

原子を用いたニュートリノ質量分光 —その現状と将来の展望—

岡山大学 理学部附属・量子宇宙研究センター

植竹 智

uetake@okayama-u.ac.jp

吉村 太彦

yoshim@okayama-u.ac.jp

岡山大学 極限量子研究コア

吉村 浩司

yosimura@okayama-u.ac.jp

笹尾 登

sasao@okayama-u.ac.jp

2014年(平成26年)8月22日

1 はじめに

ニュートリノ研究といえば、巨大な粒子検出器や大規模な加速器施設、あるいは幾重のシールドに覆われ地下深くに設置された超低バックグラウンド測定器、を思い浮べる人が多いだろう。このように大がかりな装置が必要となるのは、ニュートリノは物質との相互作用が極めて弱く、ごく稀にしか起こらない反応を観測するために、大量の標的物質か大強度のニュートリノビーム(あるいは両方)を用意する必要があるからである。ニュートリノの発見から半世紀以上かけて、このような大規模な設備を用いることにより、謎の素粒子とされていたニュートリノの性質が次々と解明されてきた。しかしながら、未だ以下のような課題が未解決のまま残されている。

1. ニュートリノ質量絶対値の測定
2. 質量階層構造 (normal or inverted) の決定
3. 質量タイプ, マヨラナかディラック型かの決定
4. マヨラナ位相を含む CP 位相の測定

これらは、標準ゲージ理論をこえる物理を構築する最重要課題の一つであるとともに、宇宙物理へのインパクトも大きいことは論を待たない。その解決のために、世界中でさらに規模を大きくした様々な次期計画が進められようとしている。

SPAN(Spectroscopy with Atomic Neutrino) グループ (<http://www.xqw.okayama-u.ac.jp/research/>) は、“原子、光の量子干渉性”に着目し、原子過程とレーザーを利用することにより、これらの課題に挑もうとしている。原子過程はその典型的なエネルギーが eV 程度とニュートリノの質量に近く、優れたエネルギー(周波

数)決定精度を持つレーザーを利用することで、ニュートリノ質量を理論の不定性なしに直接的に測定することを可能にする。また、さらに測定精度を向上させていくことで、上記四つの課題すべてに対して答えが得られる可能性がある。ただし、不利な点としては、原子標的とレーザーシステムは大型化にはなじまないため、規模を大きくして反応レートを増やすことは困難である。これを克服するために、“マクロコヒーレンス増幅機構”[1]を用いる。詳しくは囲みコラムに説明するが、原子集団とレーザー光電場との共同協調的な相互作用により、位相のそろった量子状態を巨視的に作りだし、原子数の二乗に比例する反応確率を得ることで、“テーブルトップ・ニュートリノ実験”の実現を目指す。

本稿では、原子を用いたニュートリノ質量分光 [2] の基本原理を紹介し、その実現に向けて現在行っている二光子過程を用いた基礎研究の現状と今後の展望について紹介する。

2 光子随伴ニュートリノ対生成過程

実験に使う素過程は、比較的寿命の長い励起状態からのニュートリノ対+光子放出の過程 (REN, Radiative Emission of Neutrino Pair の略) $|e\rangle \rightarrow |g\rangle + \gamma + \nu_i \nu_j$ ($|e\rangle, |g\rangle$ は原子状態) である (図1)。光子放出を伴わないニュートリノ対のみの方が、レートが大きいように思われるが、この場合はマクロコヒーレンスが使えないことに加えて、測定できる量がない。一光子放出はこれら二つの欠陥を克服する。この素過程は、ニュートリノ有限質量を前提にした拡張標準理論でその存在が確実である

マクロコヒーレント増幅機構とは

量子力学の教えに従うと、多粒子系の反応頻度(レート)は、個々の粒子に対する反応振幅を計算し、その和を二乗することによって得られる。しかし通常は、個々の粒子が持つランダムな位相のため振幅間の干渉項はすべて消え去り、このため反応レートは全粒子数 N に比例する。この場合、たとえば脱励起レートは“Exponential Law”($\propto Ne^{-t/\tau}$)に従う(τ は自然寿命)。ところが原子や分子に対しては、主としてレーザー技術の進展に伴い、その位相を制御し量子干渉性を顕在化させることが可能になってきた。マクロコヒーレント増幅機構とは、端的に言うと量子干渉性を用いた増幅効果(N^2 の効果)を意味する。この言葉はわれわれの造語であるので、以下詳しく説明しよう。

量子干渉性による増幅

さて原子集団の脱励起過程 $|e\rangle \rightarrow |g\rangle + k_1 + k_2 + \dots$ を考察しよう。ここで $|e\rangle, |g\rangle$ は原子の励起および基底状態、 k_i はニュートリノまたは光子を表わす。この過程に対する振幅 A は、一般に、

$$A = \sum_a e^{i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \dots) \cdot \vec{x}_a} M_a(e \rightarrow g) \quad (1)$$

と表わすことができる。ここで a は個々の原子、 \vec{k}_i は波数ベクトル、 M_a は原子過程 $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ に関する振幅を意味する。前にも述べた通り、このような脱励起過程が量子干渉効果により増幅することは稀である。なぜならば、(i) 波数ベクトルは様々な配位を取り、しかも (ii) 各原子に対する M_a の位相もランダムになると考えられるからである。しかし条件 (i) について、

$$(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \dots) \cdot \vec{x}_a \simeq 0 \quad \rightarrow \quad e^{i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \dots) \cdot \vec{x}_a} \simeq 1 \quad (2)$$

が成り立ち、かつ各 M_a に対する位相変化(位相緩和)が無視できるならば、量子干渉が実現しうる。脱励起過程が一光子放射の場合、原子集団が光子波長(λ)内に局在するならば、(2)式は満足する($|\vec{k} \cdot \vec{x}_a| \simeq 2\pi|\vec{x}_a|/\lambda \ll 1$)。逆に、この条件が満たされると緩やかな位相緩和をもつ原子集団の脱励起レートは Exponential Law に従わず N^2 に比例する。ここでは説明しないが、放射は超前方に鋭いビームとなる。このような様相を呈することから、超放射または超蛍光と呼ばれ、半世紀に及ぶ研究の結果、確立した現象となっている。

