

あるいは、「位置エネルギー」という本来の言葉の定義に従って、「位置  $r$  から基準点  $r_0$  までに、あとどれだけの仕事 (= (力) × (距離)) をする能力を持つか」から求めてもよい。通常、 $r^2$  に比例するような力 (クーロン力, 万有引力など) は, 位置エネルギーの基準点として,  $r_0 = \infty$  を選ぶ。従って, 位置エネルギー  $U(r)$  は,

$$U(r) = \int_r^{\infty} F dr, \quad (5.12)$$

から求められる。

いずれにせよ, 結果は, (5.8), (5.10) に対応して,

$$U(r) = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (r > a), \quad (5.13)$$

$$U(r) = \frac{qQ(3a^2 - r^2)}{4\pi\epsilon_0 2a^3} \quad (r < a), \quad (5.14)$$

となる。(5.14) がやや複雑な式となっているのは,  $r = a$  のときに,  $r > a$  からの式と  $r < a$  からの式とが一致すべきという条件を用いたからである。

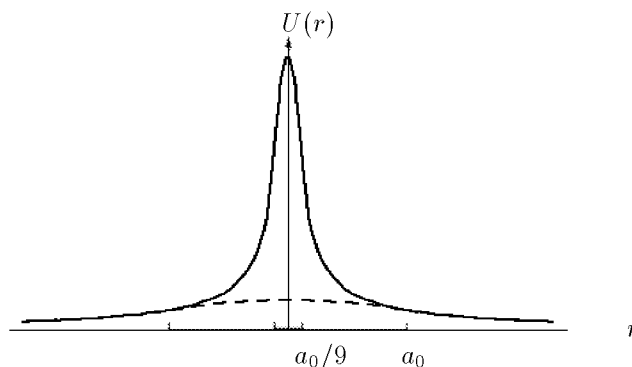


図 5-8 荷電球の半径  $a$  の違いによる位置エネルギー曲線の様子

半径  $a = a_0$  の場合の  $U(r)$  を破線で, 半径  $a = a_0/9$  の場合の  $U(r)$  を実線で示してある。

#### [参考] 荷電球の半径 $a$ の違いによる散乱の様子

図 5-8 には, 同じ  $qQ$  の値に対し, 半径  $a$  の値が  $1/9$  倍だけ変化した例 ( $a = a_0$  および  $a = a_0/9$ ) が, 描かれている。わずか  $a$  の値が  $1/9$  となっただけで, 山の形は, かなり極端な急斜面となることがわかる。

Rutherford は, それまで考えられていた原子の大きさと同程度の大きさを持つ正電荷球の模型の代わりに, その  $3 \times 10^{-4}$  倍以下の小さな半径の正電荷球を考えたのであるから, いかに急斜面の位置エネルギーの山を主張したことになるかが想像できるであろう。  $\alpha$  線が後方に散乱されるほどの強い力を受けるには, これくらいの小さな点状に荷電が分布していると考えぬ限り, 説明がつかない。

このような半径 ( $a = a_0, a = a_0/9$ ) を持つ荷電球に対して、飛び込んで来た  $\alpha$  粒子がどのような方向 (散乱角  $\theta$ ) に散乱されるかを、入射粒子の中心線からのズレ  $b$  (「衝突パラメーター」と呼ばれる) の違いによって図示すると、図 5-9 のようになる。(計算式はかなりめんどろなものとなるので略す。) 半径が  $1/9$  となった方が、より強く力を受け、後方にも散乱されることが、わかるであろう。

