特集 13

NEET を用いた同位体分離の可能性

森 田 正 人*

(1986年5月8日 受理)

Possible Isotope Separation by a Process of Nuclear Excitation
by Electron Transition

Masato MORITA*

(Received May 8, 1986)

1. ニートとは

ニートとは軌道電子の遷移に伴う原子核の励起現象である。Nuclear Excitation by Electron Transitionの頭文字をとり、NEETと書き、ニートと発音する。1972年筆者によって理論的に予言され、1973年に発表された¹⁾。この現象は、まず¹⁸⁹Osにおいて観測され、更に²³⁷Np, ²³⁵U, ¹⁹⁷Auでも実験に成功している。似たような現象も筆者の頭の中にあり、Electronのかわりに Muon を用いた NEMT, Pion を用いた NEPT, Kaon を用いた NEKTなどを総合した言葉として、Nuclear Excitation by Atomic Transition, NEAT, と名付ける。ニートは原子の核レベル構造に依存するので、同じ元素でもある同位体では発生し、他の同位体では全く起らない。特別の例として、²³⁵Uではニートによる核励起が起こるが、²³⁸Uではその可能性は全くない。そこで、この現象を利用すればウランの同位体を区別することができる。また、こ

の差を利用すればウランの同位体分離ができ、質量差を使わない質量分析法という新しい分野が開けてくる。

ニート現象は、原子核のまわりの軌道電子の雲の中に蓄積されたエネルギーが、ある一定の条件のもとでは原子核に授与されることである。そのため基底状態にあった原子核は励起されてその原子核の励起状態が生成される。軌道電子雲の中にたまったエネルギーは通常X線やAuger電子の形でアトム外に放出される。ニートのような現象については誰も考えてもみなかったし、観測も試みなかった。しかし近年になって、いくつかの核種において、この現象が実験的に確認されたのである。

さて何故このような現象を理論的に研究するに到ったか、その理由について述べておこう。それは同位体の励起状態というものが同位体分離に関係があるからである。それ故、何らかの方法で励起状態を人為的に生産することが望まれる。伝統的な核反応の分野では、各種加速器

* 大阪大学理学部物理学教室 (〒560 豊中市待兼山町1-1)

* Department of Physics, Faculty of Science, Osaka University (Toyonaka, Osaka 560, Japan)

を用いることによって、原子核の励起状態を作ることができる。原子炉を使ってもよい。しかしこれらは何ぶんにも大がかりな機械である。もっと手軽に、作る方法はないかという要望に答えた結果がこのニートである。

さて質量のちがった ^{235}U と ^{238}U を分離するには、通常その質量の違いそのものに目をつけて、物理的な方法で両者を選別している。六弗化ウランのガスを遠心分離器にかけたり、細い孔を通るスピードが質量によって多少異なることを利用した拡散法などである。物理実験でよく使う質量分析器にしても、電磁気的な Lorentz 力を利用し、同位体にかかる加速度が e/m によって異なることを根拠にしている。

この外、長い間研究されており、最近になっていくつかの国の政府機関で採用されるようになったレーザーを用いた原子法、分子法でも、それぞれの量子状態の固有エネルギーが換算質量によって異なることを利用している。原子法ならば、軌道電子の各レベルのエネルギーは同位体の原子核の質量を反映した電子の換算質量に比例しているので、軌道間のエネルギーの差はごく僅かだけ同位体で異なるであろう。分子法なら、分子の固有振動エネルギーが、構成する 2 又は多原子の換算質量の平方根に反比例するであろう。したがって、それぞれの同位体を励起するには、異なった波長の電磁波を与えることによって、特定の同位体のみを励起することが可能となる。何れにしてもこれらは同位体の質量の差を直接利用した質量分析法である。

2. 質量差を使わない質量分析法

原子核にはそれぞれの核種に特有な性質として観測可能な物理量がある。もっとも基本的な量は勿論質量である。これ以外にも、荷電、磁気的 2 重極能率、電気的 4 重極能率、スピン、パリティ、エネルギー・レベルなどがある。それゆえ、同位体を識別するには、必ずしも質量を直接用いる必要はない。その他の物理量でもよいし、あるいは化学的性質の違いを利用することもできる。この節では、質量差を使わない質

