

励起子

結晶中の集団的素励起の一つ

結晶内をコヒーレントに伝播する電子的励起エネルギー
(励起波、電子的分極波)

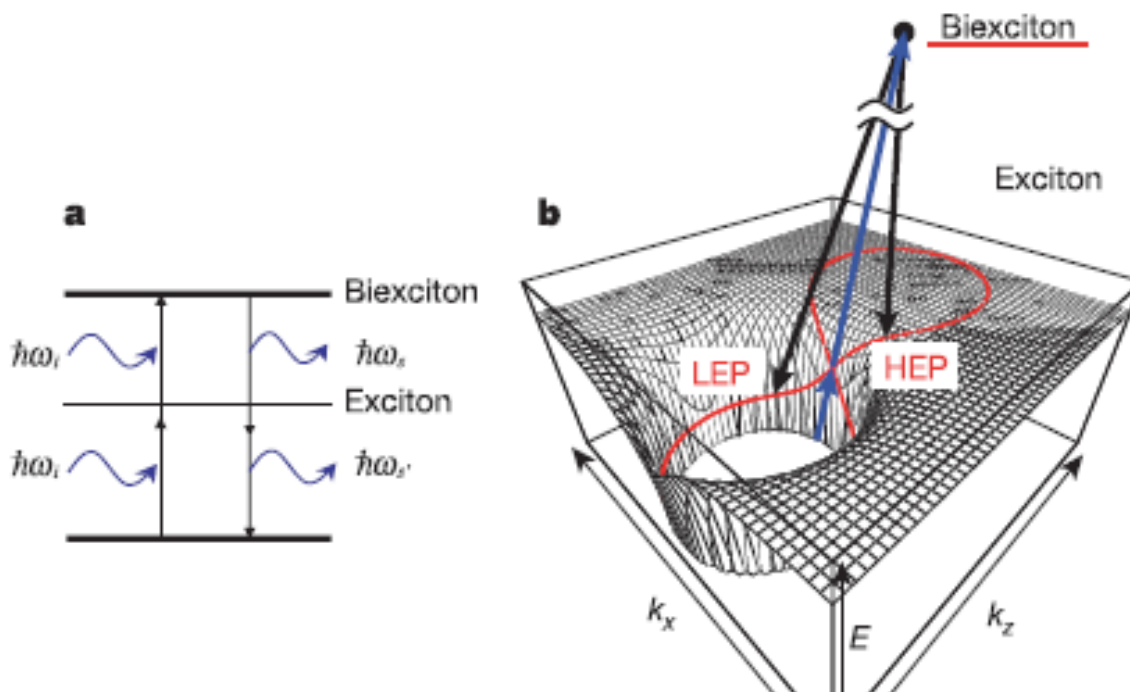
最大の特徴: 振動子強度が狭いエネルギー範囲に集中
鋭い吸収ピークを与える

= 光との相互作用が大きい

巨大な非線形光学効果の期待

低次元ナノ構造で状態をコントロール

バルク半導体励起子分子からの entangled photon pairの発生



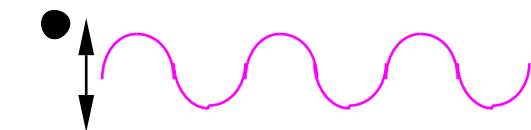
$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|\leftrightarrow\rangle|\leftrightarrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle|\uparrow\downarrow\rangle)$$

Nature 431, 167(2004)

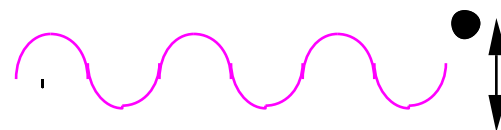
東北大 枝松圭一

励起子ポラリトン

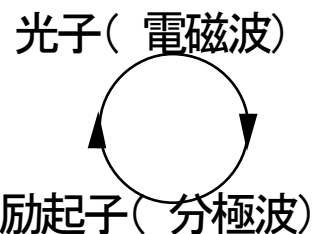
光子(電磁波)と励起子(励起波)の連成波



振動電荷 電磁波放射



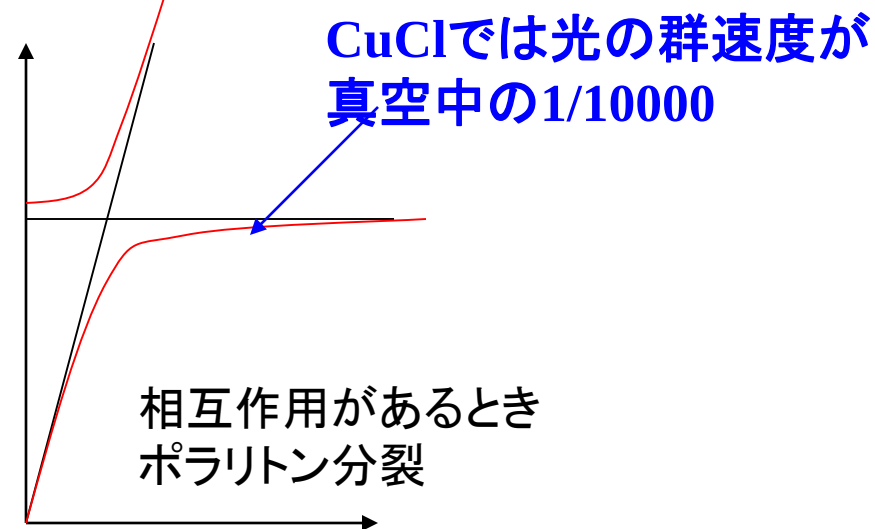
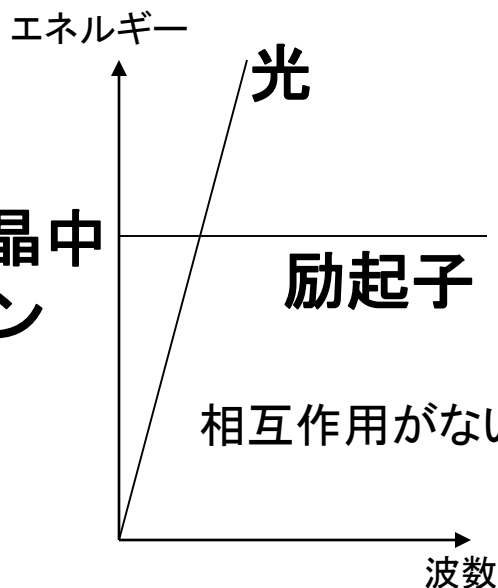
電磁波 分極誘起



連成振動



光子 励起子



半導体結晶中の
ポラリトン

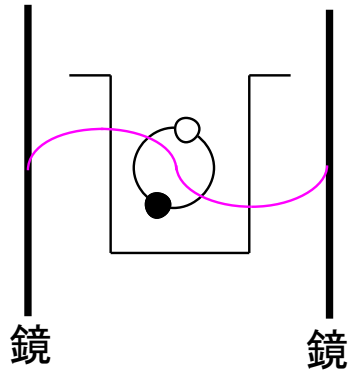
ポラリトン分裂 = 真空のラビ分裂

微小共振器ポラリトン

人工的に作ったポラリトン

東大 荒川泰彦

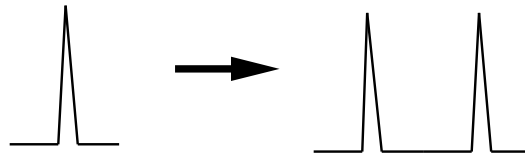
例



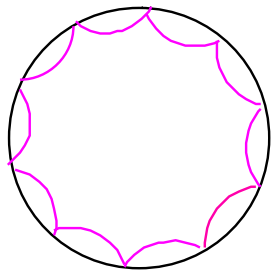
量子井戸(量子点)と光共振器
微小共振器ポラリトン

励起子ピーク

ポラリトン分裂

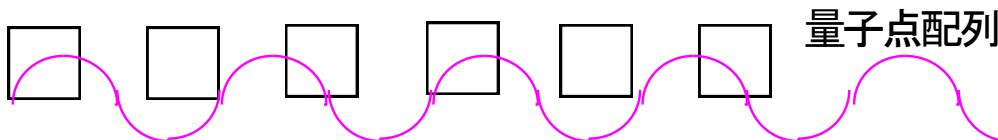


光共振器でfeedbackして
光と励起子の相互作用
時間を長くする＝強める



半導体微小球での光の閉じ込めモード

半導体量子点 励起子1個
の生成で非線形効果が起こる



共振器で励起子生成確率を
強めれば、光子1個の非線形
光学効果

バルク結晶 無限体積
同じモード(波数)の光子と励起子が結合

励起子ポラリトンの
ボーズ・アインシュタイン凝縮
Nature 443,409(2006)

ボーズ-アインシュタイン凝縮(BEC)や超流動、超伝導などのような量子凝縮相への相転移は、純粹な量子効果が巨視的スケールで表れることから、長く研究者の興味をそそってきた。例えばBECは、よく知られているように、200nK以下の温度でRb原子の希薄気体において実証されている。BECが起こる固体系を見いだすために多数の研究が行われているが、有望な候補となる系が半導体微小共振器である。この場合、光子がその中に閉じ込められて電子励起と強く結合し、その結果、励起子ポラリトンが生成する。このような**ボソン型準粒子**はRb原子の 10^9 分の1の軽さで、そのため理論的には、標準的な低温でBECが起こることが可能である。本論文では、ポラリトンのBECを確かに示す証拠が得られた、さまざまな実験結果について詳しく述べる。

$$T_{\text{BEC}} = \frac{h^2}{2\pi m k_B} \times \left(\frac{N}{\zeta(3/2) V} \right)^{2/3}$$

Nature 443,409(2006)

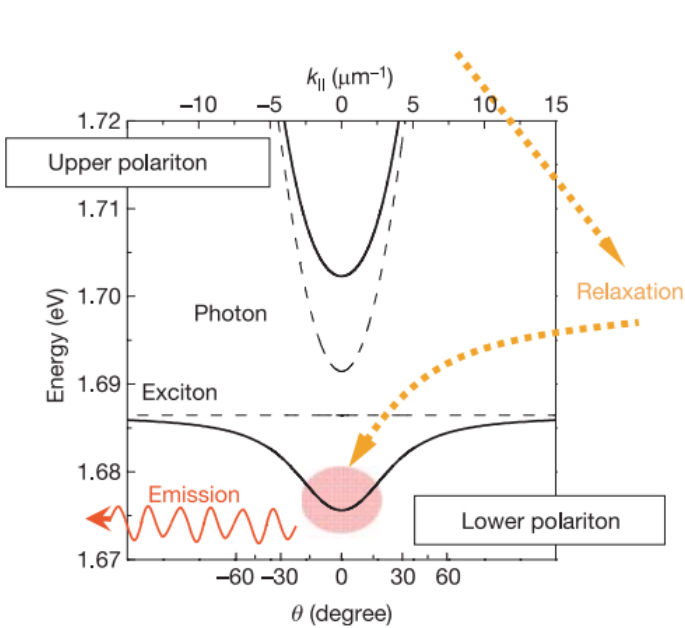


Figure 1 | Microcavity diagram and energy dispersion. a, A mi

Nature 443,409(2006)

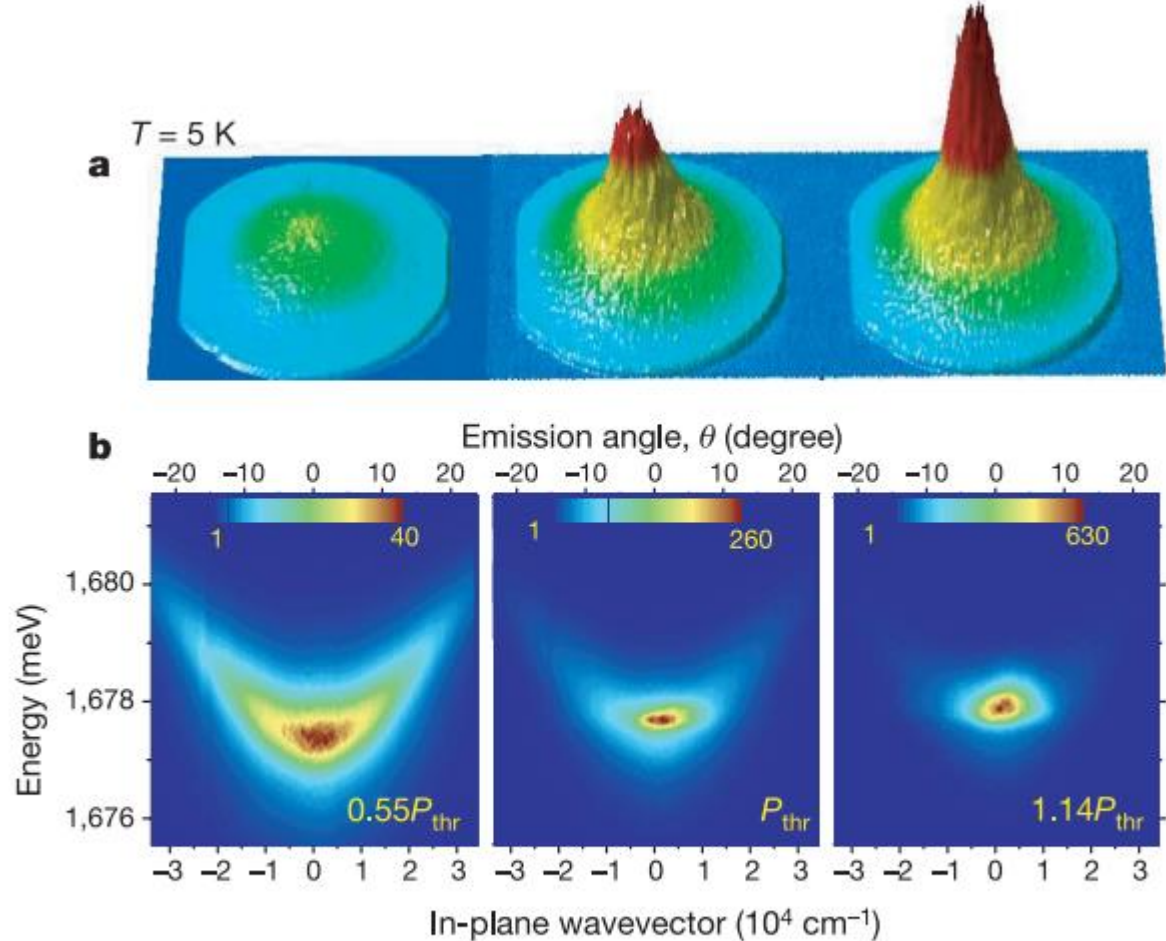
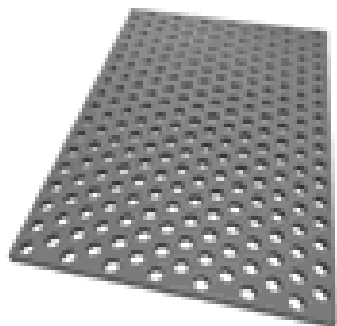


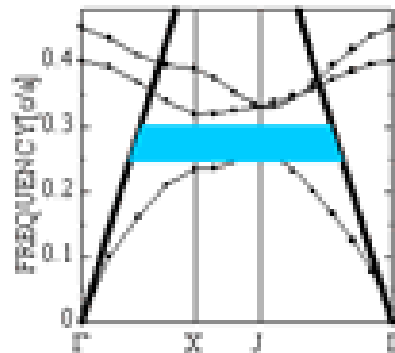
Figure 2 | Far-field emission measured at 5 K for three excitation

臨界密度を超えたところで、19Kの熱平衡状態にあるポラリトンが、基底状態が極めて多数占有された状態へと成長し、時間コヒーレンスが高くなり、長距離の空間コヒーレンスと直線偏光が増大することが観察された。これらはいずれも、巨視的な量子相が自発的に生成することを示している。→ ポラリトンレーザー

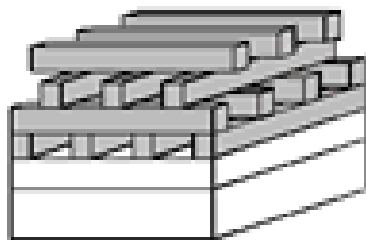
光の能動的制御: フォトニック結晶



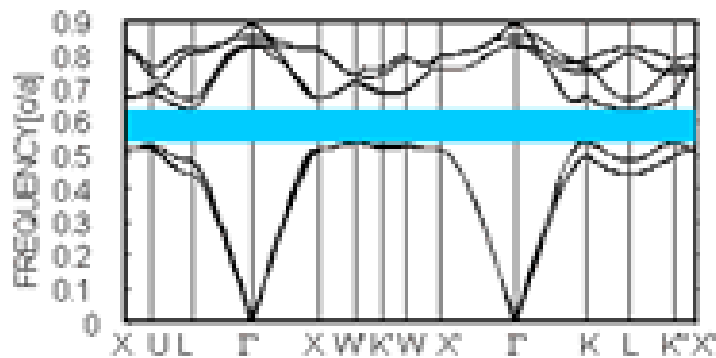
2D Photonic Crystal



Partial Bandgap



3D Photonic Crystal

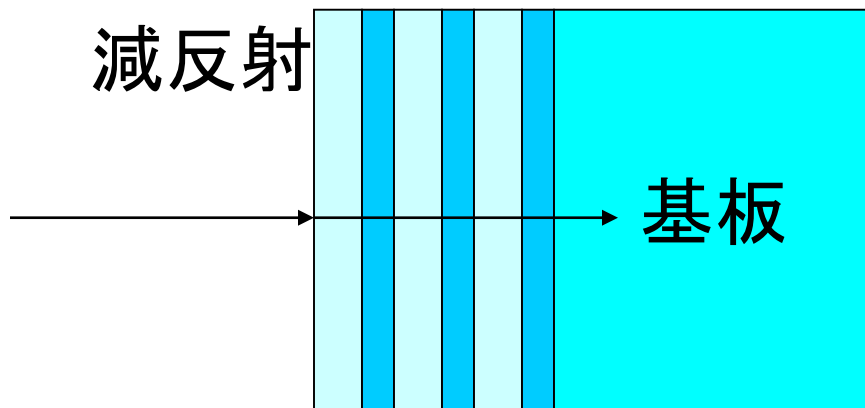
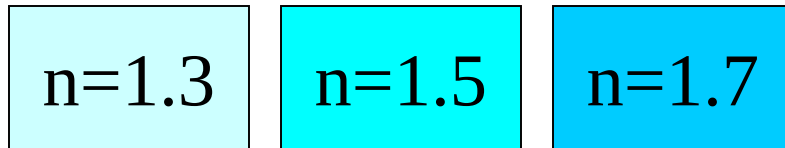


Complete Bandgap

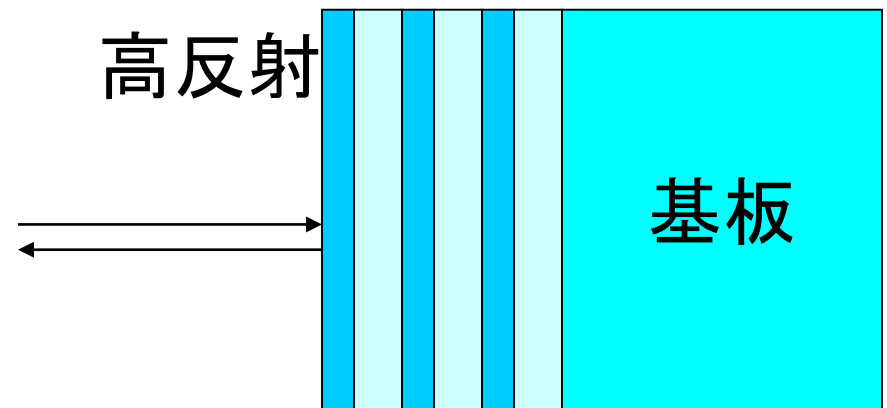
透明物質(誘電体)に光の波長スケールの周期構造を作ることにより
光の禁制帯 (photonic bandgap) ができる

1次元フォトリック結晶＝誘電体多層膜

$n=1$



$R \sim 0\%$



$R \sim 100\%$

各層の厚さ L : $nL = \lambda/4$

光の能動的制御

フォトニックフラクタル 2004.1.7

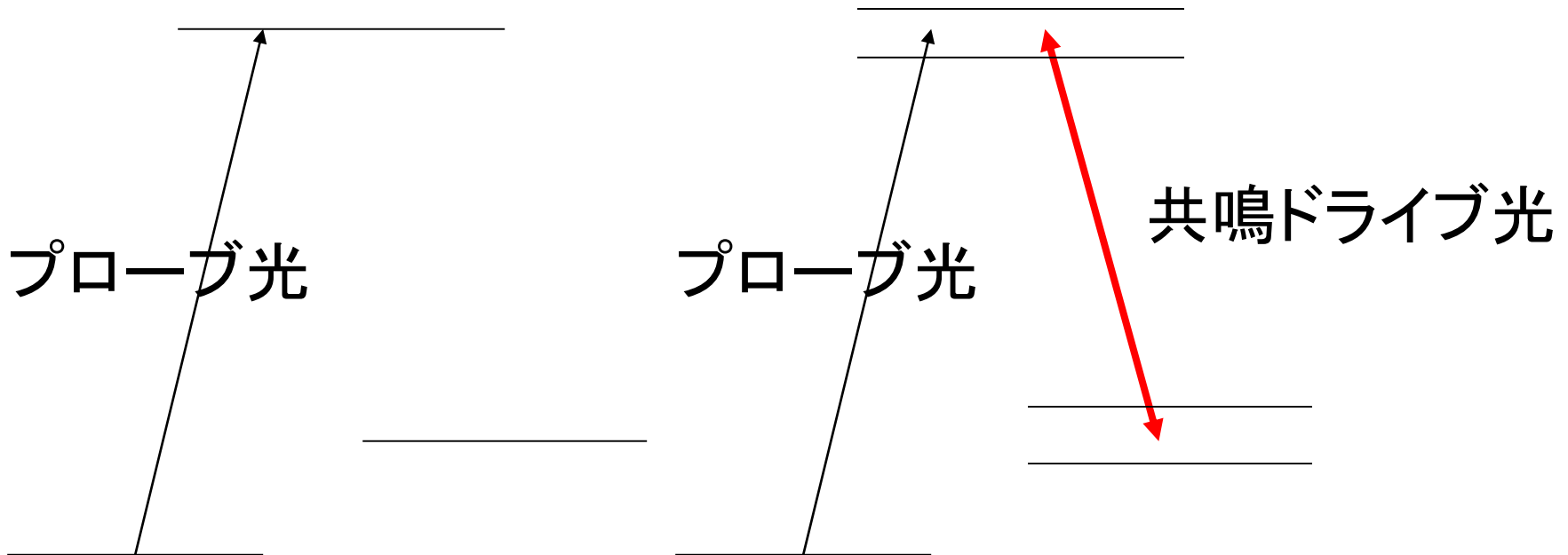


光子(フォトン)を完全に停止させることに成功 2003.12.10

ハーバード大学で、数十万分の1秒という短い時間だが、光を完全に停止させ、次にそのまま進路に沿って前進させることに成功。量子コンピュータの開発に役立つ可能性。(電磁誘起透明化を利用)

電磁誘起透明化

3準位系



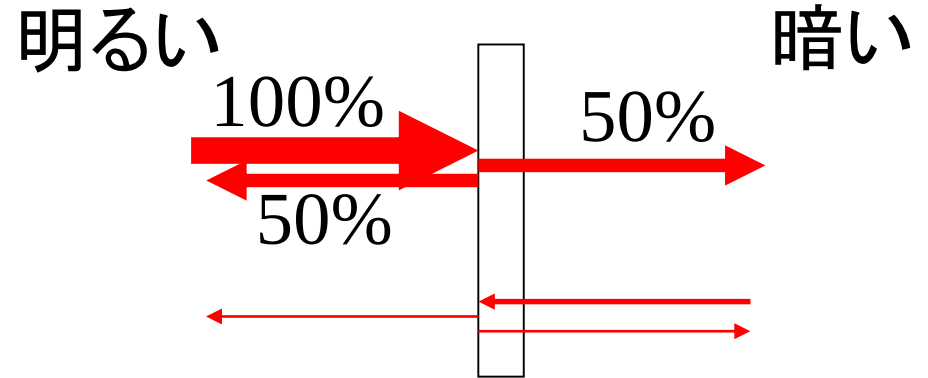
プローブ光が吸収線に共鳴していても、
共鳴ドライブ光が存在すると完全に透過

光凍結 (dark state polariton)、反転分布のないレーザー

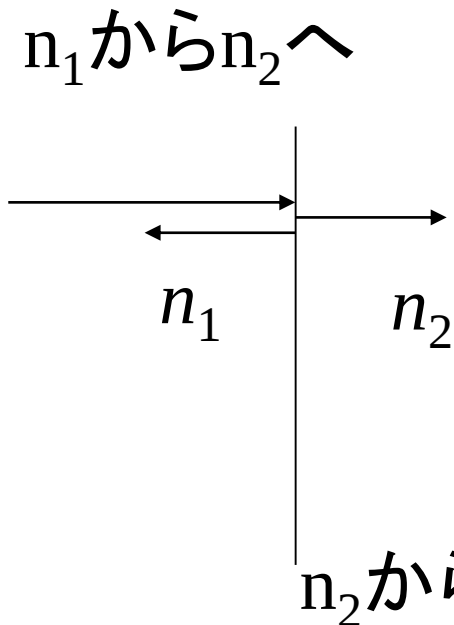
入射の向きによって透過率が違う？

マジックミラー

ハーフミラー 50%透過
50%反射



光の相反性



振幅反射率 $r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$

振幅透過率 $t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$

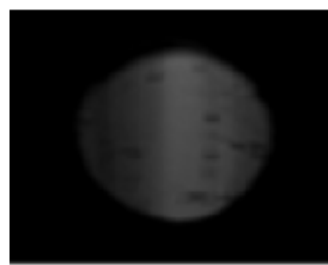
エネルギー反射率 $R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2$

エネルギー透過率 $T = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}$

入射の向きによって透過率が違う？

光学の相反定理: (PQ間にどんな媒質があっても)
P点で p 方向の単位電気双極子が振動するとき
Q点に生じる電場の q 方向の成分の振幅と位相は、
Q点で q 方向の単位電気双極子が振動するとき
P点に生じる電場の p 方向の成分の振幅と位相に等しい

空間反転・時間反転の対称性がともにない物質
方向二色性 光の進む向きによって透過率が異なる



真のマジックミラー
(どちらも明るくてよい)

0.1 mm CuB_2O_4 882 nm

東北大 有馬孝尚

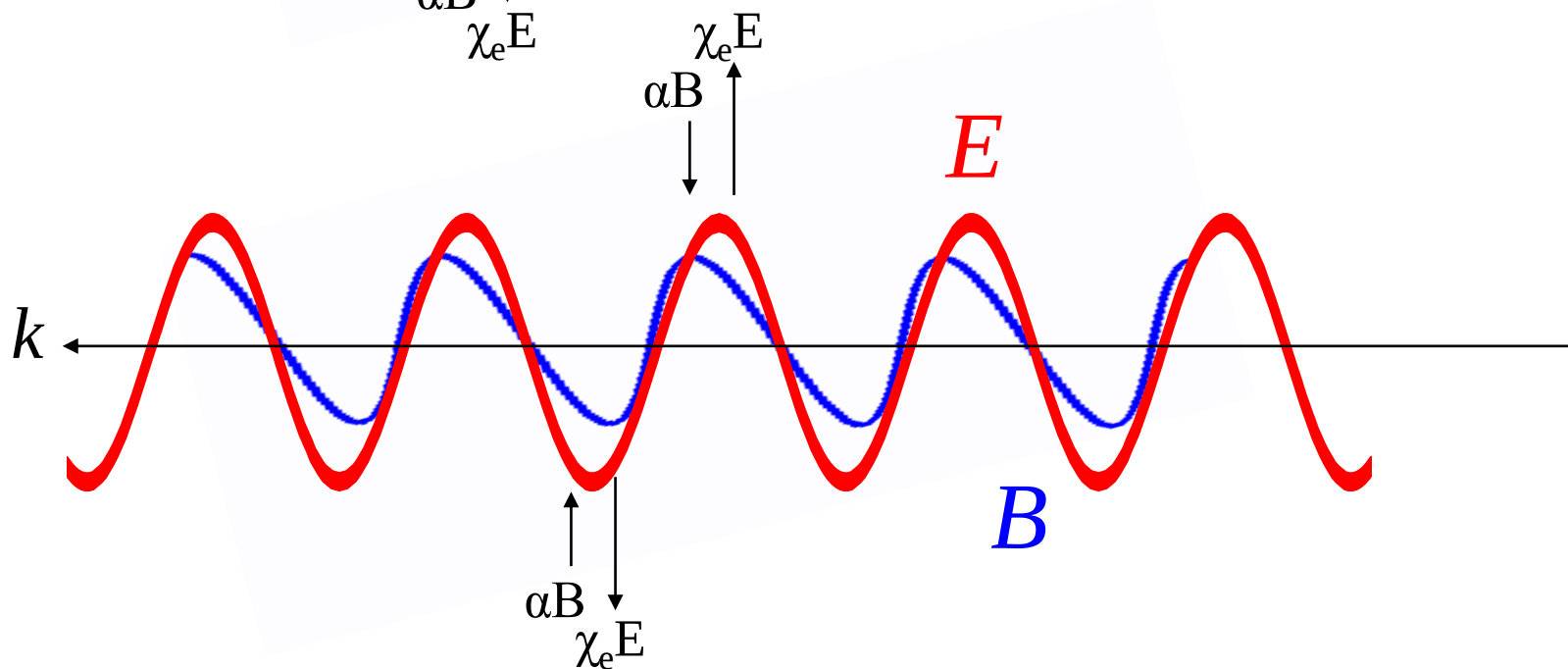
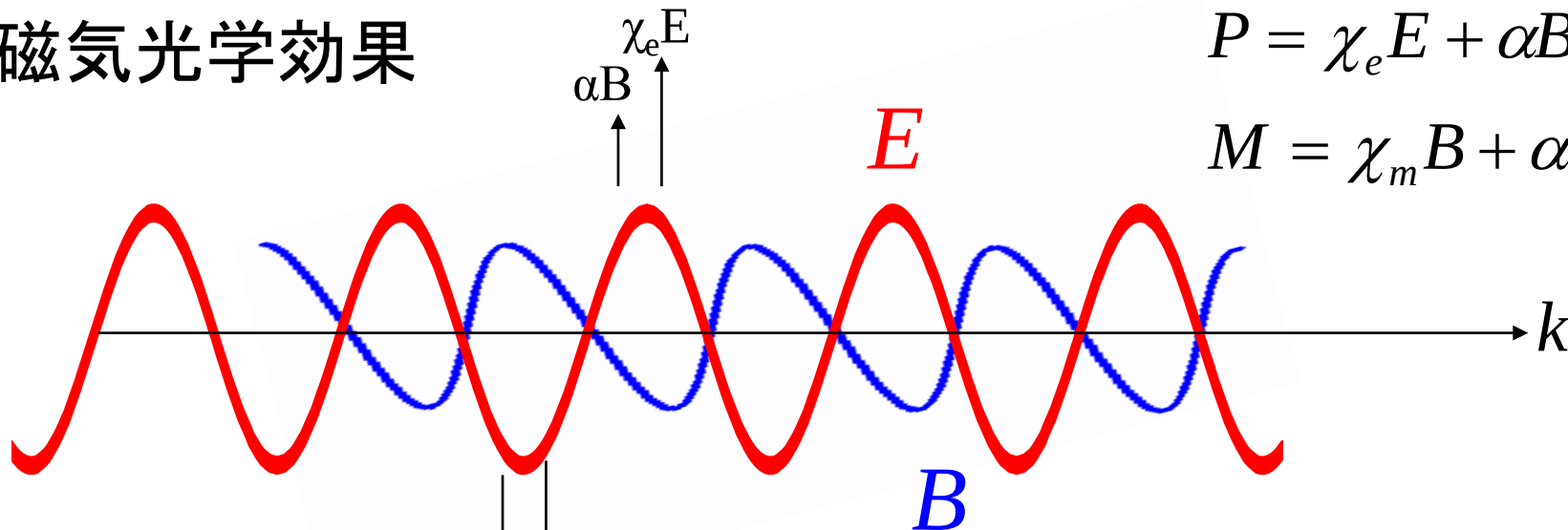
J.Phys.Soc.Jpn 77,013705 (2008)

