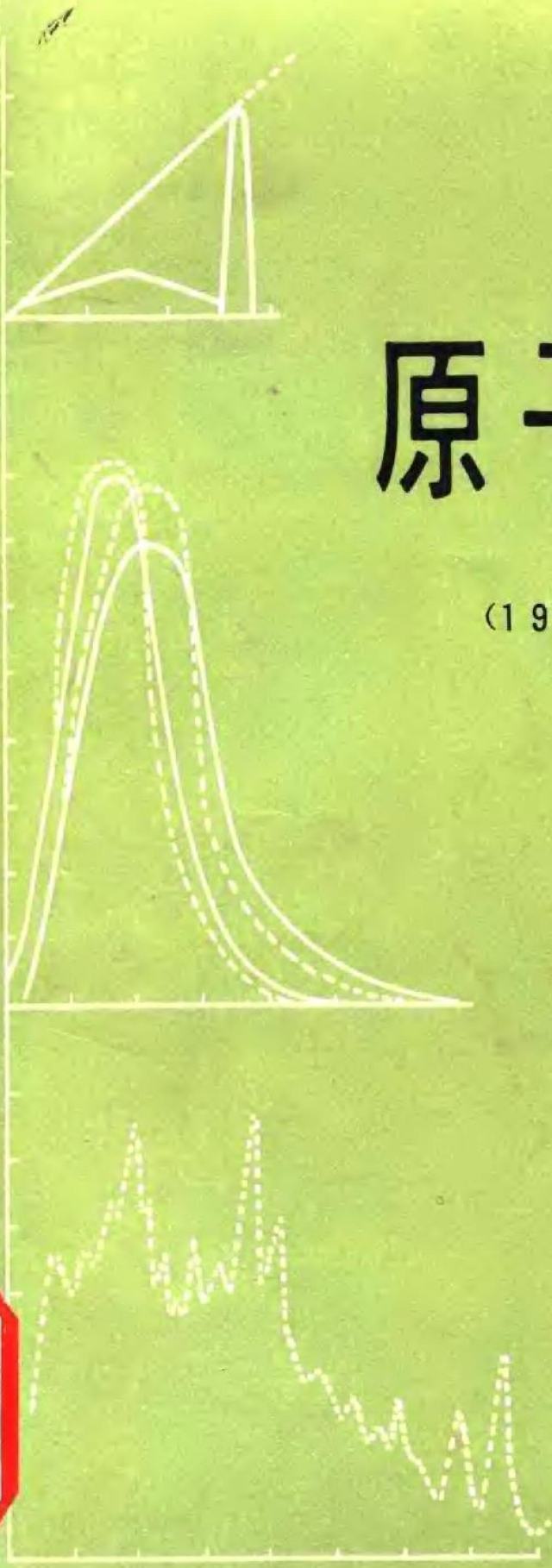
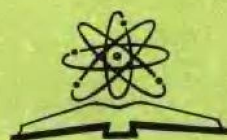




原子核物理

(1978年会议资料选编)

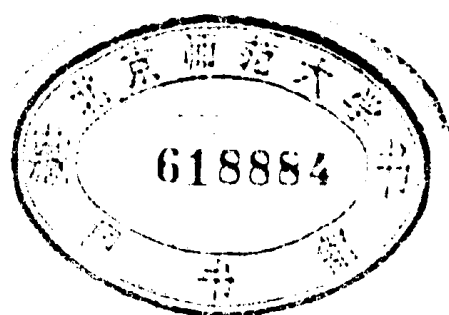


原子能出版社

JY11/57/28

原子核物理

(1978年会议资料选编)



原子能出版社

内 容 简 介

一九七八年八月，在江西庐山举行的中国物理学会年会上，召开了第三次核物理会议。今选编了学术报告 132 篇，评述报告十篇。其内容是：一般核理论和核结构，核反应和核衰变，裂变物理，重离子核物理，中、高能核物理，实验技术和方法，核物理应用等方面。

本书可供从事这些方面工作的人员及大专院校有关专业的师生参考。

原 子 核 物 理

(1978 年会议资料选编)

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

外文印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本 $787 \times 1092^{1/16}$ ·印张 $23^{1/2}$ ·字数 481 千字

1979 年 2 月北京第一版·1979 年 2 月北京第一次印刷

印数 001—12000 · 定价：2.90 元

统一书号：15175·155

前 言

在江西庐山召开的一九七八年中国物理学会年会期间，举行了第三次核物理会议。本文集是第三次核物理会议的成果报告选编。

粉碎“四人帮”以来，我国广大核物理工作者，在党的十一大路线指引下，在五届人大和全国科学大会的鼓舞下，努力赶超世界先进水平，为实现四个现代化，在核物理基础研究和应用研究的各个领域都迈出了可喜的一步。为了扩大交流成果与经验，促使我国核物理研究的进一步发展，更好地为实现我国新时期的总任务服务，我们编辑出版了本文集。

本文集共分两部分。第一部分是工作简报形式发表的成果报告，包括：一般核理论与核结构，核反应和核衰变，裂变物理，重离子核物理，中高能核物理，实验技术与方法，核物理应用等方面。第二部分是评述性报告。

为了使本文集早日与读者见面，采取了现在这种新的出版方式，进行尝试，审校工作也比较匆促，没能精雕细刻；同时，由于我们水平有限，缺点和错误一定不少，请读者批评指正。

编 者

目 录

第一部分 工作简报

一、低能核物理

1. 核结构与理论方法

原子核的单粒子位阱(Ⅲ)

非厄米位阱 $U_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta}(E_{\beta})$ 的本征值

