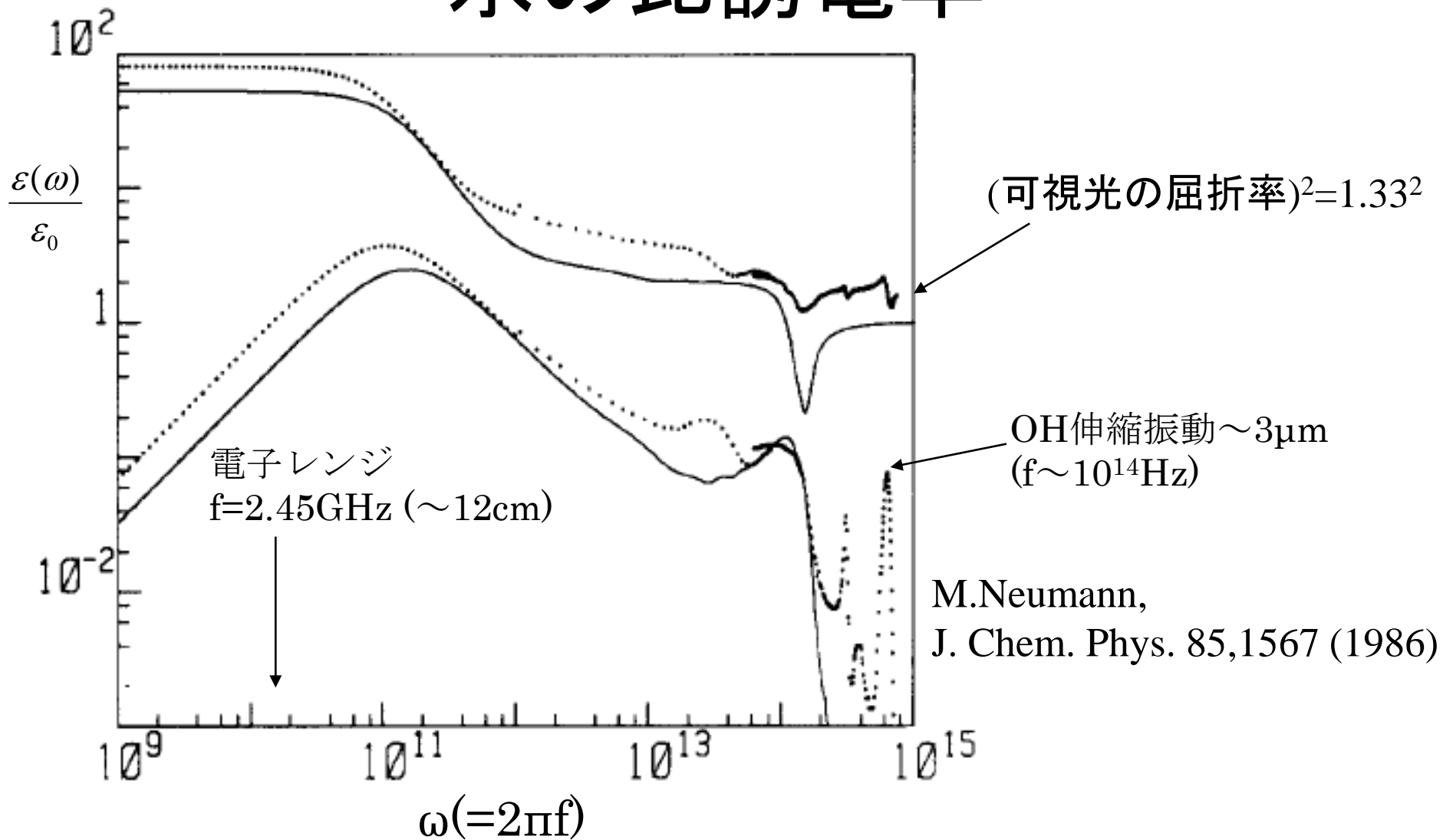


FIG. 6. Real and imaginary parts of the frequency-dependent dielectric constant $\epsilon(\omega)$ of water at room temperature. Solid lines: TIP4P; circles: experimental results (Refs. 16, 35, and 36). Frequency in units of s^{-1} . The imaginary part has been shifted by a factor of 0.1.

入射電磁波 $E_i = E_0 \cos \omega t = \text{Re}(E_0 e^{-i\omega t})$

$$m\left(\frac{d^2}{dt^2} + \Gamma \frac{d}{dt} + \omega_0^2\right)x = qE_i \quad \text{束縛電子}$$

$$x_0 = \frac{q}{m} \frac{E_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} \quad x = \text{Re}(x_0 e^{-i\omega t})$$

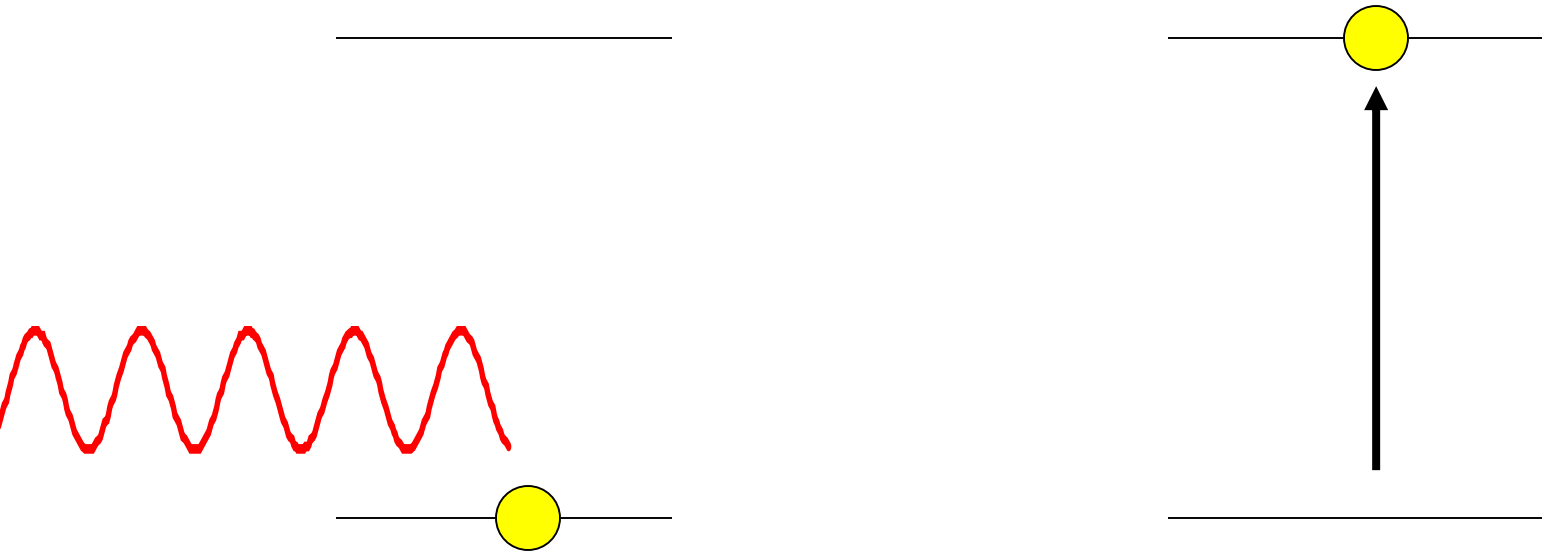
$$\omega_0 \gg \omega \text{ のとき } x_0 \cong \frac{q}{m} \frac{E_0}{\omega_0^2}$$

$$x_0 \cos \omega t \propto \frac{q}{m} \frac{E_0}{\omega_0^2} \cos \omega t$$

$$\text{散乱電磁波} \quad E_s \propto a = -\omega^2 \frac{q}{m} \frac{E_0}{\omega_0^2} \cos \omega t$$

$$\text{散乱電磁波の強度} \propto E_s^2 \propto \omega^4 \quad \text{レイリー散乱}$$

量子力学では

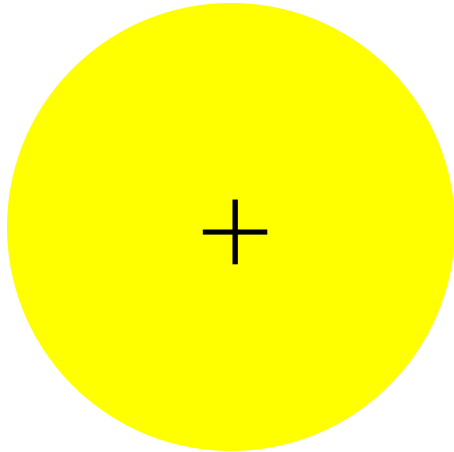


不連続な遷移

古典的な調和振動子モデルと整合しているのか？

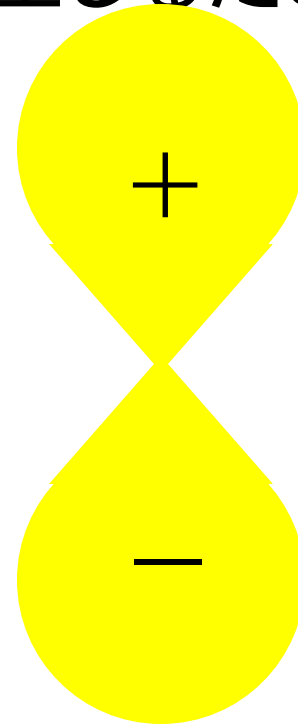
分極の量子論による説明

電荷の偏り(電気双極子)を生じるためには



$$S(\mathbf{r}) e^{-i\omega_S t}$$

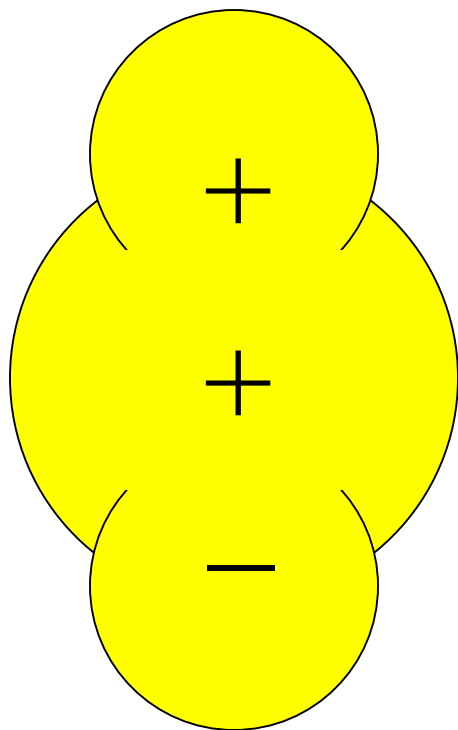
基底状態電子波動関数
偶関数



$$P(\mathbf{r}) e^{-i\omega_P t}$$

励起状態電子波動関数
奇関数

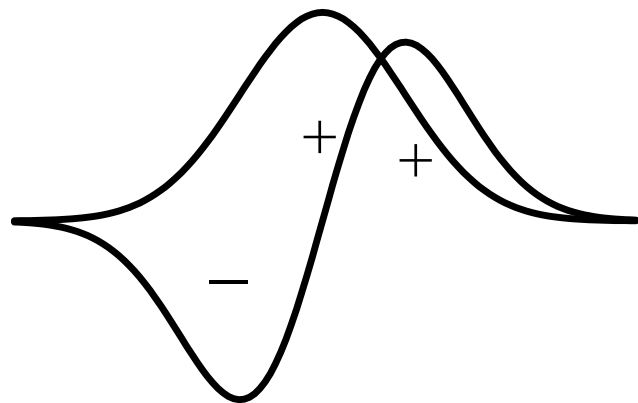
波動関数の重ね合わせ状態を作る



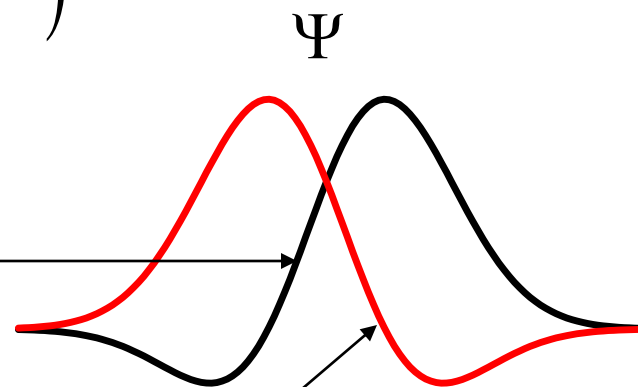
$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(S(\mathbf{r}) e^{-i\omega_S t} + P(\mathbf{r}) e^{-i\omega_P t} \right)$$

$$\int dr |\Psi|^2 = 1 \quad \text{規格化}$$

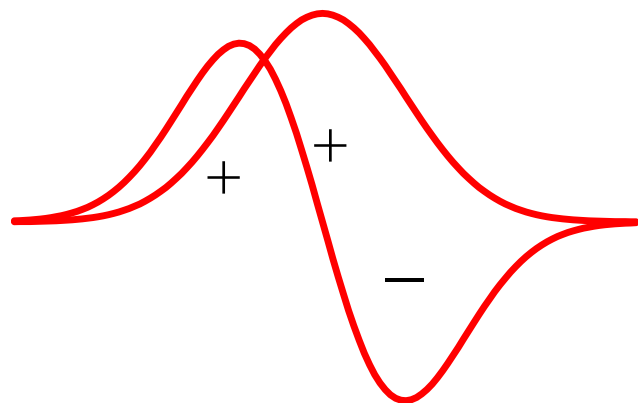
$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\omega_S t} \left(S(\mathbf{r}) + P(\mathbf{r}) e^{-i(\omega_P - \omega_S)t} \right)$$



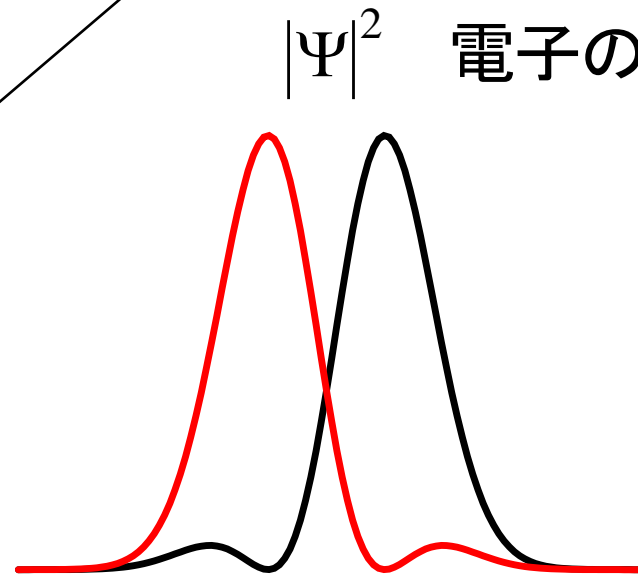
$$(\omega_P - \omega_S)t = 0$$



Ψ



$$(\omega_P - \omega_S)t = \pi$$



$|\Psi|^2$ 電子の存在確率

$\omega_P - \omega_S$ で周期的に変化する分極の発生

共鳴

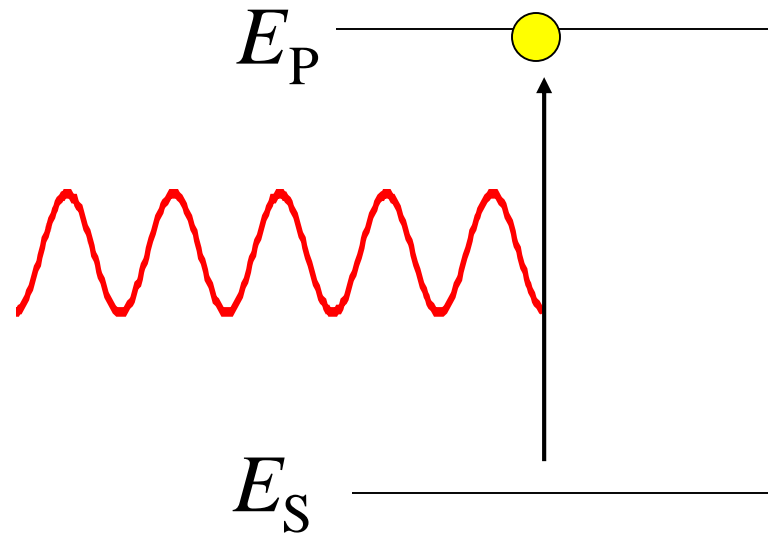
光の周波数 $\omega = \omega_P - \omega_S$ (共鳴条件) のとき、最も振幅の大きい分極が誘起される

(電子が励起状態に存在する確率が最も高くなる)

$$\hbar\omega = \hbar\omega_P - \hbar\omega_S$$

$$E = E_P - E_S$$

光学遷移



非共鳴 $\omega \ll \omega_p - \omega_s$ では

$$\frac{1}{\sqrt{1+C^2}} \left(\psi_{\text{gr}}(\mathbf{r}, t) + C \psi_{\text{ex}}(\mathbf{r}, t) \right) \quad |C| \ll 1$$

$$\frac{1}{\sqrt{1+C^2}} \left(S(\mathbf{r}) e^{-i\omega_s t} + CP(\mathbf{r}) e^{-i\omega_p t} \right)$$

基底状態に励起状態がわずかに重なり、分極が発生

$$\frac{1}{\sqrt{1+C^2}} \cong 1, \quad C = C(t) \quad \text{分極の周波数は } \omega$$

エネルギーを保存していないように見えるが？

遷移確率

$$\begin{aligned} \text{遷移確率} \\ \text{(振動子強度)} &\propto \left| \int dx P^*(x) x S(x) \right|^2 \\ &= \left| \langle P | x | S \rangle \right|^2 = \left| \text{遷移双極子モーメント} \right|^2 \end{aligned}$$

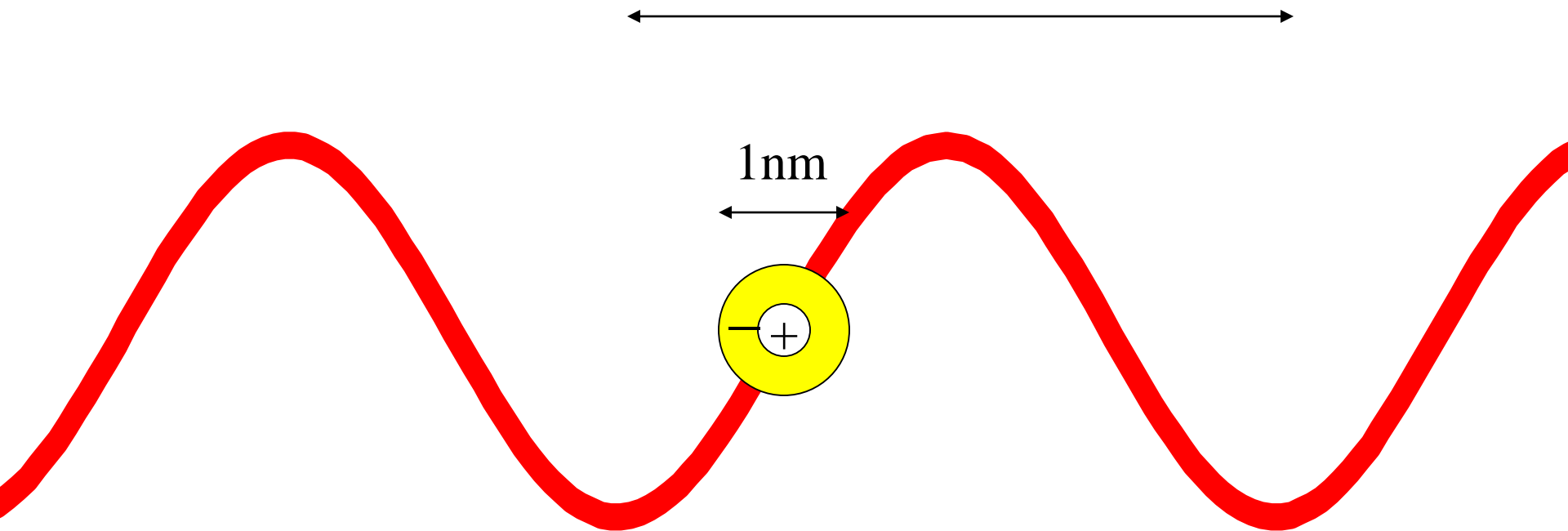
x : 光電場の方向 (光との電気双極子相互作用)

2つの準位間で光学遷移が起こるためには
波動関数の対称性 (parity) 偶 \longleftrightarrow 奇

電気双極子遷移 = 光と物質の最低次の相互作用

分極

400~700nm

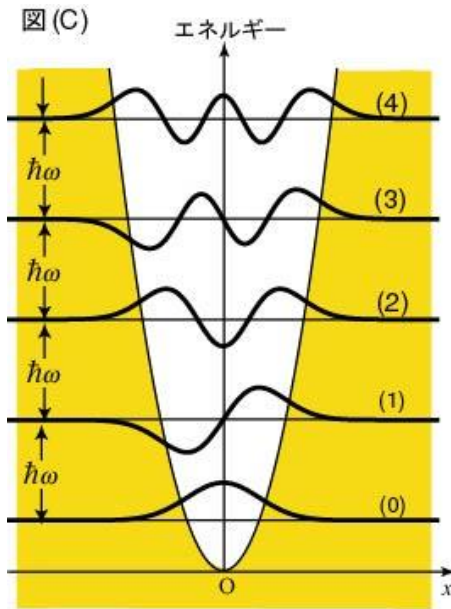


分子は一様な電場を感じる
光電場によって電気双極子が誘起される

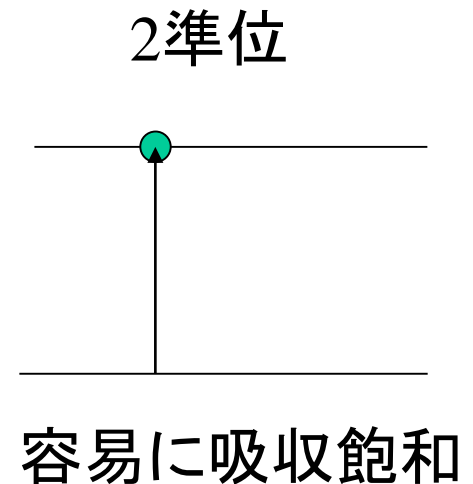
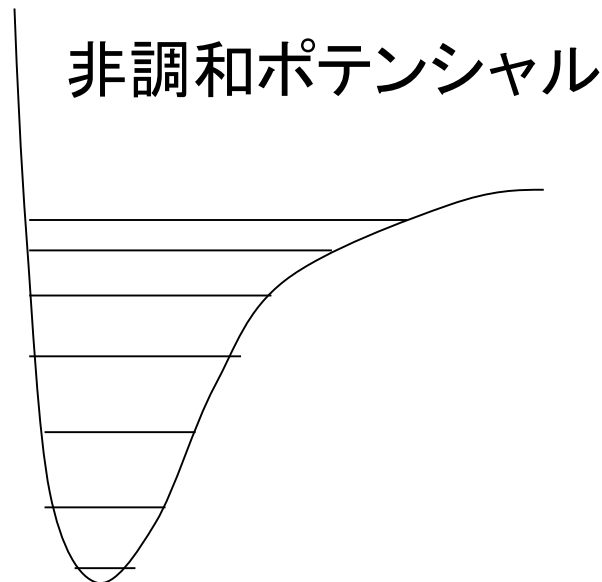
調和振動子モデルと2準位系の違い

