



OKAYAMA  
UNIVERSITY



# 原子・分子を用いた ニュートリノ質量分光計画

平木貴宏 for the SPAN Collaboration

岡山大学 異分野基礎科学研究所 (RIIS) 量子宇宙研究コア

セミナー@京都大学 2018年9月18日

# 異分野基礎科学研究所 量子宇宙研究コア



# 異分野基礎科学研究所

## 量子宇宙研究コア

- SPAN (SPectroscopy with Atomic Neutrino) 計画
  - 本日の講演
- $^{229}\text{Th}$  (トリウム229) 原子核の  
極低エネルギー励起状態探索実験
- QIB(量子イオンビーム)に向けた基礎研究
  - partially-stripped ionとレーザーを用いた $\gamma$ 線源
- 理論
- etc...

# introduction

# ニュートリノの性質

## 既に測定されたパラメータ

- 混合角  $\sin^2(\theta_{12}) = 0.307 \pm 0.013$  PDG
- 質量の二乗差  $\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
- 今後精度が上がる  
  - $\sin^2(\theta_{23}) = 0.421^{+0.033}_{-0.025}$  (S = 1.3) (Inverted order, quad. I)
  - $\sin^2(\theta_{23}) = 0.592^{+0.023}_{-0.030}$  (S = 1.1) (Inverted order, quad. II)
  - $\sin^2(\theta_{23}) = 0.417^{+0.025}_{-0.028}$  (S = 1.2) (Normal order, quad. I)
  - $\sin^2(\theta_{23}) = 0.597^{+0.024}_{-0.030}$  (S = 1.2) (Normal order, quad. II)
  - $\Delta m_{32}^2 = (-2.56 \pm 0.04) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  (Inverted order)
  - $\Delta m_{32}^2 = (2.51 \pm 0.05) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  (S = 1.1) (Normal order)
  - $\sin^2(\theta_{13}) = (2.12 \pm 0.08) \times 10^{-2}$

## 解明されつつあるパラメータ

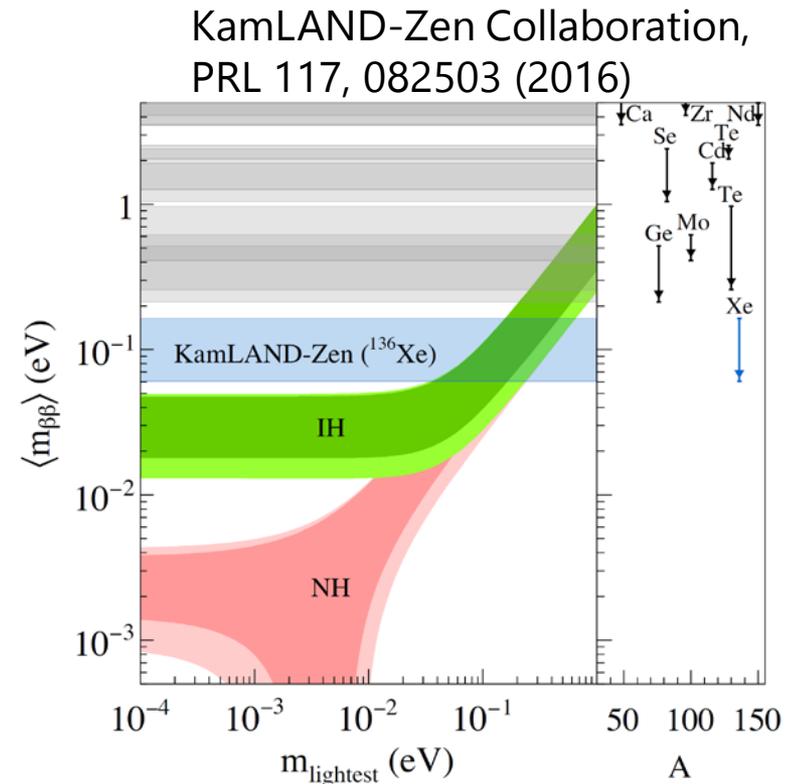
- 質量階層性: normal orderingを示唆
- Dirac CP位相:  $-90^\circ$ をfavor
- T2K(-II), Hyper-K, DUNE, JUNO等の実験ではっきり分かるだろう

# ニュートリノの性質

現在よく分かっていないパラメータ (性質)

- ニュートリノ絶対質量
  - 直接測定上限値： $\sim 2$  eV ( ${}^3_1\text{H}$  の $\beta$ 崩壊),  $\sim 0.2$  eV (KATRIN感度)
  - CMBでニュートリノ質量和を測定：上限値0.12 eV (Planck), 今後5-10年で分かる？

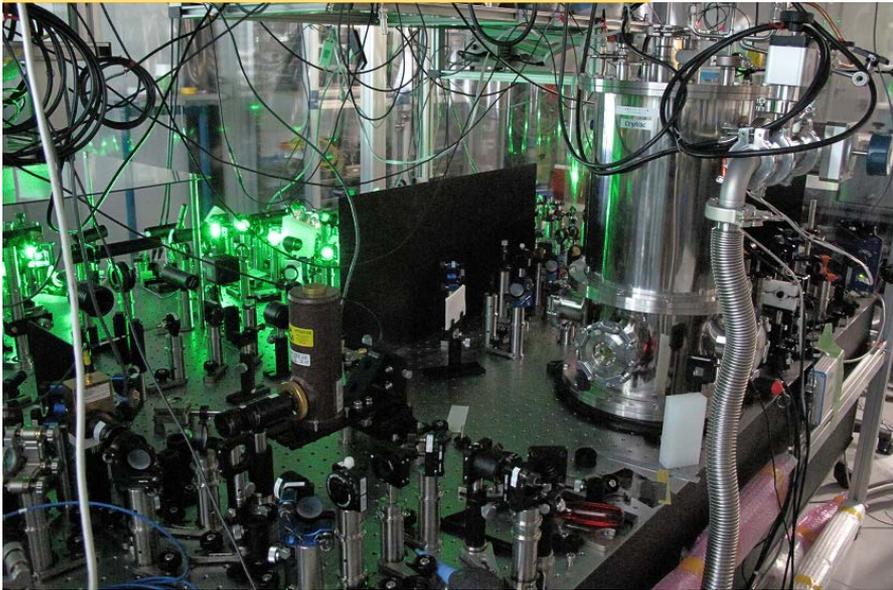
- Dirac粒子？ Majorana粒子？
  - $0\nu\beta\beta$ 探索は有力な方法だが、normal orderingの領域まで到達するのは時間がかかりそう



# SPAN計画

- ✓ **原子・分子の脱励起過程及びレーザー技術を用いてニュートリノの未知の性質を解明する計画**
  - 現在はそのための基礎研究を行っている

table-top experiment



メンバーの出身分野

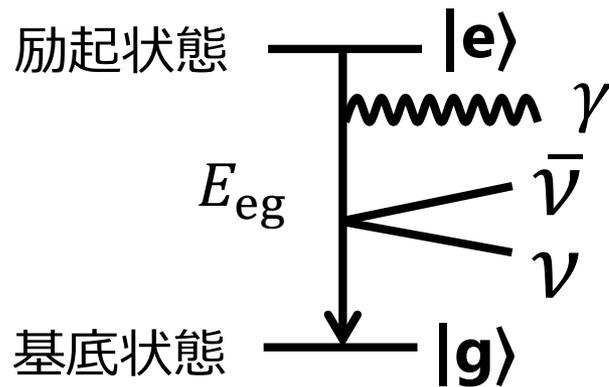
- 素粒子実験
- 原子核実験
- 原子分子、レーザー物理
- 化学
- 素粒子理論
- ✓ “interdisciplinary science”

# 実験原理

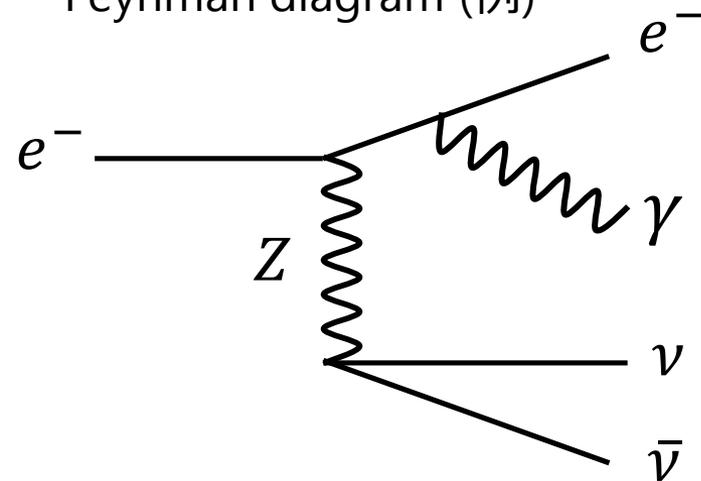
## Radiative Emission of Neutrino Pair (RENPN) 過程

$$|e\rangle \rightarrow |g\rangle + \gamma + \nu + \bar{\nu}$$

原子・分子のエネルギー準位



Feynman diagram (例)



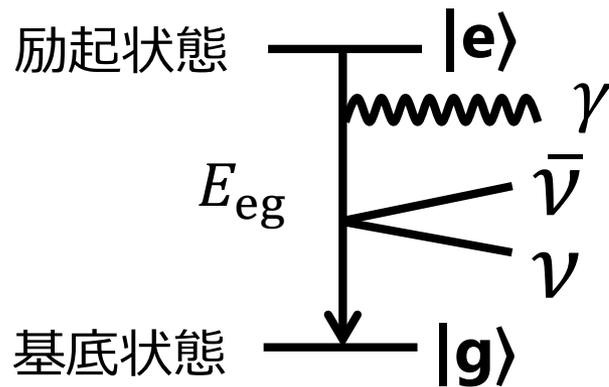
- ✓ 標準理論の枠内で起こりうる過程
- ✓ 原子・分子遷移のエネルギースケールがニュートリノ質量に近い、レーザー技術を使用可能 → 精密測定が可能

# 実験原理

## Radiative Emission of Neutrino Pair (RENPN) 過程

$$|e\rangle \rightarrow |g\rangle + \gamma + \nu + \bar{\nu}$$

原子・分子のエネルギー準位



- 脱励起光子のエネルギー閾値

ニュートリノ絶対質量

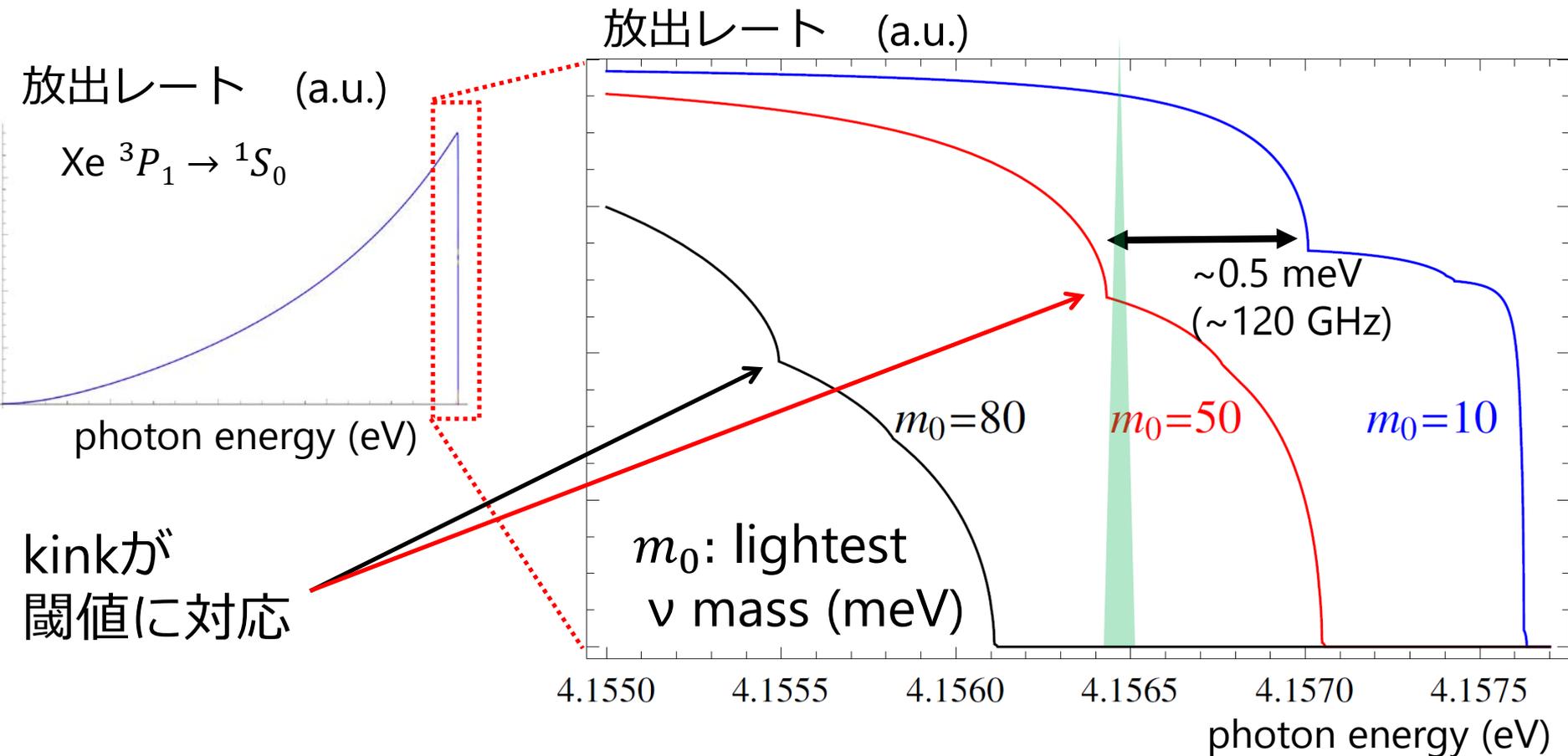
$$E_{th} = \frac{E_{eg}}{2} - \frac{(m_\nu + m_{\bar{\nu}})^2}{2E_{eg}}$$

- 原子の反跳は0としている  
(後述するレート増幅条件)

✓ 放出光子のスペクトルはニュートリノ絶対質量の情報を持つ！

# RENp過程のスペクトル

- 脱励起光のエネルギー・スペクトル



- ✓ レーザーの分解能:  $1\ \mu\text{eV}$ 以上を現在の技術で達成可能
- レーザー・スキャンによってスペクトルの精密測定
- ➡ ニュートリノ質量の精密測定

# 放出レートの増幅

✓ RENP過程の放出レートは弱い相互作用を媒介するため**非常に小さい**

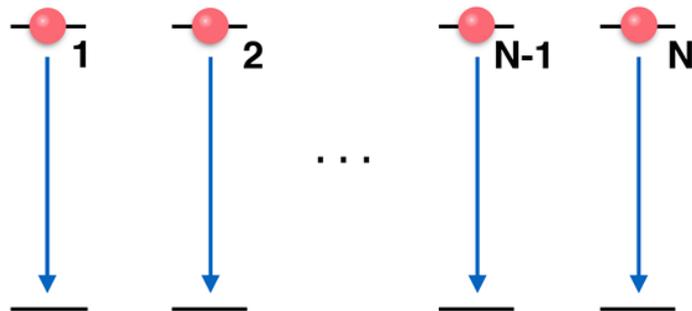
- (典型的放出レート)  $\ll 10^{-30}$  Hz

➔ 原子・分子の**コヒーレンス**を利用した**レート増幅**

- レーザー光の持つコヒーレンスを原子・分子集団に転写

## Simplified description

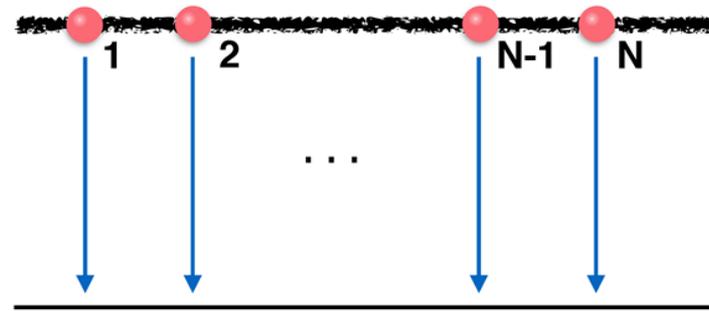
incoherent de-excitation



$$N|A|^2$$

$\times N$

coherent de-excitation

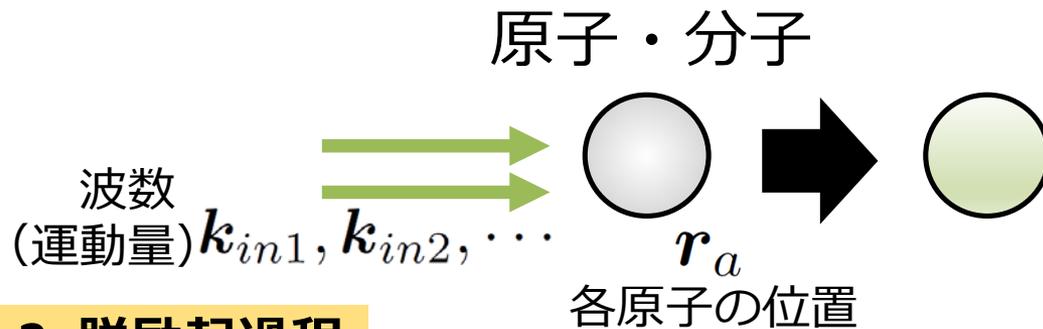


$$|NA|^2$$

# レート増幅条件

proposed by  
M. Yoshimura (2007)

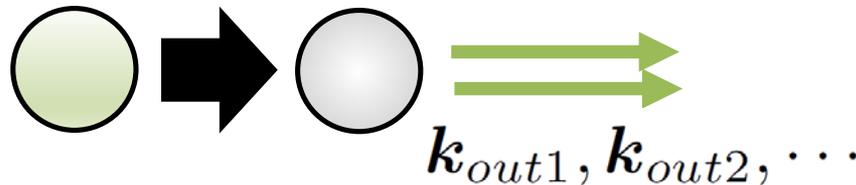
## 1. レーザー励起 (コヒーレンス生成)



原子系に印加される  
初期空間位相(ISP)

$$\exp(i\mathbf{k}_{in} \cdot \mathbf{r}_a)$$

## 2. 脱励起過程



放出レート  $\Gamma$

$$|\sum_a \exp(i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_a) \mathcal{M}_a|^2$$

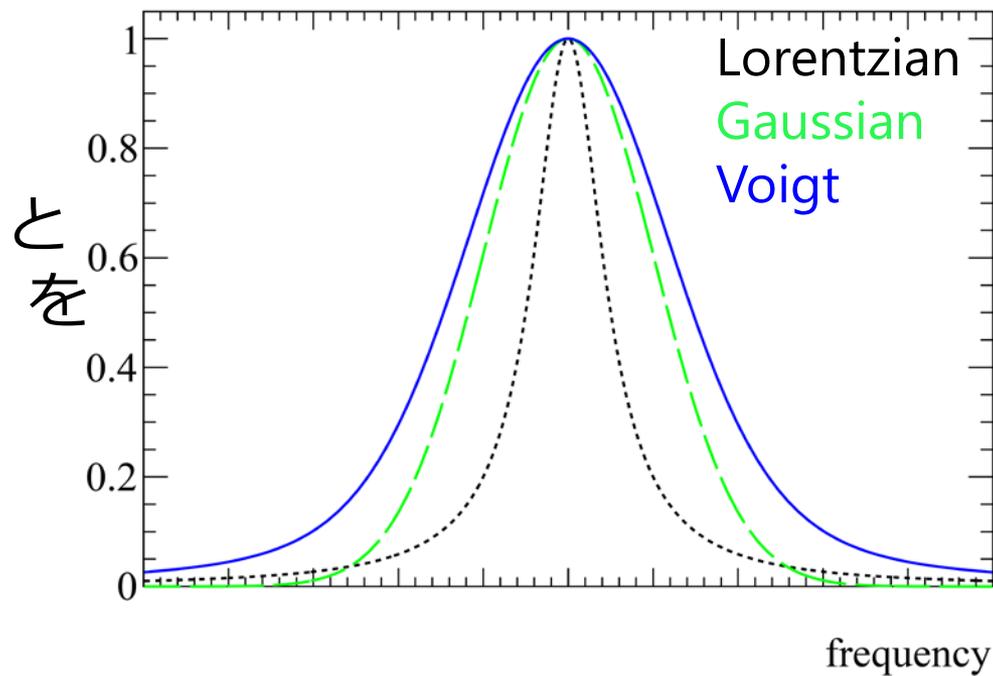
$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_{in} - \mathbf{k}_{out}$$

各原子  $a$  の  
遷移確率振幅

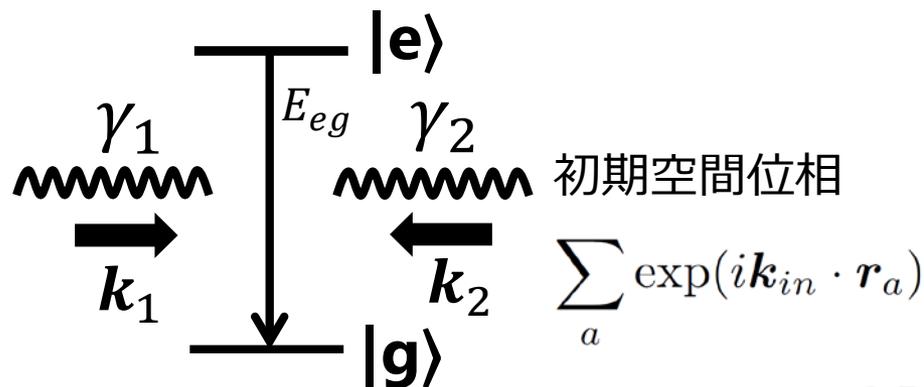
- 原子系にコヒーレンスが生成されて ( $\mathcal{M}_a$  の位相が揃って)、かつ  $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{0}$  ならば,  $\Gamma \propto N^2$  (レート増幅)
- 入射粒子と放出粒子 (原子以外) の (4元) 運動量保存
- 原子の位置  $r_a$  に依存しない (巨視的な効果)
- 原子系のデコヒーレンス時間が十分長い必要

# 原子遷移のデコヒーレンス

- ✓ デコヒーレンス $\leftrightarrow$ スペクトルの広がり（波長がばらける）
- 観測されるスペクトルは様々な要因で広がりを持つ
  - 自然幅（上準位が有限の寿命を持つことによる不確定性）
  - ドップラー広がり（各原子がバラバラの速度を持つ）
  - 圧力広がり（周囲の原子との相互作用によるシフト）
  - etc.
- スペクトルは一般に  
 均一広がり（Lorentzian）と  
 不均一広がり（Gaussian）を  
 畳み込んだ形をしている  
 (Voigt function)



# Dirac/Majorana 識別



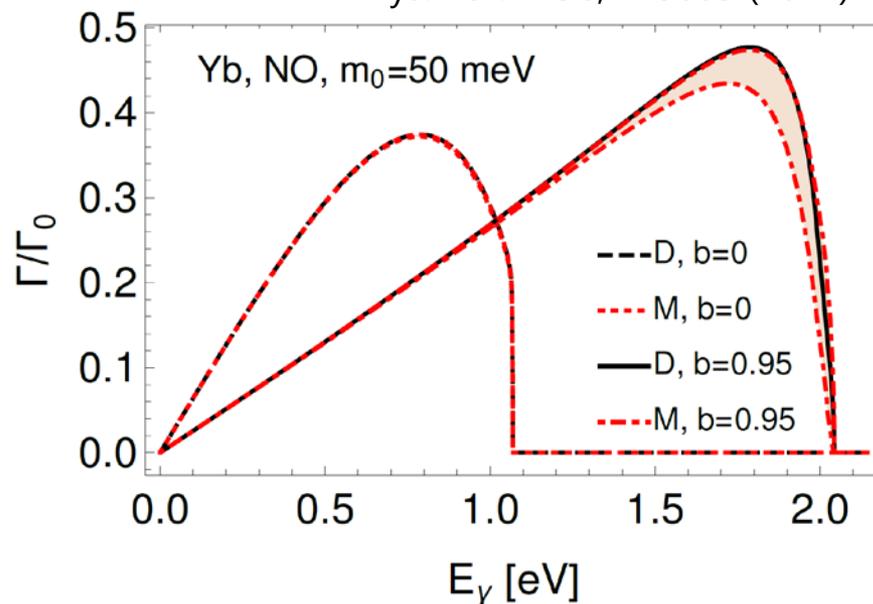
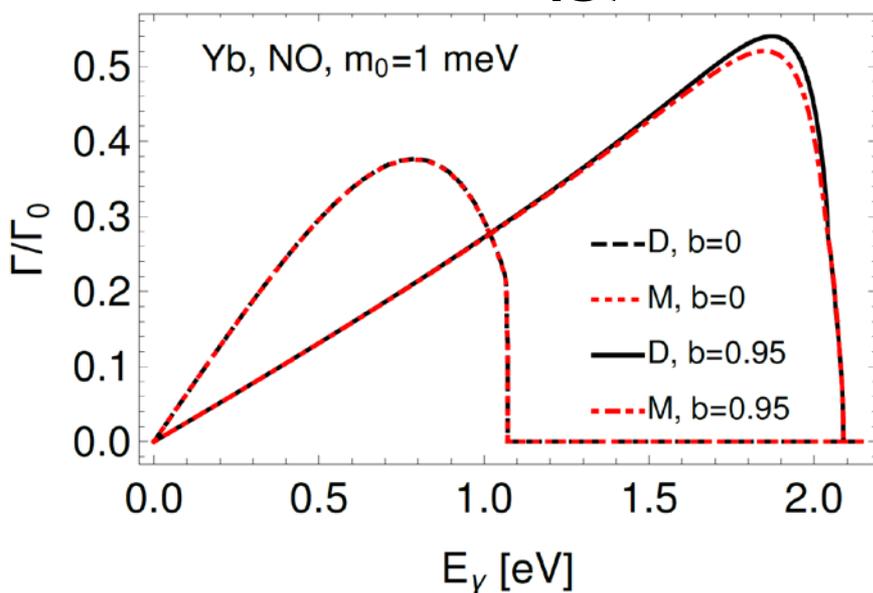
“boost factor”  $b = \frac{|k_{in}|}{E_{eg}}$

$$|k_1| = |k_2| \rightarrow b = 0$$

$$|k_1| \gg |k_2| \rightarrow b \sim 1$$

M. Tanaka, *et al.*

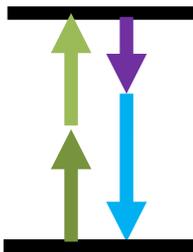
Phys. Rev. D **96**, 113005 (2017)



- 初期位相によってスペクトルが変化
- **Dirac粒子とMajorana粒子の識別も可能**、 $b \sim 1$ で差が増大
  - Majorana粒子の場合にのみ同種粒子効果が存在

# ニュートリノ質量分光に向けて

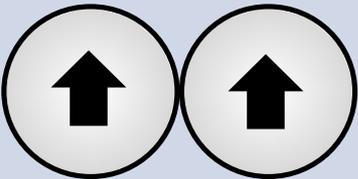
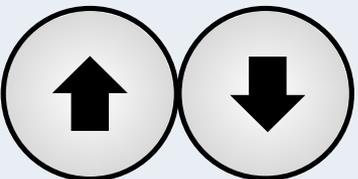
- ✓ コヒーレントレータ増幅の理解を進めることがニュートリノ質量分光本実験に重要
- QED（多光子放出）過程を用いた実験が進行中
  - RENP過程に比べて検出が容易
- ✓ **二光子放出過程**
- 二光子励起の場合（物質中の）四光波混合(FWM): FWM自体は物性等の分野では数多くの実験がある（がモチベーションなどはかなり異なる）
- **パラ水素( $p\text{H}_2$ )分子を用いた実験の話**
  - 実験で用いているレーザーの話
- ✓ **高次QED過程**
- Xe気体を用いた実験



# パラ水素分子を用いた 二光子放出過程増幅実験

# パラ水素

## 水素分子の特性

	核スピン	全核スピン	回転量子数
オルソ水素 ortho-H <sub>2</sub>		$I = 1$	$J = 1, 3, 5... \text{ (odd)}$
パラ水素 para-H <sub>2</sub>		$I = 0$	$J = 0, 2, 4... \text{ (even)}$