量分析法（ここでは質量決定法という意味ではなく、同位体識別法とでも云った方がよいかも知れない）について述べる。

実際このような同位体識別法は原子核物理学の創生期に既に実行されている。例えば (n, γ) 反応によってある同位体が核反応生成物として生成された場合を考えよう。核反応の際の反跳エネルギーを受け持った反跳原子（ホット・アトム）が有機化合物、錯化合物などの分子から遊離するので、これを利用すれば識別が可能となる。1934年、L. Szilard と T. A. Chalmers は、ヨウ化エチルを中性子照射して水で抽出し、遊離した放射性 ^{128}I を濃縮して集めた²⁾。この方法をジラード・チャルマース法といい、 (n, γ) 反応で生成した放射性核を濃縮する方法として知られている。

ホット・アトム効果をもう少し詳しく調べてみると、結局反跳エネルギーが分子結合のエネルギーよりも大きく、分子内の特定の原子と他原子との化学結合の腕が切断されればよい。したがって、分離すべき、あるいは濃縮すべき同位体の原子が、反跳エネルギーを持つことができればよい。あるいは濃縮すべき同位体の原子核が励起状態にあればよい。励起状態にある原子核は、一定の寿命ののちにガンマ線を放出したり、あるいは内部変換電子を放出したりして（この両者を総合してガンマ崩壊という）基底状態に遷移する。この際、放出された光子や電子の進行方向と逆方向に原子核は走り出す。すなわちこの原子はホット・アトムの状態にある。この状態にある原子は、比較的簡単な化学的操作や、あるいは電磁気的方法で分離、抽出が可能となる。例えば内部変換電子の放出は、それ自身で化学的状态の変化を意味していることから、化学的分離の可能性が理解されるであろう。

音在清輝博士（大阪大学名誉教授）は、このようなホット・アトム効果を利用してウランの同位体分離を行う可能性を求めた³⁾。M. Goldhaber 博士（ブルックヘブン米国研究所元所長）も1930年代に同じようなアイデアを考えたとい

Fig. 1 Deexcitation mechanism of the electron system. There is an electron hole of an inner shell in the initial state given in 1 a. Three kinds of the final state 1 b, 1 c and 1 d refer to the X-ray emission, Auger electron emission, and nuclear excitation by electron transition, respectively (Ref. 1).

うことを筆者に伝えている⁴⁾。そのためには²³⁵Uの励起状態を作らなければならない。音在博士は、²³⁵Uの第1励起状態が極めて低い(70 eV又は30 eV程度といわれている)ことを利用し、高温を用いて励起状態を生成することを何人もの物理学者に相談したが、可能な方法は得られなかった。1電子ボルトは統計的に云えば約1万度の高温に相当することからしても、現時点の技術では70 eVの励起状態が温度によって得られるとは考えにくい。

筆者は、軌道電子の遷移の際に原子核が励起される可能性があることにはじめて注目し、この現象が起きることを理論的に予言してその確率を与えた¹⁾。この新現象、電子遷移に伴う原子核励起、の理論的裏付けを次節に記述する。

3. ニートの理論

ニートの基礎理論は文献1に与えられている。ここではそのあらすじを、数式をなるべく用いないで紹介することにしよう。詳しい説明を望まれる方は、文献1を参照されたい。Fig. 1は