調和振動子では、非線形性はでてこない
分極Pは光電場Eに比例
非線形性を扱うには？

2準位系は本質的に非線形



太い実曲線が波動関数
(0): 基底状態
(1)(2)(3)....: 励起状態



量子光学

光

現代物理 光は 波 と 粒子 の二重性を持つ
電磁波 光子

光のエネルギーの最小単位
(1個の光子のエネルギー)

$$E = h\nu$$

h : $6.626 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ プランク定数

ν : 振動数

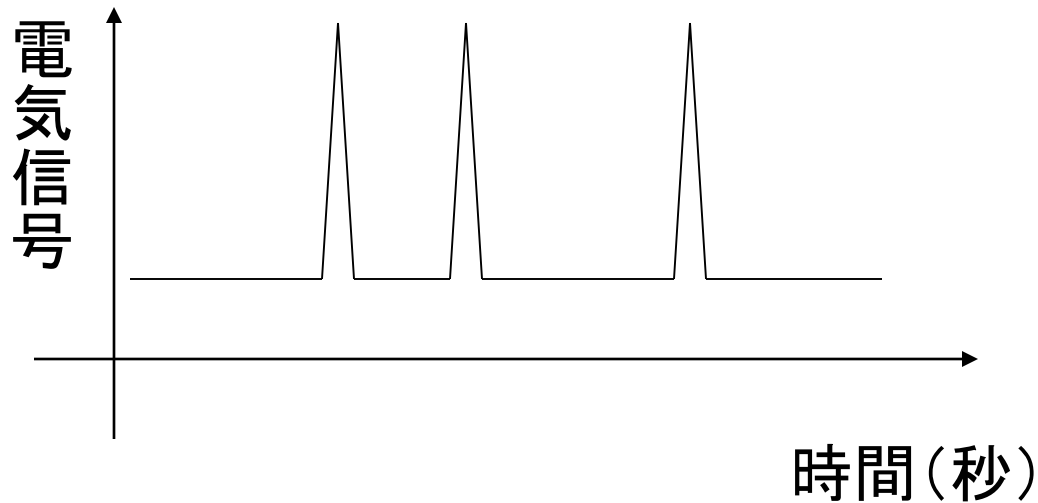
$$\nu = 6 \times 10^{14} \text{Hz} @ 500 \text{nm}$$

光子のエネルギー $4 \times 10^{-19} \text{J} @ 500 \text{nm}$

光が粒子(=光子)である証拠

レーザー光を減光すると、1秒間に
数個の光子しか来ない状態にできる

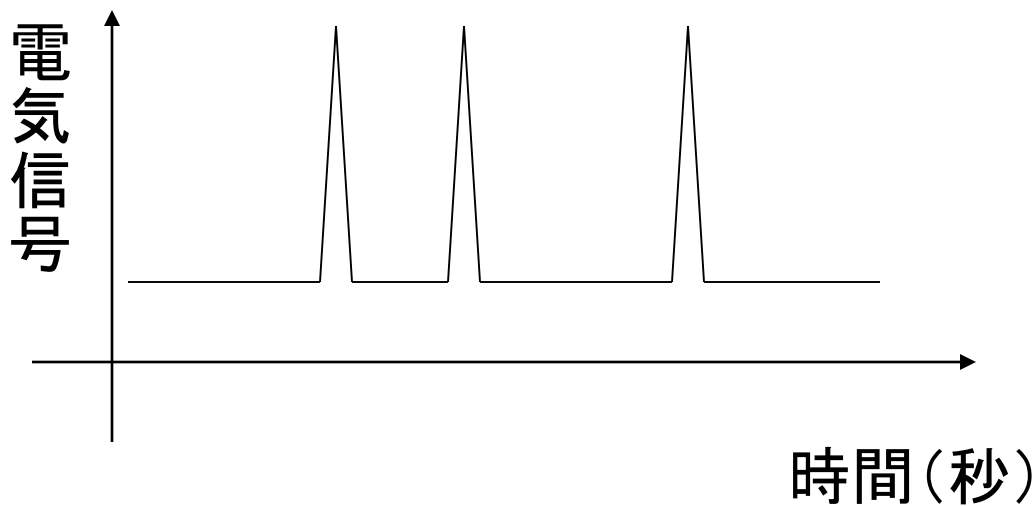
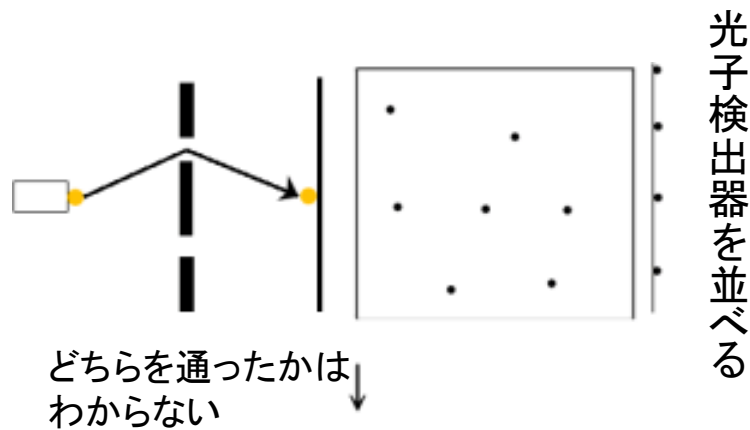
光子数は光子検出器でカウントできる



光子による干渉実験

レーザー光を減光すると、1秒間に数個の光子しか来ない状態にできる

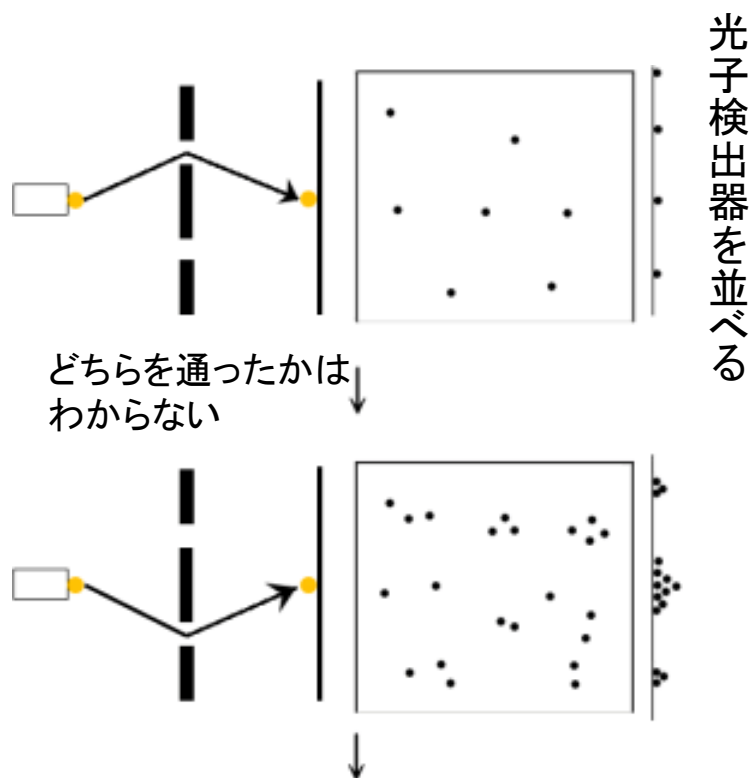
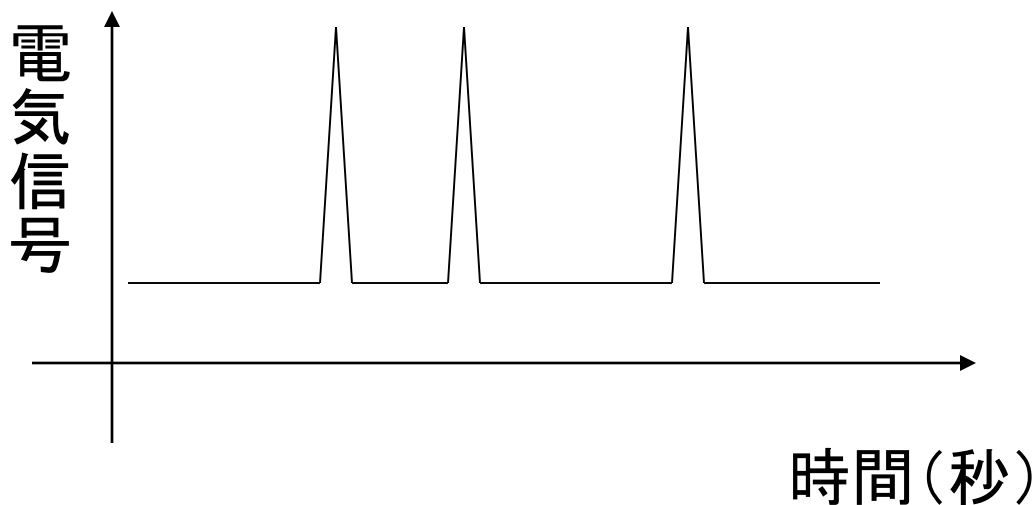
光子は(擬似)光子検出器でカウントできる



光子による干渉実験

レーザー光を減光すると、1秒間に数個の光子しか来ない状態にできる

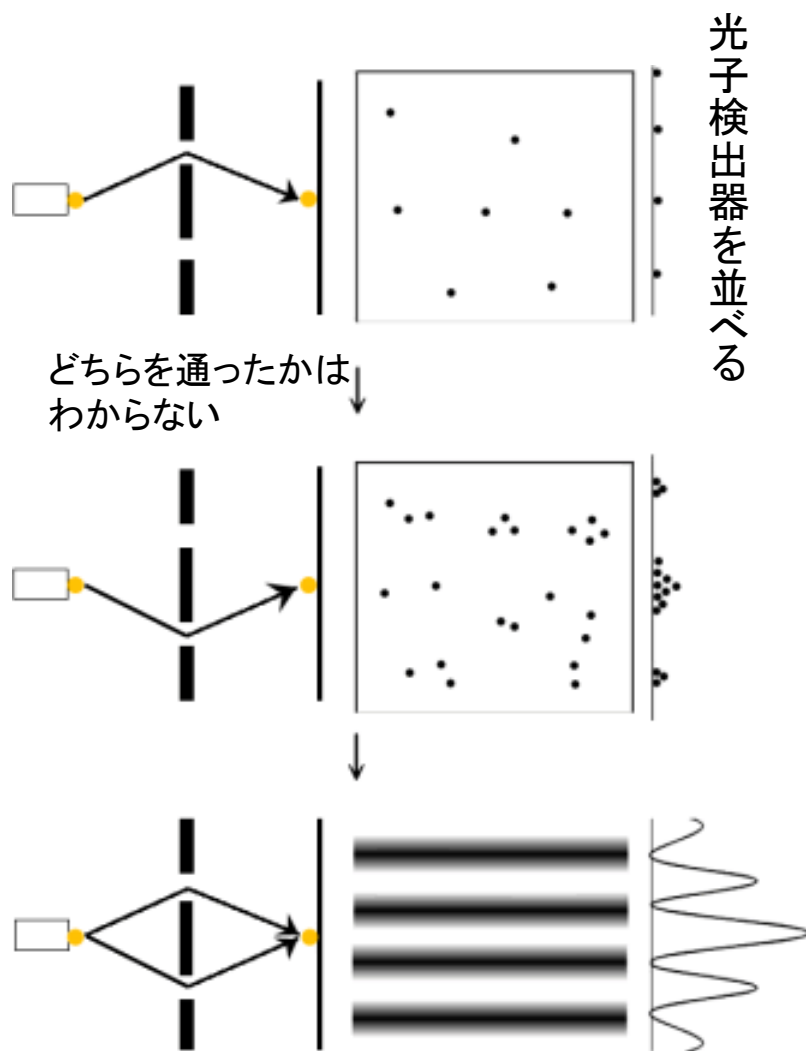
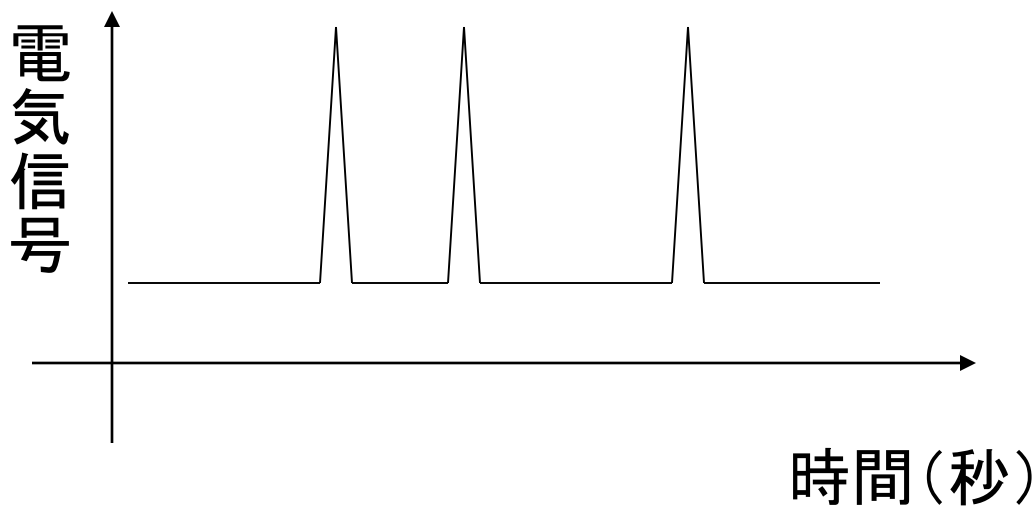
光子は(擬似)光子検出器でカウントできる



光子による干渉実験

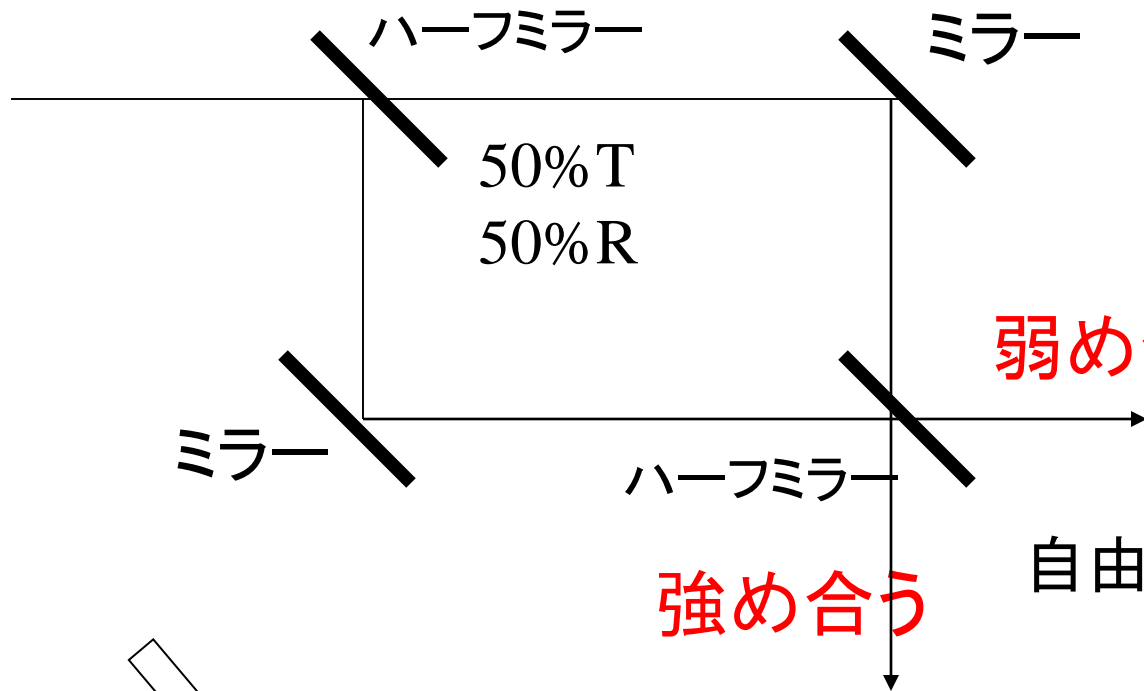
レーザー光を減光すると、1秒間に数個の光子しか来ない状態にできる

光子は(擬似)光子検出器でカウントできる

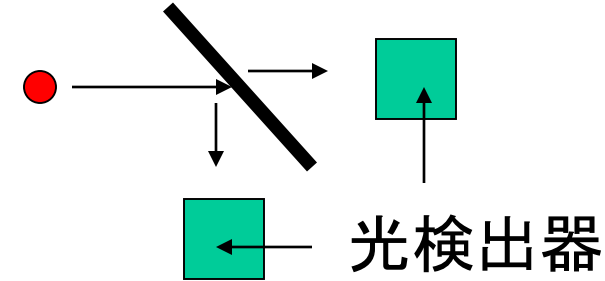


光子1個が、自分自身と干渉

マッハツェンダー干渉計



単一光子だとどちらに行くかは確率的

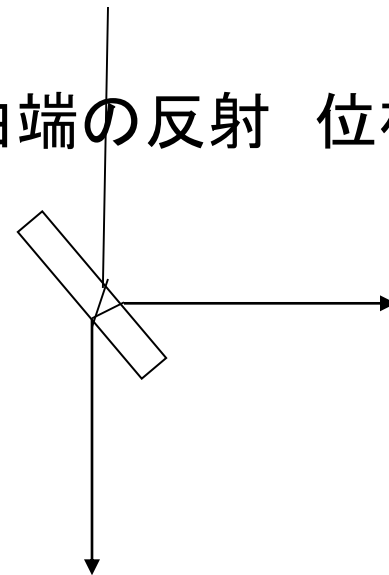
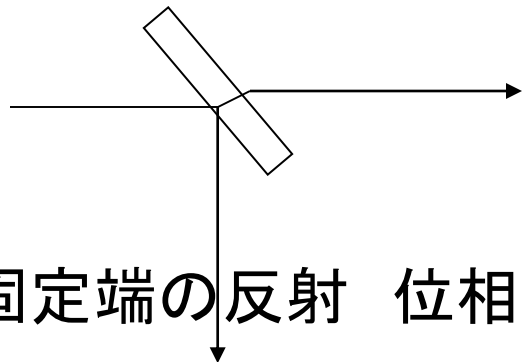


強め合う

弱め合う(位相差 π)

自由端の反射 位相シフトなし

固定端の反射 位相シフト π



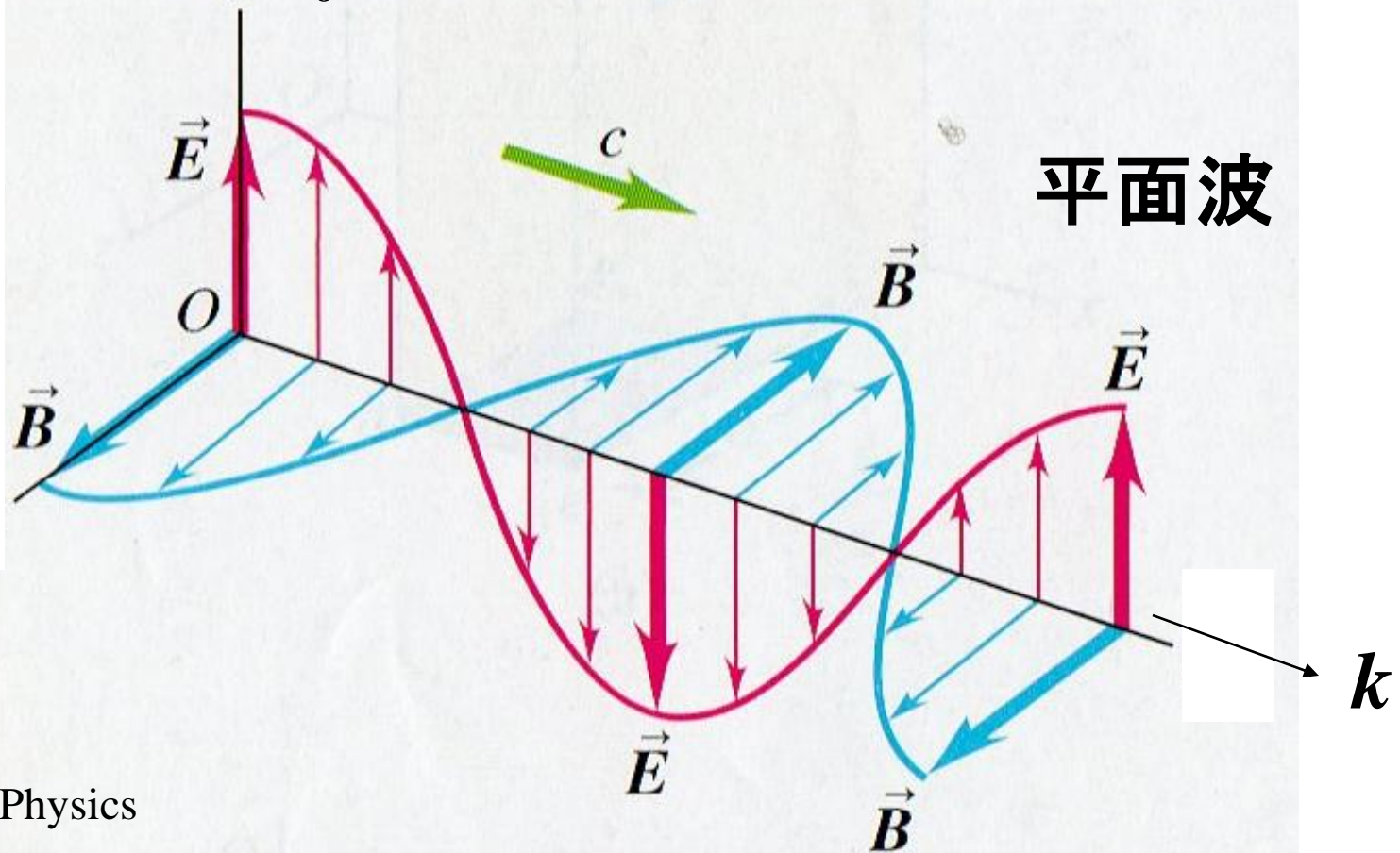
光の量子化

電磁波

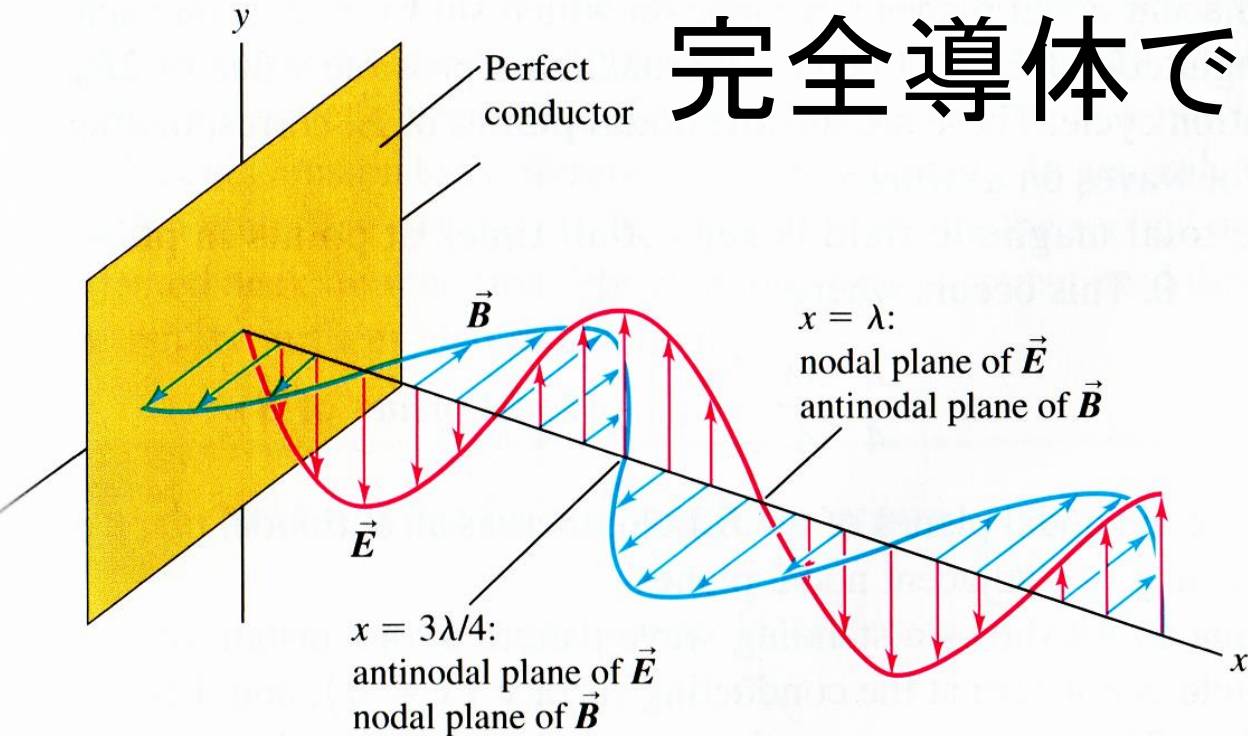
$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

$$= E_0 \sin(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = B_0 \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$



完全導体での反射

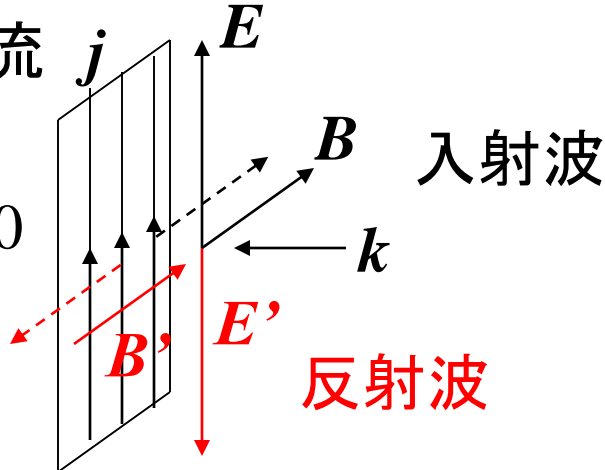


32.18 Representation of the electric and magnetic fields of a linearly polarized electromagnetic standing wave at $\omega t = 3\pi/4$ rad. In any plane parallel to the x -axis, E is maximum (an antinode) where B is zero (a node), and vice versa. As time elapses, the pattern drifts along the x -axis; instead, at every point, \vec{E} and \vec{B} vectors simply oscillate.