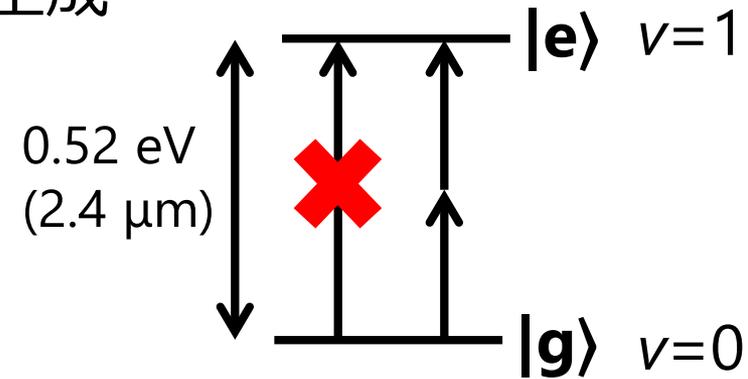
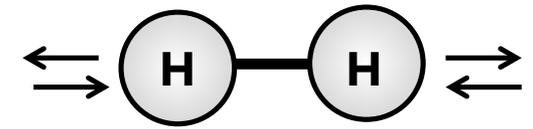
Pauliの  
排他律

- ✓  $J=0$  (基底状態)のパラ水素: 波動関数が等方的 (希ガスの)
  - ➡ 分子間の相互作用が小さい
  - ➡ **デコヒーレンス時間が長い**(条件によるが)
    - 78 Kに冷やしたパラ水素: ほぼ  $J=0$ 状態に存在
- ✓ 13.8 Kに冷却して純度99.9%以上のパラ水素ガスを生成
  - 変換速度が遅いので針鉄鉱 (FeO(OH)) を触媒に用いる

# パラ水素のコヒーレンス

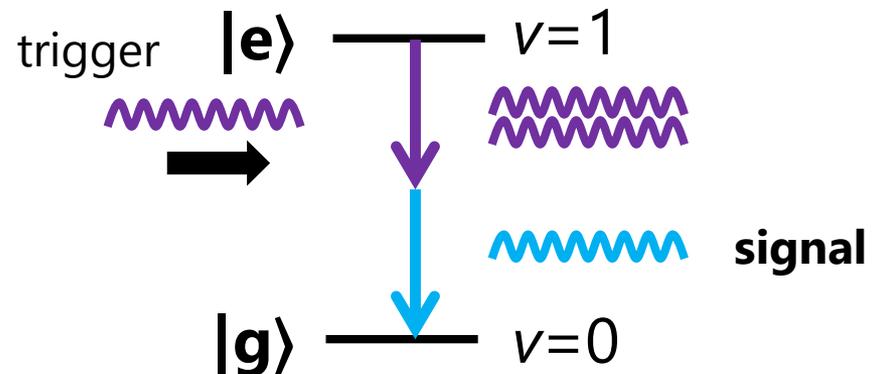
✓ パラ水素分子の振動準位間  
( $v=0, J=0 \leftrightarrow v=1, J=0$ ) に  
コヒーレンス (重ね合わせ状態) を生成

- 1光子電気双極子遷移(E1遷移)**禁制**
- 2光子 E1×E1 遷移: **許容**
- ✓  $v=1$ 準位: 準安定
  - 自然放出レート:  $\mathcal{O}(10^{-12})$  Hz



## 2光子放出(TPE)の誘発

- **trigger光** (と呼ぶ) 光を入射するとTPEが誘起
- $\omega_{\text{trigger}} + \omega_{\text{signal}} = E_{eg}$



# コヒーレンス生成

レート増幅条件: 入射・放出粒子間のエネルギー・運動量保存

## ラマン型同方向励起



pump1を吸収、  
pump2を放出

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_t + \omega_s$$

$$\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_t - \mathbf{k}_s = 0$$

## ラダー型同方向励起

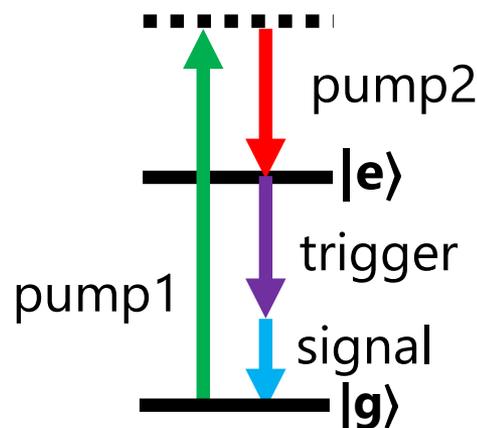


pump1,2を吸収

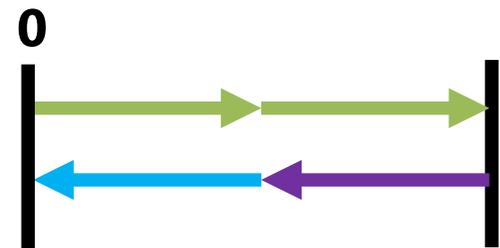
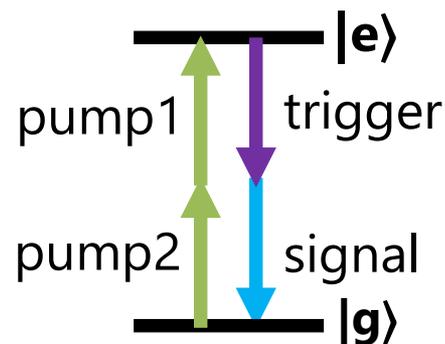
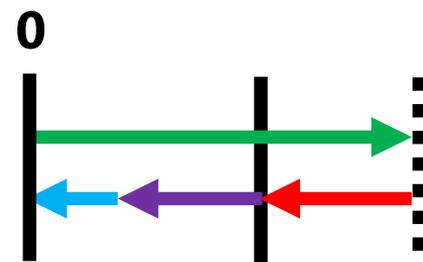
$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_t + \omega_s$$

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_t - \mathbf{k}_s = 0$$

## エネルギー



## 運動量



# コヒーレンス生成

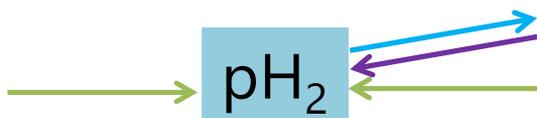
- ✓ レート増幅条件: 入射・放出粒子間のエネルギー・運動量保存
- 同周波数の二光子で励起 (ラダー型)

## 同方向励起



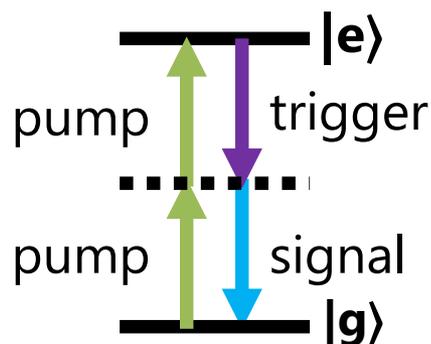
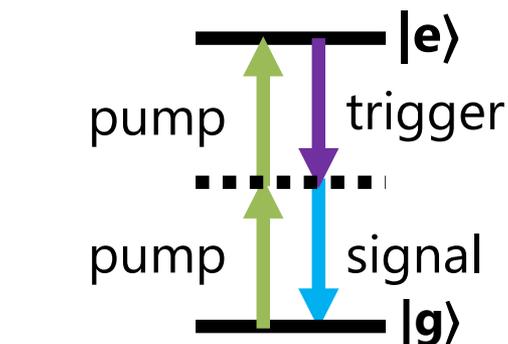
- 2つのポンプレーザーの光子による不変質量:  $0$

## 対向励起

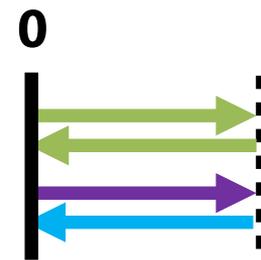
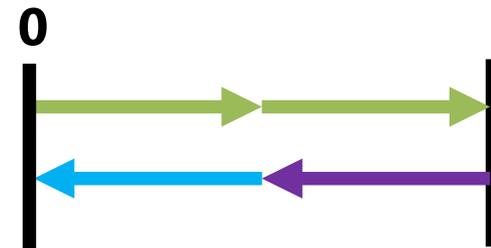


- **不変質量  $\neq 0$**
- **質量を持つ粒子 ( $\nu$ ) を生成できる**

## エネルギー



## 運動量



# 中赤外レーザー

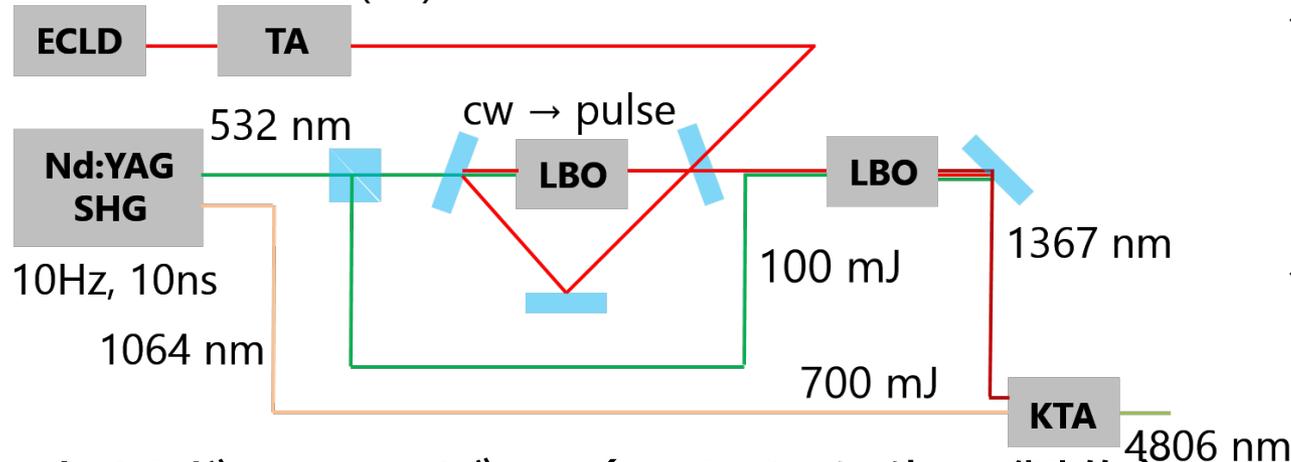
✓ 市販で欲しい性能を満たすものはないので我々で開発

## • ポンプレーザー

871 nm

continuous-wave (cw)

波長は気体実験の時のもの



## 中赤外光源性能

パルスエネルギー:

~5 mJ/pulse (max)

レーザー線幅:

~150 MHz

パルス時間幅:

~5 ns (FWHM)

## • トリガーレーザー (こちらを先に製作)

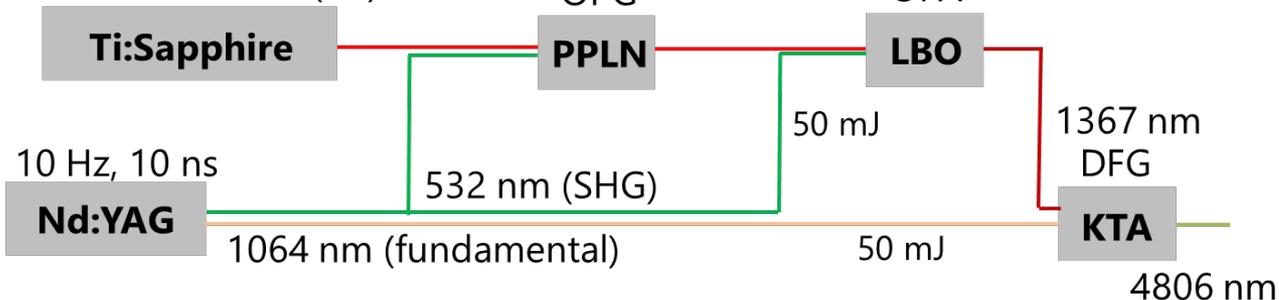
871 nm

continuous-wave (cw)

cw→pulse

OPG

OPA



パルスエネルギー:

~15  $\mu$ J/pulse (max)

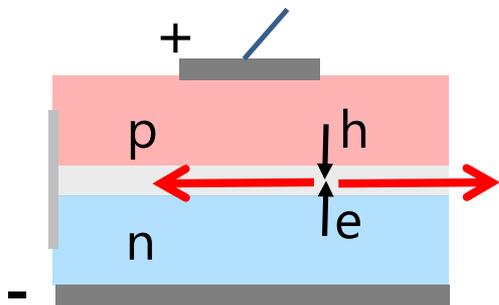
レーザー線幅:

~1 GHz

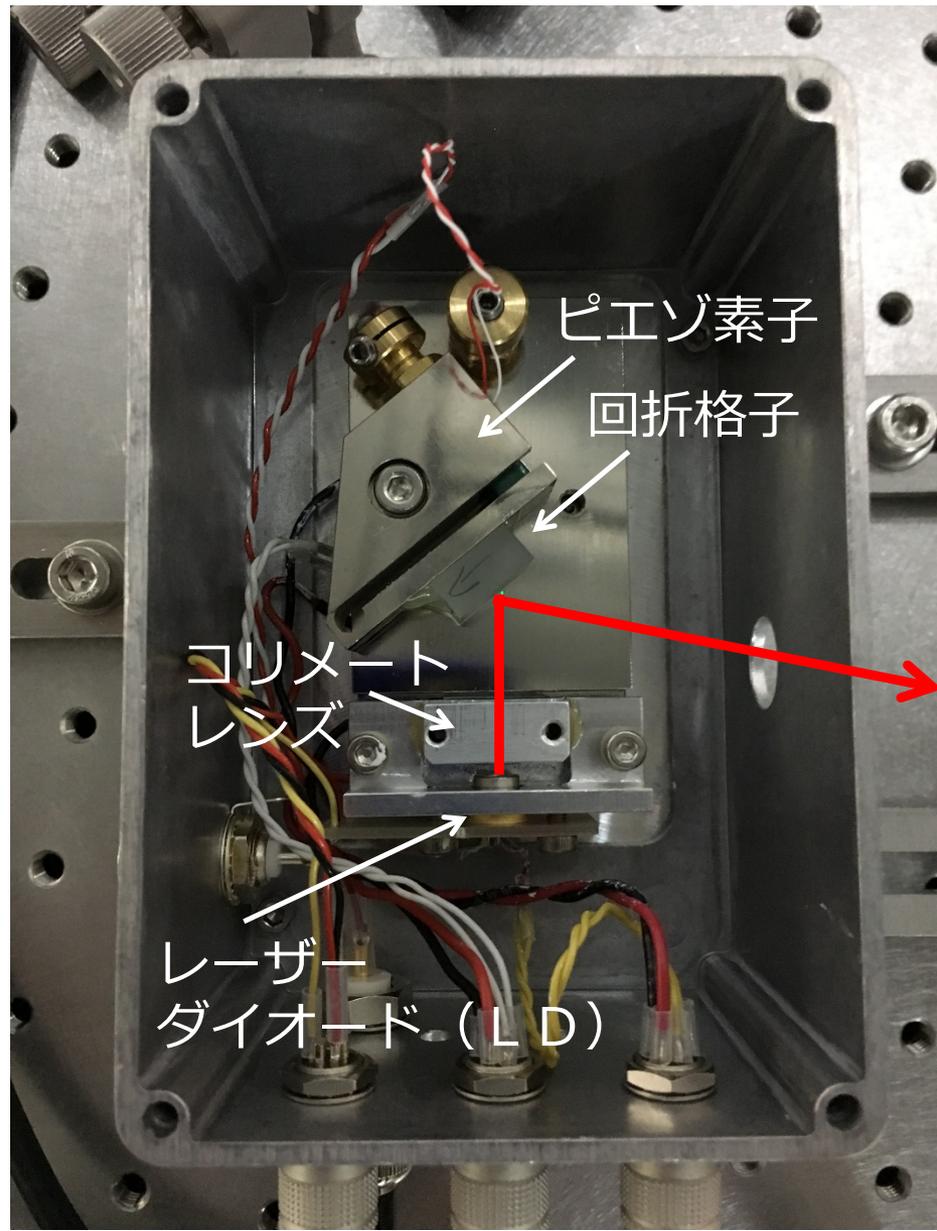
波長可変

# External cavity diode laser

ダイオードレーザー



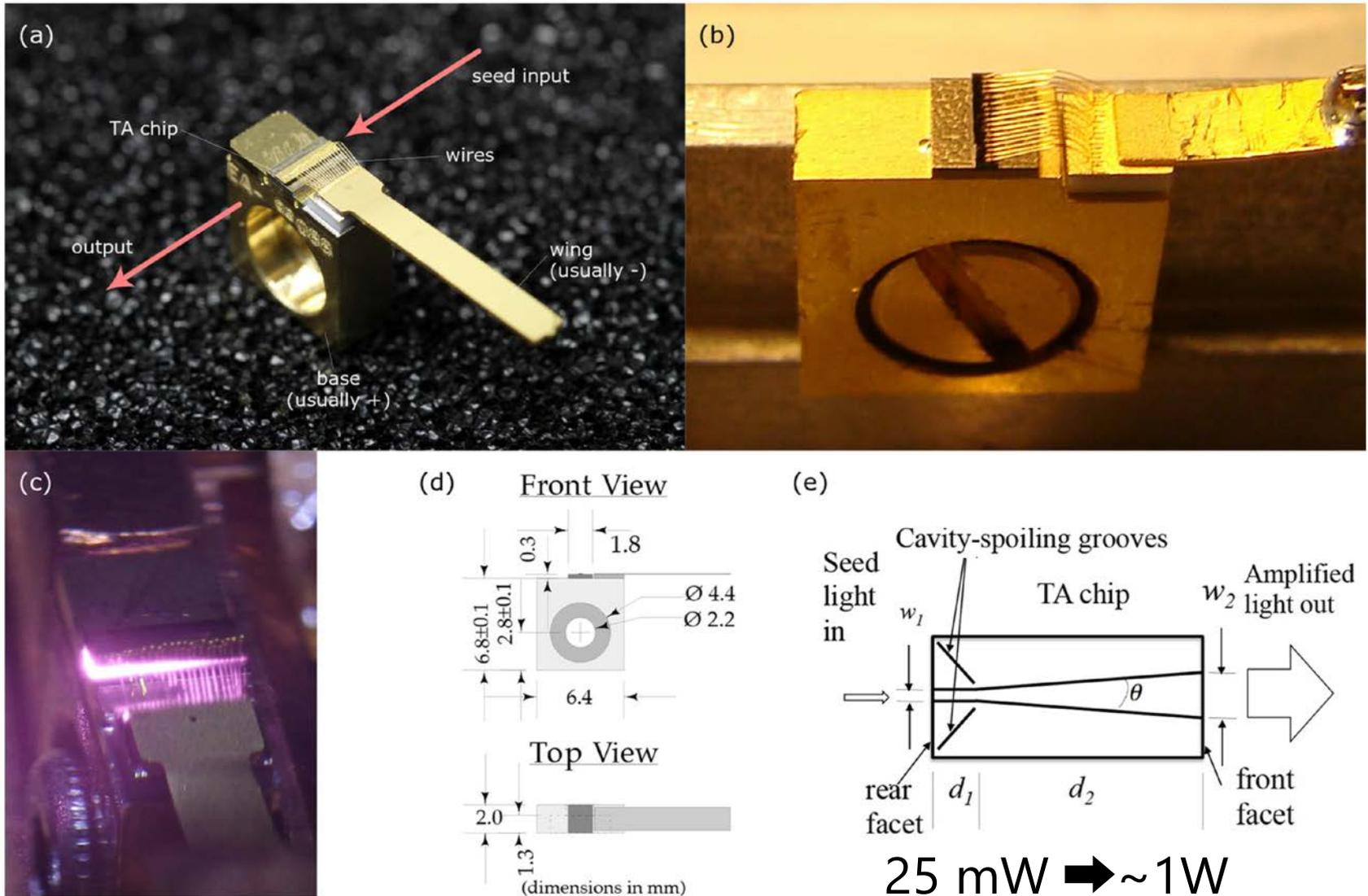
- 自作のLittrow型ECDL
- LDに戻る波長の回折光がレーザー発振する
- ピエゾ素子で角度微調
- 土台をペルチエ素子に乗せて温度を一定に
- 線幅：~MHz
- 出力：数十mW



# Tapered Amplifier

光のアンプ

American Journal of Physics **82**, 805 (2014)



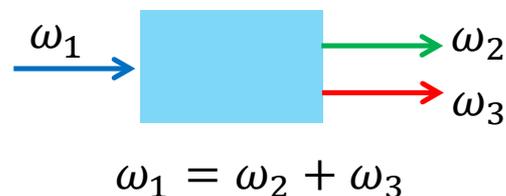
# 非線形光学による波長変換

例

第二次高調波発生(SHG)



差周波発生(DFG)



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

- 電場の高次の効果（非線形効果）により起きる現象
- ✓ 効率の良い波長変換を行うためには**位相整合条件**を満たすことが必要
  - 差周波生成の場合  $\frac{n_1}{\lambda_1} = \frac{n_2}{\lambda_2} + \frac{n_3}{\lambda_3}$
- 通常屈折率は波長依存性を持つので位相整合しない
- 屈折率が光の偏光方向によって異なる非線形光学結晶を用いることで位相整合条件を満たす

# 非線形光学結晶

✓ 様々な種類の非線形光学結晶がある

- LBO( $\text{LiB}_3\text{O}_5$ )

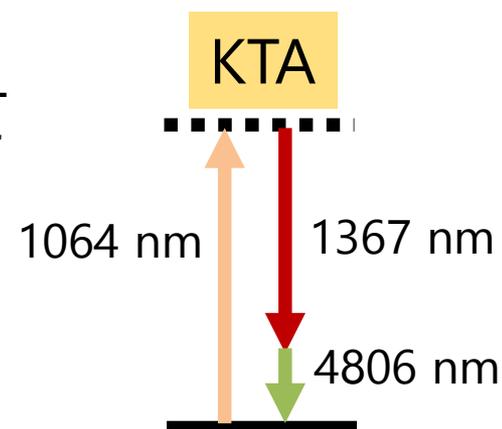
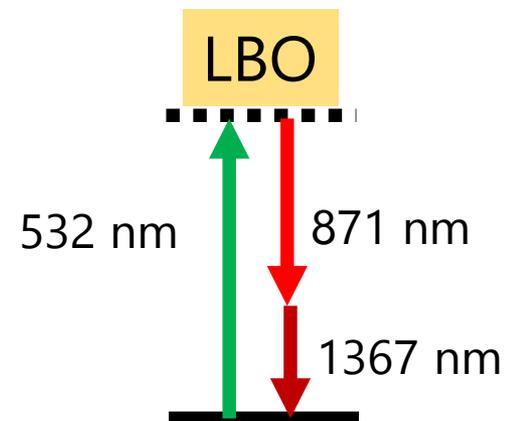
- 温度位相整合：温度を微調整して屈折率を変える

- walk-off角（入射光と生成光のなす角）を小さくできる：角度安定性が高い

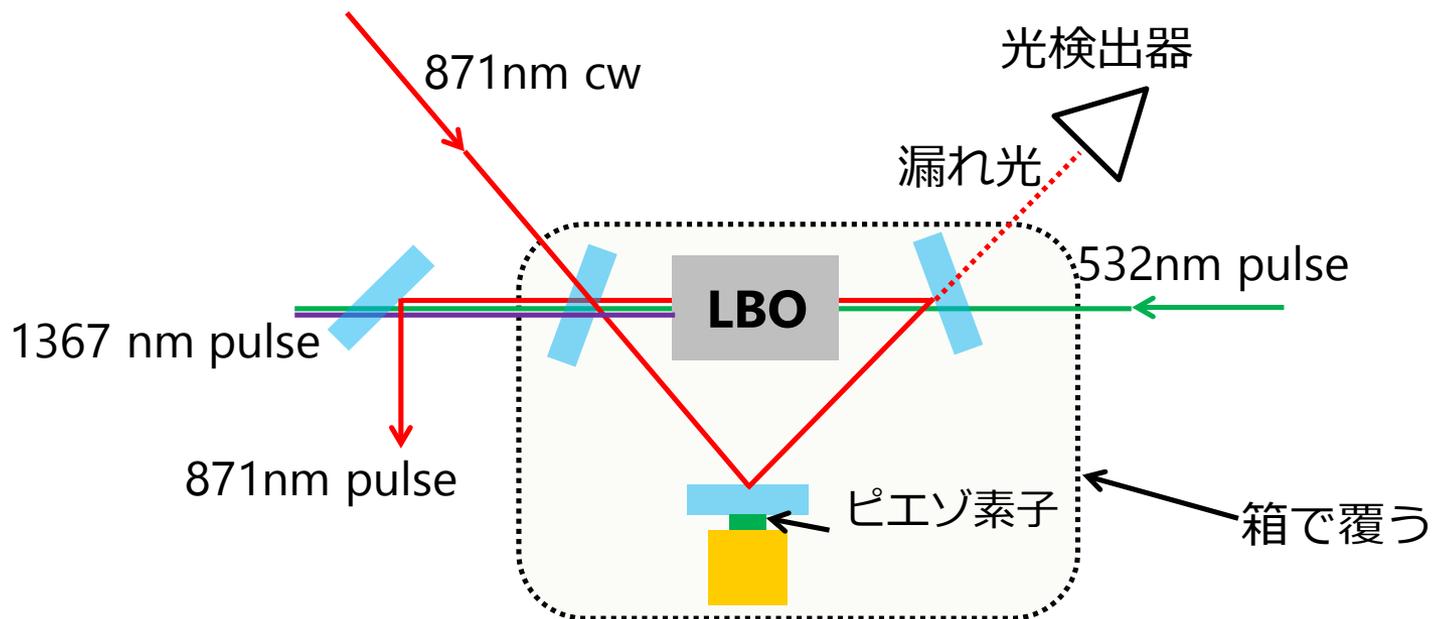
- KTA( $\text{KTiOAsO}_4$ )

- 角度位相整合：結晶の入射角を微調整して屈折率を変える

- 中赤外領域( $2\sim 5\ \mu\text{m}$ )での透過率が良い



# 871 nm パルス生成用共振器



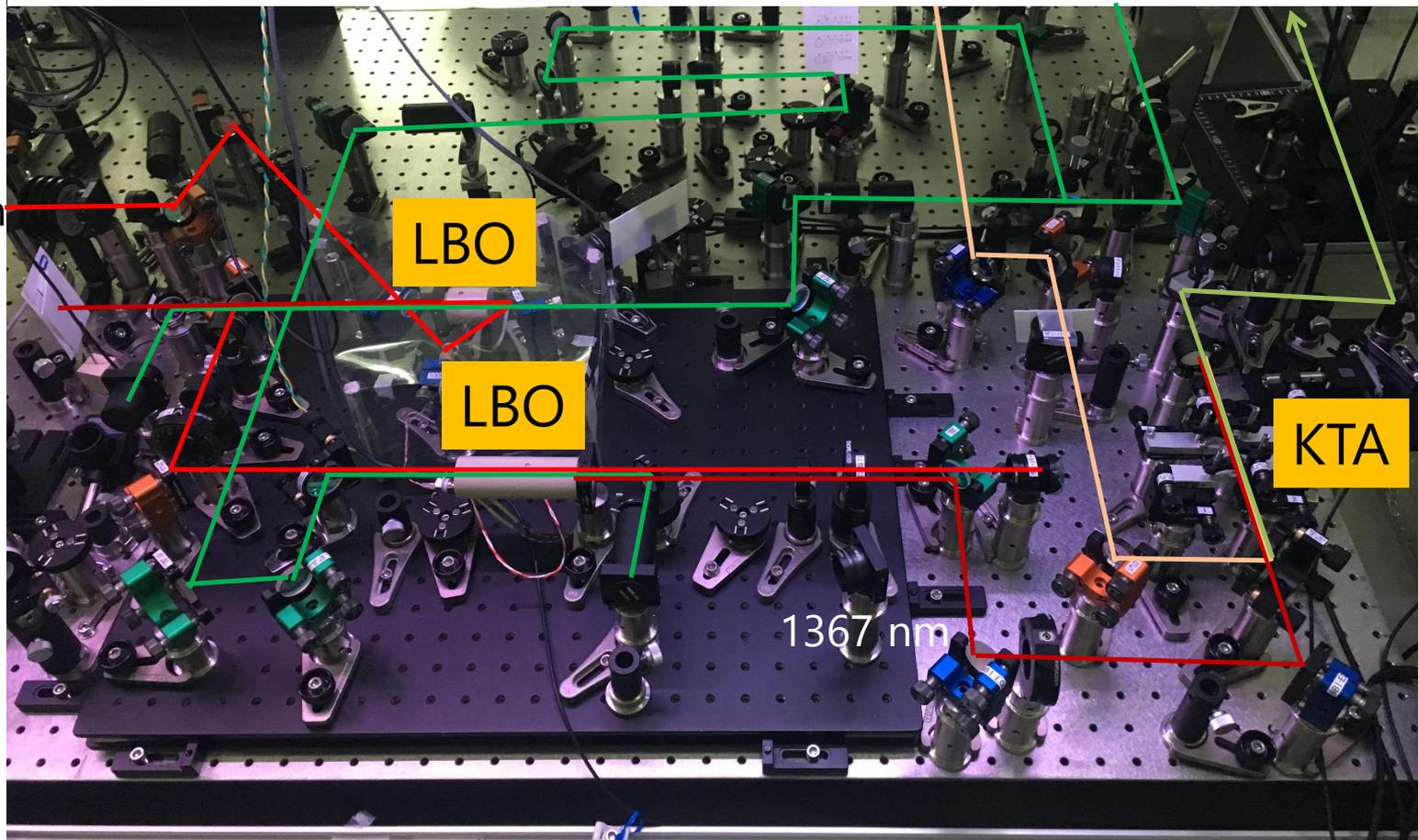
- 532 nmのパルスが通過している間871 nmのパルスが共振器内部を回り強度が増幅される
- 三角形型の共振器にすることで1周の長さを短くする
- ピエゾ素子により共振器の長さを調節、実験中は常に共振するようにPI制御してロック  
(共振器内部のcw 871 nm光のパワーを高める)
- PPLN結晶を使うより線幅を狭くできた ( $\sim 1$  GHz  $\rightarrow$   $\sim 150$  MHz)