脱励起過程に二粒子またはそれ以上の粒子が関与するときはどうであろうか?もし $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \dots = 0$ が成立すると(即ち、運動量保存則が成立)、 \vec{x}_a に関わらず(2)式は常に満たされる。この場合、コヒーレンスを形成しうる領域には波長の制約は存在せず、巨視的な大きさになりうる。さらに原子系での位相緩和が充分小さいとすると、当該過程のレートはやはり N^2 に比例する。これがマクロコヒーレント増幅原理の直感的な説明である。

レーザーによる位相制御

最後に、レーザーを用いると原子の位相を操作し、コヒーレンス状態を作り出せることを示そう。ここではもっとも単純に、E1遷移許容の二準位間($|e\rangle - |g\rangle$)に共鳴するレーザー(周波数 ω)を照射する場合を例として考える。原子状態を $|\psi(t)\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle e^{-i\omega t}$ と表わすと、係数 $c_i(t)$ は ($x=0$ にある原子に対し)

$$\begin{pmatrix} c_e(t) \\ c_g(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\frac{\Omega_0}{2}t) & -i \sin(\frac{\Omega_0}{2}t) \\ -i \sin(\frac{\Omega_0}{2}t) & \cos(\frac{\Omega_0}{2}t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_e(0) \\ c_g(0) \end{pmatrix} \quad (3)$$

と与えられる。ここで $\Omega_0 \equiv \langle e | d | g \rangle E_0 / \hbar$ はラビ周波数と呼ばれる量で、二準位間を往復する周波数を意味する。また E_0 はレーザー電場 ($E = E_0 e^{-i(\omega t - kx)}$)の振幅、 d は電気双極子能率を表わしている。上式はレーザーによる重ね合わせ状態の創出を示している。一般に $x \neq 0$ の場所では位相 e^{ikx} が加わるが、それを加味するとレーザーは原子集団全体にわたりコヒーレンスを付与する。これは巨視的分極の創出にほかならない。電磁気学によると(振動する)分極により巨視的な電磁波が生まれる。この電場は分極に関わる原子数 N に比例するので、パワーは N^2 となる。このように、コヒーレンス付与による N^2 効果を古典電磁気学の立場から理解することも可能である。

二光子対超放射過程の場合、 $|e\rangle - |g\rangle$ 間の電気双極子遷移が禁止されているため、事情はより複雑である。しかし、レーザー照射により原子分子の位相を操作してコヒーレンス状態を作り、生じた巨視的分極から巨視的な二光子電場を放射する、そこに本質があることに変わりはない。

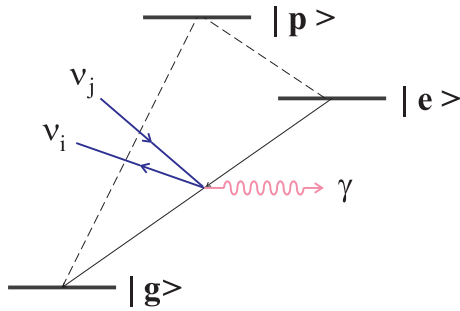


図 1: RENP に用いられる Λ 型の素過程の例

上に、簡単な原子情報をもとに、詳しい光子スペクトル計算が可能である。ニュートリノが質量をもつことのみを仮定して、測定量を計算できることは、特定の統一模型によらずに実験結果を予言できるという大きなメリットがある。

マクロコヒーレント過程の特徴の一つとして、エネルギー保存則以外に運動量保存則の存在がある。これは RENP の放出光子スペクトルを決めるときにきわめて重要なので少し詳細に説明しよう。素粒子反応と異なり、原子過程には並進対称性が実質的に存在しないと考えるよい。一光子放出を例にとると、厳密には原子は反跳をうけて放出光子の運動量とバランスするが、原子の運動エネルギーは放出光子のエネルギーに比べてきわめて小さく、反跳を実質的に無視してよい。別な言い方をすると、原子核という中心は不動である、として球対称性を仮定することができる。そのために並進対称性は実質上存在しない。その結果として、自発的崩壊の二光子放出過程では、光子一つをとったスペクトルはゼロから原子エネルギーレベル間隔までの連続スペクトルになる。

運動量保存の欠如は、単一原子の自然放出過程で正しいが、コラム欄にあるように、マクロコヒーレントは集団的な協同現象であり、エネルギー保存に加えて運動量保存則が成り立つ。従って、マクロコヒーレントな二光子放出では二つの保存則の帰結として、光子のエネルギーはレベル間隔の半分で単色かつ、二光子は逆向きに放出されることになる。これは原子物理の常識とは異なる特異な現象であり、マクロコヒーレントな二光子過程 (PSR, Paired Super-Radiance と呼ぶ) 自身が興味ある実験対象となる。

マクロコヒーレントなニュートリノ対と一光子放出の三体崩壊では、二法則の帰結はどうなるか。エネルギーと運動量保存則から、光子のスペクトルは連続だが、閾値が存在する。二つのニュートリノの質量を m_i, m_j とすると、閾値のエネルギー ω_{ij} は

$$\omega_{ij} = \frac{\epsilon_{eg}}{2} - \frac{(m_i + m_j)^2}{2\epsilon_{eg}} \quad (4)$$

となり、このエネルギー以下で対放出が起こる。この関

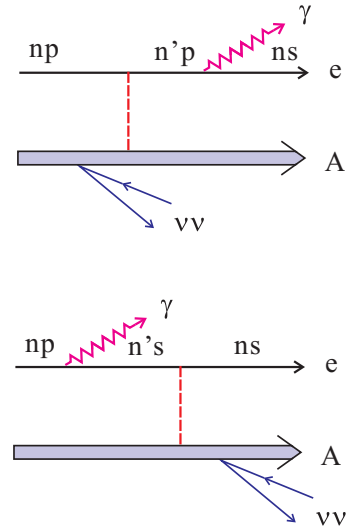


図 2: 原子核からのニュートリノ対生成に起因する RENP ファインマン図の例。

係式は、質量が ϵ_{eg} (始状態と終状態の原子エネルギー差) の素粒子がゼロ質量の光子と有限質量のニュートリノ対に三体崩壊するときの kinematics と同等である。たとえば、ミューオン崩壊に類似を求めると、この公式で、 $\epsilon_{eg} = m_\mu, m_i = m_e, m_j = 0$ に相当する。