方向複屈折や方向二色性のメカニズム

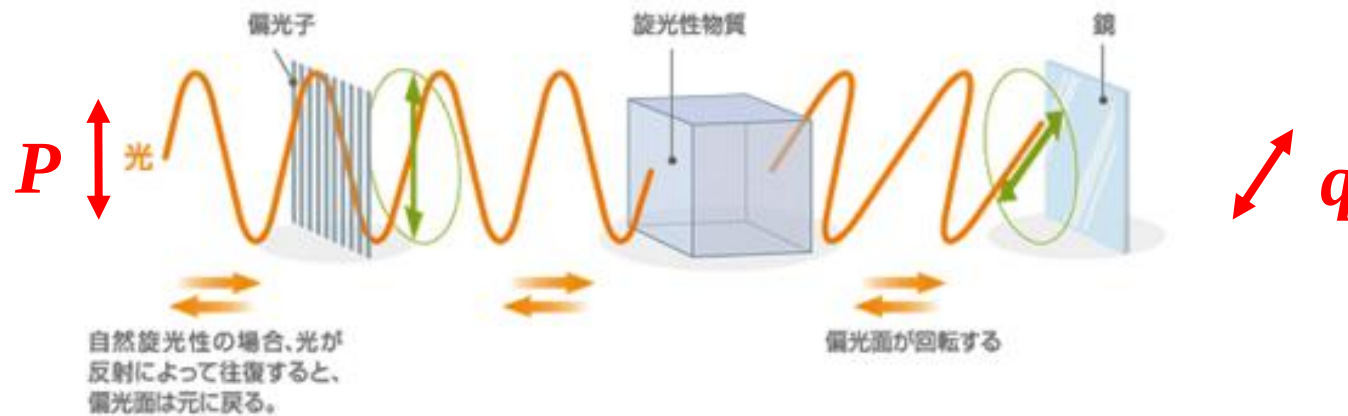
電気磁気光学効果

$$P = \chi_e E + \alpha B$$

$$M = \chi_m B + \alpha^T E$$

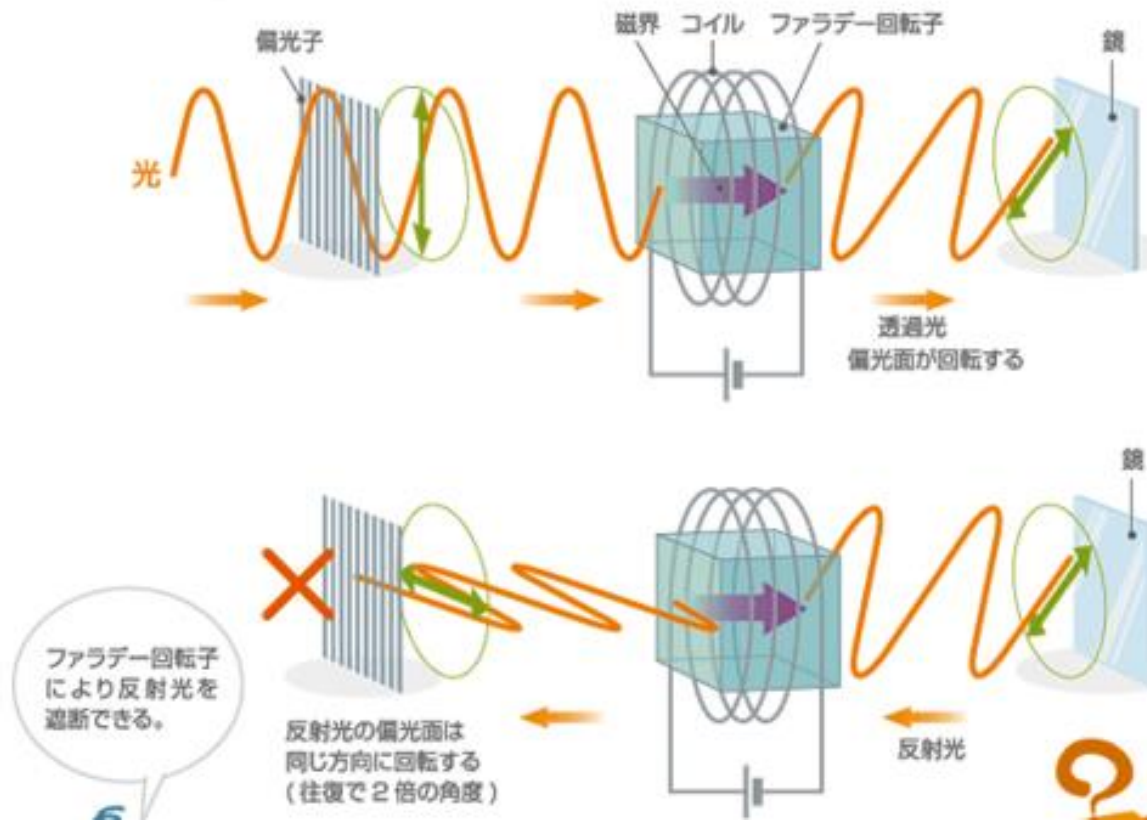


自然旋光性

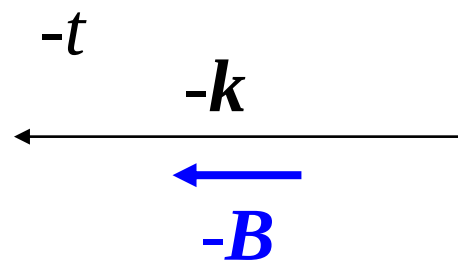
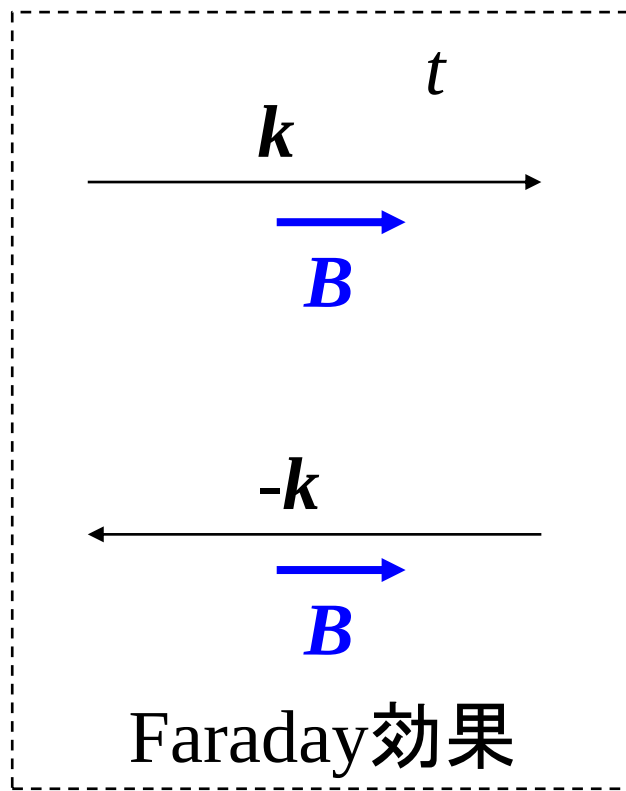
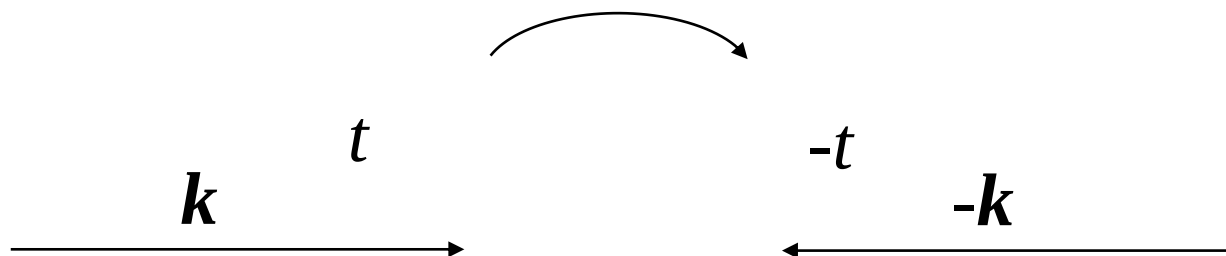


<http://www.tdk.co.jp/techmag/inductive/200710/index2.htm>

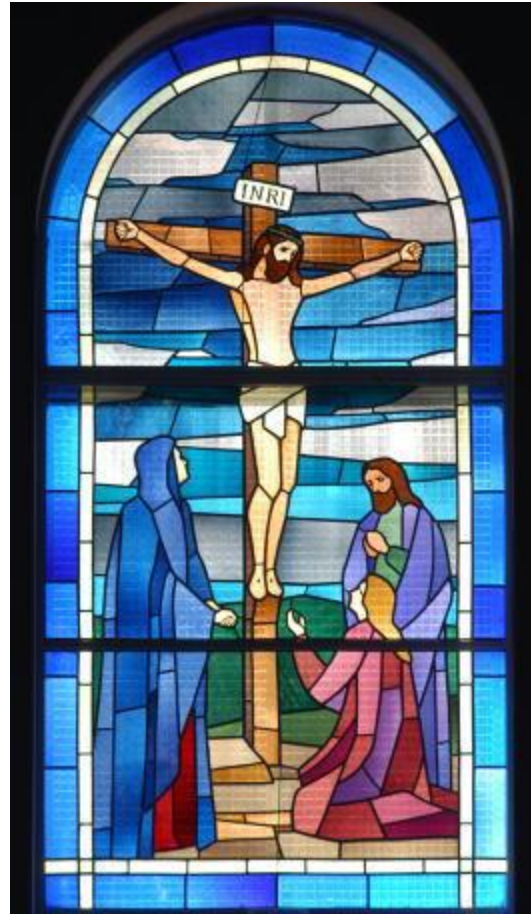
ファラデー効果



時間反轉

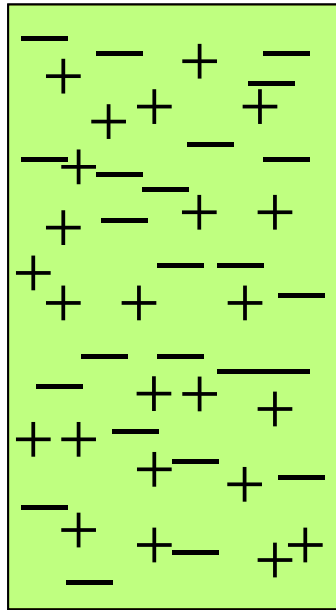


ステンドグラス



金属ナノ粒子
(表面プラズモン共鳴
局在プラズモン共鳴)

プラズモニクス

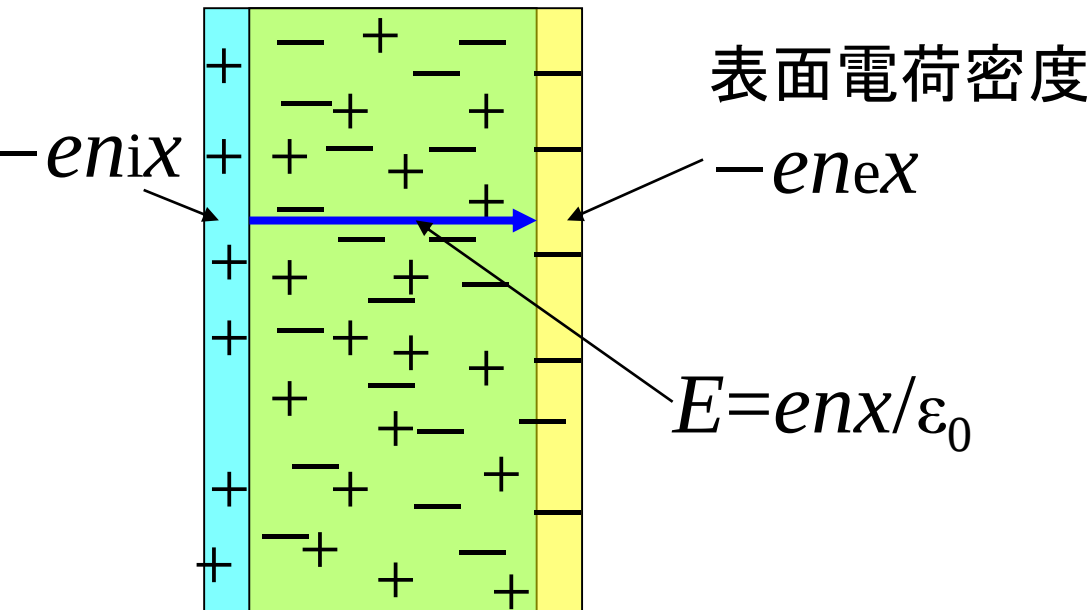


— 電子 n_e :密度

+ 正イオン n_i

中性 $n_e = n_i = n$

x
→



電子気体の運動方程式

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e^2 n_e}{m \epsilon_0} x$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_p^2 x = 0$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}} : \text{プラズマ周波数}$$

プラズマ振動 縦波

プラズモニクス

電子気体の運動方程式 (金属のドルーデモデル)

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE \quad E = E_0 e^{-i\omega t} \quad x = x_0 e^{-i\omega t}$$

$$-\omega^2 x = -\frac{e}{m} E \quad x = \frac{e}{m\omega^2} E \quad P = -nex = -\frac{ne^2}{m\omega^2} E$$

$$\varepsilon E = \varepsilon_0 E + P \quad \varepsilon E = \varepsilon_0 E - \frac{ne^2}{m\omega^2} E \quad \varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{ne^2}{m\omega^2}$$

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

$$P = \frac{N_0}{V} p = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E \quad \text{ローレンツモデル}$$

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

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_0 \chi^{(1)} \quad \text{で } \omega_0 = 0, \Gamma_0 = 0$$

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

プラズモニクス

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m}} : \text{プラズマ周波数}$$

$\omega < \omega_p$ $\varepsilon < 0$ 屈折率 $n = i\kappa$ 純虚数

電磁波は金属中に入り込めず表面で反射

$\varepsilon\mu < 0$ のとき、伝搬できない

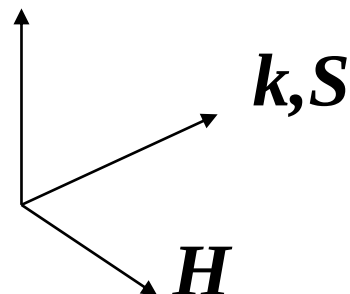
$$\mathbf{E}, \mathbf{H} \propto e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})}, \mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mu \mathbf{H}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \varepsilon \mathbf{E}$$

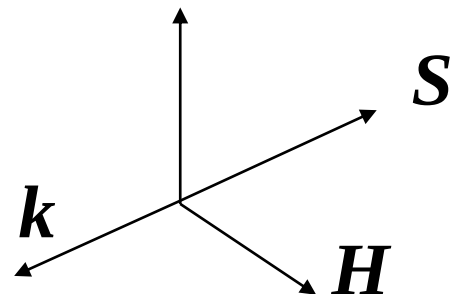
$$\varepsilon > 0, \mu > 0$$

$\mathbf{E}$ 右手系 (正の屈折率)



$$\varepsilon < 0, \mu < 0$$

$\mathbf{E}$ 左手系 (負の屈折率)



プラズモニクス

横波である電磁波は
縦波であるバルクのプラズマ振動(プラズモン)
とカップルできない(励起できない)
しかし、金属表面でTM波が表面プラズモンとカップルできる

表面プラズモン分散関係 $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_M \epsilon_D}{\epsilon_M + \epsilon_D}}$ ϵ_M : metal ϵ_D : dielectric

if $\epsilon_M + \epsilon_D = 0$ 表面プラズモン共鳴 $\omega_{SP} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_0 + \epsilon_D}} \omega_P$ from $\frac{\epsilon_M}{\epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} = -\frac{\epsilon_D}{\epsilon_0}$

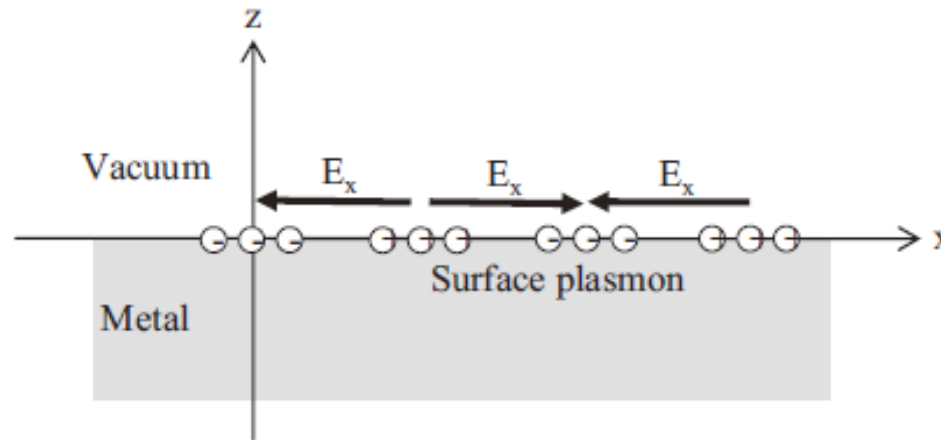


図3 表面電荷の集団振動 (表面プラズモン).

プラズモニクス

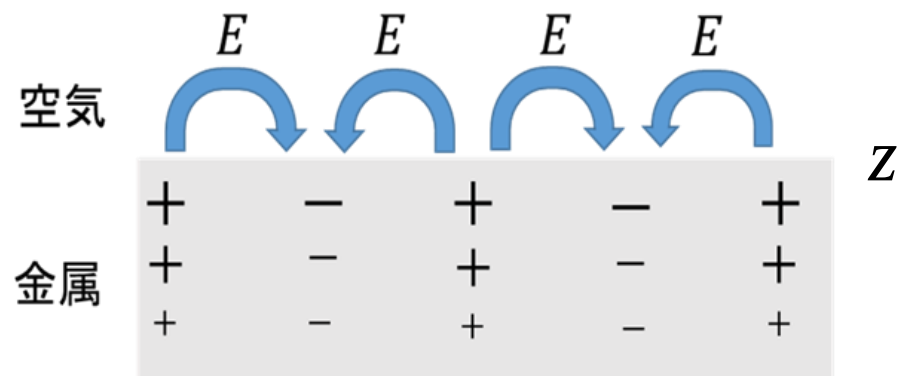
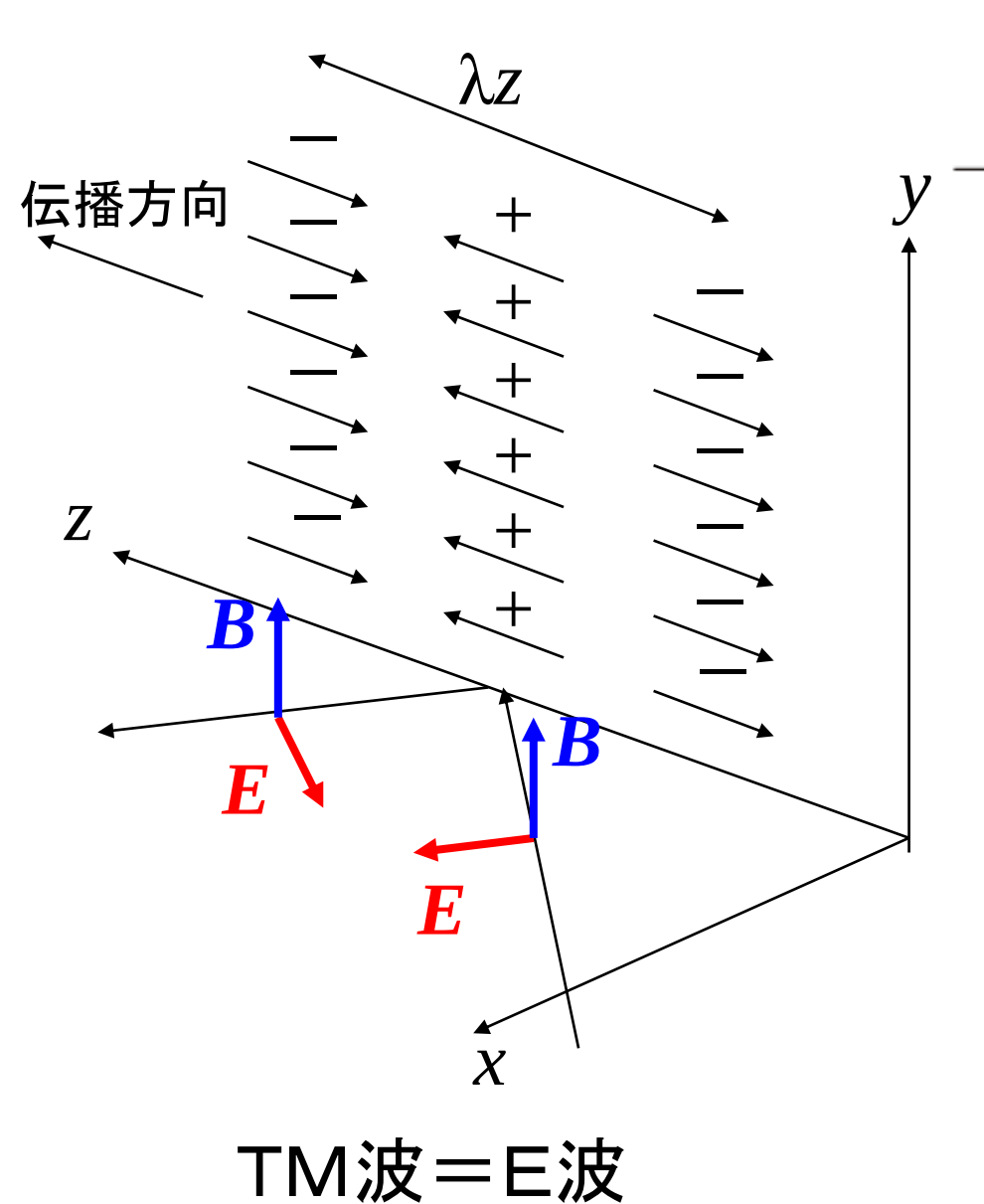
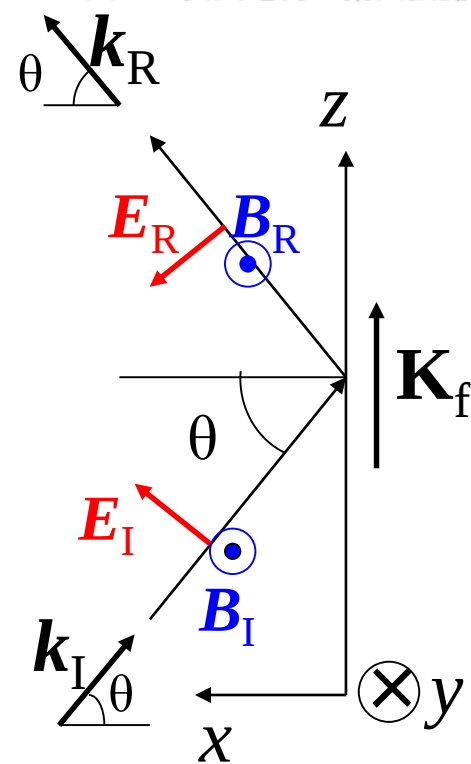
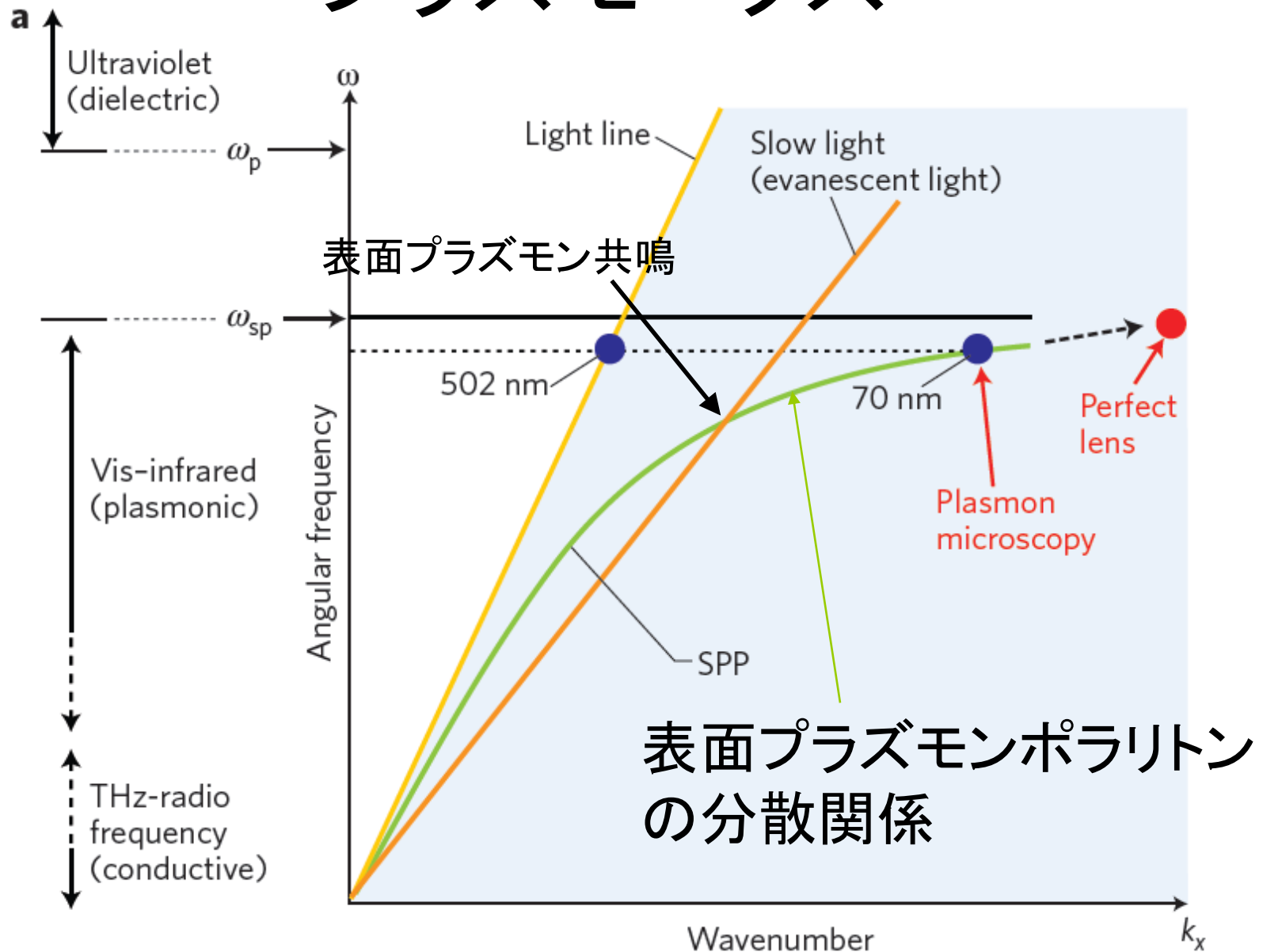


図3 表面電荷の集団振動 (表面プラズモン).



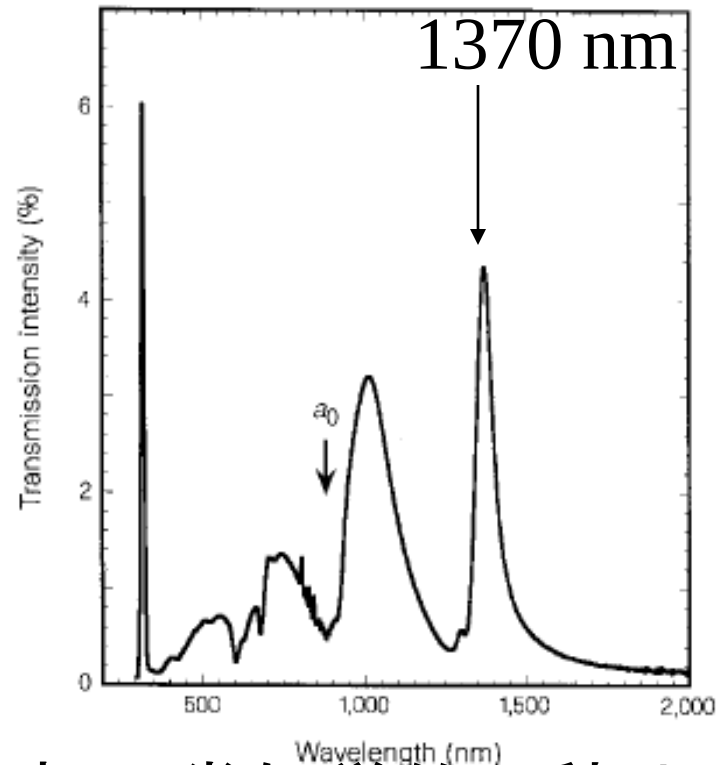
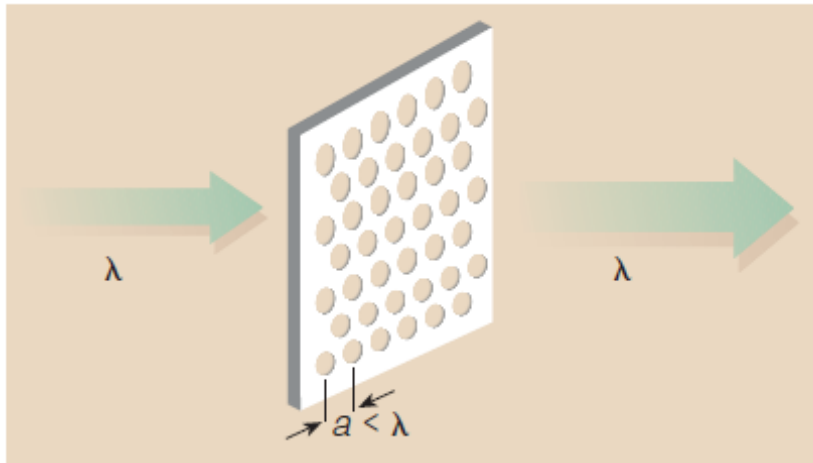
プラズモニクス



プラズモニクス

光の異常透過

Nature 391, 667(1998)



Ag板 厚さ200 nm
ナノ小孔直径 150 nm
周期 900 nm

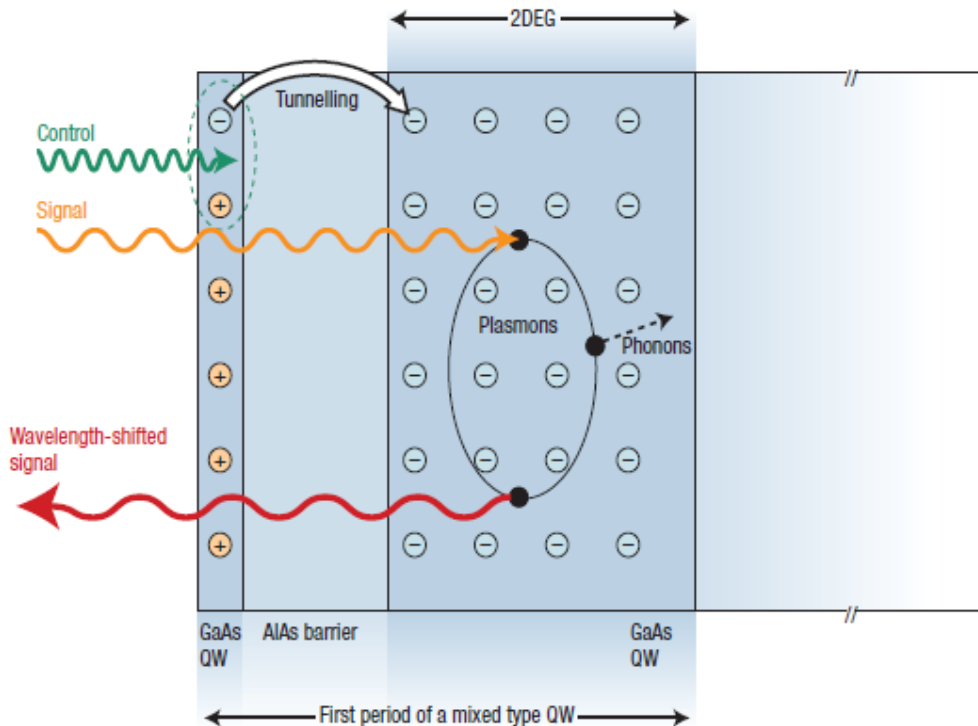
選択的透過: 1370 nm では孔と板の幾何学的面積比から計算される透過率の2倍以上

Bethe, 1944 $T \propto \left(\frac{r}{\lambda}\right)^4$ r は孔の半径 からは $d = 150\text{nm}$ で $T \sim 10^{-3}$

光とプラズモンのカップリング＝表面プラズモンポラリトン

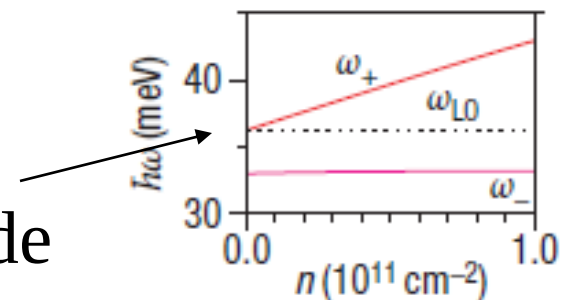
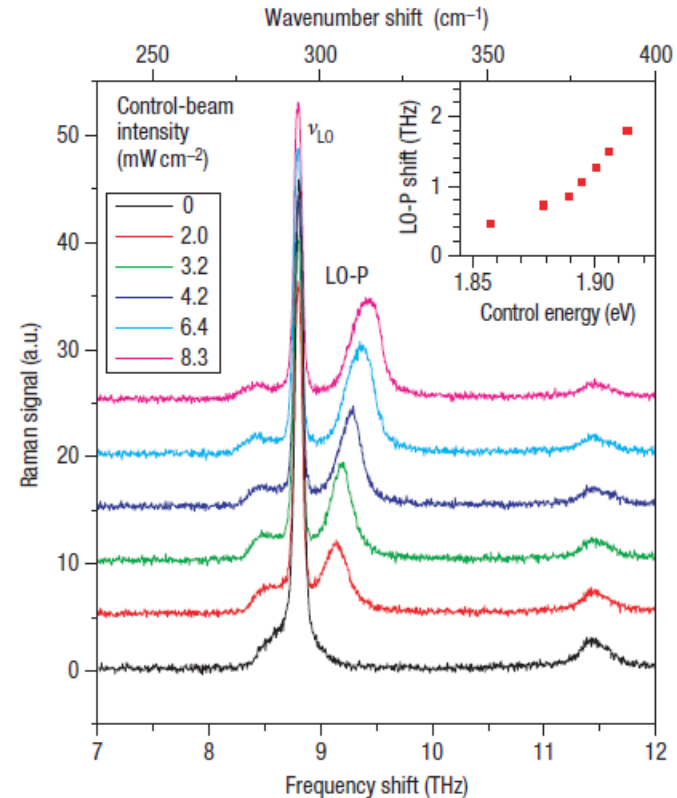
プラズモニクス