# 中赤外レーザーSetup

pump laser old setup

1064 nm 532 nm **4806 nm**

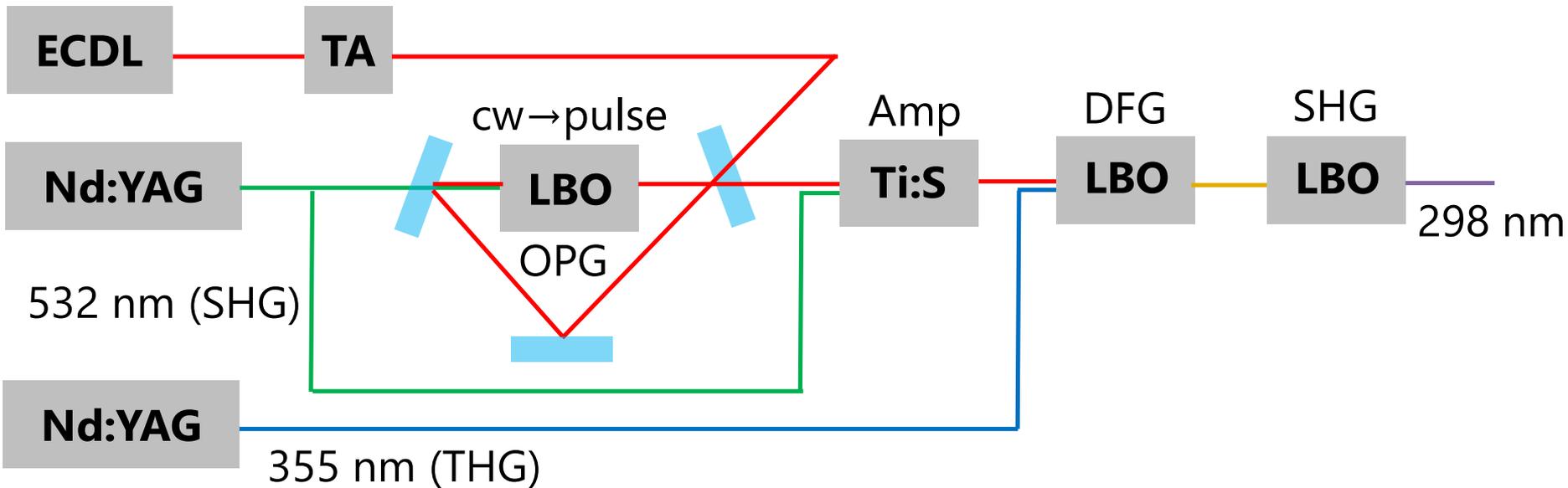
871 nm



1367 nm

# Laser setup (Xe)

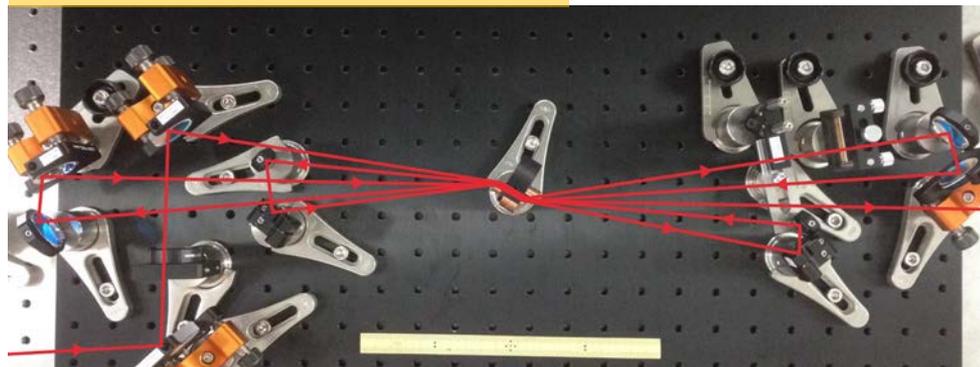
876 nm  
continuous-wave (cw)



ECDL, LBO (OPG)



Ti:Sapphire (amplifier)



# レーザー系の実際

- レーザーのパワーや波長、アライメントが部屋の温度変化や時間経過などでずれていく
  - 定期的なメンテナンスが必要
  - 波長、アライメントは（ある程度）外部制御できる
  - 上流部が狂うと下流部まで全部再調整する必要
- 光学部品（ミラー、レンズなど）や結晶がヤケる
  - レーザーによって損傷する
  - 一度損傷してしまおうと交換、レーザー系を再調整する必要
  - 各光学部品には損傷閾値が存在しているが、例えばホコリが付着したところにレーザーが当たると損傷閾値以下でもヤケてしまう
  - 非線形光学結晶や特注ミラー等がヤケると辛い

# パラ水素実験結果 (概要)

## 同方向励起

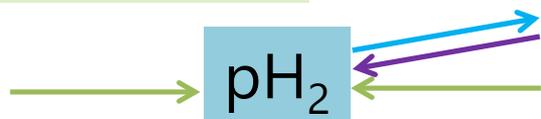


gas para-H<sub>2</sub> cell  
cell length: 15 cm  
cooled to ~ 78 K

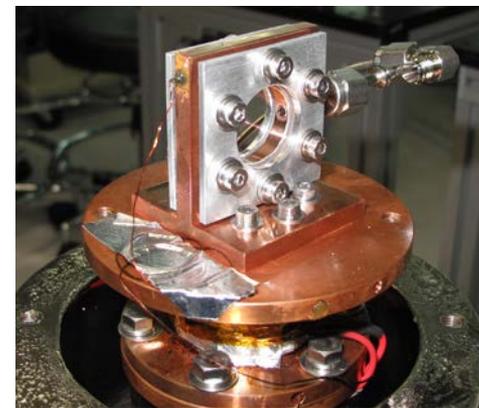


- ①: パラ水素気体のレート増幅
- ②: パラ水素気体VS固体コヒーレンス時間  
(気体と固体の違いは後で説明)

## 対向励起



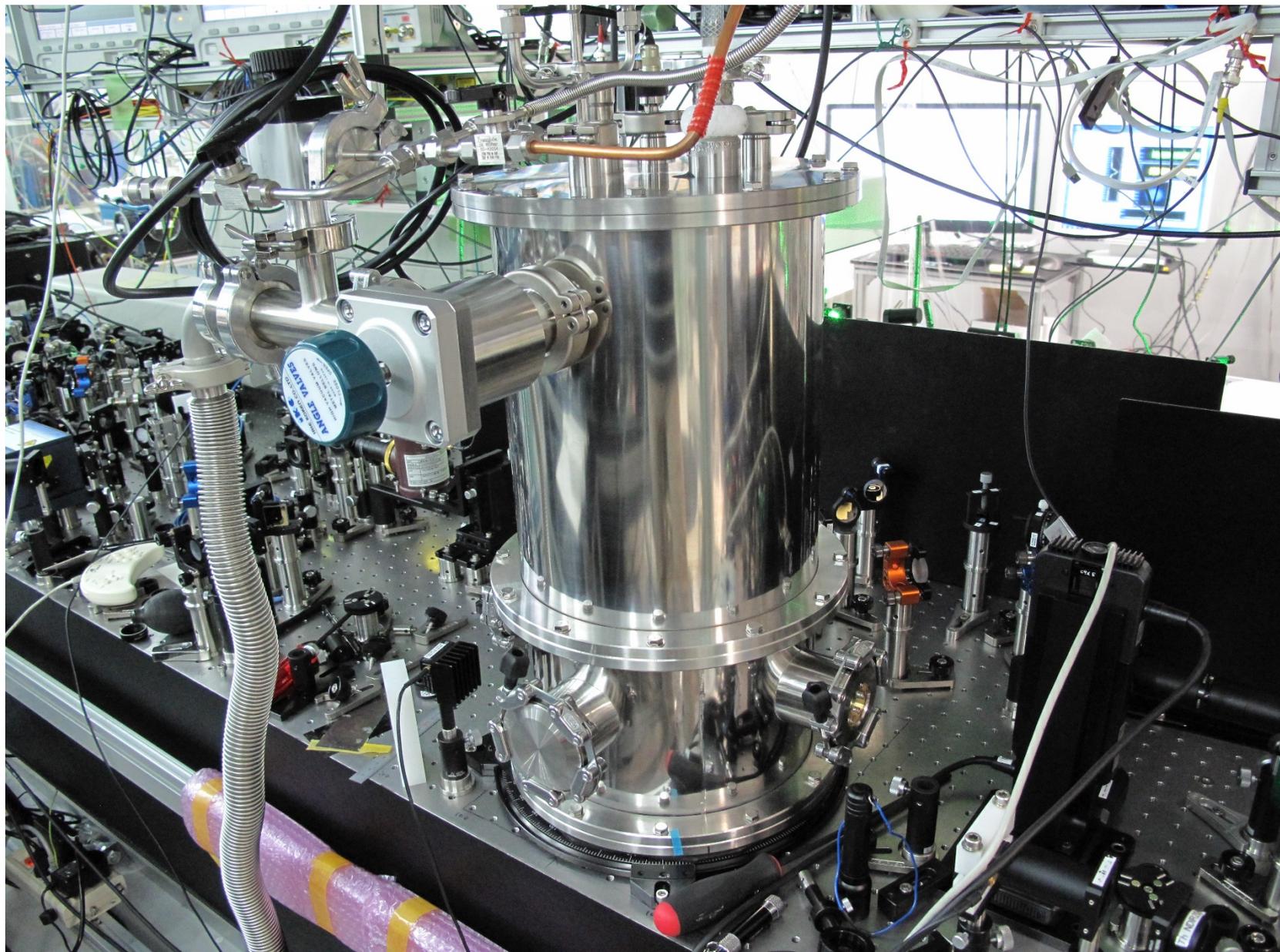
solid para-H<sub>2</sub> cell  
cell length: 5 mm  
cooled to ~ 4 K



シミュレーションの話

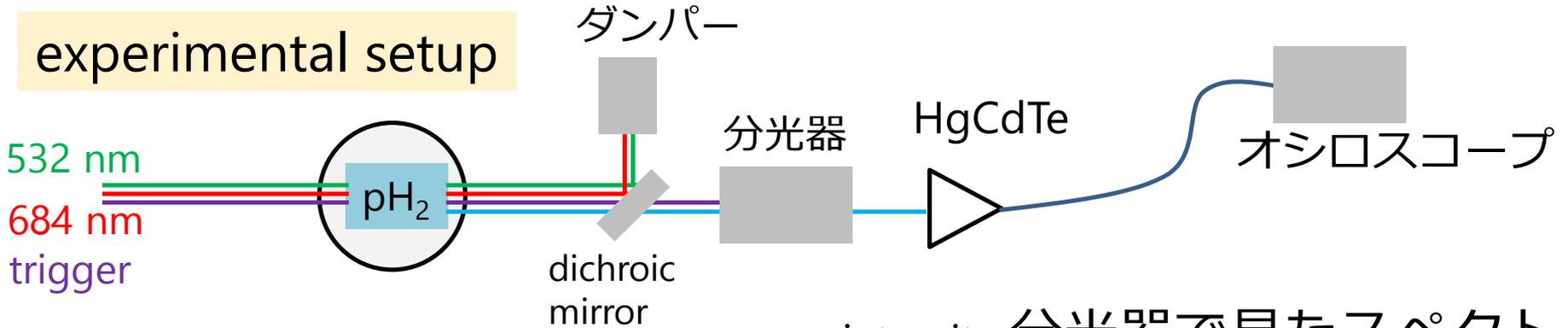
- ③: パラ水素気体対向励起スペクトル
- ④: トリガー周波数依存性実験
- ⑤: トリガータイミング依存性実験

# cryostat (パラ水素気体実験用)

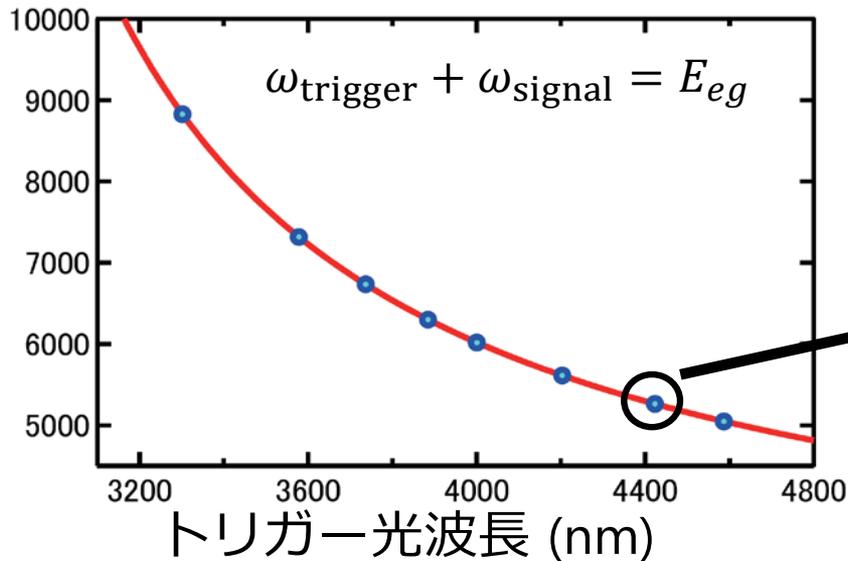


# ① パラ水素気体実験

experimental setup

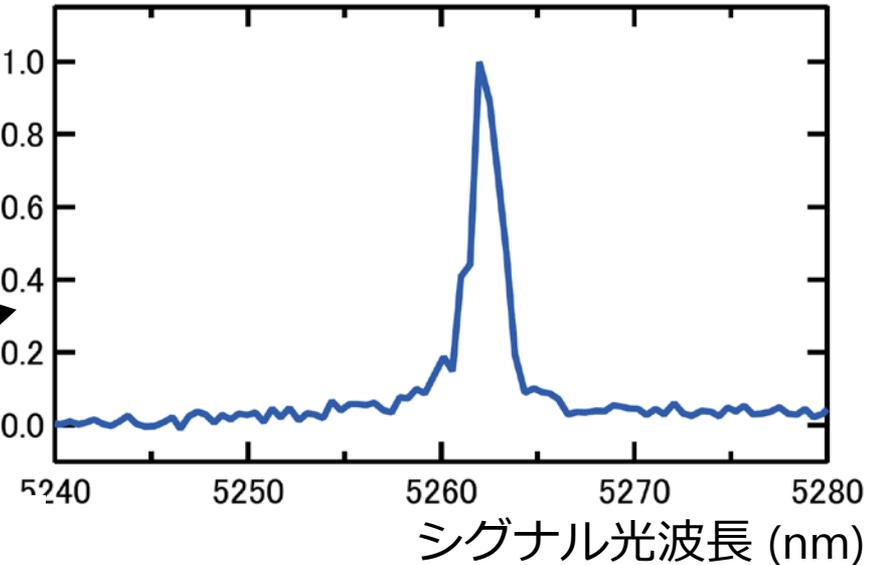


シグナル光波長 (nm)



intensity 分光器で見たスペクトル  
(a.u.)

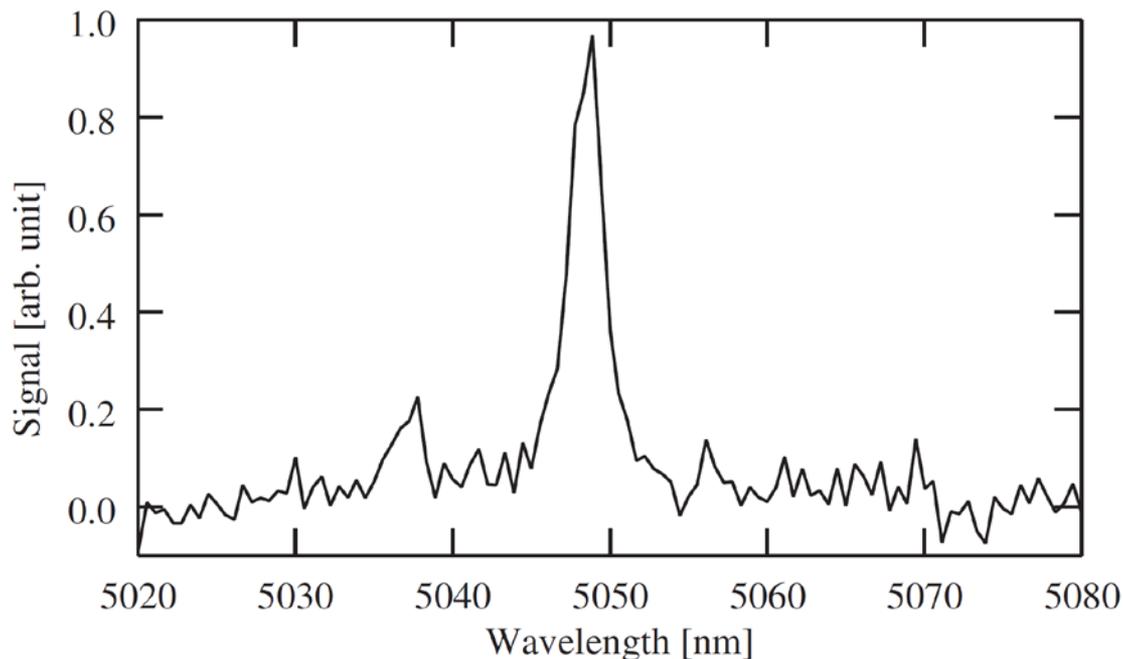
H. Hara et al. PRA **96**, 063827 (2017)



- シグナル光の実際のスペクトル幅はもっと狭い
  - 分光器の精度で決まっている

# ① パラ水素気体実験

Y. Miyamoto et al. Prog. Theor. Exp. Phys. **2015**, 081C01



- どれだけレート増幅されたか？

Rate amplification factor:

$$\frac{\text{(観測された光子数)}}{\text{(自然放出で期待される光子数)}}$$

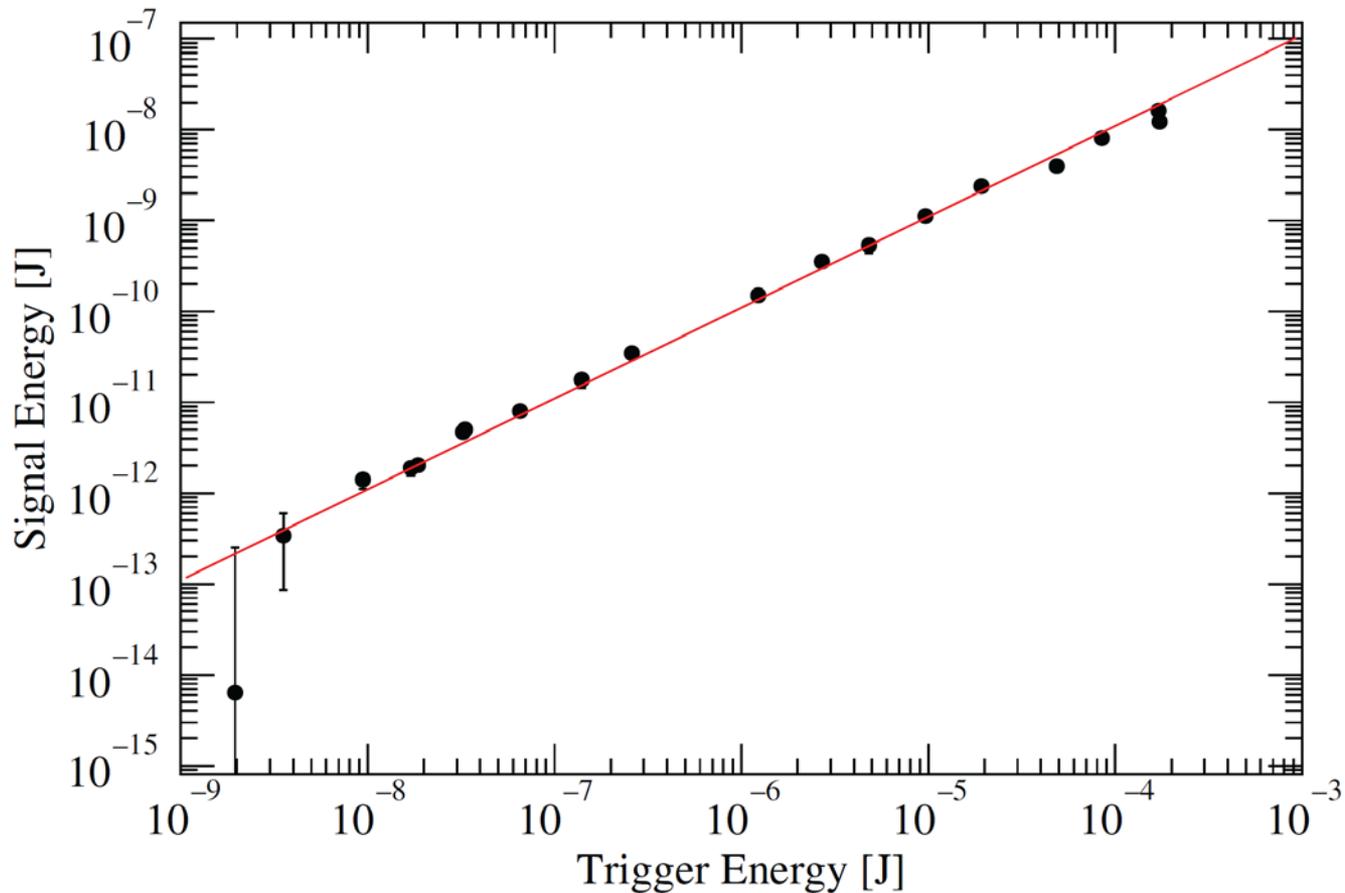
$> 6 \times 10^{11} / \text{pulse}$

$< 2 \times 10^{-7} / \text{pulse}$

**➡  $10^{18}$ 以上のレート増幅を達成**

# トリガー強度依存性

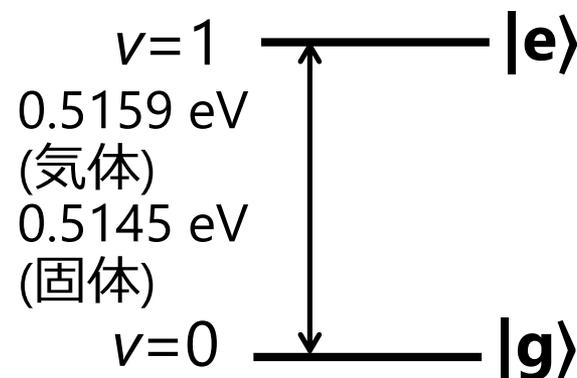
Y. Miyamoto et al. Prog. Theor. Exp. Phys. **2015**, 081C01



✓ 信号強度はトリガー強度にほぼ比例

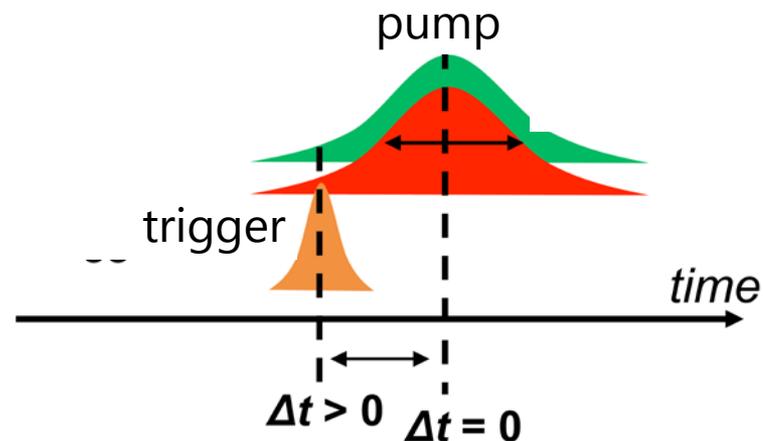
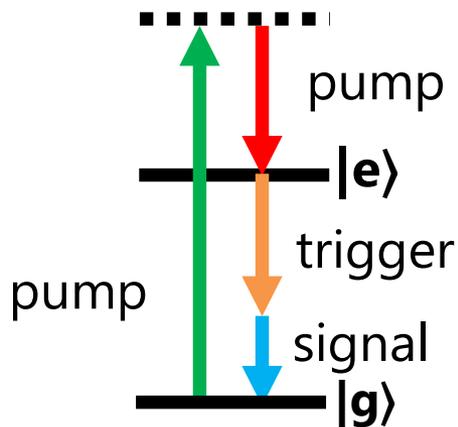
## ② パラ水素固体実験

- ✓ **固体**パラ水素: "Quantum crystal"  
振動・回転準位が固体中でも存在
- ✓ **コヒーレンス時間が長い**
  - 通常の固体と異なる
  - 分子間相互作用が弱い
  - 気体・液体と違って衝突広がりも小さい



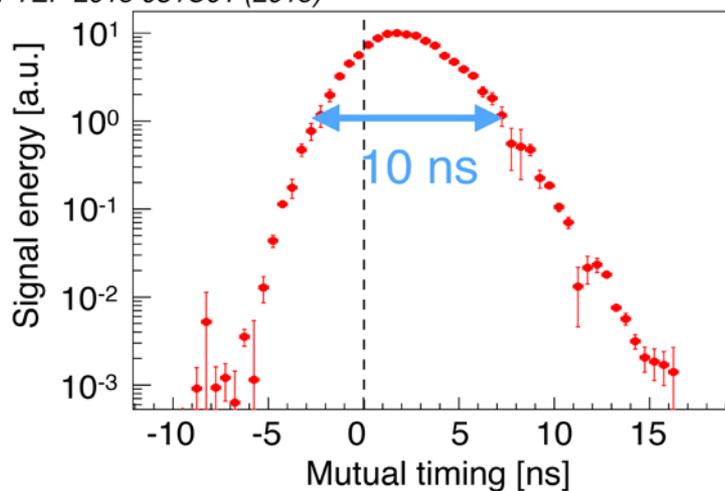
	gas para-H <sub>2</sub>	solid para-H <sub>2</sub>
密度	$\sim 10^{20} / \text{cm}^3$	$2.6 \times 10^{22} / \text{cm}^3$
損傷閾値	高	低
コヒーレンス時間	$\mathcal{O}(1) \text{ ns}$	$\mathcal{O}(10) \text{ ns}$