始状態で1個の軌道電子空孔をもつ原子が、ある時間の後でどんな終状態になるかということを示す概念図である。

まず最初に記号を説明しておこう。原子の始状態はFig. 1 aで示されている。左側の一本の線は、ある原子核のもっとも安定した状態、すなわち基底状態を示す。その右側に書きたいくつものレベルは、軌道電子のエネルギー準位(又は軌道)を意味し、2個の黒丸はそのレベルに $2j+1$ 個の電子がつまっている状態を示す。 j はそのレベルの1個の電子が持っている全角運動量である。白丸は1個の空孔を示す。各レベルは下の方ほど安定しており、半古典的に云えば原子核により近い。それぞれの結合エネルギー(電離エネルギー) E は正の数であり、

$$E_0 > E_1 > E_2 > \dots > 0$$

となっている。

さてFig. 1 aに示された始状態は、何らかの人為的操作によって E_1 軌道に電子空孔ができている状態である。それは中性原子をX線、レー

ザー線、電子線、あるいはその他の荷電粒子を照射することによって得られる。この際、電離エネルギー E_1 以上のエネルギーを軌道電子に与えることが必要である。Fig. 1 b, 1 c, 及び 1 d は、何れも終状態を表わす。 E_1 レベルの空孔は、一定の寿命の後、 E_2 またはそれよりも外殻にある電子によって埋められてしまう。軌道間のエネルギー差、例えば $E_1 - E_2$ に相当するエネルギーは、電子系以外へ放出される。Fig. 1 b はこのエネルギーが光子の形で原子外へ放出される現象であり、X線放出という。Fig. 1 c では、このエネルギーが外殻の E_i レベルの軌道電子に与えられる。 $E_1 - E_2 > E_i$ の条件をみたせば、この軌道電子は電離され、原子外へ放出される。この現象をオージェ (Auger) 電子放出という。量子電磁力学的に述べると、内殻電子が仮想的光子 (virtual photon) を放出し、外殻電子がこれを吸収することによって余剰エネルギーが移動し、外殻電子は電離される。Virtual photon は real photon のように観測されるものではない。これは摂動計算の次数に対応する過程と思えばよい。したがってこの過程は、実際には E_2 レベルの電子が E_1 レベルの空孔へ落ち込むと同時に、 E_i レベルの電子が外界に放出されるという一段階過程であることを強調しておきたい。この考え方は次に示すニート過程においても同様である。

さていよいよ電子遷移の第3の過程であるニートについて説明しよう。Fig. 1 d はその可能性を示した図である。原子核は基底状態より E_N だけ高いエネルギー・レベルに励起される。Fig. 1 c の Auger 過程と同じく、virtual photon が内殻電子によって放出されるのであるが、この photon は外殻へ進まず、反対に内側へ進んで原子核に吸収されてしまう。このような確率も、量子力学的には有限の値を持つ。この過程では、現実には X線が放出されたあとで原子核に吸収されるというような共鳴吸収ではないことに留意されたい。したがって、原子核励起エネルギー E_N と、軌道電子のレベル・エネルギー差 $E_1 - E_2$ が、自然幅の範囲内で一致するような必要性は

Fig. 2 Nuclear and electronic levels of energy.

ない。勿論この両者が非常に近ければ、原子核の励起確率は大きくなり、観測は容易となる。繰り返して云うが、電子レベルでの遷移と原子核の励起とは同時に生じる現象である。これが“電子遷移に伴う原子核励起”現象というネーミングの由来である。実例からみてもわかるように、条件がかなりよい場合でも、 E_N と $E_1 - E_2$ に差があるために、核励起ニートの割合は、現在までに観測されているものでも、大変小さい。

ニートの確率 (X線や Auger 電子放出にくらべて、どの程度起っているかという割合) を勘定するには、次のような量子力学的な考察を行えばよい。それには原子核と電子系をバラバラに考えるのではなく、それらの合成系を取り扱うことが必要である。これを示したのが Fig. 2 である。電子系は一般に複雑であるが、単純化して遷移に関与する電子 1 個だけで代表する。原子核と軌道電子それぞれのエネルギー・レベルを、エネルギー、スピン、パリティの 3 個の物理量で指定する。これらをこの順序に書くことにすると、原子核の基底状態は $0, I_1, \pi_{N1}$ 、その励起状態は E_N, I_2, π_{N2} となる。軌道電子系は、結合エネルギー E_i に空孔が 1 個ある状態を E_i, J_i, π_{Ai} ($i = 1, 2$) と記述する。 $E_1 > E_2$ のとき、 E_1 レベルに空孔がある状態が E_2 レベルの空孔状態よりもエネルギー的に高い。