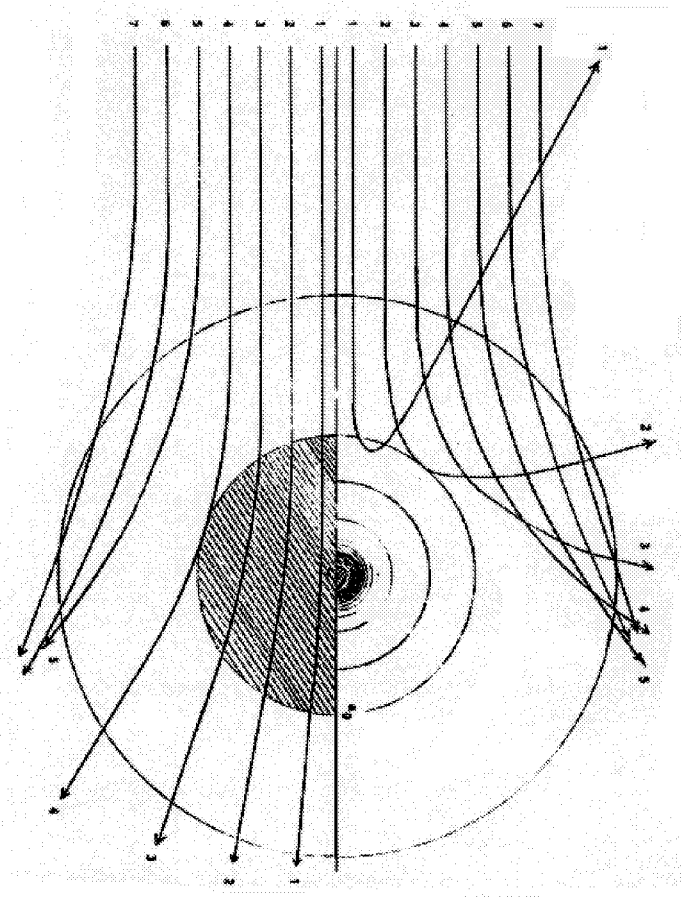


図 5-9 荷電球の半径の違いによる散乱の様子

正電荷球の半径が、(a)  $a = a_0/9$  および (b)  $a = a_0$  の場合について、比較しやすいように、1つの図にまとめて表示してある。上側半分は小さな半径 (a) の場合、左側半分は大きな半径 (b) の場合を示す。無論標的粒子は完全な球であって、半球ということではない。なお、図には位置エネルギーの様子を等高線で書き入れてある。

### ラザフォード模型の欠点

このように、 $\alpha$ 線の散乱実験を説明するためには、原子の構造はどうしても Rutherford が主張するように、正電荷物質が中心に「点」と見てよいほどに小さく集中して存在（原子核）し、それのはるか外側を電子が回転するという模型を採用せざるを得ない。実際、Rutherford がこの模型に基づいて導いた散乱公式は、実に実験とぴったりと一致することが、その後のいろいろの人たちの実験によっても、確かめられた。

しかしながらこの模型は、原子の大きさの説明に困難をもたらす。気体分子の運動論から、原子の大きさはほぼ  $10^{-10}\text{m}$  であることが知られている。これに対してラザフォード模型では、原子の質量のほとんどを担う正電荷物質は、はるかに小さな大きさ  $10^{-14}\text{m}$  程度に集中している。電子は原子の大きさ  $10^{-10}\text{m}$  程度に広がって回転していたとしても、電子は原子に比べてはるかに軽い（例えば水素イオン（水素の原子核）の約  $1/1800$ ）ので、分子どうしの衝突にはほとんど無関係のはずである。それなのに原子はなぜ  $10^{-10}\text{m}$  の大きさを持つかのようにふるまうのであろうか。

トムソン模型では、原子の大きさは  $10^{-10}\text{m}$  程度であるということを、理論的に説明することに一応の成功をおさめたが、ラザフォード模型ではどうしたらよいのであろうか。電子の軌道半径が  $10^{-10}\text{m}$  に保たれるような、何か理論的な根拠でも、主張できるであろうか。

更に、ラザフォード模型の最大の欠点は、原子の安定性（電子の軌道半径の安定性）を説明できないことにある。一般に、正電荷物質の外側を電子が回転する模型では、電子が電気力（クーロン力）によって中心に引き付けられる力と、電子が回転することによって生ずる遠心力とがつり合って、電子はある定まった半径を保って回転すると考える。ところが一方、我々は電磁気学で荷電粒子が振動や回転を行なうとそれによって電場や磁場が振動し、電磁波が発生するというを知っている。電磁波が原子から放出されれば、むしろ電子の持つエネルギーは電磁波のエネルギーとして持ち去られてしまう。後の §5.4 で詳しく見るように、電子のエネルギーの減少は、電子の回転半径の減少を意味する。このようにして、例え、初め半径  $10^{-10}\text{m}$  で電子が回転している模型を考えたとしても、それはどんどん半径を減少させ、ついには電子は正電荷球に引き寄せられてしまう。電磁波の放出が嫌なら電子の回転を考えなければよいが、それでは遠心力が生じないので、その方がもっと困る。— 原子核のはるか外側を回る電子は、なぜ安定して一定の半径を回り続けることができるのであろうか。

それとも、ラザフォード模型はそもそも正しくなく、やはり例えばトムソン模型の

ように考えるべきなのか。(その時、 $\alpha$ 線の散乱実験をどう説明するのか.)