# トリガー光入射時間依存性



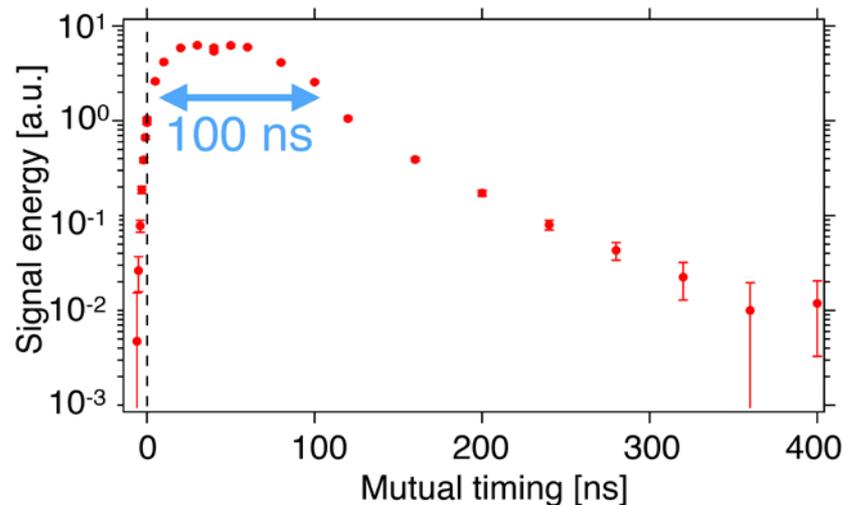
Y. Miyamoto et al.,  
PTEP 2015 081C01 (2015)

gas



Y. Miyamoto et al.  
J. Phys. Chem. A **121**, 3943 (2017)

solid



# 数値シミュレーション

- コヒーレント増幅過程を数値シミュレーションを通して理解したい
- 系の発展をMaxwell-Bloch方程式を用いて記述
  - コヒーレンスの時間発展、電場の時間 + 空間発展
  - 1+1次元
- 以下対向励起実験（円偏光）の場合
  - 同方向励起の場合や直線偏光の場合も同様の式

# 状態の発展

- 基底状態と励起状態の直接遷移はE1禁制
- 中間状態を介したE1×E1二光子遷移

シュレディンガー方程式

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle = (H_0 + H_I) |\psi\rangle$$

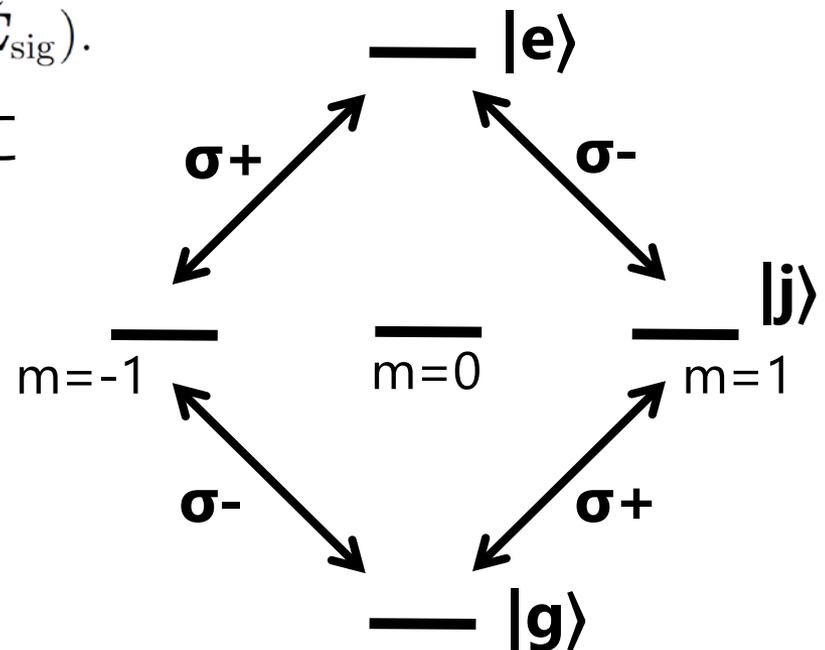
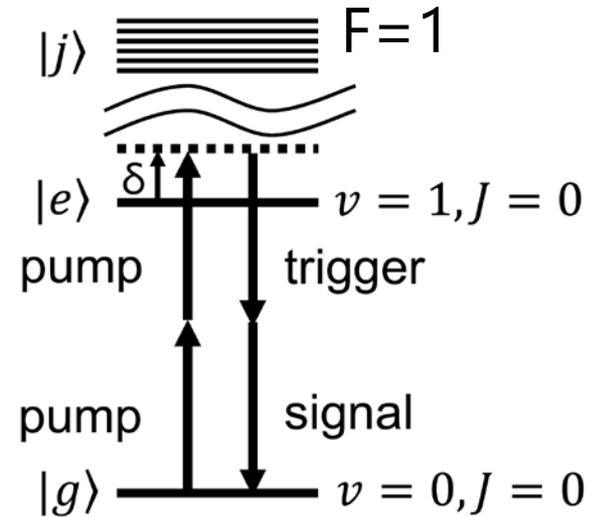
$$H_0 |g\rangle = \hbar\omega_g |g\rangle, \quad H_0 |e\rangle = \hbar\omega_e |e\rangle, \quad H_0 |j_{\pm}\rangle = \hbar\omega_j |j_{\pm}\rangle$$

$$H_I = -\mathbf{d} \cdot \tilde{\mathbf{E}} = -\mathbf{d} \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_{p1} + \tilde{\mathbf{E}}_{p2} + \tilde{\mathbf{E}}_{trig} + \tilde{\mathbf{E}}_{sig}).$$

これを近似を用いて二準位系の式に  
簡単化する

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} c_g \\ c_e \end{pmatrix} = H_{\text{eff}} \begin{pmatrix} c_g \\ c_e \end{pmatrix}$$

$$H_{\text{eff}} = -\hbar \begin{pmatrix} \Omega_{gg} & \Omega_{ge} \\ \Omega_{eg} & \Omega_{ee} + \delta \end{pmatrix}$$



## 状態ベクトル

$$|\psi\rangle = c_g e^{-i\omega_g t} |g\rangle + c_e e^{-i(\omega_e + \delta)t} |e\rangle + c_{j_+} e^{-i\omega_{j_+} t} |j_+\rangle + c_{j_-} e^{-i\omega_{j_-} t} |j_-\rangle$$

## 遷移モーメント

$$d_{jg} = \langle j_{+(-)} | -\mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{R(L)} |g\rangle$$

## パラ水素分子の分極率

$$\alpha_{gg}(\omega) = \sum_j \frac{|d_{gj}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \left( \frac{1}{\omega_{jg} - \omega} + \frac{1}{\omega_{jg} + \omega} \right)$$

$$\alpha_{ee}(\omega) = \sum_j \frac{|d_{je}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \left( \frac{1}{\omega_{je'} - \omega} + \frac{1}{\omega_{je'} + \omega} \right)$$

$$\alpha_{eg}(\omega) = \sum_j \frac{d_{gj} d_{je}}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{1}{\omega_{je'} + \omega}$$

## AC Stark shift, 2光子ラビ周波数

$$\Omega_{gg} = \frac{\varepsilon_0 \alpha_{gg}}{4\hbar} (|\bar{E}_{p1} + \bar{E}_{\text{sig}}|^2 + |\bar{E}_{p2} + \bar{E}_{\text{trig}}|^2)$$

$$\Omega_{ee} = \frac{\varepsilon_0 \alpha_{ee}}{4\hbar} (|\bar{E}_{p1} + \bar{E}_{\text{sig}}|^2 + |\bar{E}_{p2} + \bar{E}_{\text{trig}}|^2)$$

$$\Omega_{eg} = \Omega_{ge}^* = \frac{\varepsilon_0 \alpha_{eg}}{2\hbar} (\bar{E}_{p1} + \bar{E}_{\text{sig}})(\bar{E}_{p2} + \bar{E}_{\text{trig}})$$

# optical-Bloch方程式

- 基底状態、励起状態のpopulation, 準位間にできるコヒーレンスの時間発展を記述
  - 緩和（デコヒーレンス）の影響を取り入れるため密度行列を用いる

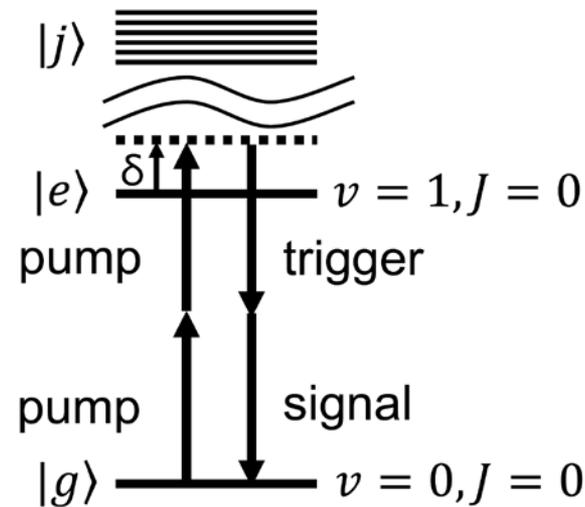
占有密度の時間発展

$$\frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} = i(\Omega_{ge}\rho_{eg} - \Omega_{eg}\rho_{ge}) + \gamma_1\rho_{ee}$$

$$\frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} = i(\Omega_{eg}\rho_{ge} - \Omega_{ge}\rho_{eg}) - \gamma_1\rho_{ee}$$

コヒーレンスの時間発展

$$\frac{\partial \rho_{ge}}{\partial t} = i(\Omega_{gg} - \Omega_{ee} - \delta)\rho_{ge} + i\Omega_{ge}(\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \gamma_2\rho_{ge}$$



# Maxwell方程式

- レーザー電場と原子（分子）の分極の発展

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial z^2} = -\frac{N_t}{\epsilon_0} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}}{\partial t^2} \quad -\tilde{\mathbf{P}} = -\langle \psi | \mathbf{d} | \psi \rangle$$

近似を行い式を整理すると

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - c \frac{\partial}{\partial z} \right) E_{p1} = \frac{i\omega_l N_t}{2} \left( \alpha_{gg} E_{p1} + 2\alpha_{eg} (\rho_{ge}^{0*} E_{p2}^* + \rho_{ge}^{-*} E_{\text{trig}}^*) \right),$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) E_{p2} = \frac{i\omega_l N_t}{2} \left( \alpha_{gg} E_{p2} + 2\alpha_{eg} (\rho_{ge}^{0*} E_{p1}^* + \rho_{ge}^{+*} E_{\text{sig}}^*) \right),$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - c \frac{\partial}{\partial z} \right) E_{\text{trig}} = \frac{i\omega_l N_t}{2} \left( \alpha_{gg} E_{\text{trig}} + 2\alpha_{eg} (\rho_{ge}^{0*} E_{\text{sig}}^* + \rho_{ge}^{-*} E_{p1}^*) \right),$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) E_{\text{sig}} = \frac{i\omega_l N_t}{2} \left( \alpha_{gg} E_{\text{sig}} + 2\alpha_{eg} (\rho_{ge}^{0*} E_{\text{trig}}^* + \rho_{ge}^{+*} E_{p2}^*) \right).$$

# Maxwell-Bloch 方程式

## 密度行列の時間発展

$$\frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} = i(\Omega_{ge}\rho_{eg} - \Omega_{eg}\rho_{ge}) + \gamma_1\rho_{ee},$$

$$\frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} = i(\Omega_{eg}\rho_{ge} - \Omega_{ge}\rho_{eg}) - \gamma_1\rho_{ee},$$

$$\frac{\partial \rho_{ge}}{\partial t} = i(\Omega_{gg} - \Omega_{ee} + \delta)\rho_{ge} + i\Omega_{ge}(\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \gamma_2\rho_{ge}.$$

$\rho$ : 密度行列

$\Omega_{eg}$ : 2光子ラビ周波数

$\Omega_{eg}, \Omega_{eg}$ : AC Stark shift

$\gamma_1, (\gamma_2)$ : 縦(横)緩和レート

$\delta$ : detuning

## レーザー電場の伝搬、生成吸収

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - c\frac{\partial}{\partial z}\right) E_{p1} = \frac{i\omega_l N_t}{2} (\alpha_{gg} E_{p1} + 2\alpha_{eg}(\rho_{ge}^{0*} E_{p2}^* + \rho_{ge}^{-*} E_{trig}^*)),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial z}\right) E_{p2} = \frac{i\omega_l N_t}{2} (\alpha_{gg} E_{p2} + 2\alpha_{eg}(\rho_{ge}^{0*} E_{p1}^* + \rho_{ge}^{+*} E_{sig}^*)),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - c\frac{\partial}{\partial z}\right) E_{trig} = \frac{i\omega_l N_t}{2} (\alpha_{gg} E_{trig} + 2\alpha_{eg}(\rho_{ge}^{0*} E_{sig}^* + \rho_{ge}^{-*} E_{p1}^*)),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial z}\right) E_{sig} = \frac{i\omega_l N_t}{2} (\alpha_{gg} E_{sig} + 2\alpha_{eg}(\rho_{ge}^{0*} E_{trig}^* + \rho_{ge}^{+*} E_{p2}^*)).$$

$\omega_l$ : レーザー周波数

$N_t$ : 標的密度

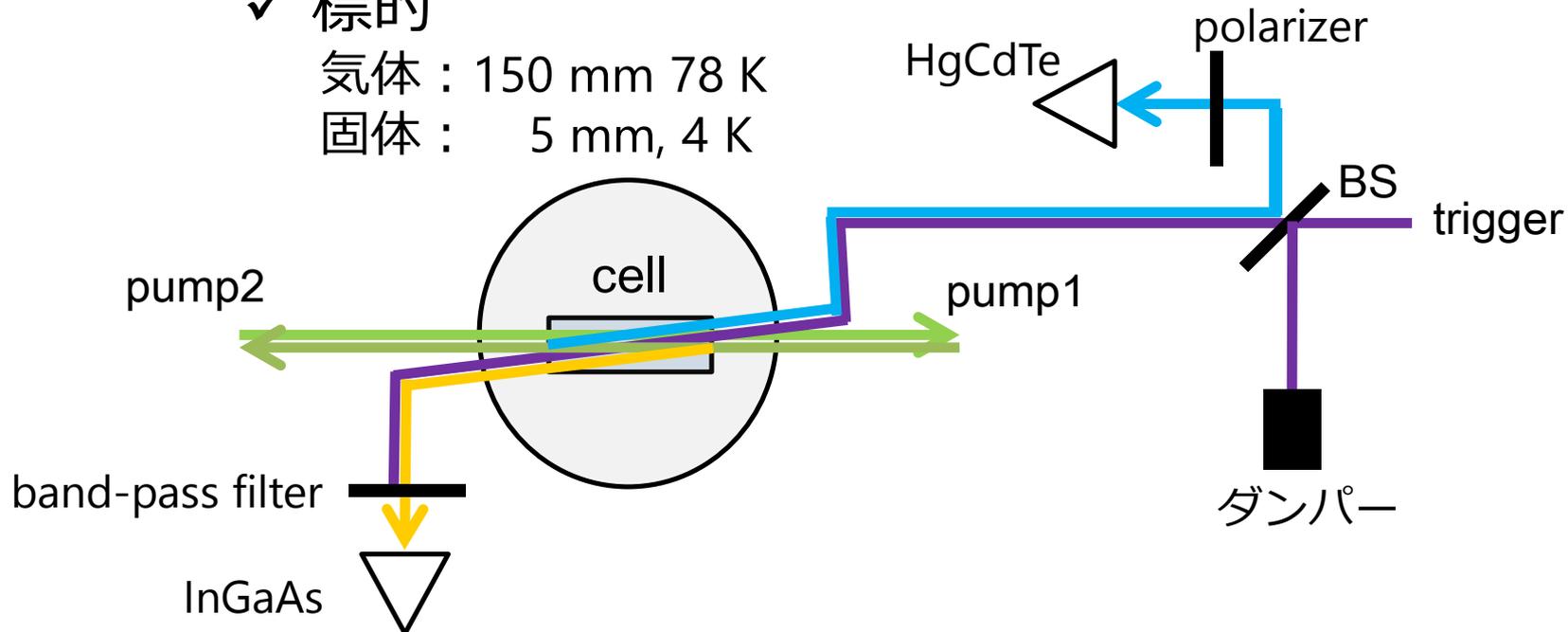
$\alpha$ : 分極率

# ③④ 対向励起実験 Setup

✓ 標的

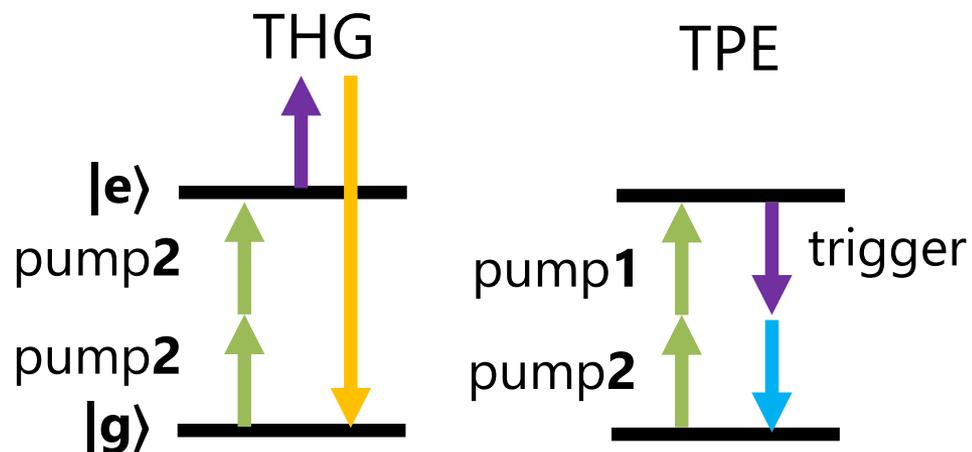
気体 : 150 mm 78 K

固体 : 5 mm, 4 K



✓ 検出光信号

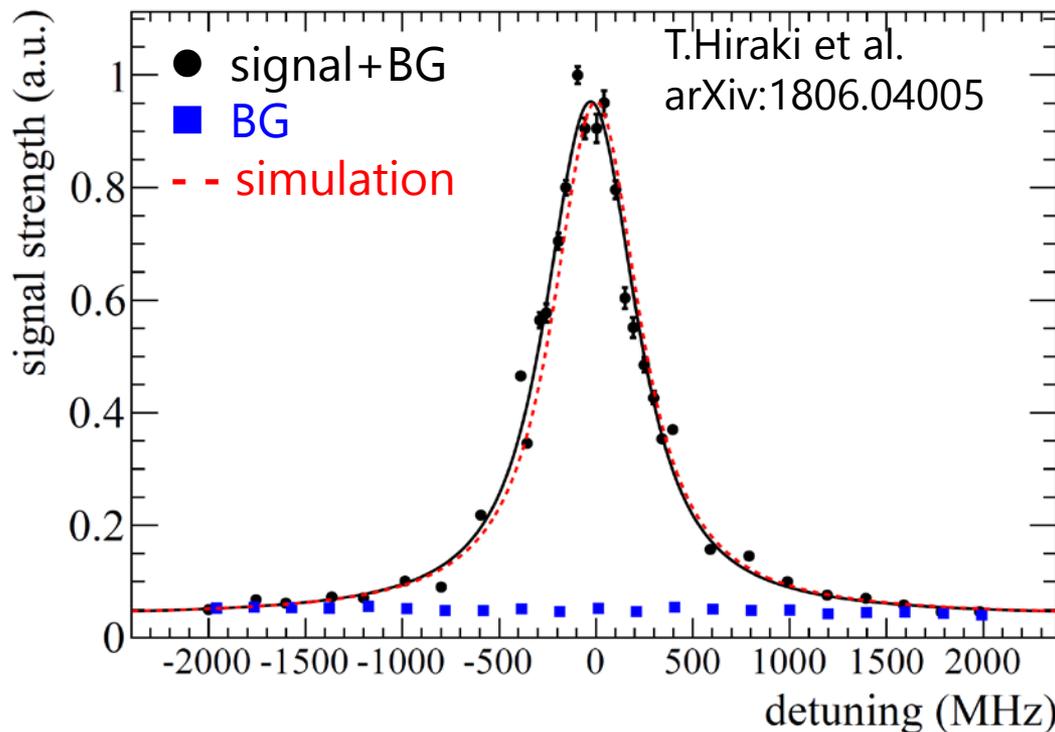
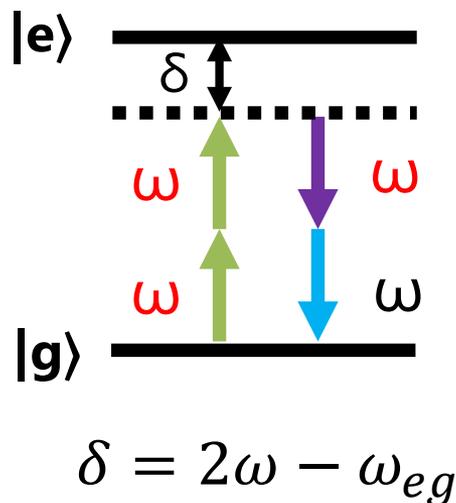
- 三倍波 (THG)
  - triggerと同方向
- 対向二光子放出 (TPE)
  - triggerと逆方向



# パラ水素気体対向実験: レーザー周波数依存性

パラ水素圧力: 280 kPa

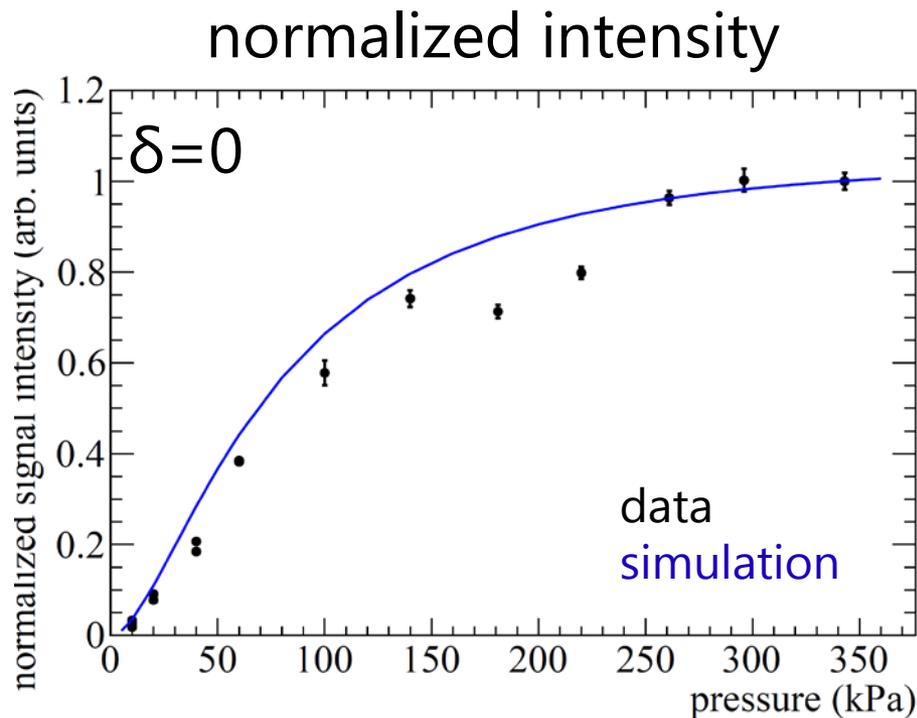
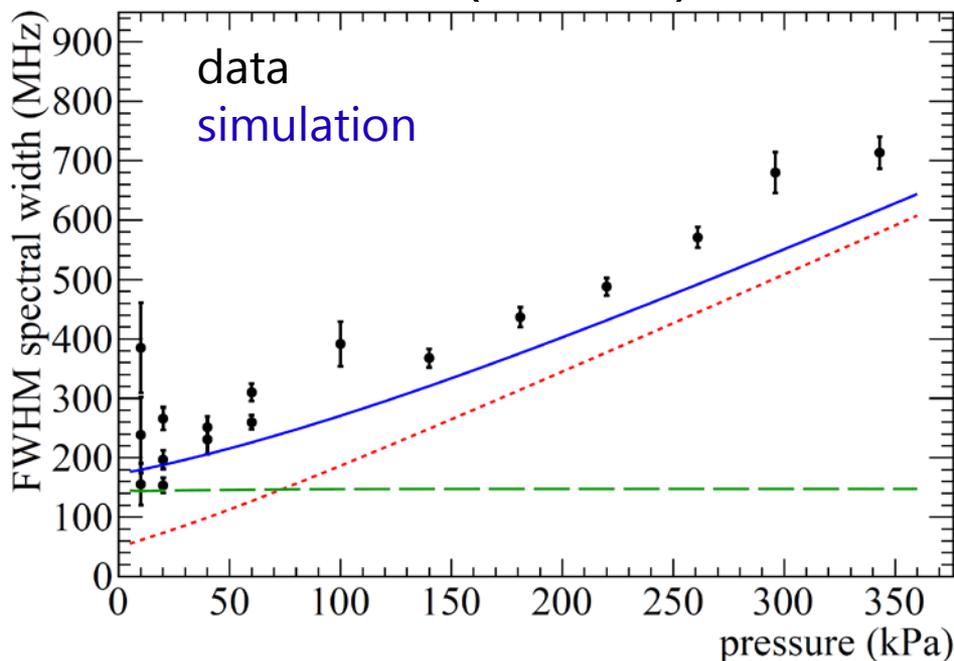
- ✓ レーザー周波数 (離調 $\delta$ ) を変化



- ✓  $\delta \approx 0$  (共鳴周波数) に二光子放出信号ピークを観測
- ピーク強度をnormalize
- シミュレーションのスペクトルと形がよく一致

# パラ水素気体対向実験: 圧力依存性

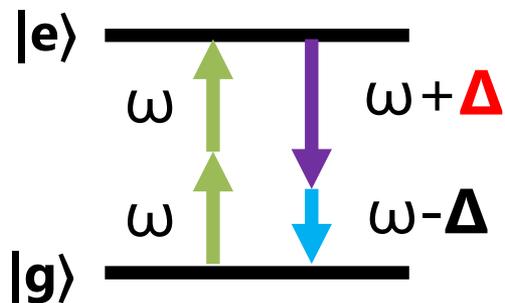
- パラ水素標的の圧力を変化させる  
detuning curve  
width (FWHM)



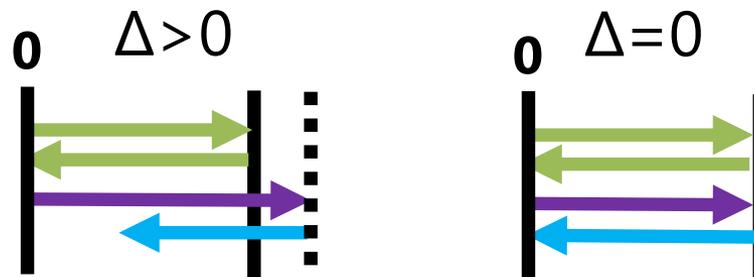
- 幅はレーザー線幅（圧力に依存しない）と  
圧力広がり（圧力に比例）の項でほぼ決まっている
- シミュレーション結果はデータと概ね合っている