電子空孔が E_1 レベルにあり原子核が基底状態にある合成状態のエネルギーは、合計 E_1 のエネルギーを持っている。これを状態 Ψ_1 と名付けよう。また電子空孔が E_2 レベルにあり原子核が励起状態にある合成状態のエネルギーは $E_N + E_2$ のエネルギーを持っている。これを状態 Ψ_2 と名付けよう。2つの状態 Ψ_1 と Ψ_2 とは、通常別々に取

り扱われている。 $E_N + E_2$ と E_1 との差が極めて大きいときはそれでよい。現実には E_N と $E_1 - E_2$ が全く異なっている。言葉を変えて云えば、一般に電子軌道間のエネルギー差は、原子核の励起エネルギーに比べて小さい。前者がX線、後者がガンマ線として観測されていることから明らかである。しかし、原子番号が大きくなって行くと、電子のエネルギー・レベル間の差は大きくなって行く。それに反して原子核の励起エネルギーは小さくなって行く。両者が近い値になるのは、質量数の大きな核種であり得ることである。

そのような場合、すなわち $E_1 \sim E_N + E_2$ の場合、 Ψ_1 と Ψ_2 はもはや完全に独立ではない。原子核と電子の間には、例えばクーロン力が働いているので、 Ψ_1 と Ψ_2 の状態間にも相互作用が働くのである。その大きさは、クーロン引力を Ψ_1 と Ψ_2 とではさんで積分した値、クーロン力の非対角成分である。 Ψ_1 と Ψ_2 はほぼ固有状態ではあるが、正確に云えば、このクーロン力の非対角成分を考慮して、エネルギーの固有値を求めなければならない。この固有値に対する固有状態が現実の自然界に存在している状態であり、 Ψ_1 と Ψ_2 の1次結合で表わすことができる。

クーロン・エネルギーの非対角要素の値を E' としよう。上記状態のまぜ合せをあらわす角度 θ は

$$\sin \theta \cos \theta = \frac{E'}{E_1 - E_2 - E_N} \quad (1)$$

で与えられる。また E' は

$$E' = -\frac{4\pi}{2l+1} \alpha Z \langle r_N^l \rangle \langle r_e^{-l-1} \rangle mc^2 \quad (2)$$

で与えられる。

l は電氣的 2^l 重極遷移に対応し、軌道電子レベルまたは原子核レベルそれぞれの遷移多重極度である。 α は微細構造定数($=1/137$)であり、 Z は原子番号である。さて原子核の座標についての動径部分 r_N の l 次巾の平均は

$$\langle r_N^l \rangle \sim R^l \quad (3)$$

と近似しよう。ここで R は原子核の半径である、

$$R = 1.2 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm.} \quad (4)$$

A は核種の質量数である。また電子座標部分は

$$\langle r_e^{-l-1} \rangle \sim r_n^{-l-1} \quad (5)$$

と近似される。ここに r_n は n 番目の半古典的Bohr軌道半径の大きさである、

$$r_n = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{n^2}{Z} \quad (6)$$

但し主量子数 n_2 のレベルより n_1 のレベルへ電子が遷移するとして

$$n = \frac{1}{2} (n_1 + n_2) \quad (7)$$

と近似した。このような近似による数値は、水素原子の一体の波動関数を用いた精度の数値計算でかなりよい一致を示すので、このような近似を考えた。

以上の結果を総合し、エネルギーをeVの単位で表わすと

$$E' = -3.42 \times 10^2 (2l+1)^{-1} Z^{l+2} A^{1/3} n^{-2l-2} \quad (\text{eV}) \quad (8)$$

となる。上述した評価に対するよりリアリティな計算は、原理的には可能であり、必要に応じて実行できるが、(8)式のままで現在の実験に対する指標としては充分意味のあるものと思われる。