1

核荷动力学与核势

2

$147/2$ 原子核的壳模型计算

4

关于轻原子核集团现象的研究

6

双阱集团壳模型摺叠位

9

链式分子结构态中的子体关联

11

裂变位垒的微观计算

13

不等碎块散射的生成坐标方法及碎块极化的影响

15

集团几率

17

关于“对转动”与“对振动”

18

场近似与非弹散射

19

核场论中声子重整化的初步研究

21

原子核四极振动声子的波函数

23

自旋巨共振和核实极化效应

24

^{208}Pb 的核实极化对单粒子谱的效应

26

标量介子场与原子核的平均性质

28

关于原子核的质量新公式

30

原子核半经验结合能公式的改进

32

多体问题的酉群方法

34

内禀李群及其物理应用

35

群论在共振群理论中的应用

36

非线性 Schrödinger 方程孤子解性质研究

37

2. 核反应

^{12}C 和 ^{16}O 的 α 粒子弹性散射截面的测量

39

$^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)$ 反常大角散射的研究

42

Ca 同位素靶核上 α 粒子反常的大角散射

44

9 MeV 氩在 ^{12}C 上引起的反应

47

$^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ 反应中一个中间结构的可能性

48

E_d 为 1.0 ~ 2.5 MeV 能量范围内 $^{28}\text{Si}(d, p)^{29}\text{Si}$ 反应机制的研究

50

· I ·

18MeV α 粒子引起的 (α, p) 反应的研究	52
$^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ 反应中几个非孤立共振的研究	53
氘和 α 粒子与 ^6Li 的准自由过程	56
$A(\alpha, \alpha x)B$ 型三体反应中的链式结构态共振	59
中子与氢核作用弹性散射截面和微分截面的计算	61
p - D , n - D 散射截面的联系与核力的电荷对称性	62
氘的 14.7MeV 中子弹性散射微分截面及破裂中子能谱	64
$D(n, 2n)$ 反应出射中子的分角度能谱理论计算	66
共振群理论的新应用	68
$n+^6\text{Li}$ 系统的 R 矩阵分析	69
^6Li 和 ^7Li 快中子散射的光学模型分析	71
^9Be 快中子截面的理论计算	72
变形核光学模型的绝热-玻恩近似解法	74
耦合道光学模型解法的改进	75
用球形核光学模型和变形核的耦合道理论计算 ^{235}U 、 ^{238}U 和 ^{239}Pu 的快中子数据	76
量子系统的主方程	78
耦合系统的主方程	80
核反应过程的统计描述	82
14.9MeV 中子与 C 、 Si 、 Fe 等元素相互作用中 γ 射线产生截面的测量	84
$^{88, 89}\text{Y}$ 、 $^{196, 197}\text{Au}$ 、 ^{181}Ta 、 $^{169}\text{Tm}(n, \gamma)$ 反应截面的计算	85
一些核快中子反应截面	86
14.8MeV 中子引起 ^7Li 核生氘截面的测量	88
铀、钚同位素中子反应截面的统计理论计算	89
用包括平衡前发射的统计模型计算中子引起的核反应截面及次级能谱	92
原子核能级密度的半经验分析	94
原子核能级密度的微观理论计算	95
核数据工作中提出的一些基础研究课题	97
裂变物理	
100KeV 到 1.5MeV 能量的中子引起 ^{239}Pu 裂变的 ν_p 值测量	98
热中子引起 ^{235}U 裂变的碎块动能关联测量	99
用 $\text{Ge}(\text{Li})$ 探测器测定 ^{235}U 热中子裂变产物的相对产额	100
^{236m}Pu 形状同质异能素的测量	102
关于 ^{238}U 的自发裂变衰变常数	104
从布朗运动观点研究核裂变速率问题	105
重核裂变的微观输运理论	108

裂变两模式模型	110
重核裂变的统计模型理论研究	112
重核裂变瞬发中子能谱的蒸发模型理论	113
裂变产额对入射中子能量的依存性	116
4. 核衰变	
^{67}Ga 衰变的 γ 分支比	118
^{99}Mo 和 ^{147}Nd 的衰变研究	121
^{99}Mo 、 ^{198}Au 、 ^{237}U 和 ^{239}Np 半衰期的测定	124
级联过程的衰变规律	126

二、重离子核物理

轰击能量低于 73 MeV 的 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应研究	129
^{12}C 离子轰击 ^{12}C 核的散射和转移反应研究	130
71.5 MeV $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$ 深部非弹性散射研究	132
$^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$, $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应全熔合截面的测量	133
^{12}C 轰击 ^{209}Bi 时发射的 α 粒子	134
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 生成的 Fr 和 At 同位素激发函数测量	135
镭附近激发核裂变的研究	136
^{12}C 离子引起 ^{209}Bi 和 ^{238}U 裂变中质量分布的放射化学研究	137
用阻塞效应测量 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 反应和复合核 ^{209}At 的寿命	139
缺中子碘同位素 116 , 117 , ^{115}I 的产生和测定	141
重离子反应中 一种唯象的核摩擦机理	144
重离子深部非弹性碰撞中互作用时间、传输系数和传输系统的分析	145
深部非弹性散射中的核畸变效应	147
转动场中的准粒子谱和原子核的“回弯”现象	148
关于某些偶偶核“回弯”现象的机理	150
对相互作用对“陷阱态”的可能影响	151
引入拆对几率概念探索原子核高自旋态	153
偶偶核高自旋态的三带交叉模型	155
原子核形变和对关联的交织；核相图	157
高能重离子单举反应动量分布的研究	158