この問題の解決は、§5.4で紹介するように、1913年の Bohr の登場を待たねばならない。

### 5.3 原子スペクトル

原子模型を探る際の重要な手がかりの1つに、固有の波長を持って原子から放出される光「原子スペクトル」の問題があった。

#### スペクトル公式

1885年、スイスの Balmer は、水素原子のスペクトル線（当時、可視部で4本観測されていた）の波長  $\lambda$  が、

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, 6, \quad (5.15)$$

なる公式に従うことを発見した。

更に1900年には、スウェーデンの Rydberg が、一般の任意の原子において、その放出されるスペクトル線は、次の公式に従うことを発見した。

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[ \frac{1}{(m+a)^2} - \frac{1}{(n+b)^2} \right], \quad (5.16)$$

ここで、 $m, n$  は  $0 < m < n$  なる整数であり、 $a, b$  は原子の種類によって決まる定数（水素原子では  $a = b = 0$ ）であり、また  $R$  は原子の種類によらない定数（「リュードベリ定数」と呼ばれる）であり

$$R = 1.1097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}, \quad (5.17)$$

の値をとる。

この公式が実験とよく一致することは、この後、より一層確かめられて行く。例えば、水素原子 ( $a = b = 0$ ) において、 $m = 0$  の場合はすでに Balmer によって発見された可視部のスペクトル（それを「バルマー系列と呼ぶ）を与えるが、更に、 $m = 1$  の場合は1906年に Lyman によって紫外部にそのスペクトル（「ライマン系列」）が現われることが、また  $m = 3$  の場合には1908年に Pashen によって赤外部にそのスペクトル（「パッシェン系列」）が現われることが、各々確かめられた。

#### 原子スペクトルの問題点

このように、リュードベリ公式 (5.16) が正しいことは実験的に疑いのないことであつたが、原子スペクトルがこのような規則性を持つ理由は、理論的には全くなぞであつた。

まず第一に、原子から放出される光の波長が、このようにとびとびの値をとることの説明がつかない。原子の内部で電子が振動や回転をすることによって電磁波が放出されるとして、その電子の振動数や回転数は、任意にいろいろの値のものがあつてよさそうである。それなのに、どうして特定のとびとびの値だけが許されることになるのであろうか。

しかも、この公式は、 $1/\lambda$  が整数  $n$  について  $1/n^2$  の形となっている。(振動数  $\nu$  について言えば、 $\nu\lambda = c$  より、 $\nu$  が  $1/n^2$  の関係を持つことになる。このような規則性を導くような理論はちょっと考えつかない。例えば、弦の振動では、図 5-10 に示すように、ある 1 つの弦で、基本波として  $\nu = \nu_0$  振動が起こるなら、同じ弦で  $\nu = 2\nu_0, 3\nu_0, \dots$  の振動が可能であることが、知られている。即ち、 $\nu = n\nu_0$  の形の公式となる。しかるに、リュードベリ公式は  $\nu = \nu_0/n^2$  の形となっている。

この原子スペクトルの問題もまた、1913 年の Bohr の登場を待たねばならない。

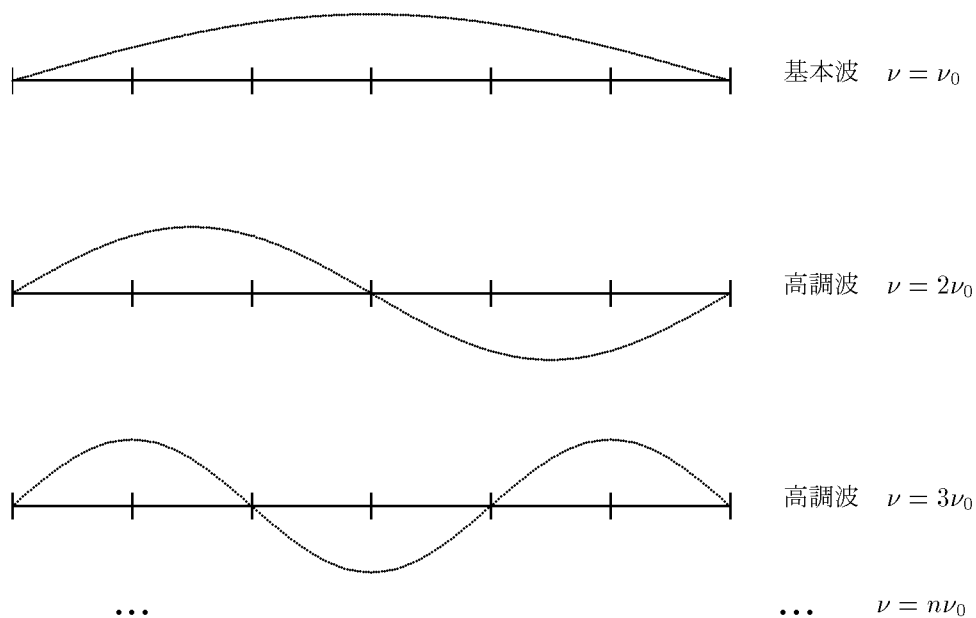


図 5-10 弦の振動：基本波と高調波

## 5.4 ボーアの原子模型

ニュートン力学が正しいなら、 $\alpha$ 線の散乱実験により、原子は必ずラザフォード模型（有核原子模型）でなければならない。しかし一方、古典磁気学が正しいなら、この模型では電磁波を放出し続けるので、原子は安定な形を保つことはできなくなる。

