...nsun... ...d Ausstrahlung
...der schnellen Elektronen

参考. Sommerfeld: Ann. Phys. 11 S. 257, 1931.
Scherzer: ibid. 13. S. 137, 1932.
Mane: ibid. 13. S. 161, 1932.
Sauter: ibid 11, S. 454 1931.
Heisenberg: ibid 13, S. 430 1932
Bethe: ibid 5, S. 325, 1930
Williams: Proc. Roy. Soc. 135 p. 108, 1932
Mott: ibid. 135 p. 429, 1932.
Gordon: ZS. 48. S. 180, 1928.
Bloch: Ann. 16, 285, 1933.
Bethe: ZS. 76 293, 1932

~~Møller~~
Møller: ZS. 70, S. 786, 1931
Rosenfeld: 73, 253, 1932.
~~Bethe~~:
Møller: 66, 513, 1930
Distel: 74, 785, 1932
Møller: Ann. 14, 531, 1932
Mott: Proc. [illegible] 127, 664, 1930

Collision

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Collision
Stoß

DATE ....
NO. ....

F. Bloch: Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie (Ann. d. Phys. 16 (3), 285, Feb. 1933)

Bohr の klassische Theorie (Phil. Mag. 25, 10, 1913; 30, 581, 1915) によれば. Wegstrecke Δz の間に bremsende Substanz の Atom に übertragen される Energie ΔT は

(1) $$\Delta T = \frac{4\pi e^2 E^2}{m_0 v^2} N \Delta z \log \frac{k m_0 v^3}{2\pi \nu e E} \qquad v \ll c$$

及び

(2) $$\Delta T = \frac{4\pi e^2 E^2}{m_0 v^2} N \Delta z \left[\log \frac{k m_0 v^3}{2\pi \nu e E} - \frac{1}{2} \log\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{2c^2} \right] \qquad v \sim c$$

(3)
- e: Elektronenladung
- E: Ladung des stoßenden Teilchens
- m_0: Ruhmasse des Elektrons
- ν: Eigenfrequenz des Elektrons im Atom
- N: Zahl der Atome pro Volumeinheit
- k: 1,123

但し fliegenden Teilchen の Bahn は Atom との Stoß の間の直線とし, その vel 度 $v \gg \sqrt[3]{\frac{\nu e E}{m_0}}$ 成立するとす.

Gaunt (Proc. Cambr. Phil. Soc. 23. 732. 1927) は Bohr の Oszillator の代りに quantum mech. な atomic system をとったが Bahn と atom の minimum Abstand が小さい場合に対しては klassische な Rechnung をせり). 結局 Bohr の式と本質的には変らない値を得た. 但し ν としては Ionisierungs-
(この点は一般に正しくない)

Collision
Stoß

DATE
NO.

arbeit ÷ h. とする。

Bethe (Ann. d. Phys. [5] 5. 325. 1930) は velocity の大なる limiting case として (1) とは異なれる式

$$(4) \quad \Delta T = \frac{4\pi e^2 E^2}{m_0 v^2} N \Delta Z \sum_n f_n \log \frac{(2) m_0 v^2}{h \nu_n}$$

ν_n: Grundzustand と combine する所の Übergangsfrequenz

f_n: それに対応する Oszillatorstärke

$$f_n = \frac{4\pi m_0 \nu_n}{h} |x_{0n}|^2$$

(2) なる factor は衝突の間の Teilchen の Ablenkung が無視しうる場合に適用される。α-Teilchen の場合はこれは差支ない。が Elektron の場合は Straggling Effect の為め (2) のかはりに複雑な Schicht の Dicke に関係する Faktor をふくむ。

Bethe の計算は E について一次の項をとったものであるが、之は $eE/h\nu$ ~~≪ 1 のときに~~ Impulsübertragung が小さく、Elektron と ~~Atomkern~~ atom との Bindung が wesentlich の場合はよい Näherung であるが、しからざる場合は Näherung はよくない。

そこで

1) Stoß の間の stoßende Teilchen の Impulsänderung は小さい (rasch bewegte ~~Teilchen~~ Elektron の場合は大きく曲るもの ~~もある~~ もあるが、かかるものは少いとして無視する) に対してはあてはまらぬが、かかる場合は少いとして無視する。 ~~ず~~ と仮定する。

すると nicht rel. の場合には Mott (Proc. Camb. Phil. Soc. 27, 553 1931.) に従って Teilchen の atom に対する影響を bewegende Coulombfeld と見做し、あとの計算は Bethe の Impuls-raum の也り方に従う。唯 Teilchen の Geschw. は Atom 中の Elektron の Geschw. に比して小さいとしておく。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Collision Stoß

DATE ....
NO. ....

Bloch: Ann. 16, 285 (1933)

なる $H = \frac{p^2}{2m_0} + U + \frac{eE}{\sqrt{(x-b)^2+y^2+(z-z_0+vt)^2}} \times \sum$

(但し $t=0$ で Teilchen は $X=b,\ Y=0,\ Z=Z_0 \gg b$ にあるとする)

なる式で最後の項を Störung として $t=0$ に於ける ψ は Grundzustand の ψ_0

$$H\psi_0 = 0 \quad (\text{但し } E_0=0 \text{ とする})$$

~~を満たす~~ とし、これを一般的として time としに於て atom に Übertragen された Energie を

$$\Delta T(t) = \int \psi^*(t)\, H\, \psi(t)\, d\tau$$

から計算すればよいことになる。

さて atom radius

$$\bar{r} = \int \psi_0^* r \psi_0\, d\tau$$

Anregungsfrequenz

$$\omega_1 = \frac{E_1}{\hbar}$$

とすると Elektron の mittlere Geschw. $v_0 = \bar{r}\omega_1$ より Teilchengeschw. v の方がずっと大きいと仮定せる時 ~~その中間の~~ $\bar{r} \ll b_1 \ll \frac{v}{\omega_1}$ なる値 b_1 をとり、(A) $b > b_1$, (B) $b_1 < b$ なる場合に分けて計算して行くと、第一は Dispersion の問題となり、

$$V = -\frac{eEbx}{(b^2+(z_0-vt)^2)^{3/2}} - \frac{eE(z_0-vt)z}{(b^2+(z_0-vt)^2)^{3/2}}$$

$v \gg v_0\sqrt{\frac{eE}{\hbar v_0}}$ ならば、

$$\Delta T_A = \frac{4\pi e^2E^2}{m_0v^2} N\Delta z \sum_n f_n \lg \frac{kv}{\omega_n b_1},$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY

となり、結局 (A), (B) 両方の結果を一緒にして Total Bremsung は

$$(51)\quad \Delta T = \frac{4\pi e^2 E^2}{m_0 v^2} N \delta Z \times \sum_n f_n \left\{ \lg \frac{(2) m_0 v^2}{\hbar \omega_n} + \psi(1) - R\psi\left(1 + i\frac{eE}{\hbar v}\right) \right\}$$

となる。
但し ψ は Γ-函数の logarithmische Ableitung.
$\frac{eE}{\hbar v} \to 0$ ならしては Bethe の式 (4) となり
$\frac{eE}{\hbar v}$ が大きければ、　x: $\psi(x) \cong \log x$,

$$\therefore\ R\psi\left(1 + i\frac{eE}{\hbar v}\right) \cong \lg \frac{eE}{\hbar v}$$

となり　$\psi(1) = -\gamma$,　$k = 2 e^{-\gamma} = 1{,}123$　　$\gamma = 0{,}5772$
(Euler-Mascheronische Konst.)
で、Bohr の式と本質的に同じな

$$\Delta T = \frac{4\pi e^2 E^2}{m_0 v^2} N \delta Z \sum_n f_n \lg \frac{k m_0 v^3}{\omega_0 e E}$$

となる。

Relat. な場合には Møller (ZS. 70. 786, 1931) Rosenfeld (ibid. 73. 253, 1932) 等の Wechselwirk の Formel に従って、Møller (Ann. 14. 531, 1932), Bethe (ZS. 76, 293, 1932) 等の計算したのがあるが、之は unrel. な場合の Bethe の方法の Verallgemeinerung である。
そこでこれらを見ずに Wechselwirkung を小とせず、唯 Strahlungswirkung と stoßende Teilchen の Impulsänderung を無視すれば Teilchen の Wirkung は retardierten Potential によってあらはされるとする假定の下に次の結果を得る。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Collision

DATE
NO.

Bloch - Ann, 16巻

$$V_0 = \frac{E}{\sqrt{(x-b)^2 + y^2 + z^2}}$$

から Lorentz transformation により

$$V = \frac{\gamma E}{\sqrt{(x-b)^2 + y^2 + \gamma^2 (z - z_0 + vt)^2}}$$

$$A_3 = -\frac{v}{c} V = -\frac{v}{c} \frac{\gamma E}{\sqrt{(x-b)^2 + y^2 + \gamma^2 (z - z_0 + vt)^2}}$$

$$A_1 = A_2 = 0 \qquad \gamma^2 = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

これをDiracの式に入れ，前と同様に $b > b_1$，$b < b_1$ に分けて計算すると結局

$\left(\frac{4\pi Z e^4}{m_0 c^2} N\right)$

$$(71)\left\{\begin{aligned}\Delta T = \frac{4\pi e^2 E^2}{m_0 v^2/c^2} N \Delta z \sum_n f_n \Big\{ & \lg \frac{(2) m_0 v^2}{\hbar \omega_n} \\ & - \frac{1}{2} \lg\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{2c^2} + \psi(1) - R\,\psi\left(1 + i\frac{eE}{\hbar v}\right)\Big\}\end{aligned}\right.$$

となる。

$eE/\hbar v \to 0$ に行て Bethe-Møller の式となり，
$eE/\hbar v$ が大きければ，Bohr の式(2)となる。

尚 nicht rel.，relat の場合を通じて一つの atom が Z-electron をもっているなら $\sum f_n = Z$ とおけばよい。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Collision

DATE
NO.

