

原 子 核 の 變 換

(TRANSMUTATIONS OF ATOMIC NUCLEI)

NIELS BOHR

科 學 7 (1937), 第 11 號, 別 刷

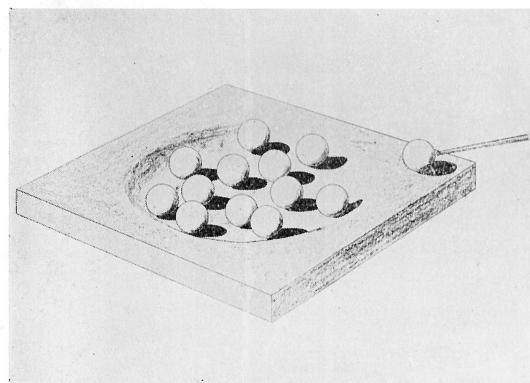
原 子 核 の 變 換⁽¹⁾

(TRANSMUTATIONS OF ATOMIC NUCLEI)

Niels Bohr

物質粒子の衝撃によつて惹起される原子核變換の代表的特徴を理解する爲には、そんな衝突の最初の過程が、いつでも元の核とこれにぶつかる粒子とで出来る中間的な準安定な體系を作るものであるといふ假定をする必要のある事を曩に指摘した⁽²⁾。此中間狀態に於ける餘分のエネルギーは、其混成體にある全粒子の、或る複雑な運動として一時貯へられると假定しなくてはならぬ。そして次いで起り得る崩壊により、或る基本的又は合成的の核粒子を放出する事は、此見地よりすれば衝突過程の第一階梯とは直接關聯のない分離した出來事と見做される。それ故衝突の最後の結果は混成體からの、不滅法則に合致するやうな、色々の崩壊並に輻射過程の凡てのもの間の競争によつて定まるものであると云へる。

第1圖に掲げたものは原子核衝突の此特性を圖解する簡単な器械的模型である。これは淺い鉢に澤山玉突の



第1圖 原子核の衝突模型

球を入れてある。若し鉢に何も入つて居ないと、外から轉ばし込んだ球は一方の斜面を下りて反対の側に元と同じエネルギーを持つて出て行く。然し他の球が鉢の中にあると、やつて來た球は自由に通り抜ける事は出来ないで、中の球の一つに其エネルギーを分けてやる。そして

此二つのものが各々他の球にエネルギーを與へる。これを繰り返して元の球の運動エネルギーが鉢の中の球の全部に分配せられる。鉢と球とが完全に圓滑で彈性的であると見做し得るとすれば、此衝突は永く續き、遂には縁に近い所にある一つの球に、元の運動エネルギーの大部分が再び集注されるといふ様な事が起るであらう。すると此球は鉢から飛び出す、そして初めやつて來た球のエネルギーが餘り大きくないと、自餘の球に残された全エネルギーが不充分であつて、どの球も鉢の斜面を這ひ上ることは出來ない。これと異つて少しでも球と鉢との間に摩擦があるとか、又は球が完全に彈性的でない場合には、運動エネルギーの大部が摩擦の爲に熱として失はれるから、全エネルギーは孰れの球の脱出にも不足となり、1個の球も出て行く機を得ぬ様なことも起り得る譯である。

斯やうな類比は速い中性子が重い原子核に當つた時にどんな事が起るかを適切に解説して居る。此場合には混成體を構成する粒子の數が多く、且つ各自の間の相互作用が強い爲に、上記の單純な器械的類推よりして豫期しなくてはならぬ事は、中間原子核の壽命は、速い中性子が原子核を通過するに要する時間に比べて事實非常に長いといふ事である。これから先づ次の事實が説明される。即ち中性子が核を通過する時間の間には、重い核が電磁波を放出する確率は極めて小さい筈であるけれども、實際は混成核の壽命が長い爲に、此ものが中性子を出さないで、餘分のエネルギーを電磁波の形として放出する確率が餘り閉却出來ないといふ事である。斯やうな模倣からして直ぐ諒解出来るも一つ他の實驗事實は、やつて來た中性子のエネルギーよりもずっと小さなエネルギーの中性子を放出する非彈性衝突の確率が驚くべく大きいといふ事である。それは、實際上述の考へからして明かなやうに、混成體の崩壊過程で、出て行く1個の粒子に少しのエネルギーを集注させる方が、餘分のエネルギー全部を集注させるよりもずっと起り易いからである。

斯やうな單純な器械的考察は、放射能に於ける γ -線スペクトルの研究によりよく確立せられた事實、即ち核は

(1) 日本の諸大講演にて 1937 年 4 月及び 5 月に行はれた講演の拔萃。圖解は是等の講演に示された幻燈板中 3 枚の複寫である。

(2) N. Bohr: Nature 137 (1936), 344.

