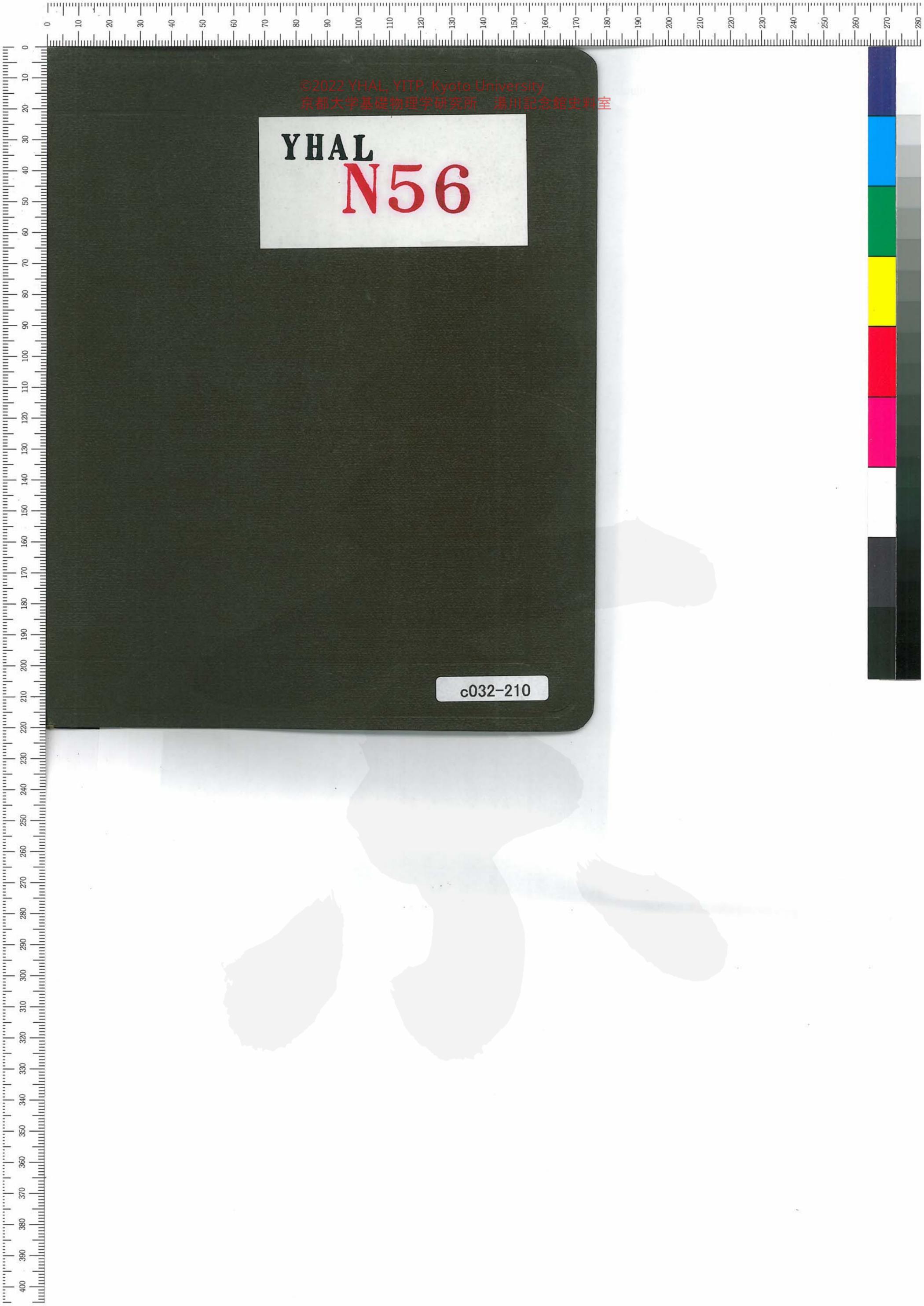


©2022 YHAL, YJTP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

YHAL
N56

c032-210



Field Theory 論文集 X

1. Dirac, Proc. Roy. Soc. A 114 (1927),
243.
2. Jordan, ZS. f. Phys. 44 (1927), 473.
3. Jordan und Klein, *ibid.* 45 (1927),
751.
4. Jordan und Pauli, *ibid.* 47 (1928),
151
5. Jordan und Wigner, *ibid.* 47 (1928),
631
6. Heisenberg und Pauli *ibid.* 56 (1929),
1; 59 (1930), 168
(58. Rosenfeld, 2) ZS. f. Phys. 63)
7. Fermi, Rend. Lincei 9 (1929),
881
9. Dirac, Proc. Roy. Soc. 136 (1932),
453
10. Rosenfeld, ZS. f. Phys. 26 (1932), 729.
11. Dirac, Fock, Podolsky, Phys.
ZS. Sowj. 2 (1932), 468.
8. Fock, ZS. f. Phys. 25 (1932), 622)

12. Bloch, *P. Phys. 2S. Sowj.* 5 (1934)
1301

13. Dirac, " " 3 (1933),
64.

~~15. Paul Fierz, Helv. Phys. Acta
12 (1939), 3.~~

~~156 Pauli, Solvay Berichte
(Ann. Phys. Rev. 58 (1940), 718~~

~~14. Stueckelberg, Helv. Phys.
11 (1938), 225 ; 299.~~

Landau und Peierls,

素野 10

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University

京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

Field Theory 場の理論

1. La Van der Waerden, Gött. Nachr. (1929), 100
2. Laporte and Uhlenbeck, Phys. Rev. 37 (1931), 1380.
5. Pauli und Weisskopf, Helv. Phys. 2 (1934), 209.
4. Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc. 30 (1934) 150
3. Heisenberg ~~und Pauli~~, ZS. f. Phys. 90 (1934), 209. (178.)
6. Proca, Journ. d. Phys. 2 (1936), 347.
7. Dirac, Proc. Roy. Soc. 155 (1936), 447.
7. Swanecko und Sokolow, Phys. ZS, Sowj. 11 (1937), 590
98. Stueckelberg, Helv. Phys. 11 (1938), 225; 299
109. Fierz, Helv. Phys. 12 (1939), 3
11. to. Pauli, Solvay Berichte (Zur. Phys. Rev. 58 (1940), 716)

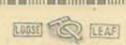
東京大学 湯川
昭和十七年
原子核論 湯川

©2022 YHAL, Y. I. P., Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

N56

CONTENTS

PAGE	昭和十七年十二月	PAGE
	第一回 重い粒子の軌道	
	Ⅰ. 核外電子と原子核	
	Ⅱ. 陽子と中性子 上 - 核素同位体	同上
	Ⅲ. " " 下 - " "	下
	Ⅳ. 原子核の構造	
増刊号	Ⅴ. 原子核の性質	
	第二回 軽い粒子の軌道	
	Ⅵ. 電子陽子と反電子陽子	
	Ⅶ. 中性子の軌道	
	Ⅷ. 陽子の軌道 ← 陽子陽子相互作用	
	Ⅷ. 陽子の軌道 ← 陽子陽子相互作用	
	Ⅸ. 中性子の軌道 ← 中性子と陽子の相互作用	
増刊号	Ⅹ. β放射	
	第三回 中間子の軌道	
	Ⅺ. 核子と中間子 上	
	Ⅻ. " " 下	
	Ⅻ. 中性子と中間子 - 中性子と陽子の相互作用	
	Ⅻ. 陽子の軌道 上	
	Ⅻ. " " 下	



原子核のV字形線理論

増補. 門正. 初版以下.

第二章. 53頁以下.

重粒子 (heavy particle) と
核子 (核子) (nucleon), 核子
(nuclear particle) と V

38頁. (第一章) 陽子同位 → 陽子同位

索引 異性体. isomeride x

§16. (59頁以下)

各種核子 同位核子 (同位核子) 核子

Brinkman, 核子

Stratton ↓

改訂.

原子核のV字形線理論と原子核

§12. Thomas proof of the finite
range of nuclear forces
(Bethe and Bacher, p. 134)

核子論 核子の理論

重粒子. Wentzel-K. B.

H.V. の理論 の理論

§18. 71頁 万有引力定数としての研究過程
小林, 谷. 核の内部の Thomas-Fermi の
モデル Bohr の核模型 (理論学報 16
(1948.12.4) 219.

訂正

Stueckelberg, Korrespondenz
-mäßige Methode
& Störungsrechnungの図表

75頁: 注(1) (2)の順序を逆にする

71頁: 補外. Valpurn, -- (2) --

76頁: (18.2)

$$\hbar P_c = 2\pi^{-\frac{3}{4}} E_0^{\frac{3}{4}} (kT)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Bethe, Rev. Mod. Phys. 23, 351.

◎ Kapur-Peierls, Roy. Soc. 166 (1938)

83頁:
$$V(r) = \frac{2(Z-e)^2}{r} \times$$

$$= \frac{2(Z'-2)e^2}{r}$$
 277.

86頁: 注(1) $\frac{V}{V_0} \rightarrow \frac{V}{V_0}$

89頁: A=15~20 程度に注意

186頁: 第11 項の正負の符号
工部局一 電の取扱に注意
277

189頁 : $\psi(s+1) = \frac{d}{ds} \log \Gamma(s+1)$ 48

91頁 : 547. XI. A §17 → . . .
917 XI. A §21 → 522

188頁 下の $\gamma \rightarrow \pi$
 $\pi \rightarrow \gamma$.