All optical wavelength shifter



数 μ Wのコントロール光で
~10THzのシフト

Coupled plasmon-phonon mode



Nature Photon. 1, 701 (2007)

参考：波長多重通信における波長変換

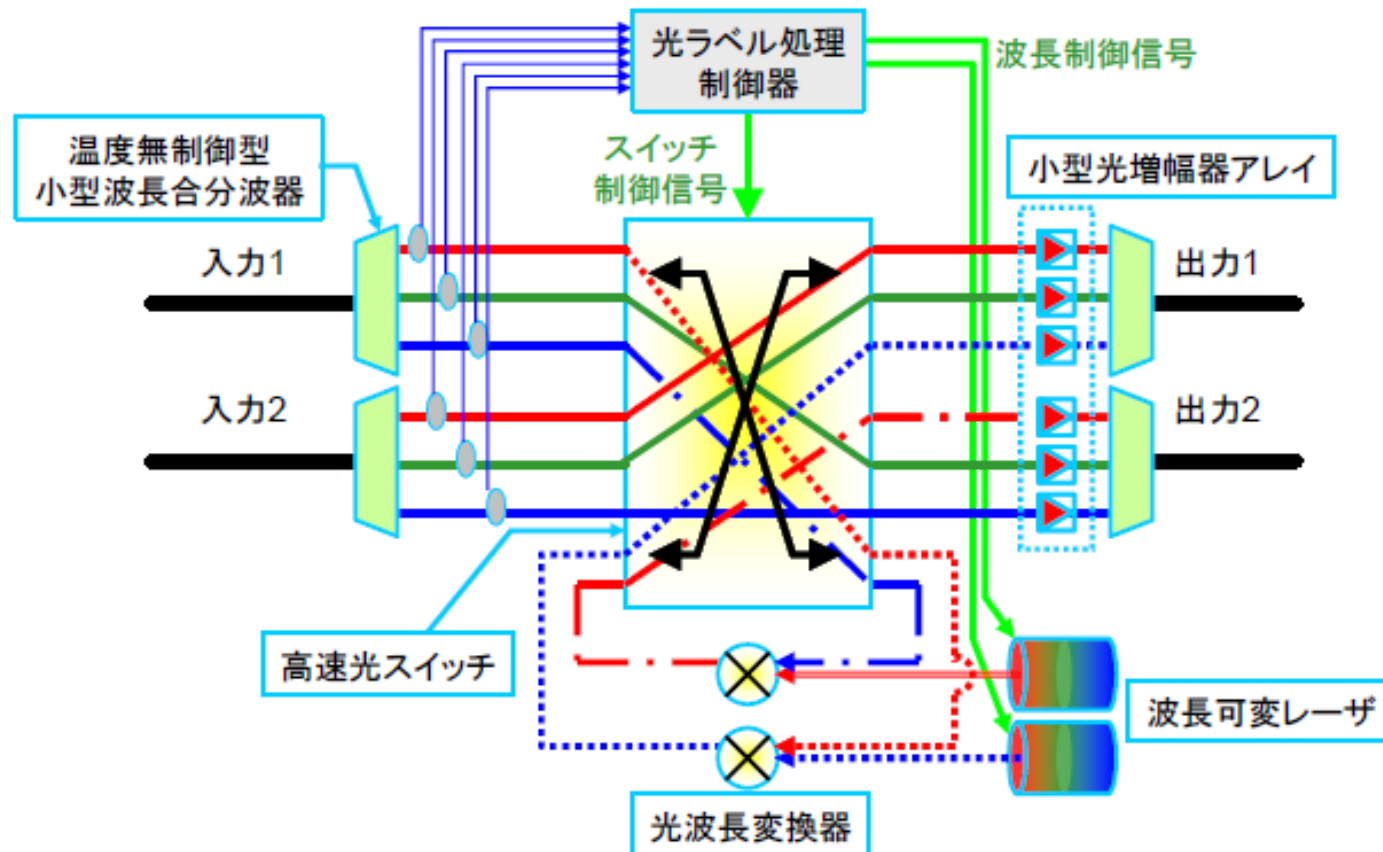


図 1 高速光スイッチングノード装置の構成概略図

Plasmonic Photon Sorter

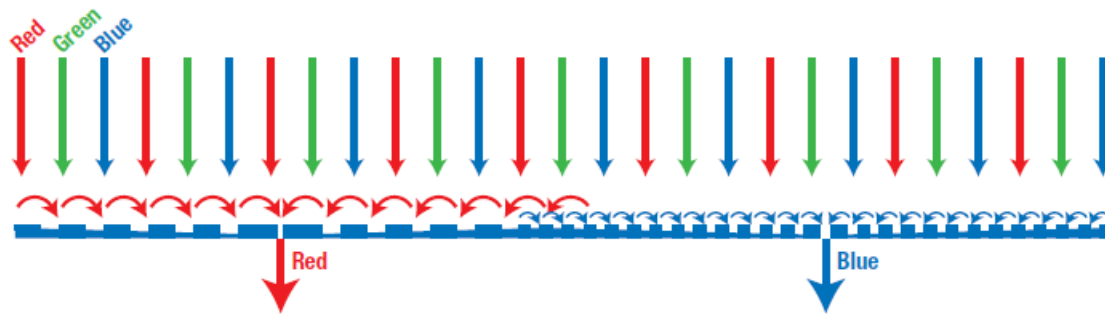
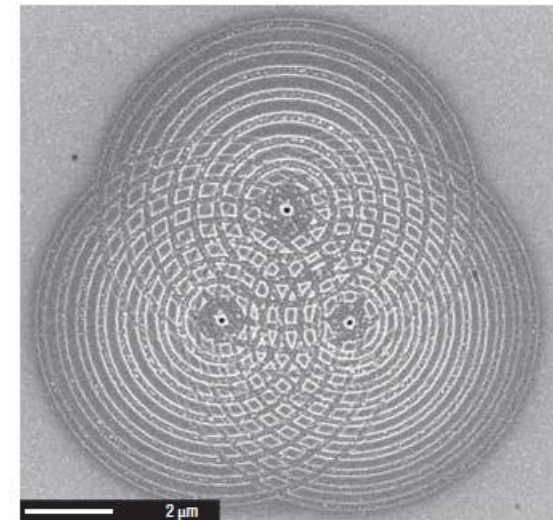
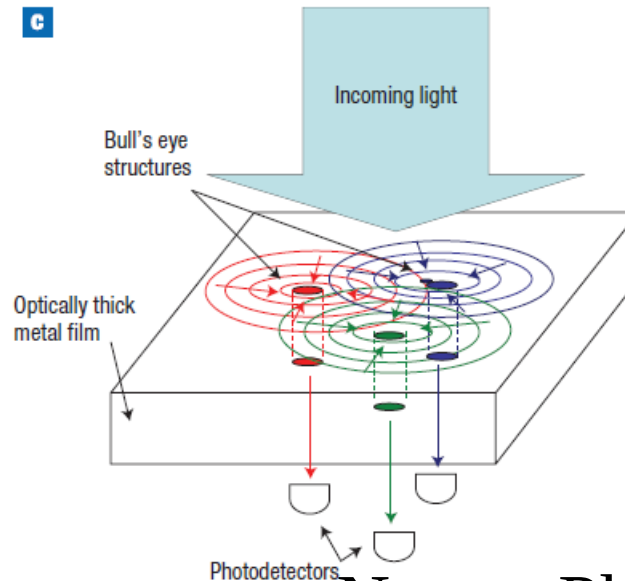


Figure 1 Plasmonic colour sorting. Surface plasmons of different colours for transmission through a nanohole.

C



Nature Photon. 2, 161 (2008)

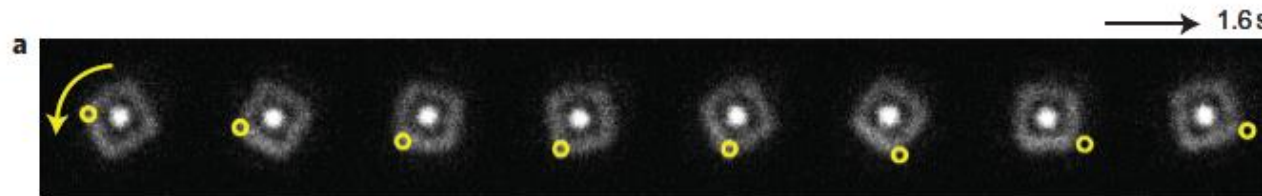
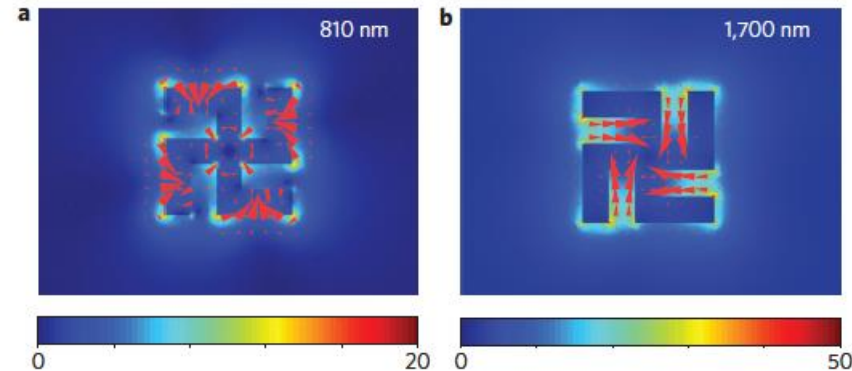
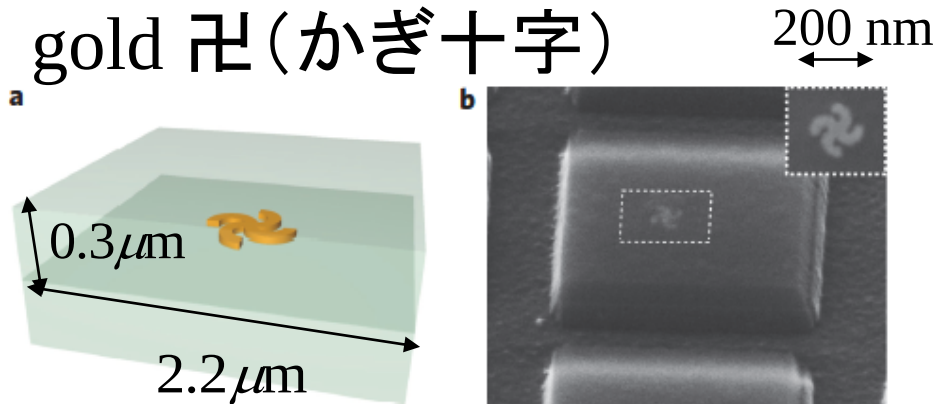
プラズモニックモーター

Nature Nano.5,570(2010)

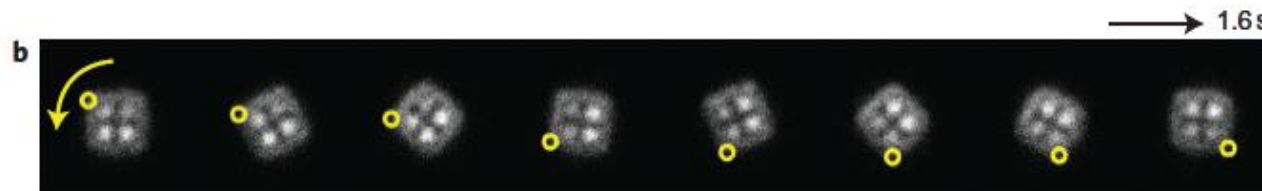
直線偏光の光の照射で回転力

照射光波長

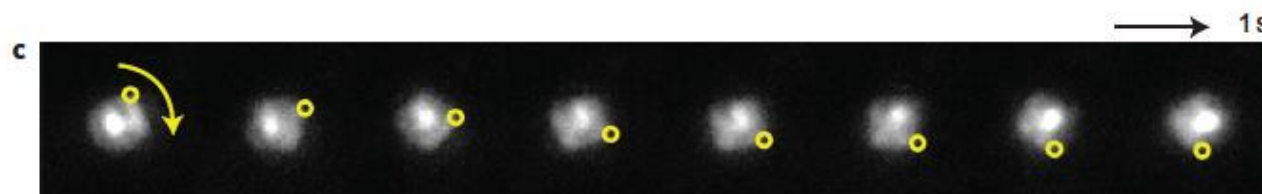
電場分布とPoynting vector



810nm, 1mW



810nm, 0.5mW



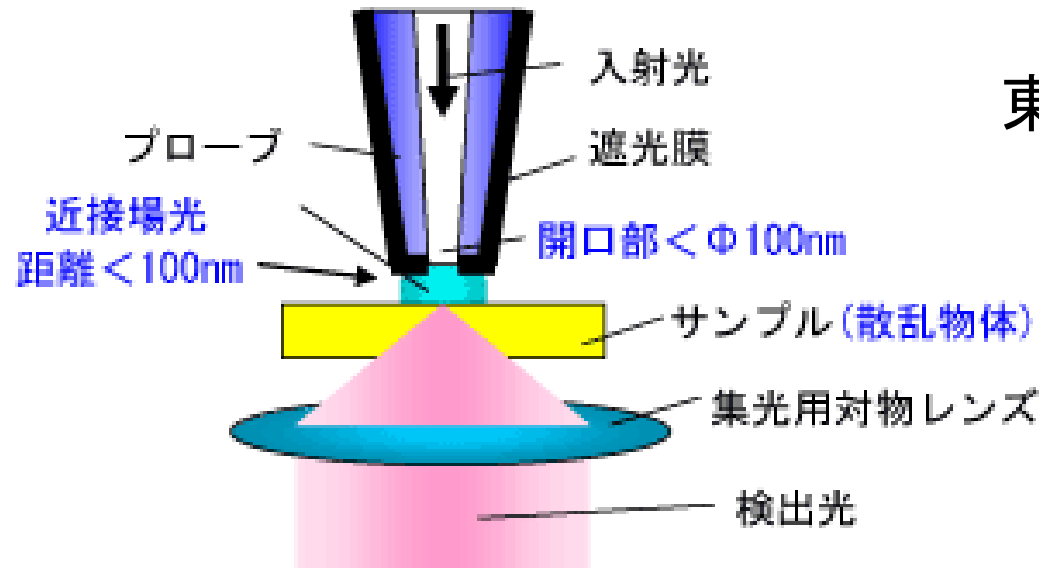
1700nm, 3mW

回折限界を超える

走査型近接場光学顕微鏡(フォントントネル顕微鏡)
(Scanning Near field Optical Microscope)

数10nmの開口、距離を通して試料に光を照射。
近接場光(エバネッセント光)が試料によって散乱される。

イルミネーションモード



東工大
大津元一

光の伝搬方向 z

$$k^2 (= n^2 \omega^2 / c^2) = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

伝搬光による2次元結像 xy 面内波数 $k_{//}$ 伝搬光 $k_z > 0$

$$k_{//} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \sqrt{k^2 - k_z^2} \leq k$$

空間分解能 $> 2\pi / k = \lambda$ ($\Delta x \Delta k_x > 2\pi$)

非伝搬光 (近接場光、エバネッセント光) k_z : 虚数 $k_z^2 < 0$

$$k_{//} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \sqrt{k^2 - k_z^2} > k \quad \text{回折限界を超える}$$

電磁波の輻射の理論

任意の時間変化する電荷分布による電磁場（観測試料）

輻射場（伝搬光） 十分遠方で $\propto 1/r$ エネルギー $\propto 1/r^2$

近接場（非伝搬光） $1/r^2$ $1/r^3$ など

高い空間周波数 k を持つが
試料の近傍のみ

メタマテリアル 負の屈折率

屈折率

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} = \epsilon^{\frac{1}{2}} \mu^{\frac{1}{2}}$$

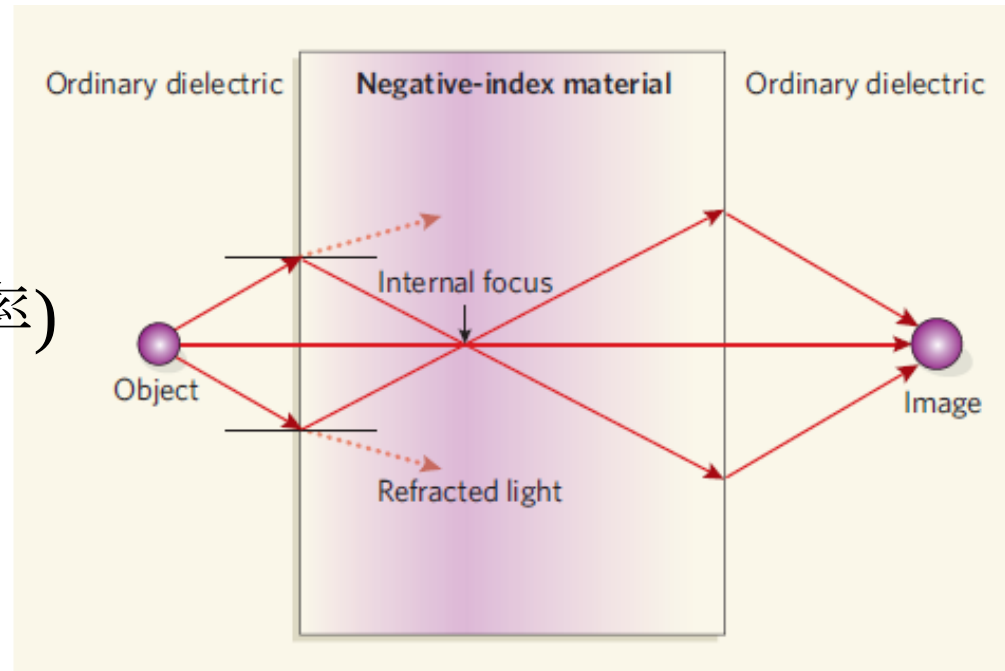
ϵ, μ (比誘電率、比透磁率)

金属

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} < 0 \quad \text{for } \omega < \omega_p$$

ω_p プラズマ周波数

ϵ も μ も負のとき、 n は負になる。



2018.5.7 第4回ここまで

回折限界を超える

$n = -1$ の物質 エバネッセント光の振幅を回復できる
PRL 85, 3966 (2000)

表面プラズモンと関係あり

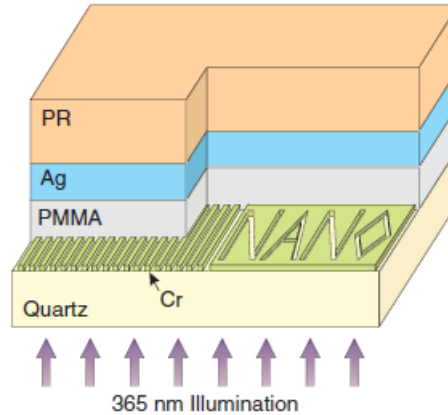
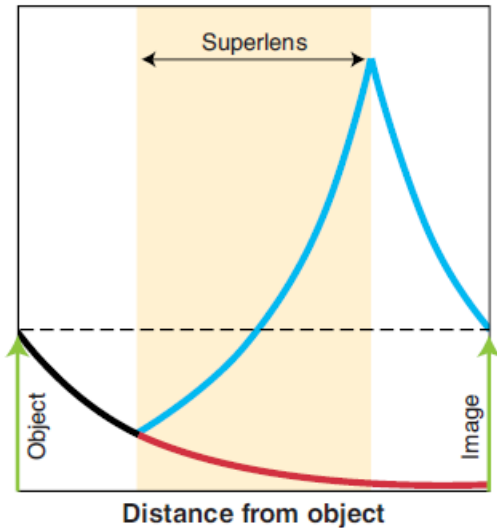
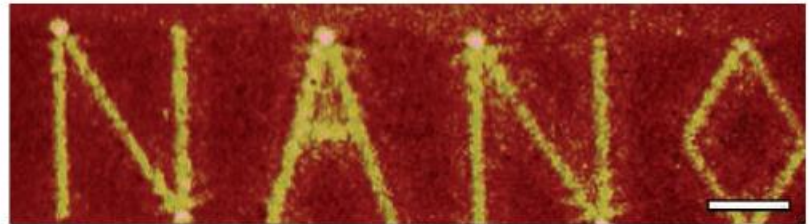
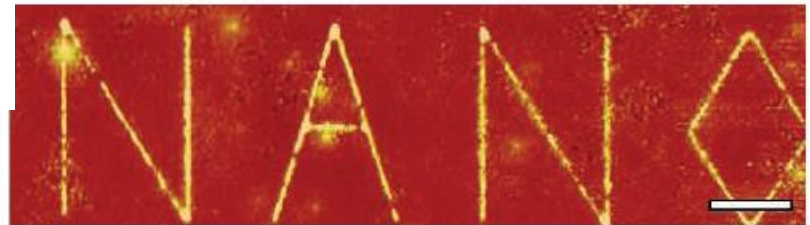


Fig. 1. Optical superlensing experiment. The embedded objects are inscribed onto the 50-nm-thick chrome (Cr); at left is an array of 60-nm-wide slots of 120 nm pitch, separated from the 35-nm-thick silver film by a 40-nm PMMA spacer layer. The image of the object is recorded by the photoresist on the other side of the silver superlens.

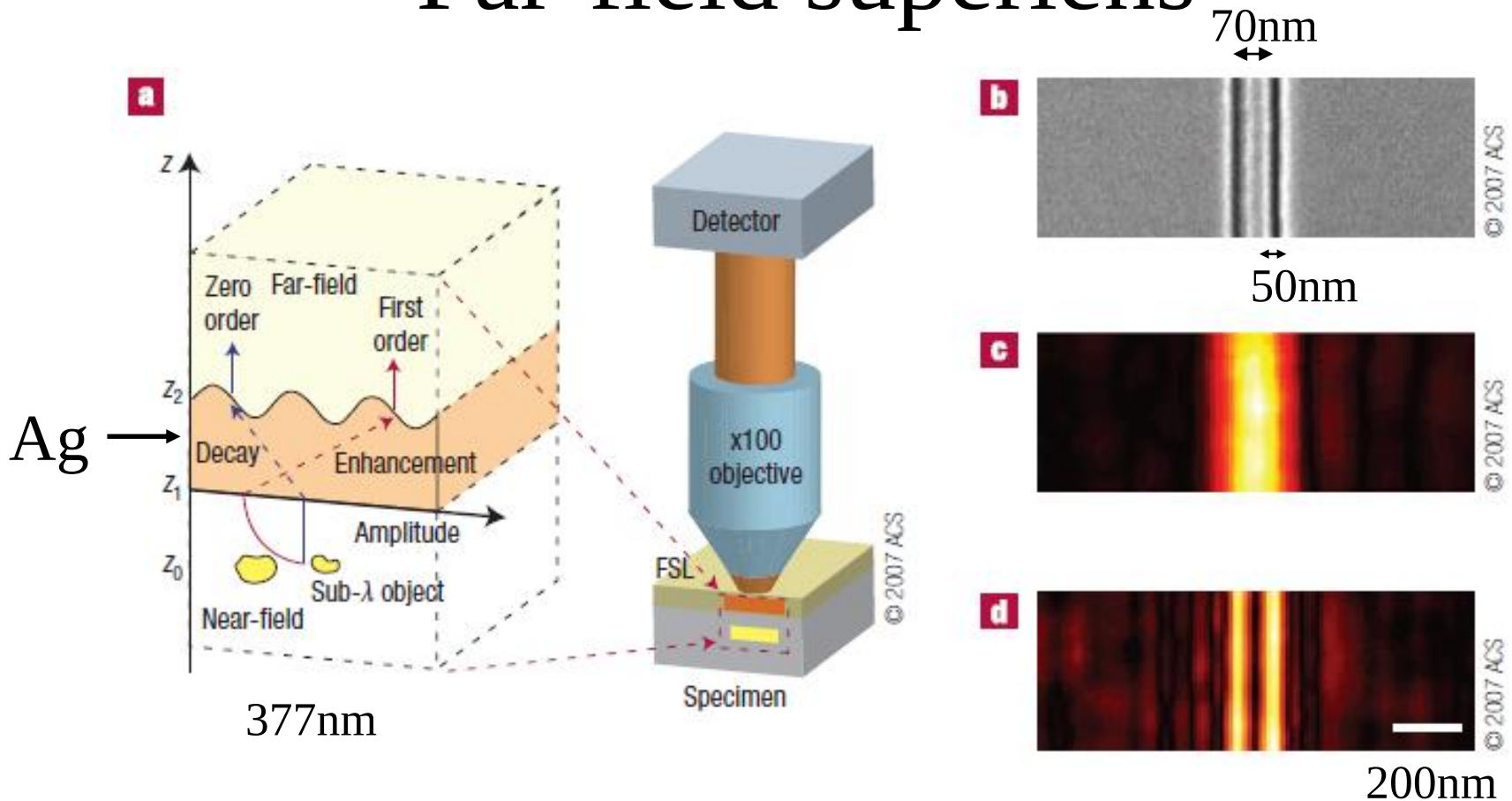
cusing. Fang *et al.* show that evanescent wave refocusing can be used to create the optical image (center) of a lithographically written object (top) with subwavelength resolution. Without the lens, the image resolution is much lower (bottom). Scale bar, 2 μm .



2 μm

Science 308, 534 (2005)

Far-field superlens



Nano Lett. 7, 403(2007)

Hyperbolic metamaterial, Hyperlens

光の伝搬方向 z

$$k^2 (= n^2 \omega^2 / c^2) = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

$$k^2 (= \varepsilon \omega^2 / c^2) = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

等方的媒質

$$\omega^2 / c^2 = \frac{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}{\varepsilon}$$

非等方的媒質

$$\omega^2 / c^2 = \frac{k_x^2 + k_y^2}{\varepsilon_{//}} + \frac{k_z^2}{\varepsilon_{\perp}}$$

$\varepsilon_{//} > 0, \quad \varepsilon_{\perp} < 0$ ならば $k_{//}$ 大きくなっても伝搬光 $k_z > 0$

光学隠蔽(透明マント)

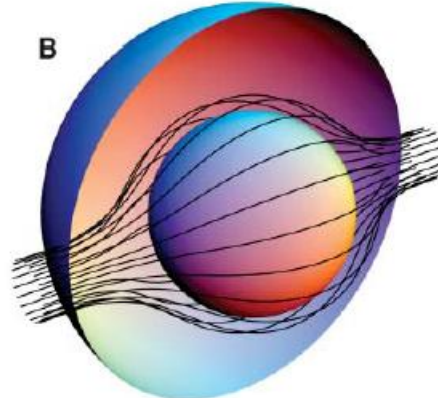
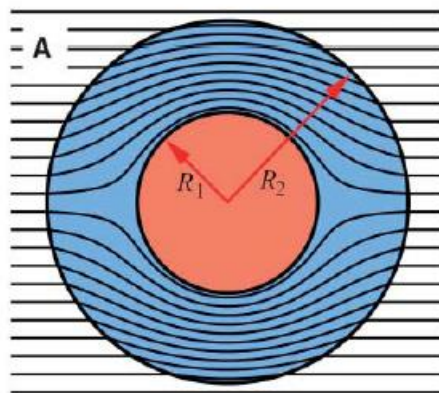


Fig. 2. A ray-tracing program has been used to calculate ray trajectories in the cloak, assuming that $R_2 \gg \lambda$. The rays essentially follow the Poynting vector. (A) A two-dimensional (2D) cross section of rays striking our system, diverted within the annulus of cloaking material contained within $R_1 < r < R_2$ to emerge on the far side undeviated from their original course. (B) A 3D view of the same process.

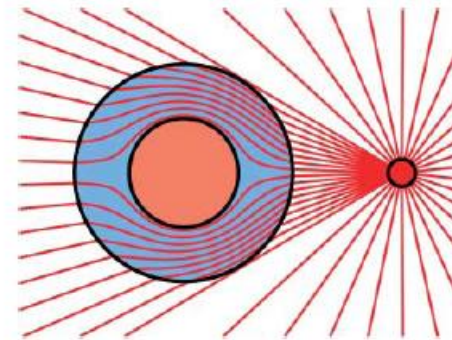


Fig. 3. A point charge located near the cloaked sphere. We assume that $R_2 \ll \lambda$, the near-field limit, and plot the electric displacement field. The field is excluded from the cloaked region, but emerges from the cloaking sphere undisturbed. We plot field lines closer together near the sphere to emphasize the screening effect.