原子同様にエネルギー準位の不連續的分布を有するといふ事に一見矛盾すると考へられるかも知れない。といふのは上記の論議に於ては、やつて来る中性子が殆どどんな運動エネルギーを有つて居ても、混成體を形成するといふ事が缺くべからざる事なのであつたから。然し速い中性子の衝突に於ては、混成體の勵起は普通の γ -線準位の勵起よりもずっと高いものが問題となるといふ事を覺らなくてはならぬ。後者の勵起は數 MV (百萬電子ヴォルト) を越えぬものであるに反し、前者に於てはそれが原子核の平常狀態より中性子を取り去るに要するエネルギーを遙に超過して居る。此中性子を取り去るエネルギーは、質量缺陷の測定から概算して約 8 MV (百萬電子ヴォルト) である。

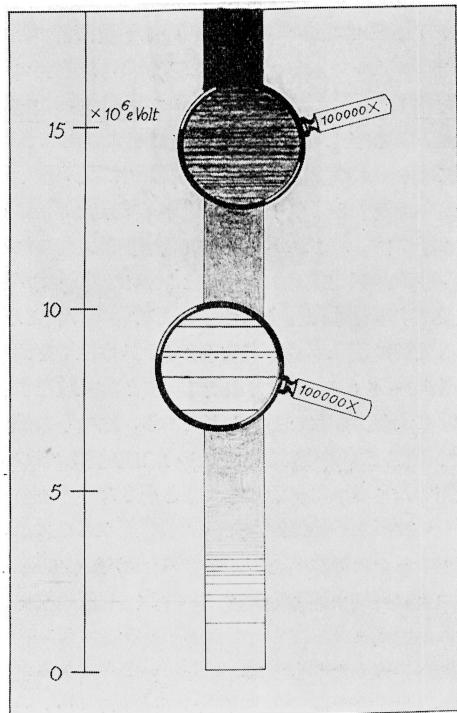
次に第2圖は重い核に於けるエネルギー準位の分布の一般特性を圖解的に表はしたものである。下の方の準位の間隔は平均數十萬電子ヴォルトのエネルギー差を有し、放射性原子核に見られる γ -線準位に相當して居る。勵起が高くなるに従つて、準位は急に互に相近づき、核と高速中性子との衝突に相當する約 15 MV の勵起に於ては、恐らく全然連續的の分布を探ると思はれる。準位組織の上部の特性は、準位圖の上に置いた二つの倍率の大きいレンズによつて圖解してある。レンズの一方は上述

の連續的エネルギー分布の區域に置いてあり、他は非常に遅い中性子を元の原子核に加へた時に出來る混成體の勵起に相當する部分にある。下の方の擴大レンズの視野の中央にある點線は、やつて来る中性子の運動エネルギーが、恰度零である時に出來た混成體の勵起エネルギーを示して居る。であるから此線から基底狀態迄の距離は、恰度混成體に於ける中性子の結合エネルギーである。

此線の近くのエネルギー區域の準位分布に關する消息は、1 電子ヴォルトの端數のエネルギーを持つ非常に遅い中性子の捕捉に關する實驗から得られる。それでやつて来る中性子の運動エネルギーが、恰度混成體の定常狀態の中の一つのもののエネルギーに等しい場合には、量子論的共鳴作用が起り、その爲に中性子の捕捉の有效斷面積は普通の原子核斷面積の數千倍に上り得る。實際こんな選擇作用は色々の元素に就て認められて居る。其上にこれ等の場合共鳴區域の幅は常に 1 電子ヴォルトの僅かな端數に過ぎない事が解つた⁽¹⁾。重い方の元素の中で選擇捕捉を示すもの的存在する割合と、共鳴區域の狭さとからして、此邊のエネルギー領域に於ける準位の平均距離を見積つて見ると、大約 10 乃至 100 電子ヴォルトの程度になる。第2圖の下の方の擴大レンズの視野には、そんな準位が幾つか示してある。此準位の一つが點線に非常に近いといふことが、即ち此特定の場合に非常に遅い中性子に對して選擇吸收の起る可能性のあることになる。