Chapter II,

§12 Theory of β -Disintegration

p. 85 Gieger-Muttal 9/24 (1911)

$$\log \tau = 2\pi z Z e^2 / h v - K$$

$$\tau = \frac{\log 2}{\lambda} \quad \text{half life}$$

$$K = \text{const} \approx 2\pi z c$$

$$\log \tau \propto \frac{1}{v}$$

Th $E = 4.3 \text{ MeV} \rightarrow 2 \cdot 10^{10} \text{ years}$

ThC' $E = 8.9 \text{ MeV} \rightarrow 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$

p. 86. (21) $\frac{v}{v_0} \rightarrow \frac{v}{v_0}$

昭和十八年二月

No. 1 7

原子核論・素粒子論

第一章 陽子及び中性子

- §1. 原子核の構成要素
- §2. 原子核の結合エネルギー
- §3. 電陽子の構造
- §4. 陽子による中性子の散乱及び捕獲
- §5. 陽子相互の衝突

第一回
十八年十月

第二章 原子核の構造

- §6. 軽原子核の構造
- §7. 統計的方法
- §8. 原子核のエネルギー準位
- §9. γ 線と原子核

第三章 原子核衝突問題

- §10. 単体問題としての衝突
- §11. 多体問題としての衝突 上
- §12. 下
- §13. 原子核の分裂

第二回

第四章 電子と光子

- §14. ~~γ 線と電子~~ 電磁場の量子化
- §15. 原子核と軌道電子 ~~γ 線と~~
- §16. 高速粒子の電磁作用
- §17. 初知輻射 ~~γ 線と~~
- §18. ~~輻射の物質化~~ 陽電子

第三回

十九年

第五章 中性微子

- §19. β 崩壊と中性微子
- §20. β 線のエネルギー分布
- §21. β 放射後の平均寿命
- §22. 軌道電子捕獲による核転換

三月

- ~~§ 23.~~ 第六章 中間子
- § 23. 核場と中間子
- § 24. 核場の量子化
- § 25. ~~中性核粒子間の相互作用~~
- § 26. 中間子の自然崩壊
- § 27. 宇宙線破成分の理論
- § 28. 素粒子の一般理論

湯川記念館史料室

第一章 核の統計力学

§1. 核の統計力学

Note on the Statistics of Nuclei
by P. Ehrenfest and O. W. Greenberg
(Phys. Rev. 37, (1931), 333)

$$U_R(x_1 \dots x_n, y_1 \dots y_m) \rightarrow T_S(\alpha) \psi_\alpha(\alpha) =$$

$$T_S(x_1 \dots x_n, y_1 \dots y_m) \psi_\alpha(x_1 \dots x_n, y_1 \dots y_m)$$

centre of grav. relative coord. spin

$$U_L(x_{n+1} \dots x_{2n}, y_{m+1} \dots y_{2m}) \rightarrow T_L(\beta) \psi_\beta(\beta)$$

ψ : antisym in x and y

P : $x_1 \dots x_{2n}$ の順に v , $y_1 \dots y_{2m}$ の順に w の
座標の置換

$$F_{st, \sigma\tau} = \frac{1}{(2n)! (2m)!} \sum_P (-1)^P P \{ T_S(\alpha) T_L(\beta) \psi_\alpha(\alpha) \psi_\beta(\beta) \}$$

この式の P の置換の総和

$$r = \frac{(2n)! (2m)!}{(n!)^2 (m!)^2}$$

個にかたじけなく $\{ \alpha \} \{ \beta \}$

$$F_{s0, \sigma\tau} = \frac{1}{r} \sum' (-1)^P P \{ T_S(\alpha) T_L(\beta) \psi_\alpha(\alpha) \psi_\beta(\beta) \}$$

波関数 ψ の Schrödinger 方程式
 $\psi = \psi(x, y, z, t)$ total system の

$$(H - E) \psi(x, y, z, t) = 0 \quad (8)$$

ここで ψ は (s, t) の基底 $\psi_{s,t}$ の線形結合と見做す。
 $\psi = \sum_{s,t} a(s,t, \sigma) \tilde{r}_{s,t, \sigma}$

$$\psi = \sum_{s,t} \sum_{\sigma} a(s,t, \sigma) \tilde{r}_{s,t, \sigma}$$

$$+ \sum_{\sigma} \sum_{(s,t)} a(s,t, \sigma) \tilde{r}_{s,t, \sigma}$$

$$\langle s', t', \sigma' | H | s, t, \sigma \rangle = \int dV \tilde{r}_{s,t, \sigma}^* \times H \tilde{r}_{s', t', \sigma'}$$

$$\sum_{s,t} \sum_{\sigma} \langle s', t', \sigma' | H | s, t, \sigma \rangle a(s,t, \sigma)$$

$$+ \sum_{\sigma} \sum_{(s,t)} \langle s', t', \sigma' | H | s, t, \sigma \rangle a(s,t, \sigma) = E a(s', t', \sigma') \quad (10)$$

$$\langle s', t', \sigma' | H | s, t, \sigma \rangle = \theta \langle s', t', \sigma' | s, t, \sigma \rangle \quad \theta = (E - E_{s,t, \sigma})$$

$$\Rightarrow a(s', t', \sigma') = \theta a(s, t, \sigma)$$

2nd

$$(st, \sigma\tau | H | s't', \sigma'\tau') = 0 \quad (12)$$

for $(\sigma, \tau) \neq (\sigma', \tau')$

$\forall \sigma, \tau, \sigma', \tau' \in \mathbb{Z}_2$, $\pm A$ (10) \forall

$$\sigma = \tau \sum_{(s,t)} (\sigma\sigma, s't' | H | \sigma\sigma, st) a(\sigma\sigma, st) = \mathbb{E} a(\sigma\sigma, s't')$$

$$\sigma \neq \tau \sum_s \sum_t (\sigma\tau, s't' | H | \sigma\tau, st) \times a(\sigma\tau, st) = \mathbb{E} a(\sigma\tau, s't')$$

\Rightarrow $a(st) = \text{sym, or anti,}$
 for $m+n$ even or odd.
 $\sigma \neq \tau$ or sym, anti, 両方不可 .

(12) の係数 \forall cluster の数 n の
 場合 \hookrightarrow binomial \rightarrow 両方不可 \forall (12) の
 場合 \rightarrow 両方不可.

原子核理論

宇野浩二

第一章 陽子中子と核

©2022 YHAL, YITP Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

§1. 原子核の基本的な性質

- i) 電荷. 原子番号 Z
- ii) 質量. 質量数 A ($\geq 2Z$)
質量欠損 (mass defect) (結合)
- iii) スピン (\hbar spin) 核子スピン
- iv) 磁気モーメント $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$
- v) 磁気核子 (magnetic moment)
核磁子 (nuclear magneton)

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2M_p c} \quad M_p: \text{proton mass (陽子質量)}$$

- vi) 電荷の四極矩 (electric quadrupole moment)
陽子: $+$, 中性: 0 .
(核スピン \vec{S} と \vec{r} の方向
陽子: $+$ の場合)

vii) 統計 (statistics)

- viii) Fermi, Bose
- 統計 ν の規則: 2ν
 - A even: Bose
 - A odd: Fermi
- 核子: $0, 1, 2, \dots$ (整数)
電子: $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ (半整数)

○ 荷電核. 陽子数 n_p 電子数 n_e
 $Z = n_p - n_e, \quad A = n_p$

A ${}^A_Z N$, Z : 陽子 n_p n_e^-
 Z n_p , N : n_n n_e^-

と平衡.

○ 核の質量 $Z = n_p$ $A = n_p + n_n$

○ 核の組成 陽子数 n_p 陽子数 n_p 陽子数 n_p

中性子	陽子	-e	F	$\frac{1}{2}$	0.0005	
陽子	陽子	0	B	(1)	0	
電子	中性子	0	F	$\frac{1}{2}$	1.00897	-2 :
	陽子	+e	F	$\frac{1}{2}$	($\frac{4}{4}$) 1.00813	+2.85 :

核の結合エネルギー (Binding Energy)

${}^1_0n = 1.00897$ ${}^1_1H + m = 1.00813$
 ${}^2_1H + m = 2.01473$ ${}^3_1H = {}^1_0n + {}^1_1H$
 ${}^3_1H + m = 3.01705$ ${}^3_2He = 2{}^1_0n + {}^1_1H$
 ${}^3_2He + 2m = 3.01707$ ${}^4_2He = {}^1_0n + 2{}^1_1H$
 ${}^4_2He + 2m = 4.00389$ ${}^4_2He = 2{}^2_1H$

$$M = \sum M_p + (A - Z) M_n - \frac{\Delta W}{c^2}$$

ΔW : 結合エネルギー

${}^2_1H = 0.00237$ ${}^3_1H = 0.00902$
 ${}^3_2He = 0.00816$ ${}^4_2He = 0.03031$

$$\frac{\Delta W}{c^2} \ll M_p, M_n$$

§2. 中位の場子の相互作用.

如相対的の如く,

場子, $(x_1, y_1, z_1), \dots, (x_N, y_N, z_N)$

中位子, $(\xi_1, \eta_1, \zeta_1), \dots, (\xi_N, \eta_N, \zeta_N)$

$\delta_{z1}, \delta_{z2}, \dots, \delta_{zN}$

$\sigma_{z1}, \sigma_{z2}, \dots, \sigma_{zN}$

$\Psi(x_1, y_1, z_1, \dots, x_N, y_N, z_N; \xi_1, \eta_1, \zeta_1, \dots,$

$\xi_N, \eta_N, \zeta_N; \delta_1, \dots, \delta_N, \sigma_1, \dots, \sigma_N)$

$P_{ij} \Psi = -\Psi,$

$$\frac{\hbar^2}{2M} \left\{ \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2} \right) + \sum_{j=1}^N \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi_j^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta_j^2} + \frac{\partial^2}{\partial \zeta_j^2} \right) \right\} \Psi$$

* $\Psi + (W - V) \Psi = 0$

V 相対座標の δ と σ の函数.

§2. 重陽子 (Deuteron) の同位.

0 光子 中核子・陽子間の相互作用

1. 有効距離短く (short range force)

2. 交換性がある

Wigner; P

Heisenberg; $P_H \Psi(r_1, s_1, r_2, s_2) = \Psi(r_2, s_2, r_1, s_1)$

Majorana; $P_M \Psi(\dots) = \Psi(r_2, s_1, r_1, s_2)$

Bartlett; $P_B \Psi(\dots) = \Psi(r_1, s_2, r_2, s_1)$

$$V = J_W(r) + P_H J_H(r) + P_M J_M(r) + P_B J_B(r)$$

$$P_H = P_M P_B$$

$$\left(\frac{\hbar^2}{2M} (\Delta_1 + \Delta_2) + W \right) \Psi = V \Psi,$$

$$\Psi = u(R) \varphi(r) \chi_{\pm}(s_1, s_2)$$

$$\varphi \approx \frac{u_0(r)}{r} P_{lm}(0) e^{i m \phi}$$

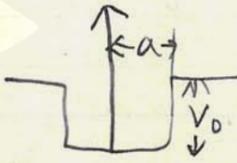
$$l=0; \quad \frac{\hbar^2}{m} \frac{d^2 u_0}{dr^2} + \epsilon u_0 = J u_0$$

$$J = J_W + J_H + J_M + J_B.$$

$$u_0 \propto e^{-\alpha r}$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{M \epsilon}}{\hbar}$$

$$\epsilon = 2.17 \pm 0.04 \times 10^6 \text{ eV}$$



$$\frac{1}{\alpha} = 4.3 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

$$V_0(\gg \varepsilon) \approx \frac{\pi^2}{4} \frac{\hbar^2}{Ma^2} + 2\sqrt{\frac{\hbar^2 \varepsilon}{Ma^2}}$$

$$1S: \quad \frac{\hbar^2}{M} \frac{d^2 u_0}{dr^2} + E' u_0 = J' u_0$$

$$J' = J_W - J_B + J_M - J_H$$

$$|\varepsilon| \ll \varepsilon. \quad V_0' \approx \frac{\pi^2}{4} \frac{\hbar^2}{Ma^2}$$