さて一般に θ の値は小さいので、(1)式で与えられる $\sin \theta$ は $\tan \theta$ や θ に等しい。今

$$x = \tan^2 \theta \quad (9)$$

とおくと、X線やAuger電子放出に対する原子核励起(ニート)の起る割合 P は次式で与えられる。

$$P = 2x \frac{\Lambda_2}{\Lambda_1} \quad (10)$$

Λ_1 , Λ_2 はそれぞれ E_1 , E_2 レベルの空孔が消えてなくなる確率(空孔の寿命の逆数)である。これらは、実験的にわかっているものもあり、 $n_1 + 1 = n_2$ の場合は $\Lambda_2 / \Lambda_1 \sim 1/10$ である。(10)式

はレベル E_1 に空孔ができたばかりのときの確率である。一方 E_1 の空孔が連続的に作られ、原子核の励起が続行されているとするとき (または 1 個の空孔ができ、それがつぶれてしまうまでのすべての時間を積分したとき

$$P = x \left(1 + \frac{A_2}{A_1} \right) \quad (11)$$

となるので⁵⁾、この方が約 5 倍ほど (10) 式より大きい。

原子核と電子系の相互作用は (2) 式で述べたクーロン力の他にも、双方の磁気モーメントによる磁氣的相互作用が考えられる。これに應じて発生する電磁遷移は、磁氣的 2^1 重極として分類することができる。(2) 式と同様に、 Ψ_1 と Ψ_2 の混合をあらわす角度 θ は、クーロン力のときと同様評価できる。電磁的遷移には、始状態および終状態のスピンとパリティの選択律を満たす範囲内で、 El と $M(l-1)$ の共存が普通である。ニートの場合にも事情は同じである。

磁氣的相互作用についても MI 多重極に対する相互作用エネルギー E' を、(2) 式の近似で導出することができる。しかし El と $M(l-1)$ の相対的な大きさと位相は、原子核と電子の波動関数に著しく依存するので、簡単な近似における一般式を記述しても余り意味がないと思われる。以下に磁氣的 2^1 重極 ($M1$) に対する比較的きちんとした計算結果を与えておこう。この計算は電子が ns より $1s$ 状態に遷移する特別の場合にのみ与えられており⁶⁾

$$\begin{aligned} E' &= -(8\pi/3) \mu_B \mu_N \phi_{1s}(0) \phi_{ns}(0) \\ &= -1.58 \times 10^{-6} Z^3 n^{-3/2} \quad (\text{eV}) \end{aligned} \quad (12)$$

となる。ただし μ_B , μ_N は電子、核子の磁気エネルギー単位である。

4. ニートの 3 条件

ニートが現実にかかるためには、エネルギー、スピン、パリティにある決まった条件が満足されなければならない。これを NEET の 3 条件という⁷⁾。

1) エネルギー条件

E' になるべく大きく、 $E_1 - E_2$ と E_N になるべく等しくなることが望ましい。しかし一致する必要はない。自然界でニートが殆んど観測されていないことは、(1) 式からわかるように、この条件が充たされていないからである。同位体表を調べてみると、現在 15~20 個の核種でニートが起りそうである。超ウラン元素やエキゾチック核種が最近数多くみつまっているが、これらにも候補核が存在するであろう。あるいは高温高压状態、たとえば星の内部のような環境が入為的に又は自然にできれば、 $E_N \sim E_1 - E_2$ となるような核種は追々増加してくるであろう。