# トリガー周波数依存性実験

- トリガー周波数のみ変更



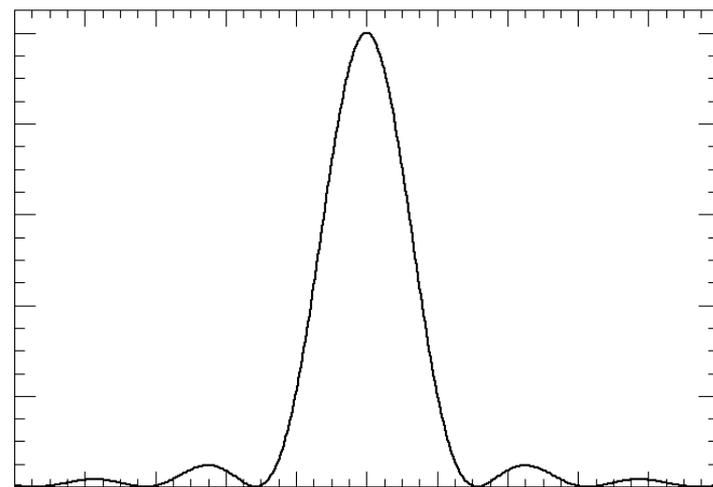
- ✓ コヒーレント増幅条件の検証



- 1次元のMaxwell-Bloch方程式を近似の下計算すると強度のトリガー周波数依存性は

$$I \propto L^2 \frac{\sin^2(\Delta L)}{(\Delta L)^2} \quad L: \text{標的長}$$

signal intensity

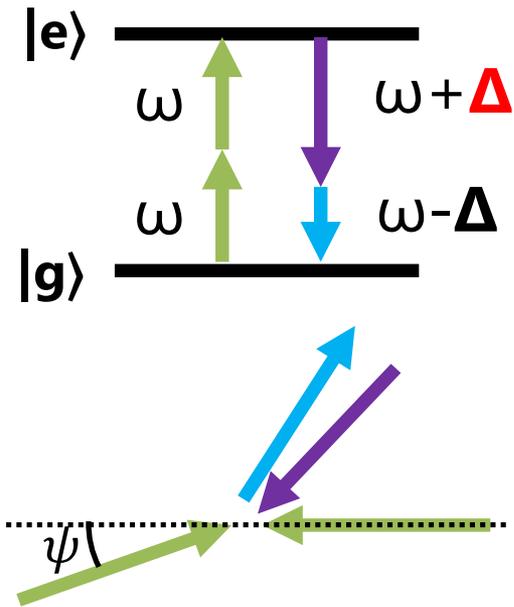
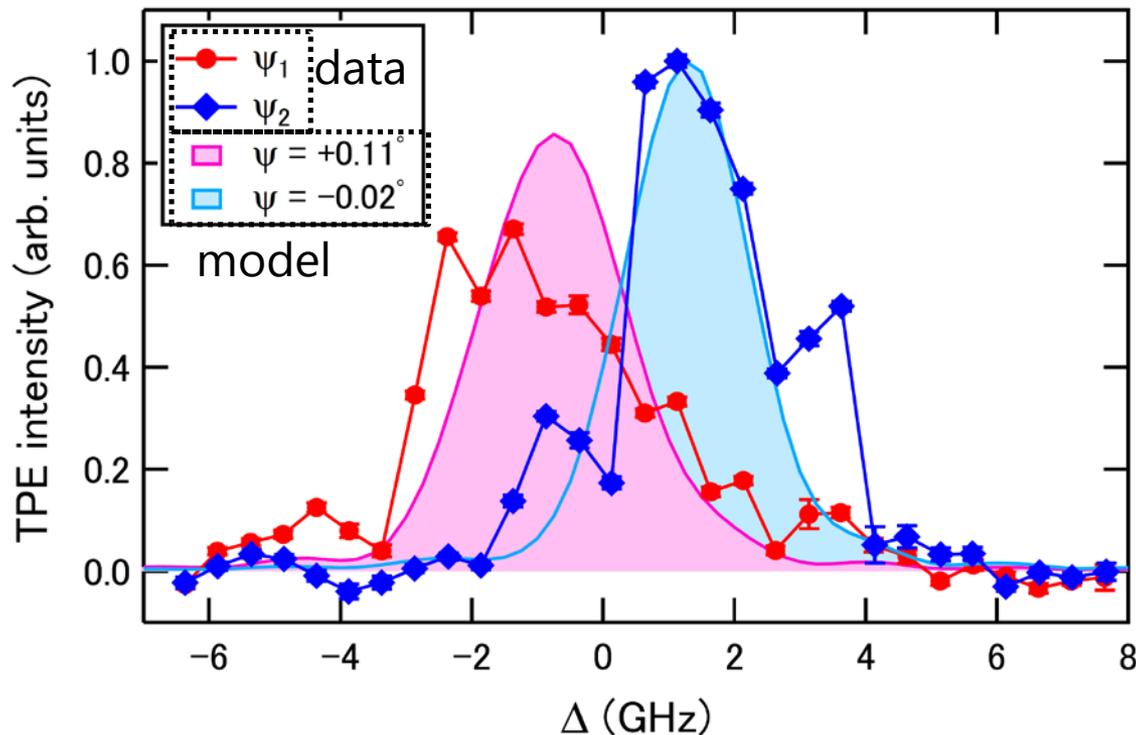


標的15 cmの時幅  $\sim 1$  GHz

# トリガー周波数依存性実験

気体標的

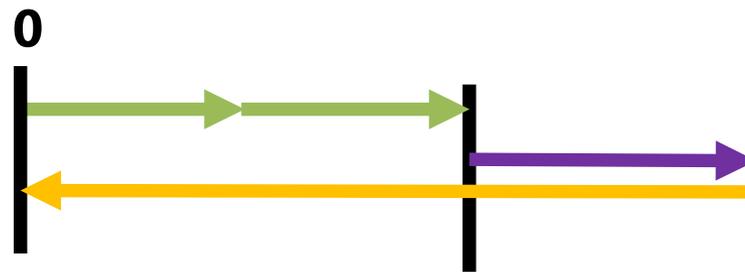
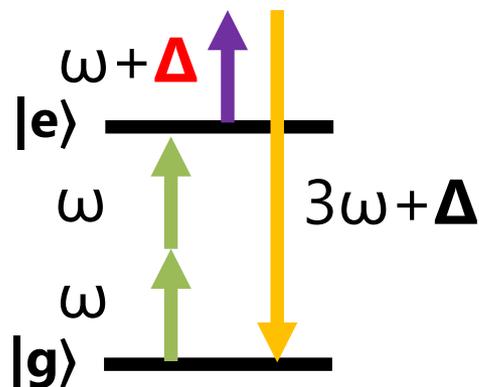
paper under preparation



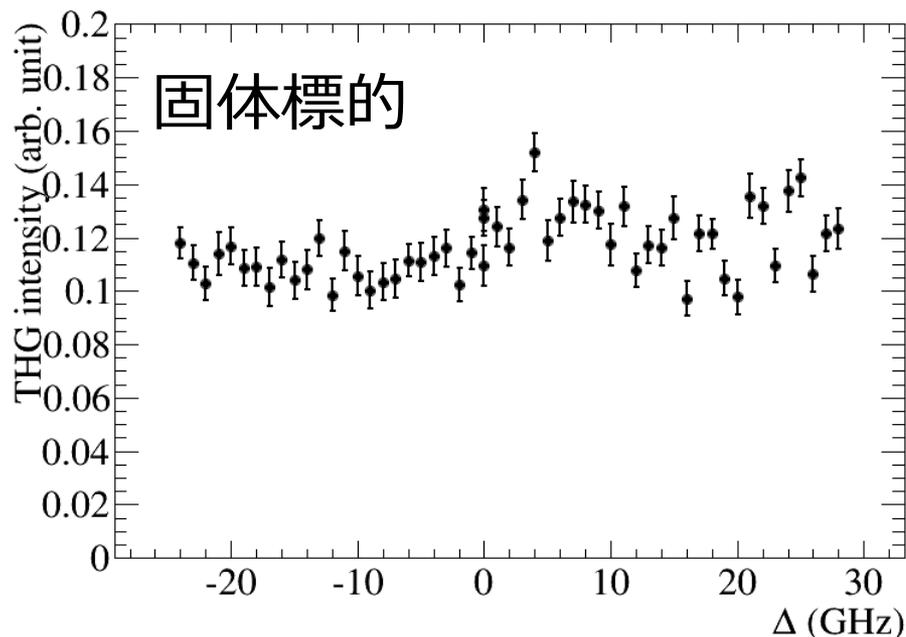
- ✓  $\Delta$ が0付近でピークを確認
- 実際には、ポンプ光が完全に対向でない( $\psi \neq 0$ )こと、TPEがトリガーと完全に逆方向以外にも出ることによる影響
- これらを考慮したモデルで説明できる

# トリガー周波数依存性実験

## • THGの場合



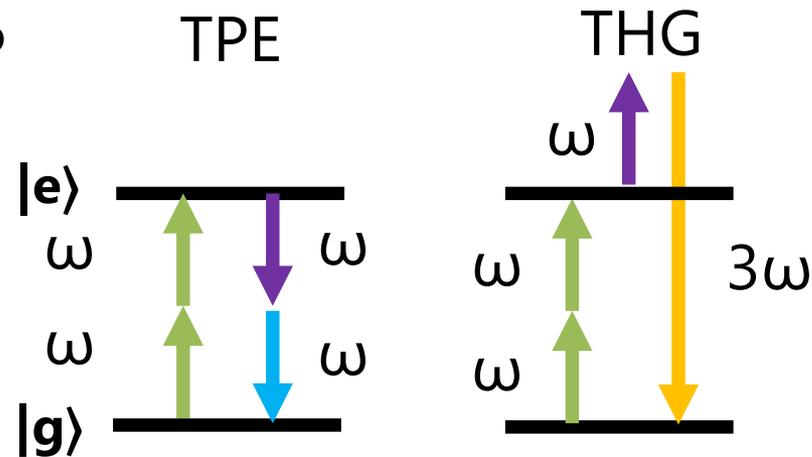
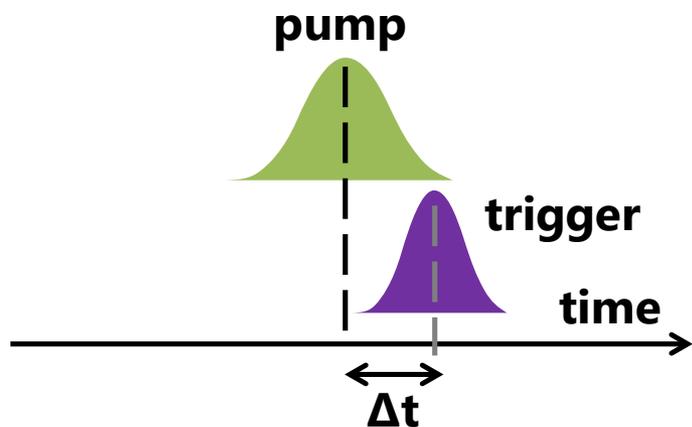
THGの場合はトリガー周波数を変更してもレート増幅条件は成立



- THGの信号はおおよそ一定
  - 強度のふらつきは主にレーザー強度の不安定性

# 時間差依存性実験

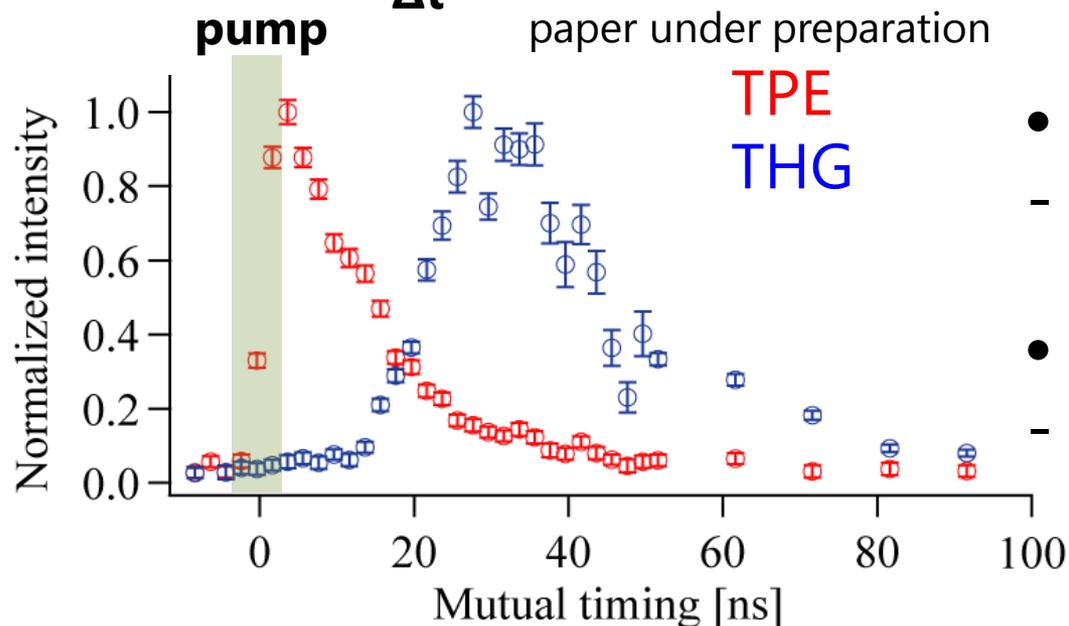
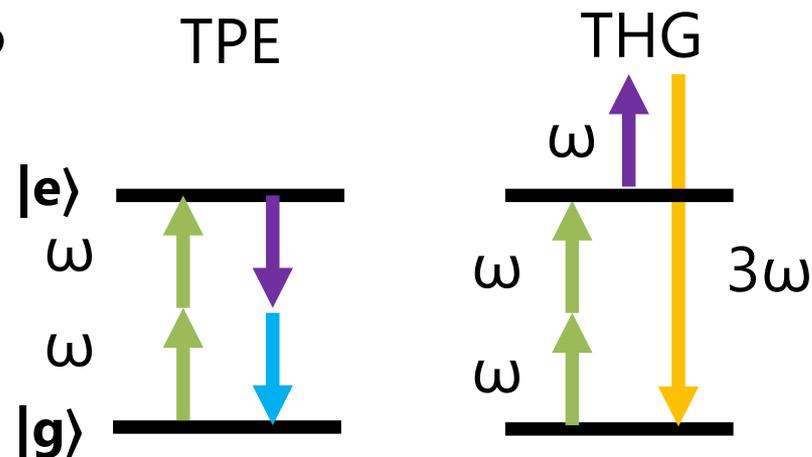
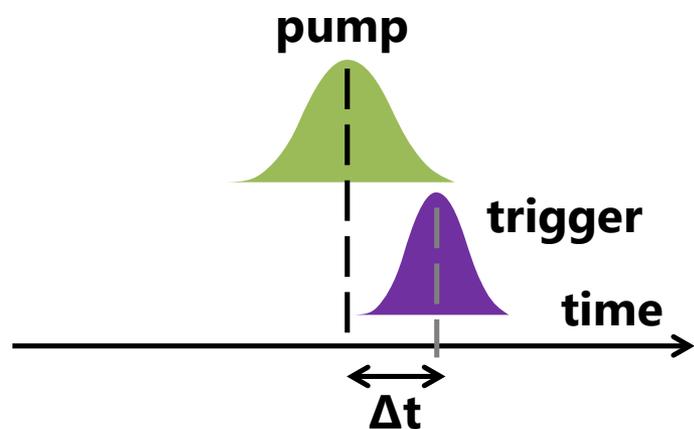
- ポンプレーザーとトリガーレーザーに時間差をつけて強度変化を見る



- コヒーレンスは（ほぼ）ポンプレーザーで生成される
  - ポンプレーザーの方が10倍程度強い
- TPEとTHGで依存性は同じはず・・・
  - シミュレーションでは同じ

# 時間差依存性実験

- ポンプレーザーとトリガーレーザーに時間差をつけて強度変化を見る



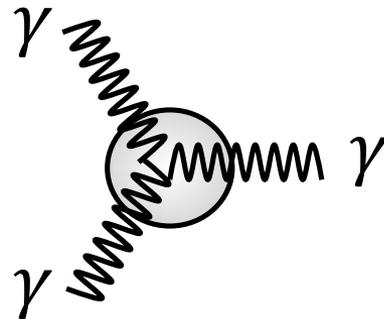
- TPEとTHGで異なる依存性
  - THGではポンプ光が通過後信号が強くなる
- 原因は現在不明
  - 同方向励起と対向励起の違い?

# 今後の予定

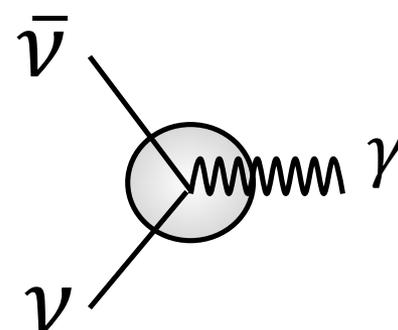
# 高次QED過程のレート増幅

- ✓ より高次 (微弱) 過程のレート増幅
- 2光子  $E1 \times M1$  (磁気双極子遷移) 過程,  $E1 \times E2$  過程,  
3光子  $E1 \times E1 \times E1$  過程
  - 特に3光子過程はRENPN過程と似たkinematicsを持ち重要

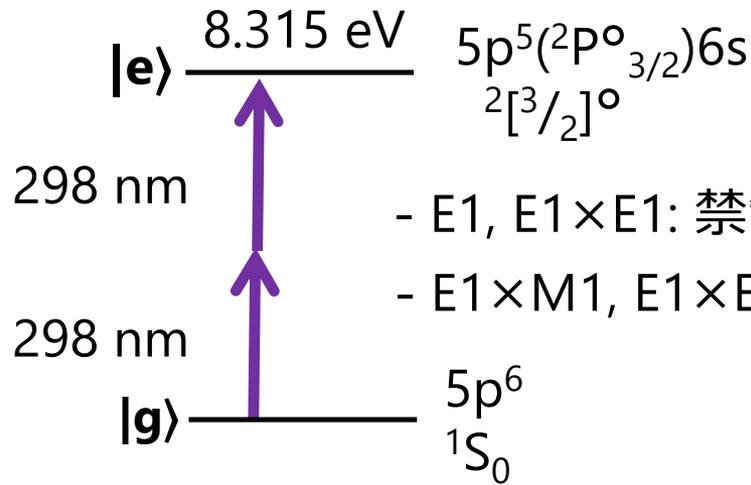
## 3光子過程



## RENPN



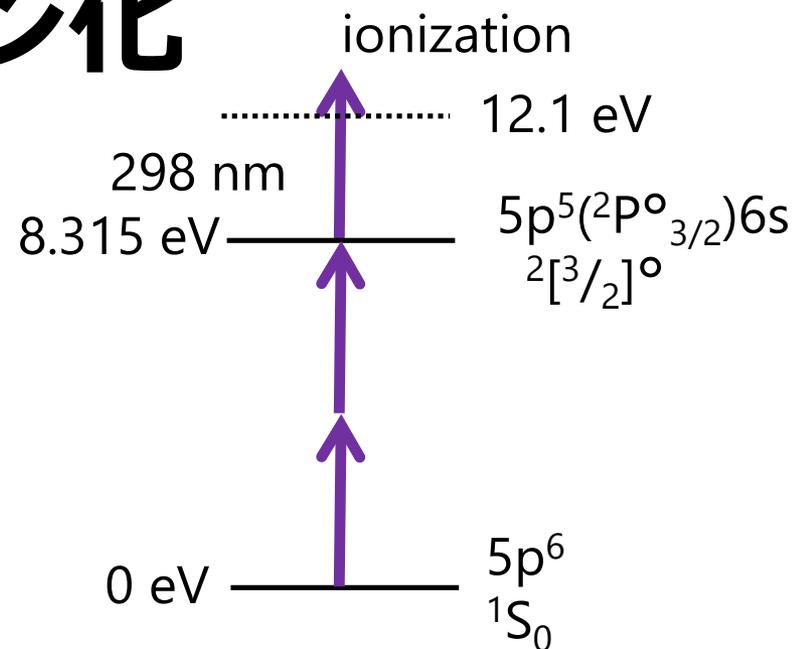
- ✓ 標的: Xenon (気体)  
RENPN実験の標的候補



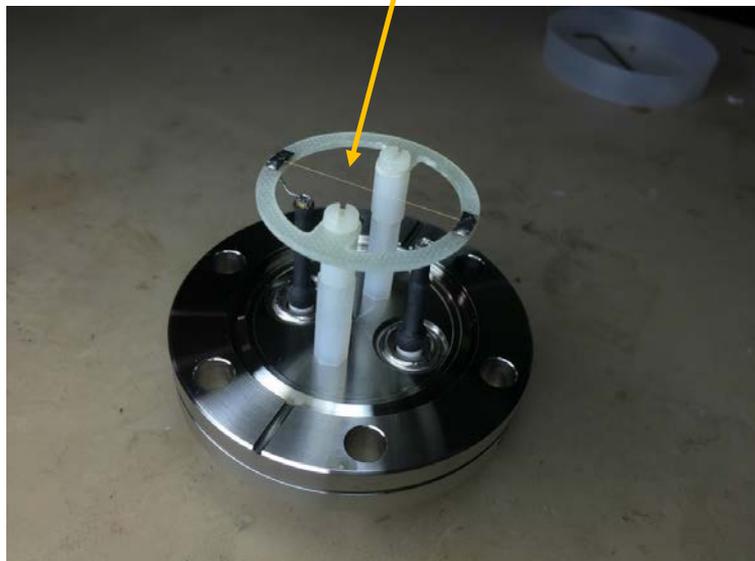
- $E1, E1 \times E1$ : 禁制
- $E1 \times M1, E1 \times E1 \times E1$ : 許容

# Xe イオン化

- 励起されているか確認するため、イオン化による電子を観測
  - 励起状態が更に298 nmの光を吸うとイオン化する
- wire chamberで電子をガス増幅



タングステンワイヤー(Φ 50 μm)

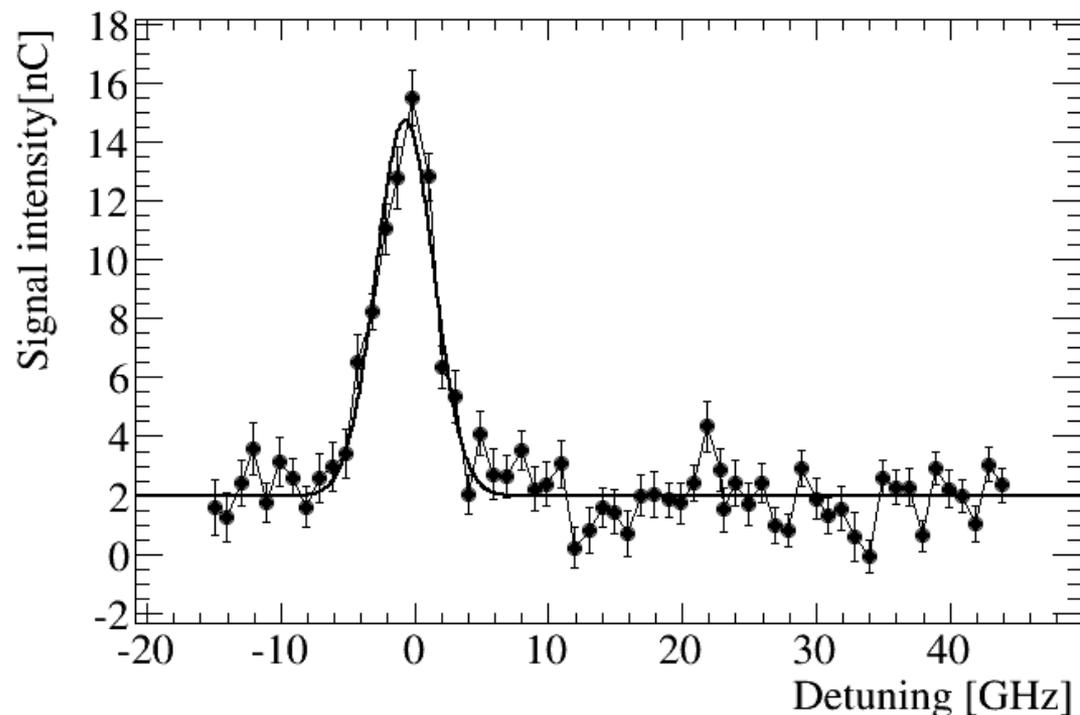
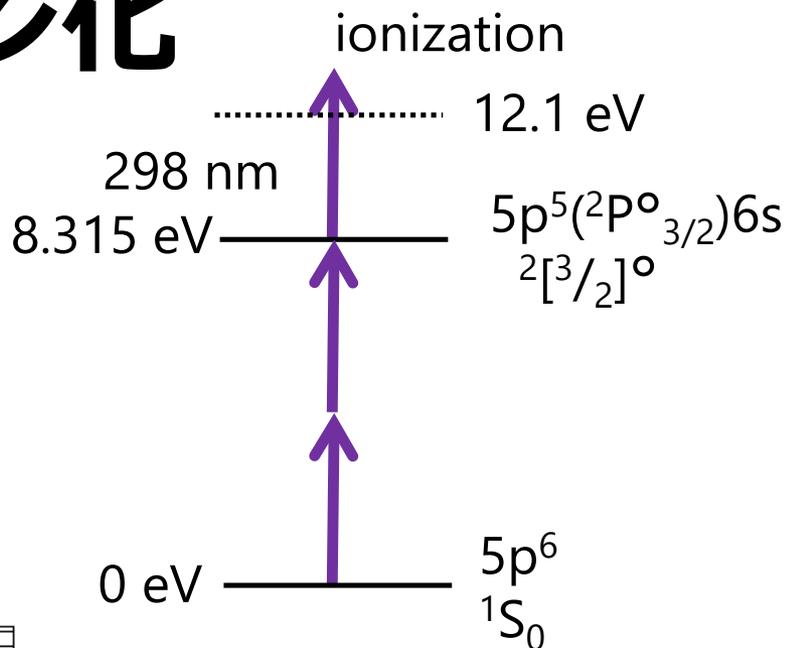


Xe gas chamber (0.1 atm)



# Xe イオン化

- 励起されているか確認するため、イオン化による電子を観測
- 励起状態が更に298 nmの光を吸うとイオン化する



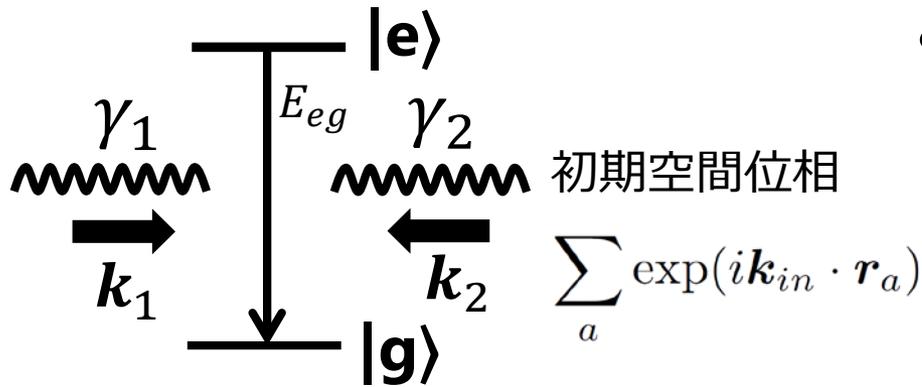
イオン化信号を確認

# まとめ

- ✓ SPAN計画：未知のニュートリノの性質の解明
  
- ✓ パラ水素振動準位の二光子放出過程増幅実験
  - 気体、固体標的で信号を観測
  - 同方向励起、対向励起で信号を観測
  - シミュレーションによる理解も進めている
    - 多くの部分は定性的に実験と一致しているが不明な点も
  
- ✓ 高次QED過程のレート増幅実験
  - Xe原子を用いたE1×M1過程やE1×E1×E1過程の観測
  
- ✓ Background study等のRENFP実験に向けた研究

**Back up**

# boosted RENP



M. Tanaka, *et al.*  
 Phys. Rev. D **96**, 113005 (2017)

- 脱励起光子のエネルギー閾値

$$E_{th} = \omega_1 - \frac{(m_\nu + m_{\bar{\nu}})^2}{4\omega_2}$$

$$\omega_1 = \omega_2 = \frac{E_{eg}}{2} \text{の時 (no boost)}$$

$$E_{th} = \frac{E_{eg}}{2} - \frac{(m_\nu + m_{\bar{\nu}})^2}{2E_{eg}}$$

- RENP rate

$$\Gamma = (\text{Dirac/Majorana 共通項}) + (\text{干渉項})$$

Majorana粒子の時のみ

$$(\text{干渉項}) \propto \text{Re}(U_{ej}^* U_{ei} - \delta_{ij}/2)^2 m_j m_i / s$$

Majorana CP位相 ( $\alpha$ ) に感度

# REN P rate

導出はN. Song et al. Phys. Rev. D **93**, 013020 (2016)等参照

$$\frac{dN_\gamma(\omega)}{dt} = 6G_F^2 V_{\text{tar}} n^3 (2J_p + 1) C_{ep} \gamma_{pg} \frac{E_{eg}}{E_{pg}^3} I(\omega) \eta_\omega(t)$$