三、中、高能核物理

从高能散射实验资料讨论唯象核力的强度和力程	159
Bakamjian-Thomas 方程的分波近似解	161
位散射的 Eikonal-Born 展开	163
高能质子在 ^4He 核上的弹性散射与极化	165

高能朝后势散射	167
$p-^{12}\text{C}$ 4^+ 态非弹性散射和 N^* 产生效应	168
π -核的弹性和非弹性散射	170
$\Delta(1236)$ 束缚态	173
原子核中的 $\Delta(1236)$ 对 180 MeV 质子引起的 $^{26}\text{Mg}(p, \pi^+)^{27}\text{Mg}$ 反应的影响	175
生成超对称态的几种途径	177
反核子与原子核的相互作用	178

四、核物理应用

α -磷酸锂的外场中子衍射研究	179
穆斯包尔效应及其应用研究	180
穆斯包尔效应对镍矿造样的分析	181
无反冲的 γ 射线共振吸收	183
^{11}Cd 的扰动角关联	185
硅(Si)、砷化镓(GaAs)及钽酸锂(LiNbO_3)单晶阻塞效应	186
沟道效应及其应用	187
用背散射进行物质表面分析	188
用离子束背散射方法进行固体材料的表面分析	191
用带电粒子核反应方法测量硅中磷硼杂质浓度的深度分布	193
质子激发 x 射线分析及其应用	194
质子显微镜的初步试制	196
质子 x 荧光非真空分析	198
14 MeV 中子活化无损测量炮弹炸药的密度	200
中子空间分布在砂水系统的应用	202
轻便密封中子发生器的试制及其在农业上的初步应用	204
十种粮食对 ^{60}Co γ 射线的吸收系数	206
放射性核素低能光子源含水率-密度计	208

五、实验技术与方法

用于粒子-粒子关联实验的四参量在线分析系统	210
用飞行时间技术测量快中子(n, γ) 截面和能谱的装置	212
用活化法和慢化球法测中子能谱	214
应用 SAND-II 方法解脉冲中子场中子全能谱	216
用铯激活法测量激光等离子体的中子产额	218
多层介质中中子输运过程的分出扩散计算以及实验测定	219
核物理实验的薄膜靶制备	220
用能量甄别方法测定氡子体浓度	223

氢离子束中性转换效率和高激发态含量测定	225
高丰度灵敏度质谱计	227
铍窗正比计数器的制造、性能及其应用	228
Ge(Li) γ 谱仪低温真空装置的研制	230
实验数据处理中的误差、权重和置位问题	232
第二部分 评述报告	
核三体问题研究的进展	235
高能核物理的现状及展望	249
中子物理进展	261
中子辐射俘获研究进展	292
“在束” γ 谱学进展	307
自然界中超重元素的探索	323
中子星	323
核综合和元素的起源演化	341
核物理中一些常用探测器的进展	347
激光核聚变	362

原子核的单粒位阱(Ⅲ) 非厄米位阱 $\mathcal{U}_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta}(\mathcal{E}_\beta)$ 的本征值

吴式枢
(吉林大学)

在Hartree-Fock(简称为HF)近似的基础上, Koopmans曾证明: 如果忽略由增加或者减少一个粒子而引起的单粒子波函数的改变(称为轨道变位修正), 则

$$(\mathcal{E}_\alpha)_{\text{HF}} = \pm [E_{n_\alpha}(N \pm 1) - E_0(N)]_{\text{HF}} \quad (1)$$

式中当 α 为粒子态时取上面的符号, 为空穴态时取下面的符号; $E_0(N)$ 与 $E_{n_\alpha}(N \pm 1)$ 分别表示满壳核(粒子数为 N)基态与 $(N \pm 1)$ 核的能量本征值; 脚标HF表示按照HF近似计算得到的结果。由于真实的核力具有强排斥心, 这时HF近似不适用。Becker与Pattenson推广了上述Koopmans定理, 并证明了以下结果: 倘若忽略轨道修正, 则有

$$(\mathcal{E}_\alpha)_{\text{RBHF}} = \pm [E_{n_\alpha}(N \pm 1) - E_0(N)]_{\text{RBHF}} \quad (2)$$

式中脚标RBHF表示按重整化了的Brueckner-Hartree-Fock近似求得的结果。这里, 一个长期没有解决的问题是: 存不存在单粒位阱 $\mathcal{U}$, 由它所确定的断续能量本征值 $\mathcal{E}_\alpha$ 严格满足以下关系:

$$\mathcal{E}_\alpha = \pm [E_{n_\alpha}(N \pm 1) - E_0(N)] \quad (3)$$

令 $M_{\alpha\beta}(\omega)$ 表示质量算符。已经证明, 按照最大抵销原则, 以下非厄米单粒位阱

$$\mathcal{U}_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta}(\mathcal{E}_\beta) \quad [\text{或 } \mathcal{U}_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta}(\mathcal{E}_\alpha)] \quad (4)$$

具有十分好的抵销性。但是, 根据摄动理论, Becker与Jones以及Jones, Mohling与Becker(JMB)曾认为, 由上述位阱所确定的断续能量本征值是复数, 后者应看作是它的一个严重缺点。

由于按摄动理论所得到的结论常是不充分的, 因此上述BJ与JMB的结论是一个值得进一步探索的问题。本文从另一个途径严格证明了以下结论(简称结论A): 虽然式(4)所示单粒位阱是非厄米的, 但由它所确定的断续能量本征值 $\mathcal{E}_\alpha$ 却一定是实的, 而且严格满足式(3)。