$j = \sigma E$ perfect conductor

$\sigma \rightarrow \infty, E \rightarrow 0$ で有限の電流 j

表面電流 j

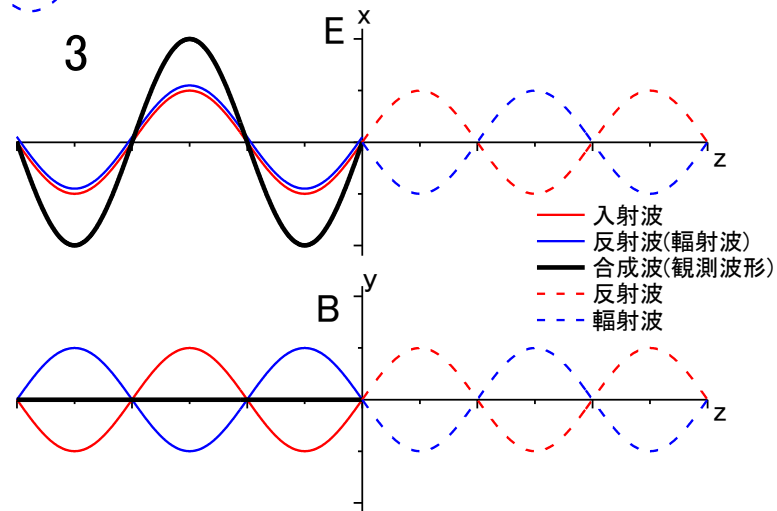
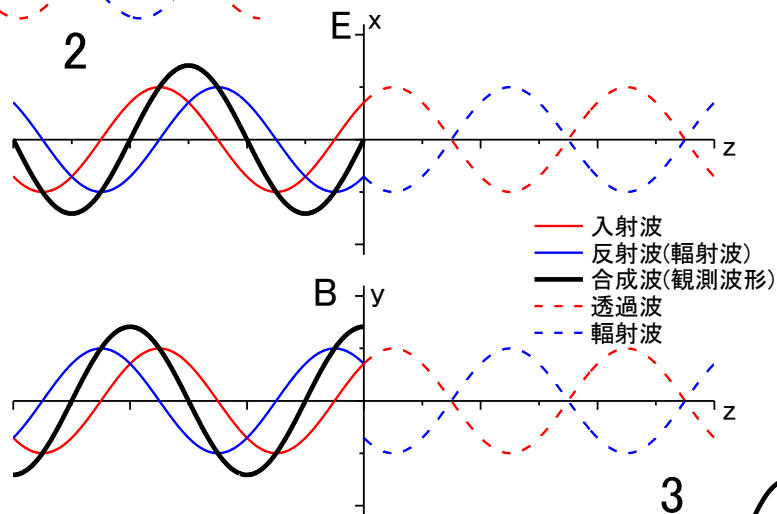
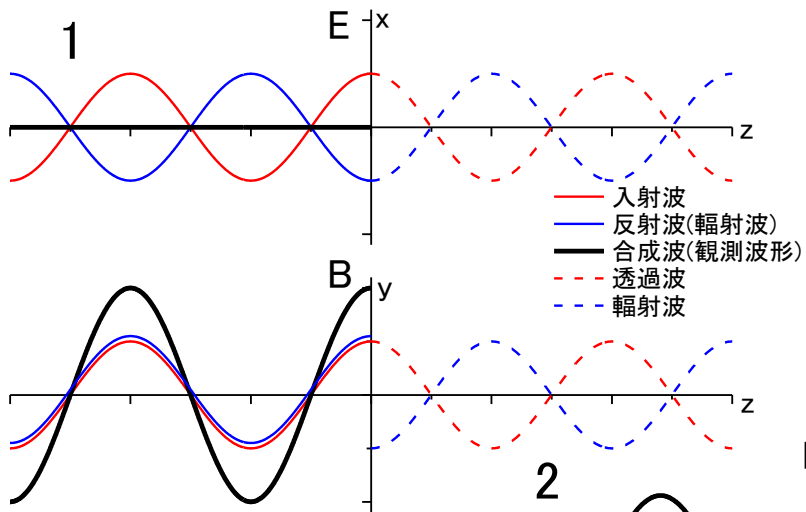


$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \text{ より } \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

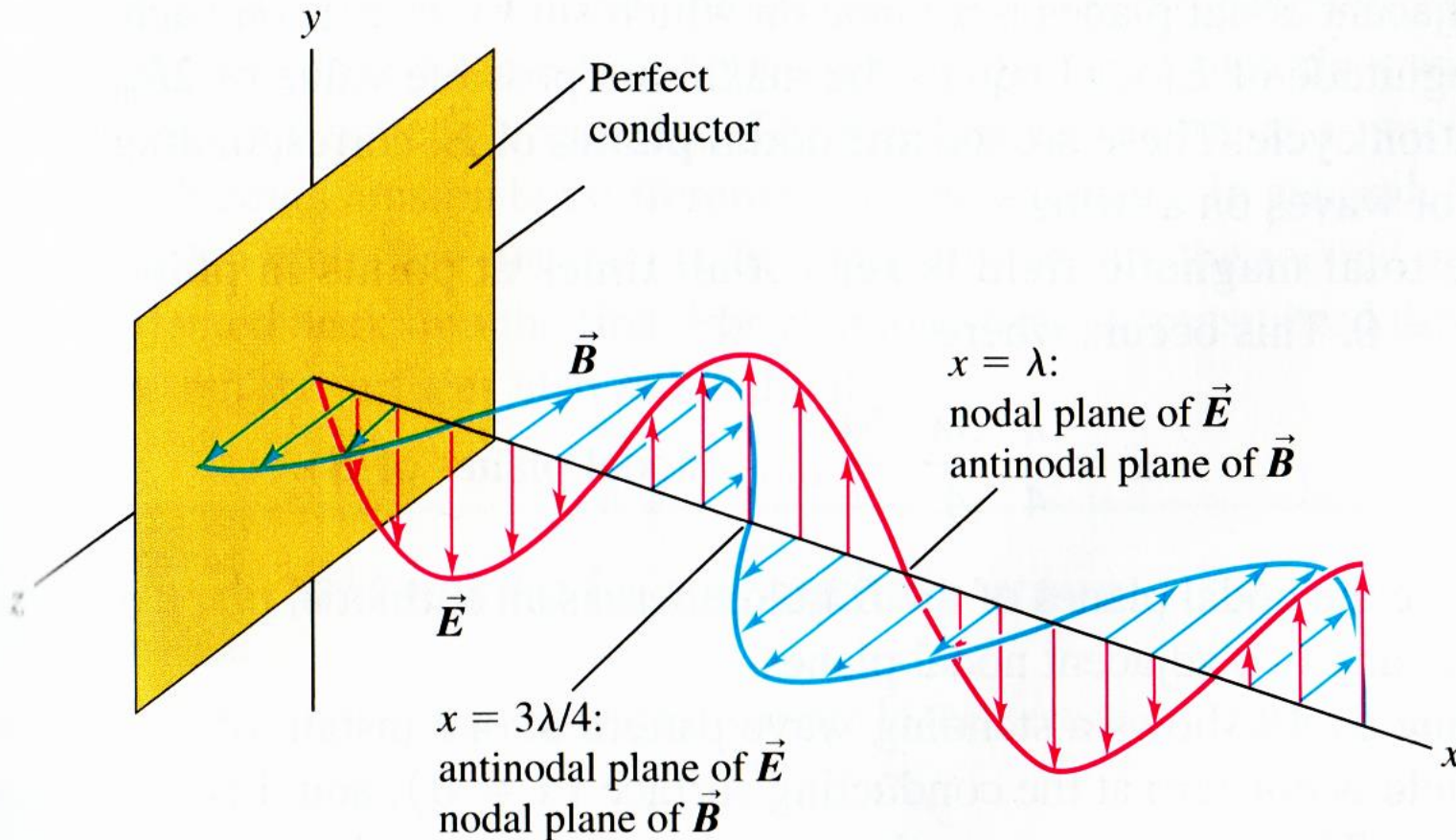
$\mathbf{B} = \text{const}$ 変動磁場は存在しない

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

輻射圧



完全導体で反射したとき

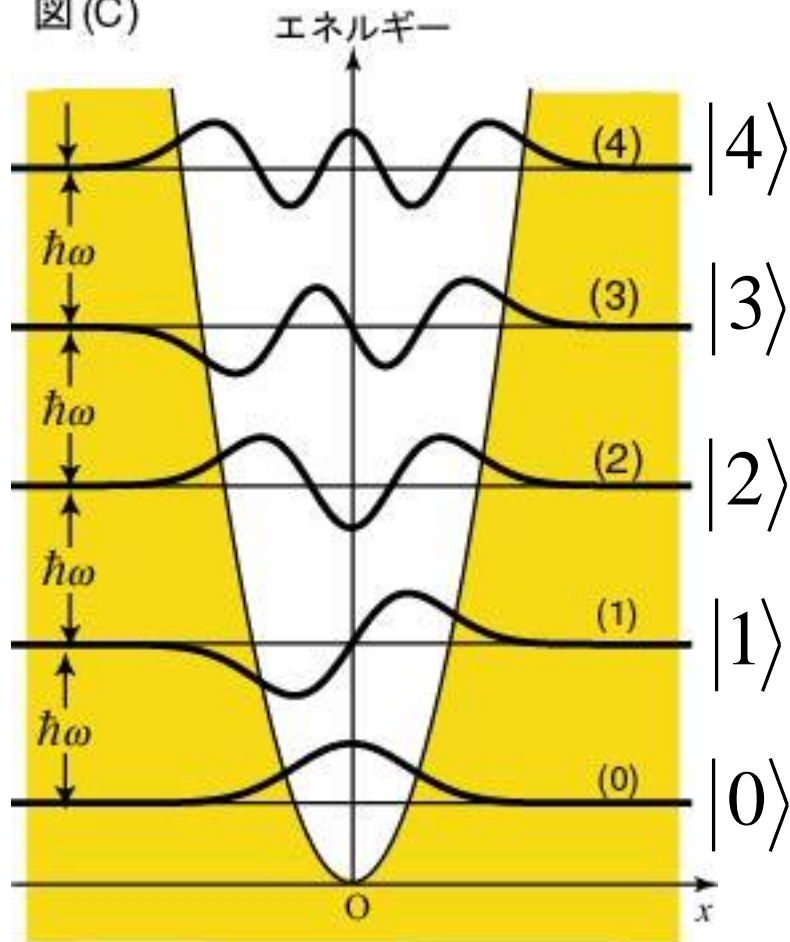


32.18 magnet
electron
 $\omega t = 3\pi$
to the x
where L
As time
along th
 \vec{E} and \vec{B}

光共振器中の定在波 $U = \frac{1}{2} (\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0} B^2)$ 調和振動子

電磁波は調和振動子である

図(C)



太い実曲線が波動関数

(0) : 基底状態

(1) (2) (3) ... : 励起状態

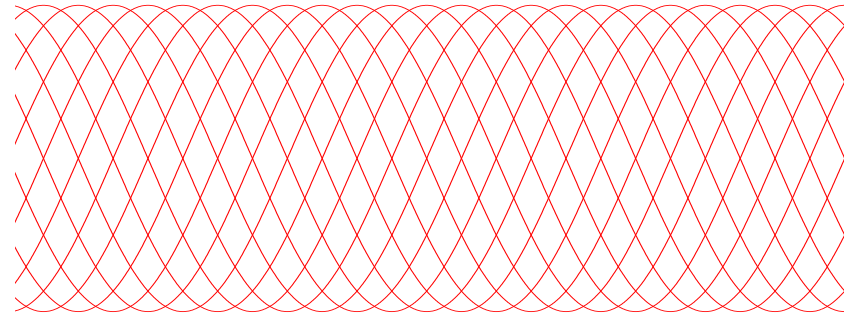
光子数状態 調和振動子の解

レーザー光を光子数状態で表す
コヒーレント状態

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$

n 光子状態 $|n\rangle$

光子数が確定 位相が不確定



光学的顕微鏡の空間分解能 $\propto \lambda$

1個の光子の波長 $\lambda = \frac{h}{P}$

n 光子状態の波長 $\lambda_n = \frac{h}{nP} = \frac{\lambda}{n}$

古典的な光の回折限界を超え、空間分解能が n 倍

コヒーレント状態を測定して
 n 光子状態を観測する確率

$$P(n) = e^{-|\alpha|^2} \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} \quad \text{Poisson分布}$$

$$\text{平均光子数 } \bar{n} = |\alpha|^2$$

$$\text{光子数ゆらぎ(分散)} \quad \sigma_n^2 = \bar{n}$$

白熱光源 SuperPoisson光 光子数ゆらぎがPoisson分布より大
光のbunching 集群

非古典光 SubPoisson光 光子数ゆらぎがPoisson分布より小
光のantibunching 反集群 光の量子性

(光を波と考えたのでは説明不能)

生成・消滅演算子

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle \quad \hat{a} : \text{消滅演算子}$$

$$\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle \quad \hat{a}^\dagger : \text{生成演算子} \quad \dagger : \text{dagger 短剣}$$

$$\hat{a}^\dagger \hat{a}|n\rangle = n|n\rangle \quad \hat{a}^\dagger \hat{a} \equiv \hat{n} : \text{個数演算子}$$

\hat{a} の固有関数 コヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ 固有値 α

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$$

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$

多光子干渉

$$I^{(2)}(\tau) = \left\langle E(t)E^*(t)E(t+\tau)E^*(t+\tau) \right\rangle \\ = \left\langle I(t)I(t+\tau) \right\rangle$$

二光子干渉 強度干渉 2次の干渉(相関)
→ 多光子干渉に一般化

レーザー光と白熱ランプ光の違い

$I^{(1)}(\tau)$ では現れず、 $I^{(2)}(\tau)$ で初めて現れる

白熱光でも狭帯域フィルターを通して線幅を細くすれば
時間コヒーレンスはいくらでもよくなる

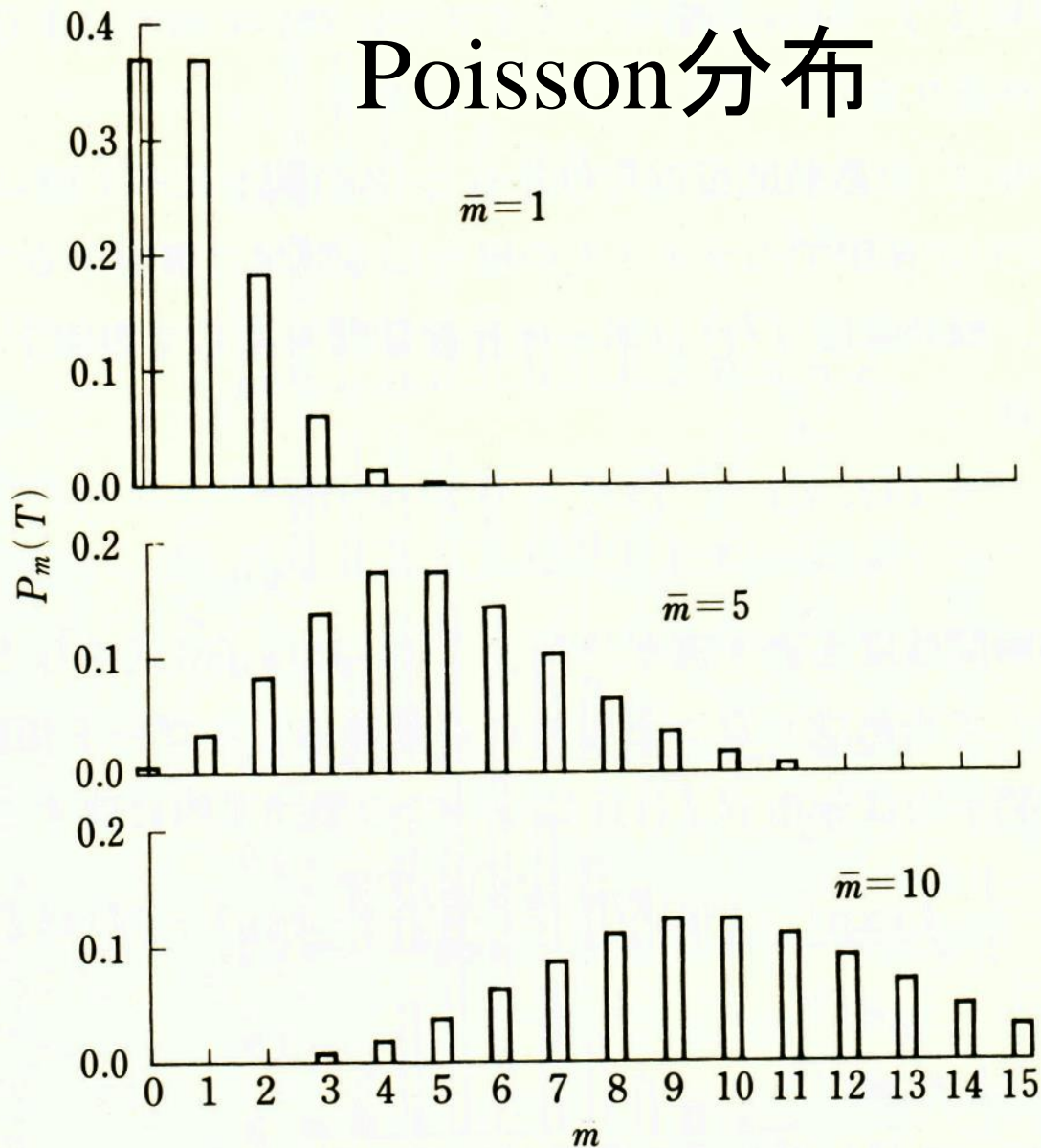
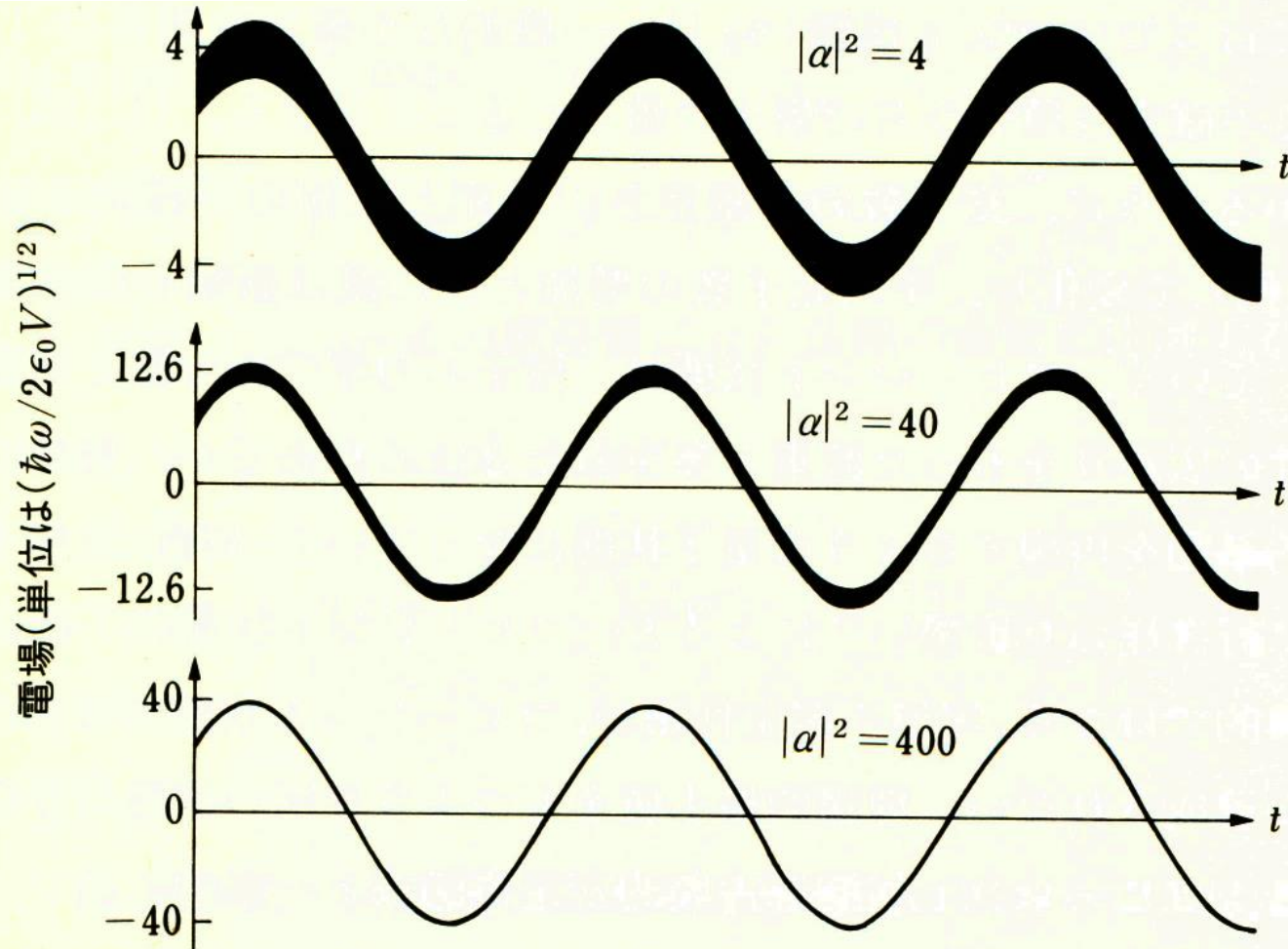


図 6・6 一定強度の光ビームに対する Poisson 型の光子計数分布. \bar{m} の値は期間 T の間に計数される平均光子数である.