しかも、原子スペクトルについてのリュードベリ公式をどう説明したらよいであろうか。

1913年、デンマークの Bohr は、古典磁気学に従う原子からの光の放出メカニズムの考えを捨て、全く新しい考えでの原子からの光の放出・吸収メカニズムを提案する。そこでは、「量子条件」および「振動数条件」という全く新しい概念が導入され、これによって、原子の大きさ  $10^{-10}\text{m}$  の問題にも、リュードベリ公式の問題にも、見事な理論的説明を与える。

歴史的に言えば、1912年秋、イギリスの Rutherford のもとの留学から帰国した彼の当初の研究意図は、原子スペクトルの問題ではなく、ラザフォード模型による原子の物理的・化学的性質の説明にあった。彼は、ラザフォード模型が、原子を非常に小さな点状の正電荷物質（原子核）とそれのはるか外側を回る電子群に起因し、また原子の質量や放射能の問題は中心の原子核に起因すると考えた。そして彼は、原子核の問題は当面しておくとして、外側を回る電子の運動について、詳しく考察を始めた。彼の理論が原子スペクトルの問題にもすばらしい解決を用意することに気付くのは、1913年2月初めの、友人の分光学者 Hansen との会話がきっかけである。

### ニュートン力学によるラザフォード模型の記述

ボーア理論を紹介する前に、ボーア理論のどの部分が新しい考えであるのかを正しく理解してもらうために、古典力学でラザフォード模型がどのように記述されるのかを紹介する。簡単のため（ボーアもそうなのだが）、外を回る電子が1個だけということが知られている水素原子の場合について、調べることにする。簡単のため、原子核のまわりを回る電子の運動が、円運動である場合を考える。（図 5-11）

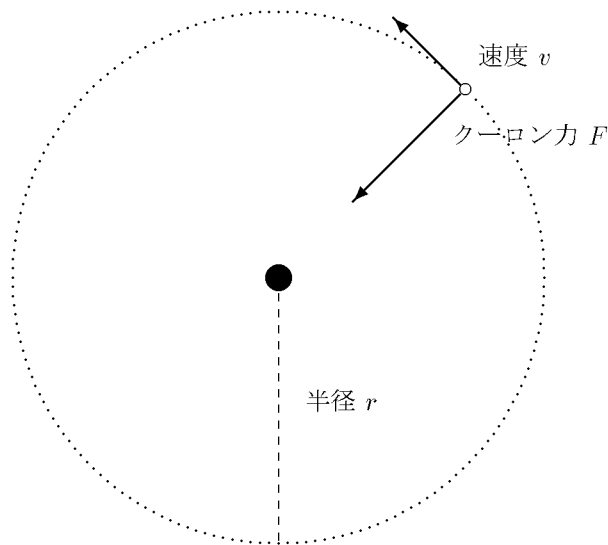


図 5-11 水素原子のラザフォード模型

電子（荷電の大きさ  $e$ ）と原子核（荷電の大きさ  $e$ ）との間に働く力は、電気的な力（クーロン力） $f = e^2/4\pi\epsilon_0 r^2$  であるから、ニュートンの運動の方程式は

$$\begin{aligned} (\text{質量}) \times (\text{加速度}) &= (\text{力}) \\ m_e \frac{v^2}{r} &= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \end{aligned} \quad (5.18)$$

と書ける. ( $m_e$  は電子の質量)(5.18) 式の左辺は、電子の回転運動による「遠心力」を表わすと見てもよい. (厳密に言えば、「遠心力」なるものは見かけ上の力であり、実在の力ではないが、初等的にはそのような力を想定した方が、便利なことが多い.) (なお、加速度についての公式の証明は、後の [参考] を見よ.)

速さ  $v$  で運動する電子の持つ運動エネルギー  $K$  は、

$$K = \frac{1}{2} m_e v^2, \quad (5.19)$$

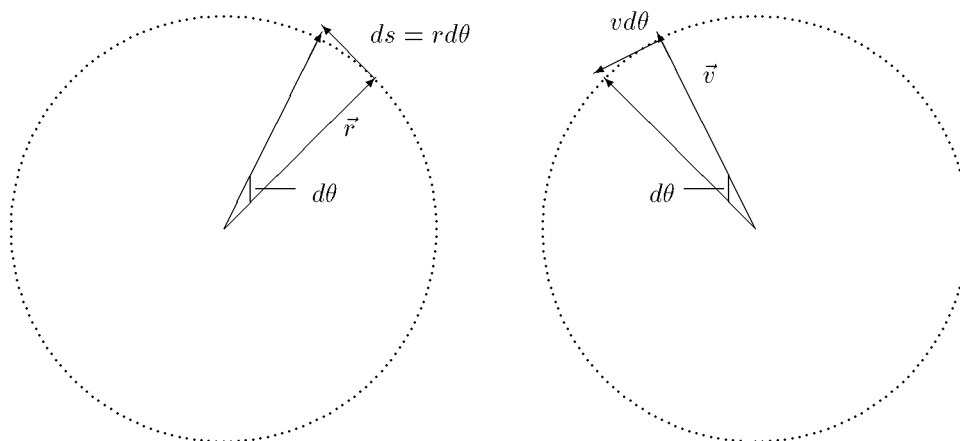
で与えられ、また、電気的位置エネルギー  $U(r)$  は、

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (5.20)$$

で与えられる. [(5.20) は、(5.13) で  $a = 0$  とし、 $Q = e$ ,  $q = -e$  の場合を考えればよい.]