ニュートリノの質量に応じて閾値が異なる、という結論は実験的には価値が高い。しかし、光子エネルギー分解能が不十分なときは、異なる閾値を有効に利用することはできない。われわれのニュートリノ質量分光法では、光子のエネルギーは、トリガーとなるレーザー光を周波数を変化させながら照射して、事象を誘導することにより決定する。トリガーレーザーの周波数精度は μeV を超え、光子を検出器で直接測定する場合のエネルギー分解能を遙かに凌駕する。

ここでニュートリノ対放出の起こる相互作用バーテックスに触れておく。二つの可能性があり、電子ラインから対放出が起こるときは、電子スピン演算子が寄与する。第二の可能性は図 2 に示すように、原子核からの対放射であり、このときは 4 元ベクトルの第 0 成分 (モノポールと言え) が寄与する [3]。モノポールの強さは、 $Q_w = N - (1 - 4 \sin^2 \theta_w) Z$ (N, Z は原子核の中性子数と陽子数)、レートは $Q_w^2 Z^{8/3}$ に比例するので、重い原子標的が圧倒的に有利になる。どちらの場合も原子状態のパリティは光随伴ニュートリノ対発生で変化する。

図 3, 4 にスペクトルの全体構造と閾値近傍を例示した。マヨラナ・ディラックの区別はこのケースでは小さく、目で見た差はない。

次に、マヨラナ・ディラック識別の原理を説明しよう。中性のニュートリノは粒子と反粒子が同一である可能性に着目して、E. Majorana は二成分スピノル方程式を提唱した。この方程式は質量項を通じて粒子数保存を破る。

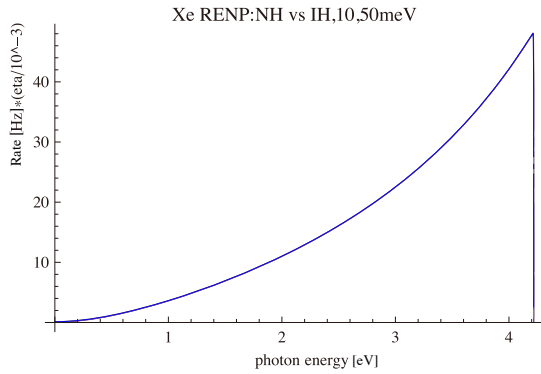


図 3: $Xe\ 3P_1 \rightarrow 1S_0$ (励起エネルギー 8.4 eV) の光子エネルギースペクトル。標的密度 $7 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ (気体の最大値), 標的体積 10^2cm^3 を仮定。

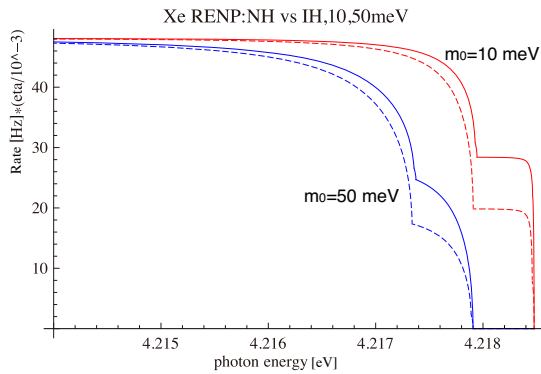


図 4: 図 3 の閾値付近の拡大図。ディラック型最小質量 (最も軽いニュートリノの質量) $m_0 = 10, 50 \text{ meV}$ を仮定して, 実線で NH (Normal Hierarchy), 破線で IH (Inverted Hierarchy) を図示。

これがレプトン数非保存の起源となる。私たちの提唱する励起原子からのニュートリノ質量分光では, ニュートリノ対が放出されるが, マヨラナ粒子のときは, この二粒子の波動関数は反対称化されて, 同種フェルミオンの干渉効果が生じる。その効果は質量閾値付近で特に顕著になる [2],[4]。

図 5 に, マヨラナ・ディラック識別の有力手段である, 後述のパリティ非保存非対称度をプロットした。マヨラナ・ディラックの区別はレベル間隔の小さい遷移でも数 10% のレベルで可能である。

標準ゲージ理論では, 暗黒物質および暗黒エネルギーの存在, 宇宙の物質・反物質不均衡という, 現在の宇宙の大域的組成, それと関連する大規模構造を説明することができない。また, 電弱統一は左右非対称性をあらわに含み, これが超高エネルギーまで続くのは, 魅力ある考えとも思えない。事実, SO(10) 群に基づく大統一理論などでは, 二成分ニュートリノの重いパートナー (三つある) が存在し, 電弱統一より高いスケールの質量エネ

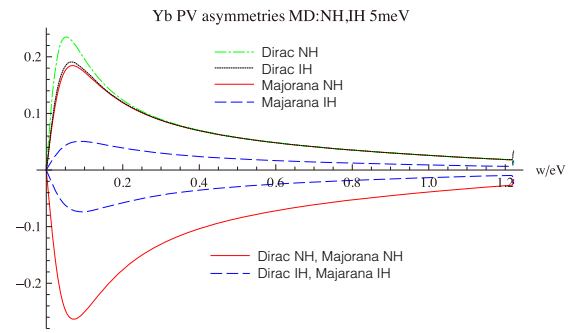


図 5: $3P_2Yb$ 遷移のパリティ非保存量。正の量は光偏光の逆転, 負の量は磁場逆転に対応する非対称度を表す。光偏光逆転の場合, ディラック, マヨラナ, NH, IH の 4 ケースの区別が識別される (最小質量 5 meV を仮定)。仮定された標的密度は 10^{22}cm^{-3} , 標的体積は 10^2cm^3 。文献 [10] の結果を転載。