2) 角運動量の保存則

原子核のスピンを I 、電子系のスピンを J 、合成系のスピンを F とすると

$$I + J = F \quad (13)$$

となる。合成系 Ψ_1 と合成系 Ψ_2 が混合可能であるためには

$$F_1 = F_2 = F \quad (14)$$

でなければならない。

$$I_1 + J_1 = I_2 + J_2 \quad (15)$$

をみたす F が複数個あってもよい。

3) パリティ保存則

Ψ_1 と Ψ_2 のパリティは一致しなければならない。すなわち

$$\pi_{N1} \pi_{A1} = \pi_{N2} \pi_{A2} \quad (16)$$

以上の 3 条件がみたされるとニートが起る。Fig. 2 の原子核レベル間の電磁的遷移、軌道電子レベル間の電磁的遷移は、それぞれニートと無関係に観測されている。これらの言葉を借用すれば、電磁的多重極遷移 El または MI において、原子核側と軌道電子側とに共通するものがあればニート条件のうち第 2, 第 3 項をみたす。

5. ^{189}Os の場合

ニートの現象が史上始めて実験的に証明されたのは ^{189}Os についてである^{5,7)}。原理的にも理解

Fig. 3 Nuclear and electronic levels in ^{189}Os . Fig. 4 Decay curve of the produced radioactivity in ^{189}Os (Ref. 7).

しやすい単純な実例であるし、また類似の他の現象と区別して、ほんとうにニートであることがはっきりしているケースでもあるので、少しくわしく述べておこう。Fig. 3 に ^{189}Os の原子核と軌道電子のエネルギー・レベルを示す。電子軌道の M_{IV} ($3d_{3/2}$) と K ($1s_{1/2}$) とのエネルギー差は 71.8 keV であり、磁氣的 2 重極遷移 $M1$ と電氣的 4 重極遷移 $E2$ が可能である。一方、原子核には 69.6 keV の励起状態があり、そのスピンとパリティは $5/2^-$ である。また原子核の基底状態は $3/2^-$ であるから、これら両レベル間では、 $M1$ と $E2$ 遷移が可能である。したがって ^{189}Os はニートの 3 条件をすべて満たしていることになる。

最初の実験において音在博士らは、放射能の

Fig. 5 Experimental isomer production cross section as a function of the energy of incoming electrons (Ref. 8). The full line refers to the theoretical value with the NEET probability $p = 1.7 \times 10^{-7}$. The dotted line refers to the theoretical value of the nuclear Coulomb excitation.

ない天然のオスミウム粉末を、直径 2 cm の円板状に固め標的とした⁷⁾。この資料を電子顕微鏡用の電子銃を用いて、電子線を 5 時間照射した。そのあと標的の 2 次放射能 (内部変換電子) の時間的変化を測定し、Fig. 4 のように、半減期が 5.7 時間であることを確認した。これは、既に核物理的にわかっている 30.8 keV という第 1 励起状態の半減期 6 時間に一致する。したがってこの状態が生成されたものと考えられることができる。これは Fig. 3 で見られるように、 ^{189}Os の 69.5 keV の励起状態がニート過程によって生成され、この状態は直ちにガンマ崩壊して大部分が基底状態にもどってしまうが、およそ 1.2×10^{-3} の分岐比で 30.8 keV のアイソマー状態への遷移が起る。この状態は約 6 時間の半減期でガンマ崩壊し基底状態へもどる。この遷移は殆んど内部変換電子の放出によって進行する。このガンマ崩壊が Fig. 4 のように計測される訳である。

^{189}Os におけるニートの実験的検証は、その後精度を上げて繰り返され、1977 年に発表された⁸⁾。Fig. 5 は、 ^{189}Os の軌道電子空孔を作るために照射する電子線のエネルギー E (keV) を変えて、

30.8 keV 状態の生成断面積を測定した実験結果である。入射電子は軌道電子に空孔を生じさせるが、一方では直接原子核を69.5 keV状態に励起することも可能で、これを一般に原子核のクーロン励起と云っている。そのためFig. 5の結果がこのクーロン励起ではないことを証明しなければならない。これは下記の3点によりたしかめられた。

- 1) Fig. 5 よりしきい値は約74 keVであり、これは ^{189}Os のK電子イオン化エネルギーと一致する。原子核のクーロン励起のしきい値は69.5 keVとは異なっている。