$n$ : 標的密度

$V$ : 標的体積

$\epsilon$ : 準位間エネルギー

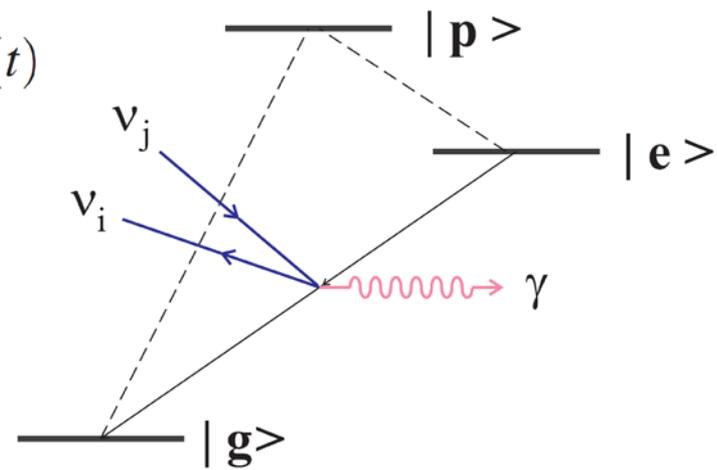
$\gamma$ : 準位間遷移レート

$G_F$ : Fermi結合定数

$J$ : 角運動量

$C$ : atomic spin factor

$\eta$ : dynamical factor



$I$ : spectral function

$$I(\omega) = \frac{1}{(\omega - E_{eg})^2} \sum_{ij} \Delta_{ij}(\omega) [ |a_{ij}|^2 I_{ij}(\omega) - \delta_M m_i m_j \text{Re}(a_{ij})^2 ] \Theta \left( \omega - \frac{E_{eg}}{2} + \frac{(m_i + m_j)^2}{2E_{eg}} \right),$$

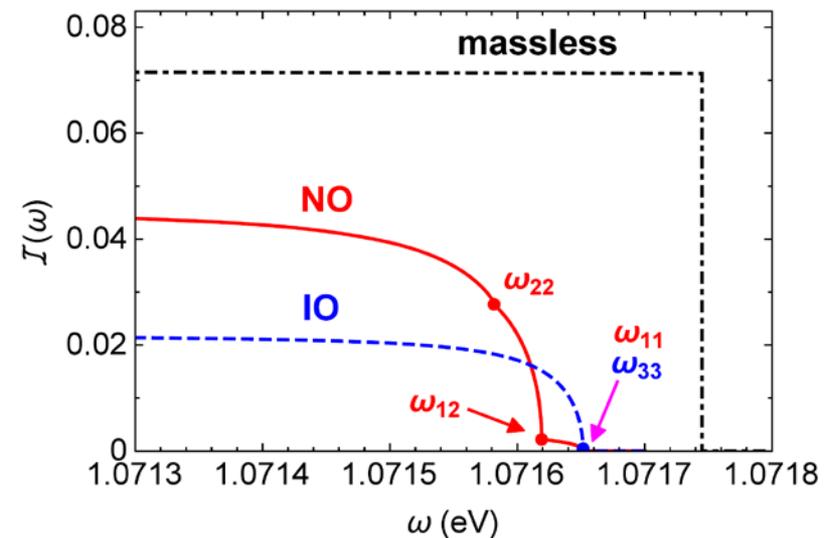
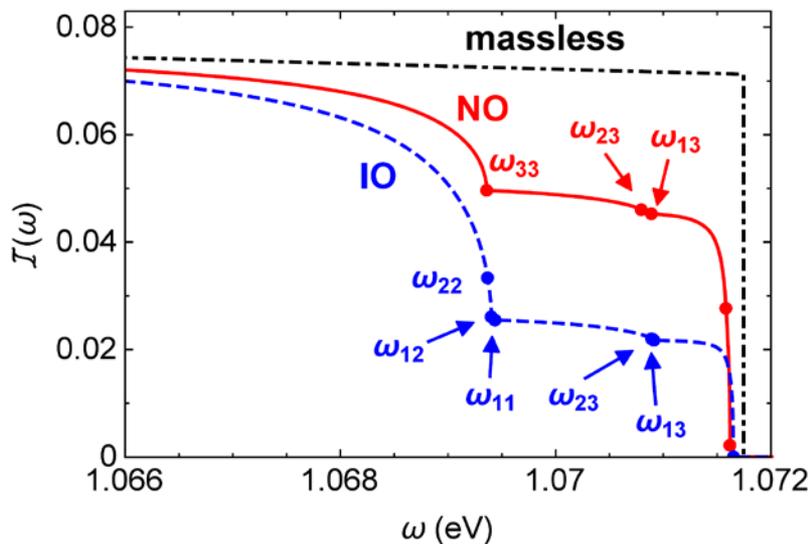
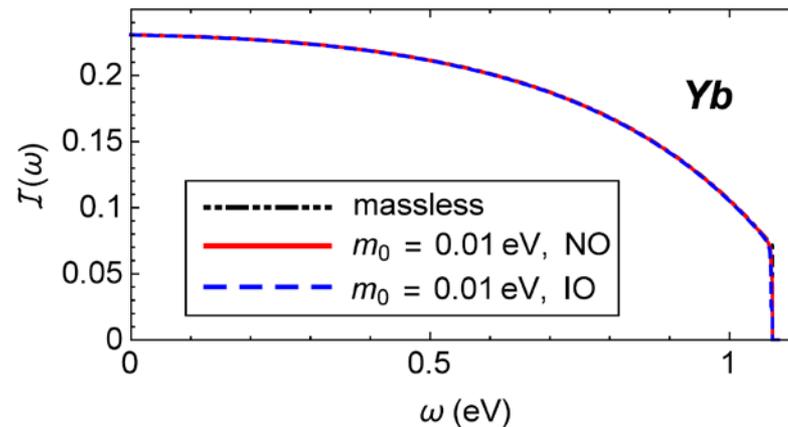
$$\Delta_{ij}(\omega) = \frac{[(E_{eg}(E_{eg} - 2\omega) - (m_i + m_j)^2)(E_{eg}(E_{eg} - 2\omega) - (m_i - m_j)^2)]^{1/2}}{E_{eg}(E_{eg} - 2\omega)},$$

$$I_{ij}(\omega) = \frac{1}{3} \left[ E_{eg}(E_{eg} - 2\omega) + \frac{1}{2} \omega^2 - \frac{1}{6} \omega^2 \Delta_{ij}^2(\omega) - \frac{1}{2} (m_i^2 + m_j^2) - \frac{1}{2} \frac{(E_{eg} - \omega)^2}{E_{eg}^2 (E_{eg} - 2\omega)^2} (m_i^2 - m_j^2)^2 \right]$$

# RENP threshold energy

$$\omega_{ij} = \frac{\epsilon_{eg}}{2} - \frac{(m_i + m_j)^2}{2\epsilon_{eg}}$$

J. Zhang and S. Zhou,  
Phys. Rev. D **93**, 113020 (2016)

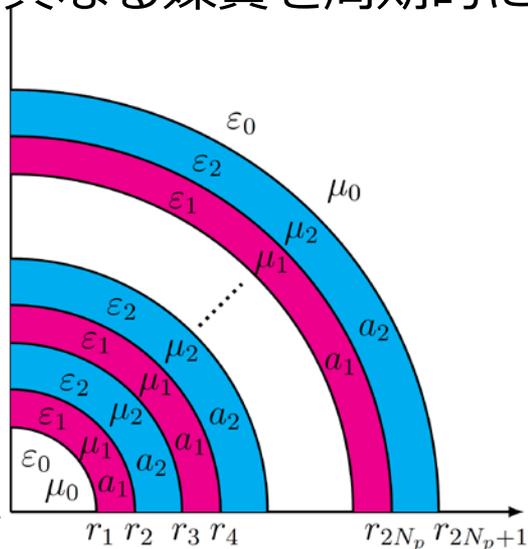


# 背景事象の抑制

- Photonic Crystal Waveguide を用いた 3 光子過程の抑制
  - 多光子過程はRENPNの主要な背景事象になりうる
  - 導波路中に閉じ込められた系では光子が有効質量を持つため放出レートが変化する(パーセル効果)

## Bragg fiber

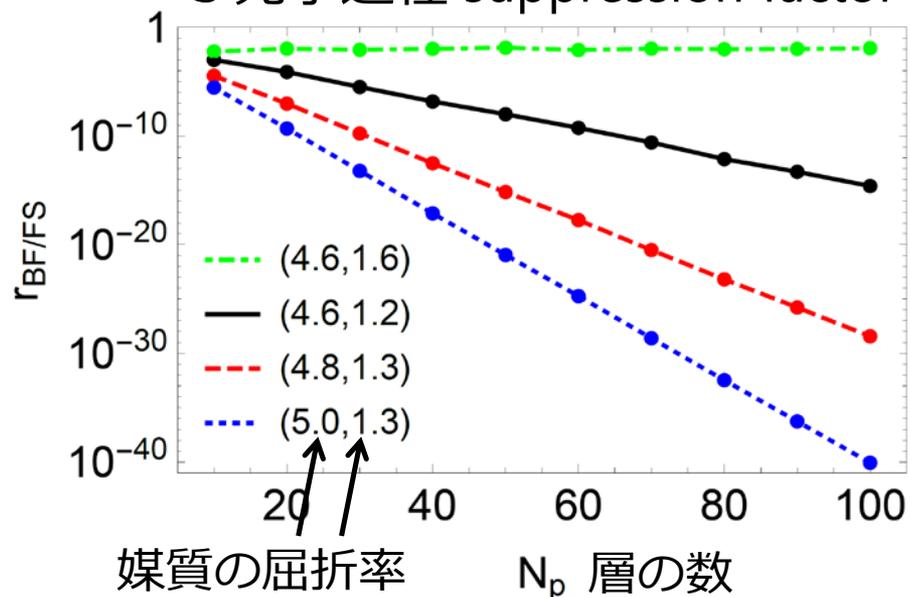
屈折率の異なる媒質を周期的に並べる



M.Tanaka et al.

Prog. Theor. Exp. Phys. **2017** 043B03

## 3 光子過程 suppression factor

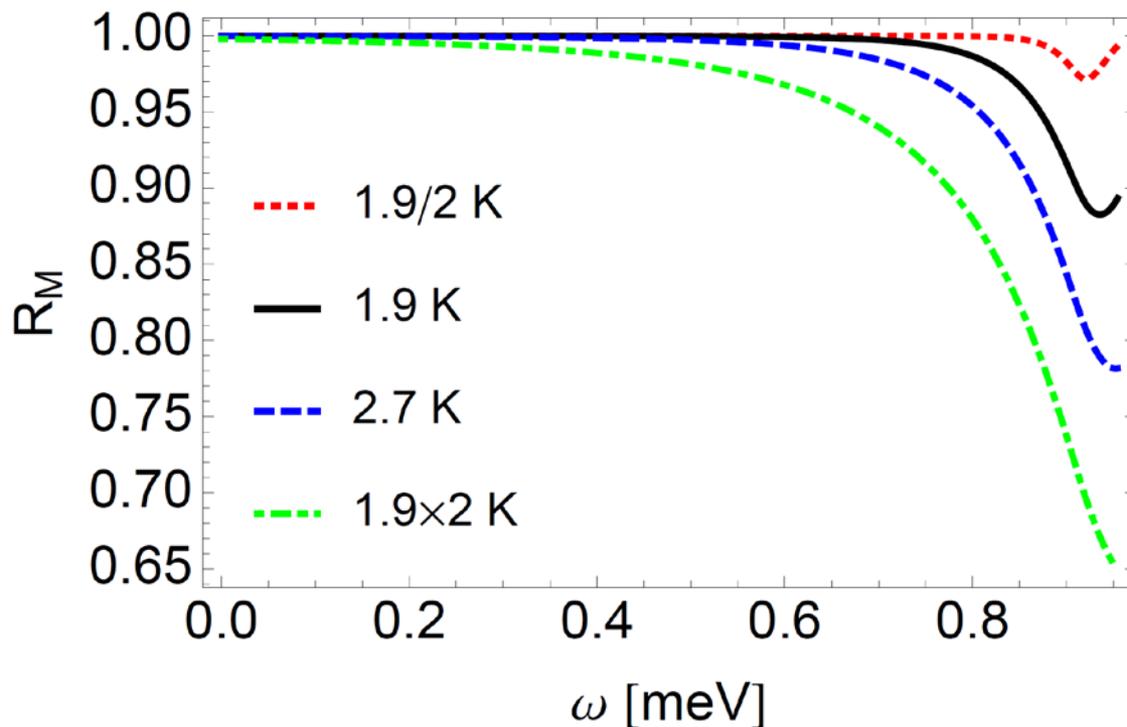


# CvB search

- RENPN過程のスペクトルがCvBの存在によるPauli blockingの影響を受けて歪む

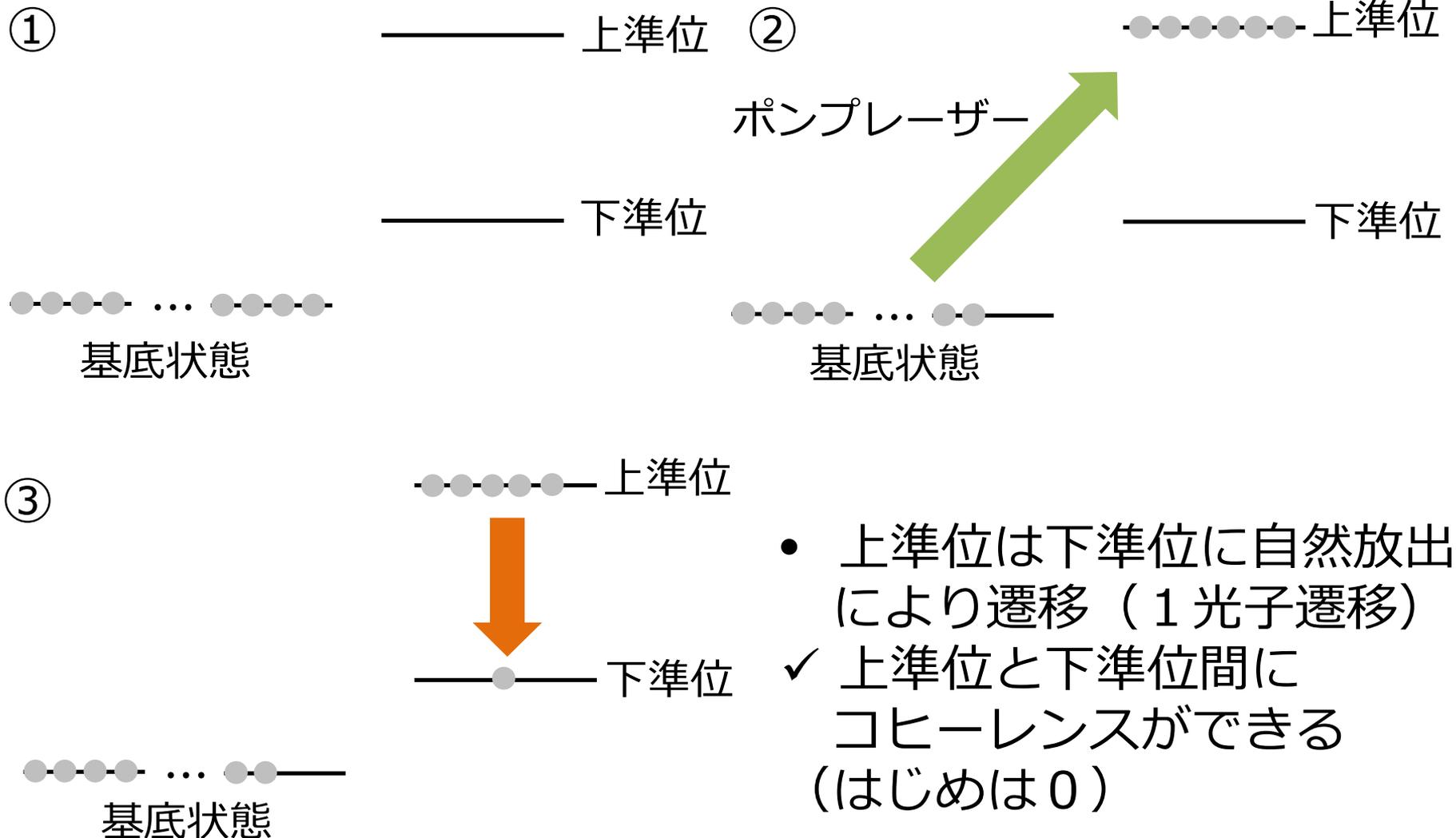
$$m_0 = 5 \text{ meV}, \epsilon_{eg} = 11 \text{ meV}$$

M. Yoshimura, N. Sasao, and M. Tanaka,  
Phys. Rev. D **91**, 063516 (2015)

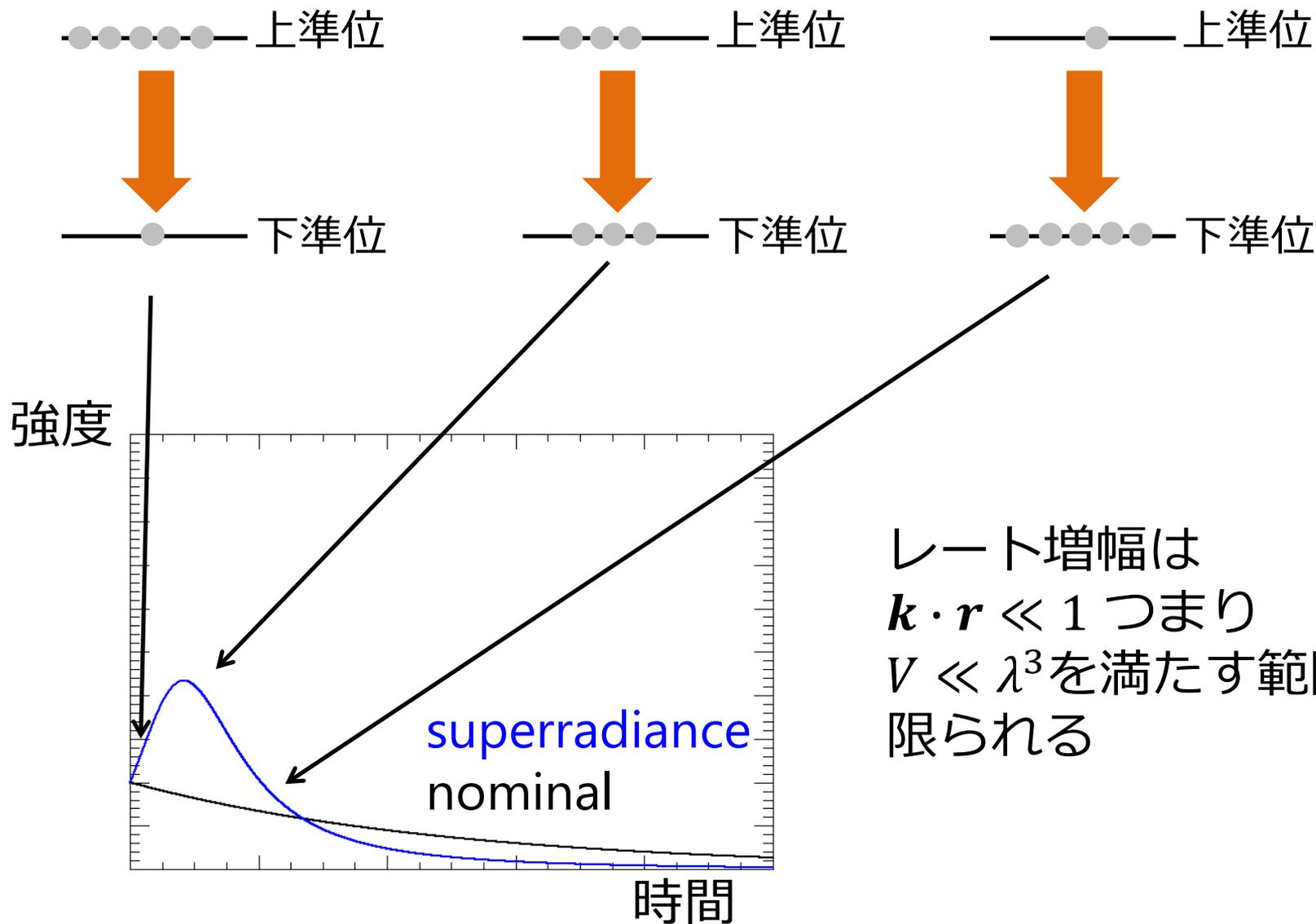


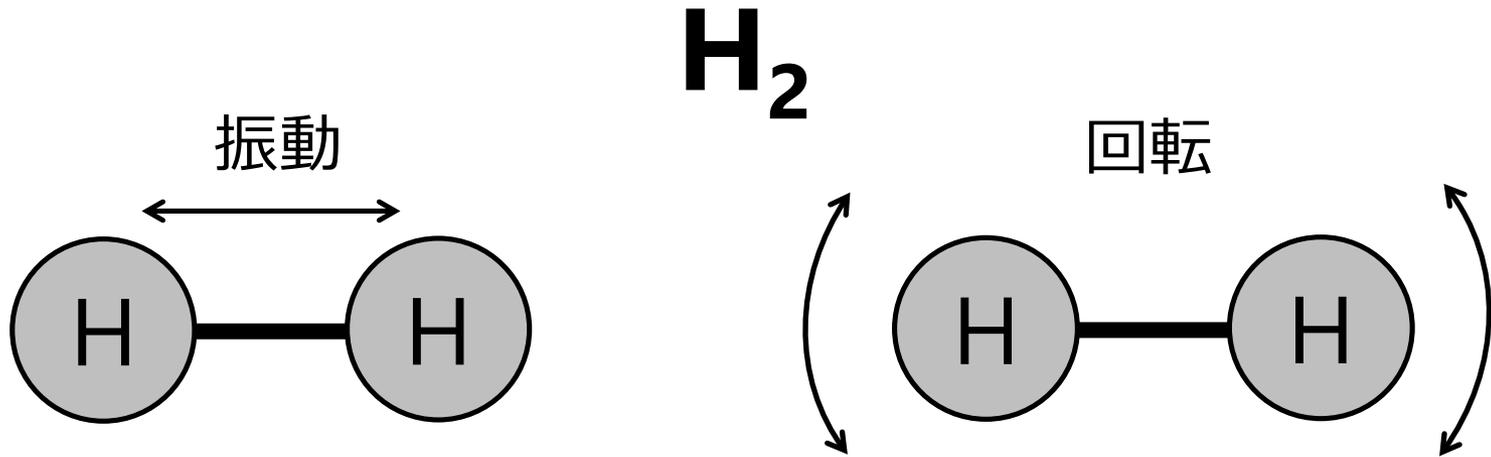
CvBの温度を測定することも原理的に可能

# Superradiance



# Superradiance





- 振動・回転が量子化される

### ✓ 波動関数の対称性

$$\psi = \psi_{\text{electron}} \psi_{\text{vibration}} \psi_{\text{rotation}} \psi_{\text{nuclearspin}}$$

核の置換に対して  
**反対称**

基底状態では  
**対称**

	$\psi_{\text{nuclearspin}}$	$\psi_{\text{rotation}}$
ortho-H <sub>2</sub>	対称	反対称
para-H <sub>2</sub>	反対称	対称

➡ オルソ水素では J=odd, パラ水素では J=even しかとれない

# 水素分子の準位

回転準位

E (meV)

$$E \propto J(J + 1)$$

J=3

J=2

J=1

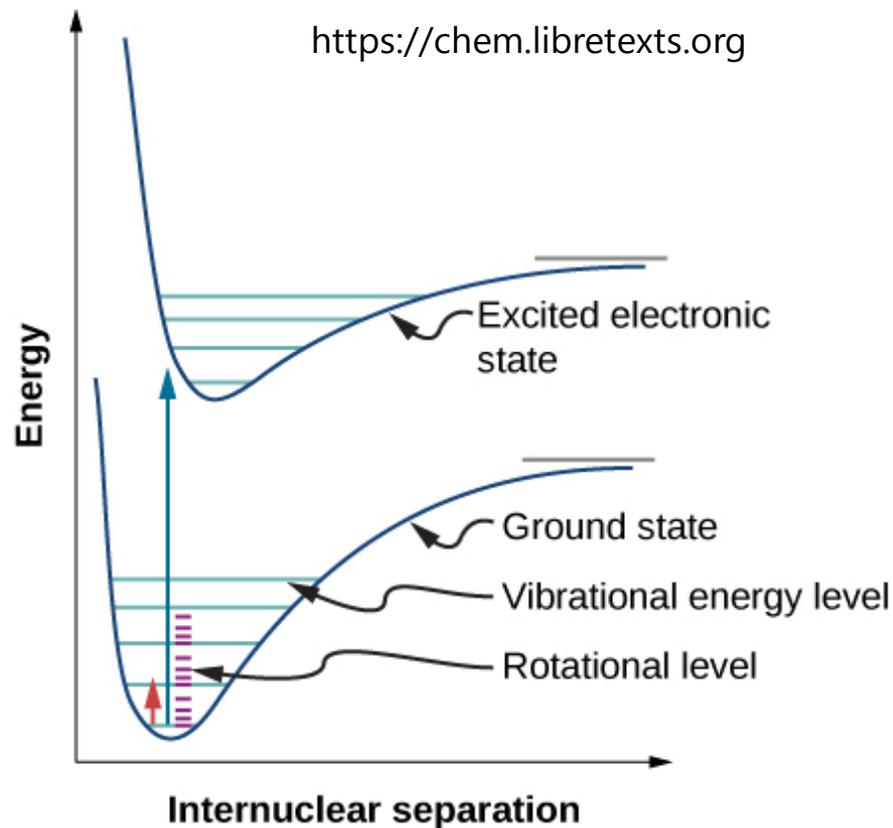
J=0

44  
(510 K)

0

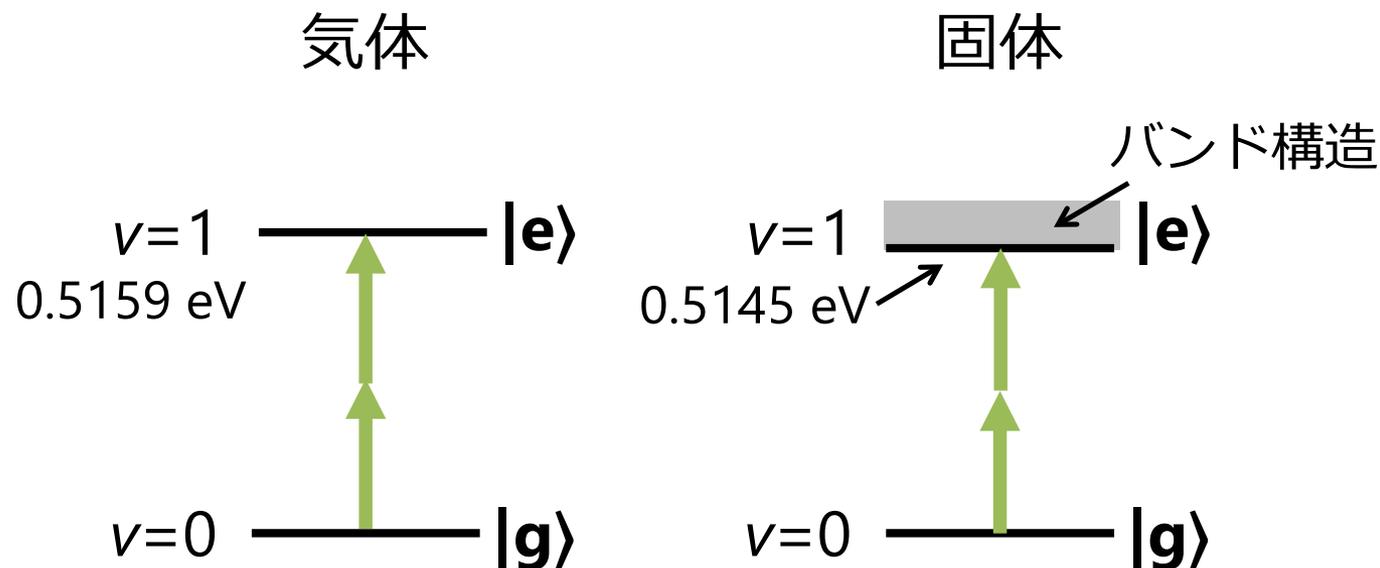
p-H<sub>2</sub>

o-H<sub>2</sub>



- オルソ水素からパラ水素への移行は外部との相互作用がない限り禁制
- 低温ではJ=0が主
- $E_{\text{electric}} \gg E_{\text{vibration}} \gg E_{\text{rotation}}$