コヒーレント状態 ≡ 古典的電磁波

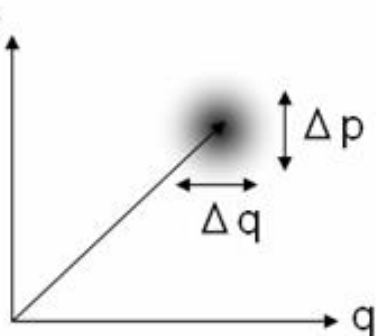


光子数と位相の最小不確定状態 $\Delta n \Delta \phi \geq \frac{1}{2}$

スクイズド状態

最小不確定状態

$$\Delta p \Delta q = \frac{\hbar}{2}$$



Coherent state

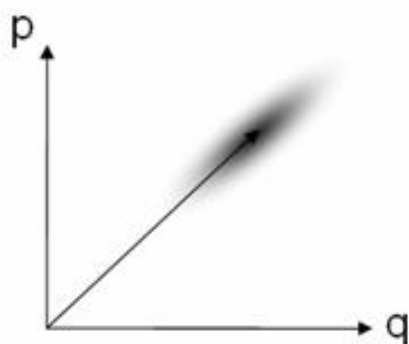


Coherent state

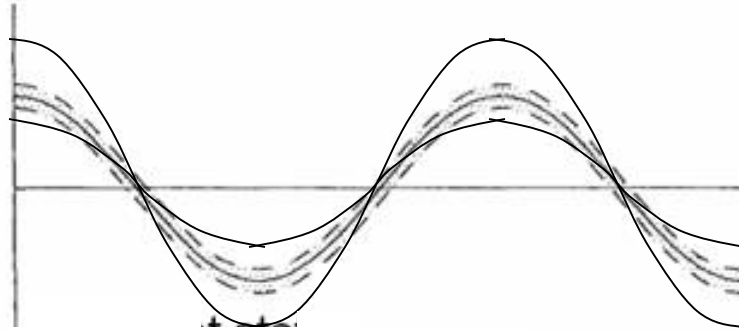
$$\Delta p_s = e^r \Delta p$$

$$\Delta q_s = e^{-r} \Delta q$$

$$\Delta p_s \Delta q_s = \frac{\hbar}{2}$$

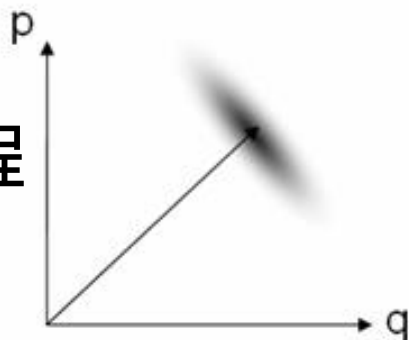


Phase squeezed state

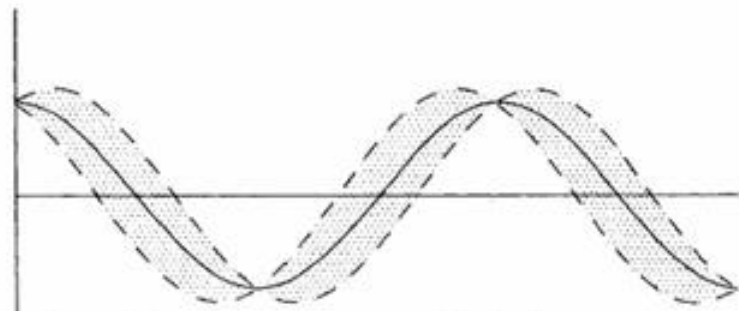


Phase squeezed state

非線形光学過程
で発生可能



Amplitude squeezed state



Amplitude squeezed state



図 1.11 真空状態（真空場） $|0\rangle$ における位相と電場変位（振幅）の関係.



図 1.14 単一光子状態 $|1\rangle$ の周辺分布関数と位相と電場変位（振幅）の関係. 周辺分布関数は、ローカルオシレーター光の位相 θ が変化しても形は変化しない.

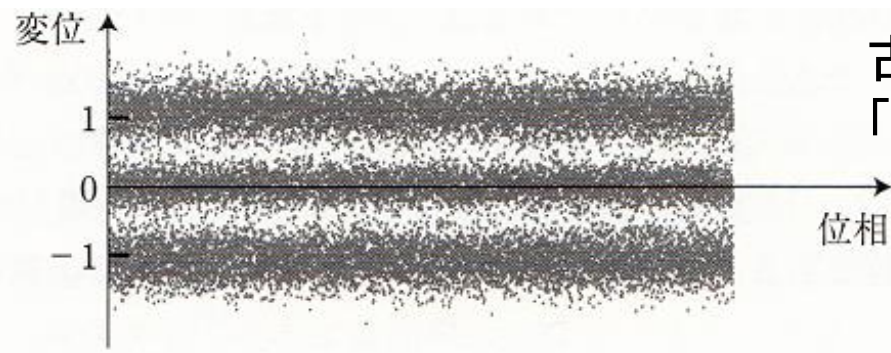


図 1.17 2 光子状態 $|2\rangle$ の位相と電場変位 (振幅) の関係.

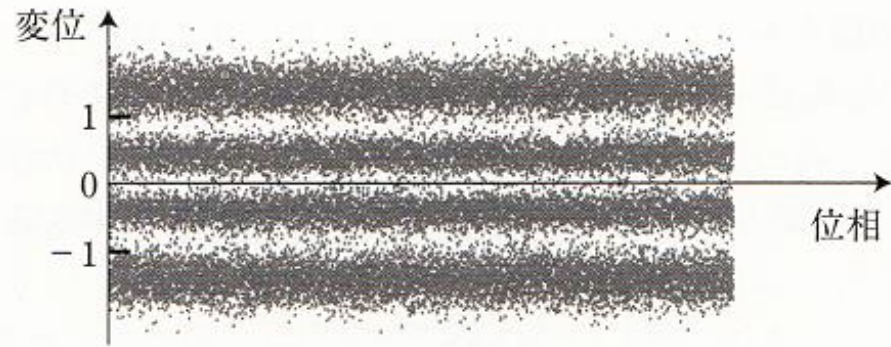


図 1.18 3 光子状態 $|3\rangle$ の位相と電場変位 (振幅) の関係.

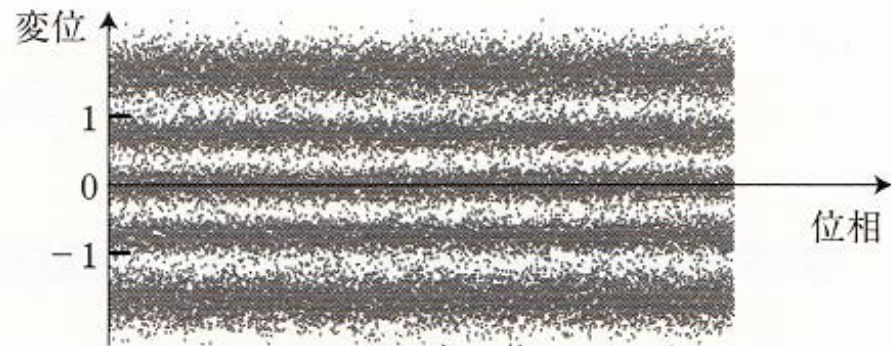


図 1.19 4 光子状態 $|4\rangle$ の位相と電場変位 (振幅) の関係.

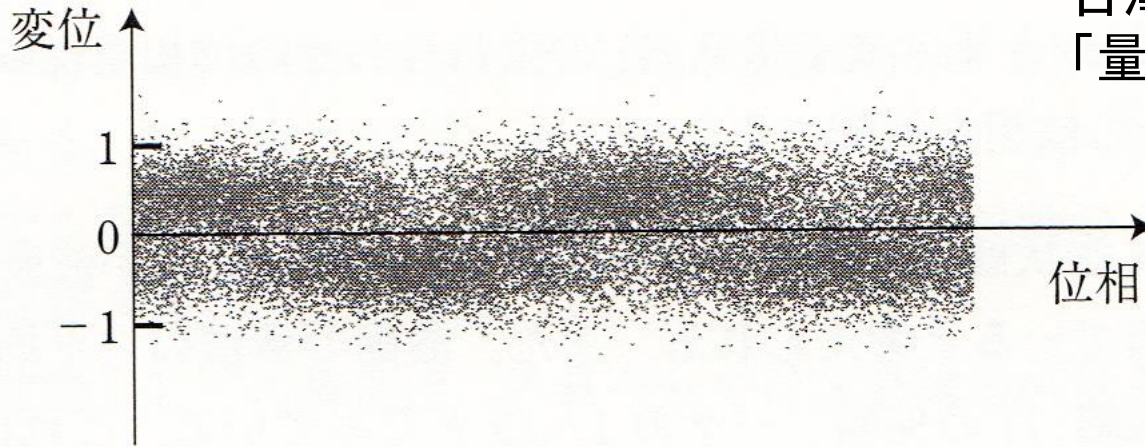


図 1.24 真空状態 $|0\rangle$ と単一光子状態 $|1\rangle$ の重ね合わせである $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ における位相と電場変位 (振幅) の関係.



図 1.28 コヒーレント状態 $|\alpha = 1\rangle$ における位相と電場変位 (振幅) の関係 (レーザー光を極限まで弱めた場合)

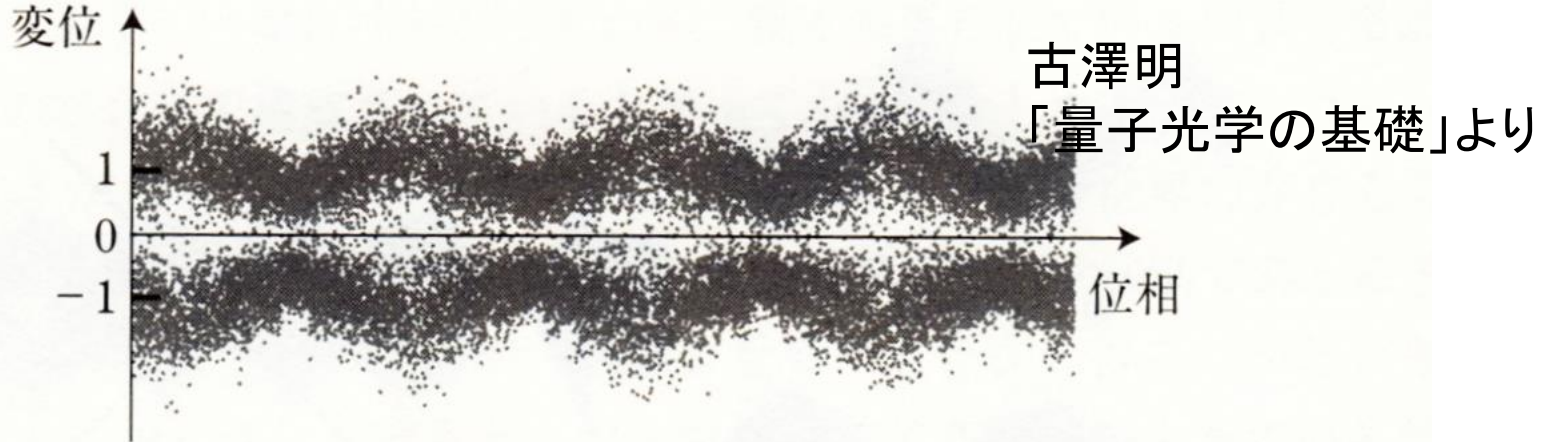


図 1.32 シュレーディンガーの猫状態の 1 つである $N_{\alpha-}(|\alpha\rangle - |-\alpha\rangle)$ ($\alpha = 1$) における位相と電場変位 (振幅) の関係.

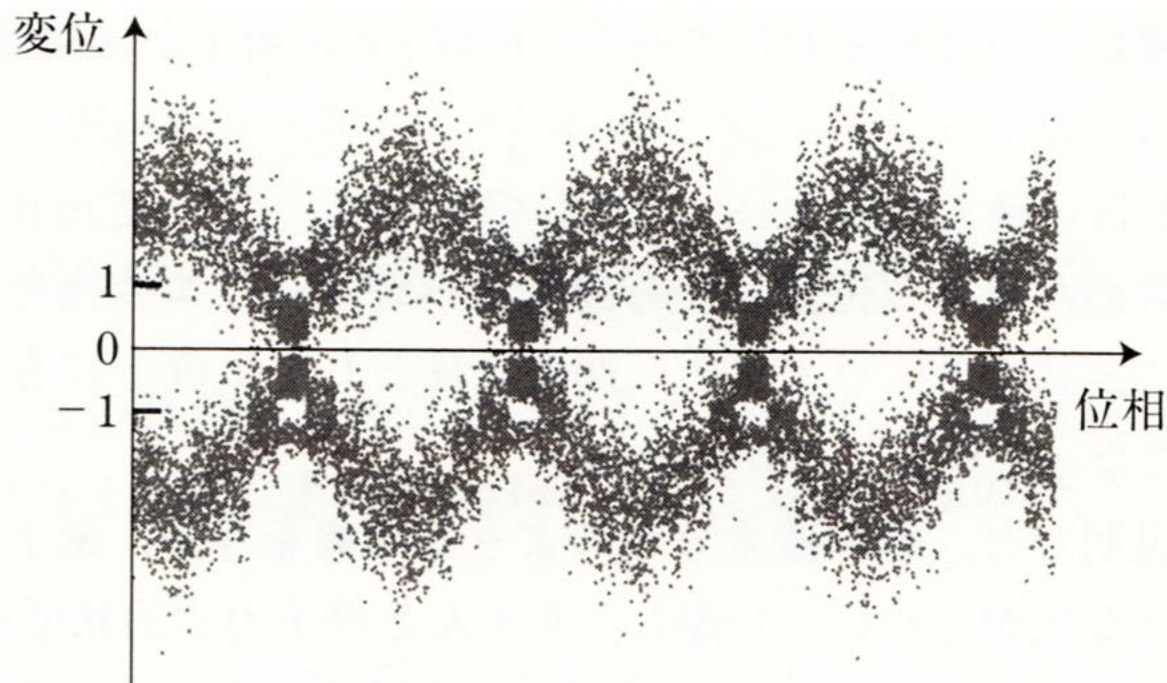
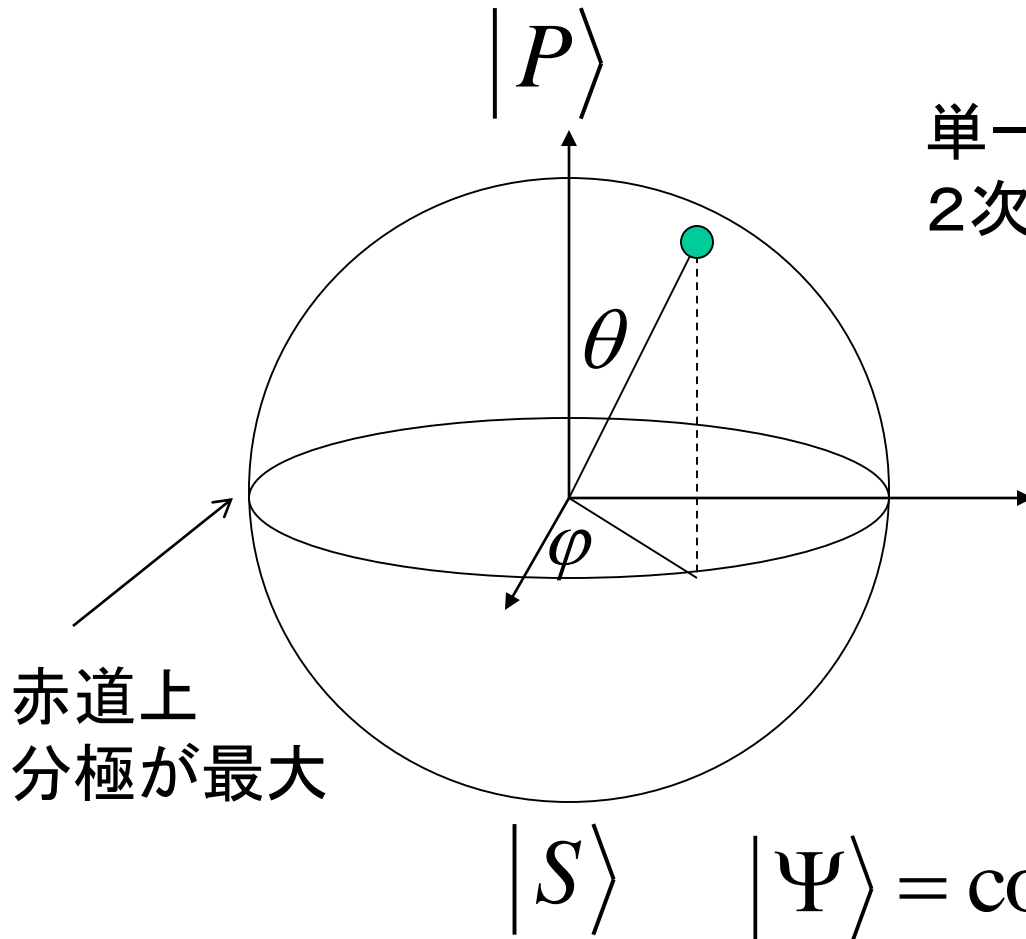


図 1.33 シュレーディンガーの猫状態の 1 つである $N_{\alpha-}(|\alpha\rangle - |-\alpha\rangle)$ ($\alpha = 2$) における位相と電場変位 (振幅) の関係.

量子ビットと分極

単一量子ビットのBloch球表示
2次元球面上の点

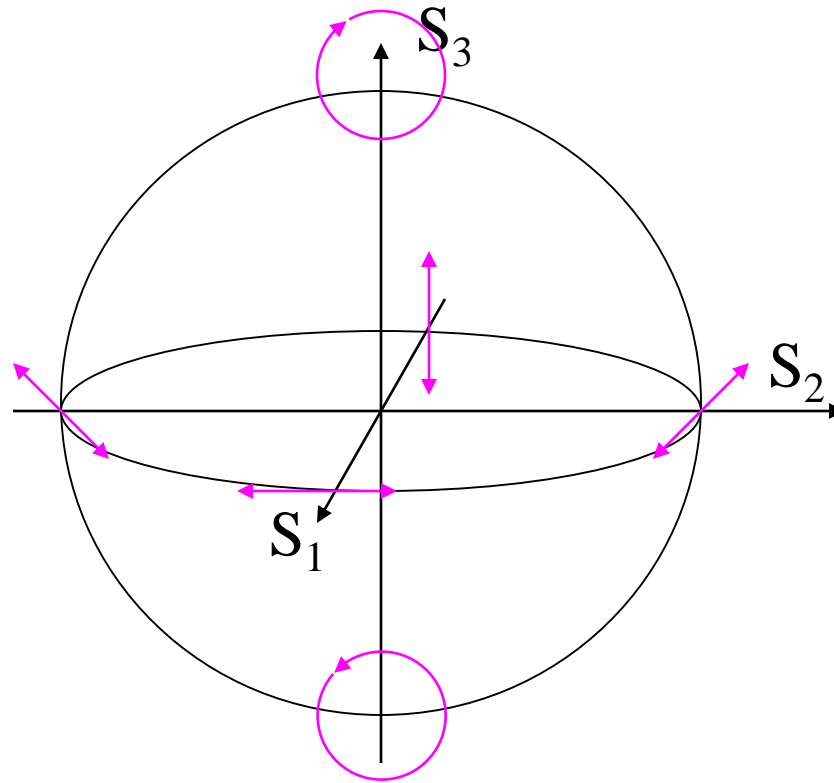


Poincare球と同じ自由度

$$|\Psi\rangle = \cos\frac{\theta}{2} |P\rangle + e^{i\varphi} \sin\frac{\theta}{2} |S\rangle$$

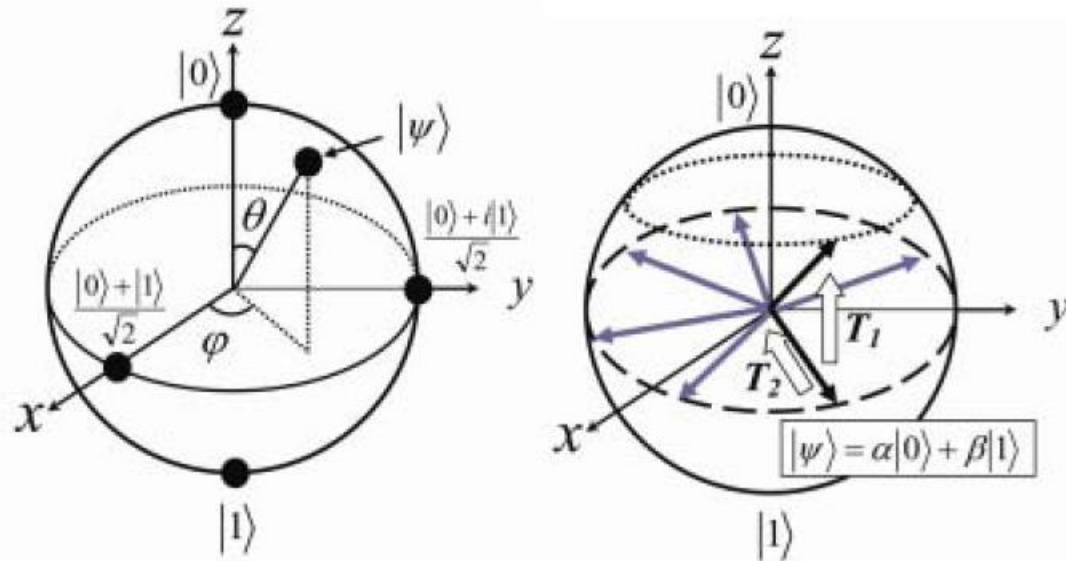
ポアンカレ球

光の任意の偏光状態を記述



$$|P\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |R\rangle + e^{i\varphi} \sin \frac{\theta}{2} |L\rangle$$

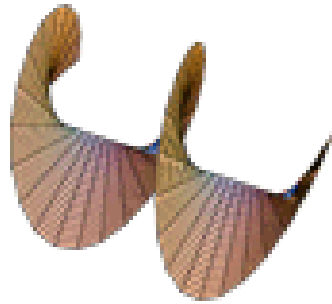
光子の偏光自由度 1量子ビット 電子のスピン状態や二準位系



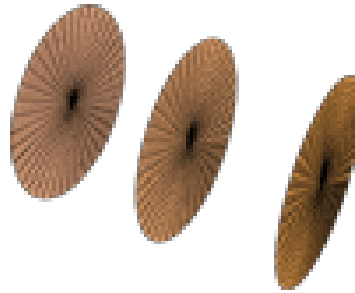
ポアンカレ球 \Leftrightarrow ブロツホ球

他の自由度 軌道角運動量 や N光子状態

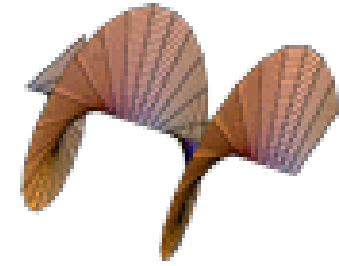
光の軌道角運動量 $L = r \times P$ $\propto r \times (E \times B)$