3P, 1P,

{B 陽子核中核子の散乱,

1) 自由粒子

$$E = \frac{1}{2} M v^2$$

$$W = 2E$$

$$\varphi(r) \approx e^{ikr} \frac{W}{\varepsilon} + \frac{e^{ikr} f(\theta)}{r}$$

$$k = \frac{\sqrt{ME}}{\hbar}$$

$$\varphi(r) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{u_l(r)}{r} P_l(\cos \theta)$$

$$u_l \approx C_l \sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l)$$

$$e^{ikr} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} J_{l+\frac{1}{2}}(kr) P_l(\cos \theta)$$

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

$$d\sigma_s = 2\pi |f(\theta)|^2 \sin\theta d\theta$$

$$\sigma_s = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) \sin^2 \delta_l$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad \frac{\lambda}{2\pi} \gg a \text{ no } \delta_l$$

~~$l \neq 0 \Rightarrow \delta_l \ll 1$~~ for $l \neq 0$,

$$\frac{\lambda}{2\pi} \approx \frac{2.5 \times 10^{-12}}{\sqrt{W}} \text{ cm}$$

$$W = 10^7 \text{ eV} \quad \frac{\lambda}{2\pi} \approx 8 \times 10^{-13} \text{ cm} > a \approx 2 \times 10^{-12} \text{ cm}$$

$$d\sigma_s \approx 2\pi k^{-2} \sin^2 \delta_0 \sin\theta d\theta$$

$$\sigma_s \approx 4\pi k^{-2} \sin^2 \delta_0$$

ii) 中子減速の経路: slow down of neutrons

Rutherford

第 14 号

§ 5. 帯電粒子の散乱過程の終状態の散乱.

f) Rutherford の散乱,

$$\Delta\psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E - V)\psi = 0$$

$$\mu = \frac{mM}{m+M}$$

$$V(r) = \frac{e_1 e_2}{r}$$

楕円座標 (parabolic coordinates)
 $\lambda_1 = r + z, \lambda_2 = r - z$

$$\infty > \lambda_1 \geq 0 \quad \infty \geq \lambda_2 \geq 0 \quad 2\pi \geq \varphi \geq 0$$

$$\frac{\partial}{\partial \lambda_1} \left(\lambda_1 \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda_1} \right) + \frac{\partial}{\partial \lambda_2} \left(\lambda_2 \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda_2} \right) + \frac{(\lambda_1 + \lambda_2)^2}{4\lambda_1 \lambda_2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \varphi^2}$$

$$+ \left(\frac{A}{4} (\lambda_1 + \lambda_2) + B \right) \varphi = 0$$

$$A = \frac{2\mu E}{\hbar^2} k^2 \quad B = \frac{\mu e_1 e_2}{\hbar^2}$$

$$\psi = \Lambda_1(\lambda_1) \Lambda_2(\lambda_2)$$

$$\frac{d}{d\lambda_1} \left(\lambda_1 \frac{d\Lambda_1}{d\lambda_1} \right) + \left(\frac{A}{4} \lambda_1 + B_1 \right) \Lambda_1 = 0 \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\}$$

$$\frac{d}{d\lambda_2} \left(\lambda_2 \frac{d\Lambda_2}{d\lambda_2} \right) + \left(\frac{A}{4} \lambda_2 + B_2 \right) \Lambda_2 = 0$$

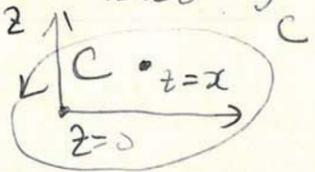
$$B_1 + B_2 = B$$

$$\Lambda_1(\lambda_1) = e^{\frac{ik\lambda_1}{2}} F \left(-\frac{B_1 i}{k} + \frac{1}{2}, 1, -ik\lambda_1 \right)$$

$$\Lambda_2(\lambda_2) = e^{\frac{ik\lambda_2}{2}} F \left(-\frac{B_2 i}{k} + \frac{1}{2}, 1, -ik\lambda_2 \right)$$

F: 超幾何関数の積分 (confluent hypergeometric function)

$$F(\alpha, \beta, x) = \frac{(\beta-1)!}{2\pi i} \int_C \left(1 - \frac{x}{z}\right)^{-\alpha} e^z z^{\beta-1} dz$$



(a) $\gg 1$:

$$\approx \frac{(\beta-1)!}{\Gamma(\beta-\alpha)} (1-x)^{-\alpha} + \frac{(\beta-1)!}{\Gamma(\alpha)} x^{\alpha} e^x$$

∴ 一般 $\Psi(r) \approx e^{ikr} + \frac{e^{ikr} f(\theta)}{r}$

$|z| \gg 1$ 用 $z = r e^{i\theta}$
 $r \gg z \gg r \cos \theta$ 用 r

$$\frac{B_1 i}{k} = \frac{1}{2} \quad (\because \frac{B_2 i}{k} = \frac{B_1 i}{k} - \frac{1}{2})$$

$r, z = 2r \sin^2 \frac{\theta}{2}$

$$\Psi \approx C \left\{ \exp\left(ikr - \frac{iB}{k} \log k(r-z)\right) + \exp\left(ikr + \frac{iB}{k} \log k(r-z) + 2i\eta_0\right) \right.$$

$$\times \frac{B}{2k^2 r \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

$$e^{2i\eta_0} = \frac{\Gamma\left(1 - \frac{B_1 i}{k}\right)}{\Gamma\left(1 + \frac{B_1 i}{k}\right)}$$

$$f(\theta) = \frac{B}{2k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

$$d\sigma = \frac{B^2 \sin \theta d\theta d\varphi}{4k^4 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

$$= \frac{e_1^2 e_2^2 \sin \theta d\theta d\varphi}{16 E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

ii) α 粒子の場合.

$$e_1 = 2e, e_2 = Ze:$$

$$d\sigma = \left(\frac{Ze^2}{\mu v^2} \right)^2 \frac{\sin \theta d\theta d\varphi}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

$$\tan(H) = \frac{\sin \theta}{\cos \theta + \frac{m}{M}}$$

$$W = \left(1 + \frac{m}{M}\right) E.$$

~~ii) α 粒子相互~~

iii) α 粒子相互の散乱.

iv) 陽子相互の散乱.

'S' の位相変化 δ_0 .

$$\delta_1 = \delta_2 = 0.20$$

と仮定.

'S, 'P, 'D ... の位相変化は)

$\frac{1}{c} \gg \frac{e^2}{\hbar c}$ 近似. 正負電荷

$$d\sigma \approx \left(\frac{2e^2}{Mv^2}\right)^2 2\pi \sin\theta \cos\theta d\theta$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\sin^4\theta} + \frac{1}{\cos^4\theta} - \frac{1}{\sin^2\theta \cos^2\theta} - \frac{2\hbar v \sin\delta_0 \cos\delta_0}{e^2 \sin^2\theta \cos^2\theta} + \left(\frac{2\hbar v}{e^2}\right)^2 \sin^2\delta_0 \right\}$$

よって $\theta = \frac{\pi}{4}$ の場合

$$\frac{d\sigma}{d\sigma_M} \approx 1 - \frac{2\hbar v}{e^2} \sin\delta_0 \cos\delta_0 + \left(\frac{2\hbar v}{e^2} \sin\delta_0\right)^2$$

湯川

第二章

§ 12. 結合系

E. Wigner, On the Mass Defect of Helium
(Phys. Rev. 43 (1933), 252)

$${}^2\text{H} : V(r) = \frac{4V_0}{(1+e^{r/a})(1+e^{-r/a})}$$

energy in units of mc^2

$$\left[-10\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) + V\right]\psi(xyz) = \epsilon\psi(xyz)$$

distance in units of e^2/mc^2

$$\frac{\hbar^2 mc^2}{4\pi^2 M} \approx 10$$

Eckart, Phys. Rev. 35 (1930), 1303.

$$-\epsilon = 5.0 / 8\rho^2 + V_0 - \left(\frac{3.0}{8\rho^2}\right) \left(1 + \frac{8V_0\rho^2}{5}\right)^{1/2}$$

(lowest level)

$$\psi = \frac{1}{r} \frac{e^{r/a} - 1}{e^{r/a} + 1} \frac{1}{(1+e^{r/a})^\nu (1-e^{r/a})^\nu}$$
$$\nu = \left(-\epsilon\rho^2/10\right)^{1/2}$$

74 52

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

~~Thomas' Proof of the Finite Range
of Nuclear Forces
(Bethe and Sachs, p. 134)~~

~~1935~~

~~IV~~

~~1935~~

~~1935~~

~~1935~~

~~1935~~

~~1935~~

○ § 12 追加.