どのように負の屈折率を実現するか？

2009徳永研 卒研発表PPより

1206089 福田 圭介

1206064 高松 利寛

Split-Ring Resonator (SRR)

- Split-Ring Resonator (SRR) のマイクロ波に対する応答について調べ、マイクロ波の狭い空間での増強と可視光での負の屈折率の実現を目指す

SRRとは・・・

- マイクロ波に対して共鳴し、特定の周波数のマイクロ波を吸収する
- 写真のSRRの大きさは2cm × 2cmの基板に直径約1cmの金属のリング
マイクロ波の波長(約10cm)に対して1/10程度の大きさ



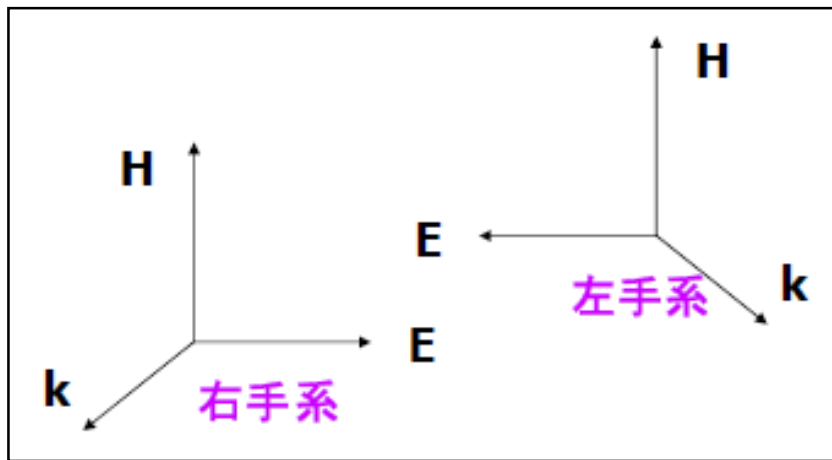
SRRは負の屈折率をもつ構造に使われている

背景

負の屈折率物質(negative refractive index materials : NIM)の特徴

- ・電場 E , 磁場 H , 波数ベクトル k の向きが逆(左手系)になる

左手系物質(Left handed materials : LHM)とも呼ばれる



参考文献 [1]

- ・光の屈折の方向が逆になる



参考文献 [2]

背景 負の屈折率物質について

負の屈折率を持つ物質

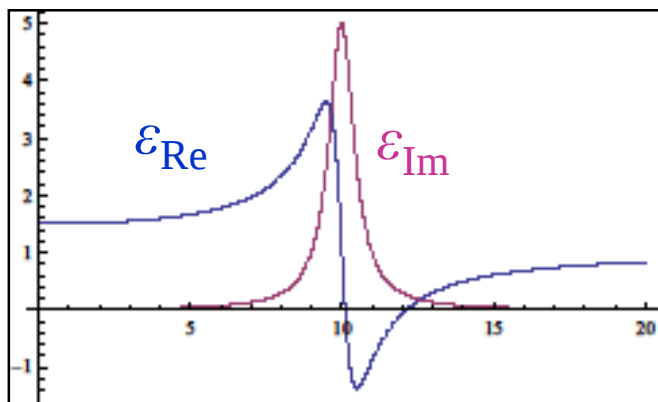
誘電率 ϵ と透磁率 μ が負でなければならない

屈折率

$$n = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\mu}$$

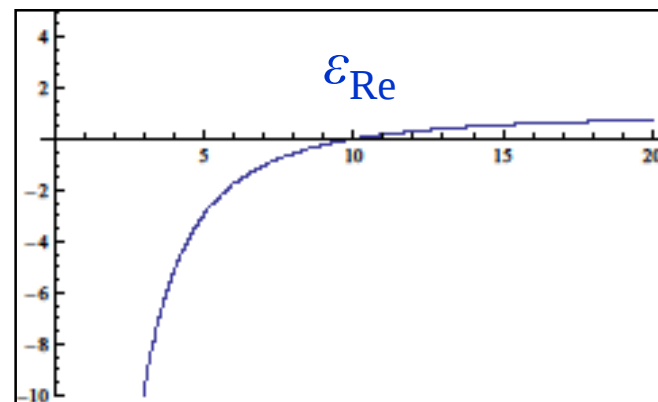
誘電率 ϵ

・普通の物質(誘電体)は正



ローレンツ・モデル

・金属は可視領域で負



ドルーデ・モデル

透磁率 μ

・ほとんどの物質(磁性体以外)では 1

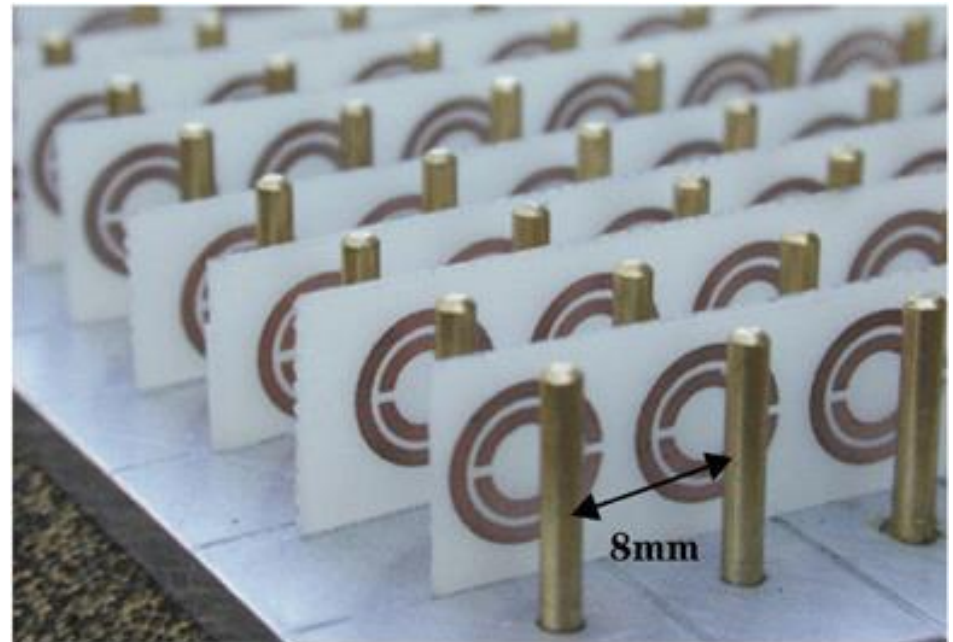
自然界には負の誘電率 ϵ をもつ物質はあるが、負の透磁率 μ をもつ物質はほとんど存在しない

背景 負の屈折率物質について

マイクロ波領域に対して負の誘電率・透磁率をもつ構造を作ることが出来る

- ・ 誘電率が負 金属ワイヤー (Pendry 1996)
- ・ 透磁率が負 SRR (Pendry 1999)

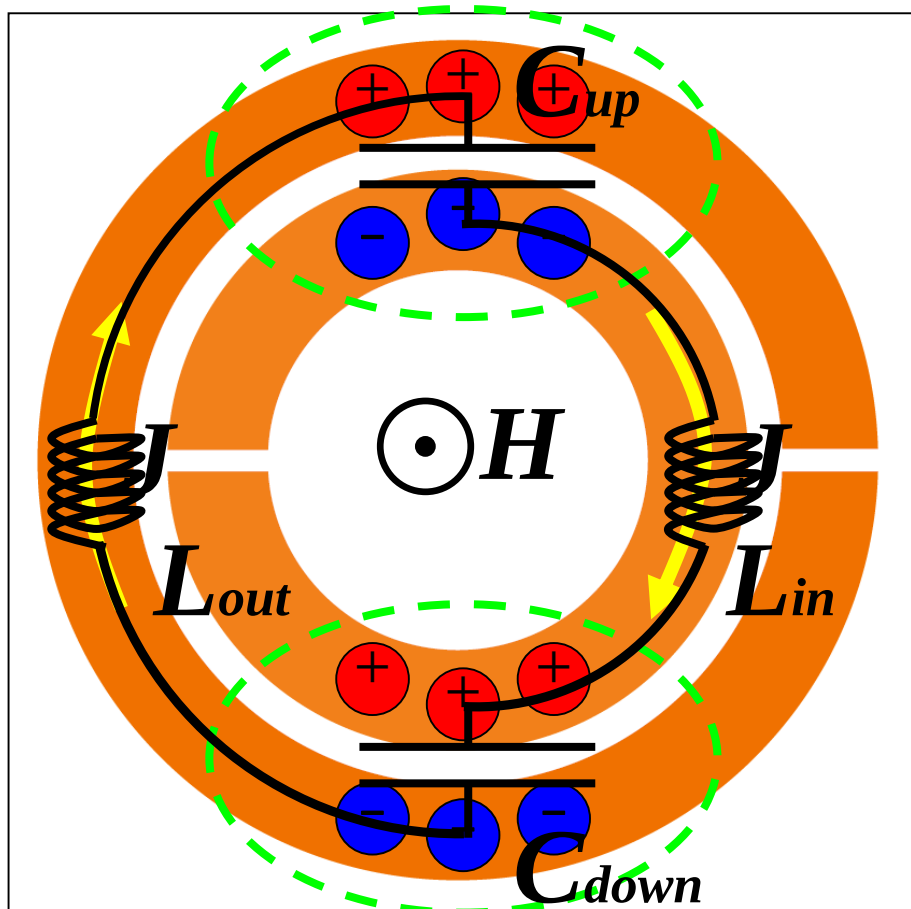
これら二つの構造を組み合わせることで、負の屈折率をもつ構造が作られた
(Smith 2000, Shelby 2001)



参考文献 [5]

背景 SRRについて

SRRの動作原理

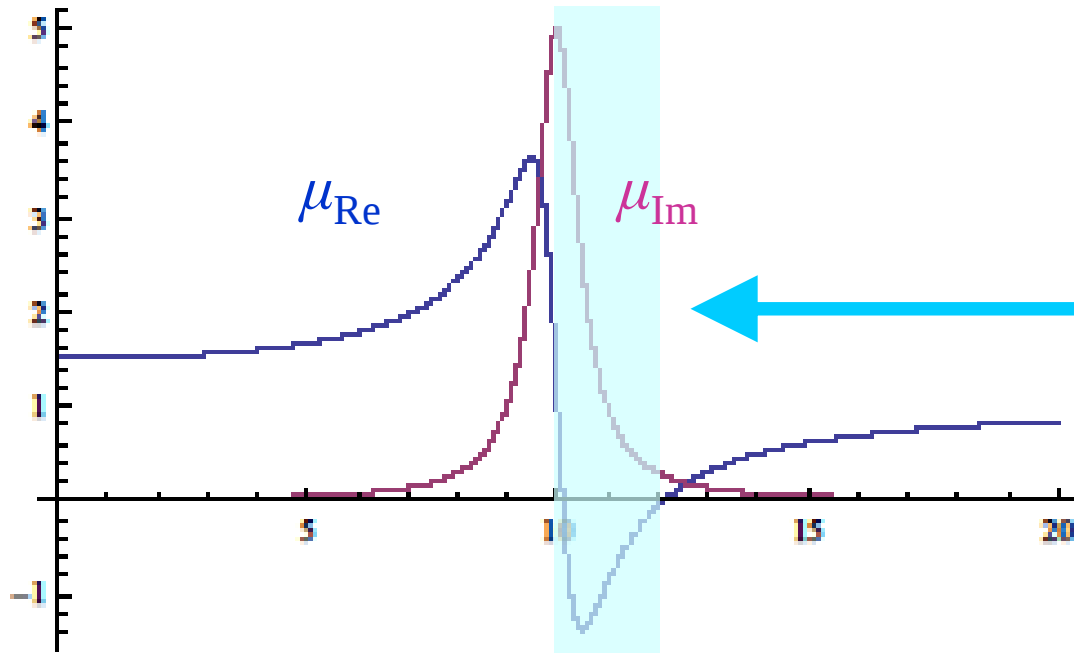


- ① SRRに垂直に磁場 H が入射
- ② 磁場によって電流 J が流れる
- ③ リングの分割(split)によって電荷がリングの上下にたまる
- ④ 外側のリングと内側のリングの間 → コンデンサー C
- ⑤ リング状の構造 → コイル L
- ⑤ SRRはLC共振回路としてふるまう
- ⑥ 共振周波数 f と同じ周波数の磁場に共鳴する

$$\text{LC共振回路の共振周波数} \quad f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

背景 SRRについて

- ① SRRに磁場が垂直に入射
- ② SRRが共鳴し、共鳴周波数の電磁波を吸収
- ③ 磁場の振動に対して応答が生じる
- ④ 透磁率の虚部 μ_{Im} が共鳴周波数付近で増加
- ⑤ クラマース・クロニツヒの関係から透磁率の実部 μ_{Re} も大きく変化



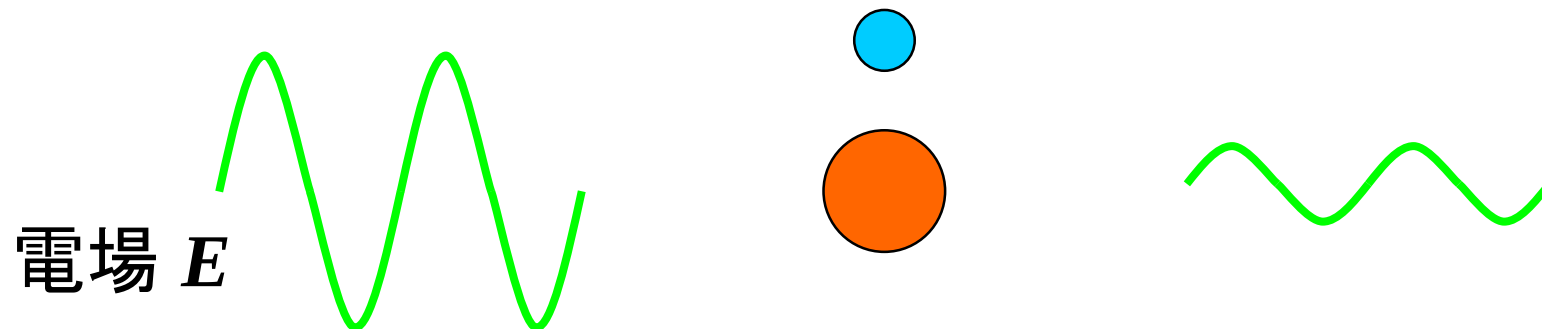
この領域で透磁率が負になっている

背景 SRRについて

SRRがマイクロ波の磁場に対してLC共振することで応答



物質中の電子が電場に対して応答していることと同じ



SRRはマイクロ波からみれば一つの”原子”である

原子一つの光学応答を自由自在に制御できる

どんな物質でも

$\omega \rightarrow \infty$ で 誘電率 $\epsilon(\omega) \rightarrow 1$

では $\mu(\omega)$ は？

PNAS 2009

Metamaterials and the Landau–Lifshitz permeability argument

透磁率 $\mu(\omega)$ は誘電率 $\varepsilon(\omega)$ と違って振動数が大きくなると比較的早くその物理的意味を失う

ランダウ=リフシッツ 電磁気学2 (連続媒質の電気力学)
p. 314

**Metamaterials and the Landau–Lifshitz permeability argument:
Large permittivity begets high-frequency magnetism
PNAS 106, 1693 (2009)**

Here, we show that
these arguments do not apply to composites made of
substances with $\text{Im} \sqrt{\varepsilon_s} \gg \lambda / \ell$ or $\text{Re} \sqrt{\varepsilon_s} \sim \lambda / \ell$
(ε_s and ℓ are the complex permittivity and the characteristic length of the particles, and λ is the vacuum wavelength)

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \qquad kE \approx \omega B \quad E \approx cB$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \chi_m \mathbf{H} = \mu \mathbf{H}$$

$$\frac{\nabla \times \mathbf{M}}{\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}} \approx \frac{k\chi_m H}{\omega \varepsilon_0 \chi_e E} = \frac{\mu_0 \chi_m H}{c \varepsilon_0 \mu_0 \chi_e E} = \frac{c \mu_0 \chi_m H}{\chi_e E} \approx \frac{\chi_m c B}{\chi_e E} \approx \frac{\chi_m}{\chi_e}$$

$$\chi_e \sim 1 \qquad \chi_m \sim \frac{v^2}{c^2}$$

光と物質の相互作用

光磁場の効果は小さい

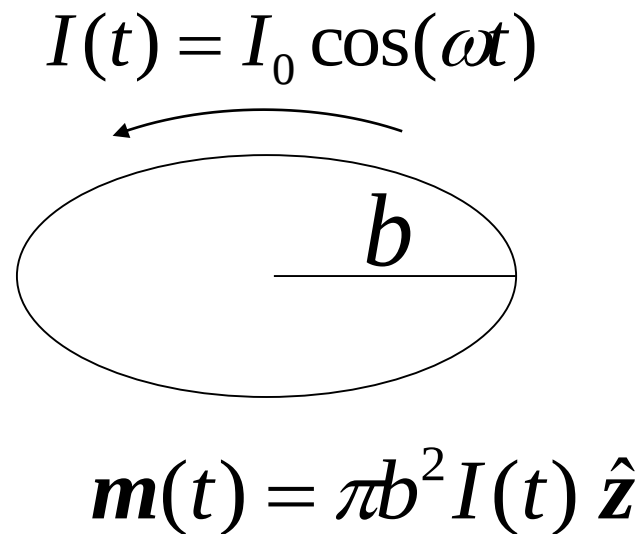
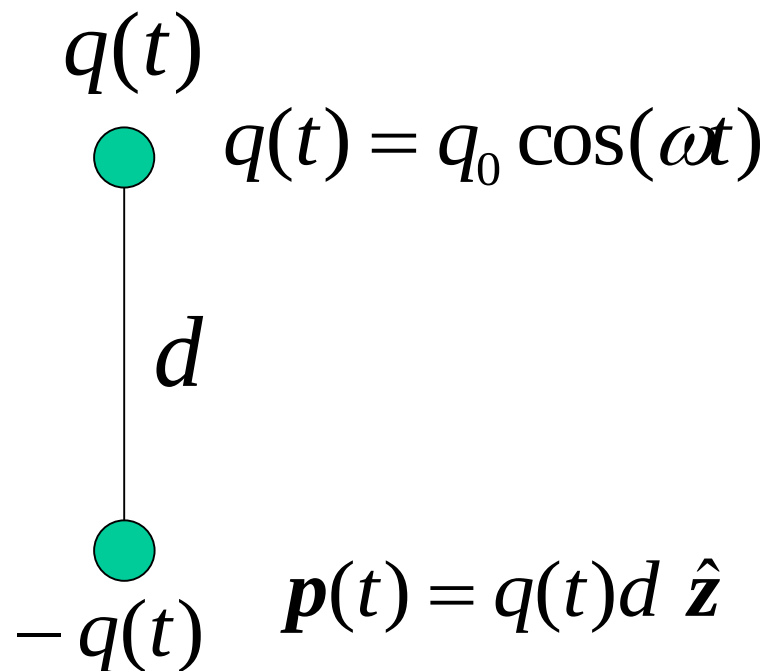
$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}$$

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

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

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

磁気双極子輻射は電気双極子輻射より桁違いに弱い
 電気双極子放射 磁気双極子放射



$$\frac{P_{mag}}{P_{ele}} = \left(\frac{m_0}{p_0 c} \right)^2 = \left(\frac{\pi b^2 I_0}{q_0 d c} \right)^2 = \left(\frac{\pi b^2 q_0 \omega}{q_0 \pi b c} \right)^2 = \left(\frac{\omega b}{c} \right)^2$$

$$\frac{P_{mag}}{P_{ele}} \sim 1 \text{ のとき } b \sim \frac{c}{\omega} \sim cT \quad \text{実際は } b \sim vT$$

点磁荷が存在すれば

(EB 対応)

点磁荷 q_m [$A \cdot m$] [$C \cdot m/s$]

$$B_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_m}{r^2} \left[\frac{N}{A \cdot m} \right] \left[\frac{Wb}{m^2} \right] \quad F = q_m B$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} N/A^2$$

Equation of motion $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q_m \left(\vec{B} - \frac{\vec{v}}{c^2} \times \vec{E} \right)$$

点磁荷 磁場

の定義を変えると

(EB対応)

点磁荷 $q_m [\text{A} \cdot \text{m}]$

$$B'_r = cB_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q'_m}{r^2} \left[\frac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{s}} \right]$$

$$F = q_m B = q'_m B'$$

(EB対応)

点磁荷 $q_m [\text{A} \cdot \text{m}] \quad [\text{C} \cdot \text{m/s}]$

$$B_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_m}{r^2} \left[\frac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{m}} \right] \left[\frac{\text{Wb}}{\text{m}^2} \right] \quad F = q_m B$$

$$q_m = qc \text{ なので } q'_m = \frac{q_m}{c} = q \text{ としている}$$

$$\vec{B}' = c\vec{B}$$

$$q'_m = \frac{q_m}{c} [\text{A} \cdot \text{s}] = \frac{q_m}{c} [\text{C}]$$

$$j'_m = q'_m v = \frac{j_m}{c}$$

Equation of motion

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}' \right)$$

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q'_m \left(\vec{B}' - \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E} \right)$$

第5回のまとめ

混乱のないように念のため整理

非線形光学 単一光子によるスイッチ
entangled photon pair発生
電磁誘起透明化(ラビ分裂)
光ソリトン

線形光学
(最低次では) ポラリトン分裂(真空のラビ分裂)
フォトリック結晶
プラズモニクス
方向二色性
負の屈折率
超解像

光通信用の光源
(近赤外線)レーザー
0.85, 1.31, 1.55, 1.65 μm

200-300THzの電磁波

どうやって発生する？

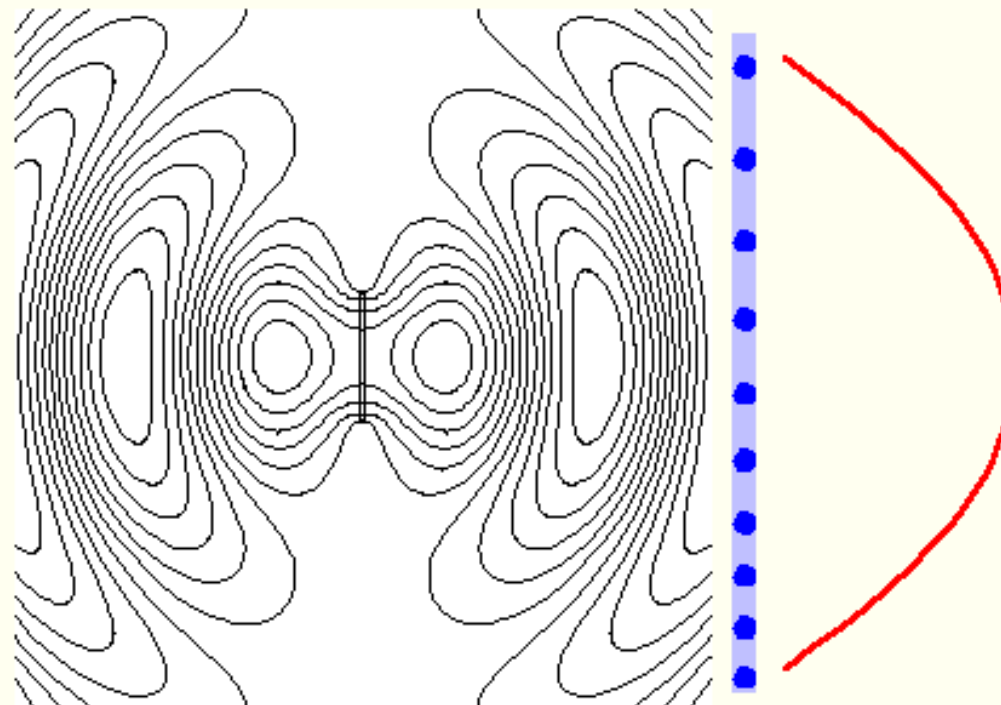
電子回路(発振器)で可能か？

電磁波の送信・受信

ダイポールアンテナ

半波長ダイポールアンテナから電気力線のアニメーション

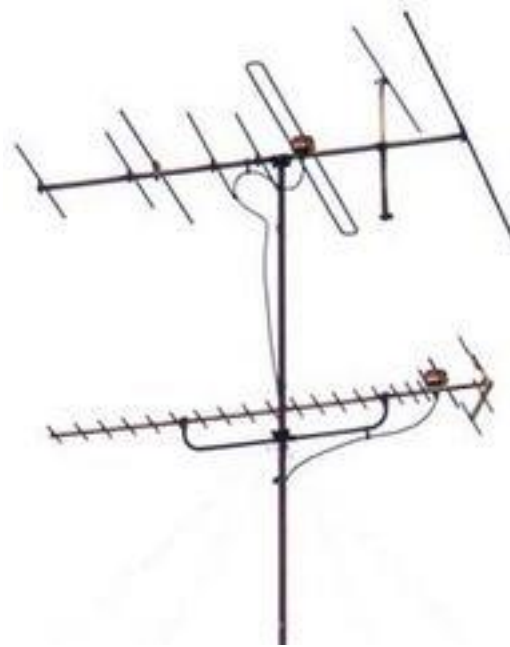
$2.5\lambda \times 2.5\lambda$ の範囲を描画



なぜ半波長か？

[http://www-antenna.ee.titech.ac.jp/
~hira/hobby/edu/em/halfdip/halfdip-j.html](http://www-antenna.ee.titech.ac.jp/~hira/hobby/edu/em/halfdip/halfdip-j.html)

八木・宇田アンテナ



テレビ受信用八木・宇田アンテナ(上段が VHF 用、下段が UHF 用)

1928年

光学ナノアンテナ

単一分子からの
発光強度、空間分布を
アンテナで変化させる

同様にナノアンテナで
回折限界よりも
小さなスケールに光を集光

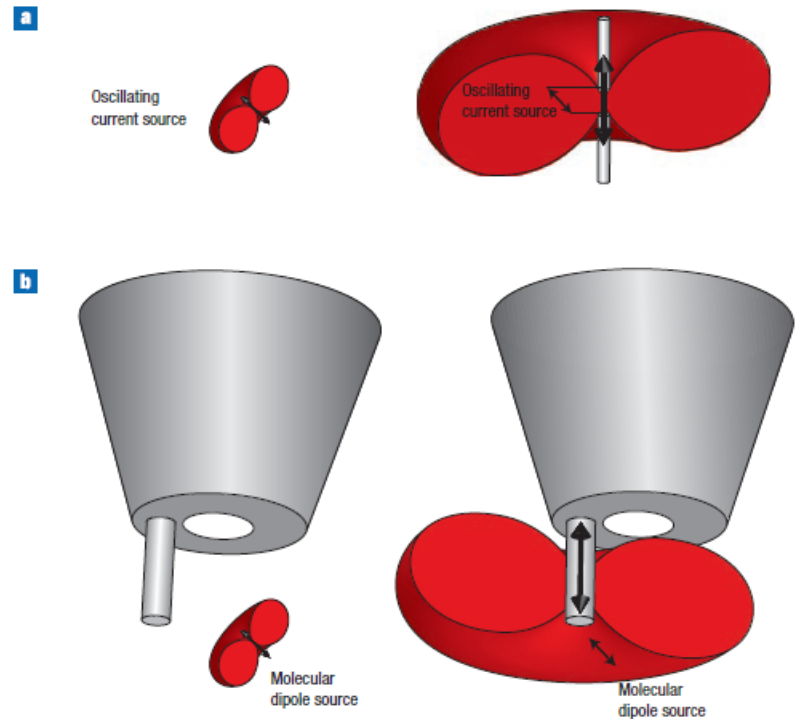


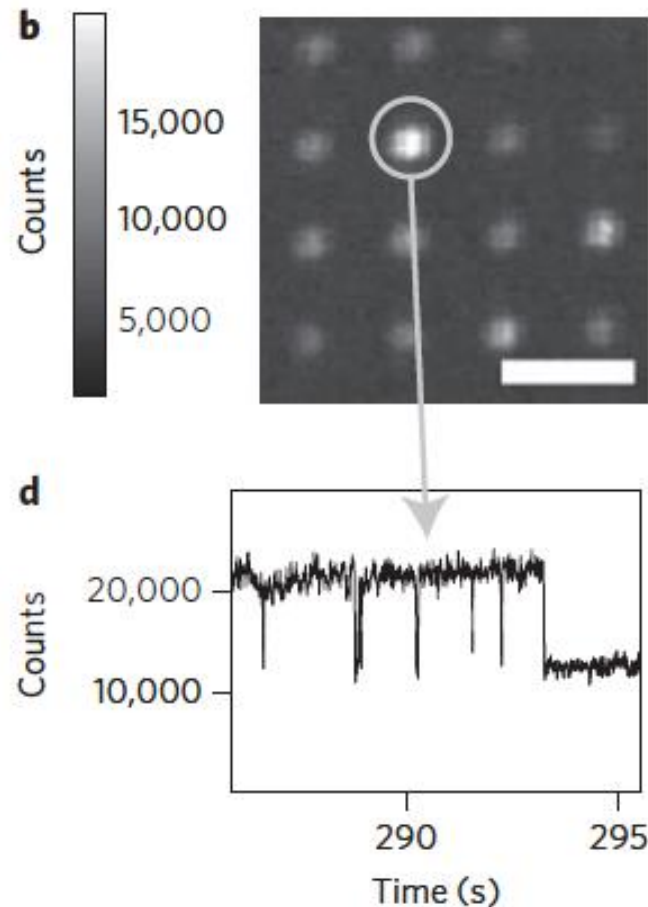
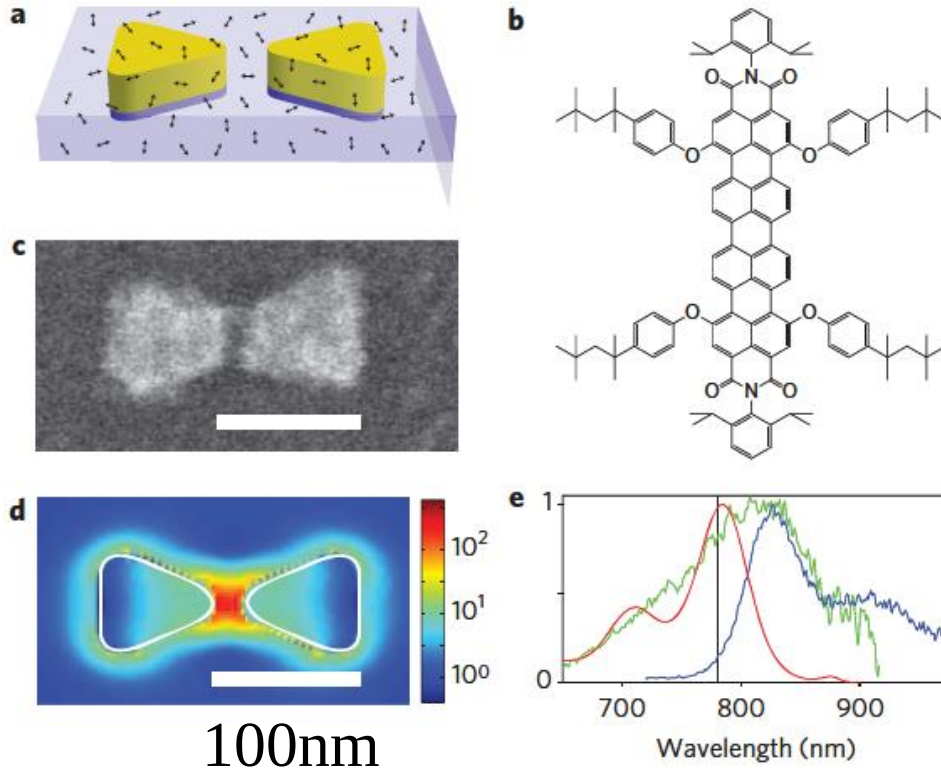
Figure 1 Antennas amplifying and redirecting emission. **a**, An oscillating point source (left) is not an efficient radiator, but when that current source is wired to a half-wavelength antenna (right), emission from the coupled system is amplified and redirected into the dipolar mode of the antenna. **b**, Likewise, the emission from a single fluorescent molecule (left) can be amplified and redirected by coupling to the optical antenna at the tip of a near-field probe (right). Note that by coupling the molecule to a highly directional antenna, the coupled system acquires the directionality of the antenna.

Nature Photon. 2, 230 (2008)

光学ナノアンテナ

単一分子の発光を>1000倍に増強

表面プラズモンと関係あり



Nature Photon. 3,654(2009)

現在の技術では困難
GHzが限界

なぜだろうか？

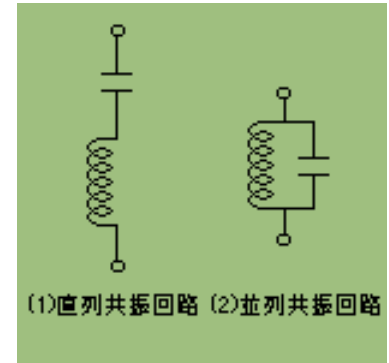
ラジオ

受信

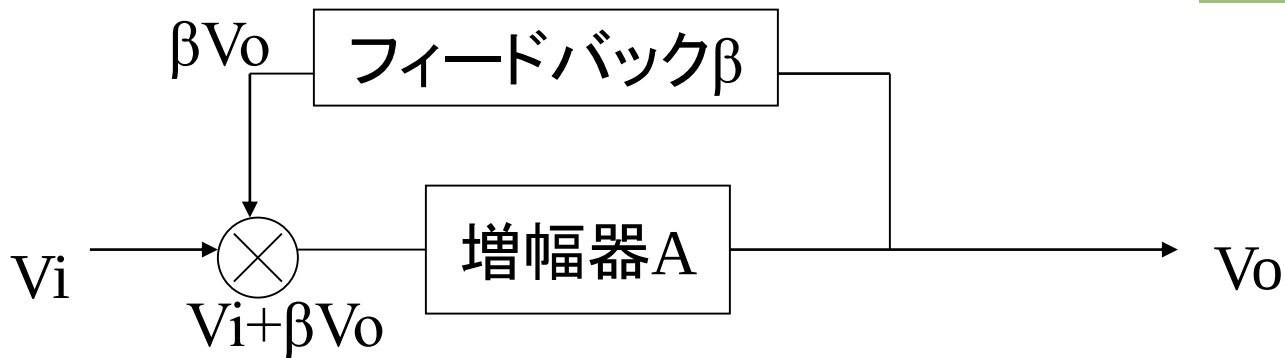
並列共振回路

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{j\omega L} + j\omega C} = \frac{j\omega L}{1 - \omega^2 LC}$$

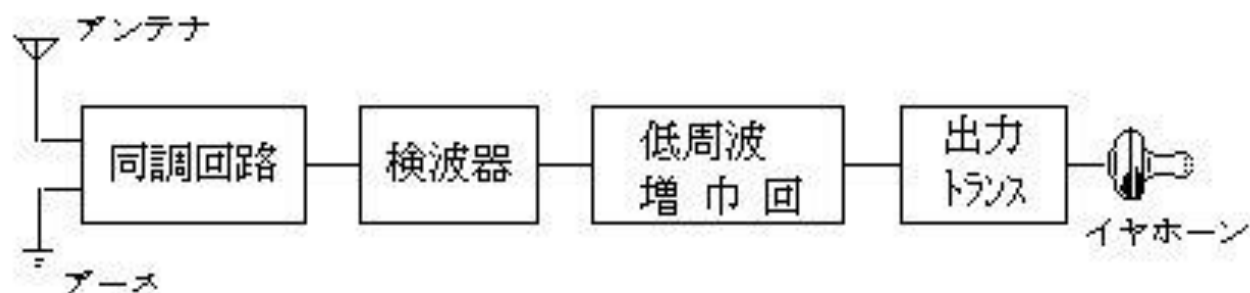
$$\text{共振周波数 } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$



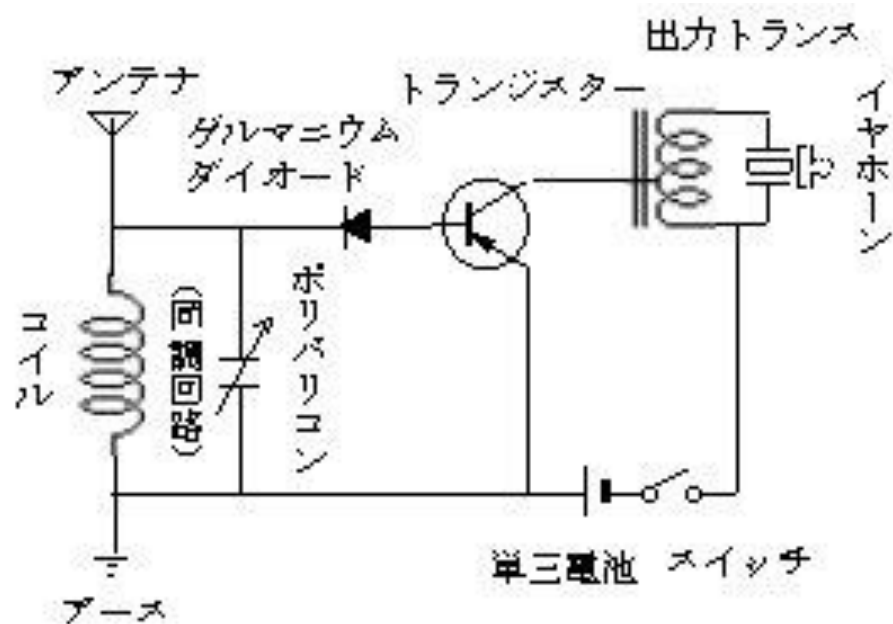
発振(放送電波の発生)



$$V_o = A(V_i + \beta V_o) \quad \frac{V_o}{V_i} = \frac{A}{1 - \beta A} \quad \beta A = 1 \quad \text{発振}$$