以上结论不仅给出了单粒位阱 $\mathcal{U}_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta}(\mathcal{E}_\beta)$ 所具有的一个重要和突出的性质, 同时也具体回答了前面所提到的问题。因为按式(4)定义的 $\mathcal{U}$ 不含任意参数, 而 $E_0(N)$ 与 $E_{n_\alpha}(N \pm 1)$ 已有大量实验数据, 所以根据式(3), 通过计算 $\mathcal{U}$ 的本征谱, 可以对核力的选择提供一个可靠的依据, 令 $\mathcal{H}_0 = |E_{n_\alpha}(N \pm 1) - E_0(N)|$, 显然, $\mathcal{H}_0$ 是满壳结

(下接第2页)

核荷动力学与核势

何国柱

(南开大学)

本文提出了一个用核荷动力学研究核势的理论方法。设核子具有核荷，核荷产生介子场，由介子场与核荷的作用，得出核子之间的位势。核子具有核荷的概念很早就已提出过了。早在1935年，汤川就在一个孤立静止的核荷引起的场应满足Klein-Gordon方程这个前提下，得出了著名的两核子之间的汤川势，但对由核荷引起的场的理论工作，并没有被认真地继续研究下去。如果象研究电荷引起电磁场的电动力学那样，也系统地研究核荷的动力学问题，应当可以对核势及核结构等问题提供一些理论基础。与电动力学对比，这个研究领域，可以称为核荷动力学(Nucleodynamics)。

首先，让我们考虑一个核荷静力学问题。原子核是由一些具有核荷的核子所组成，求原子核内的自治核势，将成为求解一个具有空间核荷密度下的Klein-Gordon方程的问题。当核子密度为均匀分佈的情况下，用格林函数方法求解，可以得到一个理论原子核势阱，具体函数形式如下：

$$V(r) \begin{cases} V_{\text{内}} = -B[1 - (1 + \kappa R)e^{-\kappa R} \sinh \kappa r / \kappa r], & r \leq R \\ V_{\text{外}} = -B[1 - (1 + \kappa R)e^{-\kappa R} \sinh \kappa R / \kappa R] \frac{R}{r} e^{-(r-R)}, & r \geq R \end{cases} \quad (1)$$

其中 $B = 3g^2 / \kappa^2 r_0^3$ ， g 为核荷或介子场耦合系数。

上式给出一个与Wood-Saxon势类似的扩散边缘势阱，它是短程的、各处连续的，除了核荷值以外没有其它参数，势阱深度有理论表达式，在采用目前已知的 g 值，势阱深度有正确的数量级。

(上接第1页)

构稳定性一个标志。由于式(3)严格成立，因此在对核力的选择作了可靠的判断后，应用式(4)的位阱，对超重核区进行的计算结果，将可对稳定岛的存在区域提供一个有力的判据。自然也可能出现这样的情况，即在二体力的基础上计算结果与实验值总有一定的偏差，这将说明多体力或介子自由度是不可忽略的。本文进一步论证了：即使考虑了多体力或核子间的相互作用是通过交换介子而产生的，结论A依然成立。

此外，为了判断任一单粒位阱的本征值是否也可能满足式(3)所示关系，文中除给出了一个计算其判据的简便方法外，并指出，应用这方法还可以很容易地算出单粒格林函数的振幅修正。

如果考虑核荷的运动时, 则还应有核荷流。正象电流产生磁场一样, 核荷流也应当可能产生一个矢量场, 这种场可以称为介磁场 (Mesomagnetic field)。相应的由静止核荷产生的场, 即介子场, 将可为介电场 (Mesoelectric field)。介磁场将由一个矢势 $\vec{A}$ 描写, 它与标势中应组成一个四维势。这个四维势应满足下面的方程:

$$\square \vec{A} - k^2 \vec{A} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (2)$$

其中 $\vec{j} = (j_1, j_2, j_3, ic\rho)$

(2) 式为一矢量场的非齐次方程, 可用格林函数法求解, 格林函数为一并矢。矢量 $\vec{A}$ 与另一核荷流的相互作用将为

$$V_m = - \iint_V \left\{ \vec{j}(\vec{r}) \cdot \vec{j}(\vec{r}') \left(\frac{1+kR+k^2R^2}{k^2R^2} \right) \frac{e^{-kR}}{R} - \vec{j}(\vec{r}) \cdot \vec{R} \vec{R} \cdot \vec{j}(\vec{r}') \left(\frac{3+3kR+k^2R^2}{k^2R^2} \right) \frac{e^{-kR}}{R^3} \right\} dv dv' \quad (3)$$

运动着的核子, 可由有核子的线速度和自转引起两种核荷流。核子自转时除由电荷引起磁矩外, 还应由核荷流引起一种核矩 $\mathcal{M}_{mm}$ 。它应与核子自转成比例。其比例常数可为迴转介磁比。则 $\mathcal{M}_{mm}$ 可写为 $\mathcal{M}_{mm} = G_M \mathcal{M}_M \sigma$ 。其中 $\mathcal{M}_M = \frac{g\hbar}{2Mc}$, 可称为介核磁子。一个位于 $\vec{r}_i$ 的点核荷流则可写为

$$\vec{j} = [g\vec{v}_i + G_M \mathcal{M}_M \text{curl}_i \sigma] \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (4)$$

于是两核子间的位势可得

$$V = g^2 Y(x) + g\mathcal{M}_M (\sigma_1 \cdot L_1) J(x) + \frac{1}{3} \mathcal{M}_M^2 [2(\sigma_1 \cdot \sigma_2) Y(x) - S_{12} Z(x)] \quad (5)$$