となる．ここで、 $K = m_e v^2/2$  に対して、(5.18) を用いて式変形を行なった．(5.21) において全エネルギーが負となっている理由は、既に述べた電氣的位置エネルギーの基準点が、 $r = \infty$  と選ばれていることによる．(5.21) において、半径  $r$  が大となればなるほど  $E$  の値は小さくなるが、このことは全エネルギー  $E$  の値がより 高く なることを意味していることに注意しよう．即ち、 $r = 0$  の極限では  $E = -\infty$  となり、全エネルギーは最も低い状態にあるのに対し、 $r = \infty$  の極限では  $E = 0$  となり、全エネルギーが最も高い状態になる．一般には、電子の回轉半径  $r$  が  $0 < r < \infty$  の値をとることに対応して、全エネルギー  $E$  は、 $-\infty < E < 0$  の間の任意の値をとることができる．



(a) 位置座標空間における質点の位置ベクトル  $\vec{r}$  の変化の様子．

(b) 速度空間における速度ベクトル  $\vec{v}$  の変化の様子．

図 5-13 円運動における速度と加速度

**[参考] 円運動における速度と加速度**

速度：微小時間  $dt$  に移動した円周上の円弧の長さ  $ds$  は、円の半径を  $r$ 、変化した方位角を  $d\theta$  とすれば、 $ds = r d\theta$  と表わせる．よって、円運動をする質点の速度  $\vec{v}$  は、円の接線方向を向き、その大きさ  $v$  は、

$$v = \frac{ds}{dt} = r \frac{d\theta}{dt}, \tag{5.22}$$

によって与えられる (図 5-13(a)) ．

加速度：速度の大きさ  $v$  は一定なので (円運動では  $d\theta/dt$  が一定)、速度ベクトル  $\vec{v}$  の様子を描くと、図 5-13(b) のように、半径  $v$  の円を描く．微小時間  $dt$  に速度ベクトルの変化の様子

は、方向がこの速度ベクトルに直角で、その大きさは  $vd\theta$  であることが、図からわかる。よって速度の時間変化が加速度であるから、加速度  $a$  は、方向は速度  $v$  に垂直方向、即ち質点の位置から円の中心に向い、その大きさ  $a$  は、

$$a = v \frac{d\theta}{dt} = \frac{v^2}{r}, \quad (5.23)$$

によって与えられる。ここで最後の式変形には、(5.22) を用いた。

### 量子条件と振動数条件

Bohr が、水素原子の問題を解くに当たって新しく持ち込んだ2つの理論的前提（仮設）を、ここでまとめて紹介する。

〔仮設 1〕 量子条件：電子の角運動量  $L$  は、プランク定数を  $h$  として、 $h/2\pi$  の整数倍の値しかとれない。

この条件を、速さ  $v$  で半径  $r$  の円運動をしている質量  $m_e$  の粒子にあてはめると、角運動量  $L$  は  $L = m_e vr$  で与えられるので（後の [参考] を見よ。）

ボーアの量子条件は

$$m_e vr = n \frac{h}{2\pi} \quad n = 1, 2, 3 \dots, \quad (5.24)$$

と書ける。この整数値  $n$  は、「量子数」と呼ばれる。

このような、量子条件を満たして運動している状態を、「定常状態」と呼ぶ。定常状態では、電子は通常の力学（ニュートン力学）に従って運動すると仮定する。

〔仮設 2〕 振動数条件：定常状態にいる電子は電磁波を放出しない。定常状態量子数  $m$  ) に移るときのみ、電磁波の放出または吸収を行なう。そのとき放出・吸収される電磁波の振動数  $\nu$  は、

$$\begin{aligned} E_n - E_m &= h\nu \quad (\text{放出}) \\ E_m - E_n &= h\nu \quad (\text{吸収}), \end{aligned} \quad (5.25)$$

で与えられる。

### **[参考] 角運動量**

直線運動を行なっている物体の様子を記述する物理量として、

$$\begin{aligned} (\text{質量}) \cdot (\text{速度}) &= (\text{運動量}) \\ M \cdot \vec{v} &= \vec{p}, \end{aligned} \quad (5.26)$$