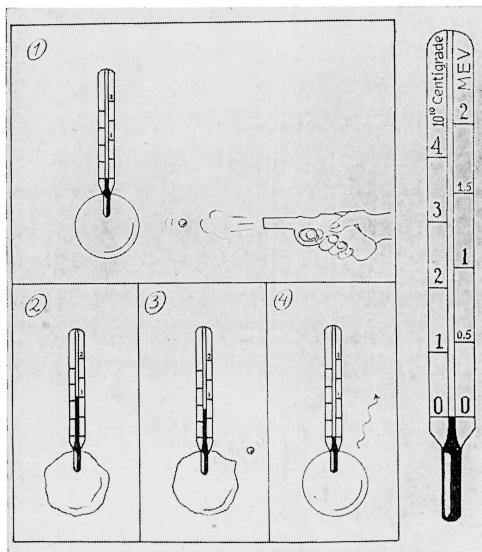
第2圖に示したエネルギー準位の分布は、普通の原子問題でよく馴れて居るものとは非常に性質の異つたものである。後者では原子核の周囲の電場に結合されて居る個々の電子間の相互作用が小さい爲に、原子の勵起は一般には只1個の粒子が高い量子状態にある事に基因するものとせられる。處が原子核のエネルギー準位の分布は、エネルギーが體系全體としての振動に貯へられる彈性體に豫期せられる型そつくりのものである。といふのは其體系の總エネルギー値が増してくると、そんな運動の固有振動の結合振動の生ずる可能性が非常に増加する爲に、高い勵起に對しては相隣接する準位の間の距離が急激に減少する。事實此特性の考察は、低温に於ける比熱の論議からよく知られた事である。

混成體が物質粒子を放出しての崩壊の論議にも亦熱力



第2圖 原子核のエネルギー準位

(1) 遅い中性子の選擇捕捉の現象は、光學の方の共鳴と興味ある形式的の類似を示すものであるが、これは特に G. Breit と E. Wigner との論文 (Phys. Rev. 49 (1936), 642) で研究せられて居る。實驗事證から準位の幅をはじめて略算したのは O. R. Frisch と G. Placzek (Nature 137 (1936), 357) である。そして H. Bethe と G. Placzek との最近の論文 (Phys. Rev. 51 (1937), 450) で詳細に論議せられて居る。



第3圖 速い中性子と重い原子核との衝突の圖解

學的類推が有效地に適用される。殊に中性子の放射、即ち核固有の大さ以外に擴がつて居る力の存在しない場合は、低溫に於ける液體又は固體の蒸發の場合と非常に暗示に富んだ類推を表はして居る。事實低い勵起に於ける原子核の準位體系の大體の知識から、混成核の“溫度”を見積もる事が出來、それからして中性子の蒸發確率が得られる。これは速い中性子の衝突で出来る混成體の壽命を實驗の分析により求めたものと辯證が合ふ。(1)

第3圖は速い中性子と重い核との衝突の過程を圖解したものである。行論の大綱を辿る様に、原子核に假想の寒暖計を導入した。圖に示す通り寒暖計の度盤は攝氏の十億度で盛つてある。然し熱エネルギーのもつと解り易い目安を得る爲に、溫度を MV (百萬電子ヴォルト) で表はす他の目盛を添加して置いた。圖は衝突過程の種々の段階を示して居る。先づ始めに元の原子核は其平常状態にあり溫度は零とする。原子核が約 10 MV の運動エネルギーを持つ中性子に衝突されると、18 MV を持つ混成核が出来、其溫度は零から約 1 MV に昇る。圖にある原子核の不規則な等高線は、其溫度に於て勵起された色々の振動に相應する形の動搖を表象して居る。次の圖は中性子が此體系から脱出する状を示すもので、その爲に勵起、從つて溫度は少し低下する。過程の終段ではエネルギーの殘餘が電磁波の形として輻射されて溫度は零に落ちる。