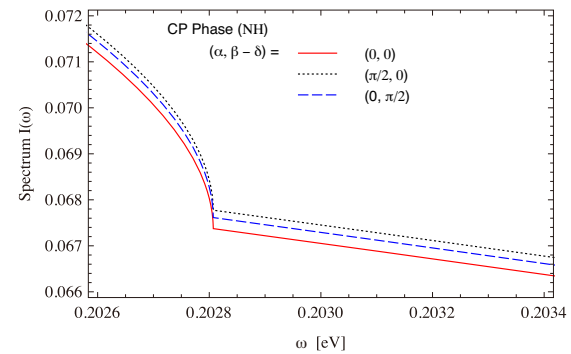


図 6: 仮想レベル間隔 $\epsilon_{eg} = \epsilon_{eg}(Yb)/5$ を仮定したケースでの, スペクトルのマヨラナ位相依存性。仮定された CP 位相, $(\alpha, \beta - \delta)$ は赤実線 (0, 0), 黒点線 ($\pi/2, 0$), 青破線 (0, $\pi/2$) すべて最小質量 2 meV を仮定。文献 [5] の結果を転載。

ルギーをもつことが期待されている。このような可能性を考えると, シーソー機構によりニュートリノ質量がきわめて小さいこと, 宇宙の物質・反物質不均衡を説明することが可能となる。

重いパートナーは宇宙初期にのみ存在するが, 崩壊するときレプトンと反レプトンの非対称性を発生し, これが物質・反物質非対称性に転化するという, Leptogenesis のシナリオが提案されている。このシナリオにとっては, 通常のニュートリノがマヨラナ粒子であることを実験的に確定することと, その CP 非保存位相を検証することが重要になる。三つのマヨラナ粒子の混合行列には小林・益川型の位相 δ に加えて, 二つの CP 位相 α, β が独立に存在する。RENP のレートは, $\alpha, \beta - \delta$ に独立に依存し, 原理的にこれらを分離して測定可能である。

図 6 にもっとも測定が難しい, CP 位相の違いによるスペクトルを示した。

3 二光子超放射過程 (PSR)

以上のように, RENP は非常に魅力的ではあるが, まずは, その核となる“マクロコヒーレント増幅機構”の原理を検証する必要がある。われわれは, RENP のニュートリノ対を光子に置き換えた類似のプロセスである二光子超放射を対象に原理検証実験を進めている [6]。

二光子超放射のターゲットには, 基底状態 $|g\rangle$ と励起状態 $|e\rangle$ の間で二光子遷移許容であること, すなわち $|g\rangle$ と $|e\rangle$ のパリティが同じであることが必要である。候補となる原子・分子は無数にあり得るが, われわれの実験では液体窒素温度 (77 K) のパラ水素分子 (pH_2) 気体とその振動基底状態 (振動量子数 $v = 0$) および振動励起状態 ($v = 1$) を用いた。その理由として

1. パラ水素分子気体は標準水素 (常温でオルソ / パラ比 3) に比べ位相緩和が小さい
2. 77 K 付近の温度および密度 10^{20} cm^{-3} 付近において位相緩和がほぼ最小となる
3. 断熱ラマン過程を用いて $|e\rangle - |g\rangle$ 間に大きなコヒーレンスを誘起する方法 (後述) について, 先行研究でよく調べられている
4. 二光子放出の際の波長が $4.8 \mu\text{m}$ 付近であり, 比較的観測しやすい領域である

などが挙げられる。

パラ水素分子集団にマクロコヒーレンスを誘起するためわれわれは断熱ラマン過程を用いた。一般的なラマン散乱についての説明は図 7 を参照いただき, ここでは断熱ラマン過程について述べる。図 8 に示すエネルギー準位を持つ pH_2 に, 周波数 ω_0 と ω_{-1} の二色の光をわずかに離調 δ をつけて入射する。このとき高次ラマンサイドバンド (次数 q) の周波数 ω_q は

$$\omega_q = \omega_0 + q(\omega_e - \omega_g - \delta) = \omega_0 - q(\omega_0 - \omega_{-1}) \quad (5)$$

となる。 $q < 0$ の成分をストークス光, $q > 0$ の成分を反ストークス光と呼ぶ。さらに, 図 8(a) に示す二光子放出に伴う光電場も存在し, その周波数は

$$\omega_p + \omega_{\bar{p}} = \omega_0 - \omega_{-1} \quad (6)$$

を満たす。入射電磁波の進行方向を z 方向に取り, local time 座標系 $\tau = t - z/c$, $\xi = z$ を用いると, これらラマンサイドバンドおよび二光子放出光を含んだ全電場は次のように書ける。

$$E = \frac{1}{2} \sum_{m=q,p,\bar{p}} (E_m e^{-i\omega_m \tau} + E_m^* e^{i\omega_m \tau}) \quad (7)$$

このような電磁波を含む分子集団は厳密には $|g\rangle$, $|e\rangle$, および $|j\rangle$ の多準位の時間発展で記述される。しかしながら水素分子のように電子励起状態 $|j\rangle$ ($\sim 11 \text{ eV}$) と入