- 2) 30.8 keV アイソマー生成の断面積は

$$\sigma = \sigma_K P B \quad (18)$$

と表わされる。ここに σ_K はK軌道電子の空孔の生成断面積、 P はニート確率、 B は原子核の69.5 keV状態より30.8 keV状態への遷移の分岐比である。 σ_K だけが入射電子のエネルギー E に依存する。Fig. 5の実線は理論値であり、実測値のエネルギー依存性と一致する。このカーブは $P = 1.7 \times 10^{-7}$ に対応する。

- 3) 電子により原子核が直接クーロン励起される場合の σ の値は理論的に計算できる⁹⁾。その大きさはFig. 5に点線で示すように、実測値に対して無視できる大きさである。

上記のように実験値のニート確率は

$$P = (1.7 \pm 2) \times 10^{-7} \quad (19)$$

である。(1)ないし(11)式によると $E2$ 遷移に対する P の理論値は 1.4×10^{-7} であり、理論における近似の度合を考慮に入れると、実験と理論の一致は充分であると思われる。

6. ^{237}Np の場合

^{237}Np の場合のニート現象は、文献10に与えられている。Fig. 6のエネルギー・レベルから判るようにこの遷移は $E1$ に対応している。この実験では、 ^{57}Co から放出される122 keVおよび136 keVのガンマ線をNpに照射する。これはK電子の束縛エネルギー119 keVより少し大きい

Fig. 6 Nuclear and electronic levels in ^{237}Np .

のでニートによる ^{237}Np の103 keV励起状態の生成が期待され、種々の光子が放出される (Fig. 7 参照)。このうち59, 53 keVの光子放出に注目し、これでニートが起っているか否かの判定を行なうことにした。この場合のニート確率 P は

$$P = (2.1 \pm 0.6) \times 10^{-4} \quad (20)$$

となる¹⁰⁾。一方、理論値は

$$P \sim 2 \quad (21)$$

である。この附近の核種において、ガンマ崩壊の $E1$ 遷移の実験値は4内至5桁理論値より小さい。したがって、ニートにおいても 10^{-4} の差異は不思議ではない。 10^{-4} の桁をもっと正確な原子核モデルにより出すことは現在ではまだ行われていない。

7. ^{235}U の場合

^{235}U の場合、阪大のレーザー核融合研究センターにおいて現象の確認がなされた¹¹⁾。10.6 μm の炭酸ガスレーザービームを100 ns, 1 Jの割合で、毎秒0.5回の繰り返しで、100発のレーザーパルスを ^{235}U に照射し、 ^{235}U の第1励起状態の遷移に伴う内部変換電子を測定した (Fig. 8 参照)。文献11によるとニートによる原子核生成断面積 σ_N と電子の速度 v との積の平均値は

$$\langle \sigma_N v \rangle = 1.4 \times 10^{-20} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (22)$$

Fig. 7 Photon spectrum in ^{237}Np irradiated with the gamma rays from ^{57}Co . It is magnified in the region of the gamma-ray energy of 59.5 keV (Ref.10).

Fig. 8 Nuclear and electronic levels in ^{235}U .

と測定されている。

一方, (1)ないし(11)式による理論的なニート確率 P は

$$P \sim 10^{-8} \quad (23)$$

である。Fig. 9 はニートによって励起された ^{235}U の第1励起状態の崩壊に伴う内部変換電子のカウント数を示す。崩壊曲線はたしかに第1励起状態の半減期に一致する。統計的な平均値(22)式と(23)式の間については詳しい議論が岡本氏によってなされているので参照されたい¹²⁾。実験値は理論値(23)式より約1桁小さい。

Fig. 9 Decay curve of the conversion electrons in the first excited state of ^{235}U , which is produced by NEET. The dotted and full lines refer to the total and net counting rates, respectively. The latter is given by subtracting a time-independent back ground from the former (Ref.11).

Fig.10 Nuclear and electronic levels in ^{197}Au . Fig.11 Decay curve of the gamma rays in the 77.3 keV state of ^{197}Au which is produced by NEET(Ref.13).