F. Bloch: Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen (Zs. f. Phys. 81 (März) 363, 1933)

前論文の(71)式を実験と比較するには f_n, w_n にそれの atom の値を入れねばならぬ。

Bethe (Ann. d. Phys. 5, 325, 1930) の取扱った H atom の場合以外は f_n, w_n を厳密に定めることは出来ぬ。

Betheは各Elektronが ~~他の~~ 残りのElektronのabschirmungsfeldの下で動くとした場合のBremsvermögenの値を出したが、~~これは各電子はElektronが の異なるAnregungszustandに対して異なるabschirmungszahlをとらねばならぬ点かす；~~ すると理論と実験との間の prozentuale Fehler が systematic にまし、Au では 97% になる。

これは各Elektronの異なるAnregungszustandに対して異なるAbschirmungszahlをとらねばならぬことを無視したためで、之を考慮すると結果はずっとよくなるが、尚Diskrepanz（Au 約（大体40%）があり、之はElektronがunabhängigでなく、多くのElektronのgleichzeitige Anregungを考慮せねばならぬからである。

そこで、やり方をかへて ~~Thoma~~ Atom を Thomas-Fermi の Gaskugel と考へ、その Bremsvermögen を求めようとする。

所で $b < b_1$ の時には

$$\frac{\Delta T_b}{\Delta x} = N\frac{4\pi e^2 E^2}{m_0 v^2} Z \left\{ \lg \frac{(2) m_0 v b_1}{k\hbar} - \frac{v^2}{c^2} + \psi(1) - R\left[\psi\left(1 + i\frac{eE}{\hbar v}\right)\right] \right\}$$

であるから、w_n, f_n に関係ない。
もこし、の係数が全同じとなる。

Elektron の Ladungsdichte $\frac{e}{m_0}\rho$ 及び Kern による
innere Potential $\frac{m_0}{e}U$ の外の Teilchen による
äußeres Potential $\frac{m_0}{e}V$ (time に無関係) がある。
(U, V は Masseneinheit についての pot. Energie.)
elektrische Feldstärke $\frac{1}{e}\mathfrak{F}$ は Atom の中で constant と
見られる。 $\mathfrak{F} = -m_0 \operatorname{grad} V$ から

$$V = -\frac{1}{m_0}(x, \mathfrak{F})$$

が出てくる。
Kraftpotential $U+V$ が与えられれば

$$\mathfrak{u} = -\operatorname{grad}\varphi$$

を満足する gesch. Pot. φ が存在し、Gas の Beweg. Gl. は

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{1}{2}\operatorname{grad}^2\varphi + \int\frac{dp}{\rho} + U + V$$

及び Konti. Gl. ρ: Massendichte

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = \operatorname{div}(\rho\operatorname{grad}\varphi)$$

が成立し、又 U は

$$\frac{m_0}{e}\Delta U = -4\pi\frac{e}{m_0}\rho$$

を満足し、$\lim_{r\to 0}\frac{m_0}{e}U = -\frac{2e}{r}$.

之等の式は

$$H = \int\left\{\frac{\rho(x)}{2}\operatorname{grad}^2\varphi + \rho(x)\left(V - \frac{2e^2}{m_0 r}\right) + \frac{3h^2}{10 m_0^{8/3}}\left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3}\rho(x)^{5/3}\right\}dx + \frac{1}{2}\frac{e^2}{m_0^2}\int\frac{\rho(x)\rho(x')}{|x-x'|}dx\,dx'$$

の $L = \int\rho\frac{\partial\varphi}{\partial t}dx - H$ から出てくる。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

Collision

Bloch Z.S. 抜き

但し Sommerfeld (Z.S. 47, 1, 1928. Gl. (37a)) に従って、

$$p = \frac{h^3}{5 m_0^{8/3}} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3} \rho^{5/3}$$

外部 Potential がなければ $\varphi = 0$ で ρ としては energie が Min になる様にとれば、Thomas-Fermi の Diff. Eq. となる。

$V \neq 0$ のときには ρ, φ を V の Power に開き、

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 + \rho_2 + \cdots \qquad \varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \cdots$$

$$H = H_0 + H_1 + H_2$$

$$H_1 = \int \rho_0 V d\tau$$

$$H_2 = \int \left\{ \frac{\rho_0}{2} \operatorname{grad}^2 \varphi_1 + \rho_1 V + \frac{h^2}{6 m_0^{8/3}} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3} \rho_0^{-1/3} \rho_1^2 \right\} d\tau$$

そこで $\Delta T = H - H_0$ の或る time における値を計算してみると

$$(34) \quad \frac{\Delta T}{\Delta x} = N \cdot \frac{4\pi e^2 E^2}{m_0 v^2} Z \left\{ \lg\left(\frac{(2) m_0 v^2}{2 \varkappa R h}\right) - \frac{1}{2} \lg\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{2c^2} + \psi(1) - R\left[\psi\left(1 + i \frac{eE}{h v}\right)\right] \right\}$$

但し $\varkappa$ は Z に無関係な number

これを実験と比較すれば $v = 1{,}922 \cdot 10^9 \, \mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$ (RaC' の α-Teilchen)

$$B_{exp} = \frac{m_0 v^2}{4\pi N e^2 E^2} \left(\frac{\Delta T}{\Delta x}\right)_{exp} \frac{1}{\lg 10}$$

と

$$B = Z \log \frac{2 m_0 v^2}{Z \varkappa R h} \quad \text{Briggschen log.}$$

をくらべると

$+\varkappa = \prod_n \varkappa_n^{g_n}$ $\qquad w_n = R Z \varkappa_n \qquad f_n = Z g_n$

$$g_n = \frac{m_0 x_n^2 R \varkappa_n}{h}$$

$R = 3{,}27\cdot 10^{15}$; $\hbar = 6{,}55/2\pi \cdot 10^{-27}$, $m_0 = 0{,}903\times 10^{-27}$
$v = 1{,}922\cdot 10^{9}$ となる

(36) $B = Z\{3{,}292 - \log Z - \log x\}$

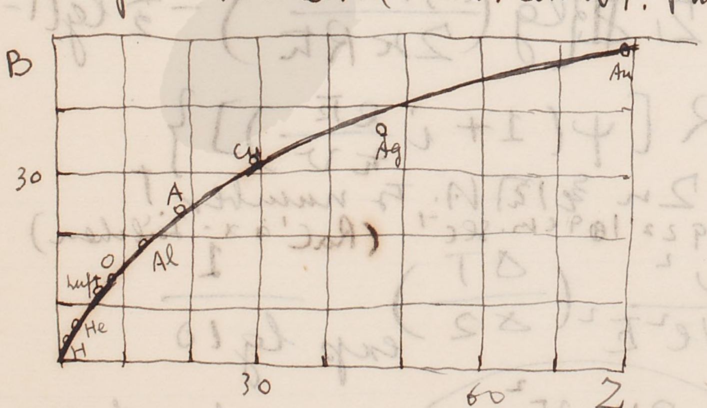
Gold (Z=79) に対して $B_{exp} = B$ なる様に x を定めると

(37) $\log x = 0{,}781$; $x = 6{,}04$

∴ (38) $B = Z\{2{,}511 - \log Z\}$

Z	Substanz	$B_{exp.}$	$B_{theor.}$	Fehler %	Bethe	Fehler %
1	½ H_2	2,67	2,51	−6	2,42	−9
2	He	5,03	4,42	−12	4,24	−15
7	½ N_2	—	11,7	—	13,4	—
7,2	½ Luft	12,0	11,9	−0,8	13,8	+15
8	½ O_2	13,3	12,9	−3	15,4	+15
10	Ne	—	15,1	—	18,4	—
13	Al	18,7	18,3	−2	20,7	+11
18	Ar	24,	23,	−4	27,1	+13
29	Cu	31,7	30,4	−4	49,9	+57
47	Ag	36,7	39,8	+8	—	—
79	Au	48,4	48,4	—	95,6	+97

B_{exp} は Fowler (Proc. Camb. Phil. Soc. **20**, 521, 1921) による



Bethe の結果よりずっとよく実験と合ふ。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Collision
Radioactivity

DATE

NO.

G. Mano : Sur le ralentissement des rayons α. Comparaison entre la théorie et l'expérience. (C. R. 197, 319, 1933) (24 juillet)

Bethe, Blochの式と実験とを比較する。

第二項以下をneglectし

(1) $-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{mv^2}\left[\log\frac{2mv^2}{\bar{E}} - \frac{1}{2}\log\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{2c}\right.$
$\left. + \psi(1) - R\,\psi\left(1+i\frac{2\pi z e^2}{h v}\right)\right]$

に分けて integrateすると

(2) $x = A\bar{E}^2\left[Li\left(\frac{4m^2v_0^4}{\bar{E}^2}\right) - Li\left(\frac{4m^2v^4}{\bar{E}^2}\right)\right]$

$$A = \frac{M}{32\pi z^2 e^4 m N Z}$$

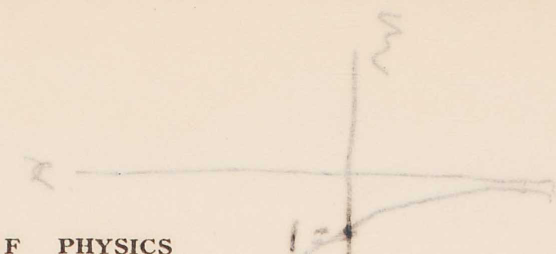
この式でわからぬのは $\bar{E}$ で Bethe は hydrogen like の場合。Bloch は Fermi の方法で ~~求め~~ 計算した。
Bloch によれば
$$\bar{E} = \alpha Z$$
で Bethe のよりはずっと大きい。

そこで実験 ((Mano) (H₂, He, Air, Ne, A) Rosenblum (metals) Gurney, de Harper et Salaman (Kr, Xe, N₂, O₂)) と式(2)に当て よくあう。但し $\bar{E}$ をきめると

	Z	$\bar{E}$ (in Volts)
½ H_2	1	16,0
He	2	34,5
Li	3	38
½ N_2	7	81
Air	7,23	87
½ O_2	8	99
Ne	10	132
Al	13	155
A	18	325
Ni	28	~~322~~

	Z	$\bar{E}$
Cu	29	320
Zn	36	340
Kr	42	390
Mo	46	445
Pd	47	490
Ag	48	490
Cd	48	495
Sn	50	500
Xe	54	530
Pt	78	790
Au	79	780
Pb	82	800

で H^2, He ではBetheの値と殆んど変らぬ。重い物質ではBlochの式と一致しないことはない。Zが非常に大きくなると $\bar{E}$ はZに比例してゐる



DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE ....
NO. ....