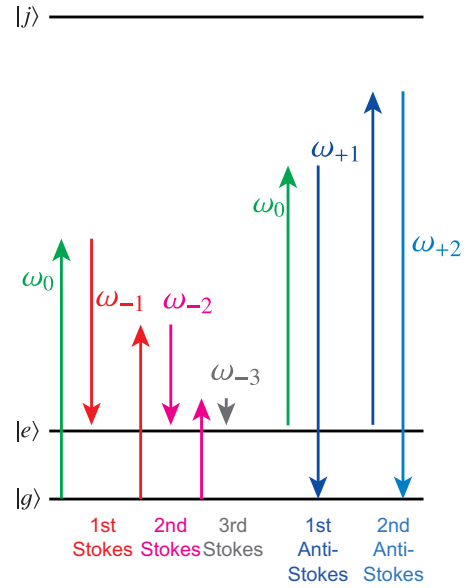


図 7: ラマン散乱。図に示すような $|g\rangle$, $|e\rangle$, および $|j\rangle$ の 3 準位系 (エネルギーをそれぞれ $\hbar\omega_g$, $\hbar\omega_e$, および $\hbar\omega_j$ とする) に周波数 ω_0 の光を入射したとき, 入射光と異なる周波数 $\omega_q = \omega_0 + q(\omega_e - \omega_g)$ の光が放出される非弾線散乱過程をラマン散乱と言う。基底状態の分子が ω_0 の光を吸収して ω_{-1} の光を放出し励起状態に遷移する場合, 発生する ω_{-1} の成分をストークス光と呼ぶ。一方, ω_0 の光を二回吸収してより周波数の高い成分を放出する過程もあり, このとき発生する ω_{+1} の成分を反ストークス光と呼ぶ。ストークス・反ストークス光はさらに高次の過程もあり得る。

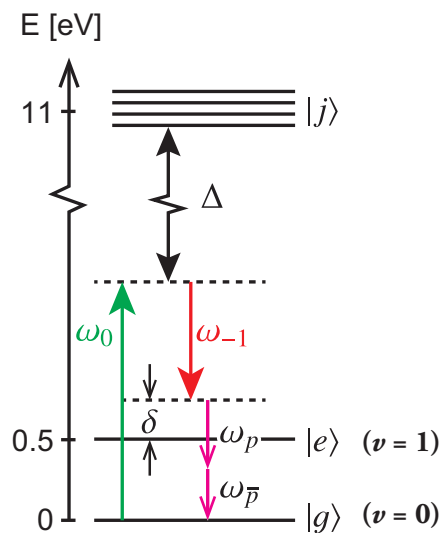


図 8: パラ水素分子のエネルギー準位。 $|g\rangle$ と $|e\rangle$ は電子基底状態にあり, このうち $|e\rangle$ は振動励起状態で約 0.5 eV のエネルギーである。これらの状態から一光子遷移可能な電子励起状態 $|j\rangle$ は約 11 eV のエネルギーである。コヒーレンス生成のために ω_0 と ω_{-1} の二色のレーザー光を入射する。

射光 (~ 2 eV) のエネルギー差 Δ が大きい場合、回転波近似と Markov 近似を用いることで、系の時間発展は $|g\rangle$ と $|e\rangle$ の二準位問題に還元することができる。このとき系の実効的ハミルトニアン H_{eff} は次式に示すような 2×2 の行列として書ける。

$$H_{\text{eff}} = -\hbar \begin{pmatrix} \Omega_{gg} & \Omega_{ge} \\ \Omega_{eg} & \Omega_{ee} - \delta \end{pmatrix} \quad (8)$$

ここで Ω_{gg} , Ω_{ee} はシュタルクシフト, Ω_{ge} は二光子ラビ周波数であり, それぞれ次式で表される。

$$\Omega_{gg} = \frac{\varepsilon_0}{4\hbar} \sum_{m=q,p,\bar{p}} \alpha_{gg}^{(m)} |E_m|^2, \quad (9)$$

$$\Omega_{ee} = \frac{\varepsilon_0}{4\hbar} \sum_{m=q,p,\bar{p}} \alpha_{ee}^{(m)} |E_m|^2, \quad (10)$$

$$\Omega_{ge} = \Omega_{eg}^* = \frac{\varepsilon_0}{4\hbar} \left[\sum_q \alpha_{ge}^{(q)} E_q E_{q+1}^* + \alpha_{ge}^{(pp)} E_p^* E_{\bar{p}}^* \right]. \quad (11)$$

α_{kk} は状態 $|k\rangle$ の分極率であり ($k = g, e$),

$$\alpha_{kk}^{(m)} = \sum_j \frac{|d_{kj}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \left(\frac{1}{\omega_{jk} + \omega_m} + \frac{1}{\omega_{jk} - \omega_m} \right). \quad (12)$$

同様に分極率の非対角項 α_{ge} は次のように表される。

$$\alpha_{ge}^{(q)} = \alpha_{eg}^{(q)} = \sum_j \frac{d_{gj} d_{je}}{\varepsilon_0 \hbar} \left(\frac{1}{\omega_{jg} + \omega_q} + \frac{1}{\omega_{je} - \omega_q} \right), \quad (13)$$

$$\alpha_{ge}^{(pp)} = \alpha_{eg}^{(pp)} = \sum_j \frac{d_{gj} d_{je}}{\varepsilon_0 \hbar} \left(\frac{1}{\omega_{jg} - \omega_p} + \frac{1}{\omega_{jg} - \omega_{\bar{p}}} \right). \quad (14)$$

この二準位還元模型において $\Omega_{ge} = |\Omega_{ge}| e^{i\varphi}$ とおくと, 系の断熱性が十分よいとき系の固有状態 $|\pm\rangle$ は次式のような重ね合わせ状態となる。

$$|\pm\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |g\rangle \pm \sin \frac{\theta}{2} e^{-i\varphi} |e\rangle \quad (15)$$

ここで, mixing angle θ は

$$\tan \theta \simeq \frac{2|\Omega_{ge}|}{\delta} \quad (16)$$

である。立ち上がり時間が十分滑らかで $\tau = 0$ で強度が最大となるパルス光を ω_0 , ω_{-1} として入射した場合を考える。(15)(16) 式より, 時刻 $\tau = -\infty$ で系に光が入射していないとき ($\Omega_{ge} = 0$), 固有状態は基底状態 $|g\rangle$ と一致する。また, $\tau = 0$ で Ω_{ge} が最大のとき, 理想的な条件では $\theta = \pi/2$ となり, このとき系は $|g\rangle$ と $|e\rangle$ の 1 対 1 の重ね合わせ状態となる。系のコヒーレンスは密度行列 ρ の非対角成分 ρ_{ge} で表され,