8. ^{197}Au の場合

^{197}Au の場合、Auの原子は100 keV, 60 μA のパルス状電子ビームによって照射された。 ^{197}Au の原子核の77.3 keVの状態はニートの原理によって励起されるが(Fig.10参照)、半減期1.9 nsで忽ち元の基底状態へもどってしまう。この崩壊の際放出される内部変換電子を測定することによって、ニートを実証したものがFig.11である¹³⁾。照射電子ビームとの混乱をさけるため、パルス状電子ビームは1 nsの照射と、20 nsの休止を繰返し行う。20 nsの停止時間帯に、ニートによって生成された原子核の崩壊による内部変換電子がカウントされる。この実験によるニート確率は

$$P = (2.2 \pm 1.8) \times 10^{-4} \quad (24)$$

である¹³⁾。理論値はM1遷移、(12)式、に対応するいくつかの分岐を足し合わせると、

$$P = 1.2 \times 10^{-5} \quad (25)$$

となる。

9. まとめ

軌道電子の遷移に伴う原子核励起という新現象についての研究は、理論的にも実験的にもまだ緒についたばかりである。定量的な一致は充分とは云えないが、しかし物理的なポイントは充分確かめられている。文献1にも述べたように、この現象は原子核物理と原子物理の境界に位置し、且つもっと広範な分野をも含む学際的研究分野としての重要性を具えている。ただ、ニートを使った同位体分離の実験は、まだひとつも行われていない。

実用的な面からみたニートを使った ^{235}U の同位体分離は、現時点においては生産性が少ない。しかしプラズマ状態にある ^{235}U にレーザーを用い、ニートを行わせると、エネルギー収率が格段に上昇する可能性があるという理論的研究も行われている¹²⁾。ニートは単一の核種においても一組の準位間でおこるだけではない。たとえば ^{235}U にしても、Fig. 8に示した軌道電子レベルの他に、いくつかの競争過程がある。14 keVの第2励起状態のニートも可能である¹⁾。現在の物理では、多電子系の波動関数についての研究はかなり進んでいるが、Zの大きな原子核の波動関数はよくわかっていない。したがって、ニート確率は今後、温度、密度、化合物など、条件を種々変更して実験的に求める努力が望まれる。原子核の研究分野では、極めて低い励起状態の発見の手法として、ニートが使われるかも知れない。またガンマ線レーザー・ソースを、ニートによって作る可能性もある¹⁴⁾。

最後に、この論文を書く機会を与えて下さったレーザー学会に、またニート確認の実験を続けて戴いた音清輝博士、山中千代衛博士、およびそれぞれのグループの方々に、衷心より感謝する。

参 考 文 献

- 1) M.Morita: Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 1574.

- 2) L.Szillard and Chalmers: Nature **134** (1934) 462 and 494.
- 3) K.Otozai: private communication (1972).
- 4) M.Goldhaber: private communication (1973).
- 5) M.Morita: unpublished and Ref. 1. Also, this is given in Eq. (4) in a paper by K.Otozai, R.Arakawa and T.Saito: Nucl. Phys. **A297** (1978) 97.
- 6) M.Morita and H.Ohtsubo: unpublished (1976).
- 7) K.Otozai, R.Arakawa and M.Morita: Prog. Theor. Phys. **50** (1973) 1771.
- 8) Fig.3 in the second paper in Ref.5.
- 9) T.de Forest, Jr. and J.D.Walecka: Adv. in Phys. **15** (1966) 1.
- 10) T.Saito, A.Shinohara and K.Otozai: Phys. Lett. **92B** (1980) 293.
- 11) Y.Izawa and C.Yamanaka: Phys. Lett. **88B** (1979) 59.
- 12) K.Okamoto: Nucl. Phys. **A341** (1980) 75.
- 13) H.Fujioka, K.Ura, A.Shinohara, T.Saito and K.Otozai: Z. Phys. **A315** (1984) 121.
- 14) L.Okamoto: Nihon Butsuri Gakkaishi (in Japanese) **31** (1976) 983.