Collision

Carl Eckart; The Penetration of a Potential Barrier by Electrons (Phys. Rev. 35, 1303, 1930)

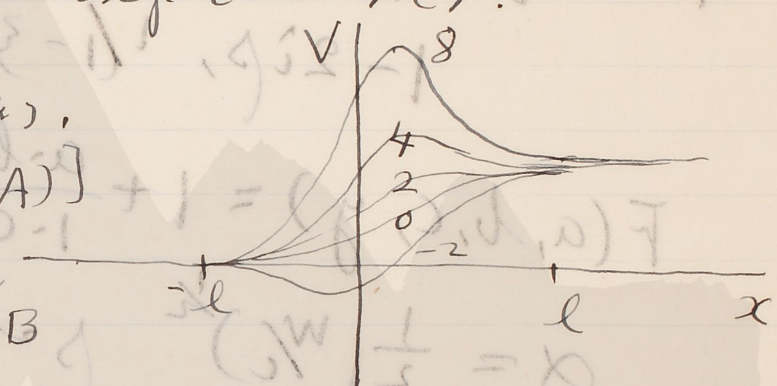
$$V(x) = -A\xi/(1-\xi) - B\xi/(1-\xi)^2$$

$$\xi = -\exp(2\pi x/l).$$

$|B|>|A|$ ならば extreme があり,

$\therefore x_m = \frac{l}{2\pi}\log[(B+A)/(B-A)]$

$V(x_m) = V_m = (A+B)^2/4B$



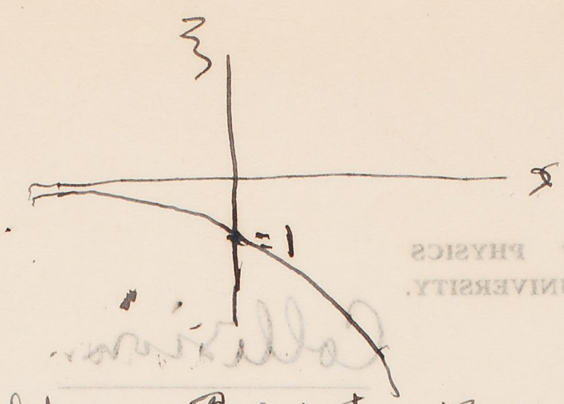
$B \geqq 0$ ならば extreme は maximum $B/A = 8, \ldots, -2.$

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left\{A\,\xi/(1-\xi) + B\xi/(1-\xi)^2 + W\right\}u = 0$$

or $\xi^2 u'' + \xi u' + \frac{2ml^2}{h^2}\{A\xi/(1-\xi) + B\xi/(1-\xi)^2 + W\}u = 0$

$\left(y = \frac{1}{\xi};\ y^2\frac{d^2u}{dy^2} + y\frac{du}{dy} + \frac{2ml^2}{h^2}\left\{\frac{A}{y-1} + \frac{By}{(y-1)^2} + W\right\}u = 0\right)$

この solution は大体 hypergeometric type で、その solutions
~~24 種~~ の $F(a,b,c,y)$ の形で 24 種が求まる。
その中 8 個までが ξ の大きな値 $(x>1)$ で converge する。
その中 4 個は $|\xi|\to\infty$ に対して $(-\xi)^{+i\rho} = \exp\frac{2\pi i x}{\lambda'}$
他の 4 個は $(-\xi)^{-i\rho}$ に converge. $\left(= \exp\left(\frac{-2\pi i x}{\lambda'}\right)\right)$
但 $\rho = l/\lambda'$



$(-\xi)^{i\beta}$ is convergent

4個の solution は formally に 異なる. その一は

$$(8)\quad \begin{cases} u = (1-\xi)^{i\beta}\left(\xi/\xi-1\right)^{i\alpha} \\ \times F\left[\frac{1}{2}+i(\alpha-\beta+\delta),\ -\frac{1}{2}+i(\alpha-\beta-\delta),\right. \\ \left. 1-2i\beta,\ 1/(1-\xi)\right] \end{cases}$$

$$F(a,b,c,y) = 1 + \frac{a\cdot b}{1\cdot c}y + \frac{a(a+1)\cdot b(b+1)}{1\cdot 2\cdot c\cdot(c+1)}y^2 + \cdots$$

$$\alpha = \frac{1}{2}\left(W/C\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \beta = \frac{1}{2}\left[\frac{W-A}{C}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\delta = \frac{1}{2}\left[\frac{B-C}{C}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$(2mC)^{\frac{1}{2}} = h/2l$$

C は wave length 2l なる de Broglie wave を有する electron の energy.

$F(\ldots, y)$ と $F(\ldots, 1-y)$ の間の関係から [illegible]

$$(13)\quad \begin{cases} u = a_1\left(\frac{\xi}{\xi-1}\right)^{i\alpha}(1-\xi)^{i\beta}F\left[\frac{1}{2}+i(\alpha-\beta+\delta),\right. \\ \left. -\frac{1}{2}+i(\alpha-\beta-\delta),\ 1+2i\alpha,\ \xi/(\xi-1)\right] \\ +a_2\left(\frac{\xi}{\xi-1}\right)^{-i\alpha}(1-\xi)^{i\beta}F\left[\frac{1}{2}+i(-\alpha-\beta+\delta),\right. \\ \left. -\frac{1}{2}+i(-\alpha-\beta-\delta),\ 1-2i\alpha,\ \xi/(\xi-1)\right]. \end{cases}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO.

Collision

Eckart 續き

但し、(12)
$$a_1 = \frac{\Gamma(1-2i\beta)\Gamma(-2i\alpha)}{\Gamma[\frac{1}{2}+i(-\alpha-\beta-\delta)]\Gamma[\frac{1}{2}+i(-\alpha-\beta+\delta)]}$$
$$a_2 = \frac{\Gamma(1-2i\beta)\Gamma(+2i\alpha)}{\Gamma[\frac{1}{2}+i(\alpha-\beta-\delta)]\Gamma[\frac{1}{2}+i(\alpha-\beta+\delta)]}$$

(13)は $\left|\frac{\xi}{\xi-1}\right| < 1$ に對して converge する.

∴ $|\xi| < 1/2$ に對して conv.

∴ u は求むる solution.

Coef. of Refl.

(14) $$\rho = \left|\frac{a_2}{a_1}\right|^2 = \left|\frac{\Gamma[\frac{1}{2}+i(\delta-\beta-\alpha)]\Gamma[\frac{1}{2}+i(-\delta-\beta-\alpha)]}{\Gamma[\frac{1}{2}+i(\delta-\beta+\alpha)]\Gamma[\frac{1}{2}+i(-\delta-\beta+\alpha)]}\right|^2$$

since $\left|\Gamma(2i\alpha)/\Gamma(-2i\alpha)\right| = 1$.

δ : real $\beta > c$. wide barrier

δ : imag $\beta < c$. narrow ~~inhom~~ barrier

1) δ : real な

$$|\Gamma(u+iv)| = \Gamma(u)\exp[-P(u,v)]$$

(Nielsen ; H.B. der Γ-Fn. Leipzig, 1906)

$$\exp[P(\tfrac{1}{2}, v)] = [\cosh(\pi v)]^{\frac{1}{2}}$$

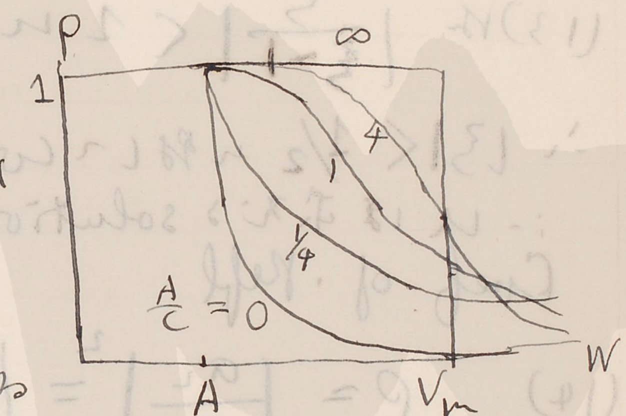
$$\rho = \frac{\cosh[\pi(\delta-\beta+\alpha)]\cosh[\pi(\delta+\beta-\alpha)]}{\cosh[\pi(\delta-\beta-\alpha)]\cosh[\pi(\delta+\beta+\alpha)]}$$

$$= \frac{\cosh[2\pi(\alpha-\beta)] + \cosh[2\pi\delta]}{\cosh[2\pi(\alpha+\beta)] + \cosh[2\pi\delta]} \quad (15)$$

δ: imag. $\exp[P(u,v) + P(1-u,v)]$

$$= [(\cosh 2\pi v - \cosh 2\pi u)/2\sin^2 \pi u]^{1/2}$$

$$\rho = \frac{\cosh[2\pi(\alpha-\beta)] + \cos[2\pi|\delta|]}{\cosh[2\pi(\alpha+\beta)] + \cos[2\pi|\delta|]} \quad (15a)$$



$W < V_m$

$$1 - \rho = \gamma \exp\left\{-\frac{4\pi}{h}\int_{V>W} (2m(V-W))^{1/2} dx\right\}$$

$\gamma \sim 1$.

[illegible]式が l: large, c: small の時の approx. の式として用ゐられてゐる。

この場合は α, β: very large. $\delta \sim \frac{1}{2}(B/c)^{1/2}$

$$\rho = \frac{1 + \exp[\pi(W^{1/2} - (W-A)^{1/2} - B^{1/2})/c^{1/2}]}{1 + \exp[\pi(W^{1/2} + (W-A)^{1/2} - B^{1/2})/c^{1/2}]}$$

$W \gg V_m$: $\rho \doteq \exp[-\pi(W^{1/2} + (W-A)^{1/2} - B^{1/2})/c^{1/2}]$

$W \ll V_m$:

$$1 - \rho = \{1 - \exp[-2\pi((W-A)/c)^{1/2}]\} \times \exp[\pi(W^{1/2} + (W-A)^{1/2} - B^{1/2})/c^{1/2}]$$

$$= -\frac{4\pi}{h}\int (2m(V-W))^{1/2} dx$$

l: very large $\rho \doteq 0$, 1 for $W > V_m$, $W < V_m$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........

NO..........

Neutron

J. Solomon: ~~中性子の論文~~ Sur l'interaction entre neutrons et protons
(J. de Phys. IV, 210, 1933 Avril)

~~原子単位~~:

unité de longueur : $\frac{\hbar^2}{Me^2} = 2,88 \cdot 10^{-12}$ cm

unité de énergie $\frac{Me^4}{\hbar^2} = 7,88 \cdot 10^{-8}$ erg

(1) $$V(r) = e^2 \frac{e^{-r/\rho}}{r}$$

(Massey : Nature 129, (1932), 469 et 691)
Destouches C. R. 194, (1932), 1909, et état actuel etc)

$k = \frac{\hbar}{Mv}$ $k_0 = \frac{e^2}{\hbar v}$ v: vitesse relative

rayon efficace de choc $\sigma = \frac{2Me^2}{\hbar^2} \frac{k\rho}{\left(\frac{k^2}{\rho^2}+1\right)^{1/2}}$

ou $\sigma_0 = \frac{2k_0\rho_0}{\left(\frac{k_0^2}{\rho_0^2}+1\right)^{1/2}}$

Meitner, Philipp : Naturw. 20 (1932), 929. と実験と比較すれば

~~$v/c = 1/5$ 1/10~~

$\sigma = 8 \cdot 10^{-13}$ cm $\sigma_0 = 0,3$

$v/c = 1/5$ 1/10 1/20 1/30 1/100

$\rho_0 = 4,1$ 1,7 1,4 1,2 1,2

$v/c \leq \frac{1}{30}$ になると $\rho_0 \doteqdot 1,2$ (const) になる

しかしかゝる場合には Bornの方法は使へぬかどうか?
とにかく、ρ_0 はいつも σ_0 より大きい。

(2) $V(r) = e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{\rho} \right) e^{-\frac{2r}{\rho}}$

これは Hydron と Proton の interaction の analogy.