で定義される「運動量」という量を考える。この定義式 (5.26) は、直線運動でなくとも、カーブを描いて運動している物体に対しても、その運動の軌跡の接線方向（速度はその方向を向いている）について、同様に成立する。

物体に力  $\vec{F}$  が働くと、それに応じて、この運動量  $\vec{p}$  が変化する。

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}, \quad (5.27)$$

$\vec{p} = M\vec{v}$  であり、「加速度」とは速度の時間変化  $d\vec{v}/dt$  のことだから、(5.27) はいわゆる「ニュートンの運動方程式」(力) = (質量) × (加速度) の別の表現にすぎない。

直線運動に対するこれらの式に対応して、回転する物体の様子を記述するには、

(質量) × 2(面積速度) = (角運動量)

$$M \times 2 \frac{dS}{dt} = L, \quad (5.28)$$

で定義される「角運動量」なる物理量を考えると、便利である。ここで「面積速度」 $dS/dt$  とは、運動する粒子が原点  $O$  に対し描く図形（円運動でなくても可）の面積  $S$  の時間的変化量である（図 5-15）。微小時間  $dt$  に軌跡の描く弧の長さを  $dS$  とすれば、 $ds = vdt$ （なぜなら、速さ  $v$  の定義は  $v = ds/dt$ ）、また、原点  $O$  から粒子の位置  $P$  までの距離を  $r$  とすれば、この微小時間の軌跡が描いた微小面積は、

$$dS = \frac{1}{2} r ds \sin \alpha = \frac{1}{2} r v dt \sin \alpha, \quad (5.29)$$

と書ける。ここで  $\alpha$  は、位置ベクトル  $\vec{r}$  ( $O$  点から  $P$  点へ向かうベクトル) と速度  $\vec{v}$  とのなす角である。(5.29) を使って (5.28) を書き換えると、

$$L = M r v \sin \alpha, \quad (5.29)$$

となる。円運動の場合は、 $\vec{r}$  と  $\vec{v}$  とは常に直角の関係にあるので、 $\sin \alpha = 1$  となり、(5.24) で用いた角運動量の表現となる。

なお、角運動  $L$  についても、(5.27) に対応した式

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{N}, \quad (5.31)$$

が成立する。この  $\vec{N}$  は、「力のモーメント」と呼ばれ、(5.27) において力  $\vec{F}$  が運動量  $\vec{p}$  の変化を与える原因となったように、角運動量  $L$  の変化を引き起こす〈力〉となるものが「力のモーメント」 $N$  である。 $N$  の定義を式で書けば、この粒子に大きさ  $F$  の力が、位置ベクトル  $\vec{r}$  と  $\beta$  の角をなして働いているとき、

$$N = r F \sin \beta, \quad (5.32)$$

と書ける。(5.30) および (5.32) は、ベクトルの記法を知っていればもっときれいに表現できるが、ここではそれを略す。

### ボーア理論に基づく水素原子の考察

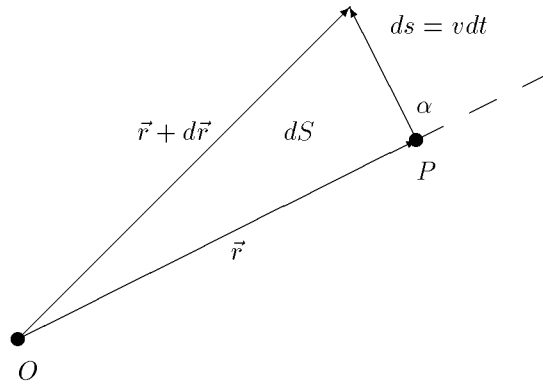


図 5-15 角運動量と面積速度：

三角形の面積  $dS$  は  $dS = \frac{1}{2}rds \sin \alpha$  によって与えられる。一方、角運動量  $L$  は  $r$  と  $ds$  とで作られる平行四辺形の面積  $rds \sin \alpha$  に質量  $M$  を掛け、また微小時間  $dt$  で割ることによって定義される。∴  $L = Mrv \sin \alpha$ 。

ニュートン力学のもとでの電子の運動は、条件 (5.18) を満たす限りは、電子の軌道半径  $r$  は任意の値をとることができた。

これに対して、もしボーア理論に従って量子条件 (5.24) を置くなら、(5.18) と (5.24) とから  $v$  を消去して、

$$r_n = an^2, \quad (5.33)$$

$$a = \frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \frac{h^2}{(2\pi)^2 m_e}, \quad (5.34)$$

を得る。即ち、電子の軌道半径  $r$  は、 $n^2$  に比例したとびとびの値をとる。ここで  $a$  は、一番小さな半径、即ち  $n = 1$  のときの半径であり、すでに実験的に知られている  $e^2/4\pi\epsilon$  や  $m_e$ ,  $h$  の値を代入すれば、

$$a = r_1 = 0.529 \times 10^{-10} \text{ m}, \quad (5.35)$$

を得る。即ち、気体分子運動論の方で知られていた原子の大きさ  $10^{-10} \text{ m}$  が説明できる。(後で述べるように、電子は通常一番内側の半径  $r_1 = a$  を回っているの、これが水素原子の大きさを与えることになる。)

このように、電子の軌道半径は (5.33) で与えられるとびとびの値しか許されないの、(5.21) で求めた電子の全エネルギーもまた、とびとびの値しか許されない。(図

5-15) .