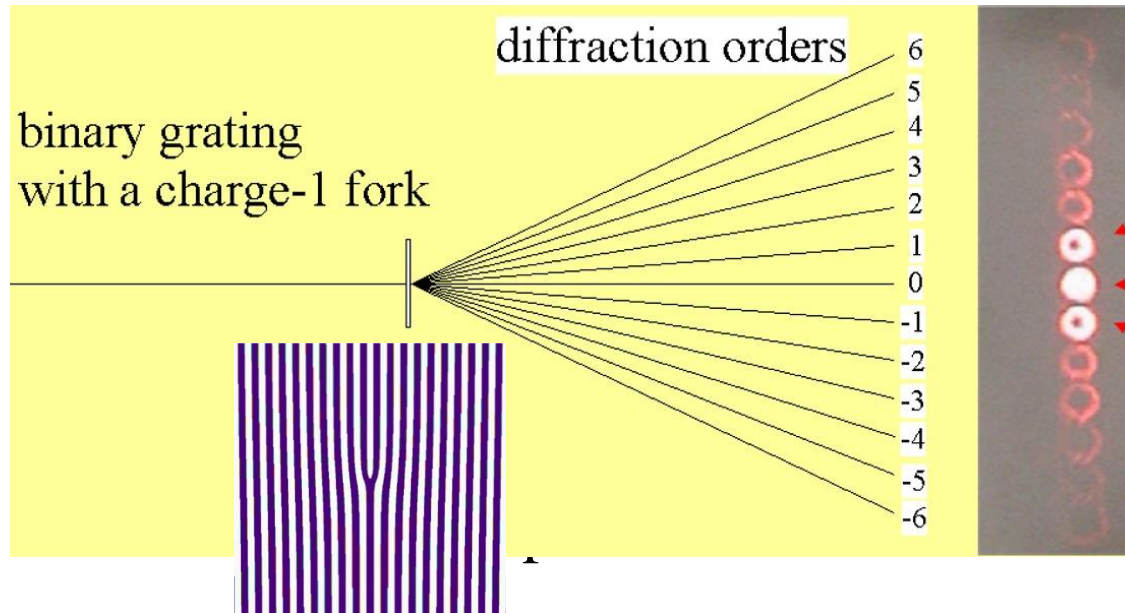
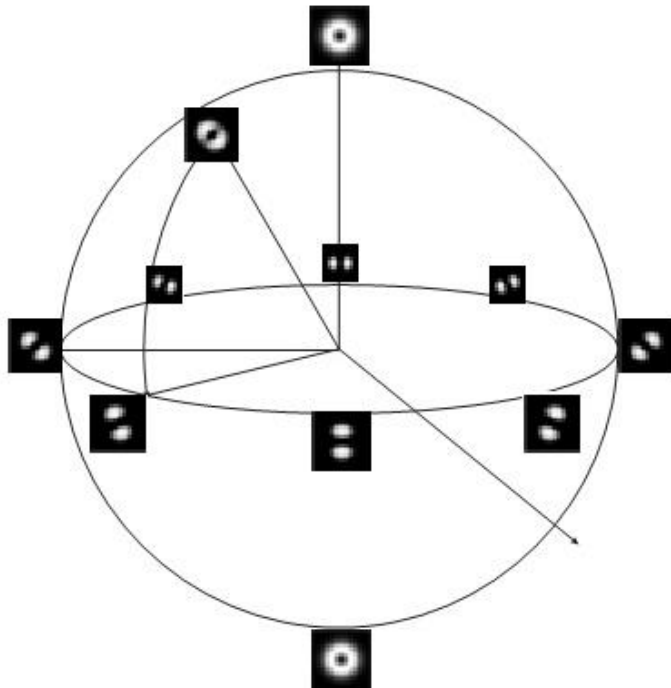
$L = -1$



$L = 0$

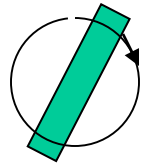


$L = +1$



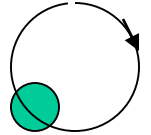
円偏光

物質を重心の回りに自転

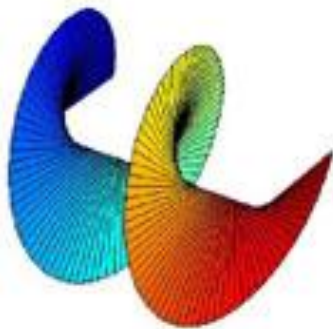


軌道角運動量を持つ光

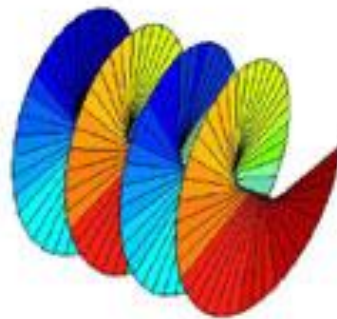
物質を公転させる



L=1



L=2



1つの光子で1, 2, ..., N 個の軌道角運動量状態

quNit
qudit

縦角運動量と横角運動量

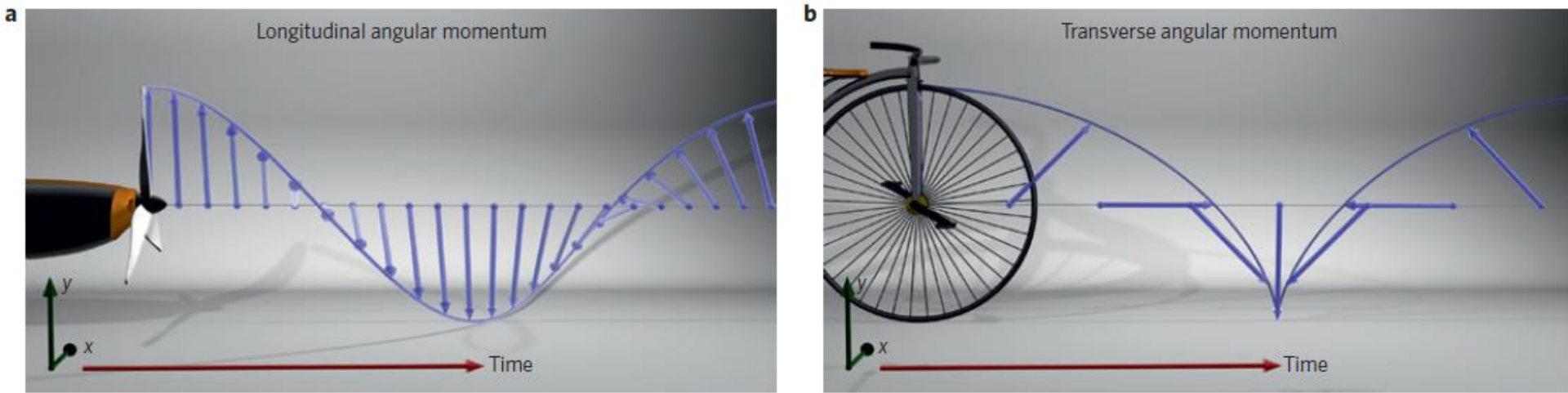


Figure 1 | Comparison of electric-field configurations that generate longitudinal and transverse SAM. a, Longitudinal SAM as it occurs, for example, in a paraxial beam of light. The field vector spins around the propagation axis, similar to the rotor blades of an aircraft. **b**, Transversely spinning electric field for the case of transverse SAM of light, resembling the spinning movement of the spokes of a rolling bicycle wheel. Panel **b** adapted from ref. 29, EOS.

From transverse angular momentum to photonic wheels
(Review)

Nature Photon. 9, 789 (2015)

第3回のまとめ

電磁波と物質の相互作用 電場成分が重要

電場に比例する分極 力学振動子モデル

分極を量子力学的波動関数で作るにはparityの異なる2つの波動関数の重ね合わせ

光学遷移(電気双極子遷移)の選択則

共振器中の電磁波 $U = \frac{1}{2}(\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0} B^2)$

電場のエネルギー密度+磁場のエネルギー密度=一定

調和振動子 $U = \frac{1}{2}(kx^2 + \frac{1}{m} p^2)$

位置エネルギー+運動エネルギー=一定

光は調和振動子と同じように量子化できる n光子状態

消滅演算子の固有状態=コヒーレント状態

固有値=電磁波の複素振幅

非線形光学

通信

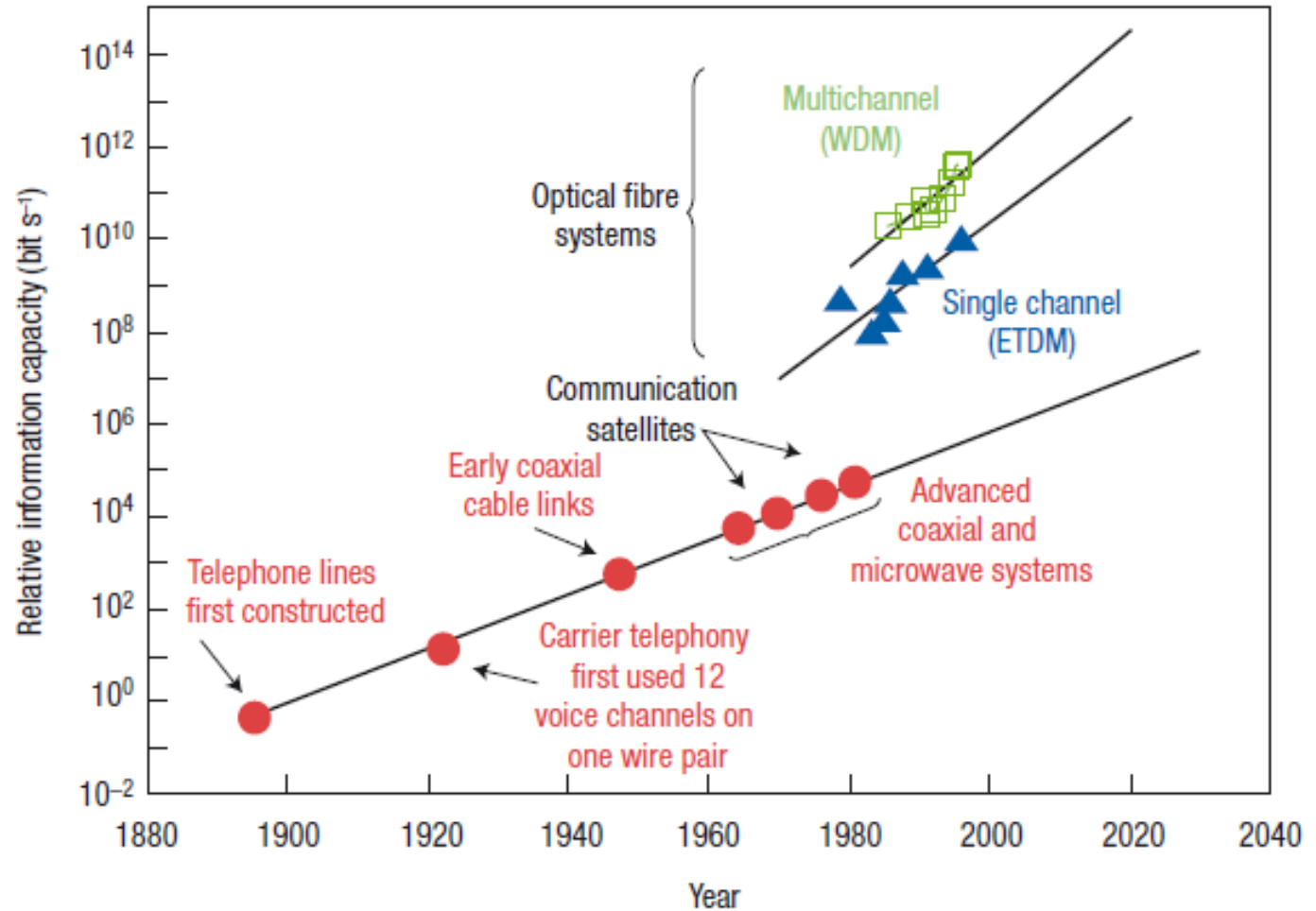


Figure 1 Trend in the information-carrying capacity of a single line (wire or optical fibre) with time and technology. (WDM: wavelength-division multiplexing; ETDM: electronic time-division multiplexing). Reproduced with permission from Kimerling, L. C. *Opt. Photon. News* 9, 19 (1998). Copyright (1998) OSA.

特許

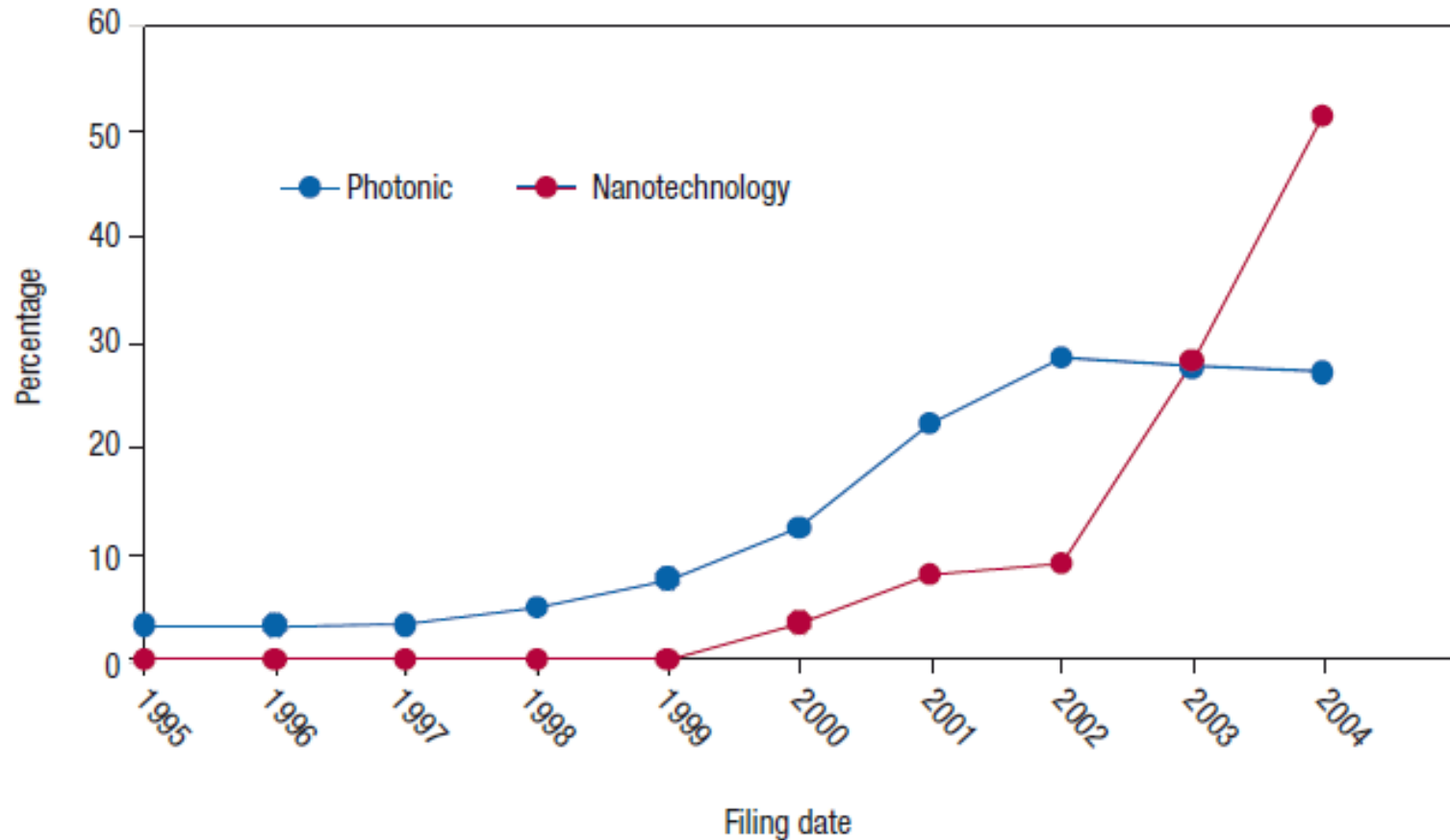


Figure 1 Patent applications filed between 1995 and 2005. Each data point represents the number of applications filed in the given year divided by the total number of applications in that field over the ten-year period. The data relating to photonics shows the relative numbers of patent applications containing the word 'photonic' in the abstract². The data relating to nanotechnology shows the relative numbers of patent applications classified within International Patent Classification B82 (nanotechnology)².

日本では

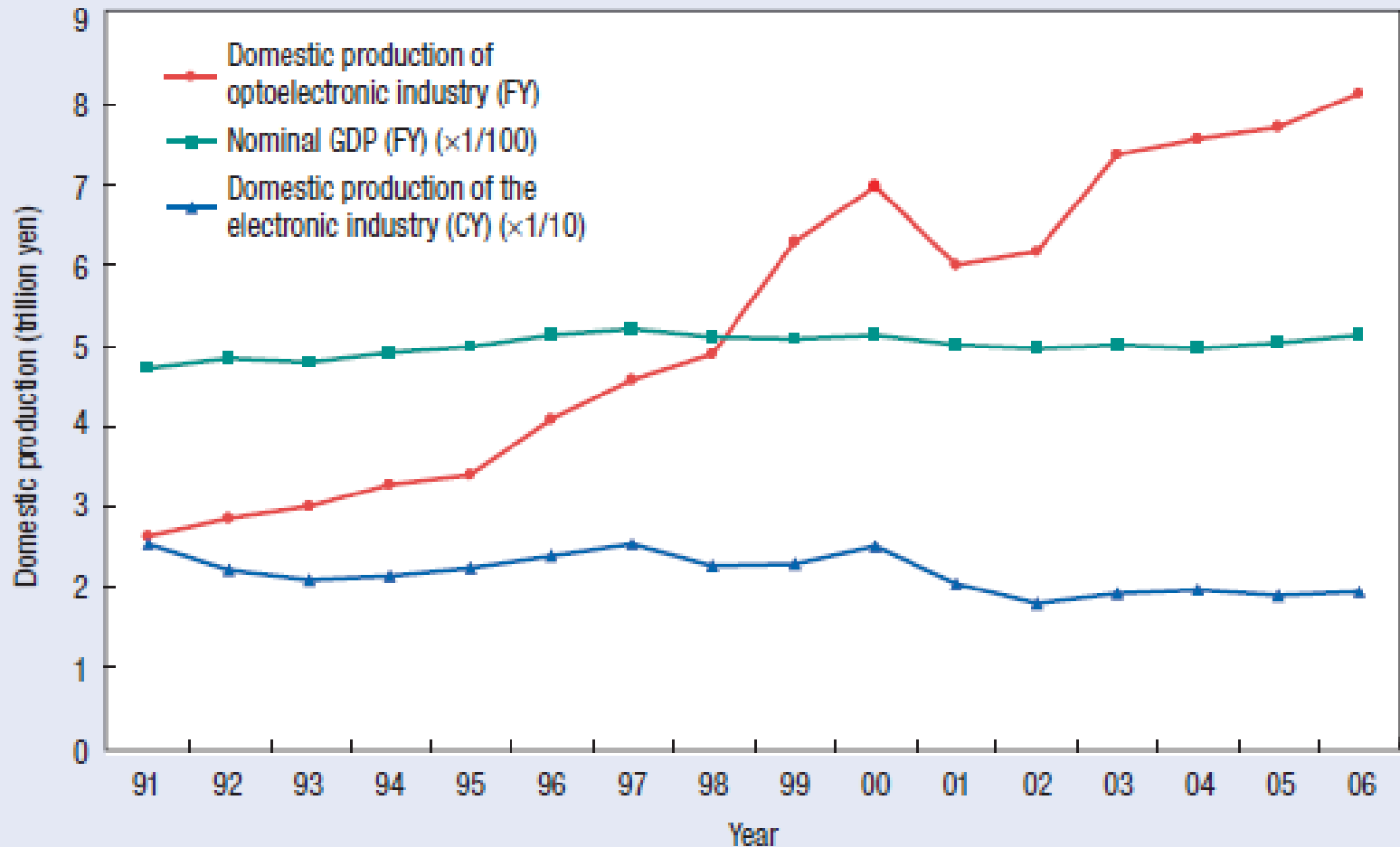


Figure B1 Output of the Japanese optoelectronic industry from 1991 to 2006, compared with the value of the electronics market and the performance of the Japanese economy (GDP). FY: fiscal year; CY: calendar year. Values for 2005 are estimated; 2006 values are predicted. Courtesy of the OITDA's Activity Report, Vol. 19.

日本

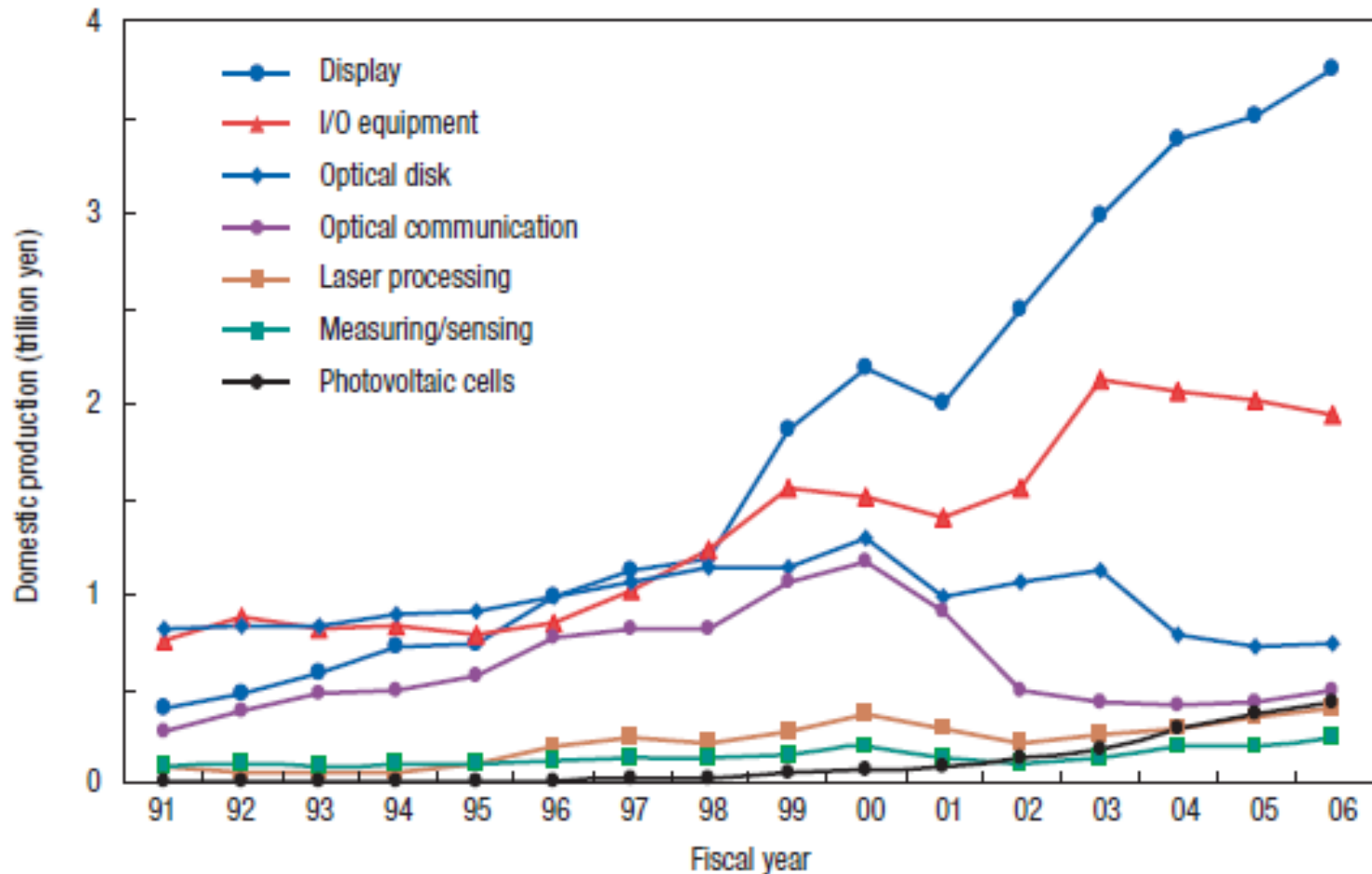
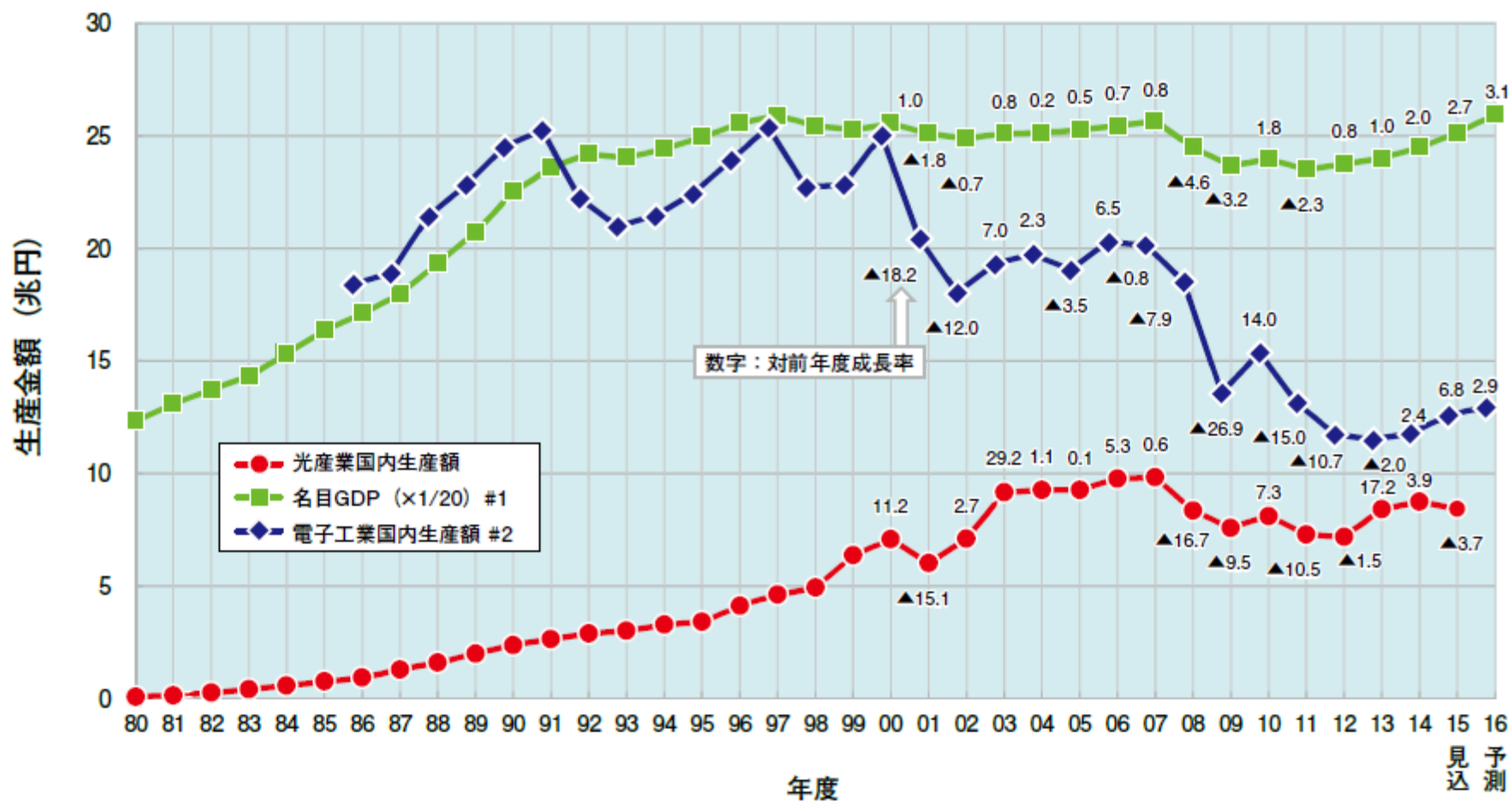