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{gg} & \rho_{ge} \\ \rho_{eg} & \rho_{ee} \end{pmatrix}, \quad \rho_{ge} = \frac{1}{2} \sin \theta e^{i\varphi} \quad (17)$$

である。すなわち, $\tau = 0$ でコヒーレンスは最大であり, 理想的な条件では最大値 $|\rho_{ge}| = 0.5$ となる。そして入射光が通り過ぎた $\tau = \infty$ で系はまた元の基底状態 $|g\rangle$ に戻る。この過程が断熱的と呼ばれるのはこのような理由による。

現実の実験でこのような理想的な断熱条件を得るのは容易ではないが,

$$|\Omega_{ge}| \sim T|\delta|^2 \sim |\delta| \quad (18)$$

を満たせば比較的良好な断熱性と高いコヒーレンスを得られることがわかっている [7, 8]。ここで T は入射レーザーのパルス幅で, フーリエ限界の線幅 $\Delta\omega$ を持つ高品質・狭線幅光源の場合, $T \sim 1/\Delta\omega$ である。分子気体の場合ドップラー・衝突広がりか位相緩和の主な原因であるため, 二光子ラビ周波数 Ω_{ge} , レーザー線幅 $\Delta\omega$ と比較すべき目安としてドップラー幅を考えるのが妥当である。われわれが対象とする温度 77 K の pH_2 ガスではドップラー幅が 130 MHz 程度である。二光子ラビ周波数は (11) 式で表される通りだが, 近似的には ω_0 と ω_{-1} それぞれの光による一光子ラビ周波数 Ω_0 , Ω_{-1} および電子励起状態からの離調 Δ を用いて

$$\Omega_{ge} \sim \frac{\Omega_0 \Omega_{-1}}{\Delta} \quad (19)$$

と書くことができる。水素分子の場合 Δ が非常に大きいため高い強度の光を入射しなければ (18) の条件を得ることができない。しかしながら, 幸いなことにパルス幅数 ns のレーザーはフーリエ限界幅が 100 MHz 程度でドップラー幅と同程度である。また, 十分な強度を得られるためわれわれの実験の目的には適している。実際, パルスエネルギー 5 mJ, パルス幅 6 ns のビームを半径 100 μm に絞ると光強度は約 5 GW/cm² となり, このとき $|\Omega_{ge}| \sim 2\pi \times 170$ MHz となり, ドップラー幅とほぼ同程度となる。

以上から, 実験に必要な光源の性能は

1. 狭線幅 (フーリエ限界, 線幅 100 MHz 程度)
2. 5 mJ 以上のエネルギー

の二点である。水素分子は電子励起状態のエネルギーが高い (波長 110 nm 程度) ため, ω_0 (ω_{-1}) の波長選

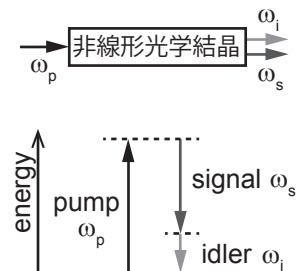


図 9: 非線形波長変換技術

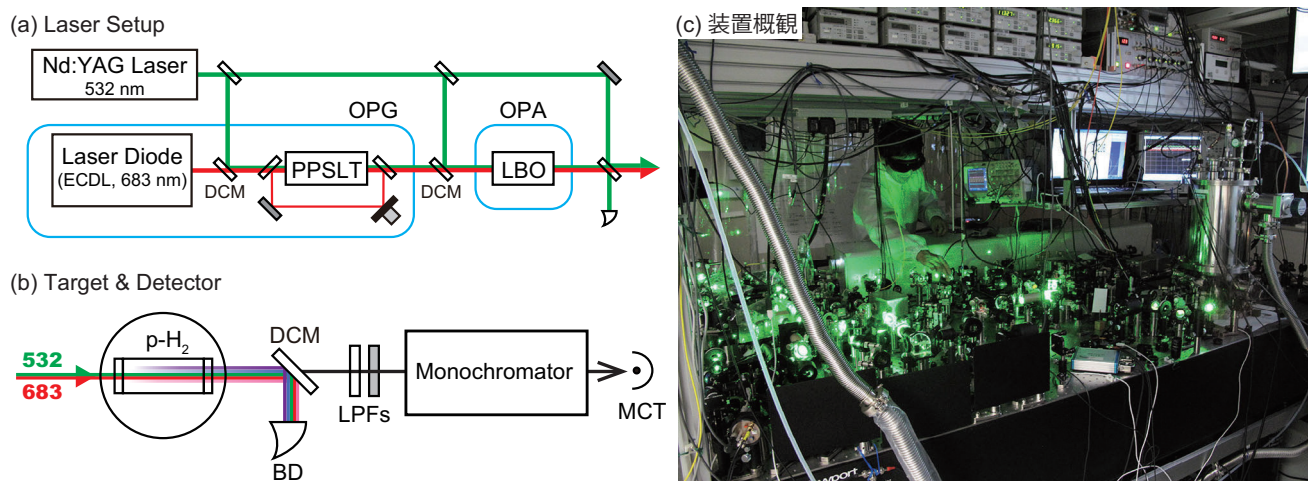


図 10: 実験装置。(a) レーザーシステムのブロック図。Nd:YAG レーザーの第二高調波 (波長 532 nm) の一部をポンプ光として ppSLT 結晶に入射し、683 nm を発生させる。連続波の 683 nm (線幅 1 MHz 以下) も同時に ppSLT へ入射し誘導放出させることで、発生する 683 nm パルス光の線幅狭帯化が可能となる。ppSLT 段 OPG で発生した 0.5 mJ のパルス光を、後段の LBO を使った OPA により増幅し、最大 6mJ の出力を得る。(b) ターゲットと分光器、検出器の概略。DCM: ダイクロイックミラー; BD: Beam ダンパー; LPFs: 長波長透過フィルタ; MCT: Hg-Cd-Te 中赤外検出器。(c) 装置概観