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_n} = -b \frac{1}{n^2}, \quad (5.36)$$

$$b = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2\pi^2 m_e}{h^2}, \quad (5.37)$$

エネルギーが一番低い状態は、 $n = 1$  の軌道を電子が回っている状態であり、このときのエネルギーは、「電子ボルト (eV)」単位で、

$$E_1 = -b = -13.5 \text{ eV}, \quad (5.38)$$

と与えられる。  $n = 1, 2, 3, \dots$  となるにつれて、エネルギー値はだんだん高くなり、 $n = \infty$  で、ついに最高エネルギー  $E_\infty = 0$  となる。

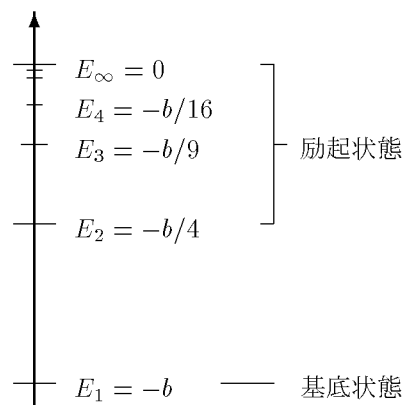


図 5-15 水素原子のエネルギー準位  $E_n$

**[参考] エネルギーの単位**

通常、理学・工学では、「長さ」の単位として「メートル (m)」を、「質量」の単位として「キログラム (kg)」を、また「時間」の単位として「秒 (s)」を基本とする「MKS 単位系」が使われる。この MKS 単位系では、エネルギーが「ジュール (J)」で与えられ、

$$1 \text{ J} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2 = 1 \text{ ワット} \cdot \text{秒} (\text{W} \cdot \text{s}), \quad (5.39)$$

の関係がある。

しかし、原子物理学の分野では、非常に小さなエネルギーの値を扱うことが多いので、電子1個（荷電  $e = 1.60 \times 10^{-19}$  クーロン）が1ボルトだけ電氣的位置エネルギー（電位）を変化させたときに得るエネルギーを1 eV と定義して、これを単位としてエネルギー量を記述することが多い。即ち、

$$1 \text{ eV} = 1.60 \times 10^{-19} \text{ クーロン} \times 1 \text{ ボルト} = 1.60 \times 10^{-19} \text{ J}, \quad (5.40)$$

なる関係がある。

### 原子からの光の放出メカニズム

仮説2により、電子が量子条件を満たして、特定の軌道を回っている限りは、原子は電磁波を放出することはない。原子から電磁波を放出できるのは、ある定常状態（量子数  $n_i$ ）から、別のより低いエネルギー準位にある定常状態（量子数  $n_j$ ）へ跳び移るときのみ、そのエネルギー差  $E_{n_i} - E_{n_j}$  に等しいだけのエネルギーを持った光子1個を放出する。即ち、そのときの電磁波の振動数は(5.25)で与えられる。

(5.36)の結果を(5.25)に代入すれば、放出される電磁波の波長  $\lambda$  は、

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{E_{n_i} - E_{n_j}}{hc} = R \left( \frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right), \quad (5.41)$$

$$R = \frac{b}{hc} = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2\pi^2 m_e}{ch^3}, \quad (5.42)$$

で与えられる。この(5.42)で与えられる  $R$  の値は、すでに実験的に知られているリュードベリ定数(5.17)とぴったり一致する。

このように、ボーア理論は、リュードベリ公式(5.16)を理論的に導くことにも、見事な成功を収める。ボーア理論はたちまちのうちに、注目を集めることとなる。

なお、電子は通常は一番内側の軌道に（従って、一番低いエネルギー状態に）いる。この状態を「基底状態」と呼ぶ。他の粒子の衝突による力学的エネルギーや、熱エネルギー、あるいは光のエネルギー（電磁波の吸収）などを他からもらうときのみ、その受け取ったエネルギーに応じて、 $n \neq 1$  であるより高いエネルギー準位にある軌道へと、電子は跳び移る。このような基底状態以外の状態を、「励起状態」と呼ぶ。むしろ、この励起状態も量子条件を満たしているので、この状態を保つ限りは、原子は電磁波を放出しない。しかし、一般に、このような励起状態はエネルギー的に不安定なので、電子はなるべくより低いエネルギー状態へと移行しようとする傾向がある。このより低いエネルギー状態への跳び移りの際にのみ、光子が1個（そのエネルギーは