Figure 1 Evolution of the Japanese domestic optoelectronics industry, split by product category, from 1991 to 2006. Displays dominate the output, followed by input/output components such as printers and digital copiers, and optical disk media (CDs and DVDs). Values for 2005 are estimated; 2006 values are predicted. Courtesy of the OITDA's Activity Report, Vol. 19.



#1 内閣府発表資料より (27経済見通し及び財政運営2015/12/22)

#2 電子情報産業の世界生産見通し、JEITA、2015/12/15

図5 光産業国内生産額、名目GDP及び電子工業国内生産額の推移

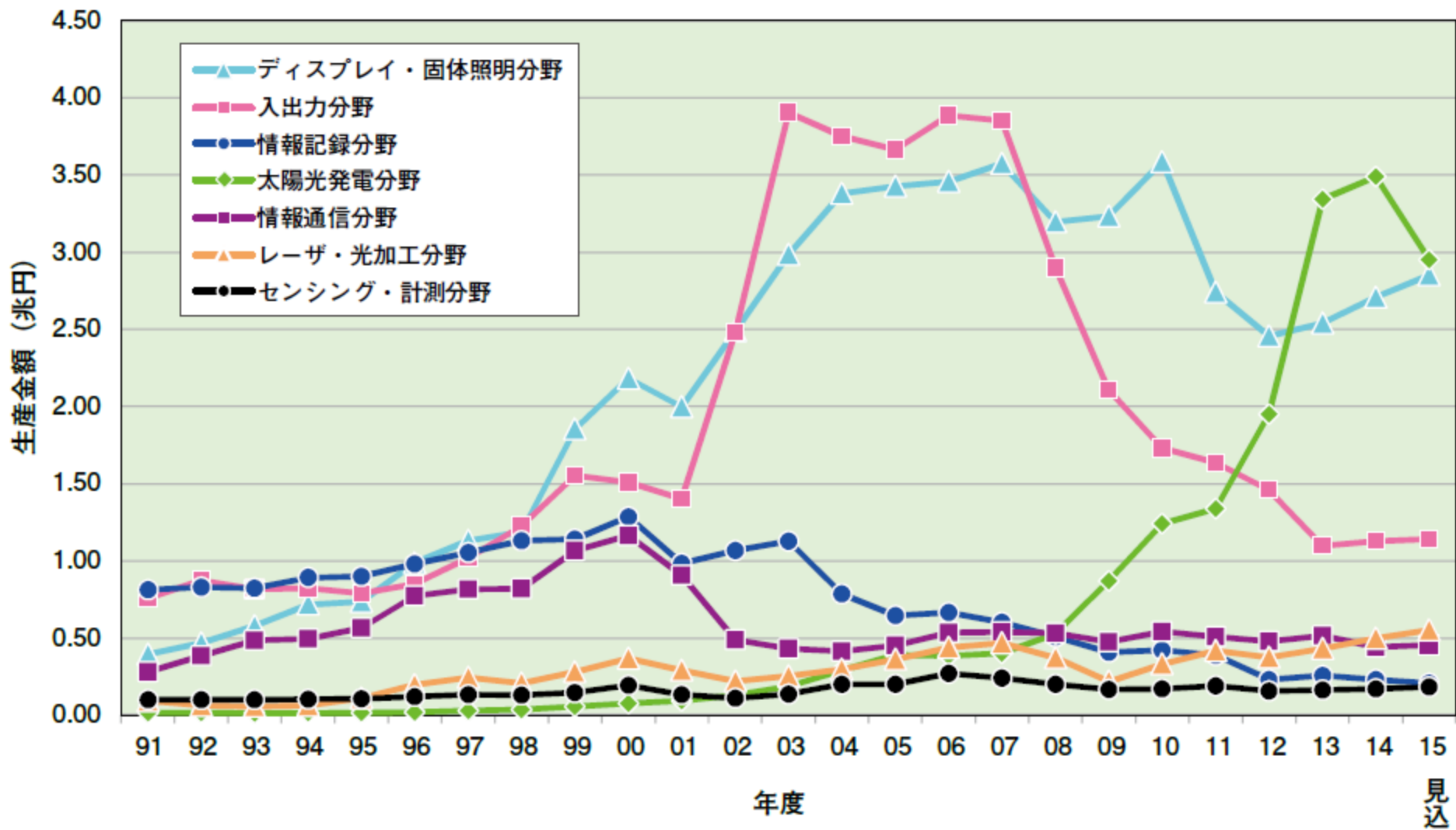
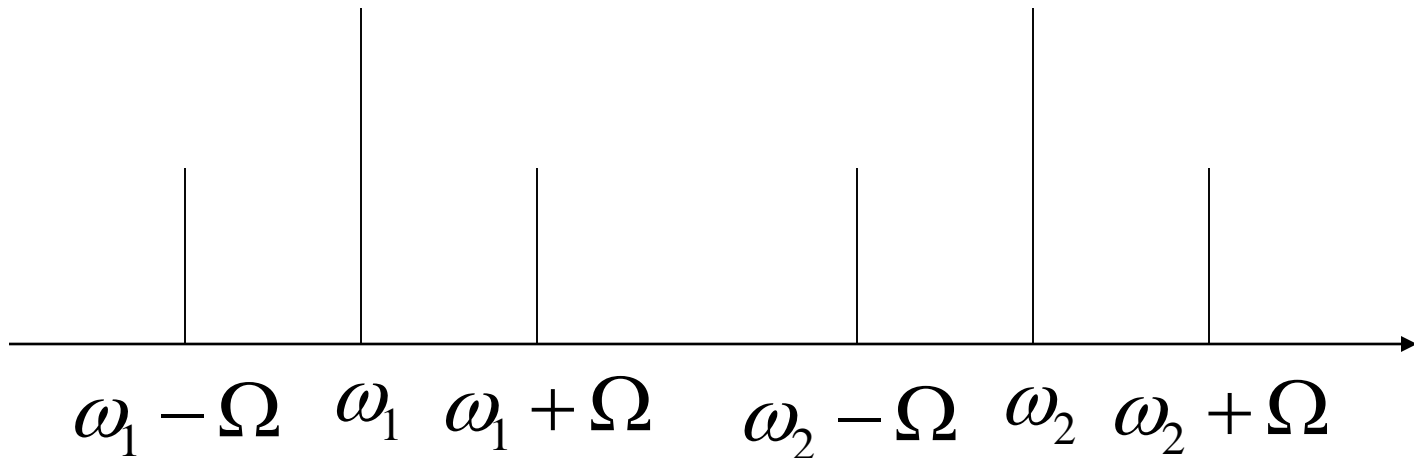


図6 国内生産額の分野別推移

光(電磁波)に情報を乗せる

$(1 + A \cos \Omega t) \cos \omega t$ 振幅変調

$$\begin{aligned} \cos \Omega t \cdot \cos \omega t &= \frac{e^{i\Omega t} + e^{-i\Omega t}}{2} \cdot \frac{e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}}{2} \\ &= \frac{1}{4} (e^{i(\omega+\Omega)t} + e^{-i(\omega+\Omega)t} + e^{i(\omega-\Omega)t} + e^{-i(\omega-\Omega)t}) \end{aligned}$$



通信速度 bps (bits per second)

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

$$|\Delta \nu| = \frac{c}{\lambda^2} |\Delta \lambda|$$

波長が短いほど波長当たりの周波数密度が高い

携帯電話 極超短波 0.3GHz~3GHz GHzで変調できない<Gbps

光通信 850nm, 1310nm, 1550nm ~300THz

$\lambda = 1\mu\text{m}$ で、 $\Delta\lambda = 1\text{nm}$ のとき $\Delta\nu = 300\text{GHz}$

1GHz= 10^9 Hz 30cm

1THz= 10^{12} Hz 0.3mm

1PHz= 10^{15} Hz 300nm

光通信

インコヒーレント光通信 振幅を利用 (現在技術)

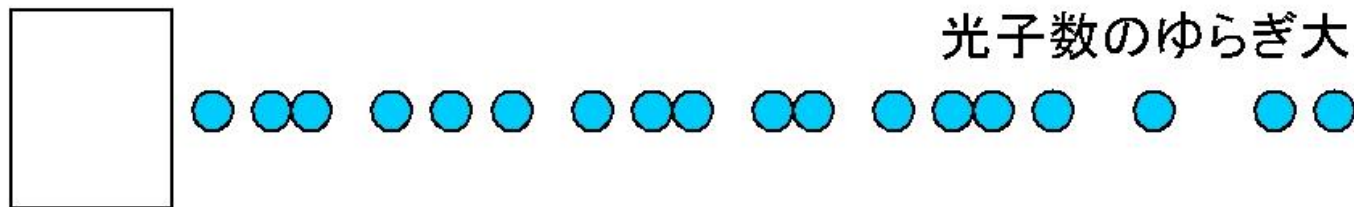
コヒーレント光通信
光ソリトン通信 位相を利用
光ソリトンを利用

量子通信 光の量子性を利用

たとえば

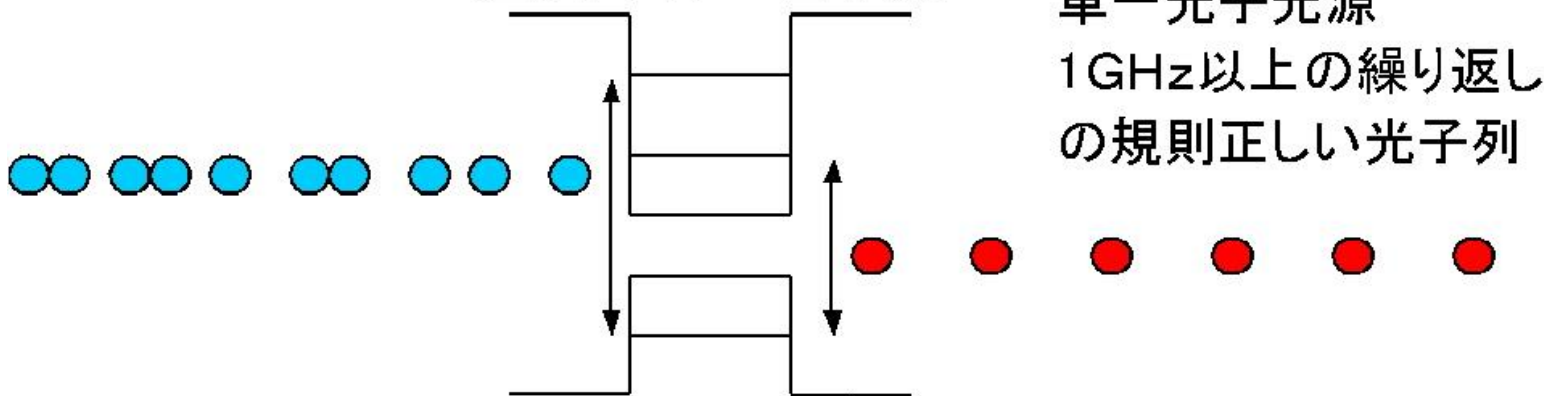
単一光子光源

通常の光源 (レーザーも含む)



非古典光源

単色レーザーで共鳴励起された単一量子点

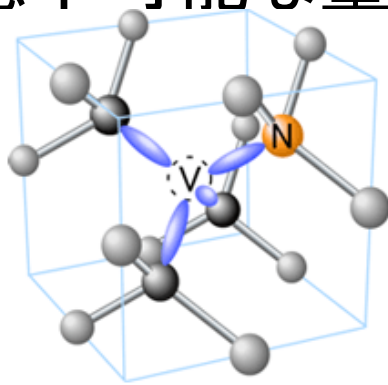


単一分子でも可能

量子通信・量子コンピュータへの応用

ダイヤモンドLEDで光子を1個ずつ室温で電氣的に発生させることに世界で初めて成功

— 盗聴不可能な量子暗号通信に向けて加速 —



12/04/16 大阪大 産総研

図1 ダイヤモンド中のNV中心（窒素-空孔複合体）

Nは窒素原子でダイヤモンド格子中の炭素原子の置換位置に入っている。Vは炭素原子が抜けた空孔（V）である。

ピンク色の原因

NV⁰から
575nm発光
(ゼロフォノン線)

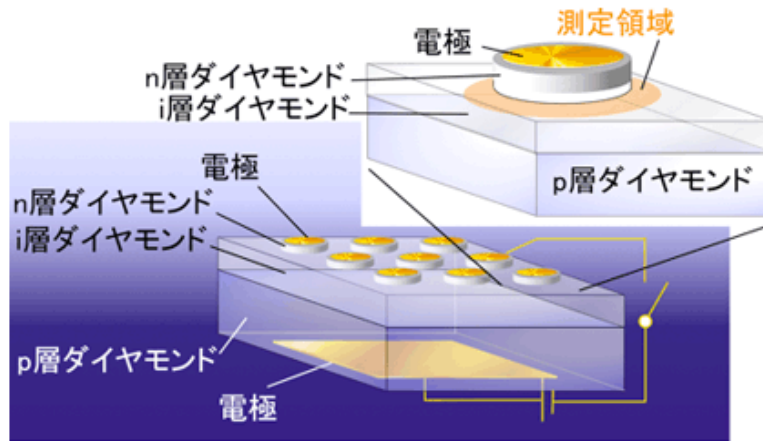


図2 電流注入型単一光子発生素子の概略図

高品質ダイヤモンド（i層）を、リンをドーピングしたn層とホウ素をドーピングしたp層で挟んだp-i-n形ダイオード構造を用いた。i層の単一NV中心からの発光を共焦点顕微鏡により観測している。

光と物質の非線形相互作用

分極 $P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 \dots)$

二倍波発生 $\omega \rightarrow 2\omega$

光整流

三倍波発生 $\omega \rightarrow 3\omega$

四光波混合

二光子吸収

吸収飽和

自己収束

フотンエコー



赤外レーザダイオード $\sim 800\text{nm}$

Nd³⁺:YVO₄レーザ 1064nm

非線形結晶KTiOPO₄ 532nm

光-光相互作用 光-電子相互作用

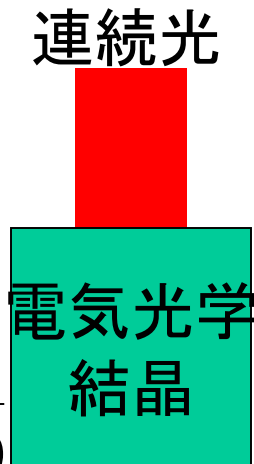
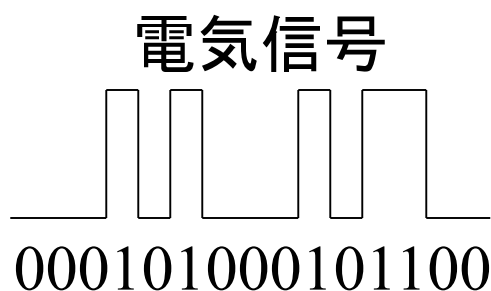
光エレクトロニクスデバイスに不可欠

非線形光学効果

光が物質に入射することによって光電場に**比例**した分極が誘起される
ところが・・・入射光強度が強いと比例からはずれ**非線形性**が現れる

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad \longrightarrow \quad \vec{P} = \epsilon_0 [\chi^{(1)} + \chi^{(2)} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E}^2 + \cdot \cdot \cdot] \vec{E}$$

これらの非線形項が原因で、電場を印加すると物質の**吸収係数**や**屈折率**が変化する



光は $\sim 500\text{THz}$ なので 100THz (100Tbps)の変調信号を運べる
非線形光学効果がなければ光同士は相互作用しない(並列性)

光を相互作用させ、光-光変換して電気信号の介在をなくせば、光の高速性(高周波数密度)が活かされる

$\chi^{(3)}$

$\chi^{(2)}$

電気信号 \rightarrow 光信号 変換

水の電気光学効果

$$\Delta n = n - n_0 = n_1 F + n_2 F^2 + \dots$$

$n_2 F^2$: Kerr効果 超短パルス(フェムト秒)レーザーによる測定(光Kerr効果)

$n_1 F$: Pockels効果 測定例なし

水の導電性 高電場の印加困難

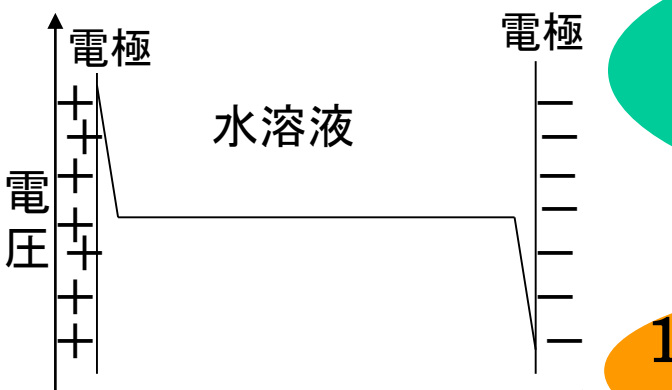
バルク水 2次の非線形光学効果なし
(1次の電気光学効果)

電極界面の場合、電極内部の空間電荷層の屈折率変化との分離が困難

水の巨大なポツケルス効果の発見 2008

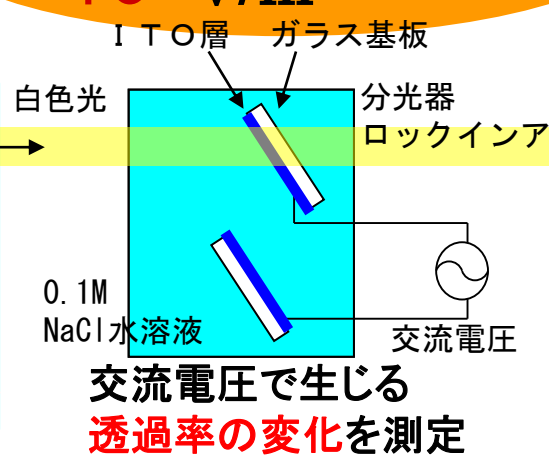
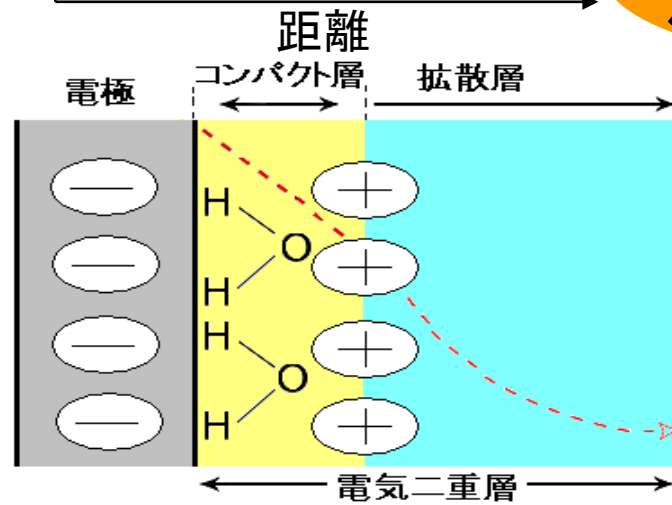
徳永研

電気光学効果を示す結晶は光通信で光を変調するために実用化されていて、この効果の大きい物質が求められている。水においてこの現象は報告されていなかったが・・・**電気二重層**を利用すれば



電気二重層 ~ 2 nm

1Vの電圧で層内電場 ~ 10^9 V/m



電圧で水の屈折率変化

東京理科大・電通大の共同研究
2008年7月15日 東京新聞 朝刊

光通信素子に応用も

電圧をかけたとき、電圧の正負によって屈折率が変化する。水の進行方向が変わると、水の屈折率が大きく変化する。水分子が正の電圧がかかると、水分子が正の電圧を向いて配向し、屈折率が上がる。水分子が負の電圧がかかると、水分子が負の電圧を向いて配向し、屈折率が下がる。水分子の配向が速く、電圧を切り替えると屈折率も速く変化する。この性質を利用して、光通信素子に応用できる。水分子の配向が速いので、高速で電圧を切り替えることができる。光通信素子には、光の進行方向を制御する必要がある。電圧をかけて屈折率を変化させることで、光の進行方向を制御できる。水分子の配向が速いので、高速で電圧を切り替えることができる。光通信素子には、光の進行方向を制御する必要がある。電圧をかけて屈折率を変化させることで、光の進行方向を制御できる。