其中 $x = kr$, $Y(x) = e^{-x}/x$, $J(x) = \frac{1}{x} \frac{d}{dx} Y(x)$, $Z(x) = [1+3x^4+3x^2] Y(x)$ 。(5) 式为 GammeI-Thaler 势的形式。

由核荷动力学推出的两体势, 与以往唯象假设的势形式上相同。现在两体势中各项的系数, 皆为理论上确定的函数。

当核子不是点结构而为一转动的均匀小球时, 也可获得两体势, 其中的自旋-自旋相互作用项为

$$V = \begin{cases} c(\sigma_1 \cdot \hat{r})(\sigma_2 \cdot \hat{r}) \left\{ \frac{3 \cosh x}{x^2} \left(\frac{3}{x^3} + \frac{1}{x} \right) \sinh x \right\} - (\sigma_1 \cdot \sigma_2) \left\{ 2 + c \left[\frac{\cosh x}{x^2} - \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{x^3} \right) \sinh x \right] \right\}, & r < a \\ b(\sigma_1 \cdot \sigma_2)(1+x^{-1}+x^{-2})Y(x) - (\sigma_1 \cdot \hat{r})(\sigma_2 \cdot \hat{r})Z(x), & r > a \end{cases} \quad (6)$$

其中 $c = D(3+3ka+k^2a^2)e^{-ka}$

$$b = D[(3+k^2a^2)\sinh ka - 3ka \cosh ka]$$

$$D = -4\pi G_1 G_2 \mathcal{M}_M^2 / k^2 c$$

此外再加上相应的有心势项和自旋轨道耦合项。

1f_{7/2}原子核的壳模型计算

方继志
(四川大学)

本文采用壳层模型和从实验数据抽取的等效两体剩余相互作用,对全部1f_{7/2}核作了能谱学计算。结果与实验数据符合较好。这说明(1f_{7/2})ⁿ模型是一种好的近似,说明所用等效相互作用矩阵元是合理的。

假定1f_{7/2}核是由⁴⁰Ca₂₀惰性核心和处在1f_{7/2}轨道上的m粒质子、n粒中子组成的,哈密顿量为

$$H = H_0 + \sum_{i=1}^{m+n} H_{i0} + U_c + \sum_{1 \leq i < k}^{m+n} H_{ik}$$

其中H₀是核心哈密顿, H_{i0}是第i粒1f_{7/2}核子与核心的相互作用, U_c是1f_{7/2}质子的总库仑能, H_{ik}是两体剩余相互作用能。H的本征函数取形式^[1]

$$\psi_M^{aJ} = \sum_{v_p L_p v_n L_n} D_{v_p L_p v_n L_n}^{aJ} \{ \psi(j^m v_p L_p) \psi(j^n v_n L_n) \}_M^J$$

上式中方括号代表两个波函数的矢量耦合。应用拉卡代数方法^[2]可以建立剩余相互作用能矩阵

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\alpha}^J &= \langle [\psi(j^m v_p L_p) \psi(j^n v_n L_n)]_M^J | \sum_{1 \leq i < k}^{m+n} H_{ik} | [\psi(j^m v_p L_p) \psi(j^n v_n L_n)]_M^J \rangle \\ &= \delta_{\alpha} \sum_{I \text{ 耦}} \left\{ \left[\frac{m(m-1)}{2} \sum_{v_k} (j^{m-2} v_k; j^2 I) j^m v_p L_p \right] + \frac{n(n-1)}{2} \sum_{v_k} (j^{n-2} v_k; j^2 I) j^n v_n L_n \right\} E_I \\ &\quad + \sum_A \left[m \sum_{v_L} (j^{m-1} v_L; j) j^m v_p L_p (j^{m-1} v_L; j) j^m v_p L_p U(L j J L_n; L_p A) U(L j J L_n; L_p A) \right] \\ &\quad \times (-1)^{L_n L_n'} n \sum_{v_Q} \left[\sum_{v_Q} (j^{n-1} v_Q; j) j^n v_n L_n (j^{n-1} v_Q; j) j^n v_n L_n U(Q j A j; L_n I) U(Q j A j; L_n I) \right] E_I \end{aligned}$$

这里α代表v_pL_pv_nL_n, E_I=⟨ψ(j²I)|H₁₂|ψ(j²I)⟩是两体相互作用矩阵元, j≡7/2。

参数值: 以⁴⁰Ca基态结合能为能量零点。单粒子能取⁴¹Ca基态结合能8.364 MeV。E_I的值由⁴⁸Sc实验谱的Pandya变换谱^[3]和⁴²Se实验谱的线性内插求得: E₀=2.719, E₁=2.407, E₂=1.265, E₃=1.429, E₄=0.225, E₅=1.330, E₆=-0.082, E₇=2.481(单位MeV)。库仑能由实验库仑能差的最小二乘方拟合求出。S_c, T_c, V, C_r的库仑能分别是: 7.226, 14.808, 22.582, 30.712 MeV。用以上参量值算出能量矩阵, 把矩阵对角化求出能量本征值和波函数展开系数D_α^{aJ}, 然后计算各种核谱学量。

计算结果: 基态结合能计算值与实验值的偏差, 除⁴⁴Ti为-4.9%外, 均在±4%以内。计算能谱满意地再现了实验能谱的主要特征。1~2 MeV以下的低能区能谱和较高能区中的J≥7/2各态, 都与实验数据符合较好。图1和图2给出了两个典型例子。