Wigner (1935)

Wigner Thomas, Proof of the finite Range of Nuclear Forces (Bethe and Dashen, p. 99, p. 134) (Phys. Rev. 49 (1935), 903)

核子の相互作用 $V_0 a^2$ の
 核力 V_0, a の

核子 $H, He^2 \dots$ の核子 H の

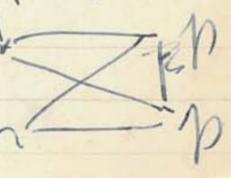
Wigner a と V_0 の関係 $V_0 \propto a^{-2}$ の
 He の核子の a の V_0 の関係

V_0 の大きさを a の関数として表す

$V_0 \propto \sqrt{V_0 - \epsilon}$ $\epsilon \propto V_0 - \epsilon$

V, T は H の核子の a の関数

V, T は H の核子の a の関数



このポテンシャル $V(r) = \frac{f(r/a)}{a^2}$ の $\psi(r)$ を

求めることにする。

Moments の n - l 項は W.M. type の l を用いて
 $l = n - 1$ の n 項は n wave $l = n$ symmetric
 と仮定する。

$r < a$ のとき

$$V(r) = -\frac{f(r/a)}{a^2} + O(a^{-1})$$

$f(r/a)$ は $r/a < 1$ のとき r/a のべき乗で表す。(対称性より)

$V < 0$ のとき $r > a$ のとき $V = 0$ のとき

$$\psi(r) = A e^{-\alpha r} / r \quad r > a$$

$$\alpha^2 = \frac{Mg}{\hbar^2}$$

a が小さいとき ψ の漸近形は $r > a$ の ψ の $r/a \rightarrow 1$ のとき

に近づく。 A は $r/a \rightarrow 1$ のとき $\psi(a)$ の

値 $\frac{1}{a}$ の比例に近づく。 $r/a \rightarrow 1$ のとき

$r < a$ の ψ の $r/a \rightarrow 1$ のとき

$$r < a : \quad \psi(r) = \frac{\chi(r/a)}{a}$$

($r/a \rightarrow 1$ のときの漸近形)

このポテンシャル $V(r)$ の $r > a$ のとき $V = 0$ のとき

$$T = 4\pi \int_0^a \left(\frac{d\psi}{dr} \right)^2 r^2 dr = \frac{K}{a}$$

$$K = 4\pi \int_0^1 \left(\frac{d\chi}{dx} \right)^2 x^2 dx$$

(U) 四面体の体積 $K = \frac{\alpha \pi^2}{4}$

3H の n 個の r_1, r_2, r_3 による

$$\left(\frac{\hbar^2}{2M}\right) (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3) \Psi + (E - V(r_{13}) - V(r_{23})) \Psi = 0$$

$s_1 = r_1 - r_3, s_2 = r_2 - r_3$
 四面体の体積 K を用いて $\Psi(s_1, s_2)$ とする。

$$\left(\frac{\hbar^2}{M}\right) (\Delta_1 \Psi + (\text{div}_1 \text{grad}_2) \Psi + \Delta_2 \Psi) + (E - V(s_1) - V(s_2)) \Psi = 0$$

(ただし $\Delta_1 \rightarrow \frac{\partial^2}{\partial s_{1x}^2}$ etc)

s_1, s_2 に関する

$$E \left(\int ds_1 ds_2 \Psi^2 \right)^{-1} \int ds_1 ds_2 \left\{ \left(\frac{\hbar^2}{M}\right) [(\text{grad}_1 \Psi)^2 + (\text{grad}_2 \Psi \cdot \text{grad}_1 \Psi) + (\text{grad}_2 \Psi)^2] + [V(s_1) + V(s_2)] \right\} \Psi^2$$

Region I. $V(s_1) = V(s_2) = 0$. (i.e. $s_1, s_2 \gg a$)

$s_1, s_2 \gg a \rightarrow \Delta_1 \Psi + \text{div grad}_2 \Psi + \Delta_2 \Psi = \mu^2 \Psi$
 $\mu^2 = -\frac{ME}{\hbar^2}$

exact solution

$$\Psi = 3^{1/2} K_0(\mu s) \left[\frac{\arccos(s_1/s)}{s_1 (s^2 - s_1^2)^{1/2}} + \frac{\arccos(s_2/s)}{s_2 (s^2 - s_2^2)^{1/2}} \right]$$

$$s^2 = \frac{2}{3}(v_{12}^2 + v_{23}^2 + v_{31}^2) = \frac{4}{3}(s_1^2 - (s_1 s_2) + s_2^2)$$

$$K_0(x) = \frac{\pi i}{2} H_0^{(1)}(ix)$$

$\frac{1}{m} \gg l \gg a$ $s_1, s_2 > a$
 $s_1, s_2 > l$ (9) \mathbb{R}^2
 Region I: $s > l$

Region II, $s_1 < a, s > l$

$$\psi = K_0(\mu s) \left[c(s) \varphi(s_1) + 3^{\frac{1}{2}} \frac{\arccos(s_2/s)}{s_2(s^2 - s_2^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{2\pi}{3^{\frac{1}{2}} s^2} \right]$$

$$c(s) \varphi(a) = 3^{\frac{1}{2}} \frac{\arccos(a/s)}{a(s^2 - a^2)^{\frac{1}{2}}} + \frac{2\pi}{3^{\frac{1}{2}} s^2}$$

φ : \mathbb{H}^2 solution

Sol I & sol II at $s_1 = a$ smooth in \mathbb{R}^2

Region III, $s_2 < a, s > l$

Region IV, $s < l$

$$\psi(s, s_2) = \left(\frac{s}{l}\right) \psi\left(\frac{l}{s} s_1, \frac{l}{s} s_2\right)$$

$$\frac{|E|}{\varepsilon} > \frac{2\pi(2\pi \cdot 3^{-2} - 1)}{\pi} \frac{\mu^2}{\alpha^2} |\log \mu l|^3$$

$$\times \left[1 + O\left(\frac{\kappa}{(a/l)|\log \mu l|} + O\left(\frac{a}{l}\right)\right) \right]$$

$$\frac{a}{l} = \delta \ll 1, \quad \mu l = e^{-\kappa \delta^2}$$

このとき $\kappa = \dots = 2\pi \alpha^2 \delta < 2\pi$

$$\frac{|E|}{\varepsilon} > 1.6 (a\delta)^{-2} e^{-2\kappa \delta^2} \kappa^{-3} \delta^4 (1 + O(\delta))$$

κ, δ は a に indep. である。 $a \ll 1 \ll \kappa \ll 1$

$$\frac{|E|}{\varepsilon} \approx \dots < \dots < \dots < \dots$$

この範囲で W.M. 理論が成立する H_{13} の
 力の影響は \dots の範囲内である。

多体問題の核力の作用

(Bethe-Bacher §20, 137頁)

^2H , ^3H (^3He), ^4He の基底状態エネルギー

核力の \rightarrow parameter の決定。核力

$$\left. \begin{aligned} n-p : J(r) &= -15 e^{-r/a} \\ n-n) \quad p-n) \quad K(r) &= -C e^{-r/a} \end{aligned} \right\}$$

また A, B, C, a は決定される。
 例 $\mu = \frac{1}{2}M$ M.W. の場合 (A) の場合。

^3H wave function ψ (3 particles)

$$\psi = \exp\left[-\frac{1}{2}\nu(r_{12}^2 + r_{13}^2) - \frac{1}{2}\mu r_{23}^2\right]$$

^4He の場合

$$\psi = \exp\left[-\frac{1}{2}\nu(r_{12}^2 + r_{13}^2 + r_{14}^2 + r_{23}^2 + r_{24}^2 + r_{34}^2) - \frac{1}{2}\mu(r_{12}^2 + r_{34}^2)\right]$$

基底状態 ^3H のエネルギー

$$E_{\text{min}} = -\frac{3\hbar^2 \nu^2}{2M(\nu + 2\mu)}$$

$$E_{\text{min}} = -16B \left[\frac{\nu(\nu + 2\mu)}{(\nu + \mu)(5\nu + \mu + 4a^{-2})} \right]^{\frac{1}{2}} - C \left[\frac{\nu + 3\mu}{\nu + 2\mu + 4a^{-2}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$E^{\circ}(H^3) = (2+p)\sigma T - 2\bar{B} \left(\frac{p(4-p)}{1+2p} \right)^{\frac{3}{2}}$$

$$\times \left(\frac{\sigma}{\sigma+1} \right)^{\frac{3}{2}} - C \left(\frac{p\sigma}{p\sigma+1} \right)^{\frac{3}{2}}$$

where $\frac{1}{2}L\sigma = \frac{1}{4}(5\nu+\mu)a^2$ $p = \frac{2\nu+4\mu}{5\nu+\mu}$ $T = \frac{h^2}{m a^2}$

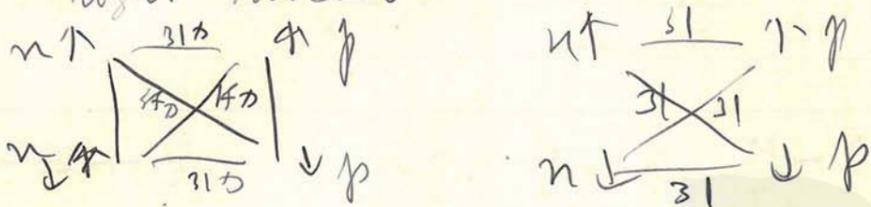
α の値が 2/3 のとき

$$E^{\circ}(H^3) = 2 E^{\circ}(H)$$

$$E^{\circ}(He^4) = 4 E^{\circ}(H)$$

と一致する

§6. 重い原子核の構造 Structure of heavy nuclei



§7. Statistical Method of Calculating Variation Principle. M. W. Calculation of Mass Defect of Heavy Nuclei

$$\Psi = \Psi_1 \cdot \Psi_2 \cdot \dots \cdot \Psi_N$$

Wentzel - Titchmarsh's method

$$E_{pot} = 2Z J_M(0) \quad \text{for } N \rightarrow \infty$$

Thomas-Fermi method

$$E = \frac{4\pi^2}{5M} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{\frac{5}{3}} V^{-\frac{2}{3}} \left(2^{\frac{5}{3}} + N^{\frac{5}{3}}\right) + V f\left(\frac{Z}{V}, \frac{N}{V}\right)$$

$$\frac{\partial E}{\partial V} = 0$$

§ Symmetry Properties of Interaction
① 重粒子間の相互作用
i) $M - H - B + W = q < 1$ Particles
 ~~$M - H = B$~~

ii) $-\frac{M}{4} - \frac{H}{2} + \frac{B}{4} + \frac{W}{2} < 0$ $\frac{M}{2} + H \geq \frac{B}{2} + W$

iii) $2W + B \geq H + \frac{M}{2}$

iv) $\frac{M}{2} + \frac{H}{2} \geq W + B$

Remember: $q = \frac{1}{2}$

$M = \frac{5}{6}$, $H = -\frac{1}{6}$, $B = \frac{5}{12}$, $W = -\frac{1}{12}$.

原子核論・素粒子論 第二回 量子力学
昭和十八年三月二十五日

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

第6講. 多体問題としての相互作用. (中電子)

(p. 71 ~

第7講. 第 5 章 (続き)
帯電粒子の相互作用, 分岐.

第8講. 第 5 章 電子の波動

第9講. Diracの電子論, 高速度電子の波動

slowerの理論.

第10講. 第 5 章 場の理論.