$\sigma_0 = \frac{\rho_0^2}{2}$

$\sigma_0 = 0{,}3$ 　　 $\rho_0 = 0{,}8$

(1) の ρ_0 より小さい。

(3) $V(r) = \frac{e^2 \rho}{r^2}$

(これについて Massey: Proc. Roy. Soc. 138 (1932), 460)

これは $e\rho$ なる moment の dipole がある と考へたもの。

neutron が $(\theta, \theta + d\theta)$ に diffuse される particules の数は

$I(\theta) \sin\theta \, d\theta = \frac{\pi^3}{2} \frac{e^4 \rho^2}{\hbar^2 v^2} \frac{\sin\theta \, d\theta}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}$ (†)

$(\frac{\pi}{2}, \pi)$ の間の choc の rayon d'action は

あとはどれも結果から $\sigma_0 = \pi^2 \sqrt{2 \log 2} \cdot k_0 \rho_0 = 11{,}6\, k_0 \rho_0$

$v/c =$	$1/5$	$1/10$	$1/20$	$1/30$	$1/100$
$\rho_0 =$	$0{,}7$	$0{,}3$	$0{,}2$	$0{,}1$	$0{,}03$

$s = \frac{\hbar}{Mc} = 0{,}2 \cdot 10^{-13}$ 　　 $s_0 = 0{,}007$

これからみると Dipole の仮定は probable だが…

Convergence の条件、 $\frac{M \rho e^2}{2\hbar^2} \ll 1$ or $\rho_0 \ll 2$ は満足されてる。

(4) (3) の場合について、Neutron (mass M) が 1 cc 中に N 個の mass μ なる particle のある中を通る時に angle θ なる choc ~~の時~~ で transfer される energy は

$\frac{2 \mu v^2}{\left(1 + \frac{\mu}{M}\right)^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}$

(†) を ~~考慮し~~ かけて、θ について $\int$ すると、1 cm に失う energy は

$\frac{dT}{dx} = \frac{2\pi^3 e^4 \rho^2}{\hbar^2} \frac{\mu}{\left(1 + \frac{\mu}{M}\right)^2} \cdot N$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

Solomon 説き

$\mu = m$, $\mu = M$ とすると後の方が ~~気子~~ 内部の energy の失い方は多くない。　$m : \frac{M}{4}$　(Bohr : Conférence de Pâques 1932 à Copenhague)

(classical theory では　$\frac{dE}{dx} = \frac{\pi}{4} e^2 \rho N \frac{1}{1+\mu/M}$

classical theory ~~成立~~ 適用さる為には　$\sqrt{\frac{2e^2\rho}{\bar{\mu} v^2}} \gg \frac{\hbar}{\bar{\mu} v}$.

or　$\frac{2\bar{\mu}\rho e^2}{\hbar^2} \gg 1$

$\rho_0 \gg 1$　pour proton

$\rho_0 \gg 1836$　pour proton

でなければならぬからである　)

$M' \simeq M/2$　$E' = E/2$

$$\frac{\hbar^2}{2M'} \Delta \psi - [V(r) + E'] \psi = 0$$

$$f(\theta) = k \sum_{l=0}^{\infty} [e^{2i\eta_l} - 1](2l+1) P_l(\cos\theta)$$

$$\eta_l = \frac{\pi M}{2\hbar^2} \int_0^\infty V(r) J^2_{l+\frac{1}{2}}\left(\frac{r}{k}\right) r\,dr$$

(但し for $\frac{2MV(r)}{\hbar^2}$ を小として その２乗を neglect する)

$\eta_l \ll 1$:　$f(\theta) = \frac{M}{\hbar^2} \int_0^\infty V(r) \frac{\sin \mu r}{\mu r} r\,dr$

$\mu = \frac{\sin\frac{\theta}{2}}{k}$

neutron に関する proton の energy level は

$$-\frac{\hbar^2}{M}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi-(V(r)+E')\psi=0$$

or $(\Delta+\varphi+\omega)\,\psi(x_0y_0z_0)=0$

$$V=\frac{\hbar^2}{Me^4}\varphi \qquad \frac{E}{2}=E'=\frac{\hbar^2}{Me^4}\omega$$

$\psi=e^{v}$ とおけば、

$$\Delta v+\sum\left(\frac{\partial v}{\partial x_0}\right)^2+\varphi(x_0y_0z_0)+\omega=0$$

$$\varphi(x_0y_0z_0)=\sum_{nmp}a_{nmp}\exp\left(2\pi i(nx_0+my_0+pz_0)\right)$$

$$v(x_0y_0z_0)=\sum b_{nmp}\exp\left(\ \ ,,\ \ \right)$$

$$-4\pi^2\sum(n^2+m^2+p^2)\,b_{nmp}\exp(\ \ ,,\ \ )$$

$$-4\pi^2\sum(nn'+mm'+pp')\,b_{nmp}b_{n'm'p'}\exp 2\pi i(n+n')x_0+\ldots$$

$$+\omega+\sum a_{nmp}\exp(\ \ ,,\ \ )=0$$

$\exp -2\pi i(nx_0+my_0+pz_0)$ をかけ cube unité について

∫すると、

$$-4\pi^2(n^2+m^2+p^2)\,b_{nmp}-4\pi^2\sum_{\substack{r+r'=n\\ s+s'=m\\ t+t'=p}}b_{rst}b_{r's't'}(rr'+ss'+tt')$$

$$+\omega\,\delta_{n,0}\delta_{m,0}\delta_{p,0}+a_{nmp}=0$$

特に $\quad 8\pi^2\sum_{rst}b_{rst}\,b_{-r-s-t}(r^2+s^2+t^2)+a_{000}=-\omega$
$=\Omega$

normal state では ψ : real

∀ $b_{rst}=b_{-r-s-t}$ $\qquad b^*_{rst}=b_{-r-s-t}$

$\therefore\ 8\pi^2\sum b_{rst}b^*_{rst}(r^2+s^2+t^2)+a_{000}=\Omega$

$\therefore\ a_{000}\leq\Omega$

これが neutron の rayon d'action の upper limit を与へる式。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO.

故に $a_{000} = \int \varphi(x_0 y_0 z_0)\, dx_0 dy_0 dz_0$

$= 4\pi \int_0^\infty \varphi(r_0)\, r_0^2\, dr_0$

$\mu r = \frac{r_0}{k_0} \sin\frac{\theta}{2} \le \pi$.

この範囲では $0 < \frac{\sin \mu r}{\mu r} < 1$. $\therefore a_{000} \ge 2\pi \rho_0$

$\sigma_0^2 = 16 k_0^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \eta_l$,

1st app: $\rho_0^2 = 16 k_0^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, \eta_l^2$.

$\sin^2 \eta_l \le \eta_l^2$ $\quad \sigma_0 \le \rho_0$

$a_{000} \ge 2\pi\sigma_0$

$\Omega \ge 2\pi\sigma_0$!!!

$\sigma = 8.10^{-13}$ cm $\quad v = 3.10^9$ cm

$\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \eta_l = \frac{\sigma_0^2}{16 k_0^2} = 0,27$.

Bainbridgeによれば、H^2のmassは 1,0061

2,01351 ± 0,00018 〃 (0.6 ÷ 16)

H^1 = 1,00778 (proton + neutron − 9.5×10^6 Volt)

一方、 2,01351 − 2 × 1,00778 = E + D = 2Ω + D

= 0,00203 Mc^2

$E_0 + D_0 = 38{,}1$　　$\sigma_0 \leq 3 - \frac{D_0}{4\pi}$

それから $\sigma_0 \simeq 0{,}3$　　$D_0 \leq 33{,}9$

∴ neutron の mass は

$1{,}00778$　　$1{,}00597$　の間にある

これは chadwick の値 $1{,}0061$ と一致する

これからされ　$\sigma \leq 1{,}3 \cdot 10^{-13}$ cm

茲に於ては　$K = 8\pi^2 \sum_{rst} (r^2 + s^2 + t^2)\, b_{rst}\, b^*_{rst}$

の order　$b_{rst} = \int \exp(\quad) \log \psi \, dx_0 dy_0 dz_0$

$b_{rst} \doteqdot \int \exp\{2\pi i \, k\rho_0 \cos\gamma\} \rho_0^2 \log \psi \, d\rho_0 \sin\theta d\theta d\varphi$

$\log \psi = \alpha_0 - \frac{\rho_0}{\rho_0}$

normalization: $8\pi e^{2\alpha_0} \rho_0^3 = 1$

$\therefore K \cong \frac{12}{\pi \rho_0^2}$

$\sigma_0 = 0{,}3$　　neutron mass $= 1{,}0061$,

$K = \frac{12}{\pi \rho_0^2} = 2\Omega - a_{000} \leq 2\Omega - 2\pi\sigma_0 = 1{,}2$

$\rho_0 \geq 1{,}78$

∴ ρ_0 は σ_0 と同じくらゐの order 略[?]である。
（挿入：が少し大きく）

Neutron-Proton の collision の問題は Q. M. を使ってゐるから少しはいいが、その際 Energy, Momentum の conserve される事が前提されて居るのである（Neutron の Hypothesis は ~~この~~ conserv. principle の上に立つこと）

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Collision
Neutron-Proton

DATE..........

NO..........

Wigner: Über die Streuung von Neutronen an Protonen
ZS. f. Phys. 83 (3-4) 253-258

1, einfallende Welle

$$e^{ipz/h} = a_0\psi_0 + a_1\psi_1 + a_2\psi_2 + \cdots$$

$$\psi_0 = r^{-1}\sin pr/h \qquad \psi_1 = \frac{\partial \psi_0}{\partial z}$$

$$\psi_2 = \left(2\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\psi_0$$

$$e^{ipz/h} = \frac{\sin pr/h}{pr/h} - 3\frac{ih}{p}\cos\vartheta\,\frac{\partial}{\partial pr/h}\frac{\sin pr/h}{pr/h} + \cdots$$

$$-h^2\Delta\psi_l = p^2\psi_l$$

$$-h^2\Delta\varphi_l = (p^2 - MV(r))\,\varphi_l$$

M: Protonenmass

$\varphi_0, \varphi_1, \cdots$ 漸近的に $\psi_1, \psi_2, \cdots$ + $f_0, f_1, \cdots$

$$f_0, f_1, \cdots = r^{-1}e^{-ipr/h},\ \frac{\partial}{\partial z}r^{-1}e^{ipr/h},$$

$$\left(2\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)r^{-1}e^{ipr/h}$$

Curie-Joliot によれば Streuung は (r.f.) Kugel symmetrisch
(Dunning-Pegram も同様.)