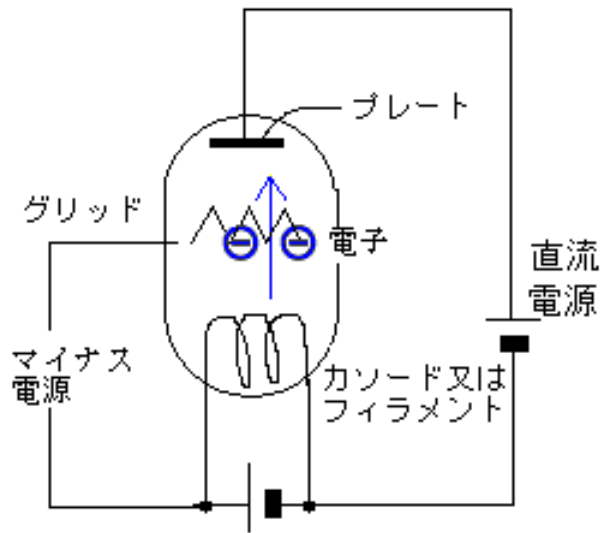


第1図 1石低周波一段増幅ラジオのブロック図（系統図）

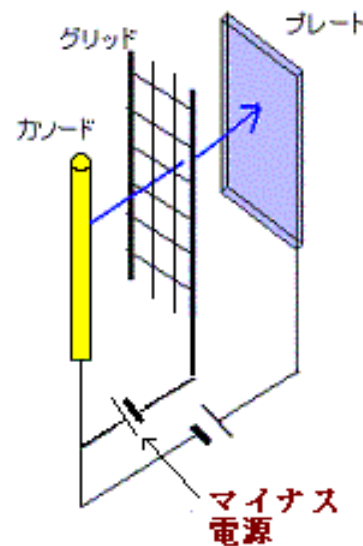


第2図 1石低周波一段増幅ラジオの実例

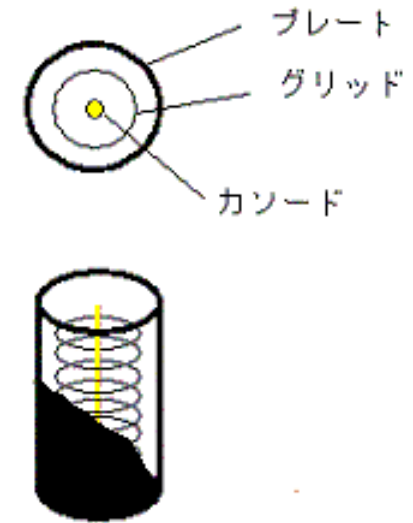
増幅器



三極管の基本概念図



三極管のしくみ



実際の三極管構造

(1) 周波数が大きくなると、電子が陽極まで到達しない(走行時間効果)

(2) 共振周波数 $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ $\omega > 1\text{THz}$ のためには $C < 1\text{pF}$ $L < 1\text{pH}$

回路の浮遊容量、漏洩インダクタンスのため、小さくすることは困難

————→ 素子を小さくする —————→ 半導体素子

半導体増幅器(トランジスタ) 応答速度 通常 数100MHz

電子レンジ マグネトロン

マグネトロンの構造

2.45GHz(～12cm)

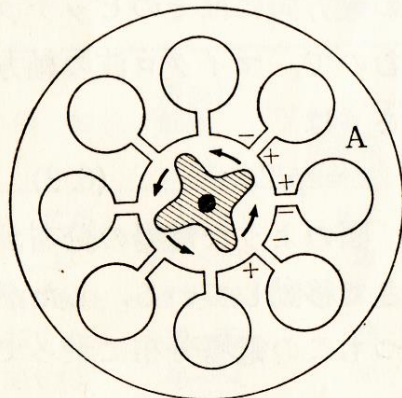
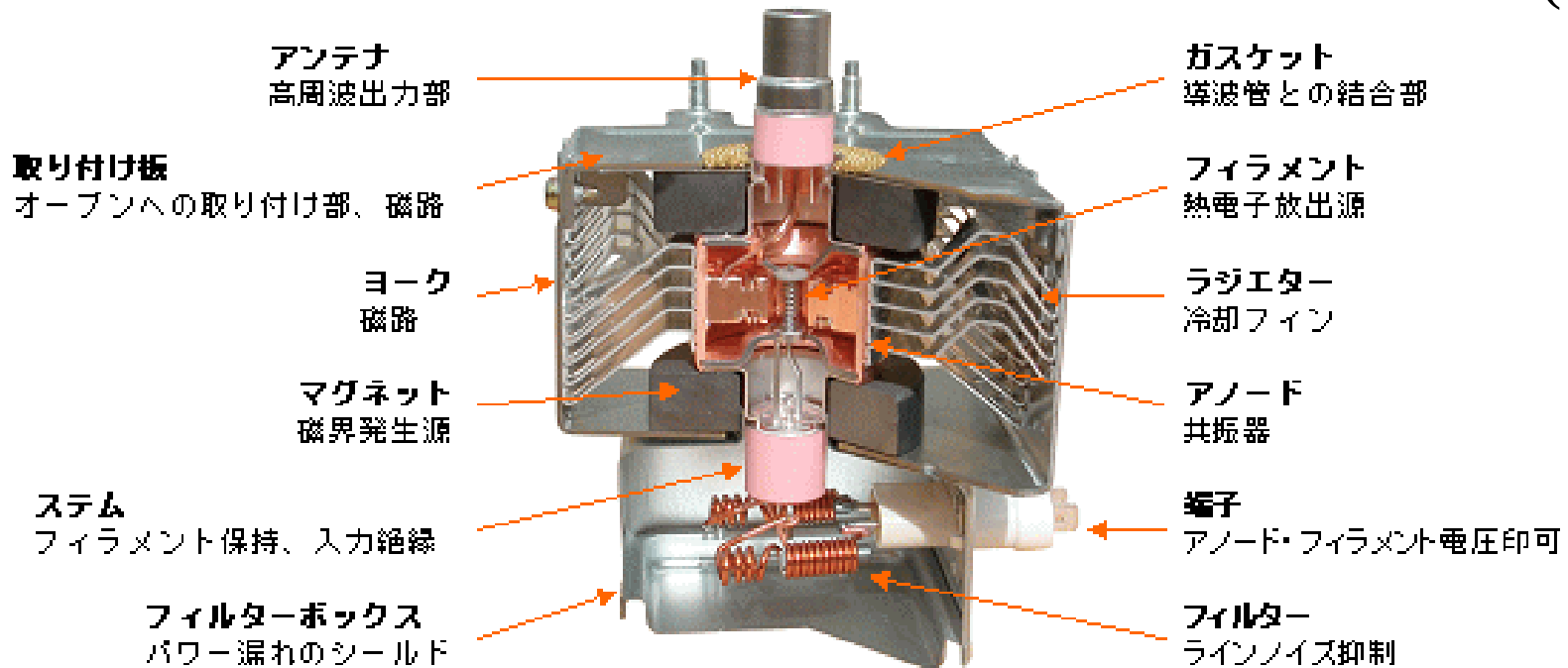


図 6.8 8分割マグネトロン (中央の黒丸は陰極Cの断面)

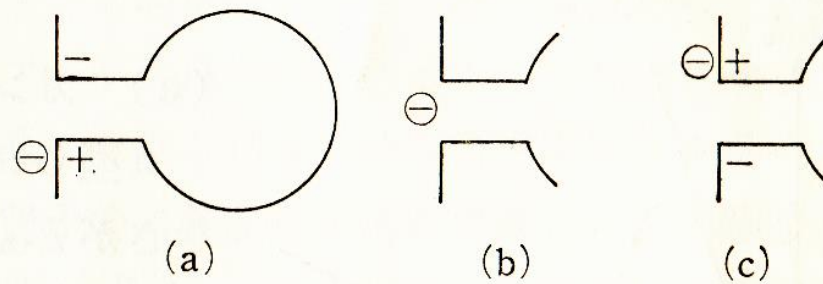


図 6.9 スリットの前面を通りすぎる極(電子のダマ)が共振器を励振する。

阿部英太郎
マイクロ波技術

高電子移動度トランジスタ

High Electron Mobility Transistor

1979 富士通 三村

HEMTの電気的特性

- 高周波における利得が高く、電流利得カットオフ周波数 f_T ならびに最大発振周波数 f_{max} が高い
- これまでに報告された f_T の最高値は2008年に報告された30nmゲートInP系PHEMTの628GHzである。

共鳴トンネルダイオード

1.42THzの室温発振

1.92THzの室温発振

数100THzの発振は

レーザー

でないと不可能

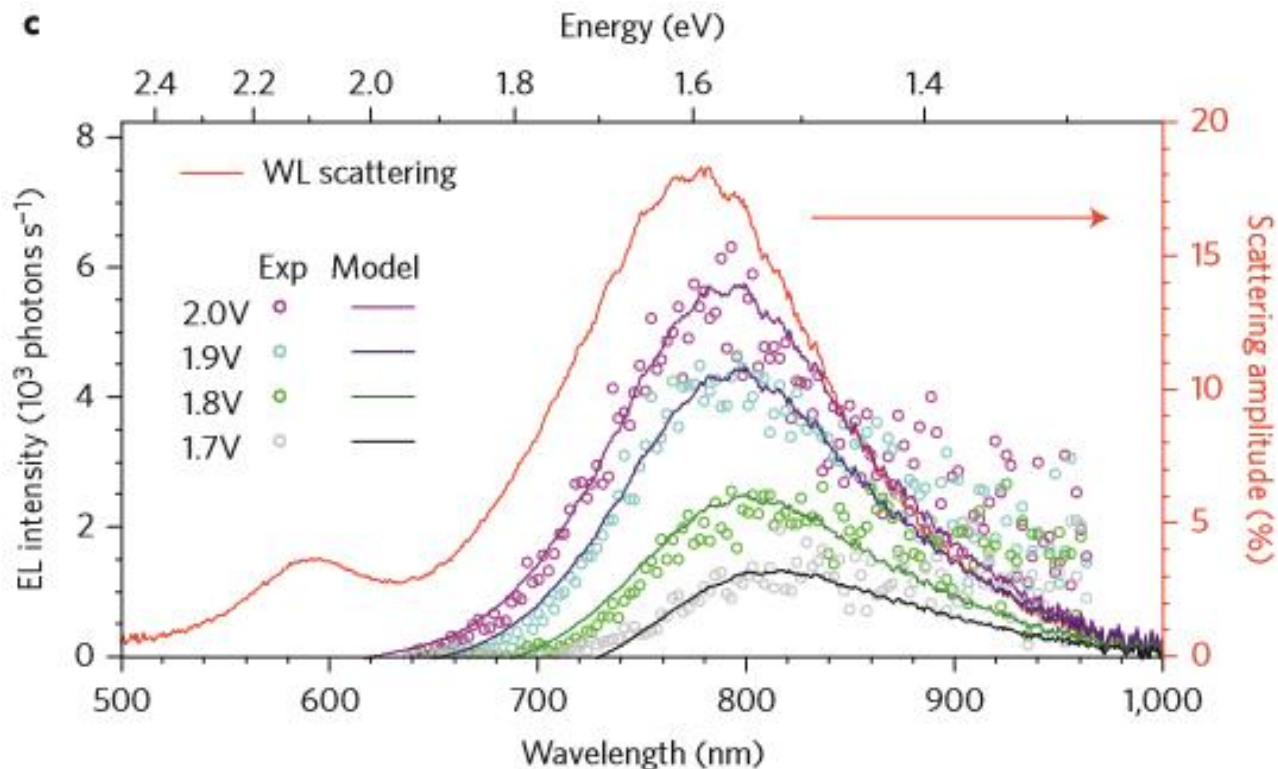
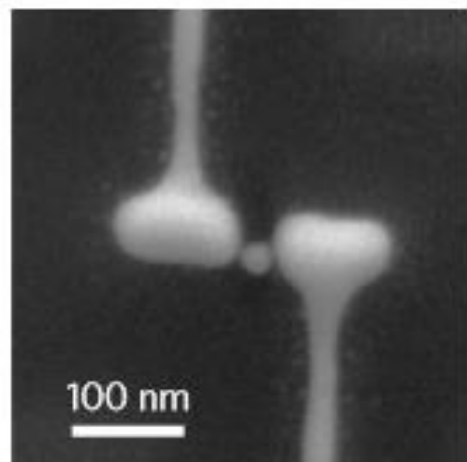
Electrically driven optical antennas

[Nature Photon. 9, 582 \(2015\)](#)

Radio- and microwaves can be generated by currents that oscillate within antennas driven by high-frequency voltage sources that extend up into the 100 GHz regime.

Sources for optical and infrared radiation are traditionally based on transitions between quantum states or bulky thermal sources because conventional electrical circuits are unable to generate oscillating currents with frequencies in the high THz regime. As a result, the well-developed and powerful concepts of Antenna theory are difficult to apply to optical radiation.

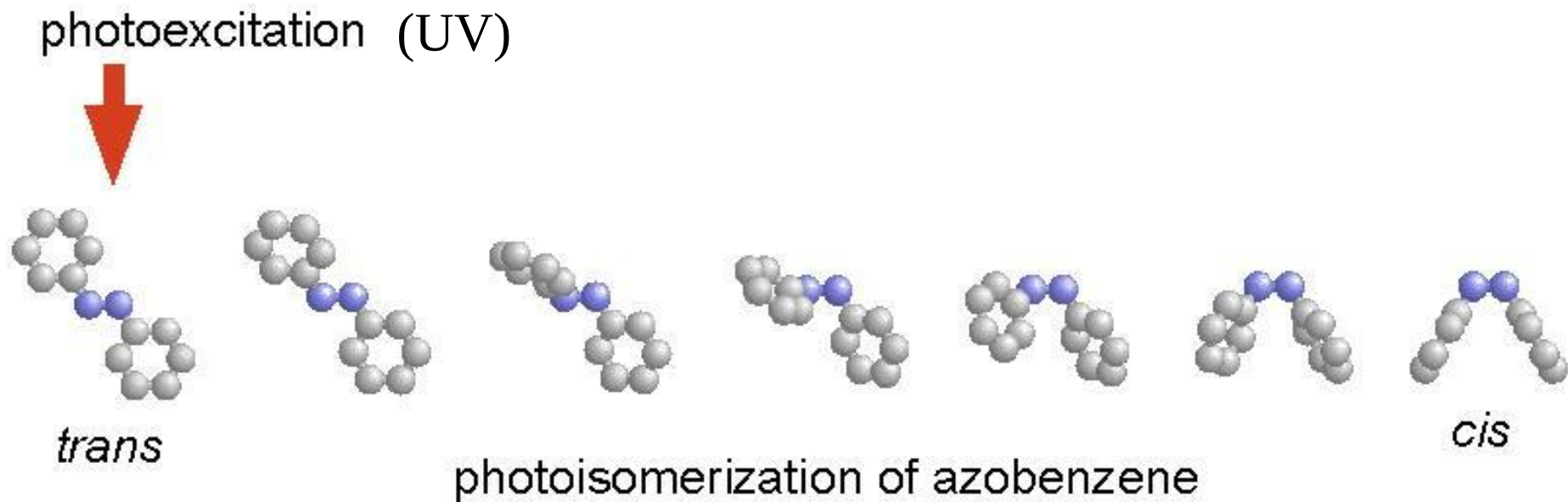
発光(発振)スペクトル



フィードギャップを通るトンネル電子の広帯域量子ショット雑音によって、面内光アンテナを直接電氣的に駆動した。放出光子のスペクトルは、アンテナの形状によって決まり、印加電圧で調節できる。発光の方向と偏光はアンテナ共振によって制御され、これによって外部量子効率も最高で2桁向上する。

アゾベンゼンの光異性化

フोटクロミック光スイッチ分子



440nm照射で $cis \rightarrow trans$

可逆変化

エネルギー

電子格子相互作用 大

電子格子相互作用 小

格子ポテンシャル

電子励起状態

電子格子相互
作用の大きさ

吸収

発光

格子ポテンシャル

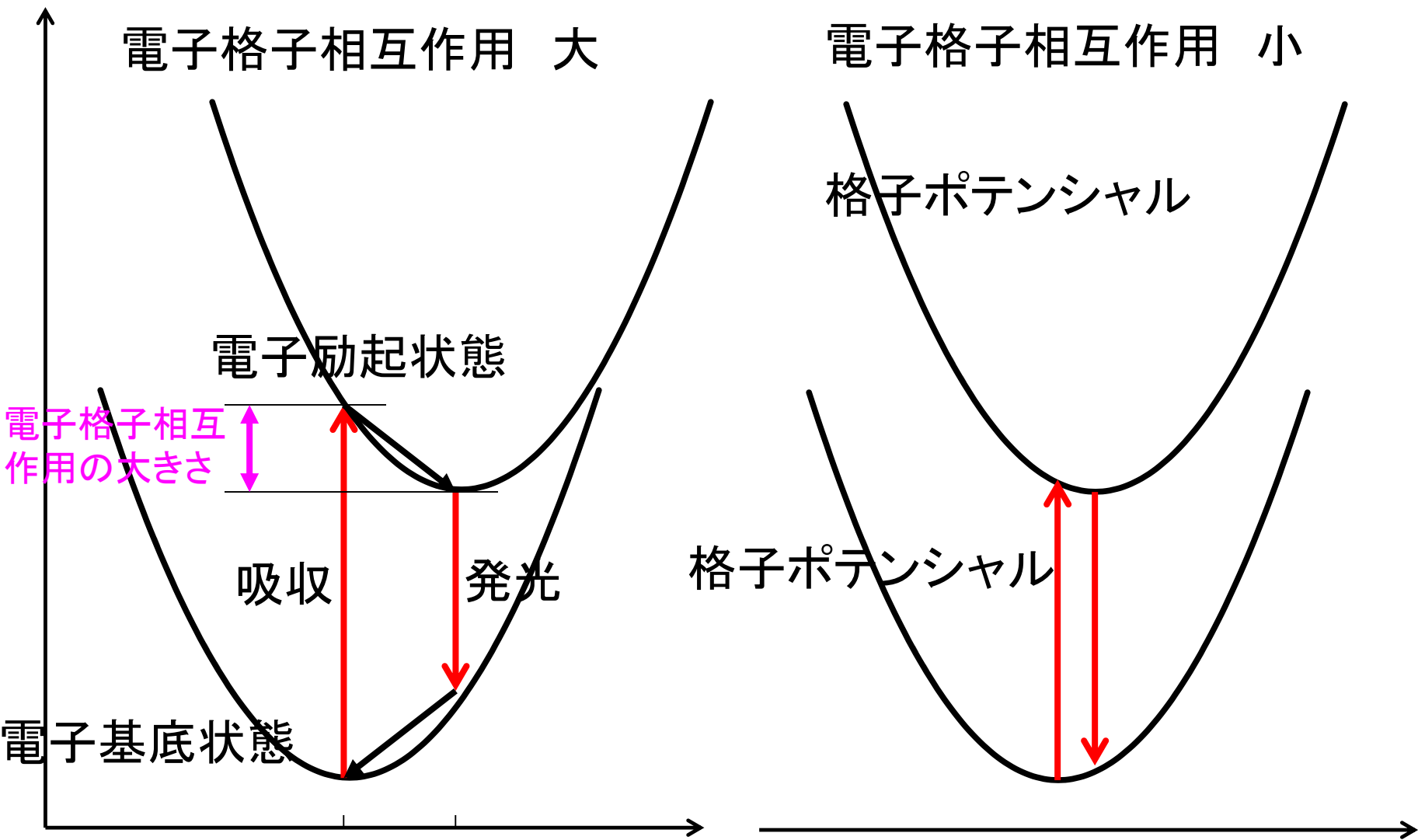
電子基底状態

q_{gr}

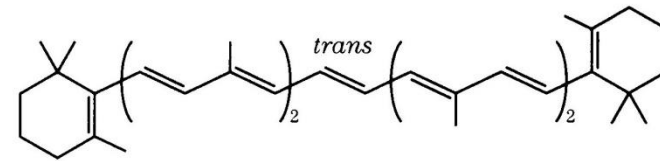
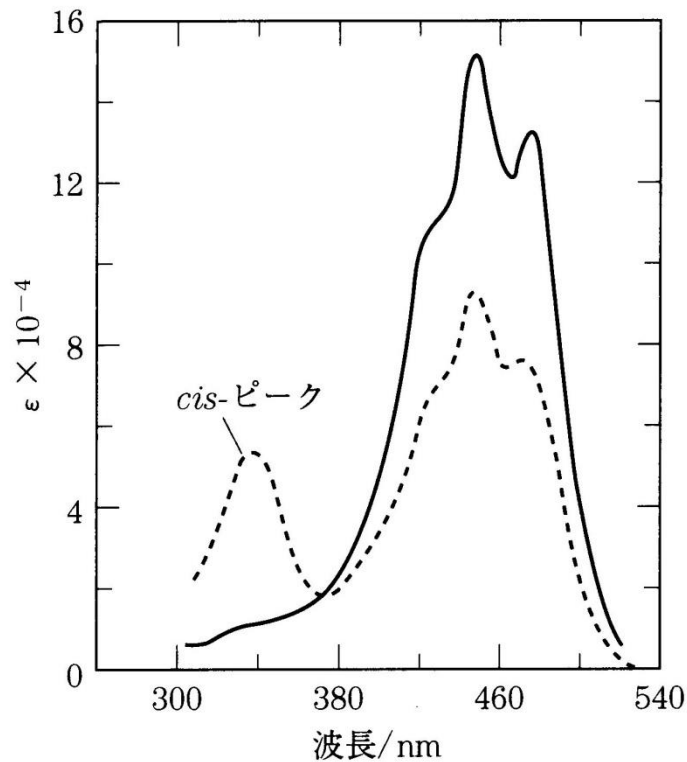
q_{ex}

格子配置

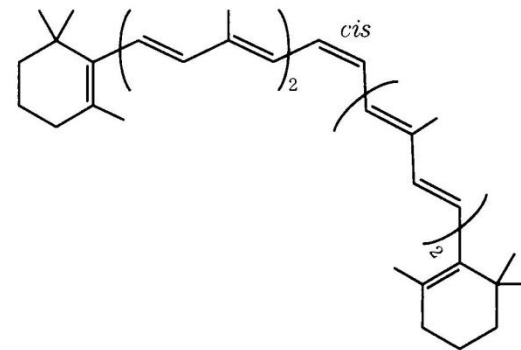
格子配置



異性化による吸収スペクトル変化



(3-1 a)



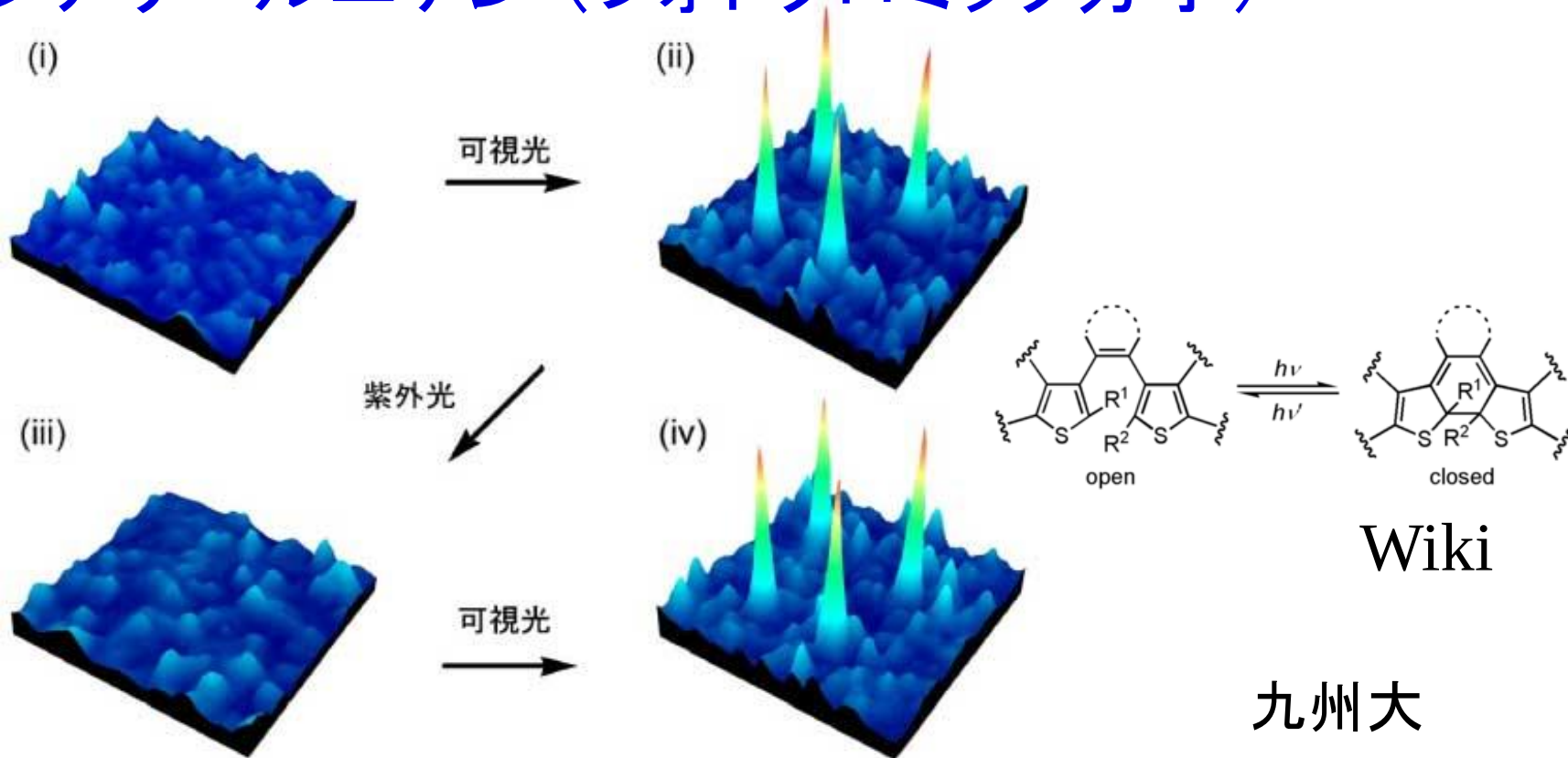
(3-1 b)

β-カロテン

単一分子光メモリー

DVDの100万倍の記録密度 2002.12.19

ジアリールエテン (フोटクロミック分子)



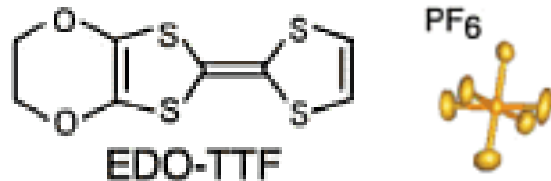
光子1つの情報が分子1つに
構造変化(蛍光性のある/なし)として蓄えられる

九州大
入江 正浩

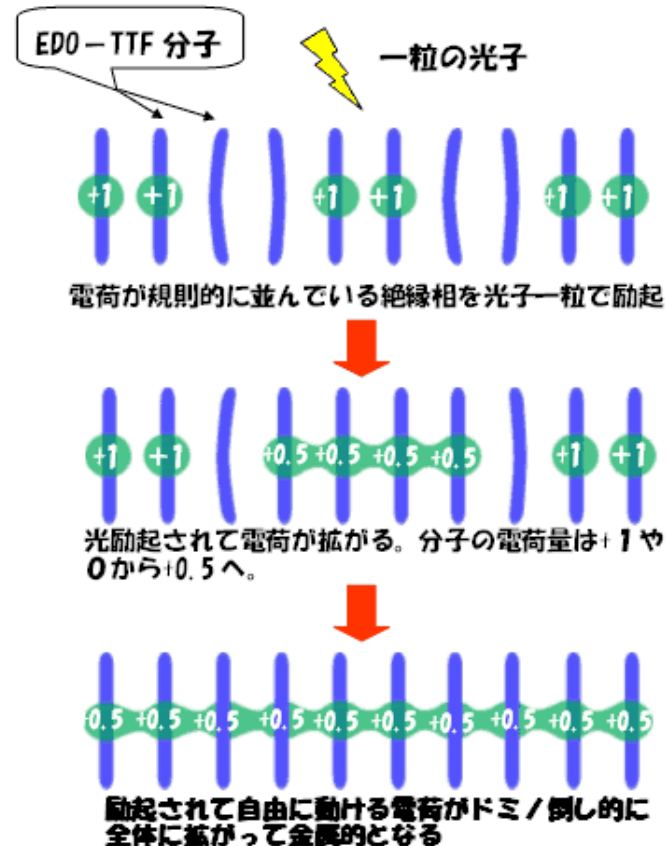
光誘起相転移

(EDO-TTF)₂PF₆ 結晶に光を照射すると0.2 ps (5THz)で絶縁体から金属に変化(反射率が50%以上変化)

1個の光子によって、
約500分子の変化が誘起



光-光スイッチ



Science (2005)
東工大 腰原伸也

光触媒

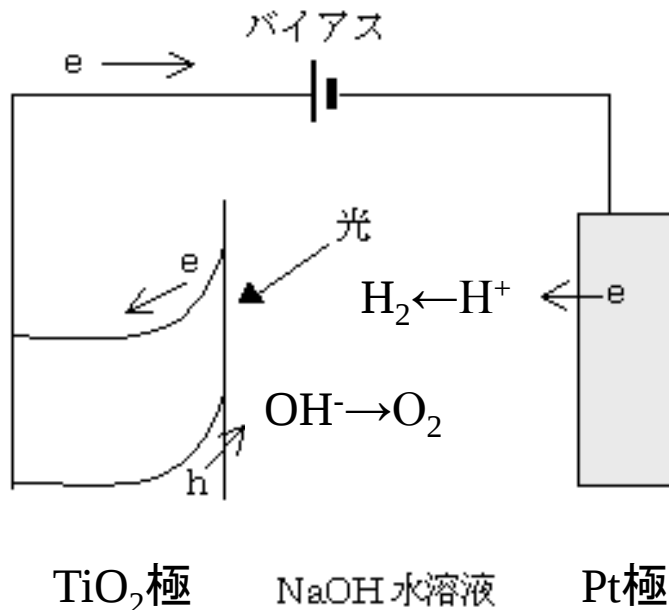
光のエネルギーを使って働く触媒

触媒：自らは変化せずに化学反応を促進するもの

酸化チタン(TiO_2)光触媒

水の光分解
汚れない壁
曇らない鏡

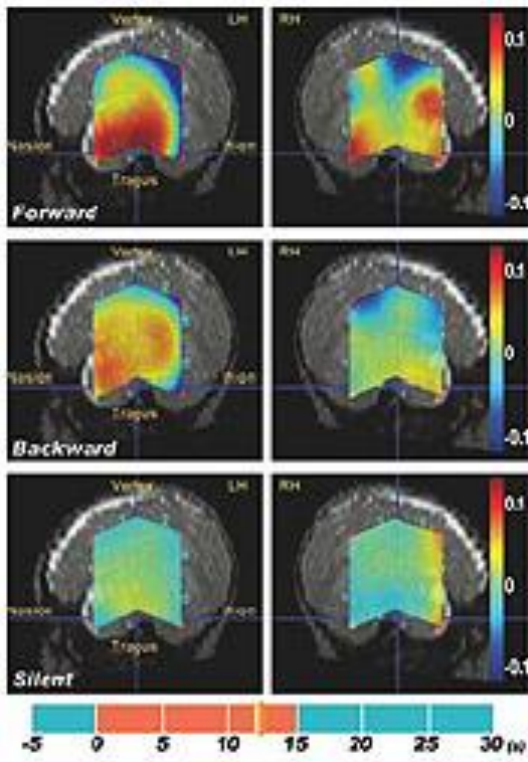
超親水性



SrTiO_3 ではバイアス不要

藤嶋 昭
橋本 和仁

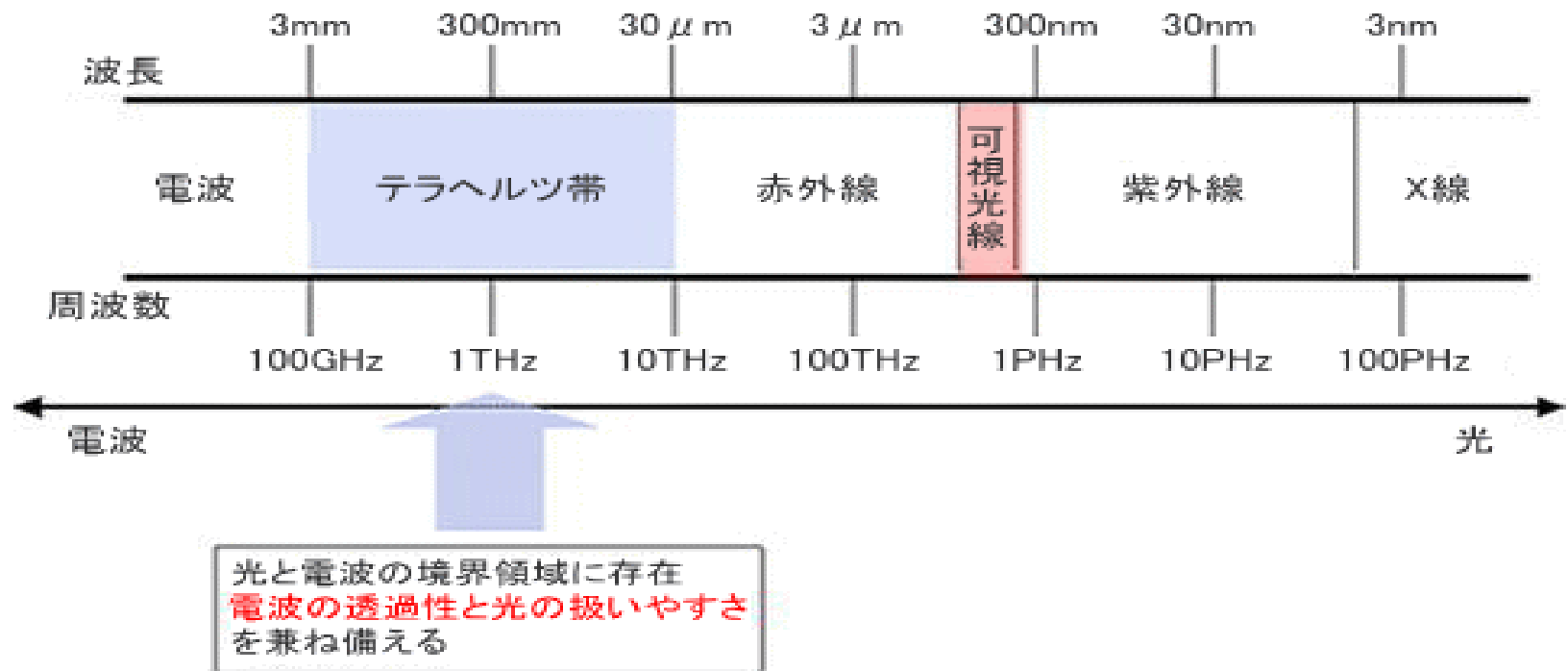
光トポグラフィー 脳科学



日立製作所
小泉英明

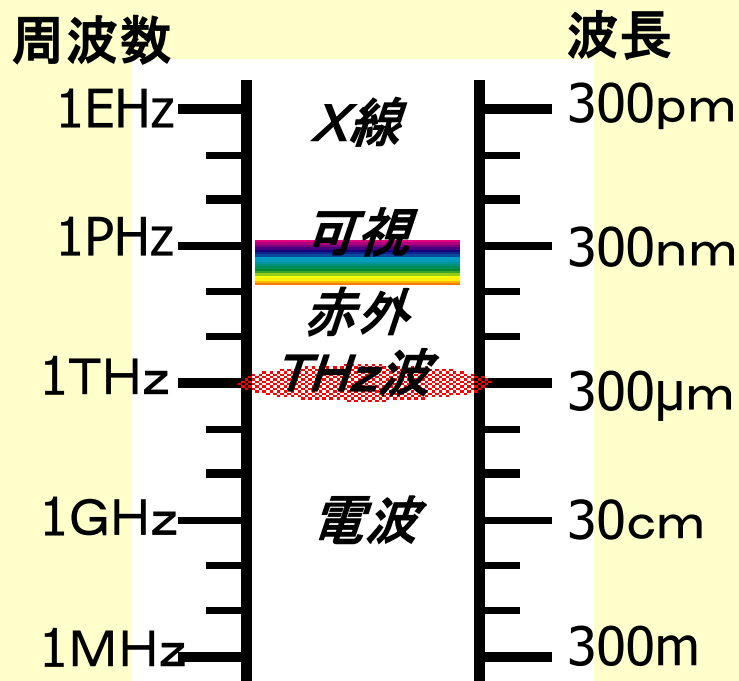
発光部より750nm、850nm、810nmの3つの近赤外線が頭蓋骨を
経由して脳内に投射される。酸化ヘモグロビン(OxyHb)は750nmに、
還元ヘモグロビン(DeoxyHb)は850nmに反応し、810nmはOxyHbと
DeoxyHbのクロスポイントとして反応するので、受光部で検出される。

THz電磁波(～遠赤外線)



エネルギー領域: 結晶フォノン、分子間振動、分子の回転、水素結合

磁場下の半導体表面からのTHz波の発生

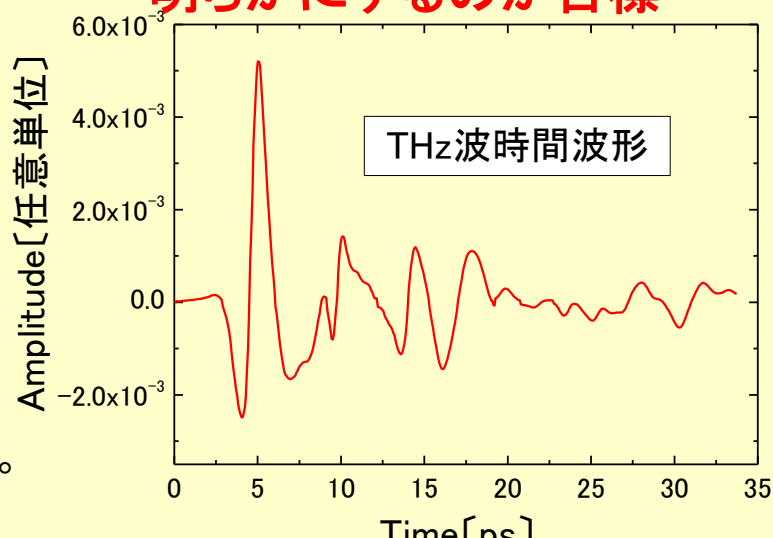


可視光と電波の間の周波数領域の未開拓の電磁波。フェムト秒レーザー技術により発生・検出法が開発され、注目されている。**分光**や**イメージング**で新しい展開。

応用研究の充実に向け
て...