$h\nu$ ) 放出されることは、すでに述べた。このとき、必ずしも、いきなり一番低いエネルギー準位へ跳び移るとは限らないことに注意しよう。例えば、バルマー公式 (5.15) で記述される水素原子のスペクトルは、 $n$  番目 ( $n \geq 3$ ) から 2 番目の軌道へ電子が跳び移るときに放出された光であった。むしろ、2 番目へ落ちた電子は、またすぐに 1 番目 (基底状態) へと落ちることになるが、このとき放出される光は紫外線の電磁波となり (ライマン系列)、肉眼では観測できない。

### ボーア理論の意義

このように、Bohr は 2 つの仮設を置くことにより、新しい理論を構築した。この 2 つの仮設いずれもが、従来の物理学の枠を越えるものであることは言うまでもない。

仮設の 1 つは「振動数条件」であり、彼はこれによって、リュードベリ公式の理論的説明に見事な成功を収めた。原子からの光の放出・吸収のメカニズムが、これにより明らかとなる。即ち、原子からの光の放出・吸収に関する限り、マックスウェルの電磁気学は適用できず、全く新しい考え (振動数条件) を必要とする。電子が量子条件を満たして運動しており、しかるに電磁波を全く放出しないという「定常状態」なる新しい物理的概念もまた、これによって確立される。

もう 1 つの仮設は、「量子条件」である。彼は、ともかく条件付きながら、原子の問題にもなお古典力学 (ニュートン力学) が適用可能であるとした。1915 年、ドイツの Sommerfeld は、Bohr の量子条件を更に一般化し、楕円軌道にも適用できるようにした。

その他いろいろなニュートン力学だけでは説明困難であった当時の新しい物理現象に対して、この

$$(\text{ニュートン力学}) + (\text{量子条件}), \quad (5.43)$$

というスタイルの計算方法は、大きな成功を収めることができた。このような計算スタイルでの物理学を、まもなく誕生する「量子力学」に対して、「前期量子論」と呼ぶ。

量子力学は、ニュートン力学など古典物理学と比べて、根本的な考えが全く異なり、かつ描象的で、扱う数学も高度な内容を含んでいるので、古典物理学的世界観に慣れ親しんだ人々には、非常にとっつきにくい。それ故、量子力学的世界観が確立した現在でも、応用科学の分野では、実用上の見地から、しばしばこの前期量子論のスタイルでの計算方法 (5.43) が、使われている。そして、その場合は、光は、あるときは古典物理学でいうところの (波) であり、そしてまたあるときは、古典物理学でいうと

ころの〈粒子〉として、記述される。

前期量子論でのこれらの取り扱いの意味が明らかとなるのは、1927年の Heisenberg による「不確定性関係」の発見などを経て、「量子力学」の誕生まで待たねばならない。

ところで、ボーア理論の成功は、そもそもの前提となったラザフォード模型の正しさを確立したことにもなっている。中心に原子核と呼ばれるものがある、そのはるか外側を電子が回っているという考えが正しいとなった上は、その後の物質構造の解明（研究）の方向もまた、はっきりとして来る。即ち、1つは、そのはるか外側を回る電子の軌道構造についての研究であり、この研究に際しては〈点〉として扱ってよい原子核の構造など重要な問題ではない。もう1つは、その中心にある原子核の構造についての研究であり、この場合にはそのはるか外側を回っている電子がどのような軌道にしようとも問題ではない、前者の研究は「物性物理学」と呼ばれ、例えば、結晶物理学、半導体物理学、高分子物理学、等が、その内容である。後者の研究は「核物理学」と呼ばれ、後に原子核物理学と、核を構成する陽子や中性子そのものの構造を問題とする素粒子物理学とに分化して行く。いずれにせよ、ボーア理論の登場により（従って、有核原子模型の確立により）、物理学の研究対象は大きく2つに分化されて行くこととなった。

#### 【参考】 N.Bohr 略歴

1885	Copenhagen で生まれる。
1911 末	学位を得た後、イギリスのケンブリッジ大学の J.J.Thomson のもとに滞在。
1912.3	更にイギリスのマンチェスター大学の Rutherford のもとに滞在。
1912 秋	デンマークに帰国。原子模型の研究に取り組む。
1913.2	友人の分光学者 Hansen との会話をきっかけに、原子スペクトルの問題にも目を向ける。
1913.3 初め	論文の草稿完成。1913.4 初め最終稿完成。
1913.6	28 歳。論文の刊行。
1913.9	英国科学振興協会年次大会で講演。認められる。
1922	37 歳。「原子の構造とそれが出す放射に関する研究の功績」によりノーベル物理学賞受賞。
1920 代 1930 代	量子力学の主流的解釈、いわゆる「コペンハーゲン解釈」の中心的指導者の役割を果たす。
1962	没。