すかは分かっていない。水の屈折率の変化は電圧の正負によって変化する。電圧をかけて屈折率を変化させることで、光の進行方向を制御できる。水分子の配向が速いので、高速で電圧を切り替えることができる。光通信素子には、光の進行方向を制御する必要がある。電圧をかけて屈折率を変化させることで、光の進行方向を制御できる。

電圧をかけたとき、電圧の正負によって屈折率が変化する。水の進行方向が変わると、水の屈折率が大きく変化する。水分子が正の電圧がかかると、水分子が正の電圧を向いて配向し、屈折率が上がる。水分子が負の電圧がかかると、水分子が負の電圧を向いて配向し、屈折率が下がる。水分子の配向が速く、電圧を切り替えると屈折率も速く変化する。この性質を利用して、光通信素子に応用できる。水分子の配向が速いので、高速で電圧を切り替えることができる。光通信素子には、光の進行方向を制御する必要がある。電圧をかけて屈折率を変化させることで、光の進行方向を制御できる。

電圧をかけたとき、電圧の正負によって屈折率が変化する。水の進行方向が変わると、水の屈折率が大きく変化する。水分子が正の電圧がかかると、水分子が正の電圧を向いて配向し、屈折率が上がる。水分子が負の電圧がかかると、水分子が負の電圧を向いて配向し、屈折率が下がる。水分子の配向が速く、電圧を切り替えると屈折率も速く変化する。この性質を利用して、光通信素子に応用できる。水分子の配向が速いので、高速で電圧を切り替えることができる。光通信素子には、光の進行方向を制御する必要がある。電圧をかけて屈折率を変化させることで、光の進行方向を制御できる。



水の電場に比例する屈折率変化の係数 (ポッケルス係数)を決定

$$r_{33} = (2.5 \pm 0.6) \times 100 \text{ pm/V}$$

$$r_{13} = (2.0 \pm 0.3) \times 100 \text{ pm/V}$$

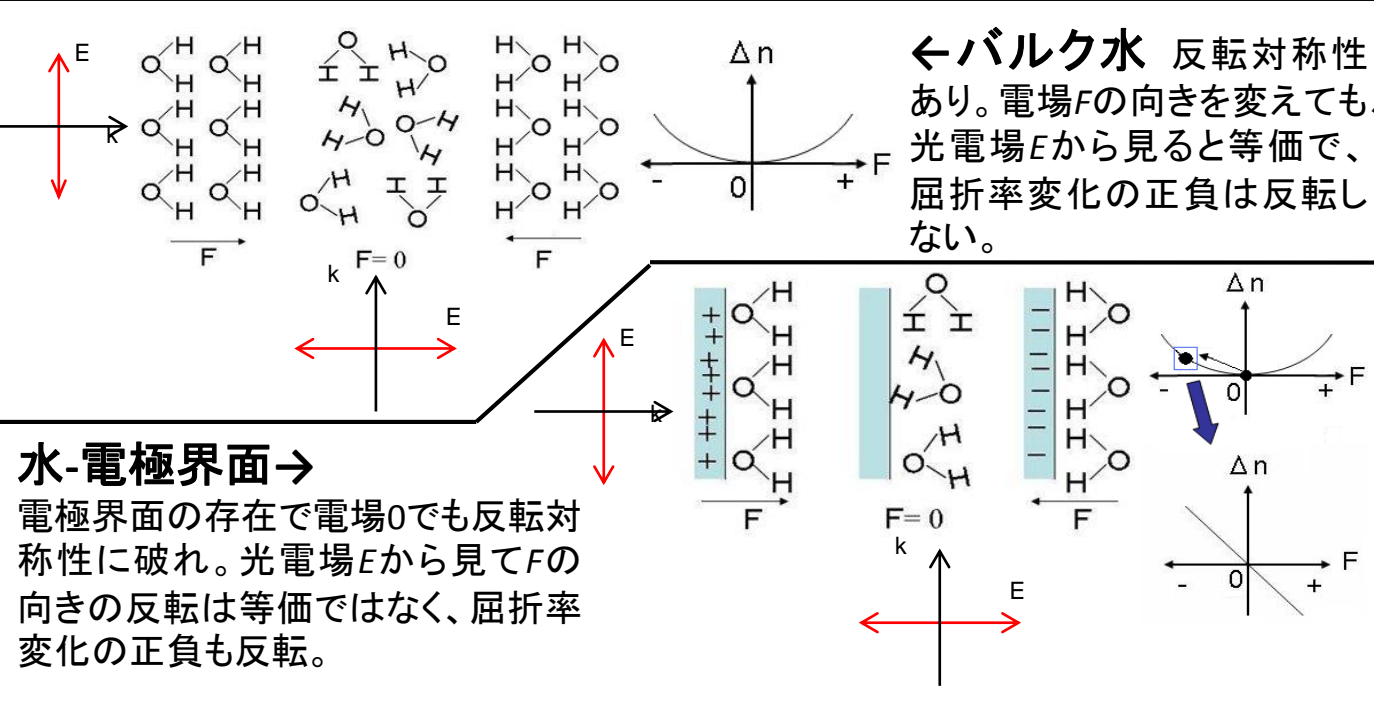
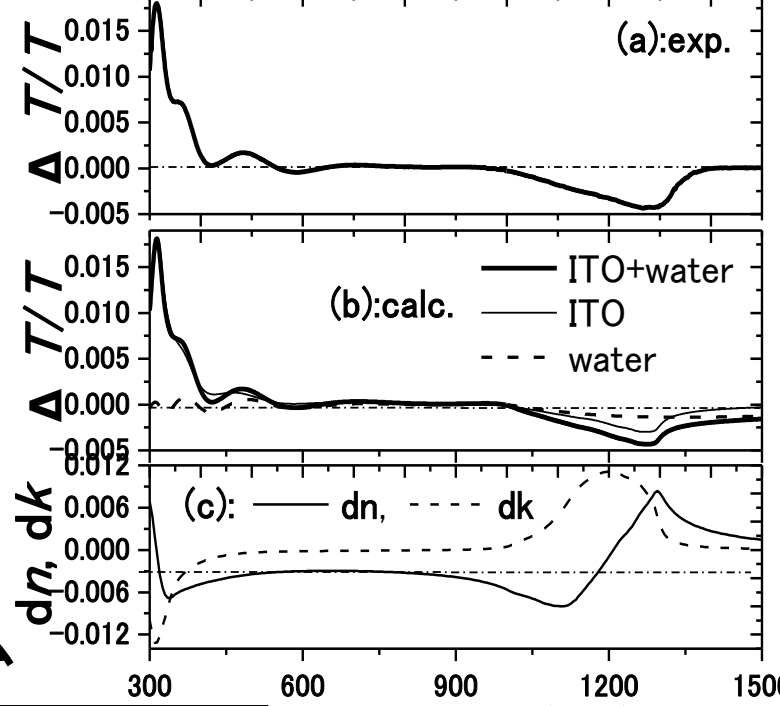
実用化 電気光学結晶 LiNbO_3 の係数と比べ

$$r_{33} = 30.9 \text{ pm/V}$$

$$r_{13} = 9.6 \text{ pm/V}$$

10~20倍大きい巨大な電気光学効果!

水のポッケルス効果 (電場に比例) のメカニズム



Wavelength (nm)

電解水(0.1M NaCl)中のITO電極に1Hz, 2Vの交流電圧を印加したときの透過率変 $\Delta T/T$ スペクトル(a)と計算結果(b)。 (c)で仮定したITOの複素屈折率変化だけでは実験結果を説明できず水の屈折率変化を実証。

非線形感受率と電気光学効果

$$\begin{aligned} P &= \varepsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots) \\ &= \varepsilon_0(\chi^{(1)} + \chi^{(2)}E + \chi^{(3)}E^2 + \dots)E \\ &= \varepsilon_0\chi E \end{aligned}$$

$$D = \varepsilon E = \varepsilon_0 E + P \quad \varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi)$$

$$n + i\kappa = \sqrt{\varepsilon / \varepsilon_0} \quad \varepsilon = \varepsilon_r + i\varepsilon_i$$

近似式

$$n + i\kappa = \sqrt{1 + \chi} \approx 1 + \frac{1}{2}\chi = 1 + \frac{1}{2}\chi_r + i\frac{1}{2}\chi_i$$

$$\begin{aligned} n &= 1 + \frac{1}{2}\chi_r = 1 + \frac{1}{2}\chi_r^{(1)} + \frac{1}{2}\chi_r^{(2)}E + \frac{1}{2}\chi_r^{(3)}E^2 \\ &= n_0 + n_1E + n_2E^2 \end{aligned}$$

二倍波発生

ω の光子2個 \rightarrow 2ω の光子1個

$$\omega + \omega = 2\omega$$

非線形光学結晶 必要な条件は？

位相整合条件 (運動量保存)

$$\mathbf{k}_\omega + \mathbf{k}_\omega = \mathbf{k}_{2\omega}$$

$$k_\omega = \omega / v(\omega) = n(\omega)\omega / c$$

collinear の場合 $2k_\omega = k_{2\omega}$

$$2n(\omega) \cdot \omega / c = n(2\omega) \cdot 2\omega / c$$

$$n(\omega) = n(2\omega)$$

どうやって？

和周波発生 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$

三倍波発生 $\omega + \omega + \omega = 3\omega$

差周波発生 $\omega_1 - \omega_2 = \omega_3$

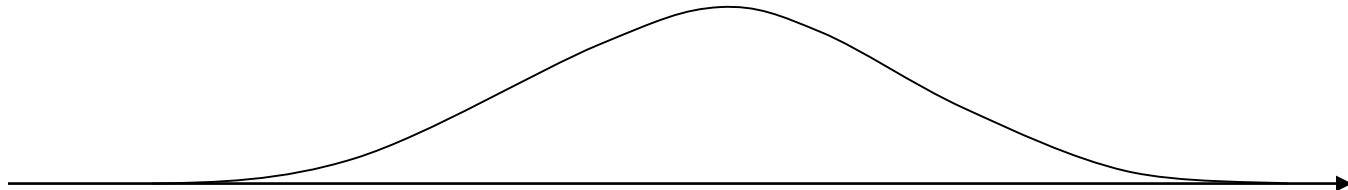
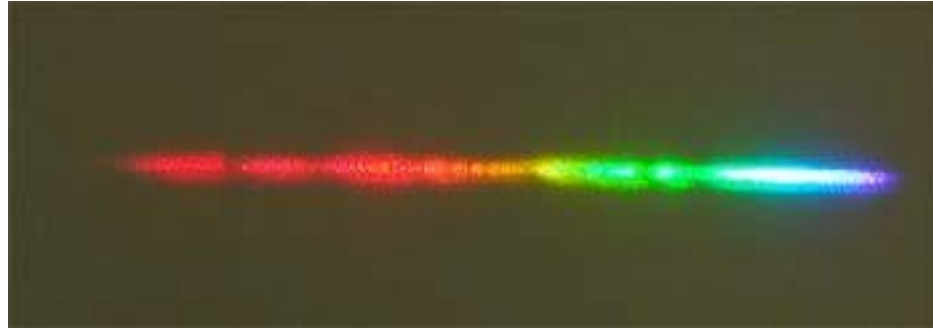
$(\omega_3 = 0 : \text{光整流})$

パラメトリック下方変換 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$

ブランコ パラメータ共振
2 ω でこいで ω で振動

第3回ここまで

超短パルスの自己位相変調による 白色光発生



周波数

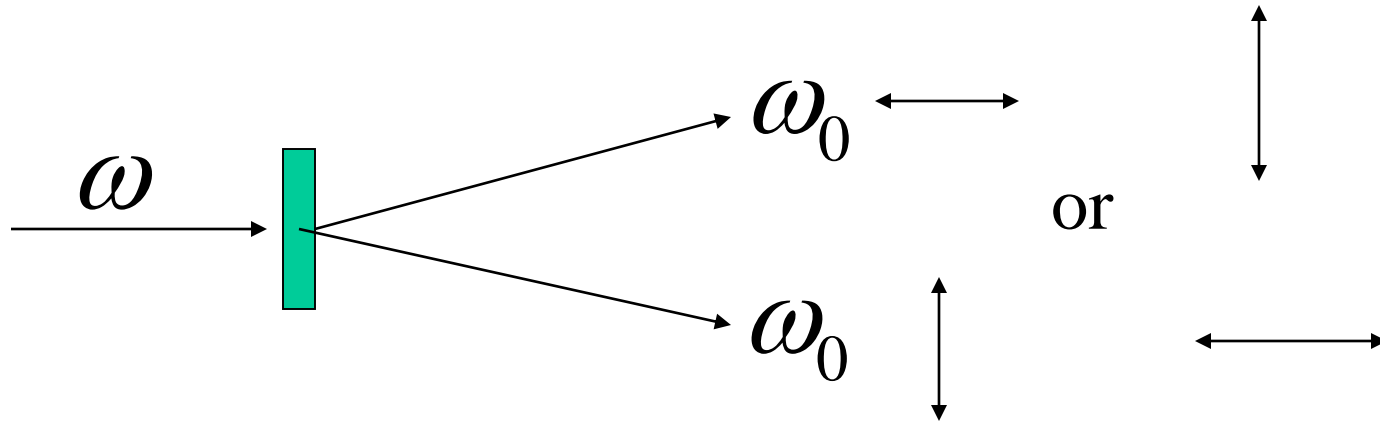
$$E(t) = F(t) \exp[-i(\omega t - kx)]$$

$$k = nk_0, \quad n = n_0 + n_2 |E(t)|^2$$

$$\omega t - kx = \omega t - (n_0 + n_2 |E(t)|^2) k_0 x$$

$$\text{瞬時周波数} \quad \omega - n_2 k_0 x \frac{d}{dt} |E(t)|^2$$

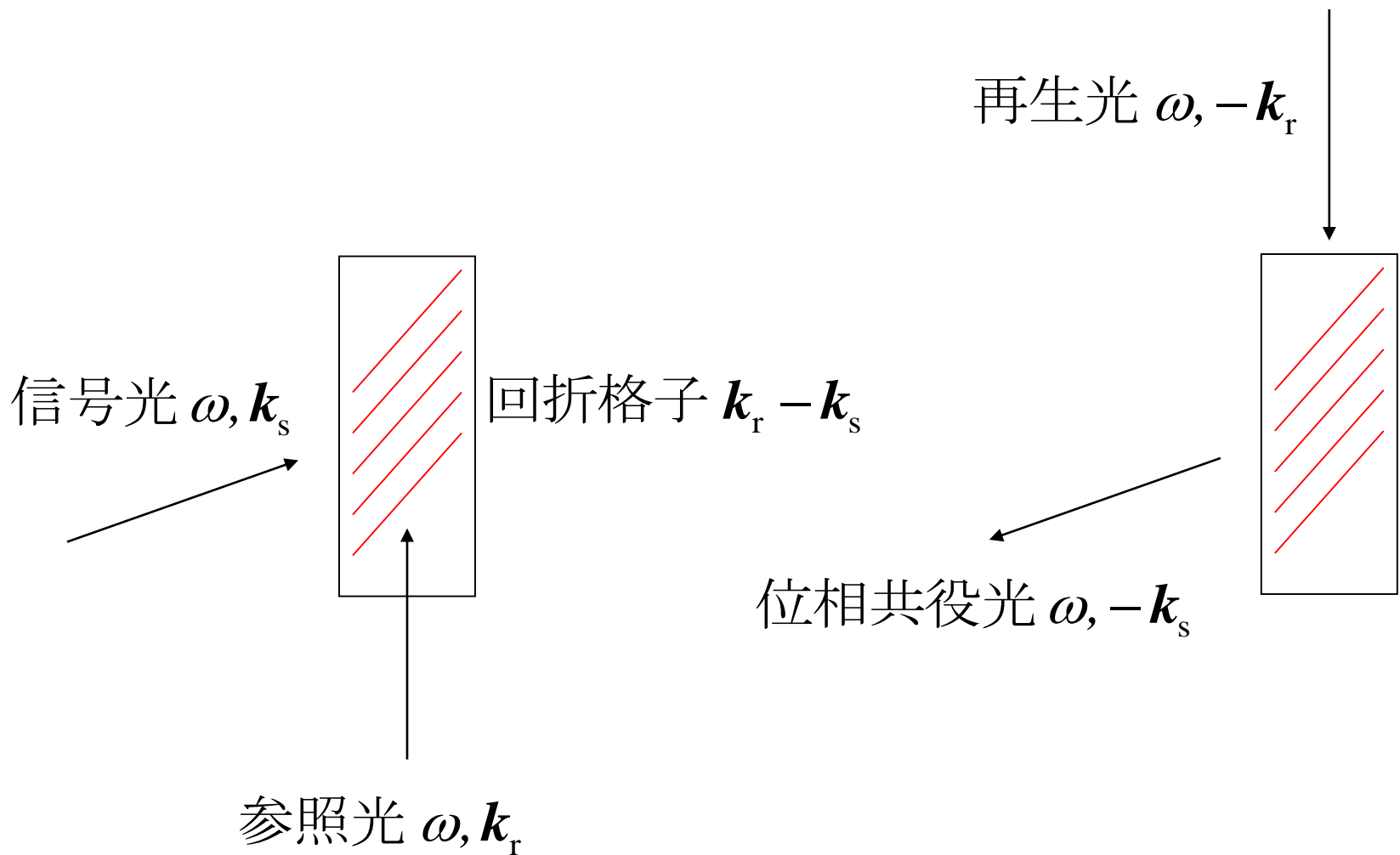
Entangled photon pair



parametric down conversion $\omega \rightarrow \omega_0 + \omega_0$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\leftrightarrow\rangle |\updownarrow\rangle + |\updownarrow\rangle |\leftrightarrow\rangle \right)$$

四光波混合による位相共役波

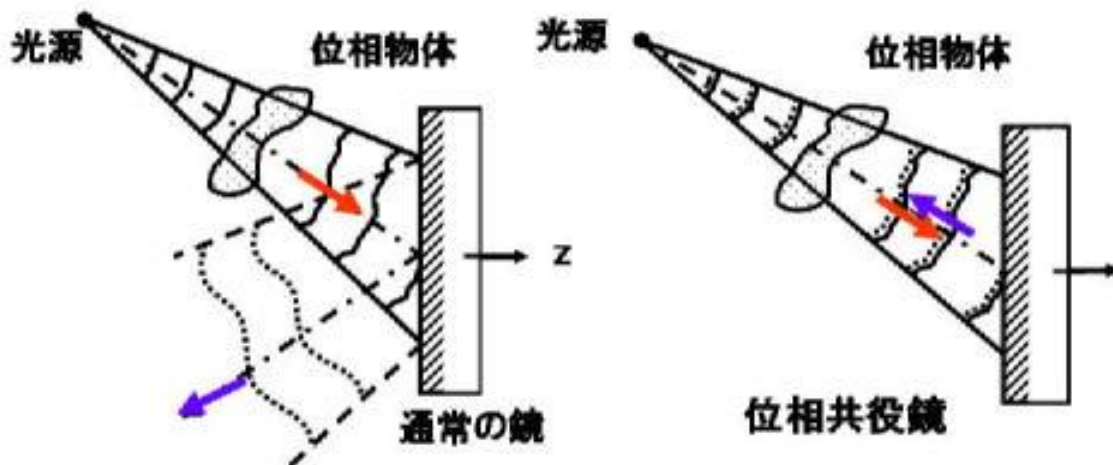


信号 $E_s = E_{s0} e^{i(\omega t - \mathbf{k}_s \mathbf{r}) + i\phi}$

参照 $E_r = E_{r0} e^{i(\omega t - \mathbf{k}_r \mathbf{r})}$

再生 $E_r' = E_{r0}' e^{i(\omega t + \mathbf{k}_r \mathbf{r})}$

位相共役 $E_p \propto \chi^{(3)} E_r' E_s^* E_r = \chi^{(3)} E_{r0}' E_{s0}^* E_{r0} e^{i(\omega t + \mathbf{k}_s \mathbf{r}) - i\phi}$



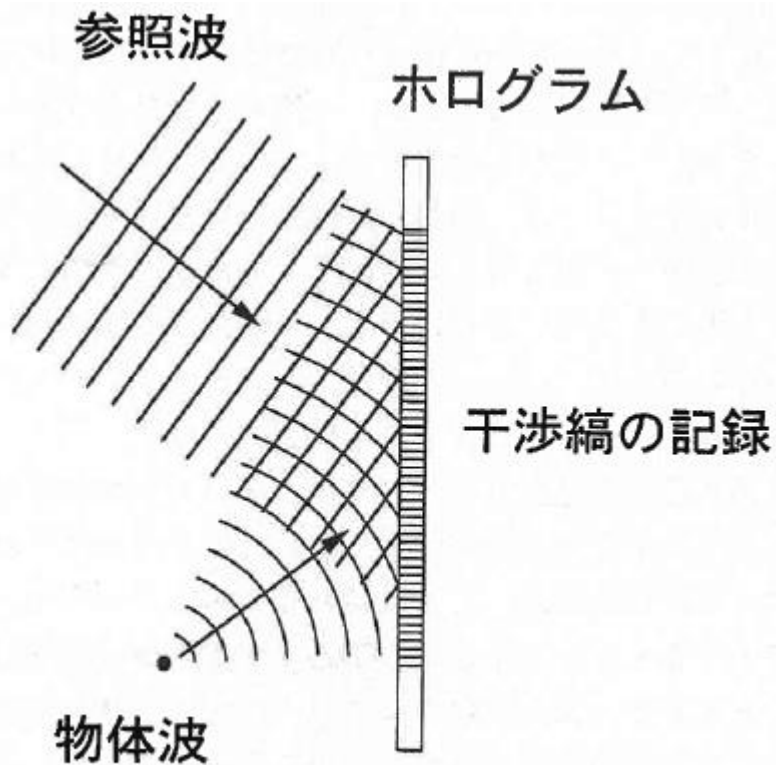


図9 ホログラムの記録.

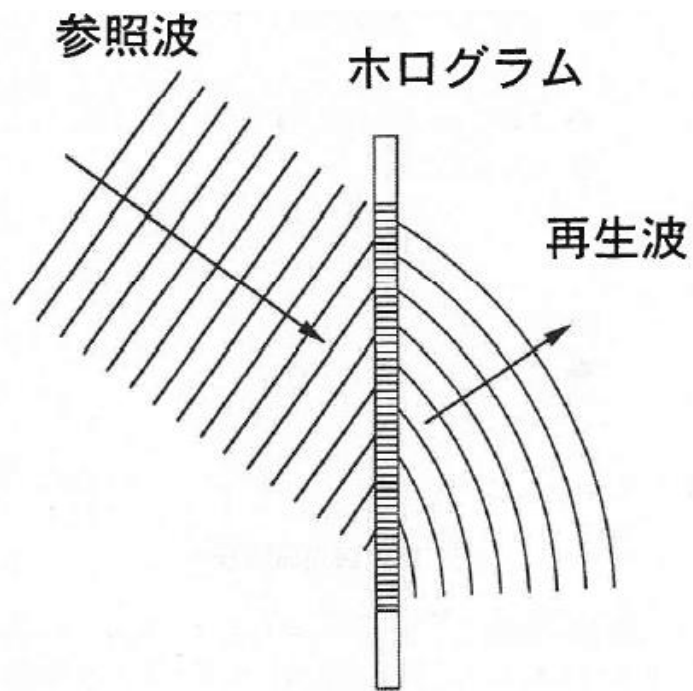


図10 ホログラムの再生.