高強度 & 広帯域のTHz光源
の開発が重要！！

**そのためにTHz波の発生機構を
明らかにするのが目標**



試料台と
電磁石



半導体(InAs)にfs秒光パルスを入射させ、THz波を発生させている。InAsに比較的強い磁場を印加するとTHz波の放射強度が増強することが分かっている。

THz波による イメージング

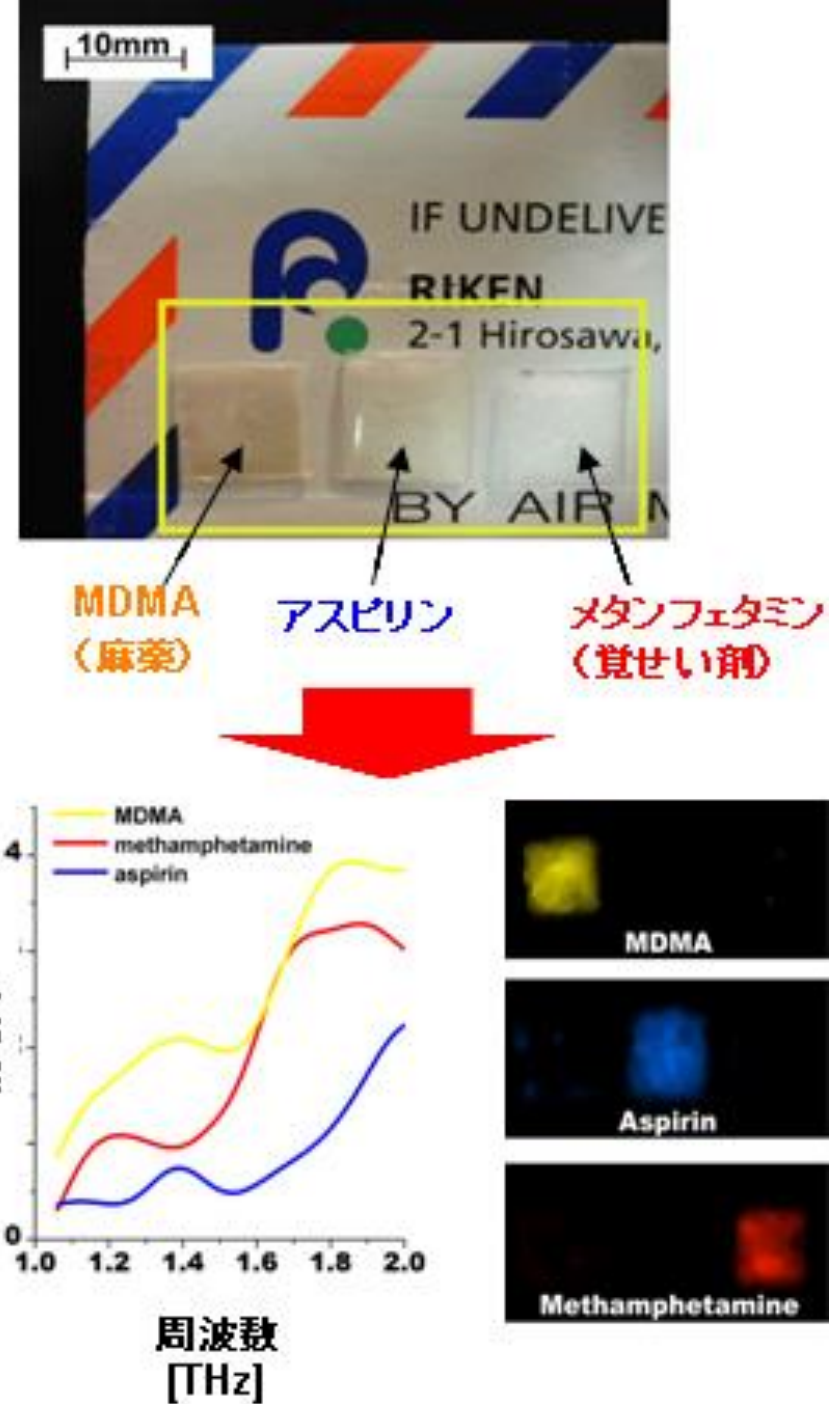
テラ(10^{12})ヘルツ波

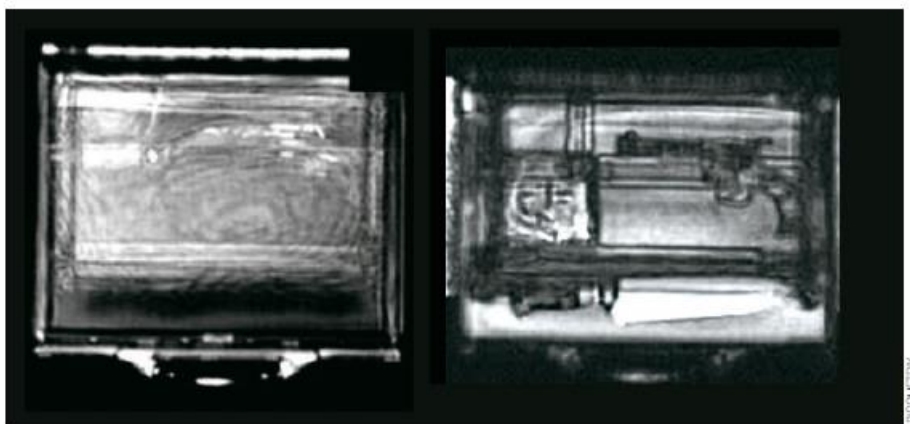
周波数0.3THzから10THzの電磁波
フェムト秒パルスを使い固体中の
非線形効果で発生

封筒内に隠された禁止薬物
のテラヘルツ分光イメージング
と分光スペクトル

非破壊測定 人体に無害

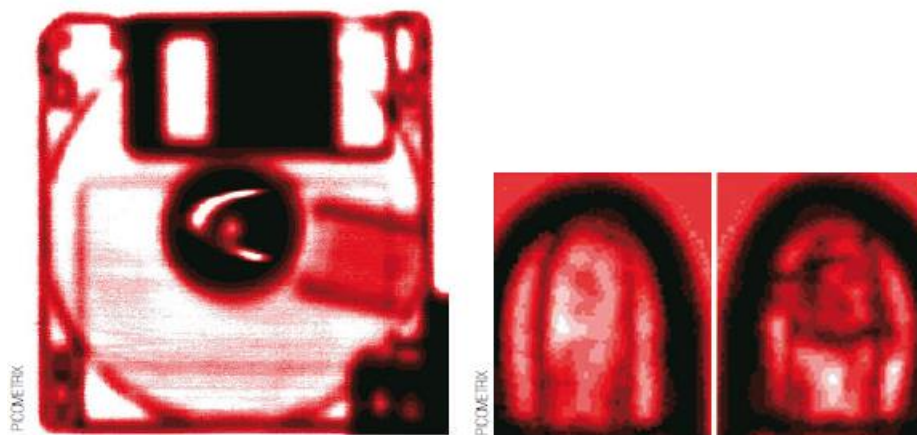
$$1\text{THz} = 300\mu\text{m}$$





かばんの中

Terahertz imaging makes it possible to image objects that are hidden beneath clothes or inside bags and shoes, for example. This capability is making the technology of great interest for applications in homeland security.



フロッピーディスク

A terahertz image of floppy disk, taken by the QA1000 terahertz-imaging system from the US firm Picometrix. The technology is proving useful in quality assurance applications for detecting flaws in objects that are hard to spot by other imaging means.

全身透視スキャナー

後方散乱X線検査装置

or

ミリ波スキャナー

Optofluidics (光流体工学)

微小流体工学(マイクロ化学チップなど)と光学の組み合わせ

液体コアー液体クラッド導波路(L-L waveguide)

液体の流速や圧力を変えて連続的に光学特性をコントロール

光流体色素レーザー

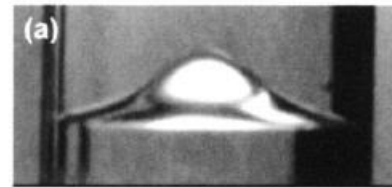
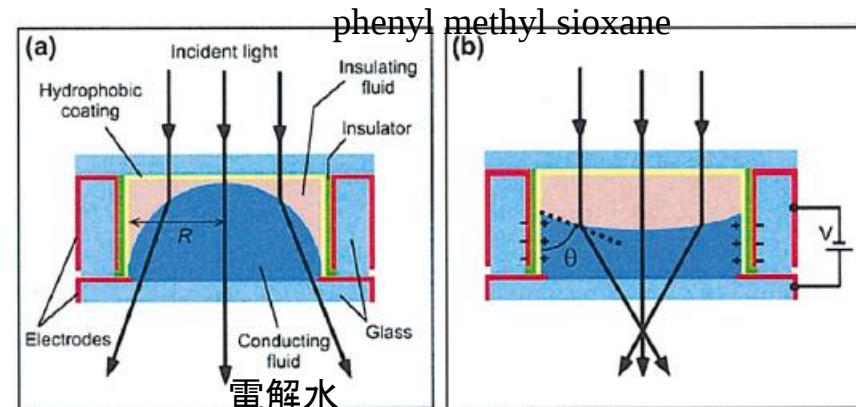
光流体分子センサー

光流体スイッチ

オンチップの高解像度顕微鏡

流体光学顕微鏡

(Optofluidic Microscopy: OFM)



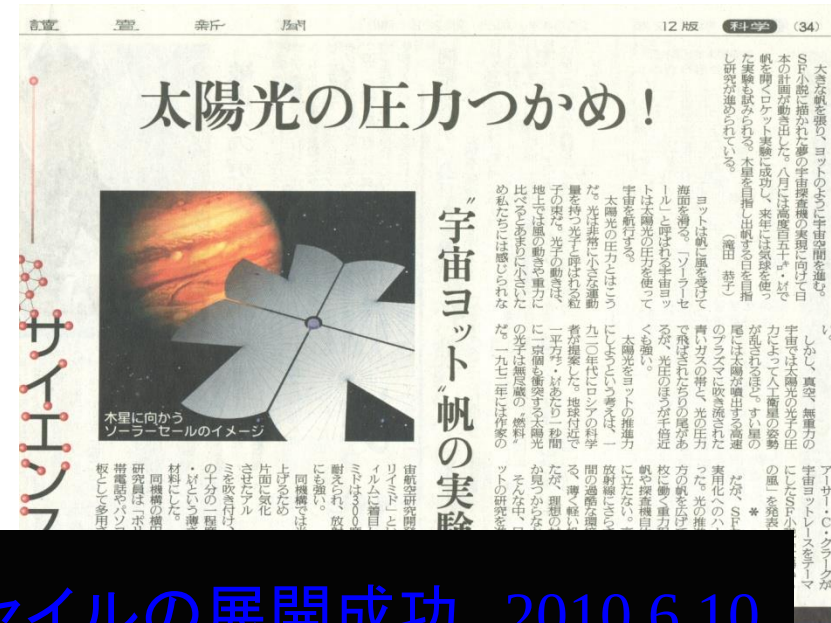
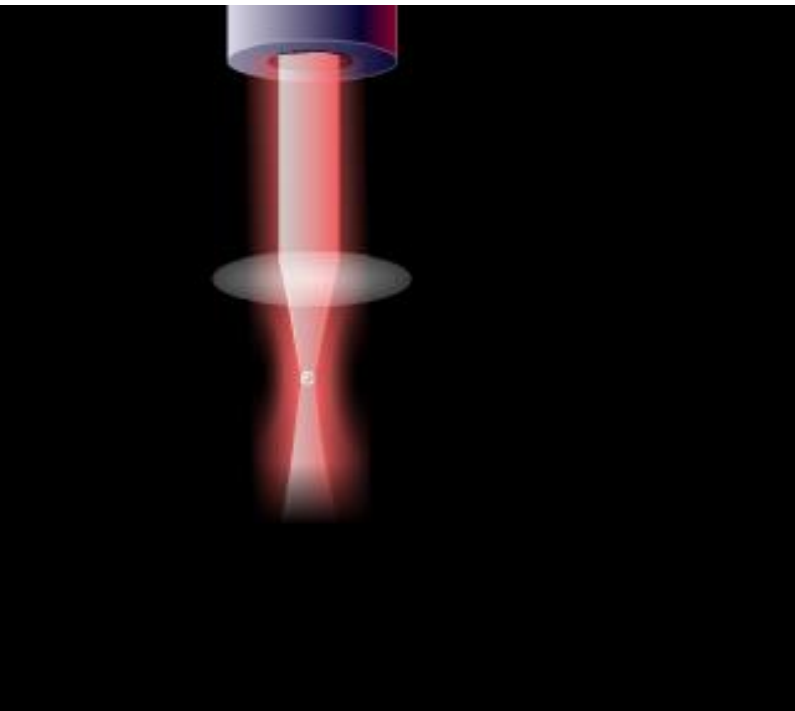
液体レンズ

APL85,
1128(2004)

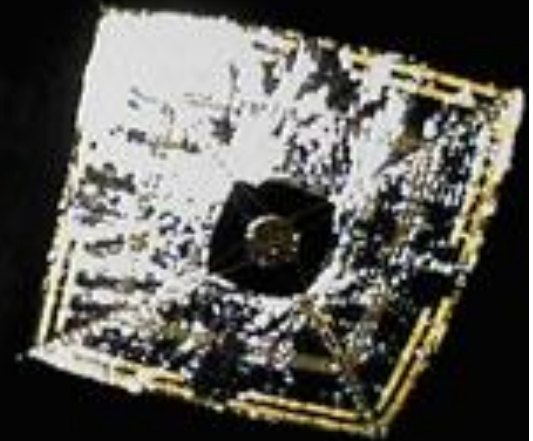
光の圧力

2004.9.22

光ピンセット



ソーラーセイルの展開成功 2010.6.10



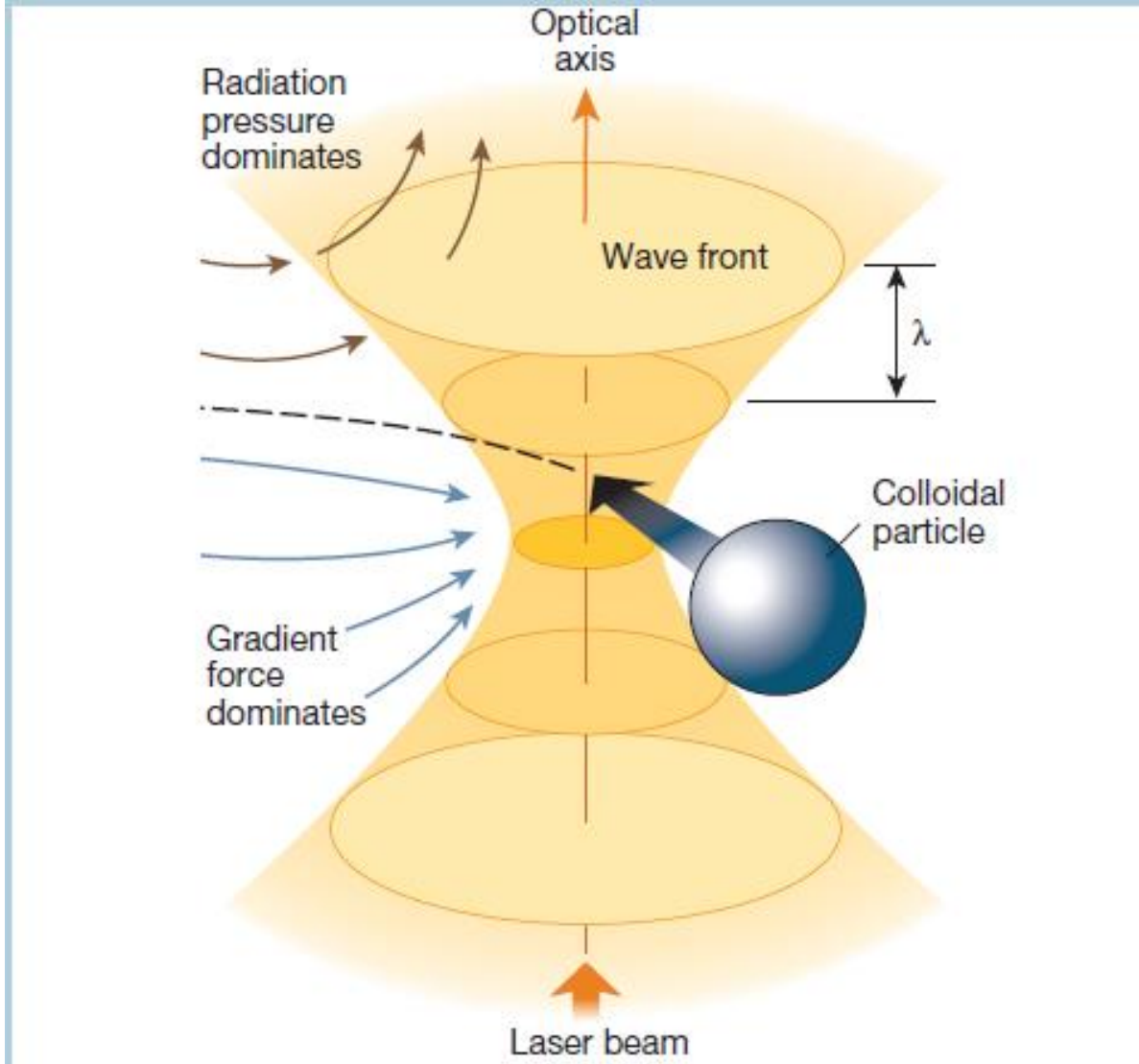
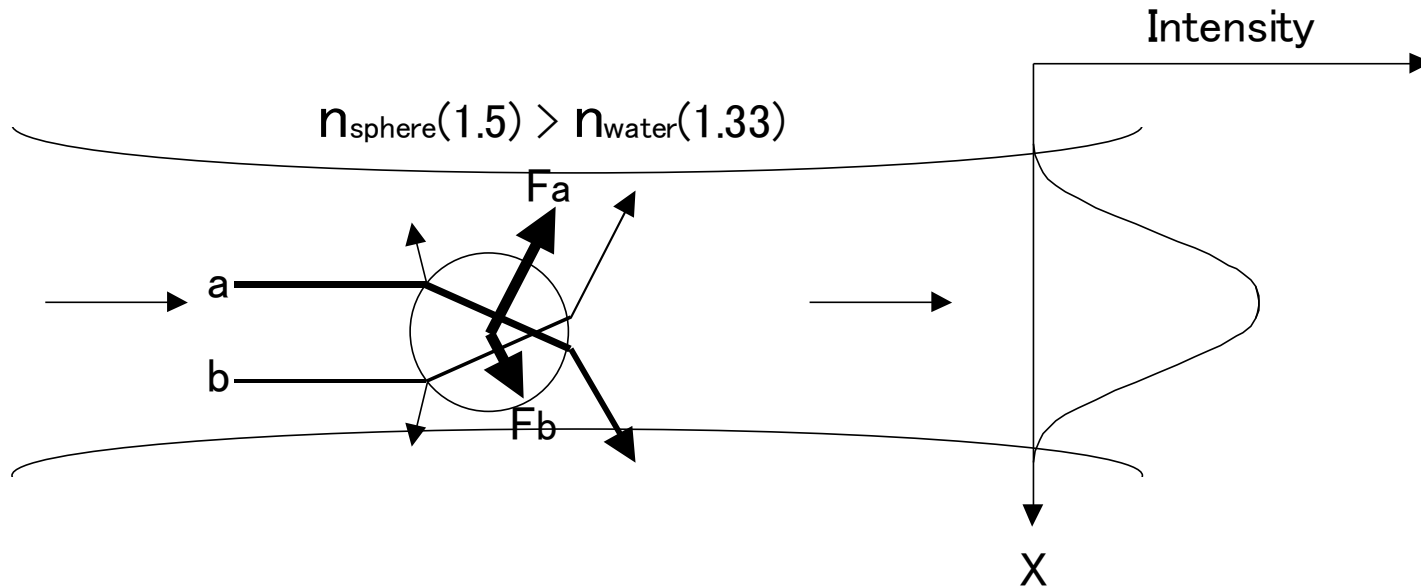


Figure 1 Optical tweezers use a strongly focused beam of light to trap objects. Intensity gradients in the converging beam draw small objects, such as a colloidal particle, toward the focus, whereas the radiation pressure of the beam tends to blow them down the optical axis. Under conditions where the gradient force dominates, a particle can be trapped, in three dimensions, near the focal point.

光の輻射圧による微小球のトラップと推進



r : ポリマー球の半径 $10\mu\text{m} \approx$ 集光径

η : 水の粘性 $10^{-3} \text{ N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ P : レーザーパワー 60mW

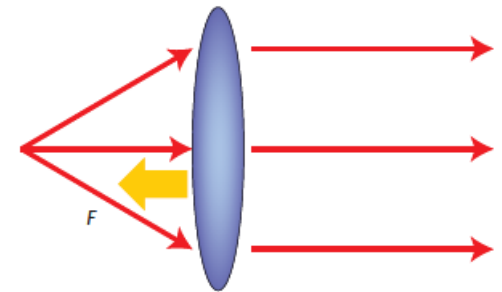
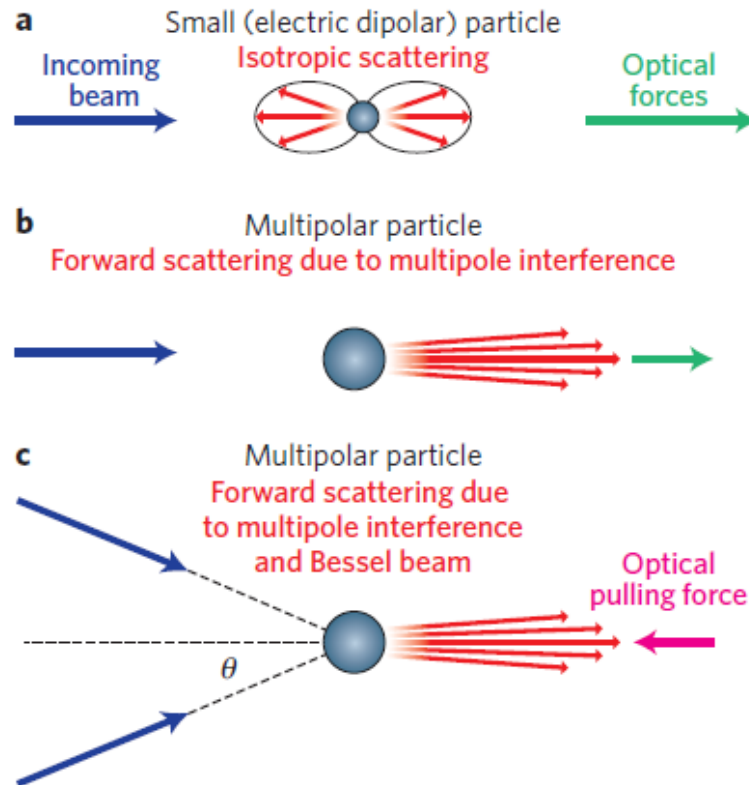
$$F_{\text{rad}} = F_{\eta} \quad F_{\text{rad}} \approx \frac{I}{c} \times \pi r^2 = \frac{P}{\pi r^2 c} \times \pi r^2 = \frac{P}{c} \quad F_{\eta} = 6\pi\eta r v \text{ (Stokes's law)}$$

終端速度 1mm/s

I/c : 完全吸収の場合 実際は?

トラクタービーム

牽引ビーム



Nature Photon.
7,24(2013)

2011実現方法の理論提案

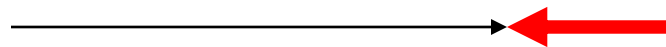
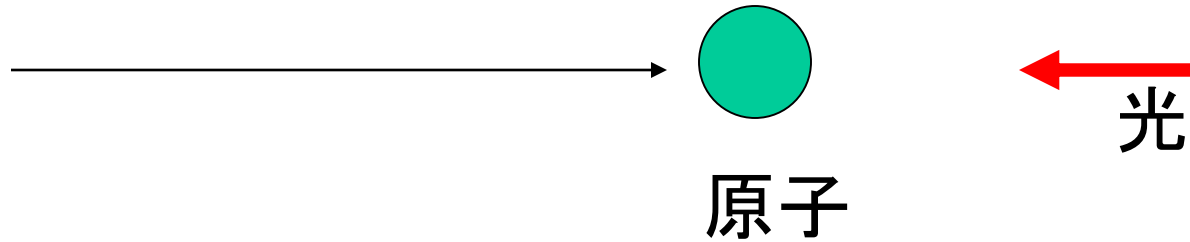
PRL 107, 203601・203602 (2011)

上 Nature Photon. 5, 531 (2011)

現在は実現

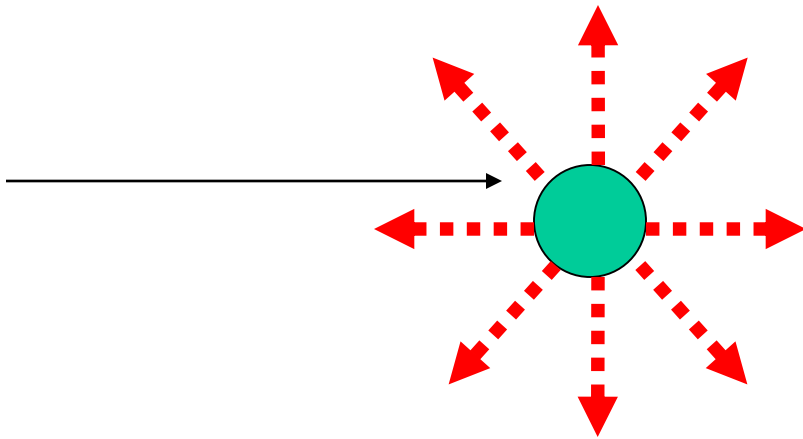
レーザー冷却

レーザーのエネルギーを原子の吸収エネルギーに合わせる

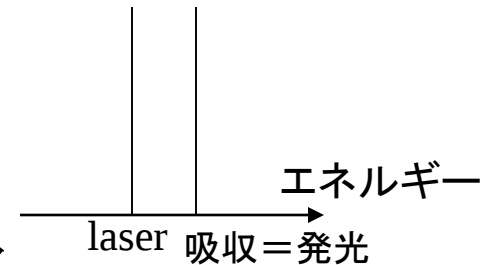


2016.5.16ここまで

2018.5.14ここまで



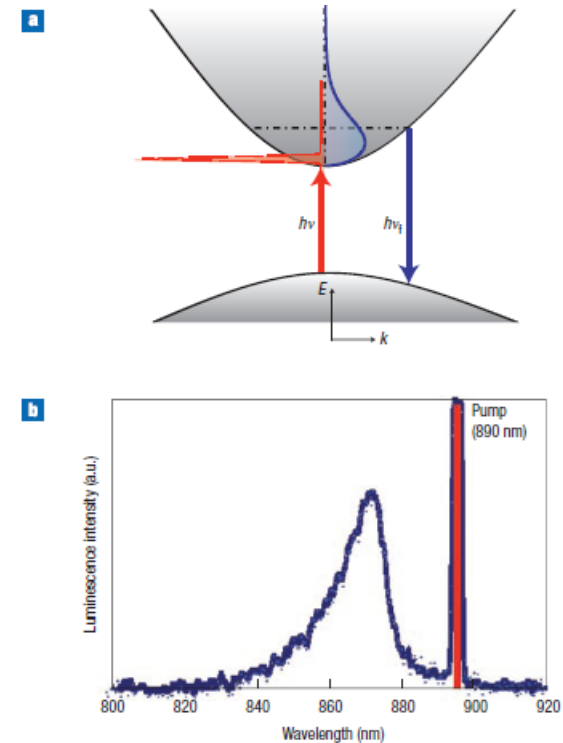
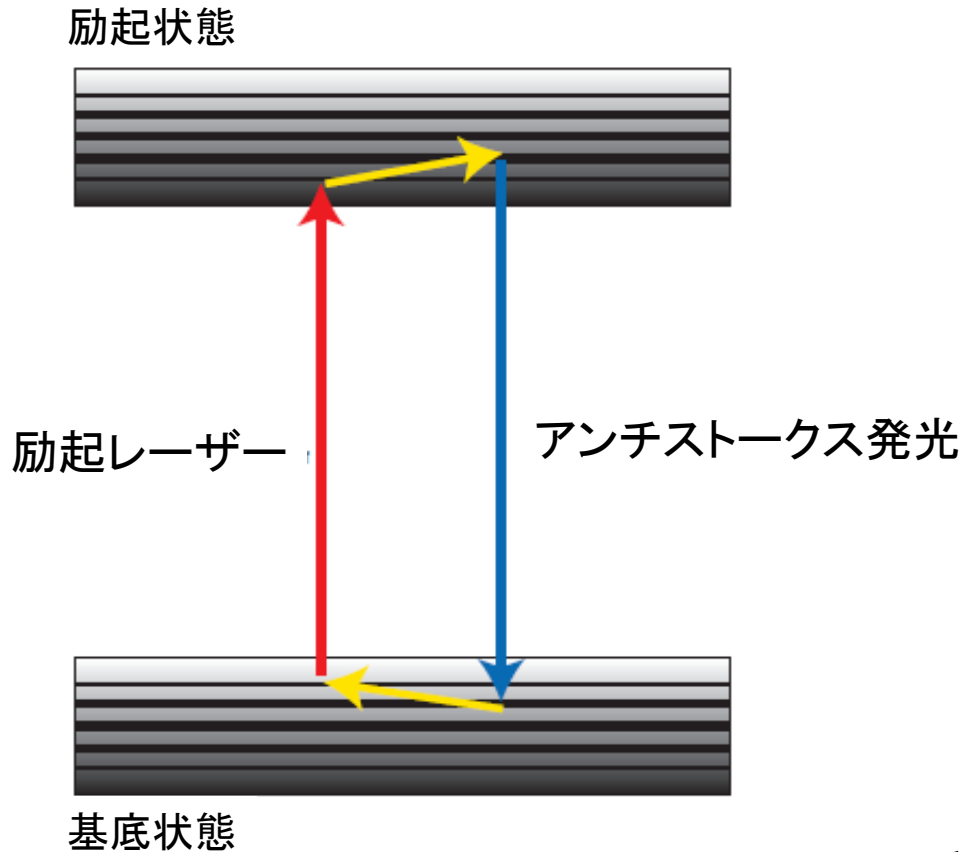
自然放出は等方的
平均して運動量の変化なし