# パラ水素準位



- 固体パラ水素で $v=1$ の準位に2光子励起できるのはバンド構造の一番下の準位
- その他の準位はフォノンの励起も伴うため禁制 (結晶の不完全性があれば励起されるかも)

# パラ水素容器

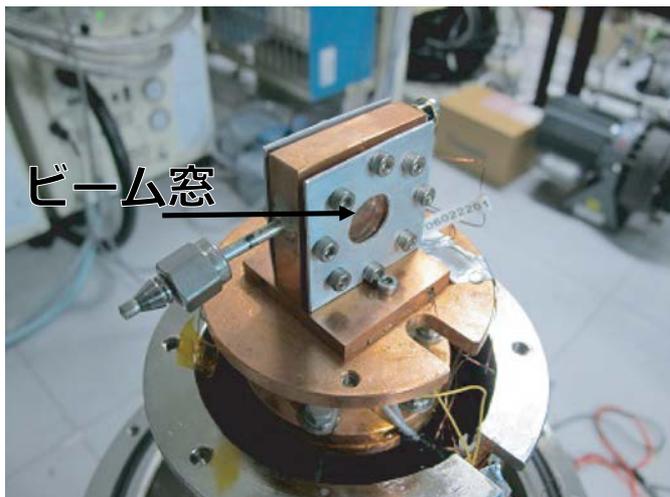
気体実験用セル (15 cm)



気体実験の場合  
外側は液体窒素で冷却( $\sim 78$  K)



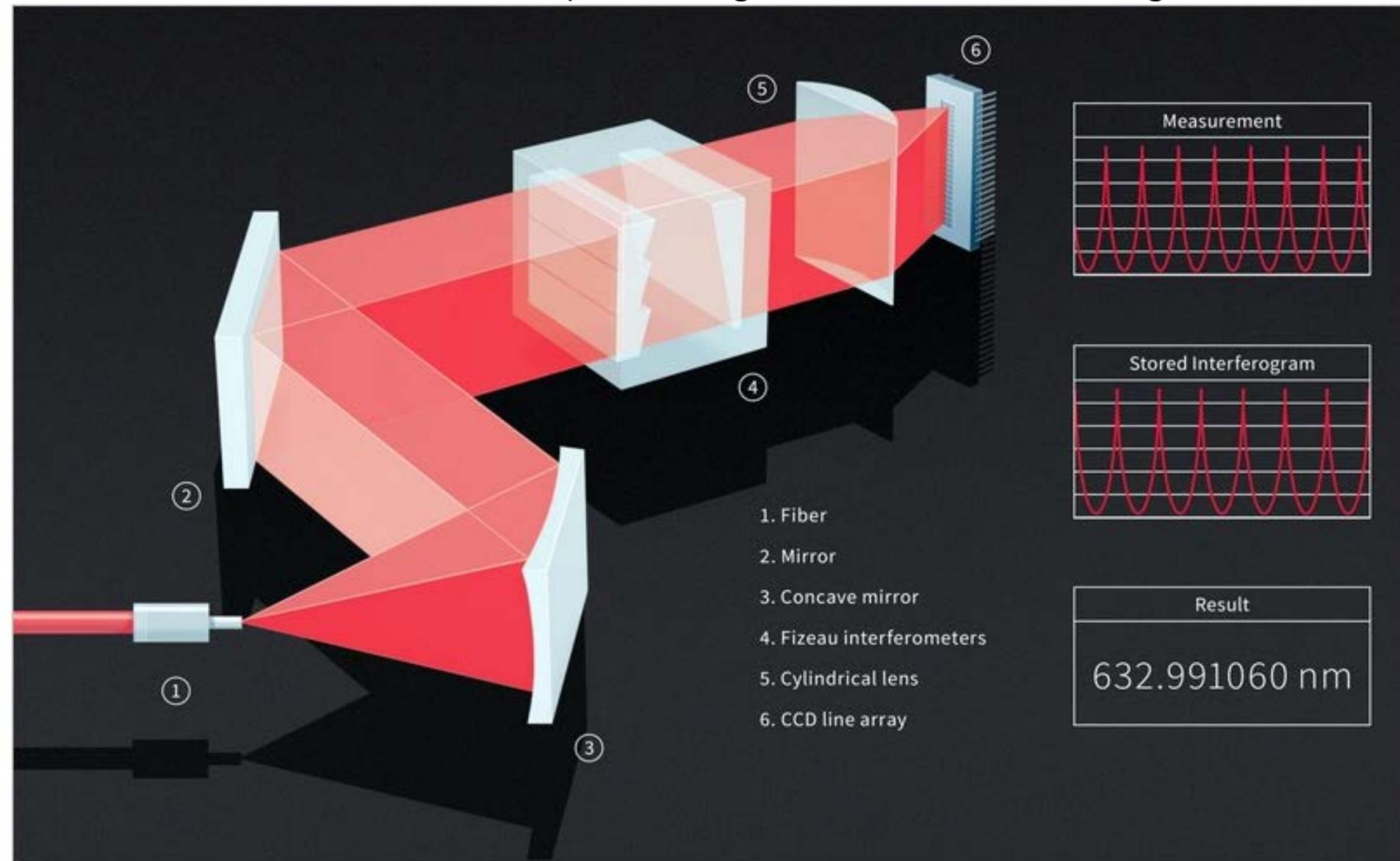
固体実験用セル (5 mm)



固体実験の場合  
Gifford-Macmahon冷凍機で冷却( $\sim 4$  K)

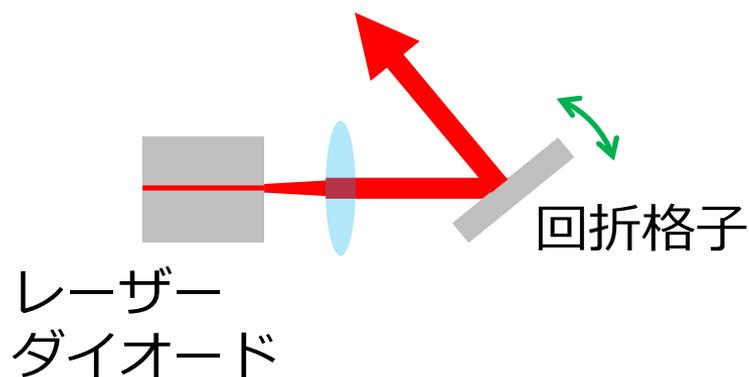
# 波長計

<http://www.highfinesse.com/en/wavelengthmeter>

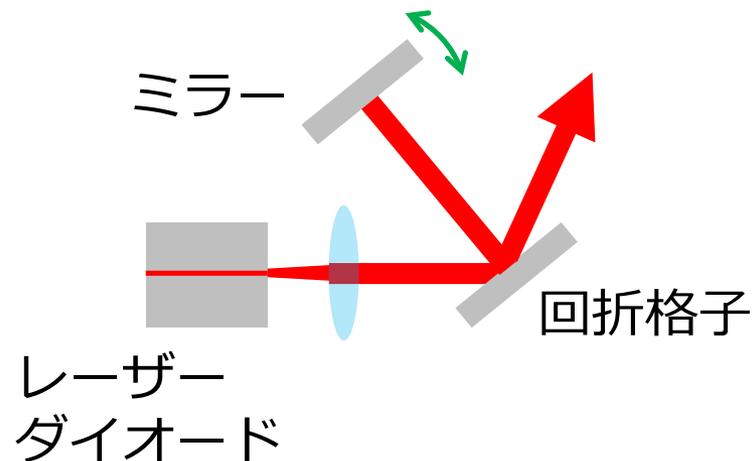


# External cavity diode laser

Littrow型

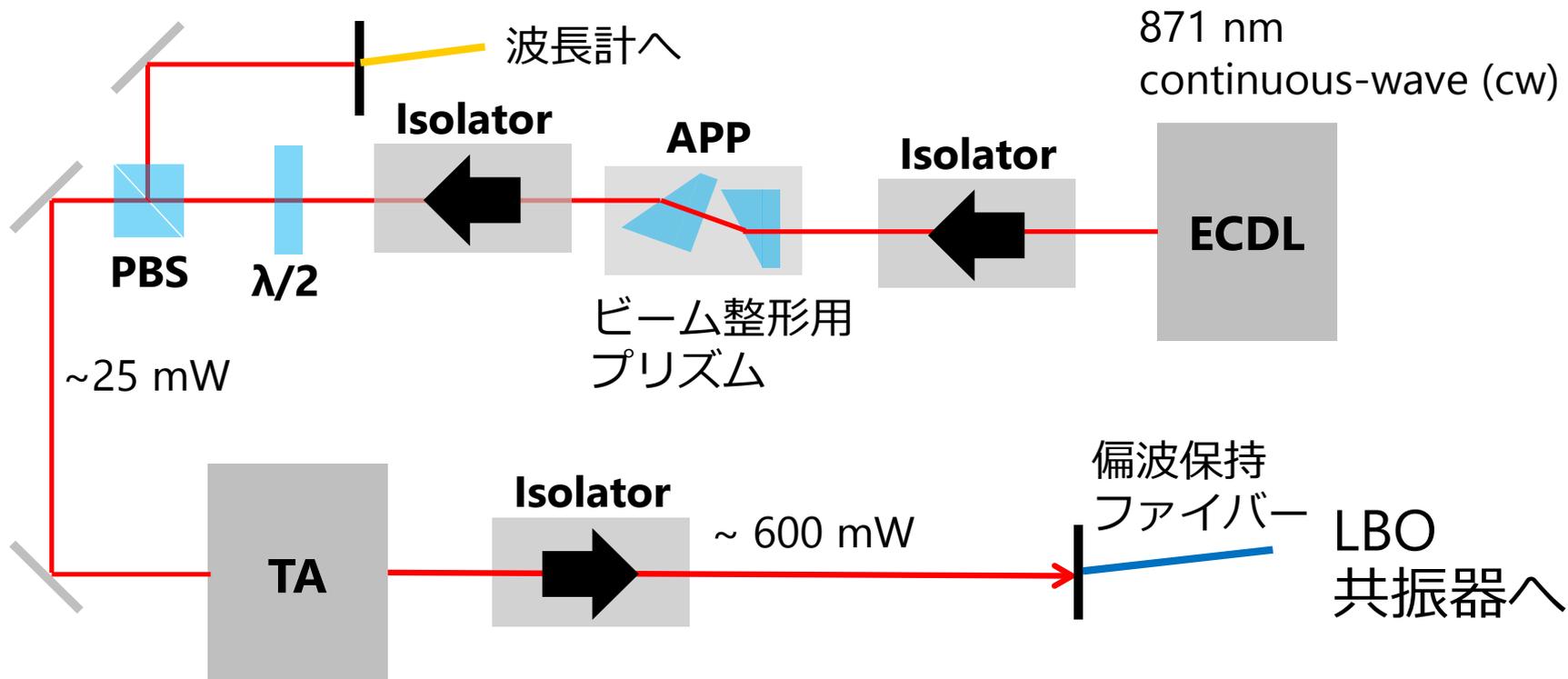


Littman-Metcalf型



- Littrow型の方がレーザーパワーが高い
- Littman-Metcalf型は出射方向が一定

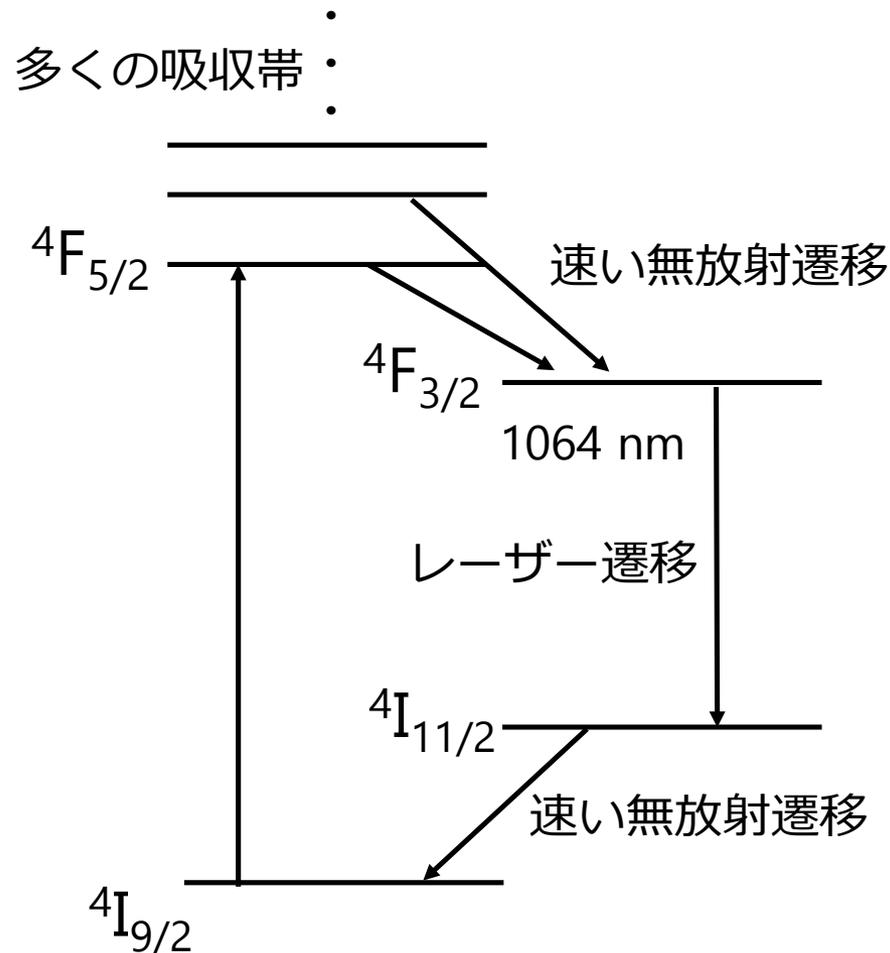
# 871nm cw光源 Setup



- ECDL (external cavity diode laser), TA (tapered amplifier)は自作のものを使用
- 波長の微調整 (ピエゾ素子) により detuning を変更

# Nd:YAG レーザー

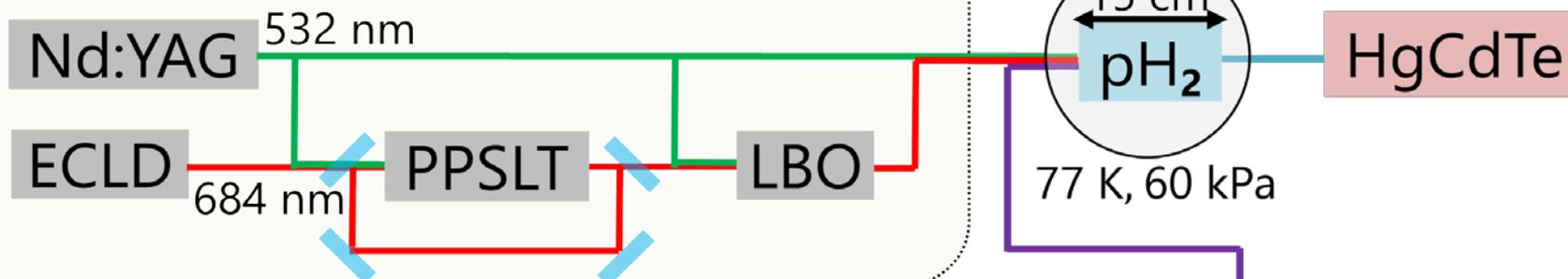
- よく使われる固体レーザー
- フラッシュランプで励起
- レーザー波長:1064 nm
- 母材: Yttrium Aluminum Garnet  
( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ )
  - 熱伝導率などの性質が良い
- $\text{Y}^{3+}$ の一部を $\text{Nd}^{3+}$ に置換
  - 利得媒質に用いる
- 外部からseed 光を入射することで狭線幅化



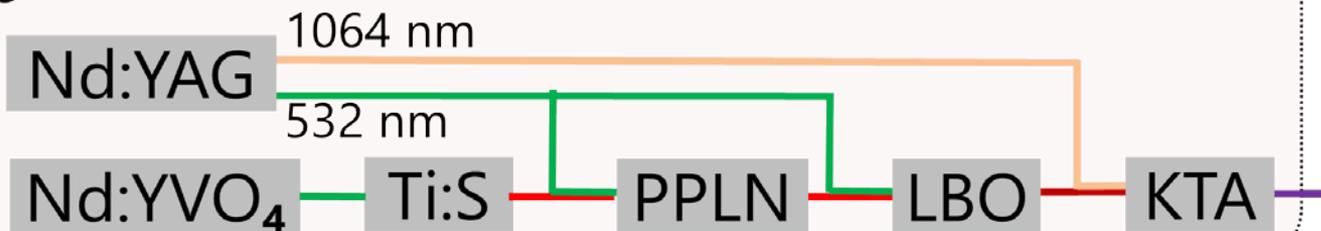
# パラ水素同方向励起実験

laser setup

*driving lasers for coherence generation*



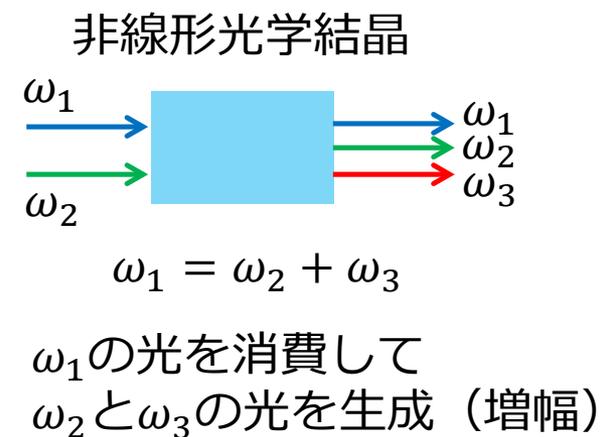
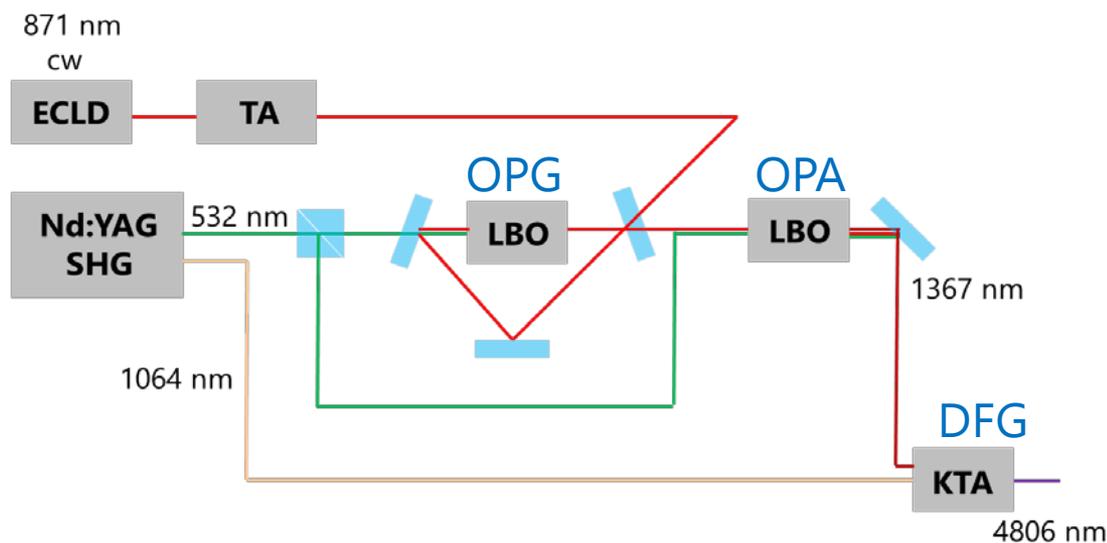
*trigger laser*



changing  $\lambda_{\text{trigger}}$  by changing  $\lambda_{\text{Ti:S}}$

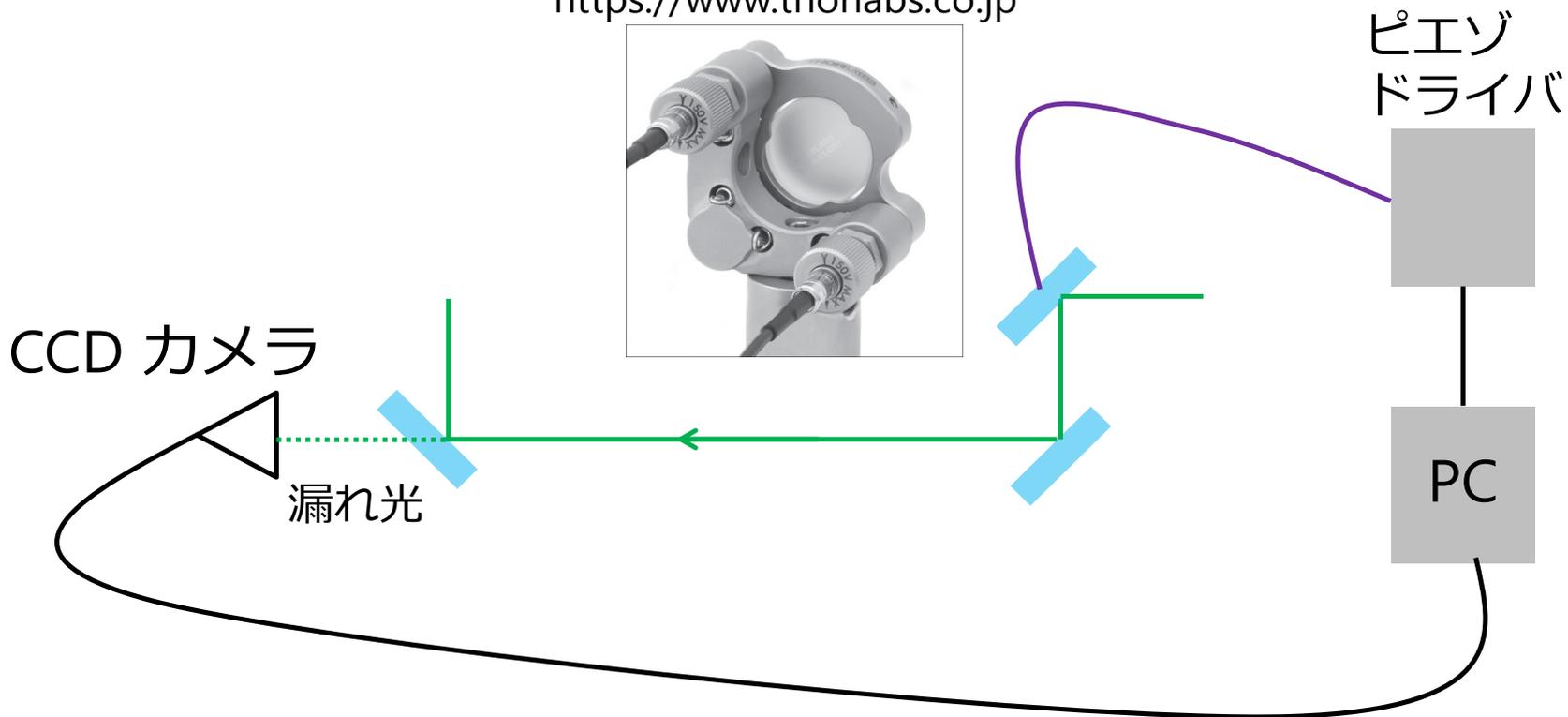
# 中赤外光の生成

- OPG(optical parametric generation)
    - 532 nmのパルス光(ポンプ光)と871 nmのcw光 (シード光) から 871 nmのパルス光と1367 nmのアイドラー光を生成
  - OPA(optical parametric amplification)
    - 532 nmのポンプ光と871 nmのパルス光 (アイドラー光) から 1367 nmのシグナル光を生成
  - DFG(differential frequency generation)
    - 1064 nmのポンプ光と1367 nmのパルス光から4806 nmの光を生成
- ✓ 名前は異なるが原理は同じ



# ビーム位置制御

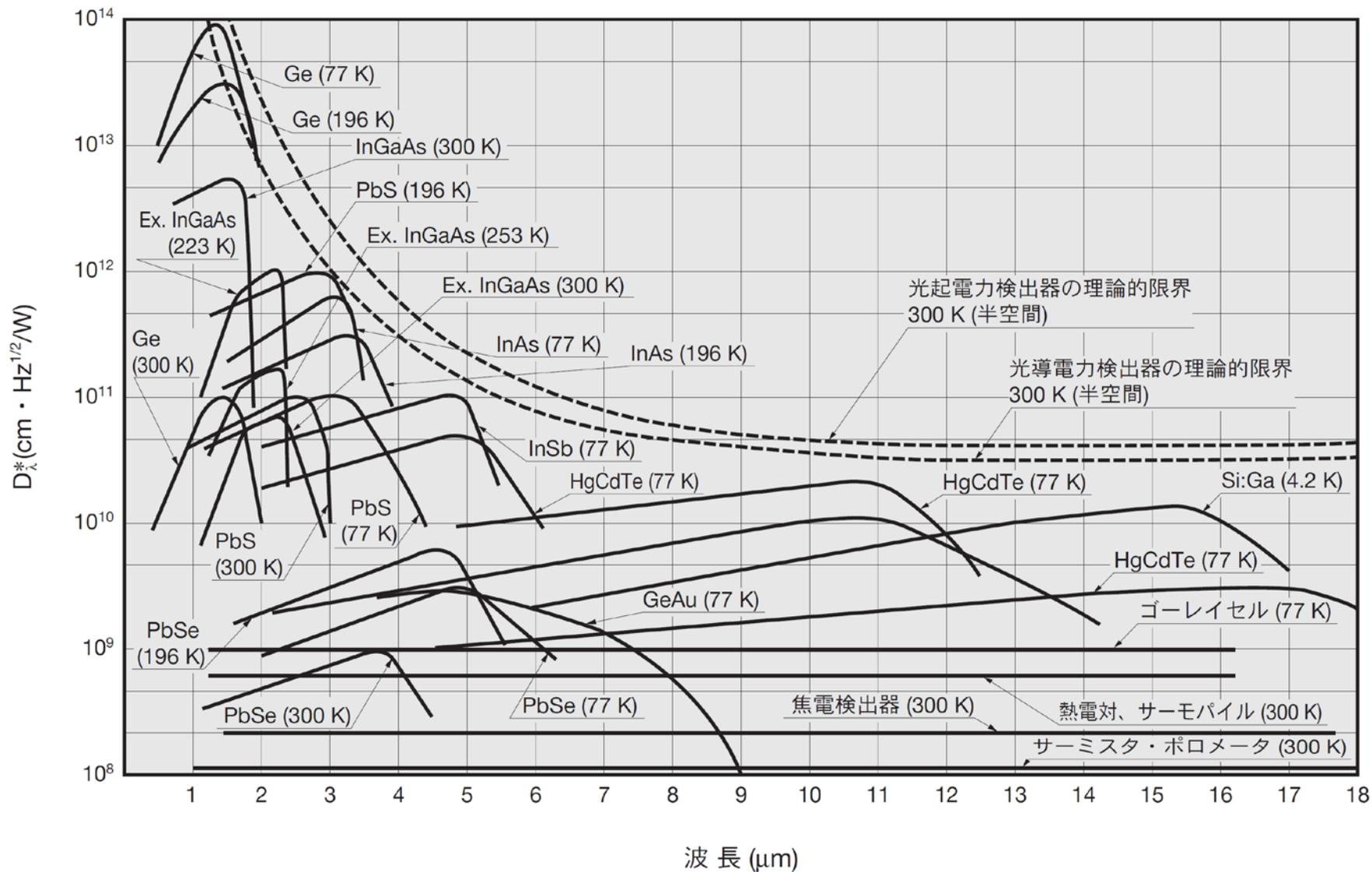
<https://www.thorlabs.co.jp>



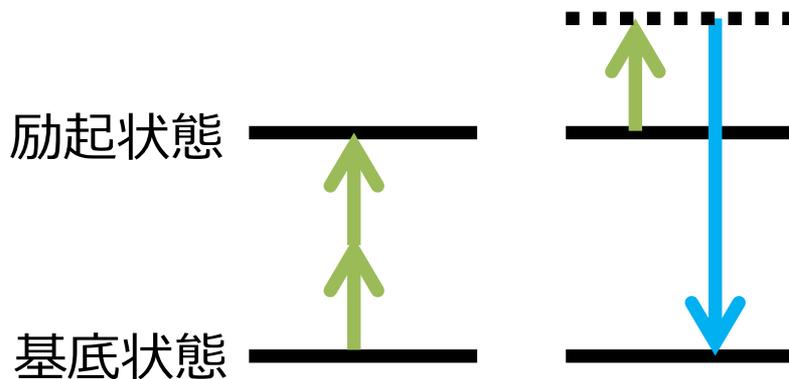
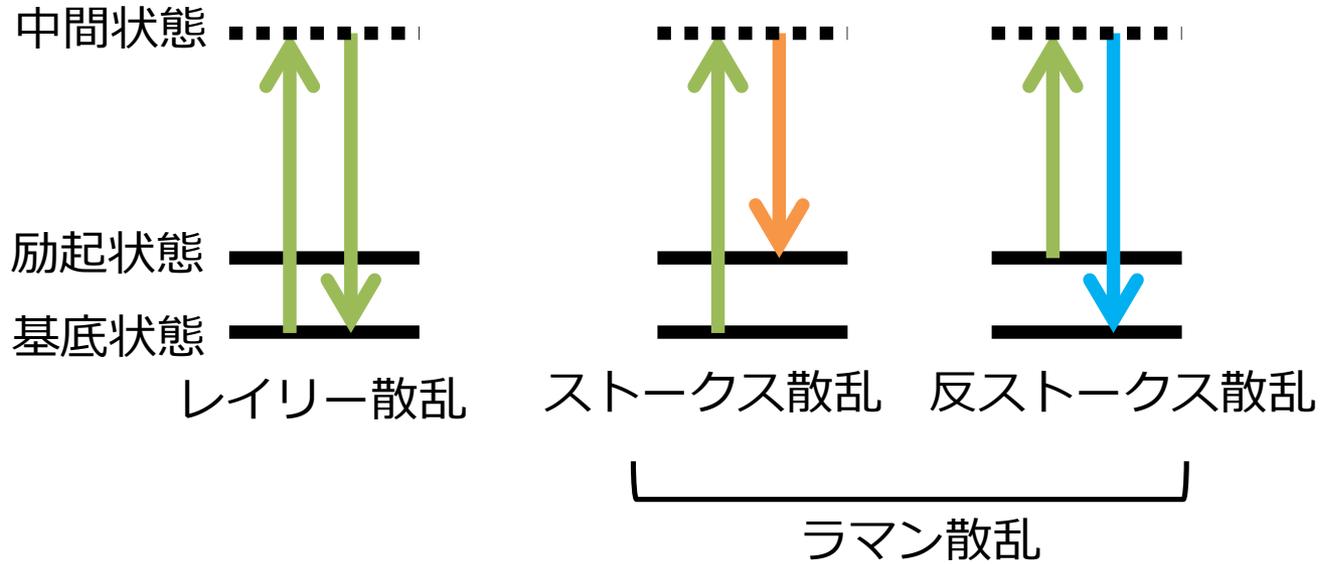
- ビーム位置(x,y)をCCDカメラでモニター
- 制御したい位置にビーム位置が合うように  
ピエゾドライバから電圧をかけて制御