故に f_0 以外は小さい筈.

$$p_0^2 = M(v - \varepsilon)$$

2, $r < a$: $V = -v$ } $r^{-1}\sin p_0 r/h$
$r > a$: $V = 0$ } $c\,r^{-1}e^{ip_1(r-a)/h}$

p_1: pos. imag

$$-\frac{p_1^2}{M} = \varepsilon$$

Bindungsenergie
(Nach Bainbridge $\cong 3m.c^2$)

(6) for $f_0 + f_1 + f_2 + \dots = r^{-1} e^{ip_a(r-a)/h} \left(-\frac{h}{\sqrt{M\varepsilon} + ip_a} - \frac{a}{2} + \frac{0{,}21\, i p_a a^2}{h} \cos\vartheta \right)$

Intensität der Streuung im Schwerpunktssystem in der Richtung ϑ

(6a) $$J_\vartheta = \left(\frac{h\sqrt{M\varepsilon}}{M\varepsilon + p_a^2} + \frac{a}{2} \right)^2 + \left(\frac{p_a h}{M\varepsilon + p_a^2} + \frac{0{,}21\, p_a a^2}{h} \cos\vartheta \right)^2$$

~~$\varepsilon = p_i^2/M$~~

wesentliche Vorwärtsstreuung の條件としては

$p_a \ll \sqrt{M\varepsilon}$.

$0{,}21\, a^2 (p_a^2 + M\varepsilon)/h^2 \ll 1$

これから Assymmetrie が Ausbreitung des Wechselwirkungspotentials をあたへる。

Anzahl der Zusammenstöße pro c.c. und Sekunde

$2q\, p_a/M$

(7) $$q = \frac{8\pi h^2}{M} \frac{1 + a\sqrt{M\varepsilon}/h}{E + 2\varepsilon}$$

$E = 2p_a^2/M$.

Eckart (Phys. Rev. 35, 1303, 1930) の與へた

$V(r) = -4v_0 / (1 + e^{r/\rho})(1 + e^{-r/\rho})$

$1 + a\sqrt{M\varepsilon}/h$ のかはりに $1 + 4\rho\sqrt{M\varepsilon}/h$,

$a = 2.5\rho$ $v = 0.61 v_0$ の時両方がよく合ふ

Meitner-Philipp (Naturwiss. 20, 929, 1932)

Neutron Energie $0.5 \times 10^6 - 2 \times 10^6$ eV, Wirkungsrad $> 8 \cdot 10^{-13}$ cm

これで $a = 0$ とおくと $q = 8 \cdot 10^{-13} - 10 \cdot 10^{-13}$. a を大きくすればもつと大きくなる。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Collision
Neutron-Proton

DATE
NO.

Wigner : 続き

Curie-Joliot (L'existence du Neutron) によれば 之れ大きく、(7)と矛盾する。
Dunning-Pegram の値は Meitner-Phillipp のとあってゐる。

3. そこで $a=0$ で Potential が unendlich となると Wellenfunktion は $r=0$ で singularity を有す

$$\psi = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} \varphi_{lm}(\xi, \eta, \zeta, r) P_{lm}(\vartheta, \varphi)$$

ξ, η, ζ : Schwerpunktskoordinaten.

$a \to 0$ にすると φ_{lm} $(l \neq 0)$ は ~~0になる~~ unbemerkbar になる (Streuwelle がない)

φ_{lm} $(l \neq 0)$ は $r=0$ では regular

φ_0 に対しては $r=0$ で singularity が出てくる。

$$\varphi_0 = \frac{\sin pr/\hbar}{pr/\hbar} + \frac{b}{r} e^{ipr/\hbar}$$

$$= c\left(\frac{\sin pr/\hbar}{pr/\hbar} + b' \frac{\cos pr/\hbar}{r}\right)$$

$$b' = \frac{b}{1+ibp/\hbar} = -\frac{\hbar}{\sqrt{M\varepsilon}}$$

かゝる仮定が 実際にあるかと云ふ事は将来の問題。
Dirac Electron のときればかゝる Potential は仮定すること が出来ぬ (Destouches : État actuel de la théorie du neutron, Paris 1932.)

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

N → v_N → v_N' Θ, v_P'

$v_N' v_N = \cos Θ \, v_N' v_N$

$\frac{v_N}{2} \cdot \left(v_N' - \frac{v_N}{2}\right) = \cos θ \, \frac{v_N}{2} \left| \left(v_N' - \frac{v_N}{2}\right) \right|$

$\left(\frac{v_N' v_N}{2} \cos Θ - \frac{v_N^2}{4}\right) = \frac{\cos^2 θ}{4} \left(v_N'^2 + v_N^2 - 2 v_N' v_N \cos θ\right)$

DATE

NO.

Collision

Wick: Über die Wechselwirkung zwischen Neutronen und Protonen (Z. 84, 299, 1933)

Majorana (Z. 82, 137, 1933) によれば. Neutron, Proton の Wechselwirkung の matrix element は

$$(q', Q' | V | q'', Q'') = -\delta(q' - Q'')\,\delta(q'' - Q')\,J(r)$$

なるものである。

普通の Wechselwirkung V(r) の場合ならば. (Wellenlänge が Feld radius より小さいから) einfallende Partikelは ~~主として~~ 主として前方に streuen されるが. Wellenlänge が短い程. Born の Näherung が良くなり. Raumwinkel dω に streuen される Wahr. は

$$(A) \qquad \cos Θ \left| \int_0^\infty \frac{\sin \mu r}{\mu} V(r)\, r\, dr \right|^2 d\omega \qquad \left(\mu = \frac{2\pi p}{h} \sin Θ\right)$$

Θ: Ablenkungswinkel

(波長が充分短ければ) に比例する。之は Θ = 0 に scharfes Maximum をもつ.

上の如き Austauschwirkung の時ならば (A) (V を J にかへる) なる Winkelverteilung は proton に対していはれ. 従って. neutron は主として後方に streuen される。

かかる Winkelabhängigkeit を示す様な実験はない (Chadwick) 之は Neutron の速度が充分大きくないため Maximum が sharp でないのによるのかも知れぬ。

$\frac{1}{2} m V^2 = \frac{1}{2} m v^2$

V → v_1 θ₁ → Z

$Ø = mV = \frac{m}{4} V^2 = \frac{m}{4} v^2$

~~$\tan θ_1 = R_1 + \frac{r}{2}$~~

$r = r_1 - r_2$

$R = \frac{r_1 + r_2}{2}$

$v = \frac{V}{4}$

$\frac{dr_1}{dt} = \frac{dR}{dt} + \frac{dr}{2}$

$v_1 \cos θ_1 = \frac{V}{2} + \frac{V}{2} \cos θ = V + \frac{V}{4} \cos θ$

$v_1 \sin θ_1 = \frac{V}{2} \sin θ$

$\tan θ_1 = \frac{\sin θ}{1 + \cos θ} = \frac{\tan θ}{1 + \tan θ}$

$θ_1 = θ + \frac{\pi}{4}$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

Bremsung

F. Sauter : Zur unrel. Theorie des kontinuierlichen Röntgenspektrums. (Ann. 18, 486, 1933)

Sommerfeld (Ann. 11, 257, 1931) 等の Coulomb field における exact な計算の示す如く $\nu \to 0$ langwelligen Grenze $(\nu \to 0)$ に対して Intensität が $\log$ に converge することで、relat. に verallgemeineren することが難しいこと。

そこで Born の Störungstheorie によって計算して見ると。（これは $\alpha Z \ll \beta$ の範囲で近似がよい）

Coulomb field では Sommerfeld の結果と、ある factor を除いて一致し、Winkelabhängigkeit は同じ。

abgeschirmten Coulombfeld $V(x,y,z) = -\frac{e^2 Z}{r} e^{-\frac{r}{a}}$ では langwelligen Grenz に対しても Intens. は finite.

Total Intens. は

$$J = \frac{32\pi Z^2 e^6}{3mc^3 h}$$

（これは勿論 kurzwellige の方に於ける correction が例外的が大したことはない）

すると Elektron が Antikathode を dx 通過する間に Strahlung として失ふ Energie は

$$-dE = \frac{32\pi Z^2 e^6}{3mc^3 h} N\,dx$$

これ Kramers (Phil. Mag. 46, 836, 1923) が出したのと $\frac{\pi}{2\sqrt{3}}$ の factor が違うだけ。

Bethe (Ann. 5, 325, 1930) によれば、Elektron が unelast. Stoß により失ふ Energie は

$$-dE = \frac{4\pi e^4}{mv^2} N dx \cdot \log \frac{2\lambda^2}{k\alpha}$$

で、これに比して Strahlung に依って失う Energie は negligible である.

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE ....
NO. ....

Collision

Sauter: Zur stationären Behandlung der elastischen Streuung sehr schneller Elektronen (ZS, 86, 818, 1933)

$$\left\{\sum_{\nu=1}^{3}\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - \gamma_4 \frac{E-V}{\hbar c} + \frac{mc}{\hbar}\right\}\psi = 0$$

$\psi = \psi_0 + \psi_1 + \cdots \qquad \psi_0 = a e^{\frac{i}{\hbar}(\mathfrak{p}\, r)}$

$$\left\{\sum \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - \gamma_4 \frac{E}{\hbar c} + \frac{mc}{\hbar}\right\}\psi_n = -\gamma_4 \frac{V}{\hbar c}\psi_{n-1},$$

$$\left\{\Delta + \frac{E^2 - m^2c^4}{\hbar^2 c^2}\right\}\psi_n \equiv \left\{\Delta + \frac{p^2}{\hbar^2}\right\}\psi_n$$

$$= -\frac{1}{\hbar c}\left\{\sum \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - \gamma_4 \frac{E}{\hbar c} - \frac{mc}{\hbar}\right\}\gamma_4 V \psi_{n-1}$$

$$\psi_n(R) = \frac{1}{4\pi\hbar c}\int \frac{e^{\frac{ip}{\hbar}|R-r|}}{|R-r|}\left\{\sum \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} - \gamma_4 \frac{E}{\hbar c} - \frac{mc}{\hbar}\right\}$$

$$\times \gamma_4 V \psi_{n-1}\, d\tau$$

$$= \frac{1}{4\pi\hbar c}\left\{\sum \gamma_\nu \frac{\partial}{\partial X_\nu} - \gamma_4 \frac{E}{\hbar c} - \frac{mc}{\hbar}\right\}\gamma_4 \int \cdots$$

$R \to \infty$ $\qquad \displaystyle\int \frac{e^{\frac{ip}{\hbar}|R-r|}}{|R-r|} V\psi_0 \to a \frac{e^{\frac{ipR}{\hbar}}}{R}\int V e^{\frac{ip}{\hbar}(e-n,r)} d\tau$

n: Einheitsvektor in Beobach. richt.