実際は原子はドップラーシフトした光エネルギーを見るので、
レーザーはドップラーシフト分、共鳴より低エネルギーにしておく

光で固体を冷やせるか？

冷媒なし、可動部なしの静かな全固体冷却装置



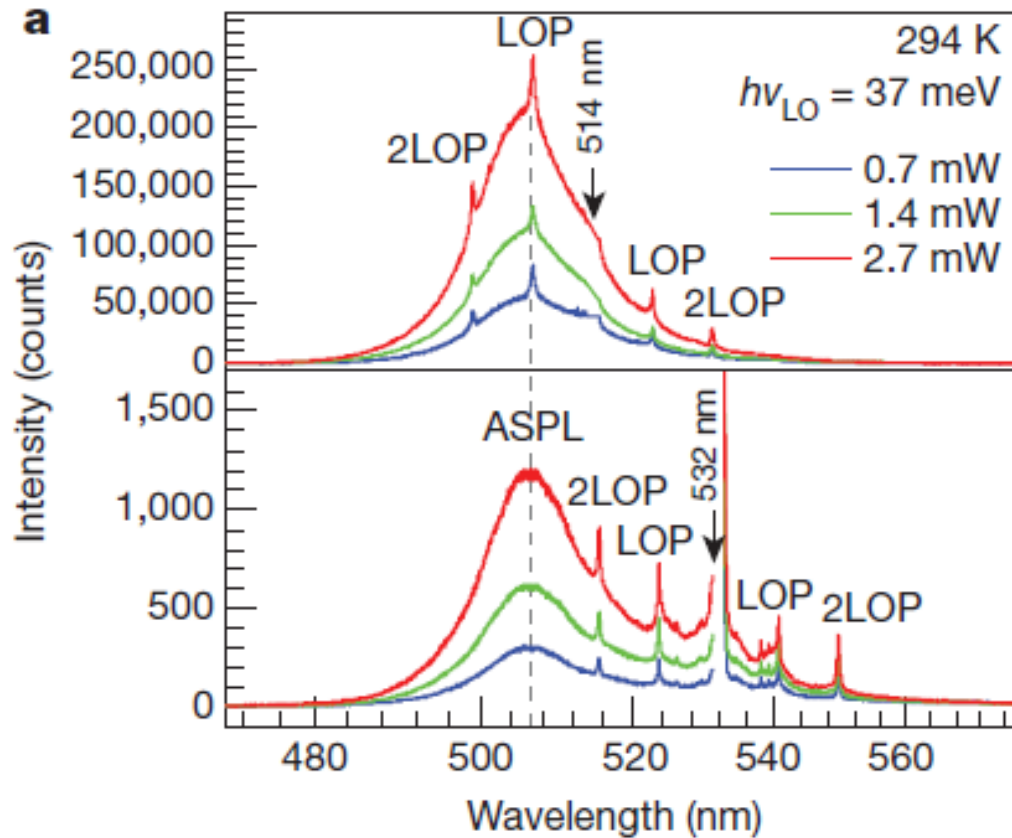
希土類ドーパ結晶で155K
まで冷却(2009)
理論的には100K可能

半導体のアンチストークス発光
だが冷却は実現していない
理論的には10K可能

半導体で実現

Nature 493, 504(2013)

CdSナノベルト



40K冷却

20K冷却

レーザー冷却 原子のボーズ・アインシュタイン凝縮

原子のボーズ凝縮体＝コヒーレントな原子波
原子波レーザー

マイクロ波技術 メーザー 精密分光 NMR

が

1960以降の レーザー、量子光学 の発展に貢献

したように

レーザー技術、非線形光学、量子光学

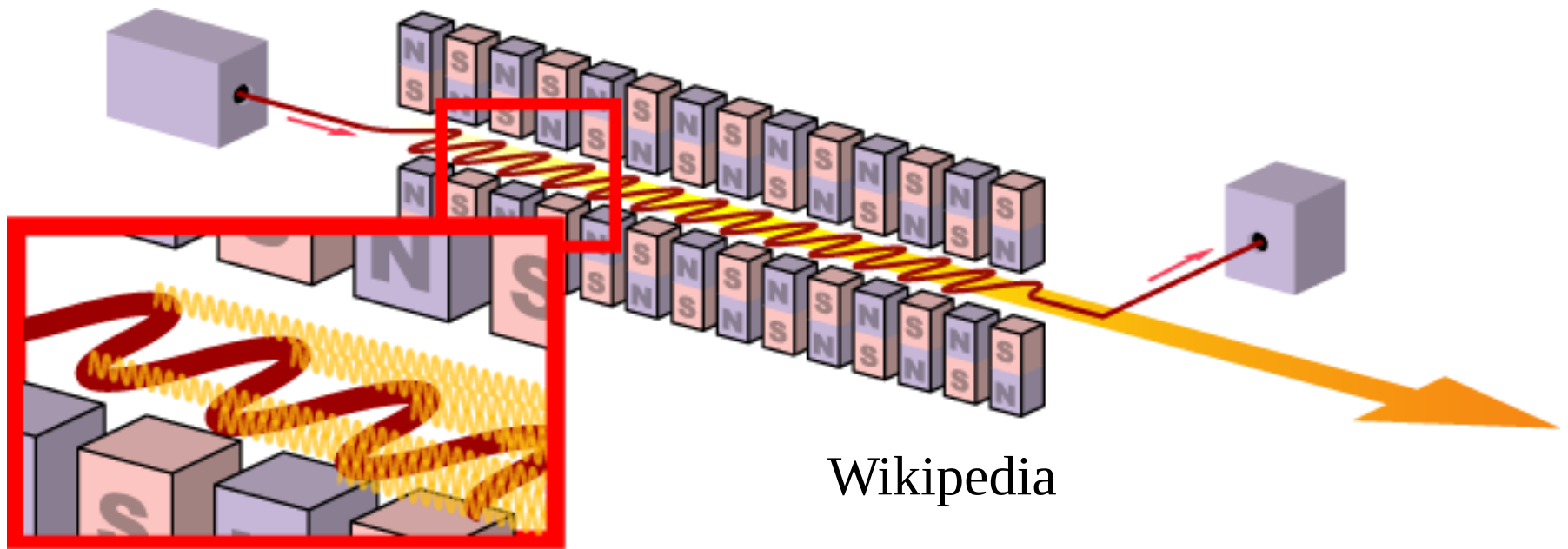
が

1995以降の 原子波光学 の発展に

自由電子レーザー

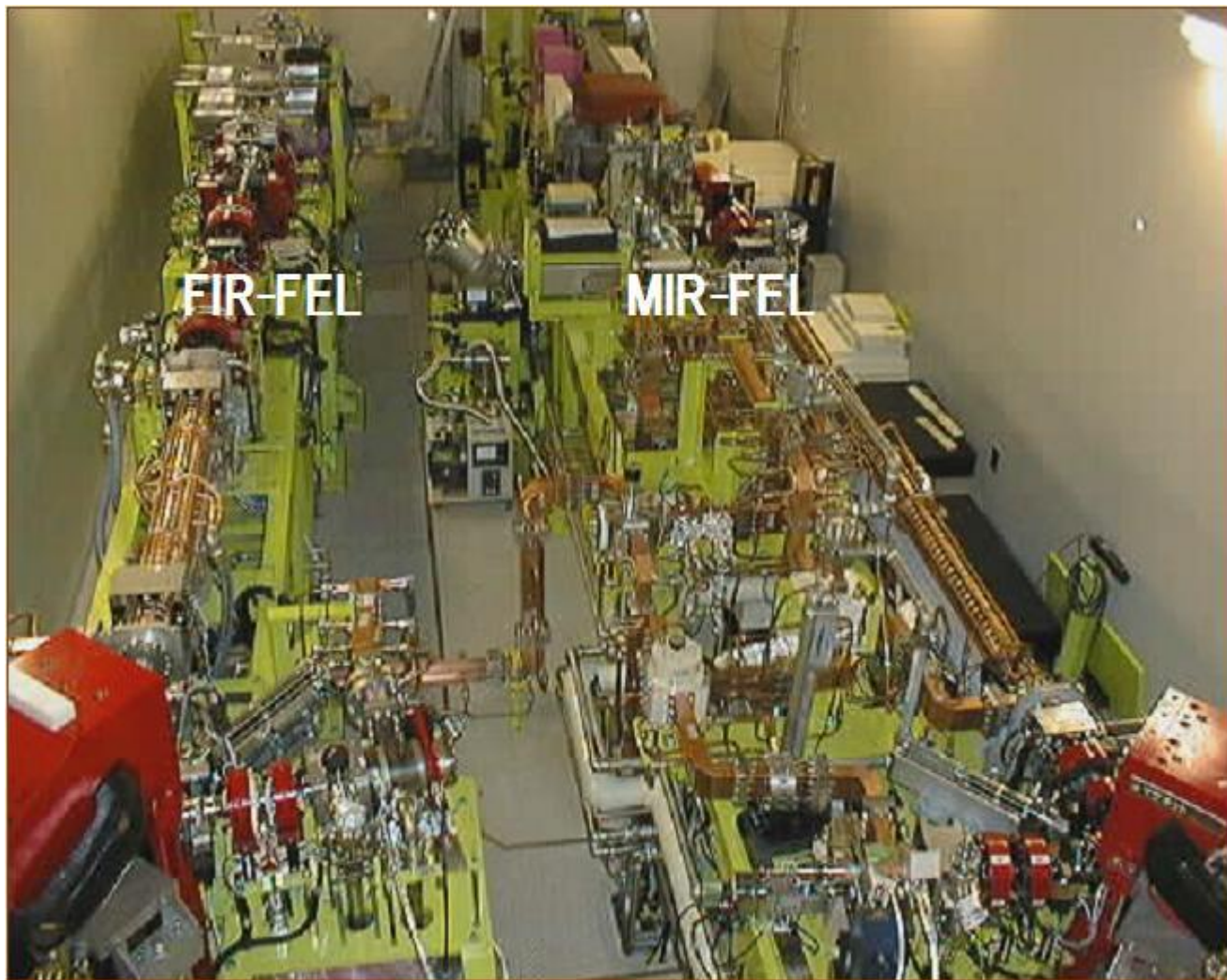
自由電子のビームと電磁場との共鳴的な相互作用によって
コヒーレント光を発生させる方式のレーザー

媒質によって発する光の波長が決まる一般のレーザーと異なり、
磁場・電子エネルギーを変えることによって波長可変という特徴
を持ち、軟X線、紫外線、可視光線、遠赤外線まで幅広い波長の
光を取り出せる



シンクロトロン放射光

理科大FEL

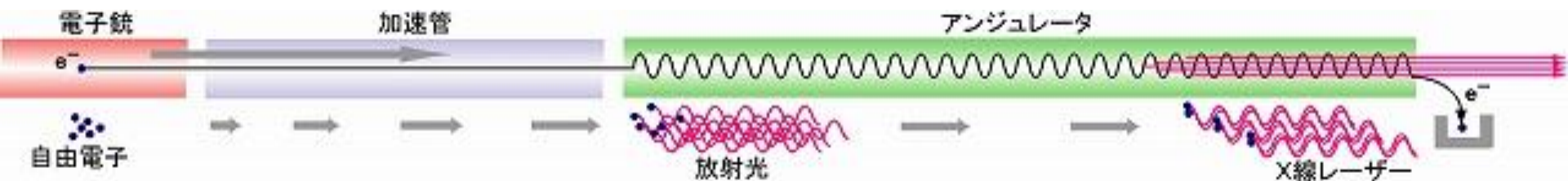


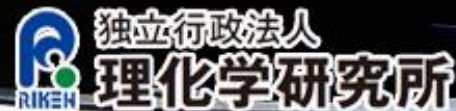
MIR(中赤外)-FEL が稼動 4~16 μ m 75THz~19THz

夢のレーザー

X線自由電子レーザー

X線自由電子レーザー計画 日本(理研)、米国、EU





祝 SACLA 発振

平成18年から国家基幹技術として整備を進めてきたX線自由電子レーザー施設SACLAにて、

平成23年6月7日16時10分 にレーザー発振を確認いたしました。

皆様の今までの応援に感謝し、今後もご期待に沿えるよう一同頑張っております。

- 世界最短波長(1.2 Å)となるX線レーザーの発振に成功
- ビーム運転開始からわずか3カ月という短期間での達成
- 2011年度内に供用運転を開始 2012A期の採択課題決定

2011年7月13日

0.8 Åの波長のXFELの発振に成功

世界最短波長のレーザー光



Europe turns on bright X-ray source

The opening of the superconducting European X-ray free-electron laser in Hamburg, Germany provides exciting opportunities for exploring a completely new world of science.

The long-awaited European X-ray free-electron laser (XFEL) at Schenefeld near Hamburg in Germany is now open and up and running. Following eight years of construction, the facility celebrated its official inauguration on 1 September 2017 and as we publish this issue the first user experiments are starting.

The European XFEL provides a coherent source of X-rays with energy ranging from 260 eV to beyond 20 keV using electrons accelerated to 8–17.5 GeV along a 2.1-km-long superconducting linear accelerator. The number of electron bunches (27,000 pulses per second) and the peak brilliance (5×10^{33} photons $\text{s}^{-1} \text{mm}^{-2} \text{mrad}^2$)



Credit: European XFEL / Heiner Müller-Elsner

electron bunches can be accelerated compared with in the warm, non-superconducting accelerators such as the Linac Coherent Light Source (LCLS) in Stanford, USA and the SPring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser (SACLA) in Japan.

Interestingly, both the USA and China have firm plans to realize free-electron laser sources based on superconducting accelerators within the next few years, making the European XFEL the first of a new breed of superconducting X-ray sources. The new superconducting LCLS-II at Stanford is expected to be open in the early 2020s and China's SXFEL in Shanghai may be ready by 2019.

Nature Photonics
Published online on Sep. 29, 2017

光合成における水分解反応の機構の核心に迫る成果 光化学系Ⅱ複合体が酸素分子を発生する直前の立体 構造を解明

—人工光合成触媒開発の糸口に—

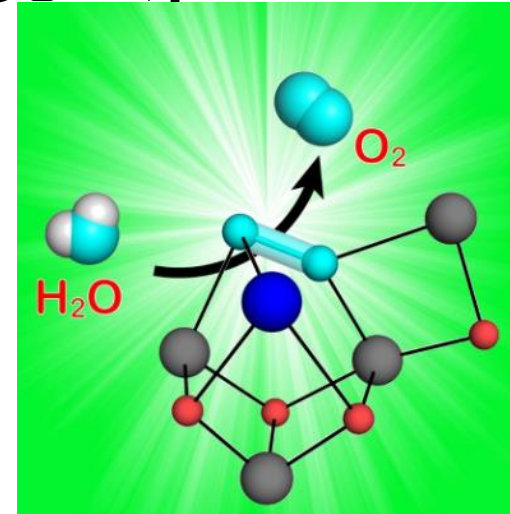
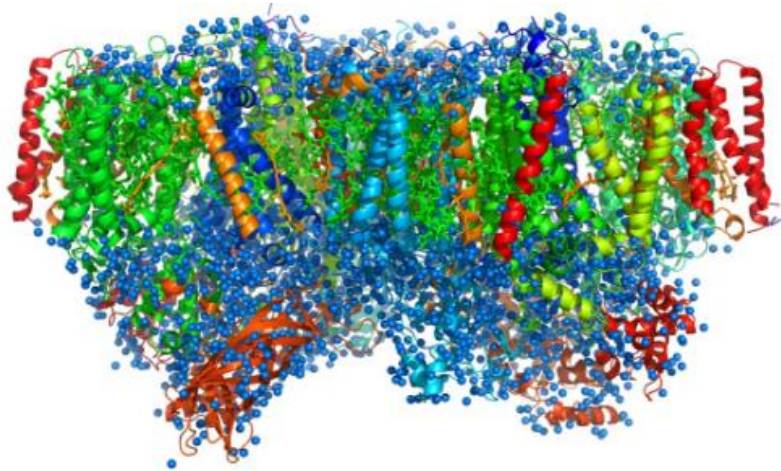


図1. PSIIの全体構造。全20個のタンパク質からなる膜タンパク質複合体の二つが集合して一つの構造をとる。青色の球は水分子を表す。

Nature 543, 131 (2017)

図2. 今回SACLAのX線自由電子レーザーで解析した光化学系Ⅱ複合体(PSII)に含まれる水分解触媒の立体構造。“ゆがんだイス”のかたちをした触媒に水分子が取り込まれた瞬間を捉えている。水色の部分が今回明らかにされた酸素分子が発生する部分。

SACLA 成果

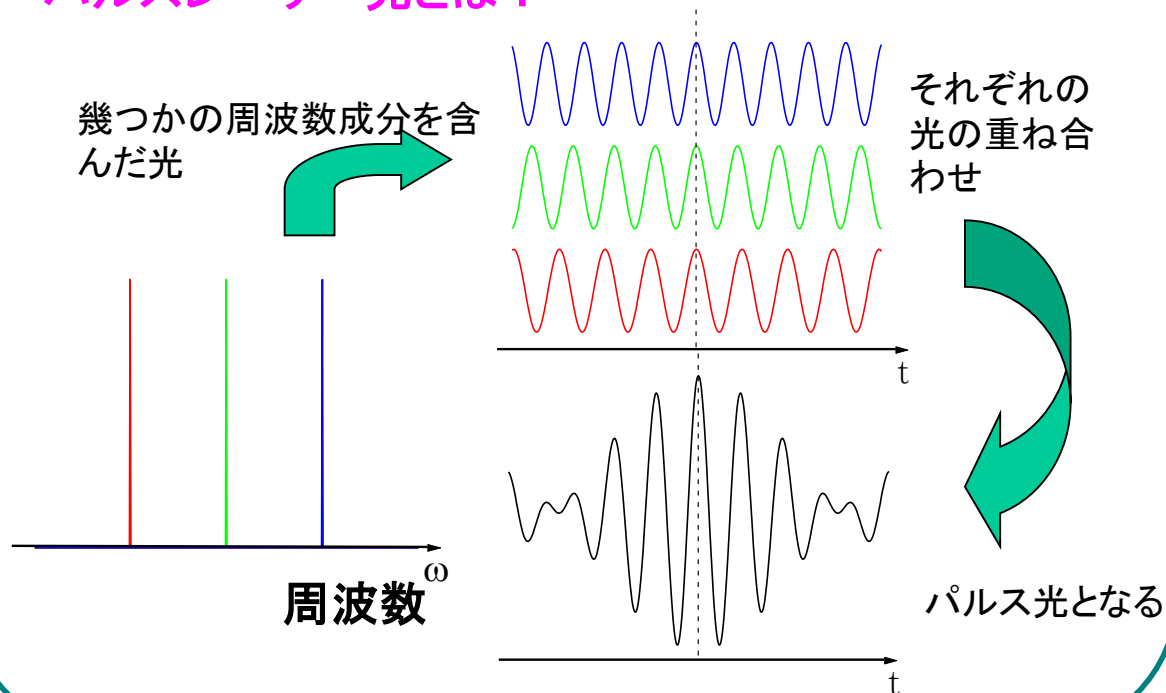
- 2018/03/01 X線ハーモニックスパレーター
従来の100倍明るいX線ビームを作り出す新技術
- 2018/01/10 水に特有の物理的特性の起源を解明
液-液相転移の臨界点を実証
- 2017/11/17 SACLAで酵素反応の可視化を実現
生体内で起こる化学反応を原子レベルで見る
- 2017/08/23 SACLAの得意とするX線波長でタンパク質微結晶の
新規構造解析に成功
- 2017/07/28 X線自由電子レーザーの創薬利用が前進
タンパク質-リガンド複合体微結晶による創薬が可能に
- 2017/07/15 X線自由電子レーザー施設SACLAによる、哺乳動物が
生きるためのエネルギーを獲得する仕組みの解明
- 2017/07/04 光触媒ナノ粒子における光照射後10兆分の1秒での電子
の動きをX線自由電子レーザーで観測

フェムト秒パルス

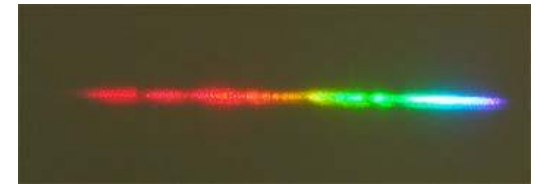
可視光パルスでは**世界最短**の**サブ5fs**の超短パルス

1フェムト秒(1fs)・・・ 10^{-15} s

パルスレーザー光とは？



広帯域の可視光を用いて、パルスを作る。



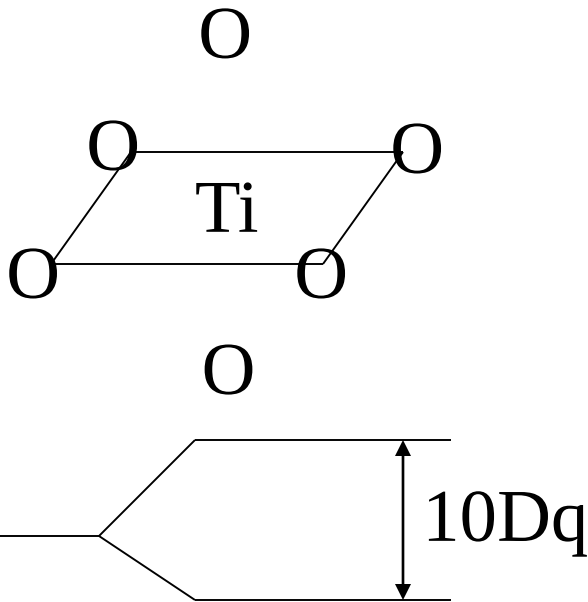
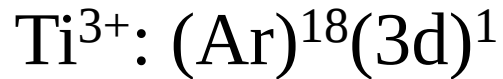
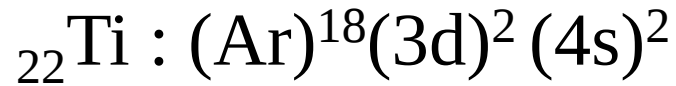
時間軸では、2,3周期の振動しかパルスの中に含まない。



可視光パルスでは**世界最短**である**サブ5fs**の超短パルスを実現！

固体フェムト秒パルスレーザー（1990年代～）

Ti³⁺ doped sapphire (Al₂O₃) 結晶



八面体結晶場による
d軌道の分裂

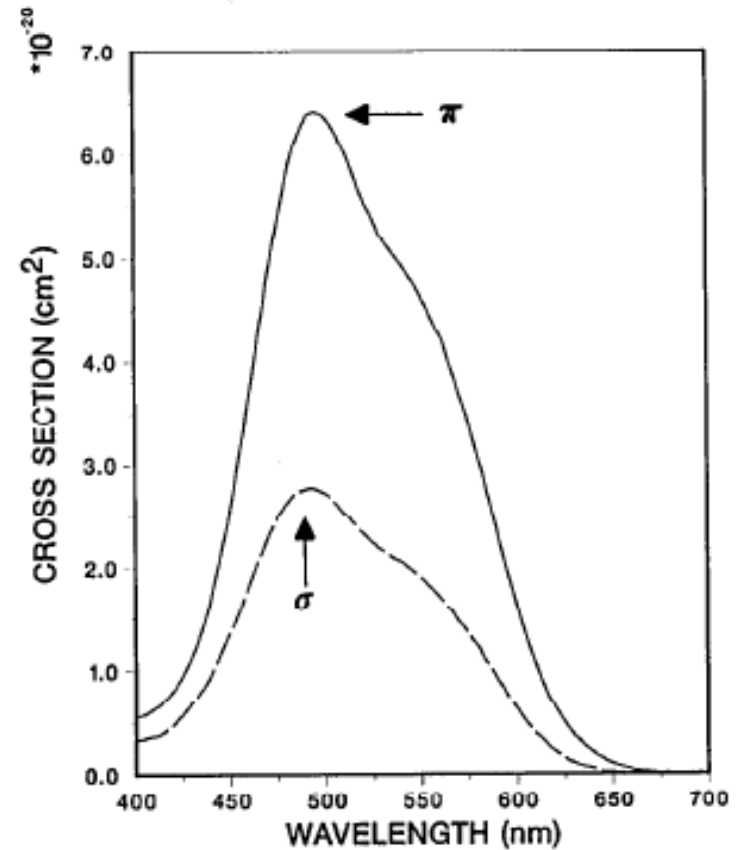
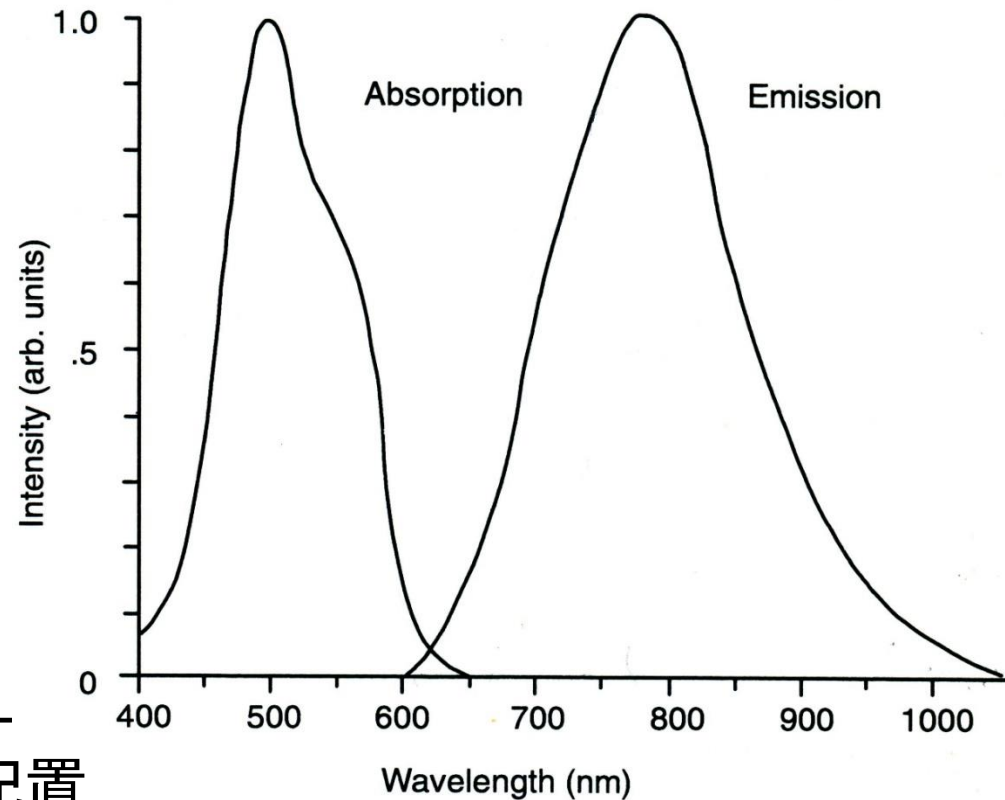
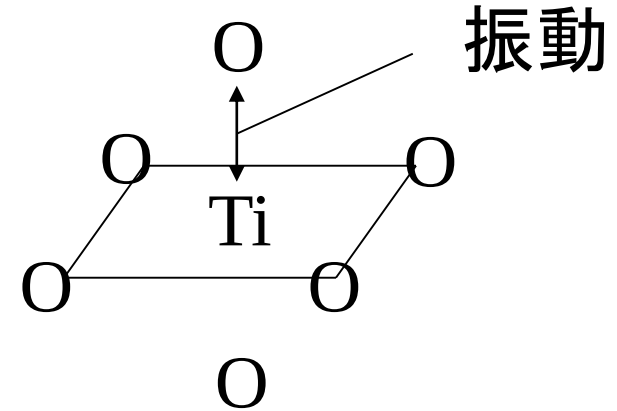
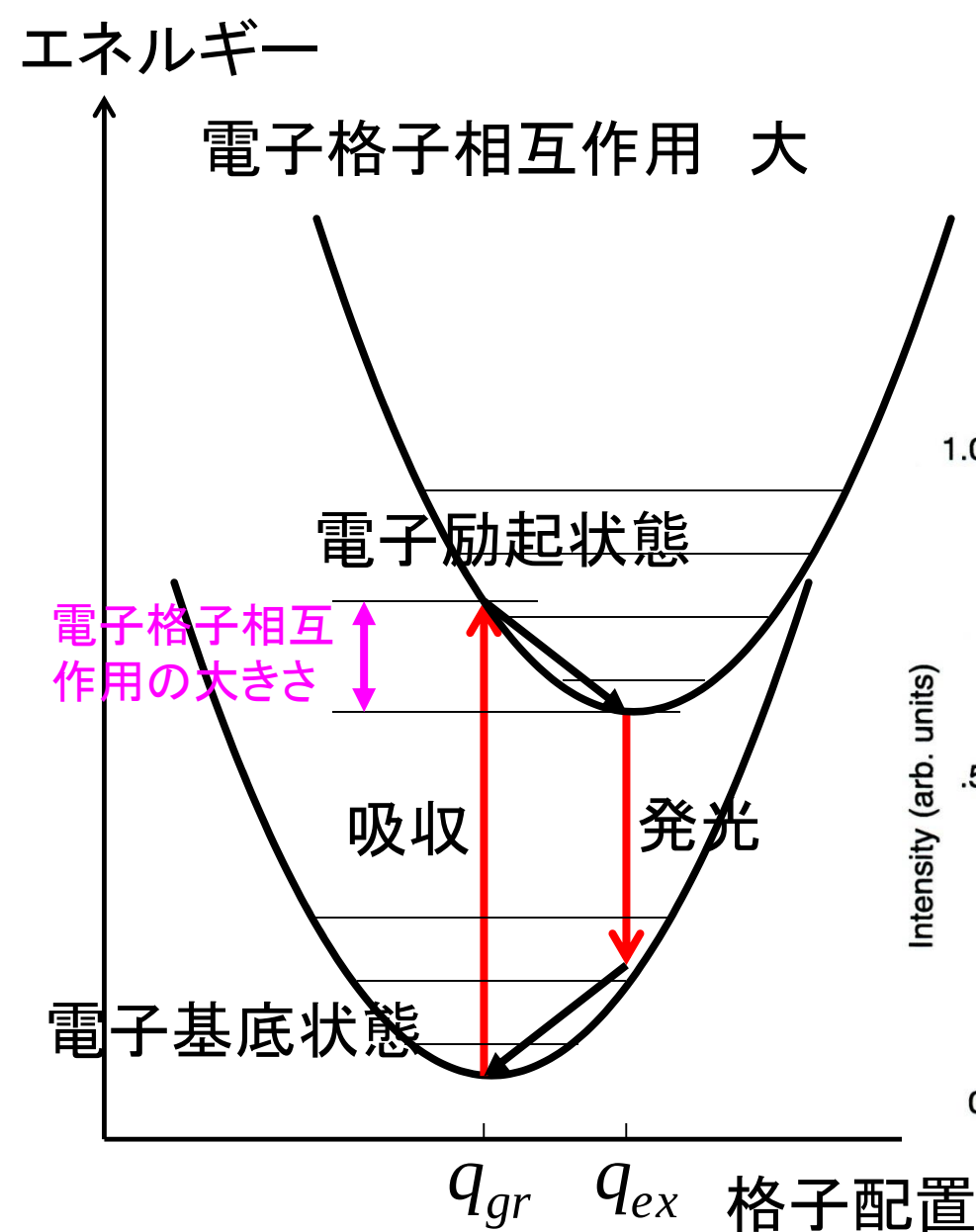


Fig. 1. Polarized absorption cross sections for the ${}^2T_2 \rightarrow {}^2E$ transition in Ti:Al₂O₃. Baseline was arbitrarily set to zero for both polarizations at 700 nm.