(1) 混成核から中性子の脱出する確率に、普通の蒸發の式を適用するといふ着想は J. Frenkel (Sow. Phys. 9 (1936), 533) によって初めて提唱せられた。一般統計力学に基く更に詳細な研究は V. Weisskopf の論文(Phys. Rev. 52 (1937), 295) にある。

上述の衝突過程は、やつて来る中性子のエネルギーが大きい場合には最も起り易いものである。處が中性子のエネルギーが小さくなると、脱出と輻射との確率が同じ程度の大さとなり、捕捉の確率が非常に大きくなる。そして遂に非常に遅い中性子の領域に至ると、輻射の確率が脱出の確率よりもずっと大きくなる事が實驗上よく知られて居る。然しあうなると中性子の脱出と蒸發との類推は全く不適當である事が明かである。といふのは脱出の機構も混成體の形成と同様に、斯やうに單純に分析出来ない特別な量子力学的特徴を茲に伴ふやうになるからである。

事實普通の蒸發と中性子の脱出との定量的類比は、混成體の勵起エネルギーが、一つの中性子を取り除くに要するエネルギーに比しづつと大きい場合に限り押し通すことが出来る。なぜなれば此場合に限り中性子脱出の後に残つた殘餘の核の勵起が、元の混成體の勵起と殆ど等しいからである。此事は普通の蒸發現象の前提とされることであつて、問題の物體の熱量の變化は、1 個の氣體分子の脱出の際には極めて小さくて閑却し得るとせられて居る。それ故上述の考察が斯やうに簡単な形に適用出来るのは、第3圖の第2段より第3段に移る間に、溫度の變化が比較的少い場合に限られる。

蒸發類推の適用條件は、一般に云へば今日迄行はれた實驗に於ては厳密に満足されることは居ないが、然し此類推から誘導し得る、もつと定性的の歸結が澤山あつて、そんな衝突過程の論議には非常に有用である。例へば前に述べた、速い中性子と原子核との衝突に於てエネルギー損失の確率が大きいといふ事は、恰度普通の蒸發に於て出て行く分子は、熱い物體のエネルギー全部を持つて行かないで、一般には蒸發體の溫度に相應して一つの自由度當りにずつと小さいエネルギーを以て出て来る事に當つて居る。更に熱力學的類推より豫期せられるのは、放出される粒子のエネルギーは此平均値の周りに Maxwell の分布に相應する分布をして居るのであらうといふ事である。もし又やつて来る中性子のエネルギーが1個の粒子當りの結合エネルギーの數倍である場合には、1個のみならず數個の粒子が、各自やつて來た粒子のエネルギーに比して小さいエネルギーを持つて、相次ぐ別々の崩壊過程を經て混成體から出て来る事が豫知し得る。此型の核反応の起ることは、實際色々の場合に於て實驗的に認められて居る。

上述の考察は混成體から陽子や α -粒子のやうに帶電した粒子を放出する時にも適用し得る。然し此場合記憶すべき事は、蒸發の潜熱は單に帶電粒子の結合エネルギー

ーだけではなく、これに出て行く粒子と残りの核との間の相互の反撥力による静電エネルギーを附加しなくてはならぬ。更に此反撥力は粒子が核から出た後にこれを加速する作用を持ち、其結果帶電粒子の平均運動エネルギーは此反撥力に相應するエネルギーの量だけ中性子のものよりも大きい。であるから放出された粒子の持つエネルギーの最もよく出て来る値は、略ぼ溫度エネルギーと静電反撥エネルギーとの和である。そして更に大きいエネルギーを持つた帶電粒子を放出する確率は、中性子の場合同様に、Maxwell の分布に従つて指數函數的に減少する。斯やうに核の過程に於て、脱出する帶電粒子が、使ひ得るエネルギーの一部分だけを取り、残りの核を勵起状態に置いて行く傾向のある事は、事實混成體から陽子又は α -粒子を放出する多くの反応の最も顯著な特徴の一である。