$e = \mathfrak{p}/p$

$$\psi_1 \to \frac{1}{4\pi\hbar^2 c^2}\frac{e^{\frac{ipR}{\hbar}}}{R}\left\{icp(n\vec{\gamma}) - \gamma_4 E - mc^2\right\}\gamma_4 a$$

$$\times \int V e^{\frac{ip}{\hbar}(e-n,r)} d\tau$$

いまれ. $\quad (icp(e\vec{\gamma}) - \gamma_4 E + mc^2)\, a = 0,$

$$\therefore \psi_1 \to \frac{1}{4\pi\hbar^2 c^2}\frac{e^{\frac{ipR}{\hbar}}}{R}\left\{-2E + icp(n-e,\vec{\gamma})\gamma_4\right\}$$

$$\times a \int V e^{\frac{ip}{\hbar}(e-n,r)} d\tau$$

R ~~研~~ Streuzentrum からの abstand R

n 方向の sq.cm を 1 秒間に通る Elektronen の数

$$J = ic(\bar{\psi}(n\vec{\gamma})\psi)$$

$$\to v(\bar{\psi}_1 \gamma_4 \psi_1)$$

$$\text{or } J = \frac{v}{(4\pi\hbar^2 c^2)^2} \frac{1}{R^2} (4E^2 - 2p^2c^2(1-(en)))(\bar{a}\gamma_4 a)$$

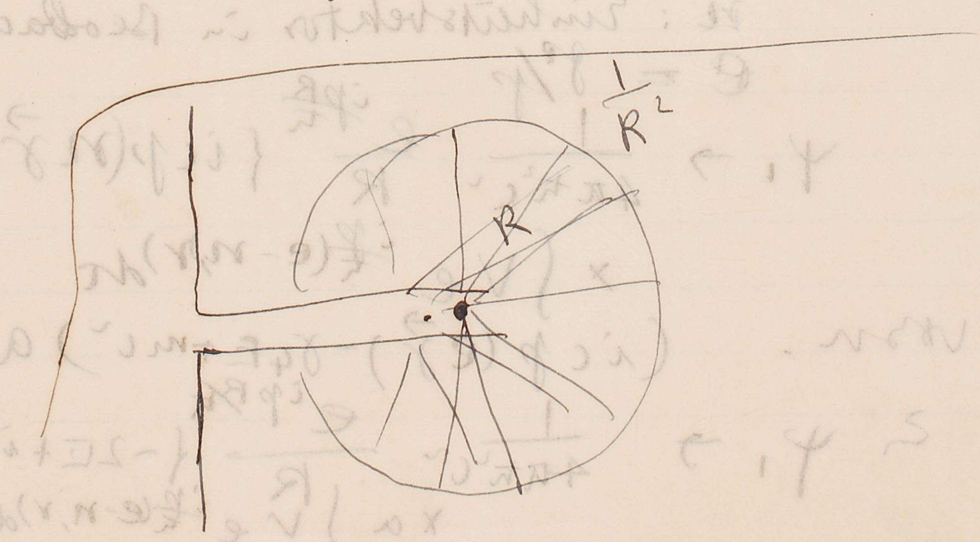
$$\times \left| \int V e^{\frac{i}{\hbar}(e-n,x)} dx \right|^2$$

Primärintensität $J_0 = v(\bar{a}\gamma_4 a)$

$$J = \frac{J_0}{R^2} \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{1-\beta^2 \sin^2\frac{\vartheta}{2}}{1-\beta^2} \left| \int V e^{\frac{i}{\hbar}(e-n,x)} dx \right|^2$$

$$V = -\frac{Ze^2}{r}; \quad J = \frac{J_0}{R^2} \left(\frac{e^2 Z}{2mv^2}\right)^2 \frac{(1-\beta^2)(1-\beta^2 \sin^2\frac{\vartheta}{2})}{\sin^4\frac{\vartheta}{2}}$$

(Mott: 124, 425, 1929;
Sauter; Ann. d. Phys. 18, 61, 1933)



DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

$$Ei(x) = \int_{\infty}^{-x} \frac{e^{-x}}{x}\,dx = \int_{-\infty}^{x} \frac{e^{x}}{x}\,dx$$

$$Ei\left(\frac{a}{b} + \ln\varepsilon\right) = \int_{0}^{\varepsilon} \frac{e^{\frac{a}{b}}\cdot\varepsilon}{\frac{a}{b} + \ln\varepsilon}\cdot\frac{d\varepsilon}{\varepsilon}$$

DATE..........

NO..........

Bremsung.

Flügge: Zur Theorie der Bremsung schneller Elektronenstrahlen (Z.S. 85, 693, 1933. 14 Okt)

$E \gg mc^2$ のときは,

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e^4 s L}{mc^2} B(E)$$

$B(E) =$ Heisenberg 参照. Bremsvermögen

$E/mc^2 = \varepsilon$;
$$\frac{d\varepsilon}{dx} = -(a + b\ln\varepsilon)$$

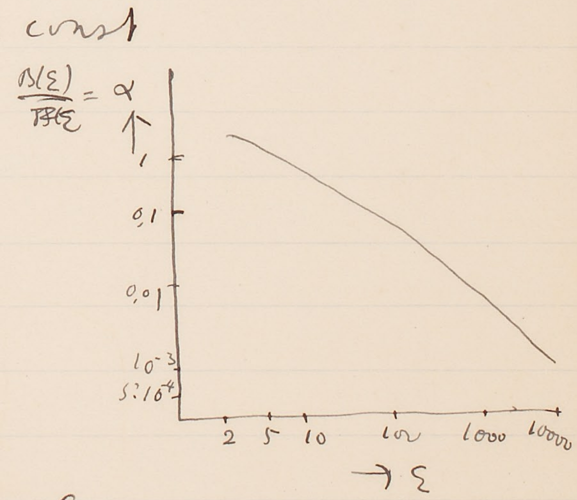
$E > 30\,mc^2$ $\left\{ \begin{array}{l} a = 0{,}600\,s\left[-1{,}69 + 2{,}303\,\dfrac{2a}{2a+2k}(4{,}876 - \operatorname{Log} 2a)\right] \\ b = 0{,}600\,s\,\dfrac{3}{2} \end{array} \right.$

$E < 30\,mc^2$ $\left\{ \begin{array}{l} a = 0{,}600\,s\left[-0{,}34 + 2{,}303\,\dfrac{2a}{2a+2k}(4{,}876 - \operatorname{Log} 2a)\right] \\ b = 0{,}600\,s \end{array} \right.$

Heisenberg は Energieabfall は Schichtdicke の Exponentiell 一定とおいて居る.

$$B(\varepsilon) = \alpha\cdot\varepsilon \qquad \alpha : \text{const}$$

とした. 実際は図の如く α: const でない.



それで
$$\frac{d\varepsilon}{dx} = -(a + b\ln\varepsilon)$$

を Strenge に解くと

$$bx = -\int_{0}^{\frac{a}{b}+\ln\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{\frac{a}{b} + \ln\varepsilon} + C$$

$$= e^{-a/b}\cdot Ei\left(\frac{a}{b} + \ln\varepsilon\right) + C.$$

$x = 0$, $\varepsilon = \varepsilon_0$.

$$-e^{a/b}\,bx = Ei\left(\frac{a}{b} + \ln\varepsilon\right) - Ei\left(\frac{a}{b} + \ln\varepsilon_0\right)$$

この式によつて. Wasser, Blei の schicht に於ける Energie の変化を計算すると図の如し.

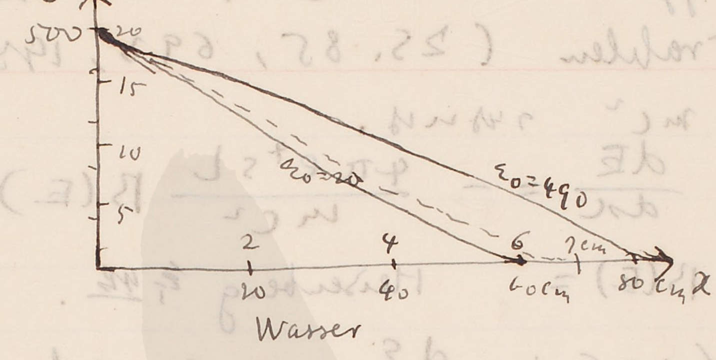
但し $\varepsilon(x) > 1$ でなければ上の式は exact でない.

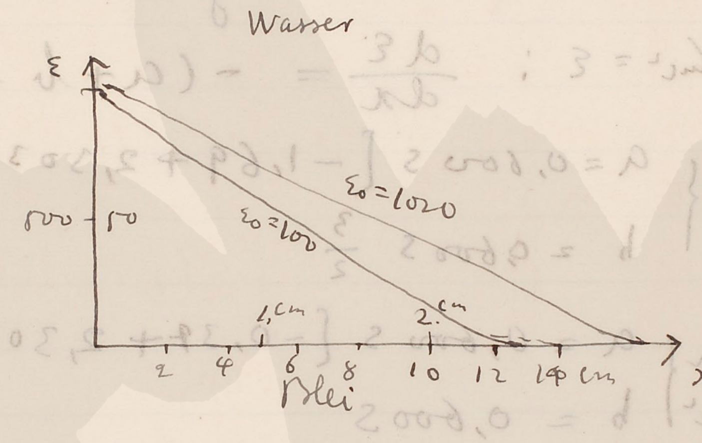
$R: \varepsilon(R) = \frac{\varepsilon_0}{2.718}$

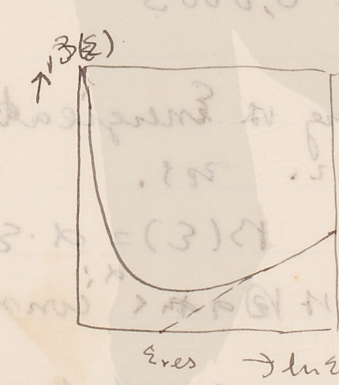
	ε_0	R uns cm	R Heis.	R_0 cm
Wasser	20	3,25	4,4	6,0
Wasser	490	47,5	—	82,
Blei	100	1,3	1,88	2,3
Blei	1020	8,6	13	15,5

$\varepsilon(R_0) \fallingdotseq 0.$

上の場合の計算に a, b を const にとつたのは正しくなく x が大なる時の精確さはおちる.