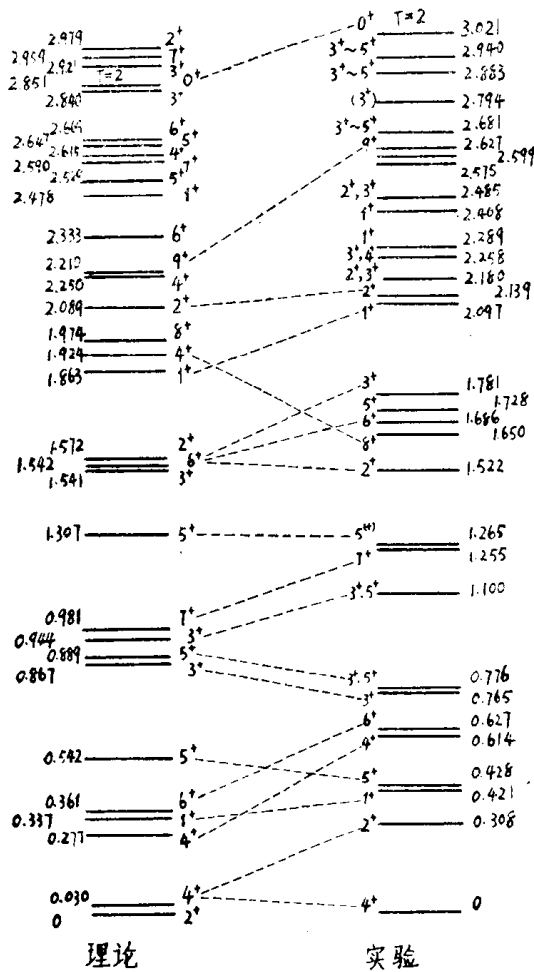


图1 $^{48}_{23}\text{V}_{25}$ 能谱⁽⁴⁾

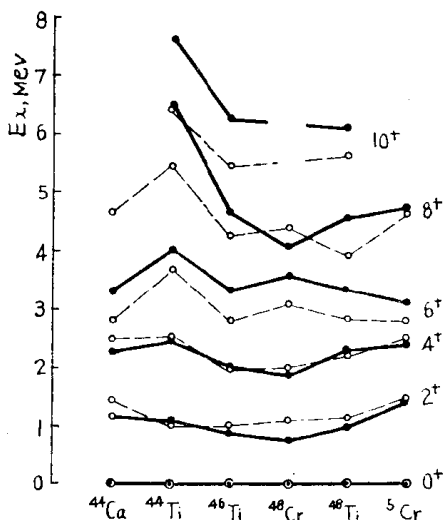


图2 偶偶核 Yrast 能谱

关于一些 Sc、Ca 同位素的 $(^3\text{He}, d)$ 和 $(^3\text{He}, \alpha)$ 反应核谱因子计算结果也是相当合理的。还计算了 19 种核素的 24 个态的磁矩，计算值与实验值的偏差一般小于 0.3 核磁子，个别态相差约 0.5 核磁子。10 个纯伽莫夫-泰勒跃迁的 $\log ft$ 计算值与实验值的平均绝对偏差为 0.57。B(E2) 值的计算结果不够满意，计算值与实验值相比，一些跃迁符合很好，另一些却严重矛盾。同时，不能采用统一的等效电荷。表 1 给出了一个典型例子。

表 1 ^{49}V 的 B(E2) 值 ($e^2 fm^4$) 等效电荷
 $e_p = 2.2$, $e_n = 1.2e$

$J_i \rightarrow J_f$	B(E2) _理	B(E2) _实 ⁽⁵⁾
$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^+$	179.0	177 ± 20
$\frac{11}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^+$	181.7	144 ± 28
$\frac{9}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$	54.43	83 ± 44
$\rightarrow \frac{7}{2}^+$	9.51	58 ± 33
$\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	7.87	570 ± 595
$\rightarrow \frac{5}{2}^+$	29.99	-260 $> 0.3, < 435$
$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$	0.913	4.2 ± 8.8 -3.7
$\frac{15}{2}^+ \rightarrow \frac{11}{2}^+$	176.1	297 ± 128
$\frac{13}{2}^+ \rightarrow \frac{9}{2}^+$	0.515	295 ± 230 -125

综上所述，纯组态壳模型能够再现 $1f_{7/2}$ 原子核的主要特点，因而基本上是成功的。但也存在着一些困难：不能解释反常宇称态的存在和交叉共振核能谱的差异；B(E2) 计算值有时出现数量级上的偏差。这些情况可能说明了考虑组态混杂的必要。

参考文献

(1) J. D. McCullen, B. F. Bayman and L. Zamick,

Phys. Rev., **134** (1964) B515.

(2) A. de-Shalit and I. Talmi, Nuclear Shell Theory (Academic Press Inc. New York, 1963).

(3) S. P. Pandya, Phys. Rev., **103** (1956) 956.

(4) 实验数据取自 J. C. Manthuruthit et al., Phys. Rev., **111** (1975) 1141; P. Taras et al., Nucl. Phys., **A232** (1974) 99.

(5) B. Haas, et al., Phys. Rev., **111** (1975) 1179.