§18. 多体問題としての相互作用. (Bethe, §55)
中電子の波動

- i) 散乱.
- ii) 吸収放出 → 相互作用
- iii) α 粒子の放出 → 相互作用
- iv) 粒子の放出.

$$\Psi = \lambda_A \lambda_P \Psi_P + \lambda_B \lambda_Q \Psi_Q + c \lambda_C$$

$$H\Psi = W\Psi$$

$$H = H_A + H_P + T_P + U_P + V_{AP}$$

U_P : effective potential

$$H = H_B + H_Q + T_Q + U_Q + V_{BQ}$$

displacement is $-\text{grad}\psi$ times S

$$S = -\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)_{z=0}$$

$$\Delta\psi = 0 \quad (\text{incompressible})$$

$$\psi = a \cos(k_x x + k_y y) e^{k_z z} \cos \omega t$$

$$k = (k_x^2 + k_y^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$V = \frac{1}{4} G a^2 \cos^2 \omega t \cdot k^x$$

$$T = \frac{1}{4} \rho S a^2 \omega^2 \sin^2 \omega t \cdot k$$

$$T + V = \text{const} \rightarrow \omega = k^{\frac{1}{2}} \left(\frac{G}{\rho S}\right)^{\frac{1}{2}}$$

cons $\int dk_x dk_y$ の間 $\int dk_x dk_y$ の間

$$\frac{S}{4\pi^2} dk_x dk_y$$

$$dk \text{ の間 } \int \left(\frac{S}{4\pi^2}\right) 2\pi k dk$$

$$\therefore p(\omega) d\omega = \left(\frac{S}{2\pi}\right) \left(\frac{\rho S}{G}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{2}{3} \omega^{\frac{1}{3}} d\omega$$

$$z = \frac{G}{S} \quad E = \hbar \omega$$

球の表面積 $S = 4\pi R^2$
 $\rho = \frac{3AM}{4\pi R^3}$ $G = \frac{4}{3}\pi A^{\frac{2}{3}}$
 $P \approx 10 \text{ MV}$ for $R \approx 2 \times 10^{-7} \text{ A}^{\frac{1}{3}}$

$P(E) dE = 4 \cdot 3^{-\frac{1}{3}} (PP)^{-\frac{2}{3}} A^{\frac{2}{3}} E^{\frac{1}{3}} dE$
 $P = \frac{h^2}{Mr_0^2} \quad r_0 = RA^{-\frac{1}{3}}$

$A = 200$; $E < 1 \text{ MV} \approx 4 \text{ C}$, 3 modes
 of normal vibration.

球核. 核内核子の励起状態は核
 上の valence の所から.

p. 79 → 節地. 核の励起, 下巻, p. 776 ~ 777 巻
 (19.5): 核の励起 $T \approx (kT \approx 10 \text{ MeV})$

2 次元 - 1 次元 核励起 (1000 MV)
 well (2次元, 1次元) (核の励起) から.

$P(E) = \lambda(E) e^{-S(E)}$

$\lambda(U) = \int e^{S(E) - S(U) + (U-E)/\tau} dE$
 $= \sqrt{2\pi} \cdot \tau \left(\frac{dU}{dE} \right)^{\frac{1}{2}}$

$\int e^{-\frac{1}{2\pi^2} \frac{d\tau}{dU} (E-U)^2} dE$

$$S(E) - S(U) = \frac{dS}{dU} (E - U)$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{d^2 S}{dU^2} (E - U)^2$$

$$\frac{dS}{dU} = \frac{1}{\tau}$$

$$S = \frac{U - F}{\tau} = - \frac{dF}{d\tau}$$

$$e^{-\frac{F}{\tau}} = \int p(E) e^{-\frac{E}{\tau}} dE$$
$$= \int e^{S(E) - \frac{E}{\tau}} dE / \lambda(E)$$

$$p(E) dE = () \quad \text{volume wave}$$

$$+ \frac{2}{\pi} (KP)^{-\frac{3}{2}} A \omega E^2 dE$$

$$K = M u_0^2 = \frac{R^2}{9A} \frac{d^2 E}{dR^2} \approx 4MV$$

u_0 : sound velocity

$$\Omega (2\pi)^{-3} 4\pi k^2 dk$$

$$= \left(\frac{2}{3\pi}\right) R^3 \omega^2 d\omega / u_0^3$$

$$u_0^2 = \frac{\sigma^2}{MA} \frac{d^2 E}{d\sigma^2} \quad \sigma: \text{density}$$

§20. 帯電核の吸収と放出

84頁. Wentzel-Kramers-Brillouinの近似.

Bethe, Rev. Mod. Phys. 966.

$l=0$; $r \gg r_0$

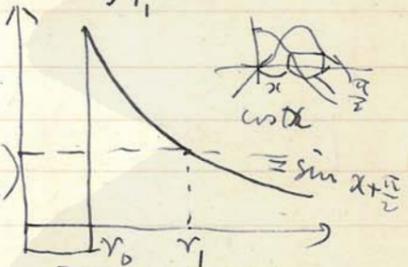
$$\frac{d^2 \chi_0}{dr^2} + \frac{2M_\alpha}{\hbar^2} \{E - U\} \chi_0 = 0$$

$$\chi_0 = A e^{ikr} + B e^{-ikr} \quad (1)$$

$$k = \sqrt{2M_\alpha E} / \hbar$$

$r < r_0$ の領域では W.K.B. の近似は使えない

$$\chi_1 = \frac{1}{\sqrt{\Phi(r)}} \Phi(r) \cos \left(\int_{r_1}^r \Phi(r) dr + \frac{\pi}{4} \right) *$$



$$\chi_2 = \frac{1}{\sqrt{\Phi(r)}} \cos \left(\int_{r_1}^r \Phi(r) dr - \frac{\pi}{4} \right)$$

for $r > r_1$, 近似的に $\Phi(r) = \frac{\sqrt{2M_\alpha(E-U)}}{\hbar}$

$$\chi_0 = \beta_1 \chi_1 + \beta_2 \chi_2$$

$r \gg r_1$ のとき χ_1 の振動は χ_0 の振動と一致する

$$\beta_2 = i\beta_1$$

$$\text{よって } |A| = |\beta_1| k^{-1/2}$$

$r_1 > r > r_0: \Psi(r) = \frac{\sqrt{2M_0(U-E)}}{\hbar}$

$\chi_1 = \frac{1}{\sqrt{\Psi(r)}} \exp\left(\int_r^{r_1} \Psi dr\right)$

$\chi_2 = \frac{1}{\sqrt{\Psi(r)}} \exp\left(-\int_r^{r_1} \Psi dr\right)$

* $\frac{d^2 y}{dx^2} + \Phi^2 y = 0$

$y = \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \cos\left(\int \Phi dx\right)$

$\frac{dy}{dx} = \frac{\Phi}{\sqrt{\Phi}} \sin\left(\int \Phi dx\right) \cdot \frac{1}{\Phi} - \frac{1}{2} \frac{\Phi'}{\Phi^{\frac{3}{2}}} \cos\left(\int \Phi dx\right)$

$\frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{\Phi^2}{\sqrt{\Phi}} \cos\left(\int \Phi dx\right) + \frac{1}{2} \frac{\Phi'}{\sqrt{\Phi}} \sin\left(\int \Phi dx\right)$

$\frac{\Phi'}{\Phi^2} \ll 1$

$r < r_0: \chi_0 = c \sin \kappa r$

$\kappa = \sqrt{2M_0(E-U_0)}/\hbar$

$r = r_0 + i\delta$ 付近で $\chi_1 \ll \chi_2$ なる $\chi_1 \gg \chi_2$ (barrier 側より)。

$$\kappa \cot \kappa r_0 = - \frac{b}{\Psi(r_0)} \Psi'(r_0)$$

$$\cot \kappa r_0 = -\infty, \quad \kappa r_0 = \pi$$

$$\cot \kappa r_0 = -1$$

$$\therefore B_1 = \kappa C \int \frac{1}{\Psi(r_0)} e^{-\kappa r} dr$$

$$C = \int_{r_0}^{r_1} \Psi dr$$

$\kappa = \sqrt{2m(V-E)}$ 中の波数, 規格化して $\kappa < \kappa_0$

$$C = \frac{1}{\sqrt{2\pi r_0}}$$

したがって B_1 の波動関数は, 半無限の
 井戸の中の波動関数として $\kappa < \kappa_0$ のとき

$$\lambda = \frac{2\pi^2 V}{\hbar^2 r_0^3 \Psi(r_0)} e^{2\kappa r_0}$$

$$\kappa = \frac{\pi}{r_0}$$

$$= 4\pi |A|^2 V = \frac{2\pi \kappa^2 V}{\hbar^2 r_0 \Psi(r_0)} e^{-2\kappa r_0}$$

C の規格化条件 $\int_0^{r_0} \Psi^2 dr = 1$ ($E < \frac{4(2-2)e^2}{r_0}$ ではない)

$$C = \pi \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{\kappa r_0}}{\hbar^2 V} - \left(\frac{e^{\kappa r_0}}{\hbar^2} \right) \sqrt{\frac{2}{\pi}} M_0 r_0$$

Bohr, Kalckar, Math. - Phys. Medd.

Dansk

©2022 YHAB, IIFP, Kyoto University

京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

§11. Bohr-Breit-Wigner's Theory

前節に述べた如く、slow neutron captureの問題は、原子核の捕獲と見做すことができる。

Bohrは1936 (Nature 137, 349, 351) にこの問題をこのように取り扱った。この理論は、nucleusを捕獲する粒子の捕獲に作用する力の強さから、丁度、液体が固体の捕獲。一つの粒子の運動エネルギーが他の粒子に伝達せられ、エネルギーの捕獲が起きることを示す。

故に外側から中核のエネルギーがその中の一つの粒子に^{捕獲}伝達して、これを捕獲力として、他の多くの粒子の捕獲力を分けて配し、従って、一つの粒子も外へ飛び出すエネルギーを捕獲する。これは、^{準定常状態} (quasi-stationary state) が中間状態 (intermediate state) としてある時間を経て、その中の一つの粒子の捕獲力が集中されるので、^{捕獲}捕獲してそれが外へ逃げることを示す。故に、この逃げるエネルギーが捕獲力として捕獲力が放たれて、捕獲率が比較的大きい。

核反応の過程として、
 nucleus A + particle P → compound nucleus C
 nucleus C → nucleus B + particle Q.
 この過程の cross section を σ とする。
 慢速中性子の場合に Breit & Wigner (Phys. Rev. 49(1936), 519)
 の理論が適用される。 compound nucleus の
 resonance level E_0 に対応する scattering
 cross section σ

$$\sigma_s = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 \hbar^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_n + \Gamma_r)^2}$$

capture cross section σ_c

$$\sigma_c = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_r}{(E - E_0)^2 \hbar^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_n + \Gamma_r)^2}$$

- λ : wave length, of incident neutron
- E : kinetic energy
- E_0 : energy level, corresponding to semistable state of compound nucleus.
- Γ_n : probability of neutron emission
- Γ_r : transition probability (radiative)

heavier element n \rightarrow $2n$

$$I_r \sim 10^{14} \text{ sec}^{-1}$$

$I_r/I_n \approx 10^3$ for slow neutrons of thermal energy.

$$\frac{\sigma_r}{\sigma_s} \approx 10^3$$

order n is, σ_r scattering $n \rightarrow n$,
capture $n + \text{target} \rightarrow \text{product} + \text{neutron}$.