Bremsvermögen
(Handbuch, Bethe Fig. 51)

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

collision

Wessel: Über den Wirkungsquerschnitt freier Atomkerne
(Ann. d. Phys. 5, 1930, 611)

之は B. Davis and Barnes: Phys. Rev. 34 S. 152, 1929
を説明せんとして ~~[illegible]~~ 不可能であつた.

Oppenheimer: Phys Rev 31. S. 349, 1928
Sugiura: Scient. Paper. Inst. Phys. Chem. Res. Tokio 11
S. 1 bis 80. 1929 Nr. 193
Gordon: Ann [5]. 2, S. 1031, 1929

$E \to n$ の Übergangswahrsch. は

$$A_n^E = \frac{64\pi^4 e^2 \nu_{En}^3}{3hc^3} |r_{En}|^2,$$

W.Q.S. $\sigma = \sum_n \frac{A_n^E}{N}$

N: Teilchenzahl pro Sekunde und Quadratzentimeter

B. Davis の実験によれば $\frac{2\pi e^2 Z}{h\nu}$ = ganze Zahl のとき
W.Q.S は max になる.

計算. Whittaker の M-fn

$$M_{kml}(z) = \frac{\Gamma(2m+1)\, z^{m+\frac{1}{2}}\, 2^{-2m}}{\Gamma(m+\frac{1}{2}+k)\,\Gamma(m+\frac{1}{2}-k)} \cdot \int_{-1}^{+1} e^{\frac{z}{2}u} (1+u)^{-\frac{1}{2}+m-k} (1-u)^{-\frac{1}{2}+m+k}\, du$$

$$= \frac{\Gamma(2m+1)\, z^{m+\frac{1}{2}} e^{-\frac{z}{2}}}{\Gamma(m+\frac{1}{2}-k)} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\Gamma(m+\frac{1}{2}-k+\nu)}{\Gamma(2m+1+\nu)} \frac{z^\nu}{\nu!}$$

$$= z^{m+\frac{1}{2}} e^{-\frac{z}{2}} \left\{ 1 + \frac{\frac{1}{2}+m-k}{2m+1} \frac{z}{1!} + \frac{(\frac{1}{2}+m-k)(\frac{3}{2}+m-k)}{(2m+1)(2m+2)} \frac{z^2}{2!} + \cdots \right\}$$

$$z^{-\frac{1}{2}-m} M_{k,m}(z) = (-z)^{-\frac{1}{2}-m} M_{-k,m}(-z)$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

~~anna~~ im Unendlichen annähernd (Gordon 48 180, 1928)
Geradlinige gleichförmige Bew. d in par. Koord.

$$\psi_E = \sqrt{\frac{2\pi m N}{hk}\frac{\pi\lambda}{\sin\pi\lambda}}\, e^{\frac{\pi}{2}\lambda}\frac{M_{\frac{1}{2}-i\lambda,0}(ik\xi)}{\sqrt{ik\xi}}\, e^{i\frac{k}{2}\eta}$$

$$k = \frac{2\pi m v}{h} \qquad \lambda = \frac{2\pi e^2 Z}{hv}$$

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2 Z} \quad ; \quad \lambda = \frac{1}{ka}$$

$\xi = \text{const}$ $(\xi \gg \eta)$ a senkrecht to Fläche, the strom is

$$J = \frac{h}{4\pi m i}\, 2\cdot\left(\psi\frac{\partial\bar\psi}{\partial\xi} - \bar\psi\frac{\partial\psi}{\partial\xi}\right)$$

$$M_{\frac{1}{2}-i\lambda,0}(ik\xi) = \frac{e^{i\frac{\pi}{2}+\pi\lambda}\, W_{-\frac{1}{2}+i\lambda,0}(-ik\xi)}{\Gamma(i\lambda)} + \frac{e^{-\pi\lambda}\, W_{\frac{1}{2}-i\lambda,0}(ik\xi)}{\Gamma(1-i\lambda)}$$

$$W_{k,m} \simeq e^{-\frac{z}{2}} z^k \quad \text{asymptotisch}$$

$$\frac{M_{\frac{1}{2}-i\lambda,0}(ik\xi)}{\sqrt{ik\xi}} \simeq \frac{e^{-\pi\lambda - i\frac{k}{2}\xi}\left(k\xi e^{i\frac{\pi}{2}}\right)^{-i\lambda}}{\Gamma(1-i\lambda)} + \text{Gl. m.}\frac{1}{\xi}$$

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\frac{M}{\sqrt{\ }} = -i\frac{k}{2}\frac{M}{\sqrt{\ }} + \cdots$$

$$\therefore\ J = N\frac{\pi\lambda e^{\pi\lambda}}{\sin\pi\lambda}\left|\frac{M_{\frac{1}{2}-i\lambda,0}(ik\xi)}{\sqrt{i\xi k}}\right|^2 = N.$$

$$\xi = r(1+\mu),\ \eta = r(1-\mu) \qquad \mu = \cos\vartheta.$$

$$\psi_E = \sqrt{\frac{2\pi m N}{hk}\frac{\pi\lambda}{\sin\pi\lambda}}\cdot e^{\frac{\pi}{2}\lambda}\sum_{l=0}^{\infty}\left(l+\tfrac{1}{2}\right)a_l P_l(\cos\vartheta)$$

$$a_l = \frac{1}{2^l l!}\int_{-1}^{+1} e^{i\frac{k}{2}\eta}\frac{M_{\frac{1}{2}-i\lambda,0}(ik\xi)}{\sqrt{ik\xi}}\frac{d^l}{d\mu^l}(\mu^2-1)^l\, d\mu$$

$\mu = 2z - 1$; $a_l = \ldots$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

$\frac{r}{a} = \rho . \quad k = \frac{1}{\lambda a}$

$$\psi_E = \sqrt{\frac{2\pi m N}{hk}\frac{\pi\lambda}{\sin\pi\lambda}}\, e^{\frac{\pi}{2}\lambda} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\Gamma(l+1-i\lambda)}{\Gamma(1-i\lambda)\Gamma(2l+1)} \frac{\lambda}{2i\rho} M_{-i\lambda, l+\frac{1}{2}}\left(\frac{2i\rho}{\lambda}\right)$$

$$\times P_l(\cos\vartheta)$$

$$\psi_{n,l,m} = \sqrt{\frac{n(n+l)!}{(n-l-1)!}} \frac{1}{(an)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{(2l+1)!} \frac{1}{\rho} M_{n, l+\frac{1}{2}}\left(\frac{2\rho}{n}\right)$$

$$\cdot \sqrt{(l+\tfrac{1}{2})\frac{(l-m)!}{(l+m)!}}\, P_l^m(\cos\vartheta) \cdot \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}$$

$$Z^E_{n,l,m} = \int z\, \psi_E\, \psi_{nlm}\, d\tau \quad \text{now.}$$

$$(2l+1)\sin\vartheta\, P_l^m = P_{l+1}^{m+1} - P_{l-1}^{m+1}$$
$$(2l+1)\cos\vartheta\, P_l^m = (l+m)P_{l-1}^m + (l-m+1)P_{l+1}^m \}$$

$$\frac{2l(2l+1)}{l-i\lambda} M_{-i\lambda, l-\frac{1}{2}}(2i\rho) - \frac{l+1-i\lambda}{(2l+2)(2l+3)} M_{-i\lambda, l+\frac{3}{2}}(2i\rho)$$

$$= \frac{2l+1}{i\rho}\left\{ M_{-i\lambda, l+\frac{1}{2}}(2i\rho) + \frac{i\lambda}{l-i\lambda} M_{-i\lambda-1, l+\frac{1}{2}}(2i\rho)\right\}$$

$$l\, \frac{2l(2l+1)}{l-i\lambda} M_{-i\lambda, l-\frac{1}{2}}(2i\rho) + (l+1)\frac{l+1-i\lambda}{(2l+2)(2l+3)} M_{-i\lambda, l+\frac{3}{2}}(2i\rho)$$

$$= \frac{2l+1}{2i\rho}\left\{ \frac{l(l+1)-i\lambda(i\lambda-1)}{l+i\lambda} M_{-i\lambda+1, l+\frac{1}{2}}(2i\rho) \right.$$
$$+ 2(i\lambda-1) M_{-i\lambda, l+\frac{1}{2}}(2i\rho)$$
$$\left. + \frac{l(l+1)+i\lambda(i\lambda-1)}{l-i\lambda} M_{-i\lambda-1, l+\frac{1}{2}}(2i\rho)\right\}$$

$$\int_0^\infty M_{n,l+\frac{1}{2}}\left(\frac{2\rho}{n}\right) M_{-i\lambda+1}\left(\frac{2i\rho}{\lambda}\right) d\rho$$

$$= (-1)^n i^l \frac{n}{2} \frac{(2l+1)!}{(n^2+\lambda^2)^2} \frac{(4\lambda n)^{l+2}}{(i\lambda-n)^{2l}} \cdot \left(\frac{i\lambda-n}{i\lambda+n}\right)^n e^{-2\lambda \operatorname{arctg} \frac{n}{\lambda}}$$

$$F\left(l-i\lambda, -n+l+1, 2l+2, \frac{-4i\lambda n}{(i\lambda-n)^2}\right)$$

$$\int_0^\infty M_{n,l+\frac{1}{2}}\left(\frac{2\rho}{n}\right) M_{-i\lambda+1,l+\frac{1}{2}}\left(\frac{2i\rho}{\lambda}\right) d\rho$$

$$= (-1)^{n+1} i^l \frac{n}{2} \cdot \frac{(2l+1)!}{(n^2+\lambda^2)^2} \cdot \frac{(4\lambda n)^{l+2}}{(i\lambda+n)^{2l}}$$

$$\cdot \left(\frac{i\lambda+n}{i\lambda-n}\right)^n e^{-2\lambda \operatorname{arctg} \frac{n}{\lambda}} F\left(l+i\lambda, -n+l+1, 2l+2, \frac{+4i\lambda n}{(i\lambda+n)^2}\right)$$

$$\int_0^\infty M_{n,l+\frac{1}{2}}\left(\frac{2\rho}{n}\right) M_{-i\lambda,l+\frac{1}{2}}\left(-\frac{2i\rho}{\lambda}\right) d\rho = 0.$$

$$\sigma_{nl}^{x} = \frac{2\pi h e^2}{3m^2c^3} \frac{1}{n^3} \frac{(n+l)!}{(n-l-1)!} \frac{l(l+1)}{(2l)!(2l+1)!}$$

$$\cdot \lambda^2 (1^2+\lambda^2) \cdots ((l-1)^2+\lambda^2) \left(\frac{4\lambda n}{n^2+\lambda^2}\right)^{2l+1}$$

$$\cdot \frac{\lambda^3 e^{-4\lambda \operatorname{arctg} \frac{n}{\lambda}}}{1-e^{-2\pi\lambda}} \left| F\left(l+i\lambda, -n+l+1, 2l+2, \frac{4i\lambda n}{(i\lambda+n)^2}\right)\right|^2$$

$$\sigma_{nl}^{z} = \frac{2\pi h e^2}{3m^2c^3} \frac{1}{n^3} \frac{(n+l)!}{(n-l-1)!} \frac{1}{(2l!)(2l+1)!}$$

$$\cdot (1^2+\lambda^2) \cdots (l^2+\lambda^2) \cdot \left(\frac{4\lambda n}{n^2+\lambda^2}\right)^{2l+1} \frac{\lambda^3 e^{-4\lambda \operatorname{arctg} \frac{n}{\lambda}}}{1-e^{2\pi\lambda}}$$

$$\cdot \left| \frac{l(l+1)-i\lambda(i\lambda-1)}{l+i\lambda} \left(\frac{i\lambda+n}{i\lambda-n}\right)^{n-l} F \right.$$

$$\left. - \frac{l(l+1)+i\lambda(i\lambda-1)}{l-i\lambda} \left(\frac{i\lambda-n}{i\lambda+n}\right)^{n-l} \bar{F} \right|^2$$

F: gew. H.G.R. mit n-l Gliedern.