关于轻原子核集团现象的研究

原子能研究所理论物理组

近年来,轻核中集团现象已经得到了广泛的研究,并获得了较好的成果。Y. Suzuki 对于 O^{16} 的研究,理论算得的低激发能级(直到 21 MeV 的 7^- 态),能与实验数据较好地符合。对于 $152P$ 核的研究,也得到了比较满意的结果。

我们用 Harvey 所提出的双中心集团壳模型研究了 Li^6 [1]。我们认为 Li^6 是由一个 α 集团与一个 d 集团组成。 α 集团处在位阱 1 内, d 集团处在位阱 2 内。两个中心之间的距离为 Z 。这样, α 集团中每个核子的轨道的空间部分可标为

$$\phi_1 = \alpha |000; b_1\rangle_1 - \sqrt{1-\alpha^2} |001; b_1\rangle_1$$

d 集团内每个核子的轨道^的空间部分为

$$\phi_2 = \beta |000; b_2\rangle_2 + \sqrt{1-\beta^2} |001; b_2\rangle_2$$

ϕ_1 与 ϕ_2 可以正交 $\langle \phi_1 | \phi_2 \rangle = 0$, 也可以不正交。

对于 Li^6 的波函数, 我们取

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{6!}} \det \{ \phi_1(+)\phi_1(+)\phi_1(-)\phi_1(-)\phi_2(+)\phi_2(-) \}$$

核子间相互作用势取 Volkov No1 以及 Hasegawa 与 Nagata No1, No2。所得的结果与实验比较符合。

我们还用三中心^{集团}壳模型计算了 Be^9 的低激发态 [2]。我们假定一个 α 集团处在位阱 1 内, 一个 α 集团处在位阱 2 内, 一个中子处在位阱 3 内, 并令三个位阱中心处在同一直线段上。位阱 3 与位阱 2 之间的距离为 D 。

在第三位阱内, 中子的轨道为

$$\phi_3 = \gamma |000; b_3\rangle_3 + \sqrt{1-\gamma^2} |001; b_3\rangle_3$$

如果第三位阱内为一质子, 则 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 可组成 B^9 的波函数。因之 Be^9 与 B^9 的研究可以同时进行。

实验上得到 Be^9 有三个低激发态 1.68 MeV ($\frac{1}{2}^+$), 3.06 MeV ($\frac{5}{2}^+$), 4.70 MeV ($\frac{3}{2}^+$)。理论结果是和实验结果符合得较好的。由此可以看到, (441) 链式结构比较合理。

从 $L^\pi = 0^+$ 态的能量曲面等位图上, 可以看到 Be^9 中 α - α 的结合比 α 与中子的结合更为紧密。对 $L^\pi = 2^+$ 态的情况也是如此。这与 Be^9 这几个正宇称态, 主要是中子衰变态的事实, 可以定性地说明。

Tang 等 [3] 在 1961 年分析 Li^6 的低激发态的工作中, 提出 Li^6 中 α 集团与 d 集团之间的相对运动波函数如下:

$$\phi_{rel}(R) = R^2 \exp(-\frac{2}{3}\beta R^2)$$

β 为一参数。

执笔人: 金星南。

Кудеяров 等^[47]用这波函数分析了高能电子对 Li^6 的弹性与非弹性散射, 结果与实验也是符合得较好的。

我们取三种不同形式的相对运动波函数, 分析准自由散射 $Li^6(p, p\alpha)\alpha$ (质子的能量为 156 MeV):

(1) 取 Tang 等^[13]所提出的形式:

$\Phi(R) = AR^2 \exp(-\frac{2}{3}\beta R^2)$, $\beta = .329 fm^{-2}$, A 可由归一化条件决定。

(2) 修改的 Tang 等的波函数:

$$\Phi(R) = \begin{cases} AR^2 \exp(-\frac{2}{3}\beta R^2), & R \leq R_0 \\ B h_0^{(1)}(i j R), & R > R_0 \end{cases}$$

这里 R_0 , β , γ 取两种数值:

$$R_0 = 3.5 fm, \quad \beta = .228 fm^{-2}, \quad \gamma = .306 fm^{-1}$$

$$R_0 = 3 fm, \quad \beta = .329 fm^{-2}, \quad \gamma = .306 fm^{-1}$$

A 与 B 可由归一化条件, 与在 R_0 处的连续性条件决定。

(3) 取 Sakamoto 等^[5]提出的波函数:

$$\Phi(R) = \begin{cases} A j_0(\beta R), & R \leq R_0 \\ B h_0^{(1)}(i j R), & R > R_0 \end{cases}$$

其中 $R_0 = 3.5 fm$, $\beta = 2.282 fm^{-1}$, $\gamma = .306 fm^{-1}$

我们用平面波冲量近似, 分析了 156 MeV 的质子对 Li^6 的准自由散射, 发现用波函数(1)所得的曲线宽度太宽, 与实验差异较大 (见图1曲线1), 用波函数(2)与(3)所得的结果与实验符合得较好 [