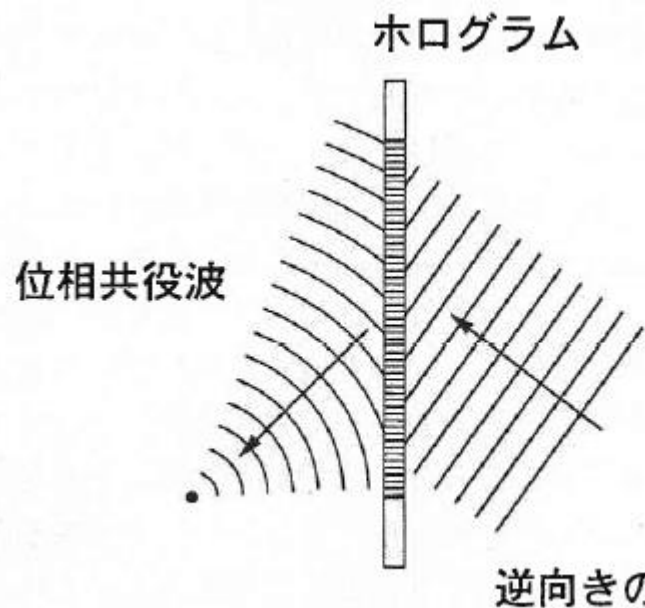
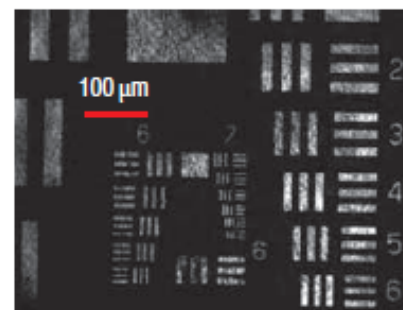
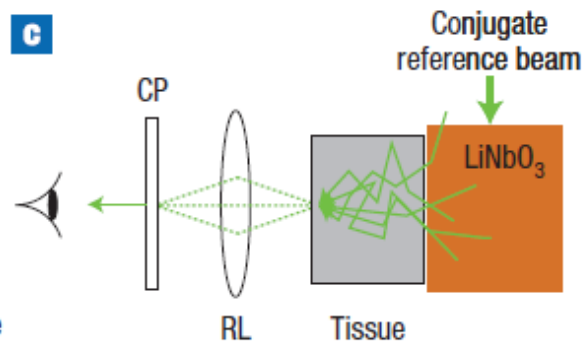
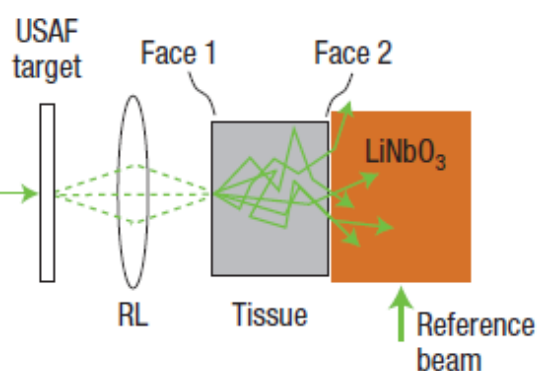
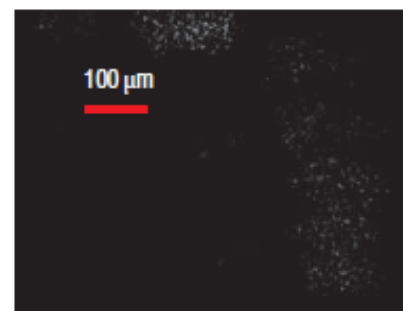
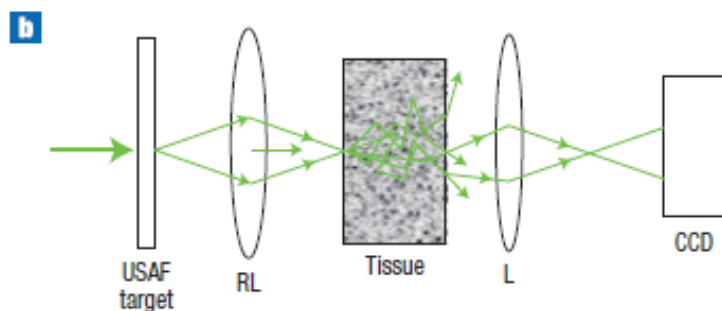
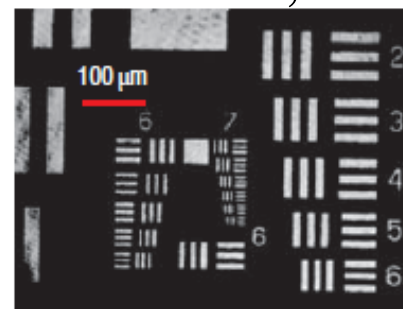
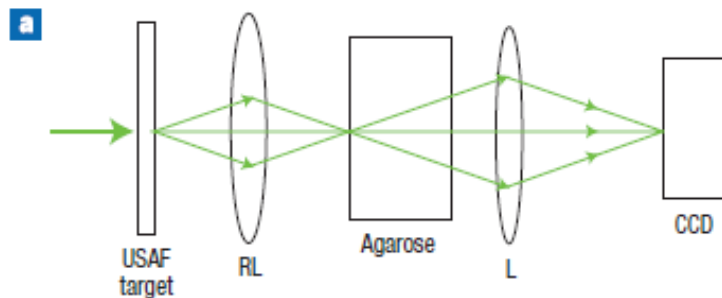


図11 位相共役波の再生. 参照波を逆向きから入れる.

位相共役光による生体試料での濁りの抑制

Nature Photon.
2, 110(2008)



Si マイクロフォトニクス

Si micro electrooptic modulator

Si 光-光スイッチ

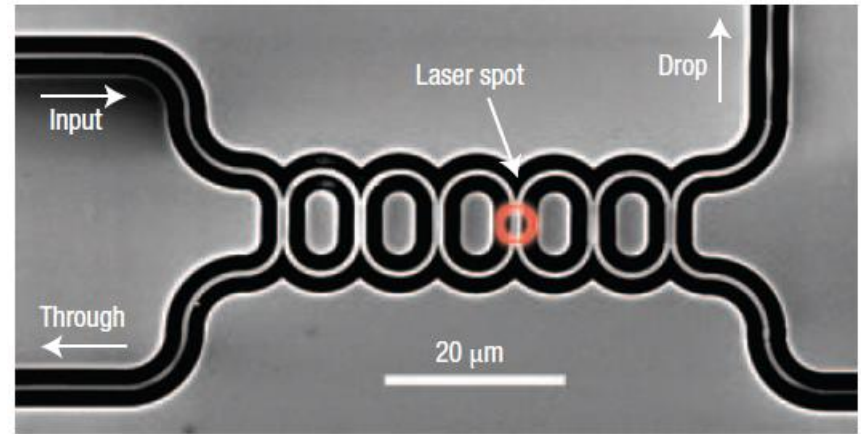
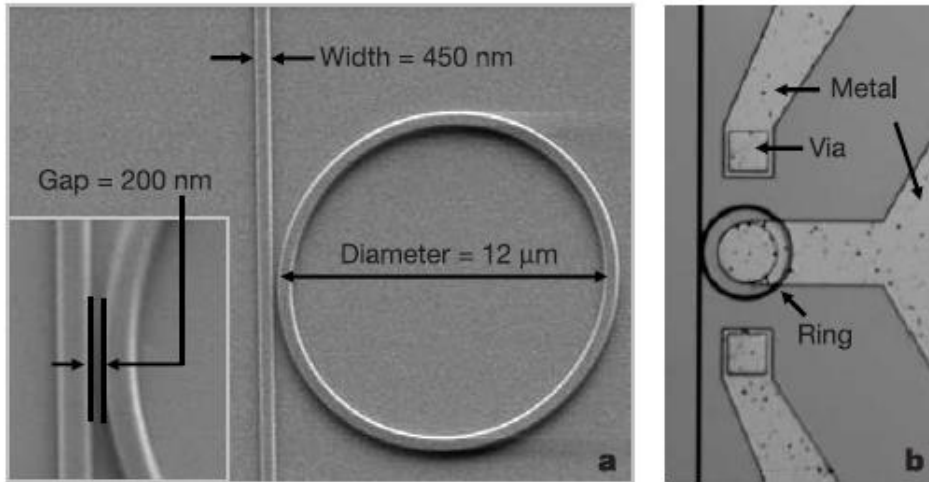


Figure 2 | SEM and microscope images of the fabricated device. **a**, Top-view SEM image of the ring coupled to the waveguide with a close-up view of the coupling region. **b**, Top-view microscope image of the ring resonator after the metal contacts are formed. The metal contact on the central p-doped region of the ring goes over the ring with a 1- μm -thick silicon dioxide layer between the metal and the ring.

光励起でキャリア注入

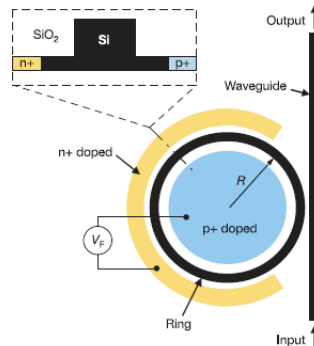
Nature Photon. 2, 242 (2008)

バイアス制御で

e,h注入、屈折率変化

リング共振器との共鳴変化

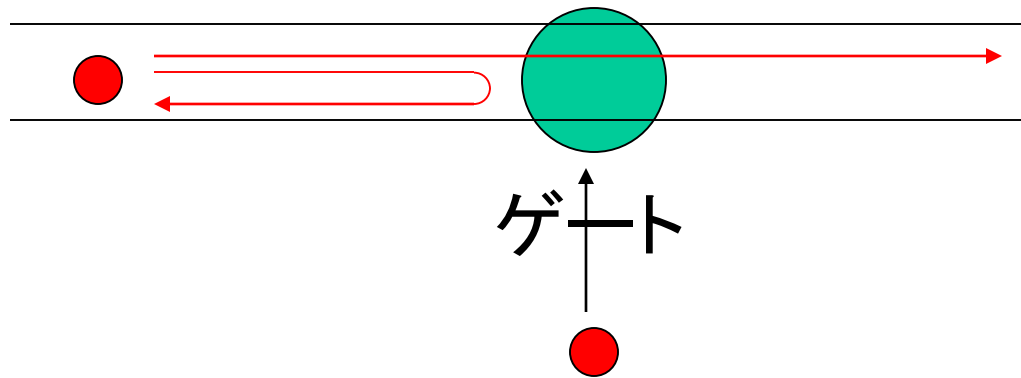
Nature 435, 325(2005)



光回路から光子回路へ

光子1個で起こす非線形光学効果

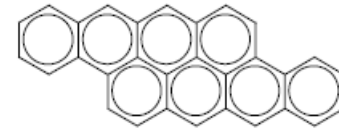
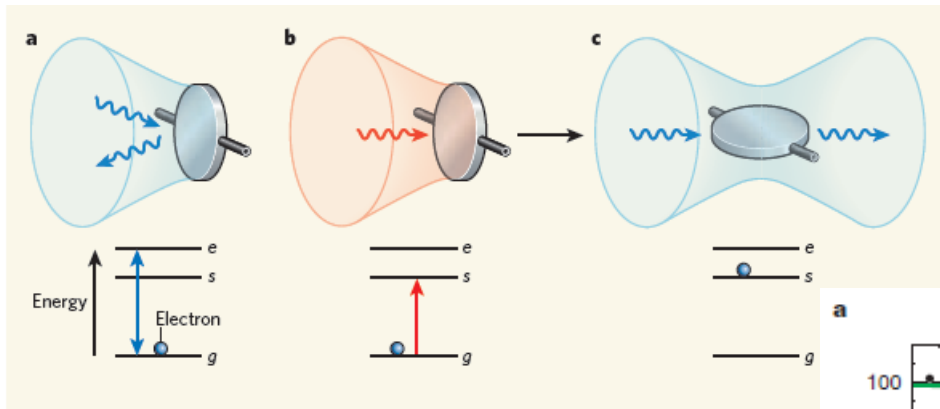
単一光子トランジスタ(理論) \Leftrightarrow 単一電子トランジスタ(実現)



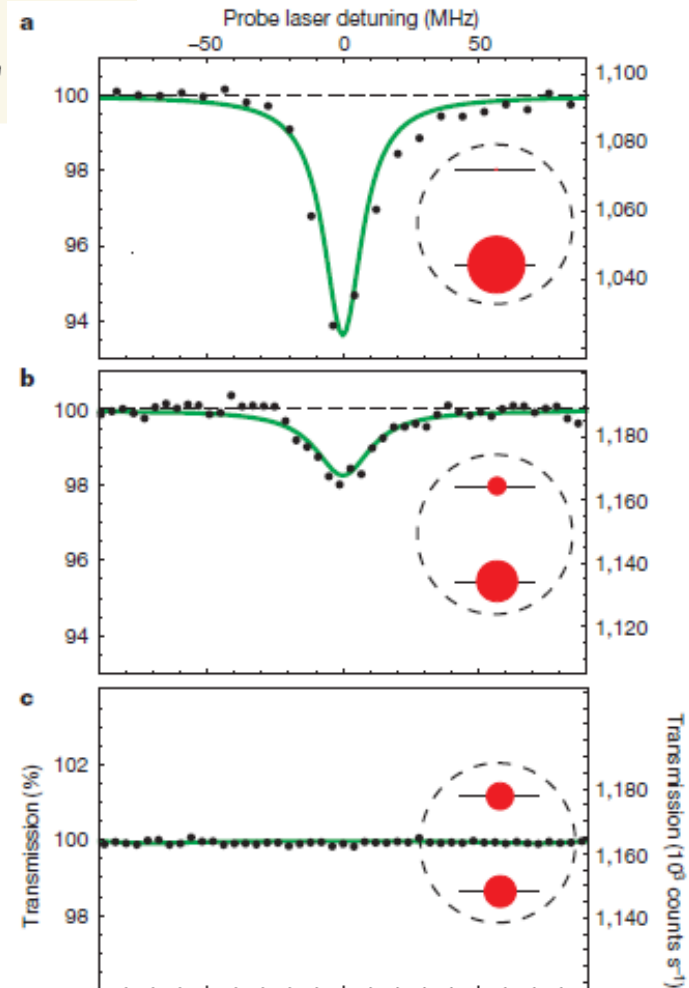
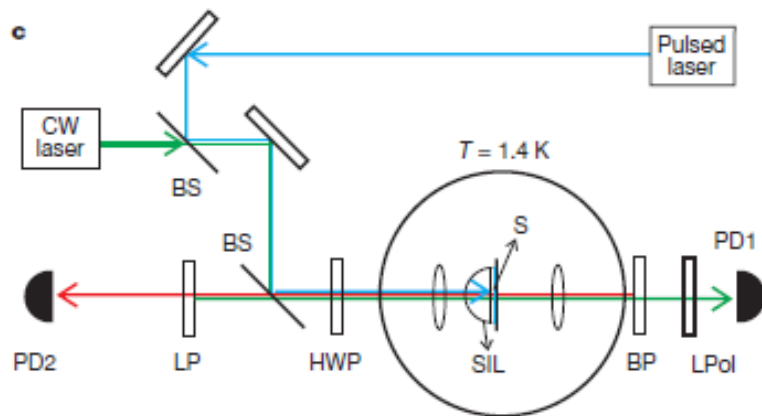
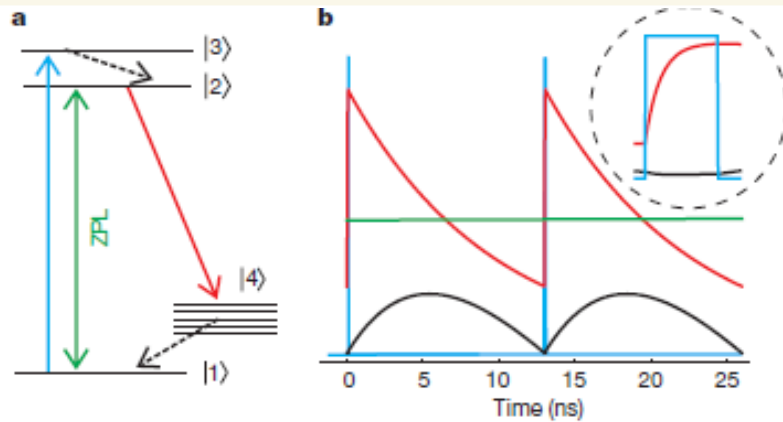
1個の光子の有無で光子が透過するか反射するかを制御

単一分子トランジスター

Nature 460,76(2009)



DBATT



Ultrafast all-optical switching by single photons

Nature Photon. 6, 605 (2012)

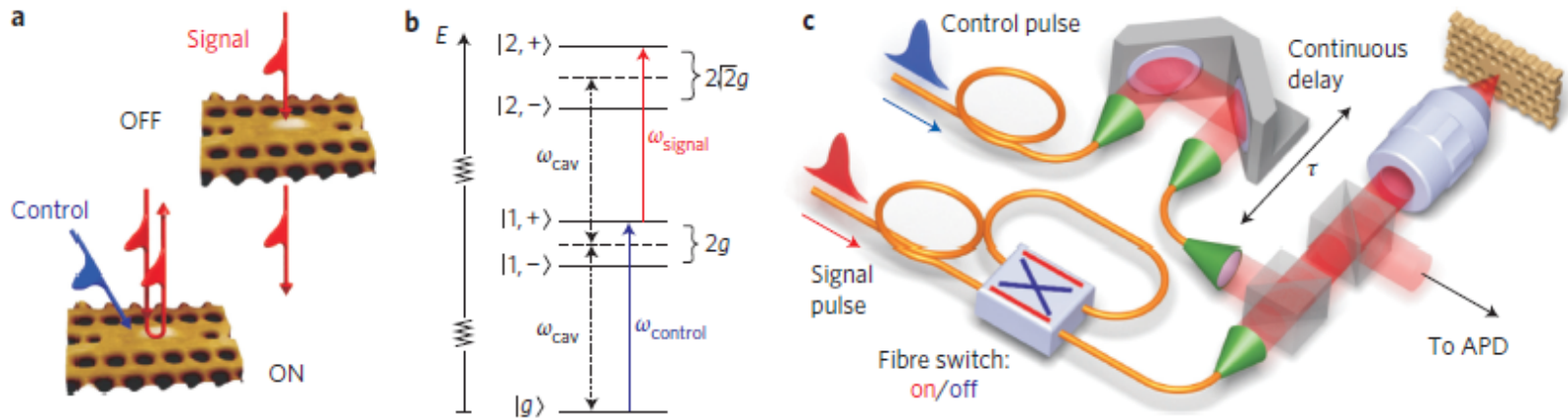


Figure 1 | A single-photon all-optical switch. **a**, A single control photon incident on the QD-cavity device determines whether a signal photon of different colour is scattered. **b**, Energy-level diagram of the strongly coupled QD-cavity system up to the second manifold of the anharmonic Jaynes-Cummings ladder. A single control photon on the upper polariton transition (UP) to the first manifold ($|g\rangle \rightarrow |1, +\rangle$) changes the scattering rate of a second signal photon resonant with a transition from the first to the second manifold ($|1, +\rangle \rightarrow |2, +\rangle$). **c**, Set-up for the demonstration of ultrafast single-photon switch operation. The relative delay between signal and control pulses is adjusted by a continuous delay stage. In addition, a discrete delay line, corresponding to a time delay of ~ 5 ns, can be added to the path of the signal pulse using a fibre switch. The photons back-scattered from the QD-cavity system are detected by an avalanche photodiode (APD) in single-photon counting mode.

非線形光学効果 Rabi分裂、交流Stark効果

Quantum nonlinear optics — photon by photon

Darrick E. Chang¹, Vladan Vuletić² and Mikhail D. Lukin^{3*}

The realization of strong interactions between individual photons is a long-standing goal of both fundamental and technological significance. Scientists have known for over half a century that light fields can interact inside nonlinear optical media, but the nonlinearity of conventional materials is negligible at the light powers associated with individual photons. Nevertheless, remarkable advances in quantum optics have recently culminated in the demonstration of several methods for generating optical nonlinearities at the level of individual photons. Systems exhibiting strong photon-photon interactions enable a number of unique applications, including quantum-by-quantum control of light fields, single-photon switches and transistors, all-optical deterministic quantum logic, and the realization of strongly correlated states of light and matter.

To understand why it is difficult to generate an optical response that is nonlinear at the level of individual photons, let us consider the interaction of a tightly focused laser beam with atoms. We would like to determine how many photons it takes to alter the atomic response, which can in turn modify the light propagation. To answer this question, we can think about light propagation in a focused beam as a flow of photons in a cylinder of diameter d .

The probability of interaction p between one photon and one atom is then given by the ratio of an effective size of the atom as seen by a photon (the atom's absorption cross-section, σ) and the transverse area of the laser beam ($\sim d^2$). The absorption cross-section is a function of the frequency of light. It reaches its maximum when the light frequency matches the frequency of the atomic transition, with a value of the order of the wavelength of light squared ($\sim \lambda^2$), giving $p \approx \lambda^2/d^2$. Because diffraction prevents the focusing of light below the wavelength scale, in free space $d > \lambda$, so typically $p \ll 1$. Hence a large number of atoms $N \approx 1/p$ is required to substantially modify the propagation of the light beam. To saturate such an atomic ensemble and thus produce a nonlinear optical response, a correspondingly large number of photons $n \approx N \approx d^2/\lambda^2 \approx 1/p$ is needed. A number of experiments have attempted to maximize the atom–photon interaction probability p by concentrating laser light to a small area, achieving sizeable atom–photon interaction probabilities of $p \approx 0.05$ with laser beams focused on neutral atoms, $p \approx 0.01$ with ions, and $p \approx 0.1$ with molecules on a surface.

Focus on a single molecule

NATURE PHOTONICS / VOL 10 / JULY 2016 438

Tight focusing of two light beams onto an organic molecule opens the way to coherent nonlinear interactions at the few-photon level.

Sarah M. Skoff and Arno Rauschenbeutel

One may wonder why it commonly takes a high-intensity light field to dynamically modify the optical properties of matter. In this context, a key figure of merit is the probability P of interaction of a single photon with a given atom or molecule — the quantum emitter — in the considered material. This probability can be expressed as $P = \sigma/A$, where σ is the emitter's interaction cross-section and A is the mode cross-section of the light field. The probability P approaches unity if σ and A reach their maximum and minimum values of approximately λ^2 , respectively, where λ is the optical wavelength.

In bulk materials at room temperature, σ is many orders of magnitude smaller than λ^2 due to large **homogeneous broadening of the optical transition caused by thermal excitations of lattice vibrations** that perturb the quantum emitter. On the other hand, A is often larger than its limiting value because of **diffraction**. Consequently, for a propagating light field where each photon only interacts with an atom or a molecule once, **the interaction probability P falls markedly below unity**, and the nonlinear effects — being proportional to increasing powers of P — are strongly reduced. In this case, many photons must be present in a material sample simultaneously to observe sizeable nonlinear processes.

Nature Photon. **10**, 450–453 (2016).

Large Cross-Phase Modulations at the Few-Photon Level

PRL 117, 203601 (2016)

Microscopic clouds of cold atoms can mediate interactions between weak pulses of light at the level required for quantum logic with single photons.

Few-photon coherent nonlinear optics with a single molecule

Nature Photon. **10**, 450–453 (2016).

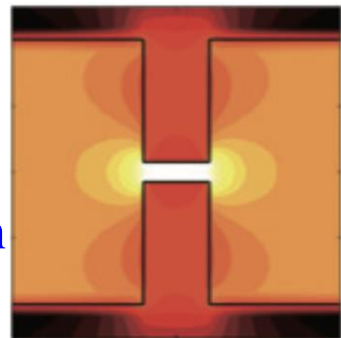
Self-Similar Nanocavity Design with Ultrasmall Mode Volume for Single-Photon Nonlinearities

PRL 118, 223605 (2017)

We show that the extreme light concentration in our design can enable ultrastrong Kerr nonlinearities, even at the single-photon level.

Creating an appropriately shaped, nanoscale air gap in a block of silicon would boost the maximum electric field of a weak laser by more than 10,000 times.

Theory



第4回のまとめ

光通信

非線形光学

単一光子非線形光学は未だに挑戦的課題