W. Q. S. für Übergang in n.l Bahn

$\sigma_{n,l} = 4\sigma_{n,l}^{x} + \sigma_{nl}^{z}$?

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

$$\sigma = \frac{2^6 h e^2}{3m^2c^3}\left(\frac{2\pi e^2 Z}{h\nu}\right)^5 = \frac{2^6(2\pi)^5 e^{12} Z^5}{h^4 \cdot 3m^2c^3 v^5}$$

~~$E = \frac{2^6 h e^2}{3m^2c^3}\cdot\frac{2^6(2\pi)^5 e^{12} Z^5}{h^4 - 3m^2c^3}$~~ DATE ... NO. $\frac{1}{2}mv^2$!!

$$E = \frac{2^6\cdot(2\pi)^5 e^{12} Z^5}{h^4\cdot 3m^2c^2 v^5}\cdot\frac{mv^2}{2}$$

$\sigma = \sum_{nl}\sigma_{nl}$ / $\lambda \ll 1$ $\quad v \gg 54$ volt $\quad Z = 2$

の場合には σ_{nl}^2 の方は λ^7 から始まるから negligible

σ_{nl}^2 の中. l=0 丈とればよい

(16₂) で $|\;|^2 = 4(1+\lambda^2)\sin^2\left(2n\,\mathrm{arctg}\frac{\lambda}{n}\right) \cong 16\lambda^2$

$$\sigma = \frac{2^6 h e^2}{3m^2c^3}\lambda^5\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^3}$$

これは Oppenheimer が freie Elektron として出した式と一致する.

$$\sigma_{n,l} = \frac{2^7\pi h e^2}{3m^2c^3}\lambda^2\frac{e^{-4\lambda\,\mathrm{arctg}\frac{n}{\lambda}}}{1-e^{-2\pi\lambda}}f(n,l)$$

$$f(1,0) = \frac{1}{\left(1+\frac{1}{\lambda^2}\right)^2}$$

$$f(2,0) = \frac{8\left(1+\frac{1}{\lambda^2}\right)}{\left(1+\frac{2^2}{\lambda^2}\right)^3} \qquad f(2,1) = \frac{2\left(11+\frac{12}{\lambda^2}\right)}{\left(1+\frac{2^2}{\lambda^2}\right)^4}$$

etc

$\lambda =$	0	1	2	3	4 ~~5~~	5
σ_1		0,904	4,02	9,86	18,0	28.2
σ_{20}	0	0.0973	0,604	1,47	2,64	4,21
σ_{21}		0.0564	0,845	2,82	5,88	10,05
σ_2	0	0.154	1,45	4,29	8,52	14,3
σ_{30}		0.030	0,193	0,488	0,896	1,45
σ_{31}		0.020	0,307	1.06	2,14	3,86
σ_{32}	0	0,000	0,112	0,616	1,63	3,23
σ_3		0,050	0,612	2,16	4,67	8,54
σ		~0,908	>6,08			

$\times 1{,}43\cdot 10^{-22}\,\mathrm{cm}^2$

σ は λ^2 従って $\frac{1}{v^2}$ に比例して居ます。（$\frac{1}{\lambda}$ or v の小さい領域では）（のみならず）

その他に max は出て来ない。

(Stueckelberg, Morse: Phys. Rev. 35, 659, 1930) も同様の結果に到達した。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........

NO..........

Neutron

Massey and Mohr: Radiative Collisions of Neutrons and Protons (Nature, 133, 211, 1934)

It has recently been shown by Lea (ibid. 24, 1934) that the passage of neutrons through paraffin wax and through liquid hydrogen gives rise to a gamma radiation of 1-6$\times 10^{6}$ e. Volts energy, as well as recoil protons. As pointed out by Lea and Chadwick, the energy of these rays corresponds roughly to that which would be emitted in the radiative combinations of a neutron and a proton to form a ~~p~~ diplon. We have therefore calculated the prob. of such a radiative collision on the assumption that the neutron behaves as a fundamental charge-free particle throughout the collision, so that the radiation arises only from the acceleration of the proton by the field of force of the neutron. A dipole moment may then be associated with the system and the calculation carried out in the usual manner (Theory of Atomic Collisions, p. 229.) The result is that for the range of energies involved in the experiments, combination should not take place more frequently than once in every 1000 collisions (The effective radius for p diplon formation is about 2×10^{-14} cm.). This is much smaller than the observed frequency of about 1 in 4 collisions. We have also calculated the prob. of a proton radiating in the impact without binding taking place, and find it to be even smaller. These results do not depend appreciably on the form of interaction assumed between neutron and proton.

It is of interest to note that if we assume that the neutron is a complex particle consisting of a proton and an electron, and that there are exchange forces between the neutron and proton of the type suggested by Heisenberg (25, 77, 1, 1932), then we obtain a much smaller prob. of comb. (of the order of one effective collision in 10^6) for with this model the dipole moment of the neutron proton system vanishes (Mott and Taylor, Proc 138, 665, 1932). In view of the discrepancy between theory and observation, and also in view of the different efficiencies to be expected for the process according as the neutron is or is not a fundamental particle, it is clearly important to obtain additional information about the nature of the neutron-proton collision.

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........

NO..........

Collision

Heitler: Über die bei sehr schnellen Stößen emittierte Strahlung (ZS. 84. 145, 1933)

schnelle Partikel は materie を durchgehen する際、Ionisation und Anregung によって Energie を失ひ、又 及び ~~Streuung~~ によって方向をかへられることにより、Reichweite が定まる。

然し partikel の velocity が非常に大きい時は Strahlung の Emittierung によっても Energie を失ふ。

Sommerfeld, Scherzer 等によって X-ray の範囲で論ぜられたが、Cosmic Ray の如き場合は ~~扱はれてゐ~~ ~~ない~~ この場合の factor は未だ考慮されなかった。

Dirac の式に入れて、Free particle

$$W = \frac{Zze^2}{r} - ze(\alpha A)$$

なる Störung を入れると Doppelübergang の結果として Strahlung の emitt される。Partikel の energy は mc^2 よりずっと大きな場合

Wahrsch. は ~~electron~~ particle 及び ~~stra~~ quantum が高方向に出る場合が大きい。Wirk. Quers. は $(e^2/mc^2)^2 \; 1/137$

これによる Bremsung は Cosmic の電子の実験と合はない。それが、~~neg~~ かゝる場合、neg. Energie 及び Elektronenrad の Schwier. が問題になる。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO.

F. Sauter: Über die Bremsstrahlung schneller Elektronen
(Ann. der Phys. 20, 404, 1934)

Scherzer: Ann. 13, 137, 1932
Maue: nicht veröffentlicht

此の exakte Rechnung は始し Born の methode で計算した。但し上記の二人のとも $\alpha^2 Z^2$ について higher Order を neglect してある。

Sauter の結果は上記二人のと richtungsunabhängig な Faktor を除いて一致する。之は nonrel. な時 ν と同じであった。

Elektron が Atomkern に衝突した時の Bremsung によって $d\omega$ なる立体角に $h\nu$ なる Quanta の emit される prob. は

$$w\,d\omega = \frac{e^2 h\nu}{2\pi m^2 c^3} \left| P^{q,s}_{E,E_0} \right|^2 d\omega$$

茲 $$P^{q\,s}_{E,E_0} = \frac{mc}{\hbar} \int \bar{\Psi}(s\vec{\gamma})\,\psi_0\, e^{\frac{i}{\hbar}(qr)}\, d\tau.$$

s: Strahlung の Polarisationsrichtung の Einheitsvektor
n: Impuls

$$\psi^\lambda(p) = \frac{a^\lambda(p)}{\sqrt{U}}\, e^{\frac{i}{\hbar}((pr)-Et)}$$

U: Kaste の Volumen

a^λ は $(a^{\lambda}(p)\,\gamma_4\, a^\lambda(p)) = 1$

規格化 定められてる。

Modifyed ψ is

$$\psi^\lambda(p_0) = \frac{e^{-\frac{i}{\hbar}Et}}{\sqrt{U}}\Big(a^\lambda(p_0)\, e^{\frac{i}{\hbar}(p_0 r)} + \frac{1}{U}\sum_{p_0', \lambda'} a^{\lambda'}(p')\, e^{\frac{i}{\hbar}(p_0' r)} \frac{(\overline{a^{\lambda'}(p_0')}\gamma_4 a^\lambda(p_0))V(p_0 - p_0')}{E^\lambda(p_0) - E^{\lambda'}(p_0')}\Big)$$

但し $V(p_0 - p_0') = \int V(r)\, e^{\frac{i}{\hbar}(p_0 - p_0', r)}\, dr$

$$P^{q s}_{E, E_0} = \frac{mc}{\hbar}\frac{1}{Uh\nu} D V(p)$$

$p = p_0 - p - q$: auf den Kern übertragenen Impuls

$$D = h\nu \sum_{\lambda'}\Big\{ \frac{(\overline{a^\lambda(p_0)}(s\gamma)\, a^{\lambda'}(p_0 + q))}{E^{\lambda_0}(p_0) - E^{\lambda'}(p_0 + q)} \times (\overline{a^{\lambda'}(p_0 + q)}\gamma_4 a^{\lambda_0}(p_0)) + \frac{(\overline{a^\lambda(p)}\gamma_4 a^{\lambda'}(p_0 - q))(\overline{a^{\lambda'}(p_0 - q)}(s\gamma)}{E^\lambda(p_0) - E^{\lambda'}(p_0 - q)}\, a^{\lambda_0}(p_0))\Big\}$$