# photodetector

浜松ホトニクス



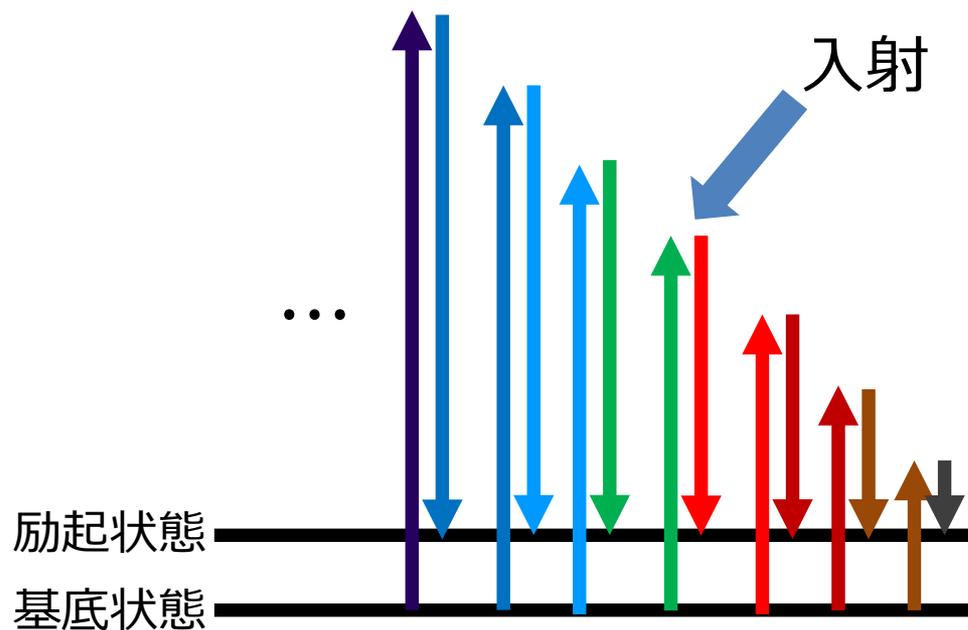
# コヒーレント反ストークス散乱



入射光の周波数の和が二準位間のエネルギーに相当する周波数に等しい場合、共鳴効果により強いコヒーレントな反ストークス光が生成

# パラ水素 Raman sideband

5 mJ/pulse  
532 nm  
683 nm  
5 mJ/pulse



Y. Miyamoto et al. PTEP **2014**, 113C01

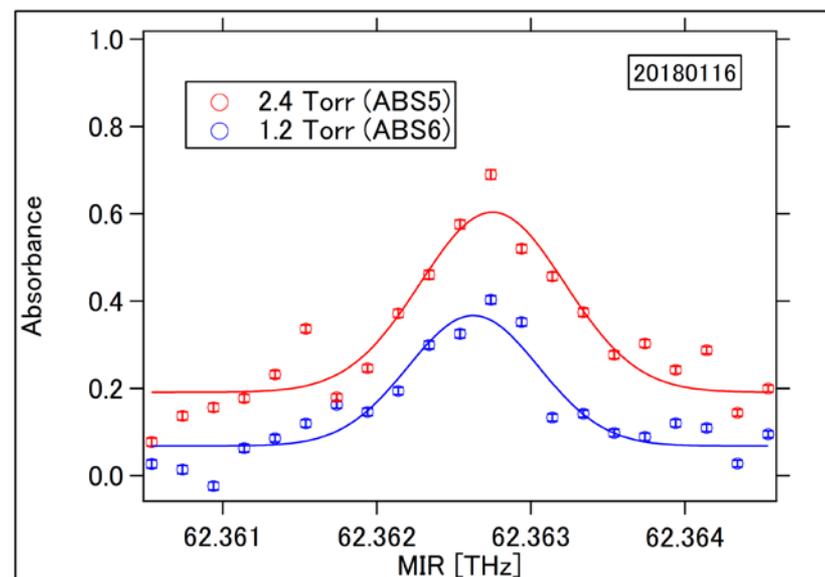
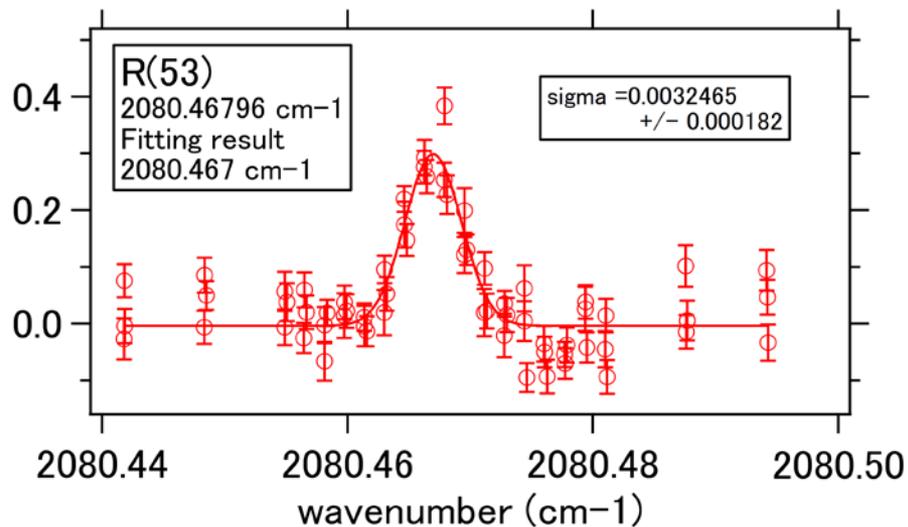


# 中赤外レーザー 線幅測定

- 硫化カルボニル (OCS)分子の回転準位を用いた吸収分光

ポンプレーザー

トリガーレーザー

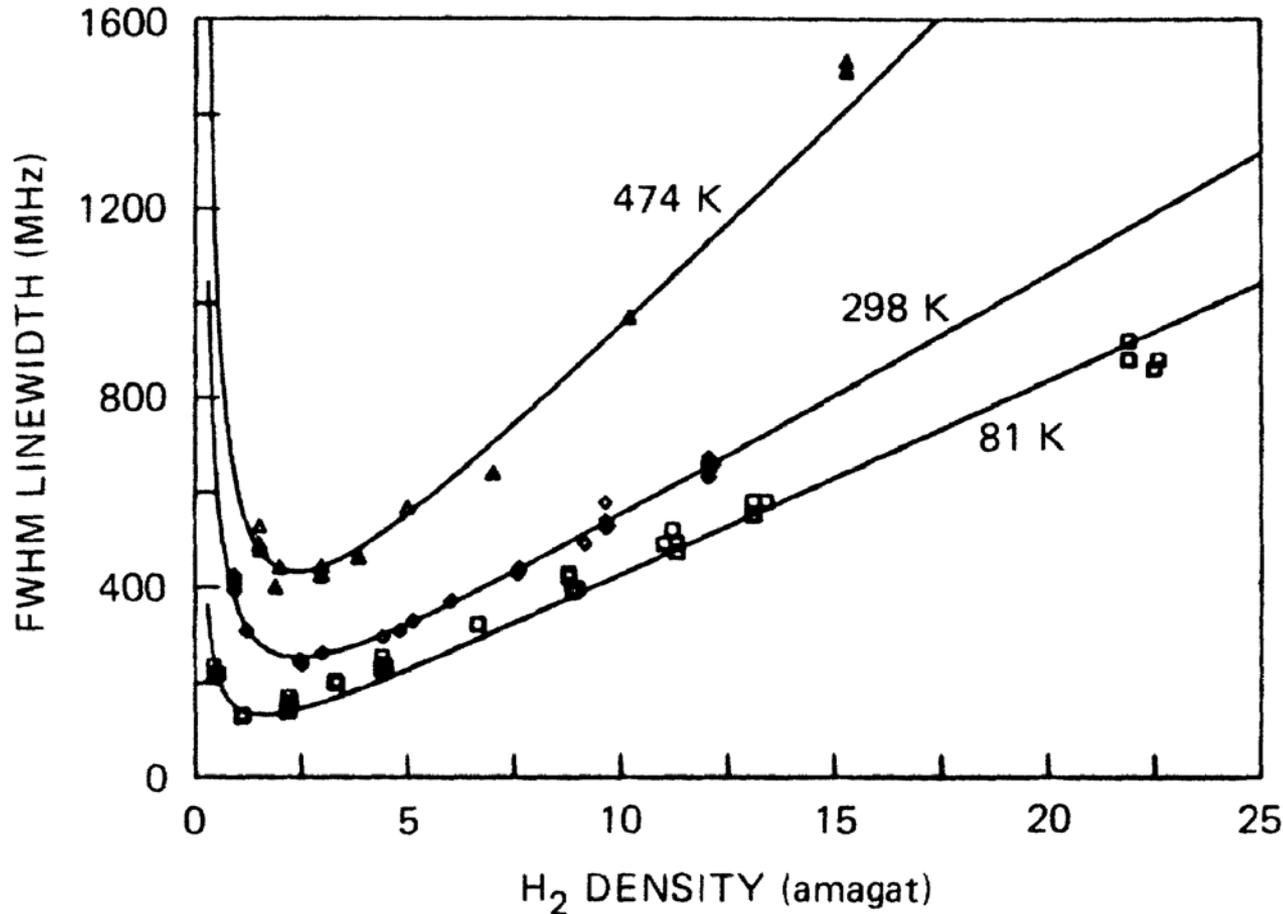


✓ 中赤外光のレーザー線幅

- トリガーレーザー：~1.2 GHz (FWHM)
- ポンプレーザー：145(16) MHz (FWHM)
  - フーリエ限界の約1.6倍程度
  - OPGをLBO結晶+三角cavityに変更した効果

# パラ水素気体 励起準位線幅

W. K. Bischel and M. J. Dyer, Phys. Rev. A, **33**(5) 3113 (1986)



$p$ : 圧力

$$\Delta\nu \approx A/p + Bp$$

で近似できる

低圧側 (同方向励起) : Doppler broadening + Dicke narrowing  
 高圧側 : pressure broadening

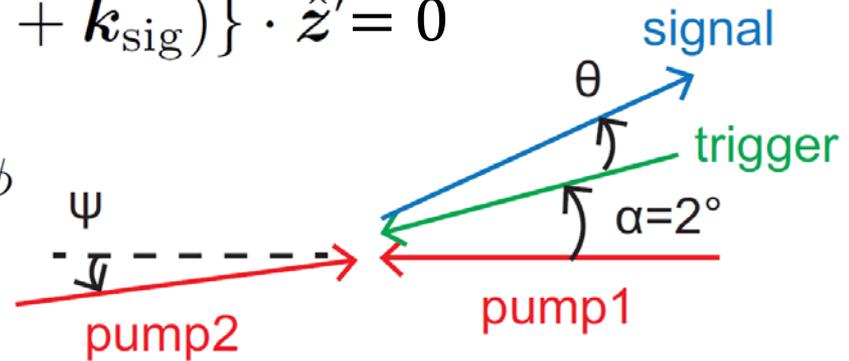
## トリガー周波数依存性実験(TPE)

$z'$ 方向: signal光が生成する方向  $\hat{z}' = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$

$z'$ 方向の運動量保存条件:

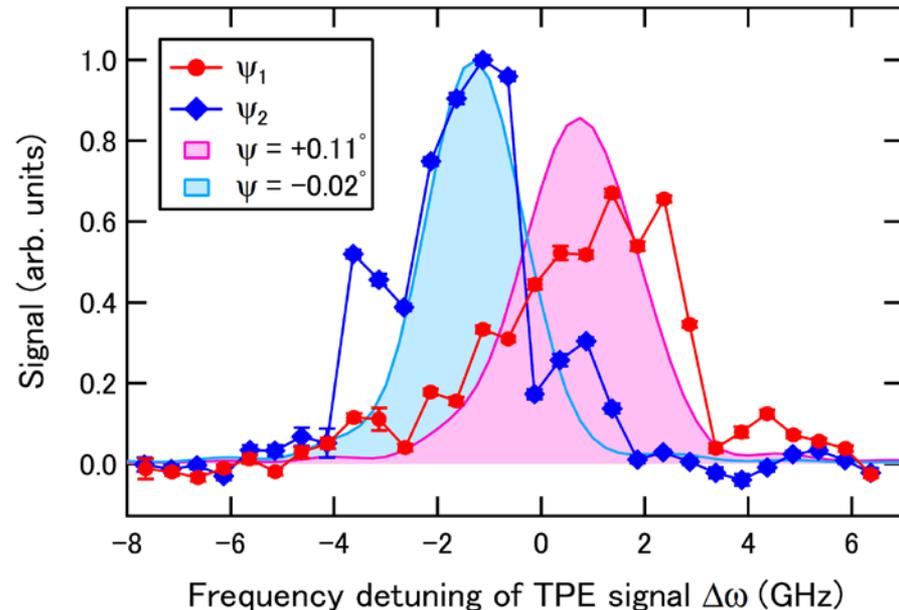
$$\Delta k_{\parallel} = \{(\mathbf{k}_{\text{pump1}} + \mathbf{k}_{\text{pump2}}) - (\mathbf{k}_{\text{trig}} + \mathbf{k}_{\text{sig}})\} \cdot \hat{z}' = 0$$

$$\Delta k_{\parallel} = 2k_{\text{pump}} \sin \frac{\psi}{2} \left\{ \cos \left( \alpha - \frac{\psi}{2} \right) \sin \theta \cos \phi + \sin \left( \alpha - \frac{\psi}{2} \right) \cos \theta \right\} + k_{\text{trig}} \cos \theta - k_{\text{sig}}$$

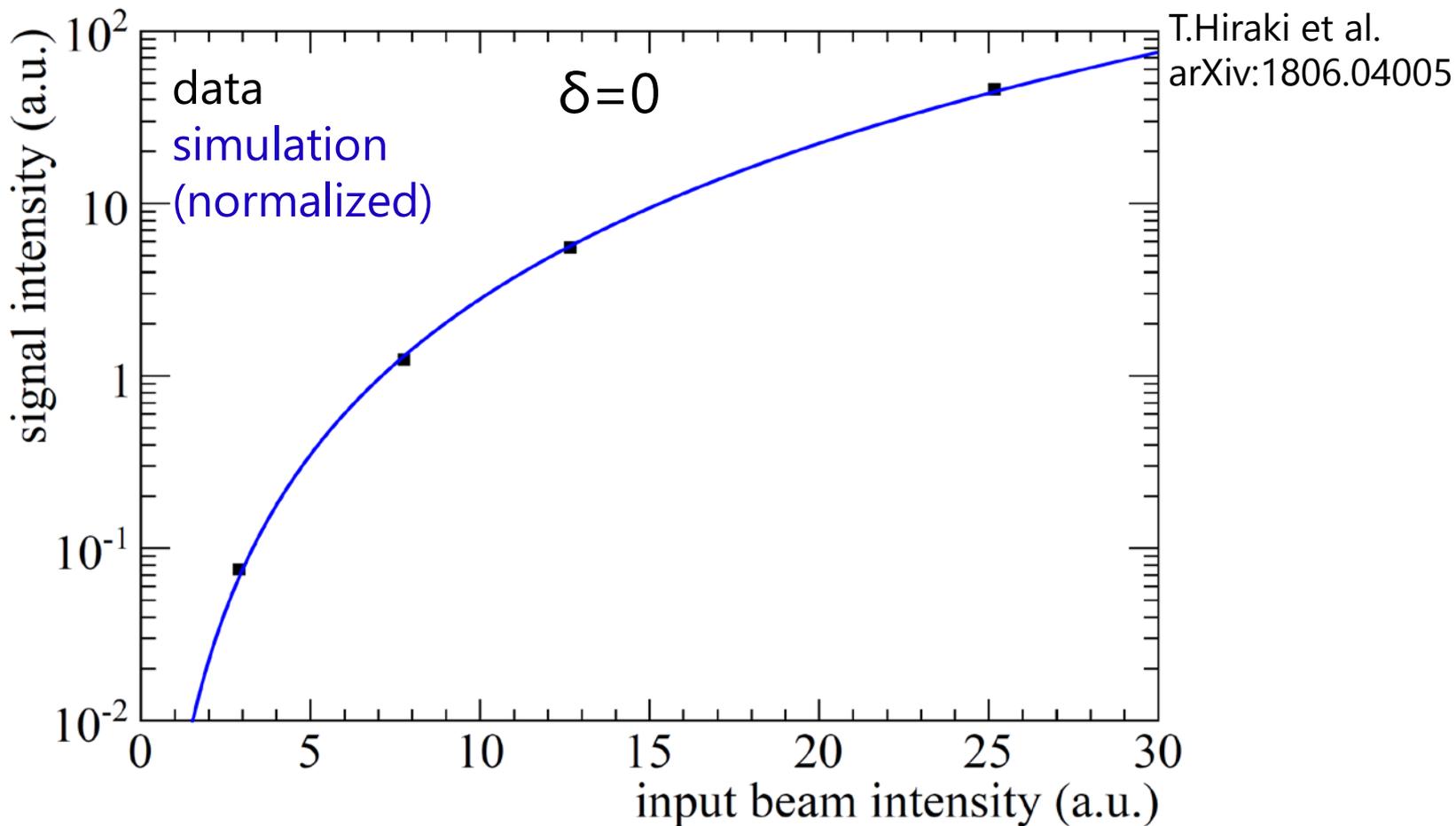


運動量保存条件が  
出射方向( $\theta, \phi$ )に依存

方向成分を積分した  
信号スペクトル



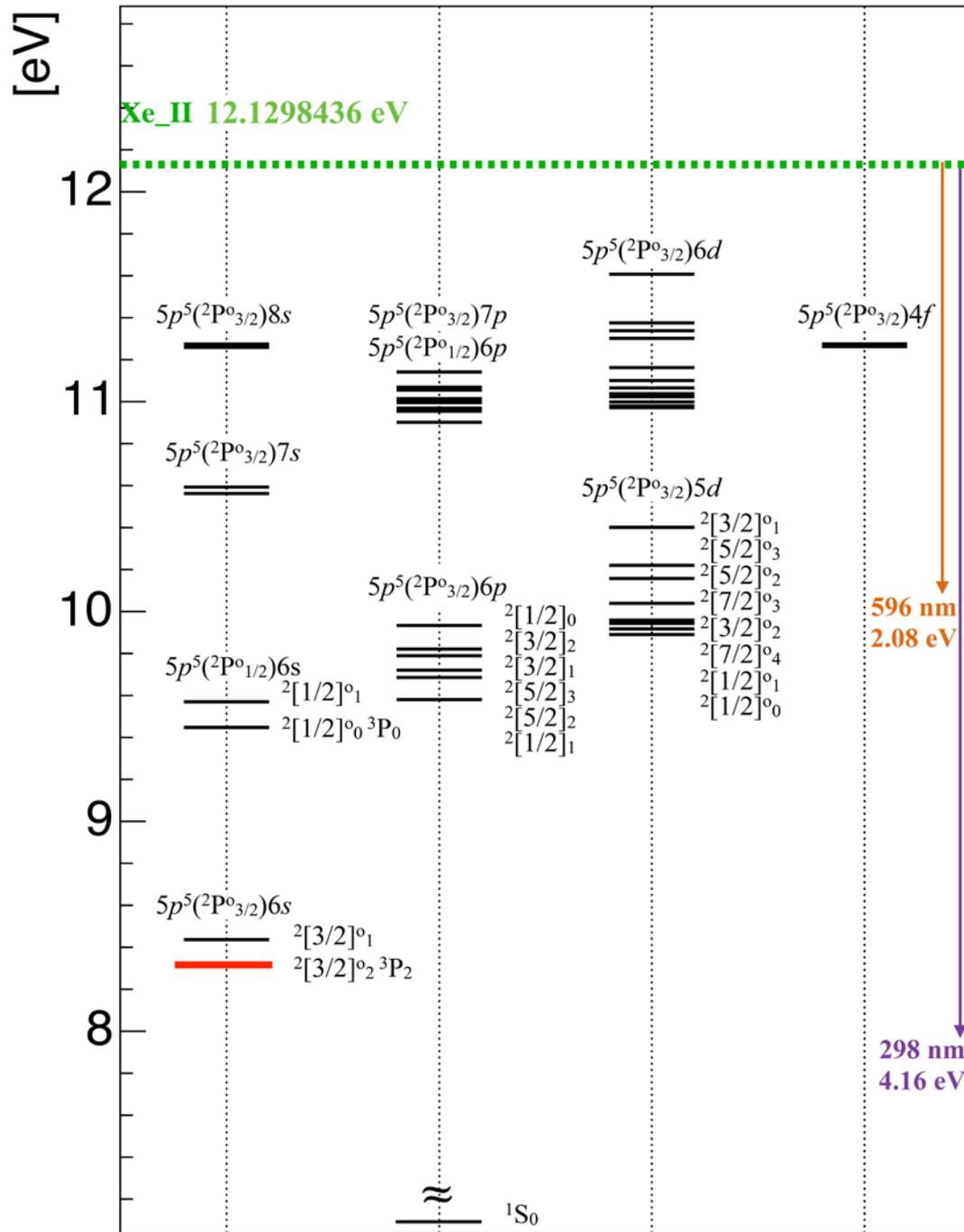
# 入射エネルギー依存性



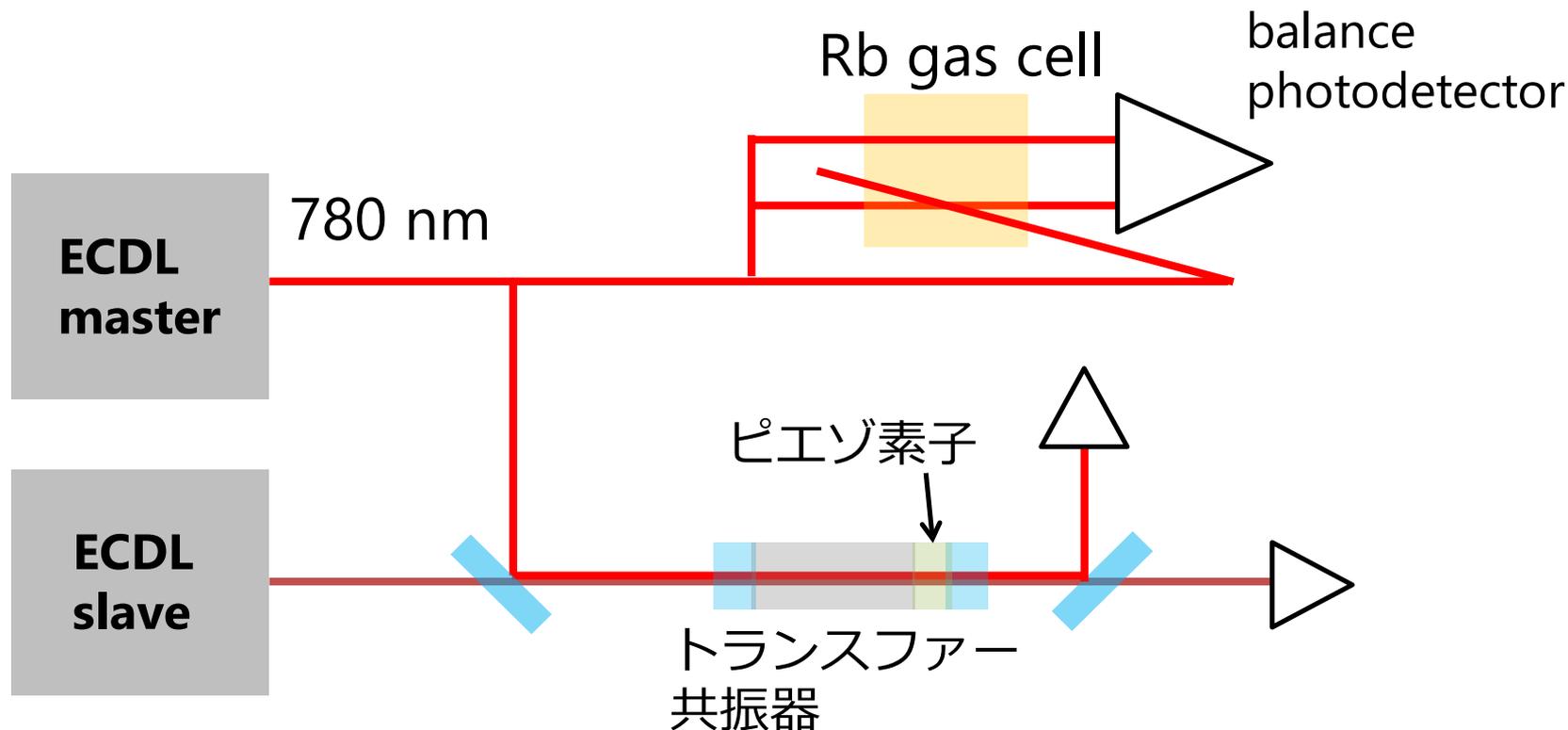
- シグナル強度は入射ビーム強度の3乗に比例  
- 各ポンプ光とトリガー光強度に比例

$$I_{\text{signal}} \propto I_{\text{pump1}} I_{\text{pump2}} I_{\text{trigger}} \propto I^3$$

# Xe energy level



# 周波数安定化



- 片方のECDL(master)をRbのD2遷移(780 nm)を用いてロック
  - 飽和吸収分光
- もう片方のECDL(slave)をトランスファ共振器を用いて master-slave間の共鳴周波数ピークが一定になるようにロック