① Nuclear Fission の問題
Bohr and Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939),
426.

W. T. 近頃の記号

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
 京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

72頁 多体問題と(1)の新近況の補記

1. 林: 現在巻限 16 (昭和12年) 219.
 核内の力を 陽子・中性子の Majorana 力とする。

228

$$V = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N J(r_i - r_j) P(r_i, r_j)$$

核の波動関数は \mathbb{R} の Hartree-Fock 型に近く,
 van Vleck (Phys. Rev. 48(1935), 367);
 Bethe, Bacher (Rev. Mod. Phys. 8(1936), 82
 § 37.) に $\mathbb{I} + \mathbb{U}$. Ψ, φ は近頃の

$$\frac{\hbar^2}{2M} \Delta \Psi(r, p) + \{E - V_p(r)\} \Psi(r, p) = 0$$

$$\frac{\hbar^2}{2M} \Delta \varphi(r', p') + \{E - V_N(r')\} \varphi(r', p') = 0$$

の解を

核のエネルギー E の近頃の値 $E^{(0)}$ を

$$E^{(0)} = \int \mathbb{I}^{(0)*} \left[V - \frac{\hbar^2}{2M} \left(\sum_{i=1}^Z \Delta_i + \sum_{j=1}^N \Delta_j \right) \right] \mathbb{I}^{(0)} d\tau$$

次に近頃の値 $E^{(1)}$ を

$$E^{(1)} = \sum_{\mathbb{I}'} \frac{\int \mathbb{I}^{(0)*} H \mathbb{I}' d\tau \int \mathbb{I}'^* H \mathbb{I}^{(0)} d\tau}{E^{(0)} - E'}$$

核反応の分散式

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

30

162: Kapur and Peierls, the dispersion formula for nuclear reaction (Proc. Roy. Soc. L66 A (1938), 277).

The dispersion formula of Bethe and Placzek is derived without using the assumption that the motion of the incident particle within the nucleus can in any approximation be regarded as a one-body problem.

It is known that in actual fact, all interaction forces in the nucleus are strong, ^{so that} and the dispersion formula might be expected to hold only in a very rough approximation. We shall see, however, that ~~it~~ it can be justified provided only the widths of the resonance levels which contribute strongly to the process under consideration are smaller than the distances between the levels: If the levels are narrow, and therefore the escape of a particle from the nucleus is a rare event, the state of the compound nucleus will undergo very little

change if we prevent the escape of the particle altogether, by imposing a suitable ~~rest~~ restriction on the wave function of the particle somewhere outside the nucleus. Thus, if we know the wave functions and the energy levels of the system which is restricted by such a boundary problem, and one can obtain the latter from the former by means of a kind of perturbation theory. This differs from the usual perturbation theory in that one treats a small change in the boundary conditions rather than a small change in the Hamiltonian of the system.

Example: One-body problem

$$(E - H)\phi = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\phi}{dr^2} + (E - V(r))\phi = 0$$

$$\phi = \psi$$

$$r \geq r_0, V = 0$$

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} + k^2\phi = 0 \quad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

$$\phi = \frac{I}{k} \sin kr + S e^{ikr}$$

$$\frac{d\phi}{dr} = I \cos kr + ikS e^{ikr}$$

§4. i) ~~波関数の連続性~~

$$I e^{-ikr_0} = \left. \left(\frac{d\phi}{dr} \right)_{r_0} - ik\phi(r_0) \right\}$$

$$S = \cos kr_0 \phi(r_0) - ik\phi(r_0) \quad (1)$$

λがjsのときは us. 連続性

$$\frac{d\phi}{dr} - ik\phi = 0 \quad r=r_0 \quad (8)$$

境界条件 (8) を使う

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\phi_n}{dr^2} + (W_n - V(r))\phi_n = 0$$

の解を求め、 k_n と W_n の関係は $W_n = \hbar^2 k_n^2 / 2m$ である。
~~エネルギー固有値は、 W_n と一致する。~~

W_n : complex.

$$\int_0^{r_0} \phi_n \phi_n^* dr = 0$$

$$\phi = \sum_n a_n \phi_n + \chi \quad (\chi: \text{arbitrary function satisfying } \left. \left(\frac{d\chi}{dr} \right)_{r_0} - ik\chi(r_0) = I e^{-ikr_0} \right)$$

$$a_n = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\phi_n(r_0) I e^{-ikr_0}}{(W_n - E) N_n} - \frac{b_n}{N_n}$$

$$b_n = \int_0^{r_0} \phi_n \chi dr$$

$$N_n = \int_0^{r_0} \phi_n^2 dr \leq 1 \quad \left(\int_0^{r_0} |\phi_n|^2 dr = 1 \right)$$

$\psi(r) \sim \lambda r$

$$S = \sum a_n e^{-ikr_0} \phi_n(r_0) - e^{ikr_0} \chi(r_0)$$

$$- \frac{1}{k} I \sin kr_0 e^{-ikr_0}$$

$$= I \left\{ \sum_n \frac{\pi^2}{2m} \frac{e^{-2ikr_0} \phi_n^2(r_0)}{(E_n - E) N_n} - \frac{1}{k} \sin kr_0 e^{-ikr_0} \right\}$$

$$+ e^{-ikr_0} \chi(r_0) - \sum_n \frac{b_n}{N_n} e^{-ikr_0} \phi_n(r_0)$$

$$\chi(r) = \text{const.} e^{-\alpha(r_0 - r)} = \frac{I e^{-ikr_0}}{\alpha - ik} e^{-\alpha(r_0 - r)}$$

$$\left(\frac{1}{\alpha - ik} = I e^{-ikr_0} \right)$$

$\alpha \rightarrow \infty; b_n \rightarrow 0 \quad \chi(r_0) \rightarrow 0$

$$S = \left\{ \sum_n \frac{\pi^2}{2m} \dots \right\} I$$

$$\sigma = 4\pi \left| \frac{S}{I} \right|^2 = \frac{\pi}{k^2} \left| \sum_n \frac{u_n^2 e^{-2ikr_0}}{(E_n - E) - \frac{1}{2}i\gamma_n} N_n - 2 \sin kr_0 e^{-ikr_0} \right|^2$$

$$u_n = \sqrt{\frac{\hbar^2}{m}} \phi_n(r_0)$$

$$W_n = E_n - \frac{1}{2}i\gamma_n$$

$$\gamma_n = |u_n|^2$$

levelの幅が無限に
 $\gamma_n \rightarrow 0$ or $\sum u_n^2$
 u_n : real
 $N_n = 1$
 与り、 γ_n の
 分母式 $\sim \gamma_n$

原子構造

第一章

核外電子の波動関数

§3. 軌道電子と原子核の相互作用

a) 核の荷電 Ze の系は Coulomb 場.

b) 核の中心核から n 原子核 # a) の 5 のずれ

c) 核の中心 \vec{r} へ原子核 # 核の位置 \vec{r}_k と 核外電子の位置 \vec{r}_e の距離

d) 核核と核外電子間の電磁相互作用

$$a) \quad W_0 = -\frac{RhcZ^2}{n^2}$$

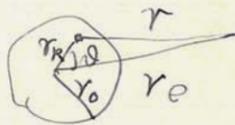
$$b) \quad V_{el} = -e^2 \iint \frac{\rho_e(r_e) \rho_k(r_k) dr_e dr_k}{r}$$

$r_k > r_0$ (Kernradius):

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_e} + \frac{r_k}{r_e^2} P_1 + \frac{r_k^2}{r_e^3} P_2 + \dots$$

$$P_1 = \cos \theta$$

$$P_2 = \frac{1}{2}(3\cos^2 \theta - 1)$$



$$\Delta W_{el} = -e^2 \iint \frac{r_k r_k^2 \rho_e r_e^2}{r_e^5} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) dr_k dr_e$$

$$\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{e^2}{r^3} \right) = \frac{3z^2 - r^2}{r^4}$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
 京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

$$V = \frac{e^2}{r}$$

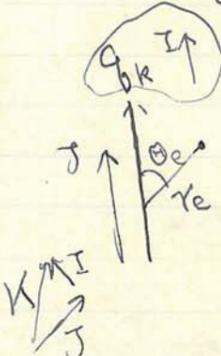
$$Q = e r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) = e g$$

$$g = \frac{3z^2 - r^2}{r^3}$$



$$\Delta W_{\text{elg}} = -e^2 \frac{g_k g_e}{r_e^3} \frac{1}{4} \left(\frac{3}{2} \cos(\vec{I}, \vec{J}) - \frac{1}{2} \right)$$

$$V_g = \frac{V_g = -e^2 g_k \frac{3 \cos^2 \theta_e - 1}{r_e^3}}{\hbar \omega \quad m_J = J}$$



$$\left\{ \frac{\frac{3}{8}(K(K+1)) - \frac{1}{2} I J (I+1)(J+1)}{I(2I-1) J(2J-1)} \right\}$$

$$K = I(I+1) - J(J+1)$$

$$W_F = W_J + A I J \cos(\vec{I}, \vec{J}) \rightarrow \text{mag.}$$

$$+ C \cos^2(\vec{I}, \vec{J}) \rightarrow \text{el. st.}$$

↑ 磁場

$$C = -\frac{3}{8} e^2 g_k \frac{3 \cos^2 \theta_e - 1}{r_e^3}$$

$$A/C \sim 1/\omega$$

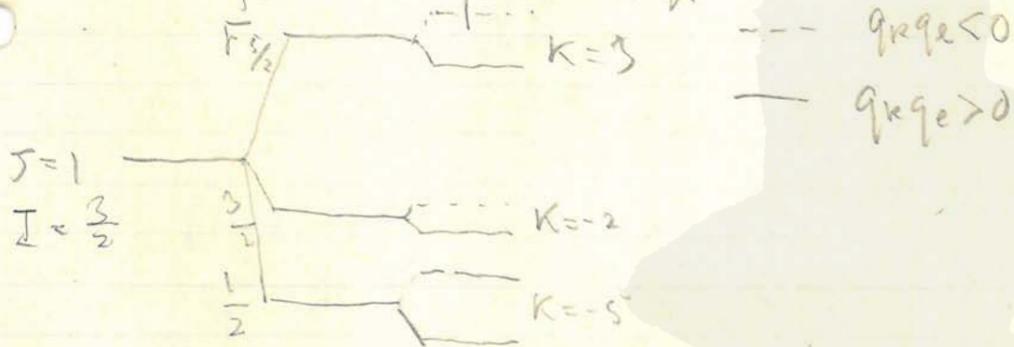
↑ 電場

$$\cos(\vec{I}, \vec{J}) \rightarrow \frac{K}{2IJ} \left[K = I(I+1) - J(J+1) \right]$$