固体フェムト秒パルスレーザー (1990年代～)



650～1100 nmレーザー発振可能

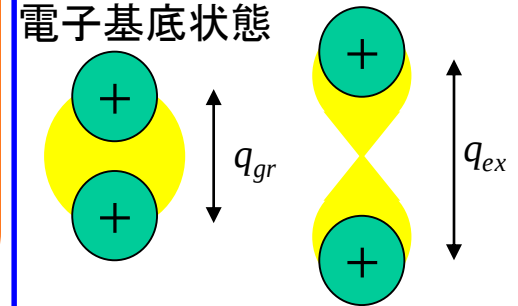
フェムト秒実時間振動分光の原理

電子励起共鳴効果

電子格子相互作用

電子励起状態

電子基底状態



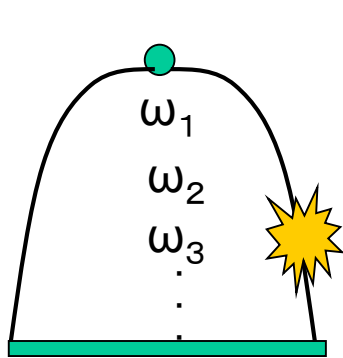
原子核間距離

は平衡位置

原子核の新しい
平衡位置

可視光による電子励起で
電子分布が変化して構造
が変化(振動が誘起)する。
この原理により可視光で
分子構造をコントロール可能

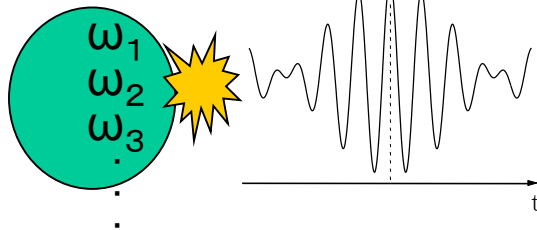
鐘



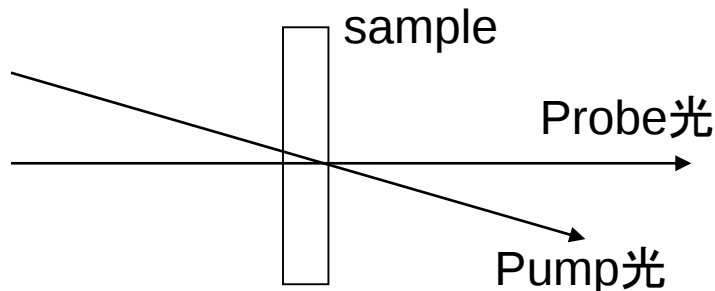
撞木

鐘を撞木でつく、衝撃を与えた時間の逆数の周波数以下の周波数の振動がすべて同時に励振される(衝撃を与えた時間よりも長い周期を持つ振動がすべて)

分子



分子にパルス光を与えると、パルス光を与えた時間の逆数の周波数以下の周波数の振動がすべて同時に励振される

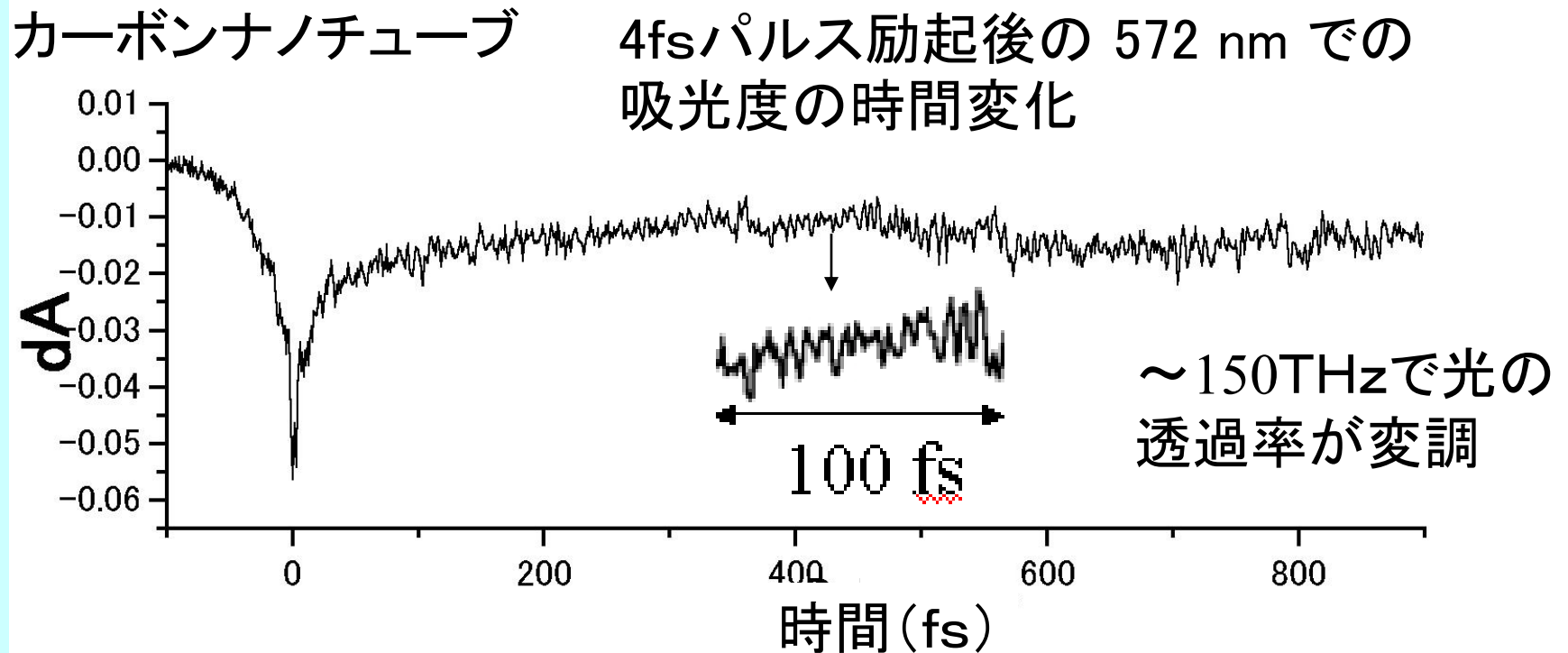


試料にpumpパルス光をあて、励振させ、そのtフェムト秒後にprobeパルス光を透過させて、吸収変化を測定する。振動が差吸収変化の遅延時間(pumpパルス光とprobeパルス光の時間差)に依存して現れる。

電子励起に伴う格子変形を完全(振幅、位相)に追跡できる

カーボンナノチューブの光誘起格子振動

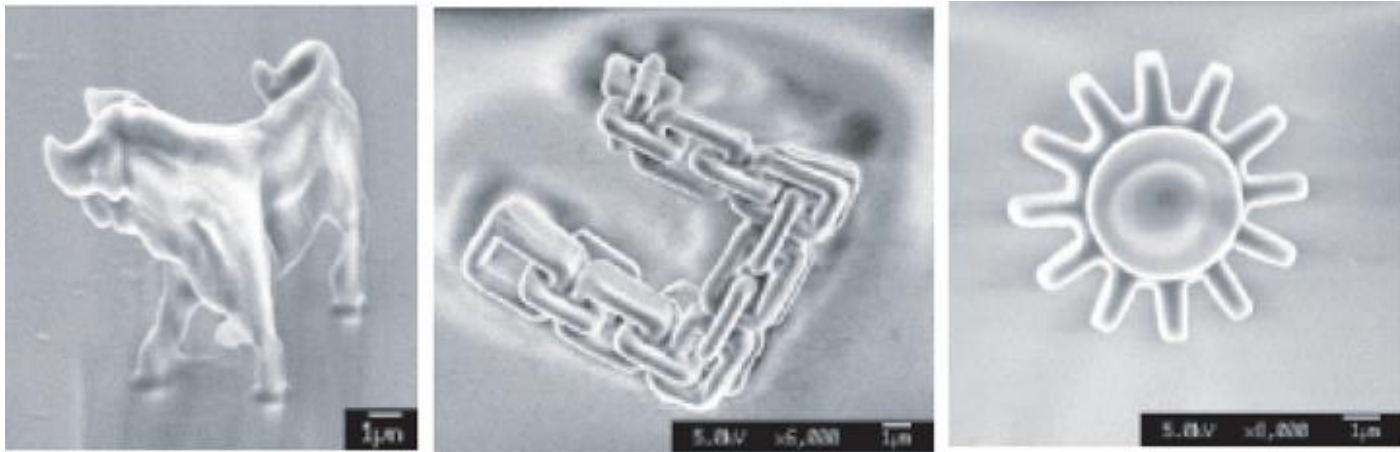
光励起 = 電子励起 $\longrightarrow$ 格子振動・格子変形
(吸収・屈折率変化) $\longleftarrow$ (1THz~100THz)
電子格子相互作用で
相互に誘起



将来、ナノ分子デバイスで光回路を作り、100THzの信号を
操作する技術につながる？

フェムト秒レーザー多光子加工

体長 $8\mu\text{m}$ 、高さ $5\mu\text{m}$



2光子過程によって作製されたミクロの彫刻

(a)牛 (b)チェーン (c)歯車

フォトンクラフト 京都大 平尾一之

石英ガラス内部への半永久的データ記録

～ 3 億年保存可能なデジタルデータの記録技術を開発～

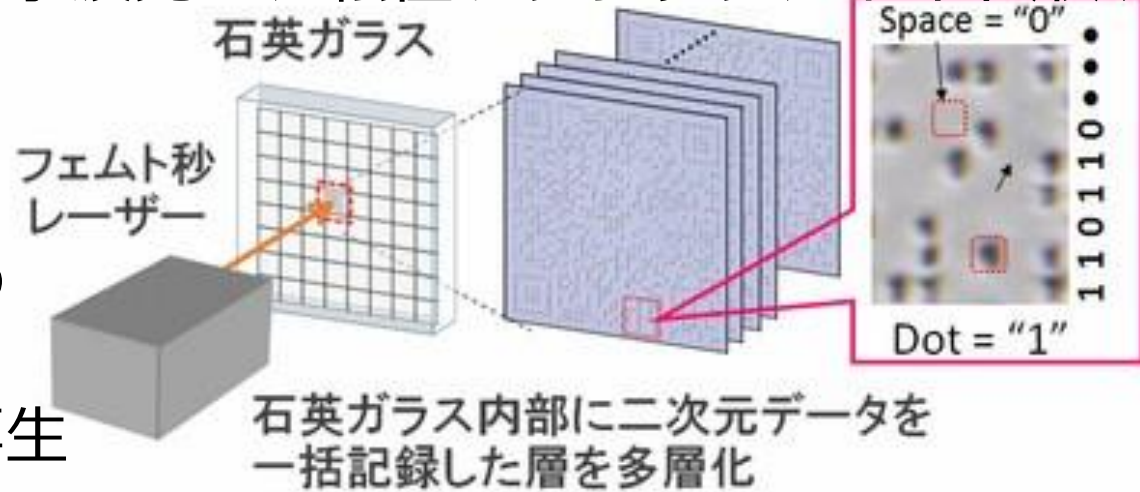
2014/11/12 京大、日立製作所

化学的に安定で、高温や放射線にも高い耐性を持ち、耐熱衝撃性にも優れた石英ガラスの内部に多数のビット情報を一括記録する技術および低倍率の顕微鏡で検出したデータを簡単な画像処理でデジタルデータとして読み出す恒久的な光メモリーを開発。

ハードディスクや光ディスク等の寿命はせいぜい数十年。

フェムト秒レーザーを光源として透明な材料の内部に集光照射し、欠陥形成や活性イオンの酸化還元による着色、構造の高密度化による屈折率変化、溶融や衝撃波発生、転位やクラック、ボイド形成等の様々な現象を発現。

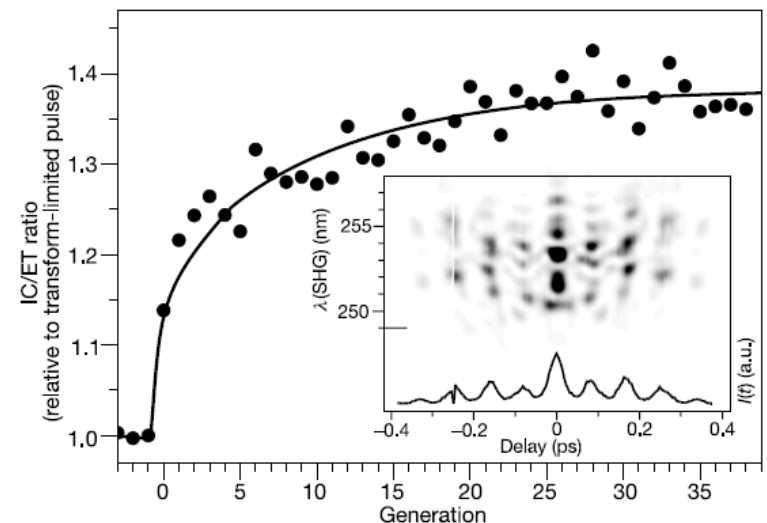
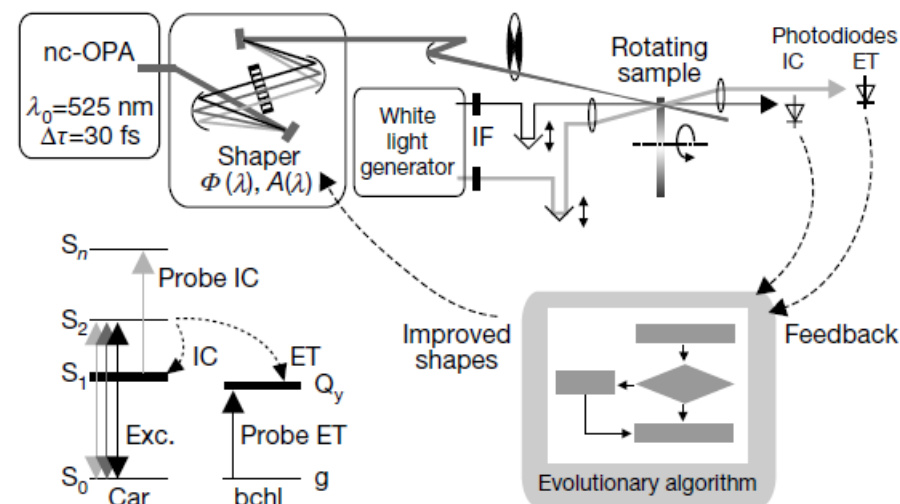
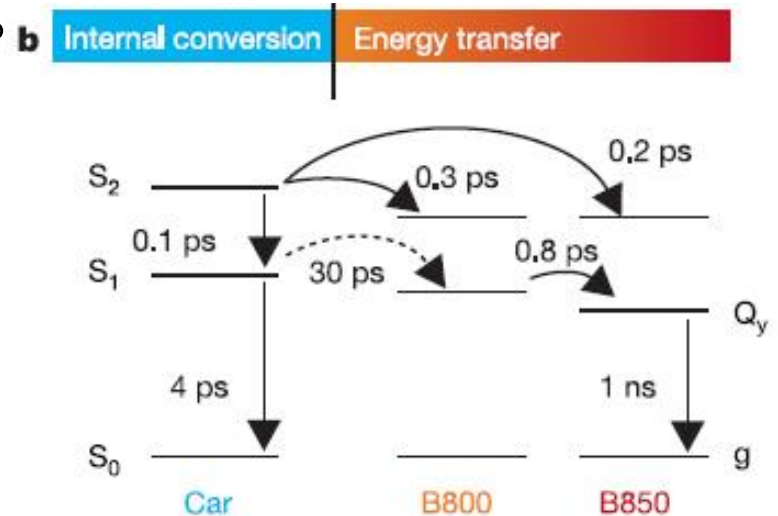
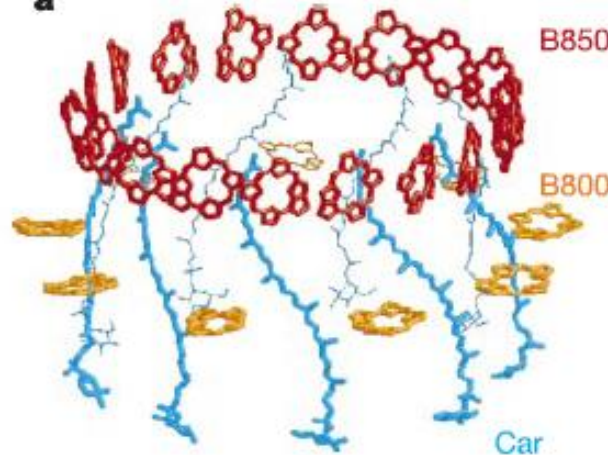
5センチ角で厚さ8ミリの石英ガラス内部にブルーレイディスク並みの記録密度となる100層のデジタルデータを記録し再生



コヒーレント制御

Nature 417,533(2002)

紅色光合成細菌 *Rhodopseudomonas acidophila* の集光アンテナ複合体 LH2 において、フィードバック最適化コヒーレント制御を行った。適切に波形制御された光パルスによって、複合体の分子間のエネルギー移動の分岐比率を変化させることに成功。



フェムト秒レーザー技術 大出力レーザーパルス

10^{15}W

高強度場 $10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$

$E \sim 10^{14}\text{V}/\text{m}$

分子内電場 $10^{11} \sim 10^{12}\text{V}/\text{m}$

高エネルギーレーザー科学

レーザー核融合

レーザー加速器

宇宙物理

分子内、原子内電場

水素原子

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad r = 0.53\text{\AA}, q = 1.6 \times 10^{-19}\text{C}$$

$$E = 9.0 \times 10^9 \left[\frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{C}^2} \right] \times \frac{1.6 \times 10^{-19}}{(0.53 \times 10^{-10})^2} \left[\frac{\text{C}}{\text{m}^2} \right]$$

$$= \frac{9.0 \times 1.6}{0.53^2} \times 10^{10} \text{N/C}$$

$$= 5.1 \times 10^{11} \text{N/C} = 5.1 \times 10^{11} \text{V/m}$$

超短パルスの電場

最も普及している市販のフェムト秒増幅パルス

1 mJ, 100 fs, 1 kHz のとき、 10^{10} W

$0.1 \times 0.1 \text{ mm}^2$ に集光

$$10^{18} [\text{W/m}^2] = 10^{14} [\text{W/cm}^2] = \epsilon_0 E^2 c / 2$$

$$I = \epsilon_0 E^2 c / 2 [\text{W/m}^2]$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/(\text{N} \cdot \text{m}^2)$$

$$E \sim 3 \times 10^{10} \text{ V/m}$$

分子内電場 $10^{11} \sim 10^{12} \text{ V/m}$

実験室で模擬ブラックホール

高出力レーザーで実現ー大阪大 2009年10月19日 [時事通信](#)

高出力のレーザーを使い、ブラックホール周辺で観測されている現象を実験室で発生させることに、大阪大などの国際共同研究チームが成功した。天文学の新たな研究手段として活用できるという(英科学誌ネイチャー・フィジックスの電子版)

阪大レーザーエネルギー学研究センターの藤岡慎介助教は「ブラックホール周辺の環境を地上につくり出すことができた。高出力レーザーを使うことで、将来はブラックホールそのものをつくれる可能性が出てきた」と話している。

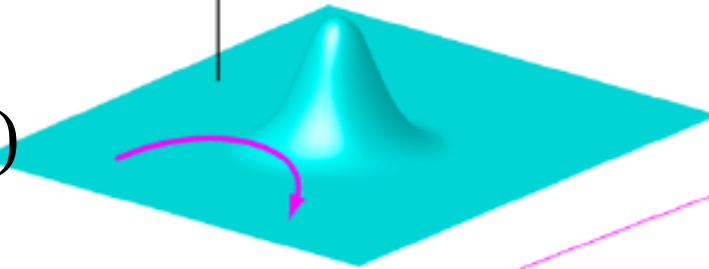
実験は阪大の大型レーザー「激光XII号」で実施。直径約2メートルの真空状態の容器の中で、直径0.5ミリのプラスチックに高出力のレーザーを照射し圧縮、ブラックホール周辺で観測される「光電離プラズマ」を発生させた。ここから放射されたX線は、天体観測で得たデータに近いという。

超短パルスレーザーfilamentからの Hawking輻射

PRL105,
203901(2010)

Analog
gravity

δn



$$kT = \hbar \alpha / 2\pi c$$
$$\alpha = -(c/\delta n) \partial \delta n / \partial r$$

非線形屈折率変化

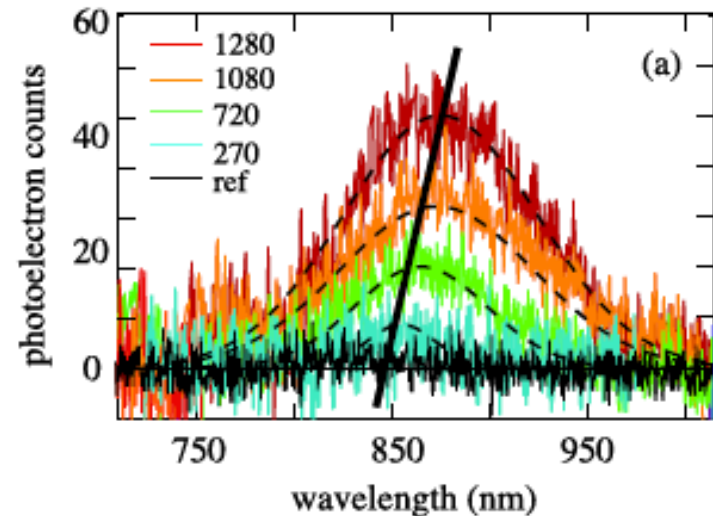
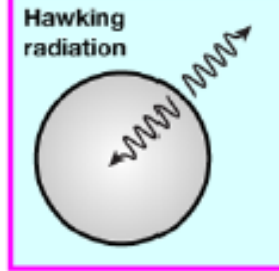
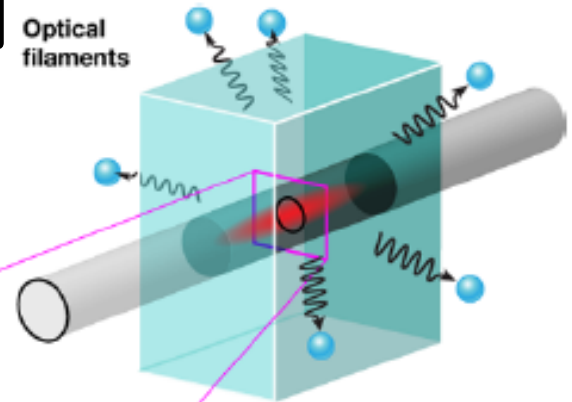
$$n = n_0 + n_2 I$$

模擬的 重力ポテンシャル

屈折率上昇による光速度減少

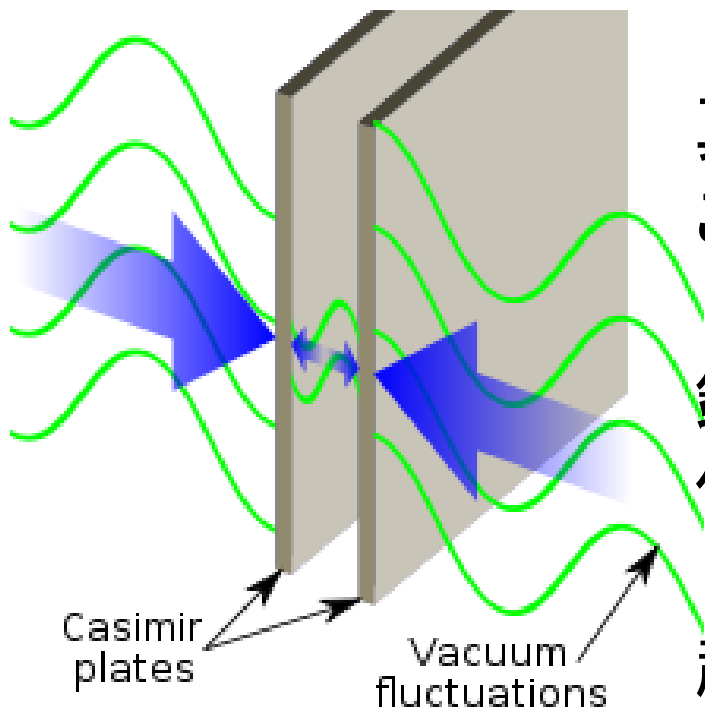
事象の地平面の形成

Optical
filaments



Shaking photons out of the vacuum

動のカシミール効果 Nature 479, 376 (2011)



真空:粒子が生成と消滅を繰り返す
ごく短い時間しか存在しない仮想粒子

鏡を光速に近い速さで動かせば
仮想光子が実光子に

超伝導回路を利用してこの原理により
マイクロ波の光子を発生

鏡(完全導体)による電磁波の反射:

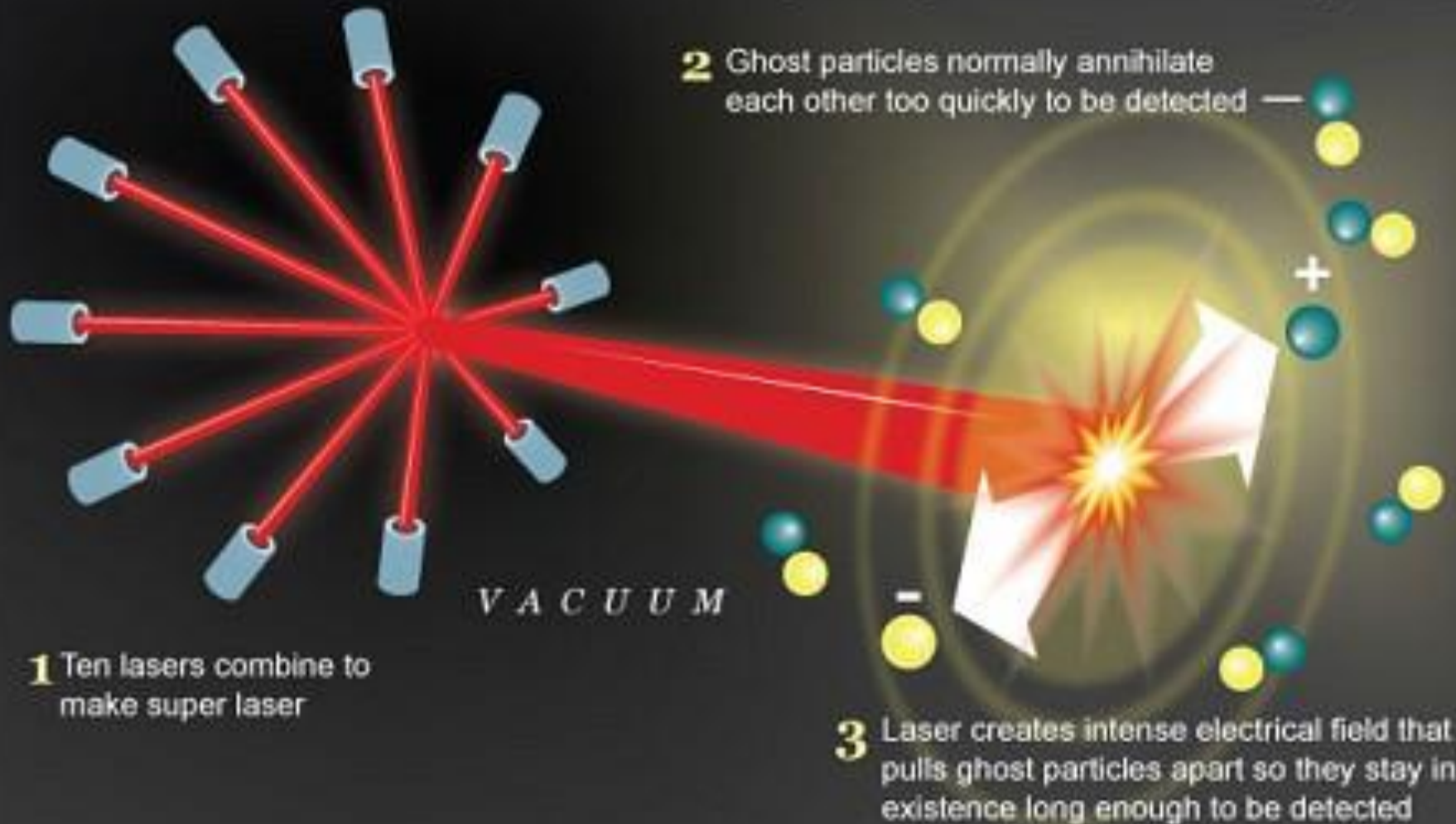
界面で電場が節、磁場が腹の境界条件:鏡の表面に遮蔽電流
真空のゆらぎによって生成される遮蔽電流が加速して電磁放射

高エネルギー物理学

真空中での非線形光学効果

by Richard Gray

World's most powerful laser will pull apart vacuum of space



Schwinger limit

Wiki

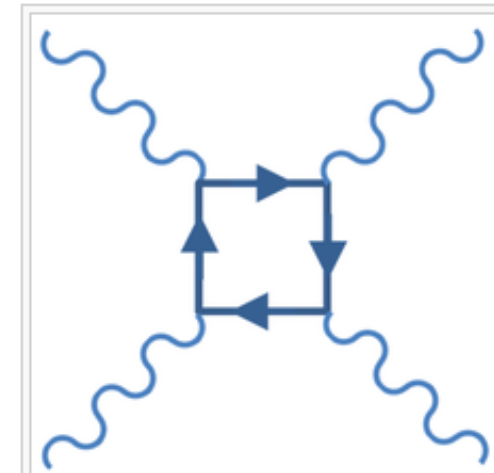
From Wikipedia, the free encyclopedia

In [quantum electrodynamics](#) (QED), the **Schwinger limit** is a scale above which the [electromagnetic field](#) is expected to become [nonlinear](#). The limit was first derived in one of QED's earliest theoretical successes by [Fritz Sauter](#) in 1931^[1] and discussed further by [Werner Heisenberg](#) and his student Hans Euler.^[2] The limit, however, is commonly named in the literature^[3] for [Julian Schwinger](#), who derived the leading nonlinear corrections to the fields and calculated the production rate of electron-positron pairs in a strong electric field.^[4] The limit is typically reported as a maximum [electric field](#) before nonlinearity for the vacuum of

$$E_S = \frac{m_e^2 c^3}{q_e \hbar} \simeq 1.3 \times 10^{18} \text{ V/m},$$

where m_e is the mass of the [electron](#), c is the [speed of light](#) in vacuum, q_e is the [elementary charge](#), and $\hbar$ is the reduced [Planck constant](#).

In a vacuum, the classical [Maxwell's equations](#) are perfectly [linear differential equations](#). This implies – by the [superposition principle](#) – that the sum of any two solutions to Maxwell's equations is yet another solution to Maxwell's equations. For example, two beams of light pointed toward each other should simply add together their electric fields and pass right through each other. Thus Maxwell's equations predict the impossibility of any but trivial [elastic](#) photon-photon scattering. In QED, however, non-elastic photon-photon scattering becomes possible when the combined energy is large enough to create [virtual electron-positron pairs](#) spontaneously, illustrated by the [Feynman diagram](#) in the figure on the right.



A [Feynman diagram](#) (*box diagram*) for  photon-photon scattering; one photon scatters from the transient [vacuum charge fluctuations](#) of the other

J. Schwinger, "On Gauge Invariance and Vacuum Polarization", *Phys. Rev.* **82**, 664 (1951).

フェムト秒からアト秒へ

10^{-15} s

10^{-18} s

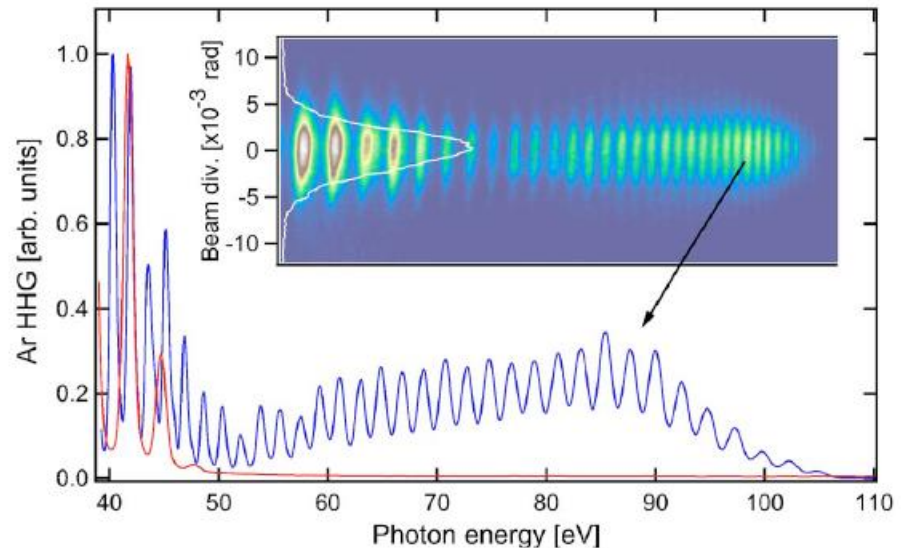
可視光からX線へ

希ガス中で高次高調波パルス発生

APL93, 041111(2008)

>100th harmonics

奇数次のみ



アト秒時間分解X線ホログラフィー

結晶格子の高速の構造変化の3次元イメージ

第6回のまとめ

電子格子相互作用

単一分子メモリ

超短パルスレーザーを発生するレーザー媒質の
広帯域化のメカニズム

(色素レーザー、TiSレーザー)

コヒーレントTHz電磁波

自由電子レーザー(波長可変、赤外線、X線)

光の輻射圧(運動量)

ソーラーセイル、光ピンセット、レーザー冷却

光の高強度場による高エネルギー物理