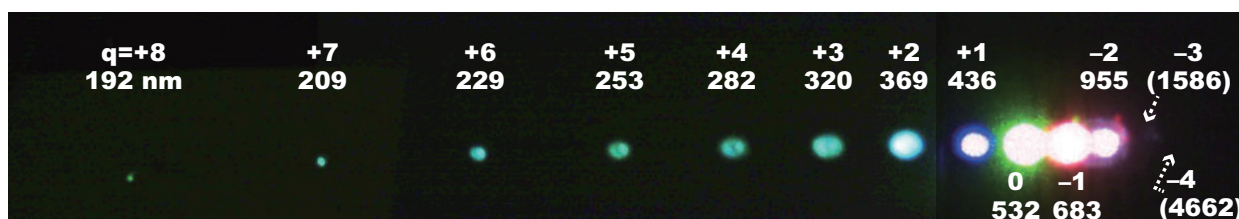


図 11: ラマンサイドバンド。高次のラマンサイドバンド発生は、系のコヒーレンスが大きいことを示している。三次および四次ストークス光 (それぞれ $1.59 \mu\text{m}$, $4.66 \mu\text{m}$) は別の検出器で発生を検出したもので、写真には現れていない。紫外の光は蛍光シートにより可視光に変換して検出した。

択には幅広い自由度がある。われわれの実験では、広く普及して入手の容易な Nd:YAG (Neodymium doped Yttrium Aluminum Garnet) レーザーの第二高調波 (波長 532 nm; Litron LPY642) を ω_0 として用いた。フラッシュランプ励起でパルス幅 8 ns, 繰り返し 10 Hz, 注入同期により 100 MHz 以下の線幅を持ち、最大 130 mJ の出力が得られる。 ω_0 として波長 532 nm を選択すると、 ω_{-1} の波長は 683 nm となる。この波長帯は線幅の狭い高出力光源が市販されていないため、図 9 に示す非線形波長変換技術を使って発生させた。周波数 ω_p のレーザーを非線形光学結晶に入射すると、エネルギー保存 $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ および運動量保存 $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$ を満たす周波数 ω_s , ω_i の光に変換される。この過程を一般に光パラメトリック発生 OPG (Optical Parametric Generation) と呼ぶ。非線形波長変換は、レーザー発明の翌年・1961 年には実現された歴史のある技術で、量子エレクトロニクス分野では頻繁に用いられる基礎技術

である。今日では非常にたくさんの非線形光学結晶が開発されている。

本実験では波長変換のための非線形光学結晶として ppSLT (periodically poled Stoichiometric Lithium Tantalate) 結晶および LBO (lithium triborate, LiB_3O_5) 結晶を用いた。図 10(a) に示すように Nd:YAG レーザーの出力の一部をポンプ光として初段 OPG の ppSLT に入射し、683 nm の光に波長変換する。このとき連続波発振の半導体レーザー (線幅 1 MHz 以下) を ppSLT 結晶に同時に入射させることで、出射パルス光の線幅を狭帯化できる。初段の OPG では 0.5 mJ, 線幅 92 MHz のパルスが発生させた。このパルスの後段の LBO 結晶による光パラメトリック増幅器 OPA (Optical Parametric Amplifier) で増幅し、最終的に出力 6 mJ の出力を得た。683 nm のパルス光は Nd:YAG レーザーの出力の残りと同重ね合わせてターゲットに入射させる (図 10(b))。ターゲットから発生した光はダイクロイックミラー (DCM)

により紫外～近赤外の光と二光子対 (4.66 μm および 4.96 μm ; 中赤外光) の成分を分け、長波長透過フィルタおよび分光器を通して中赤外検出器 (MCT 検出器) で検出した。

図 11 は系のコヒーレンスを見積もるため、 pH_2 からの出射光をプリズムで分光し、近赤外に感度を持つカラー CMOS カメラで撮影したものである。二次のストークス光から八次の反ストークス光までカメラに写っていることがわかる。三次および四次ストークス光は別の検出器により発生を確認した。高次ラマンサイドバンドの発生は系のコヒーレンスが高いことを示しており、シミュレーションと比較したところ、コヒーレンスは $|\rho_{ge}| = 0.03$ と見積もられた。理論的な最大値 (0.5) に比べると一桁小さいため改善の余地はまだあるが、断熱ラマン過程以外の手法ではコヒーレンスは高々 10^{-3} 程度しか得られないため、かなり大きなコヒーレンスが得られているといえる。

ターゲットから放射される光を図 10(b) の分光器を通して測定したところ、二光子対遷移である 4.66 μm と 4.96 μm の光を観測した (図 12)。この実験では二光子対を誘導するトリガ光として、ラマンサイドバンドの四次ストークス光 (4.66 μm) を利用した。水素分子の $v = 1$ から自然放出により生ずる光の放射レートと比べると、本実験で観測した 4.96 μm 光の放射レートは 10^{15} 倍以上に増幅されたことに等しい。このような 15 桁に上る増幅率は、量子干渉効果によるもの以外では得られない。マクロコヒーレンス増幅機構の詳細を理解するにはさらに多くの実験が必要であるが、本実験がその大きな一歩となると考えている。

4 将来の展望

将来の展望として、考えうるニュートリノ質量分光実験の概略を説明する。今後の準備実験次第でこの方法は大きく変わり得ることを最初にお断りしておく。まず重要なのは、ニュートリノ質量分光実験に關与する励起状態にマクロコヒーレンスを発達させる方法である。これには、REN P と関連深い、PSR を使うのがよい。ニュートリノ対が光子に置き換わったプロセスであるが、REN P とは始状態と励起状態のパリティ関係が異なる。二光子過程は、電気双極子遷移が摂動の二次過程で仮想的に二回起こるもので、同一パリティ状態間の遷移である。従って、PSR で発達したマクロコヒーレンスを REN P に使うには、状態のスイッチかパリティの異なる状態の混合を引き起こす必要がある。ここでは、強誘電体中にドーブした孤立原子またはイオンが外部電場によるシュタルク電場により、必要な混合を起こし、統御しうることを指摘する。強誘電体を使うメリットは外部電場による混