$$\cos(\vec{I}, \vec{J}) \rightarrow \frac{\kappa(\kappa+1)}{I(2I-1)J(2J-1)}$$

$$W_F = W_J + \frac{A}{2}\kappa + B\kappa(\kappa+1)$$

$B=0$ is interval rule for A 's case
 Hfs. multiplet nHn



c)
$$V_{\text{magn}} = -\frac{1}{c} \int A \mathbb{I} d\tau$$

$$A = \frac{[\mu_{\mathbb{I}}, \pi]}{r^3}$$

$$V_{\text{magn}} = \frac{1}{c} \int \frac{[\mu_{\mathbb{I}}, \pi]}{r^3} d\tau - (M_{\mathbb{I}}, H(0))$$

$$H(0) = \frac{1}{c} \int \frac{[\pi, \mathbb{I}]}{r^3} d\tau \quad \cdot \text{電子の後の} \\ \sim \text{電子の磁場}$$

$$\mu_I = \frac{e\hbar}{2mc} \vec{I} g_I$$

$$\Delta W_{\text{mag}} = C_1 \cos(\vec{I} \vec{J}) = \Delta W_{I,J}$$

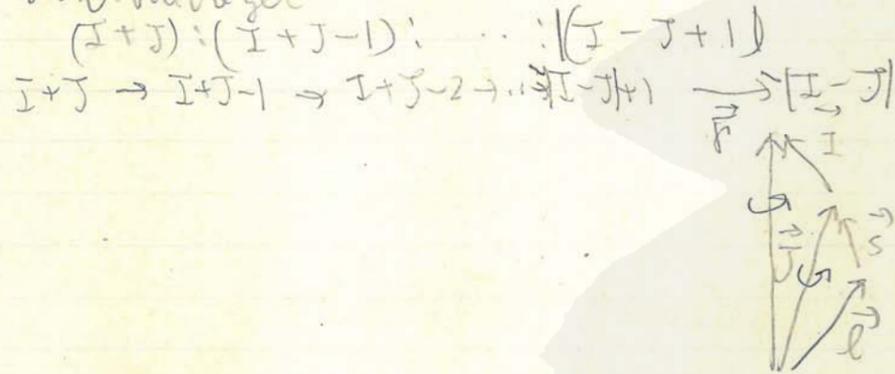
$$C_1 = -\mu_I H(0)$$

H antiparallel \vec{J} , μ_I parallel \vec{I} : $A > 0$

$$\Delta W_{\text{mag}} = A I J \cos(\vec{I} \vec{J})$$

$$W_F = W_J + \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$$

Intervalregel:



Wasserstoff H f.s. (Fermi, s-electron)

$$\Delta W_{I,s} = \frac{8}{3} \frac{hcR\alpha^2 Z^3}{n^3} g_I \left(\frac{m}{M}\right)$$

$$\times \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2}$$

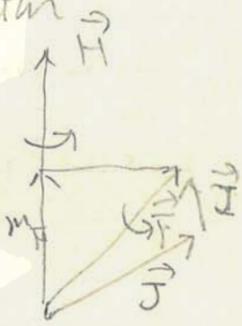
$$l > 0: \Delta W_{I,j} = \frac{g_I m}{M} \mu_B \frac{1}{\gamma^3} \frac{l(l+1)}{j(j+1)} \left[F(F+1) \dots \right]$$

$$\frac{1}{\gamma^3} =$$

$$= \frac{2c R \alpha^2 \gamma^3}{n^3 (l + \frac{1}{2}) j(j+1)} \frac{g_I m}{M} \left[\frac{F(F+1)}{2} \dots \right]$$

Zeemaneffekt der Hyperfeinstruktur

↑ 2nd order:
 $M_F = \mu_J \omega(\vec{J}, \vec{F}) - \mu_I \omega(\vec{I}, \vec{F})$



↑ 1st order:

$$\Delta W_{F,H} = \mu_0 H m_F g_F$$

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}$$

$$= \frac{g_I \mu_N}{M} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)}$$

Larmorfrequenz: $\omega = \frac{H}{\hbar}$

$$v_F = \frac{e H}{4 \pi m c} g_F \mu_B$$

$$\Delta W_{F,H} = \hbar v_F m_F$$

Paschen-Backeffekt an Hfs, bei dem die Aufspaltung im äußeren Magnetfeld groß gegen die natürliche Hfs. ist

$$\Delta W_{J,H} = h \nu_J m_J$$

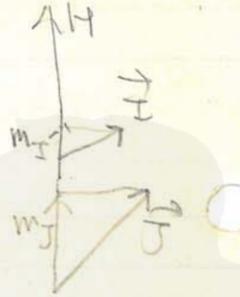
$$\nu_J = \frac{eH}{4\pi mc} g_J$$

$$\Delta W_{J,H} + \Delta W_{I,H} = \mu_0 H (m_J g_J$$

$$- m_I \frac{g_I m_I}{M}) + \dots$$

$$+ \Delta W_{I,J} = A_J I J \cos(\vec{I}, \vec{J})$$

$$= A_J m_I m_J$$



Kopfermann, Kernmomente (1940)
(Brinkmann, Zur Quantentheorie der
Multipolstrahlung, 1932)
Casimir, Interaction of electrons
with ^h between atomic
nuclei and electron
(Archives du Musée Teyler 8 (1938),
201)

Tolansky, Fine Structure in Line
Spectra and Nuclear Spin
(1935)

湯川 慧, 原子核と超微細構造 (昭和12年)

湯川 慧: 量子力学の進歩

T Kern dipole moment of $n=2$



原子磁気モーメント

Breit and Rabi, Phys. Rev. 38 (1931),
202.

~~Kernmagnetisches~~ magnetisches moment $\vec{\mu}_n$

原子磁気モーメント, 下巻, p. 637

§4. 分子構造と原子核

- 分子の構造と原子核
- magnetic resonance method

Larmor frequency

$$\nu_L = \frac{\mu_I H_0}{h I}$$

$$\mu_I \sim 1 \text{ K.M.}$$

$$I = \frac{1}{2}$$

$$H_0 = 1000 \text{ Oersted}$$

$$\nu_L \sim 10^{16} \text{ sec}^{-1}$$

'Σ - Zustand, 55

H₂: K=0 ~~I=1~~ mag. resonance

H₂: 'Σ, K=1 ↑↑ (ortho) I=1

D₂: K=0 ~~I=1~~ 'Σ

→ Radiofrequency spectra

$$\left. \begin{array}{l} I=2 \\ I=1 \\ I=0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \alpha\alpha \quad \beta\beta \\ \alpha\beta \quad \beta\alpha \\ \alpha\beta - \beta\alpha \\ \alpha\beta - \beta\alpha \\ \beta\alpha - \alpha\beta \\ \alpha\alpha + \beta\beta \end{array}$$

neutron: mag. resonance

$$I=0 \quad K=0$$

K. R. R. Z. The Magnetic Moments of
the Proton and the Deuteron

The Radiofrequency Spectra of H_2

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室
12.8) 37

Kellogg, Rabi, Ramsey and Zacharias, An
Electric Quadrupole Moment of the Deuteron
The Radiofrequency Spectra of HD and D_2
Molecules in a Magnetic Field (57 (1940)
677)

H_2 : $J=0, I=0$ para.
(liquid-nitrogen-cooled source)

$J=1, I=1$, ortho.

$(2J+1)(2I+1) = 9$: number of states

$\Delta m_I = \pm 1, \Delta m_J = 0$: six line spectrum

P-P-magnetic interac. mag. resonance

D_2 : $\begin{matrix} J=0 & I=0 \\ J=1 & I=1 \end{matrix}$, 2 (para- D_2)

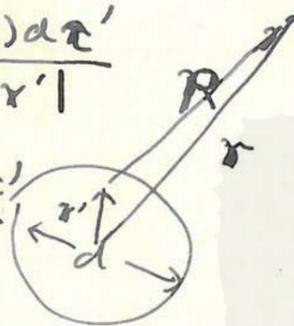
$J=0, I=0$: 9.3% inert

$J=0, I=2$: 46.7%

HD: $\begin{matrix} J=0 \\ J=1 \end{matrix}$ $\begin{matrix} I=0 \\ I=1, 2 \end{matrix}$

多極放射. multipole radiation
 $d \ll \lambda$.

$$\phi(r, t) = \int \frac{\rho(r', t') d\tau'}{|r - r'|}$$

$$A(r, t) = \int \frac{\mathbf{I}(r', t') d\tau'}{|r - r'|}$$


for $\frac{R}{c}$: small ($\ll \frac{1}{\omega}$)

for $R \gg \lambda$

$$\mathbf{H} = \frac{i\omega}{cr} [\mathbf{J} \times \mathbf{n}] e^{-i\omega r/c}$$

$$\mathbf{J} = \int \mathbf{I}(r') e^{i\frac{\omega}{c}(\mathbf{n} \cdot r')} d\tau'$$

$$e^{i\frac{\omega}{c}(\mathbf{n} \cdot r')} = \sum_k \frac{(i\frac{\omega}{c} \mathbf{n} \cdot r')^k}{k!}$$

§13. Nature of Cosmic Ray Particles
第 三 章 宇宙線粒子の性質

§ 宇宙線の検出

- i) 吸収
- ii) 霧室での径路径跡
- iii) 径路径跡
- iv) 電離能

§ 宇宙線の相互作用

Bohr, Bethe
Bloch
Mott

Henneberg, ZS. f. Phys., 86 (1933)
592

§ 宇宙線の起源

§ 147-92810



$$K \rightarrow A = \frac{4}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 N^2 \log(8 \times 2^{-3}) \text{cm}^{-1}$$

$$t = \frac{\lambda}{A} \quad (1 - 0.067 \log 2)$$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

Landau-Rumer

$$Z(\alpha, E, E_1) = \int_{E_1}^E \Pi(E, x)$$

$$= Z(l, y)$$
$$l = \frac{x}{X_0} \quad y = \log \frac{E}{E_1}$$

Arley, Proc. Roy. Soc. 168 (1938), 519,

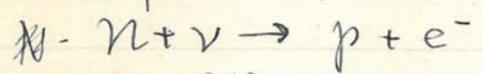
の電磁波の

§ 5.2 の式

湯川 第十卷
第

β 中性子の崩壊

β 崩壊確率の計算



陽子の崩壊の理論 (粒子文献抄)

21頁-36頁参照

$$H = H_1 + H_2 + V$$

H_1 : 核子

H_2 : 電子

V : 相互作用

初期状態 W_m $-E_0$
終末状態 W_m E_s

$$P_{0,s} = \frac{2|V_{m0,ms}|^2 \left\{ 1 - \cos \frac{\pi(\Delta W - E_0 - E_s)}{\hbar} \right\}}{\Delta W - E_0 - E_s} \quad (1)$$

$$\Delta W = W_m - W_m$$

$$\int 1 - \cos$$

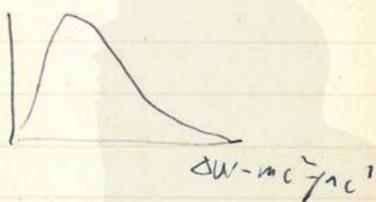
$$(\Delta W - E_\sigma - E_\delta) \gg |V_{\sigma\delta}|$$

この場合 $P_{\sigma\delta} \ll 1$.