今迄は主として中性子の衝突によつて始められた原子核の過程を問題とした。然し中間状態の形成に關する同様の考察は、帶電粒子と核との衝突にも適用される。尤も此場合に考慮すべき事は、陽に帶電した核との間に作用する反撥電氣力の爲に、やつて來る粒子の運動エネルギーが小さい時には、混成體を成立させるに必要な接觸を止め、又は是を起り難くする。實際遠距離に於ける核粒子間の此静電反撥力と、近距離に於ける相互の強い引力との一緒になつた作用は、核が所謂“ポテンシャルの障壁”で取り囲まれて居るといふ言葉で簡単に述べられる。そしてやつて來る帶電粒子が核と接觸する爲には、此の障壁を通り越さなくてはならない。放射性原子核に於ける自生 α -線崩壊を支配する法則の説明からよく知られて居る通りに、古典力学によれば、帶電粒子のエネルギーが不足である爲に、そんなポテンシャルの障壁の表面で停止させられるやうな場合にも、量子力学に従へばこれを貫通する確率があり得る。此量子力学的作用は又次の實驗事實の説明にもよく引用される。即ち遅い陽子が餘り重くない核に衝突した時に、其エネルギーが小さくて、古典論から云へば電氣的反撥力に妨げられ、打突けられた核に接觸出來ないといふ様な場合にでも、原子核の崩壊を起す確率の著しく大きいものであるといふ事が認められて居る。

帶電粒子と軽い方の核との衝突に於ける他の興味ある特性は、陽子及び α -粒子の衝撃によつて起される崩壊に於て發見せられた目立つた共鳴作用である。遅い中性子の選擇作用の場合同様に、斯やうな共鳴は、やつて來る粒子と元の核とのエネルギーの和が、混成體を構成する全粒子の、或る種の量子化された總體運動に相應する定常

状態のエネルギーと、恰度一致する事に基くと云はねばならぬ⁽¹⁾。殊に α -粒子衝撃の場合には、軽い方の核の高い勵起状態の準位分布に關する多くの消息が、此種の共鳴作用から得られて居る。重い方の核で認められた稠密な準位分布に對比して、此場合の準位間の距離は、10MV よりもずっと高い勵起に對しても數十萬電子ボルトに達する大きさである。然し此結果は次の事情を思へば直ぐ諒解出来る。即ち最も低い方の勵起状態間の相互距離は、軽い核の方が重いものよりもずっと離れて居る。從つてこれ等の準位の結合によつて一定のエネルギー領域に出來得る準位の數は、前者に於ては遙に後者よりも少い譯である。

共鳴準位間の距離のみならず其半價幅も、一般に軽い方の核に於ては重い方よりも廣い。此事は混成體の壽命が前者に於ては後者に於けるよりも著しく短い事を示すものである。これは何よりも先づ、重い方の核に於ける共鳴は非常に遅い粒子に對してだけ認められて居るといふ事情に基くものである。即ち遅いものに對しては脱出の確率は極めて小さいから、混成體の壽命は電磁波を放出する確率だけによつて限定される。處が軽い方の核に於ては、壽命は一般に比較的速い粒子を出す確率によつてのみ決定せられるものである。更にこれと全く別に、重い核の壽命は、たゞへ核が速い粒子を放し得る位に充分高く勵起されたとしても、軽い核のものよりもずっと長いであらうと豫期しなくてはならぬ、といふのは同じ勵起エネルギーに對して重い核には軽い核よりも低い溫度が付與されるからである。

實際以上概説したやうな極めて單純な考察を用ひれば、衝突により惹起された核反應の特異な性状を一般的に説明する事が出来るやうに思はれる。同様にして、核と原子との輻射特性の特異な差異を、類似の考察によつて説明する事が可能な様である。此論據の要點も亦、ぎつしりと詰め込まれて居る核粒子間のエネルギー交換が極めて容易に行はれることを、原子に於ける各電子が殆ど他の電子の影響を受けることなく結合されて居ることに對比して考察する事にある。然しこんな問題の更に嚴密な論議は、もつと詳細に亘る考察を要する。それは此短い報文の範圍外に屬する⁽²⁾。

(仁科芳雄譯)

(1) 混成體の全エネルギーの外に、其スピン並に他の對稱性が共鳴現象の解説に重要であるかも知れぬ。これは屢々指摘せられた通りである。斯やうな考察が此處に提示された核反應の一般的模様と如何に關聯せられるかに就ては問もなく發表される F. Kalckar, J. R. Oppenheimer 及び R. Serber の論文 (Phys. Rev. **52** (1937), 179) に論議してある。

(2) 茲に提示された概念の發展に關する更に廣汎な解説は、Mr. F. Kalckar と著者とにより、Copenhagen の學士院報文に問もなく發表される。