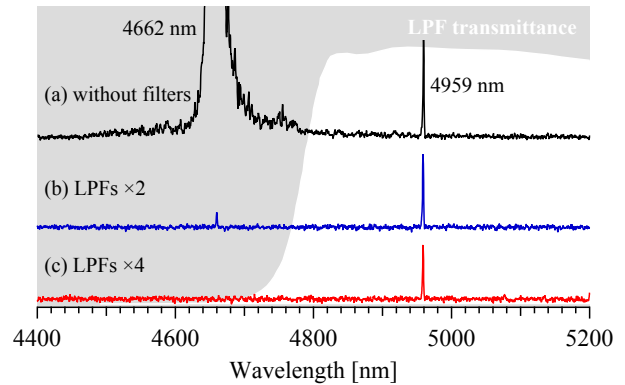


図 12: 実験結果。二光子対 (4.66 μm および 4.96 μm) が観測された。(a) LPF (Long-Pass Filter) なしの場合のスペクトル。四次ストークス光 (4.66 μm) と、その二光子対ペアである 4.96 μm の光が観測されている。観測した信号の波長が確かに 4.96 μm であることを確かめるため、図のグレーの網掛け部分に示す透過特性を持つ LPF を挿入して測定した。(b) LPF 二枚の場合、および (c) LPF 4 枚の場合。4.66 μm の光は強く減衰されているのに対し、4.96 μm はほとんど変化していないことがわかる。この結果から、観測した信号の波長は間違いなく 4.96 μm であるとわかる。

合に比べて効率のよいスイッチとなりえることである。

PSR 過程は REN P にとってバックグラウンドになりえることにも注意を払う必要がある。したがって、スイッチオン後に、PSR 過程が起こらない状況が有利になる。そのために、われわれが注目しているのは、二光子過程が起こったあとに生じるソリトン凝縮状態である。これは、光電場と媒質の分極が結合して光電場が伝搬せず、物質内で閉じ込められる状態である。一光子過程については、ポラリトン凝縮, stopped light として注目されている状態だが、二光子 PSR 系でもこれが起こることが理論的に指摘されている [9]。そのときは有限サイズの棒状標的の端点から起こる二光子放出は指数関数的に減衰し、S/N が大きくなる。

バックグラウンドを退治する究極的な手法は、われわれのプロセスが弱い相互作用起源であることを直接証明することであろう。そのために有効な測定量はパリティ奇の量、たとえば、磁場印加のもとで、磁場方向と検出光子の相関を非対称度として測定することなどがあげられる [10]。

5 おわりに

本稿では、原子過程、レーザーという高エネルギー分野には馴染みの薄いツールを用いた、新しいニュートリ

ノ研究手法についてその原理を中心に説明し、その実現のための足がかりとして行っている PSR の基礎実験の現状を報告した。パラ水素分子集団に断熱ラマン過程を適用して、高いコヒーレンス状態を作り出すことにより、自然放出に比較し 10^{15} の強度をもつ二光子対遷移を初めて観測することに成功した。これは、マクロコヒーレンス増幅機構を一部立証すると共に、PSR を理解するために重要なステップとなるものである。今後、この成果をもとにマクロコヒーレンス増幅機構の詳細な理解、PSR の自在な制御、そして RENP の観測が目標となる。最終目的の RENP を用いたニュートリノ質量分光まで、その道のりは長いですが、われわれ SPAN グループは、高エネルギー実験、原子核実験、素粒子理論、宇宙線、量子エレクトロニクス、化学、原子物理など様々な分野の研究者が集まり、日夜活発な議論を行い、新しいアイデアを出し合いながらゴールに向けて邁進している。

この実験手法が確立すれば、その延長線上で宇宙背景ニュートリノの検出が可能になる [11]。まわりの空間がすでに背景ニュートリノで満たされていると、運動量ゼロ付近で対放出されるニュートリノは、パウリの排他原理により最大 $\frac{1}{2}$ までブロックされ、スペクトルにゆがみが生じることを利用する。マイクロ波温度 2.7 K とは異なる温度 1.9 K の背景ニュートリノ（相対論的フェルミ・ディラック分布に従う）を測定できれば、宇宙開闢最初の 1 秒に迫ることができる。このような夢のあるプロジェクトに多くの若手が参入してくれることを切望して筆をおきたい。

参考文献

- [1] M. Yoshimura, N. Sasao, and M. Tanaka, Phys. Rev. A **86**, 013812 (2012), arXiv:1203.5394[quant-ph] (2012).
- [2] A. Fukumi *et al.*, Progr. Theor. Exp. Phys. (2012) 04D002, and arXiv:1211.4904v1[hep-ph] (2012).
- [3] M. Yoshimura and N. Sasao, Phys. Rev. D **89**, 053013 (2014), and arXiv:1310.6472v1 [hep-ph] (2013).
- [4] M. Yoshimura, Phys. Rev. D **75**, 113007 (2007).
- [5] D.N. Dinh, S. Petcov, N. Sasao, M. Tanaka, and M. Yoshimura, Phys. Lett. B **719**, 154 (2012), and arXiv:1209.4808v1[hep-ph] (2012).
- [6] Y. Miyamoto *et al.*, arXiv:1406.2198 [physics.atom-ph] (2014).
- [7] F.L. Kien, J.Q. Liang, M. Katsuragawa, K. Ohtsuki, and K. Hakuta, Phys. Rev. A **60**, 1562 (1999).
- [8] S.E. Harris and A.V. Sokolov, Phys. Rev. A **55**, R4019 (1997).
- [9] M. Yoshimura and N. Sasao, Progr. Theor. Exp. Phys. (2014), 073B02.
- [10] M Yoshimura, N. Sasao, and S. Uetake, Phys. Rev. D **90**, 013022 (2014).
- [11] T. Takahashi and M. Yoshimura, arXiv: hep-ph/0703019v1 (2007); M. Yoshimura, N. Sasao, and M. Tanaka, *Experimental method of detecting relic neutrino by atomic de-excitation*, to appear (2014).