したがって $\Delta W \approx E_\sigma + E_\delta$ である (相互作用 - 相互作用) の場合、 ΔW が $E_\sigma + E_\delta$ よりも大きい場合、 $P_{\sigma\delta}$ は小さい。

$$E_\sigma \geq mc^2, E_\delta \geq mc^2$$

$$mc^2 < E_\delta < \Delta W - mc^2$$



$$\Delta W > mc^2 + mc^2$$

$$(†) \sum_{\sigma, \delta} P_{\sigma\delta}$$

この場合、 ΔW が $2mc^2$ よりも大きい場合、 $\sum_{\sigma, \delta} P_{\sigma\delta}$ は小さい。これは、相互作用 - 相互作用の効果が小さいことを示している。この場合、 ΔW が $2mc^2$ よりも大きい場合、 $\sum_{\sigma, \delta} P_{\sigma\delta}$ は小さい。これは、相互作用 - 相互作用の効果が小さいことを示している。

$$P(E) = \frac{4\pi^2}{h} \sum_{\sigma, \delta} |V_{E'_\sigma, E_\delta}|^2$$

ここで、 $E' = \Delta W - E$ 。この場合、 E'_σ と E_δ は、相互作用 - 相互作用の効果が小さいことを示している。

ポット - 相互作用の導出.

$$H = H_1 + H_2 + V$$

H_1 : 自由粒子のエネルギー.

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_1 + H_2 + V)\Psi$$

自由粒子. $W_m, u_m \rightarrow W_m, v_m$
 相互作用 $-E\sigma, \phi\sigma \rightarrow E_s, \psi_s$

$$P_{0s} = \dots$$

$$V_{\mu\sigma, m s} = \int \tilde{\phi}_\sigma V_{\mu m} \psi_s d\tau_2 \quad \tau_2: \text{相互作用}$$

$$V_{\mu m} = \int \tilde{u}_m V_{\mu m} d\tau_1 \quad \tau_1: \text{自由粒子}$$

この相互作用 P_{0s} とは.

相互作用の

$$V^* = V_{\mu m} \exp\left(-\frac{i \Delta W \cdot t}{\hbar}\right)$$

相互作用の導出の過程を t の関数 $\phi\sigma \rightarrow \psi_s$
 の相互作用の導出を記述する.

この相互作用の相互作用の導出の過程を記述する.

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_2 + V^*)\Psi$$

これを解いて、上記の相互作用の導出を求めたい.

$V = g \tau_3 \delta(r-r')$ $r':$ 核の位置
 $V_{\mu\nu} = g \tau_3 \tilde{u}_\mu(r) \tilde{u}_\nu(r)$ $r':$ 核の位置
 $r_3 = (0, 0)$

$H_2 = -e'A_0 - \vec{\alpha} \cdot (c\vec{p} + e'\vec{A}) - \beta m'c^2$
 $e' = \begin{pmatrix} e & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ $m' = \begin{pmatrix} m & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$

ψ 4成分の電子状態
 4成分の正陽子状態

$P(E) dE = dN \sum_{\sigma, s} P_{\sigma s}$
 $\varepsilon = \frac{E}{m'c^2}$
 $P(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{|M|^2}{\tau_0} F(Z, \varepsilon) \left\{ (\Delta W - \varepsilon)^2 - \left(\frac{m}{m'}\right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$
 $(\Delta W - \varepsilon) (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} d\varepsilon$
 $\tau_0 = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{g^2 m'^2 c^4}$

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
 京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

東大講義 第三回 18年6月21日 - 26日 (10日間)

第一講 I 核陽の概念, 中間子の発見. スカラー場の量子化,
第二講 II 中間子理論の発展 (Pock 邦訳)

1. 場方程式 四極の場.
2. 電磁場との相互作用 (電荷電流)
3. 重力場との相互作用 (エネルギー電流)

第三講 4. 中間子の自然崩壊
5. 宇称不変性の破れ

第四講 III 場の量子化の一般理論
1. 一般場の方程式
2. 場の量子化

IV 中間子場の場の理論
1. 横断 坂田, 谷山, 等
2. 計算方法 邦訳, 著 小林等.

第五講 IV 場の量子化の一般理論
1. 一般場の方程式
2. 場の量子化の場の理論
3. 場の量子化の新しい方法

岩波書店 25x16

2. 荷電線中の中陽子の径
荷電線。(84年11月)



~~第 5 卷~~

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

3. 櫻岡の量子化

○ 相対論的量子力学の発展とその問題
(物理年報論争, (3))

○ 入子 - 論の量子化

湯川 博士 12月8日の書信

1. 四角形 鉛筆式
端山・坂田・原子核の系図

2. 1次元の相互作用
対称性の許す。

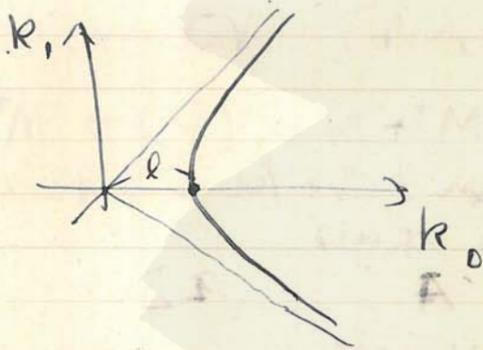
Stueckelberg, Helv. 11 (1958), 299 ^(225;)

$$(\square - l^2)A = -4\pi J$$

$$J(x) = \int dk^4 e^{i(kx)} J(k)$$

$$A(k) = \frac{4\pi J(k)}{(k, k) + l^2}$$

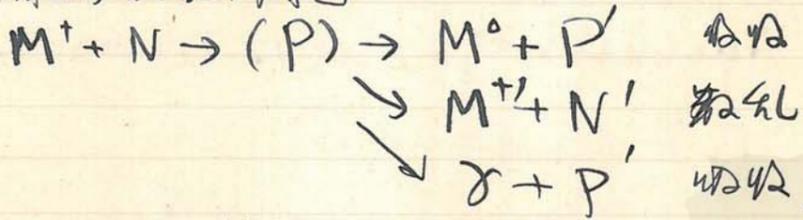
$A(k)$ は k_0 の関数として



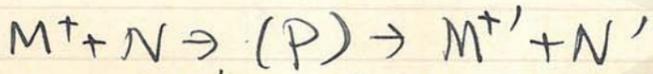
最終稿

昭和十八年六月廿六日(土)

1. 中間の粒子の荷電

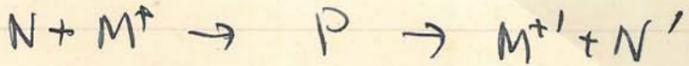


この種の過程の断面積はエネルギーの二乗に比例して増す。この種の荷電中間粒子の困難最近場の反作用のため damping を考慮することを要する。一応 Heitler 等は Fermi, Wilson, Heitler 等は



の如き散乱の過程の断面積を計算する

A. B. C.



1. ~~A~~ 種類の粒子 B のエネルギーに依りて散乱を計算する。

2nd

$$\Phi_{\text{long}} = \frac{4\pi g_1^2 (g_1^2 + 2g_2^2)}{(\mu c^2)^2}$$

$$\times \frac{p^4}{E^2 (\mu c^2)^2} \frac{1}{1 + \kappa^2}$$

2nd.

$$\kappa = \frac{g_1^2 + 2g_2^2}{\hbar c} \frac{p^3}{E (\mu c^2)^2}$$

$$E \gg \mu c^2 \quad \text{2nd} \quad \Phi \propto \frac{1}{E^2}$$

係L₁ = 2nd order self energy 2nd order
energy shift 2nd order

2 low energy 2nd order cross-section
2nd order 2nd order 2nd order

小林久の 略味と
(既読済) 6月

Heitler の 方法 (高次の)
中階級を 導く こと

一般の 場合 初期状態 からの 遷移
に 対して

$$i\hbar \dot{a}_i = \sum_f (i\hbar H_{if}) a_f$$

$$i\hbar \dot{a}_i = \sum_f (i\hbar H_{if}) a_f$$

$$i\hbar \dot{a}_f = (f|H|i^0) a_i + \sum_i (f|H|i) a_i$$

解: $a_i^{(0)} = e^{-\frac{1}{2}Pt}$

$$a_f = A_f \frac{e^{\frac{i(E_i^0 - E_f)}{\hbar} t - \frac{1}{2}Pt}}{E_i^0 - E_f - \frac{1}{2}Pt/\hbar}$$

$$a_i = A_i \frac{e^{i(E_i^0 - E_i) t/\hbar - \frac{1}{2}Pt}}{E_i^0 - E_i - \frac{1}{2}Pt/\hbar}$$

2次元 $\lambda \ll \lambda_0 \ll c$,

$$A_f = A_f^{(0)} - i\pi \int (f|H|i) \rho_i A_i d\omega_i$$

$$A_i = A_i^{(0)} - i\pi \int (i|H|f) \rho_f A_f d\omega_f$$

$$A_f^0 = (f|H|i^0)$$

$$A_i^0 = (i|H|f^0)$$

4次元 近似の場合には $A_f = A_i$

$$A_f = A_f^0 - i\pi \int (f|H|i) \rho_f A_f d\omega_f$$

これは Heitler の結果.