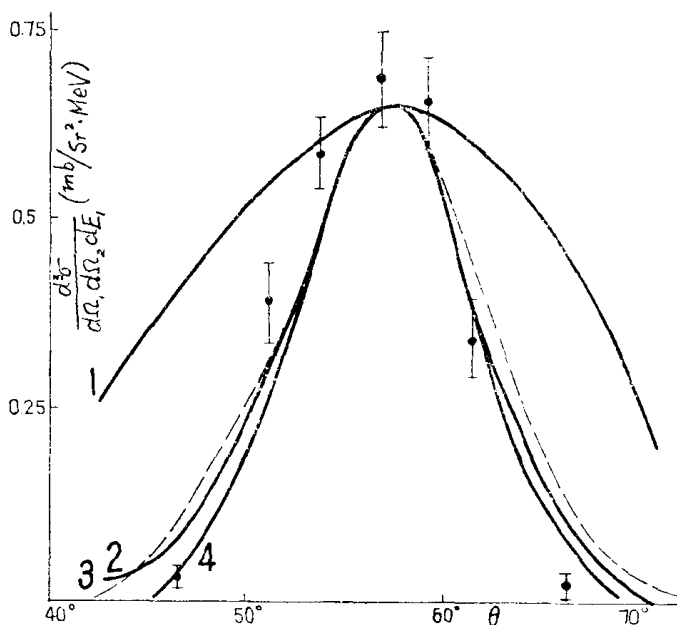


图1 平面波冲量近似结果

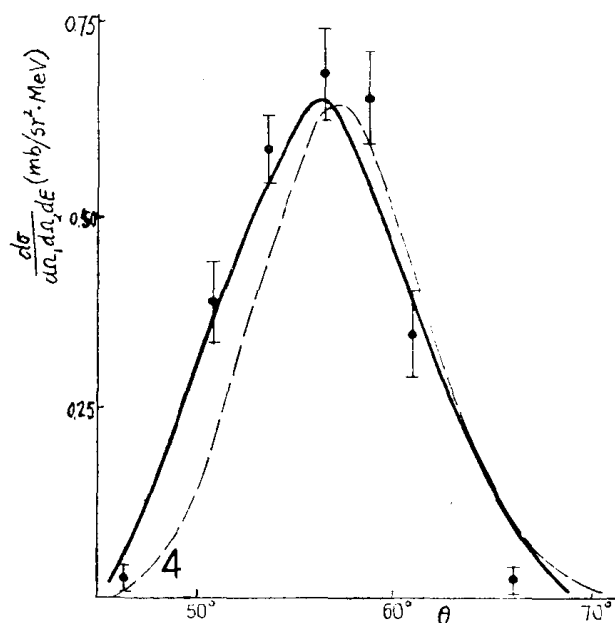


图2 扭曲波冲量近似与平面波冲量近似的比较

见图1, 曲线2、3、4, 其中曲线2用(2)第一组参数的结果, 曲线3用(2)第二组参数的结果]。

用扭曲波冲量近似分析时, 不论在曲线的符合上, 以及峰的位置上, 均与实验更为符合。所以在分析准自由散射实验时, 扭曲效应不容忽视。[见图2, 曲线4为图1中的曲线4, 曲线5为用波函数(3)作扭曲波冲量近似算得的结果]。

原子核内的集团是否与自由核状态一样? Grossiord 等^[6]曾作了 $Li^6(d, pt)\alpha$ 准自由反应。为了与实验符合, 他们调整了 Hulthén 的 d 波函数的参数, 得到在 Li^6 内 d 的大小应小于自由 d 核。

我们用双中心集团壳模型, 计算 Li^6 内 d 集团的大小时, 得到同样的结论^[10]。

参考文献

- [1] 陈永寿, 卢兆启, 巫光汉, 高能物理与核物理, 2 (1978) 267.
- [2] 陈永寿, 郑玉明, 卢兆启, 链分子结构态中的子体关联, 第三届核物理会议会议文集.
- [3] Y. C. Tang, K. Wildermuth and L. D. Pearlstein, Phys. Rev., 123 (1961) 548.
- [4] Ю. А. Кудряков, Ю. Ф. Смирнов и М. А. Чедотарев, Я. Ф., 4 (1966) 1048.
- [5] Y. Sakamoto, P. Cüer and F. Takeuchi, Phys. Rev., C11 (1975) 668.
- [6] J. Y. Grossiod et al., PRL, 32 (1974) 173.

(接23页)

24

$$|(n)(op) \Delta IM\rangle = \frac{1}{c} \tilde{\alpha}^A |(N-30)(0 p-30) 0 IM\rangle \quad (4)$$

这样, 就确定了物理基。波函数(4)是独立的, 但是它们不一定正交。声子波函数的物理基可以用数学基展开, 即

$$|(n)(op) \Delta IM\rangle = \sum_{bi} |(n) p_e^{p-i} b\rangle \langle bi | (op) \Delta \xi \rangle \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} I=M=2p-\xi, & \quad \alpha=(p-\xi)+2b+3i, \\ 0 \leq b \leq \xi/2, & \quad \xi-p-b \leq 3i \leq \xi-2b. \end{aligned} \quad (5')$$

经过计算得

$$\langle bi | (op) \Delta \xi \rangle = \frac{1}{c} \frac{F(bi \Delta \xi)}{b! i! \sqrt{(3/4)^b \frac{p+1-b}{p+1} \left(\frac{p-b}{i}\right) \left(\frac{p-b}{\xi-i-2b}\right) \binom{2p+2}{b}}} \quad (6)$$

$$\text{其中 } c \text{ 是归一化常数, } \xi_i = \xi - 3i, \quad F(bi \Delta \xi) = \sum_j f(\xi_i b_j) F(0 i j \Delta \xi) \quad (6')$$

$$\begin{aligned} F(0 i \Delta \xi) &= \frac{i!}{(i-\Delta)!(2\Delta-i)!} & \xi=\text{偶} \\ &= \frac{(i+1)!}{(i-\Delta)!(2\Delta+1-i)!} & \xi=\text{奇} \end{aligned} \quad (6'')$$

而 $f(\xi_i b_j)$ 由下式决定:

$$\begin{aligned} f(\xi_i b_j) &= (\xi_i + 2 - 2b) f(\xi_i b_{j-1}) \\ &\quad - \frac{3}{4} \frac{(b-1)(2p+4-b)(p+1+b-\xi_i)}{(p+2-b)(p+3-b)} f(\xi_i b_{j-2}) \\ f(\xi_i 0 j) &= \delta(j, 0) \end{aligned} \quad (7)$$

这样声子波函数的物理基的表达式就完全确定了。波函数 $|(n)(op) \Delta IM\rangle$ 可以解释为一些振动带。