

13.21
150

自然杂志 增刊

现代物理

第 2 辑



ZIRAN ZAZHI ZIRAN ZAZHI ZIRAN ZAZHI

ZIRAN ZAZHI ZIRAN ZAZHI ZIRAN ZAZHI ZIRAN ZAZHI ZIRAN ZAZHI



ZIRAN ZAZHI

自然杂志 增刊

现代物理

第2辑

自然杂志编辑部编

上海科学技术出版社

现 代 物 理

第 2 辑

俞 允 志 编辑部编

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路 450 号)

新华书店上海发行所发行 上海商务印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 7.5 字数 173,400

1982 年 5 月第 1 版 1982 年 5 月第 1 次印刷

印数 1—4,700

统一书号: 13119·992 定价: (科五) 0.89 元

自然科学杂志 增刊

现代物理 第2辑

目 录

(封面题字: 周培源)

层子模型创立之回顾.....	冼鼎昌 (1)
原子核结构进展.....	苏宗涤 卓益忠 侯逸民 (9)
高分辨成象技术的新阶段.....	王之江 (17)
什么是物理学?	朝永振一郎 (27)
孤立子.....	李政道 (34)
粒子物理发展趋势之我见	V. F. 韦斯科夫 (46)
实验室等离子体和空间等离子体	H. 阿耳文 (50)
宇宙的结构	R. M. 瓦尔德 (69)
红移与距离	G. 伯比奇 (81)
黑洞的量子热力学	R. 吉尔默 (91)
统计物理学与流体力学之间关系的若干记注	G. E. 乌伦贝克 (99)
微科学概论	J. A. 克鲁姆汉斯 包约翰 (105)

层子模型创立之回顾

冼 鼎 昌

(中国科学院高能物理研究所)

两千多年以前,哲学家提出这样的问题:“什么是构成天地万物的基石?”这是一个严肃的哲学家所必须思考的问题,因此,不但在古代的希腊,而且在古代的中国,都被提了出来。有一个希腊的哲学家,认为构成天地万物,必定有一种最原始的基石,虽然它很微小,但当很多很多这种基石堆砌起来,便构成天地万物。他把这种基石叫做“原子”。

当然,在现代科学建立之前,原子论只能是一种假说。但是,随着现代化学的发展,越来越多的元素被发现,越来越多的元素之间的各种反应的规律被研究清楚,原子论便脱离了当初哲学家们猜测的阶段在现代科学的水平上建立起来。这个阶段的原子论,我们可以称为化学的原子论。对应于每一种元素,有它自己的原子——构成这种元素最小的基石。

化学元素周期表的建立,是现代科学的一次革命性的突破,它显示出各种不同的化学元素之间的规律性,它暗示着各种不同的原子之间有着某种确定的关系。本世纪初,这个关系由物理学家发现,他们不但弄清楚这个关系,还阐明了产生这种关系的原因——原来所有的原子都是由不同数目的电子和原子核按照量子力学的规律结合成的。这样,原子论又进入了一个新的阶段,我们称为物理的原子论。

在三十年代,物理的原子论有了一个重大的发展,这就是发现了中子。这样,就弄清楚了所有的原子核都是由不同数目的质子和中子构成的,而原子又是由不同数目的电子和原子核构成的。这样,电子、质子和中子就是构成所有原子的最原始的基石,也就是构成天地万物的最原始的基石,于是,就产生了“基本粒子”这个名词,它在新的科学基础上,取代了当初“原子”的地位。

但是,不久就发现,基本粒子的家族除了电子、中子和质子之外,还有从天上掉下来(宇宙射线)的 μ 介子。而且,随着加速器的建成,还发现了 π 介子、 K 介子、 Λ 超子、 Σ 超子和 Ξ 超子等等。到了六十年代,第一代的高能加速器建成,从此基本粒子的数目剧增,从最初的三种一直增加到上百种。而且不同的基本粒子的性质有着很显著的规律性,这样我们就可以仿照当初化学家排元素周期表的方法,把这些基本粒子按其性质排成很有规律性的图表。于是,很自然产生一个问题:既然化学元素周期表上的元素不是最原始的,那么这里的基本粒子会都是最原始的吗?

最早思考这个问题的物理学家,是费米和杨振宁。那时还是在四十年代末(1949年),当时知道的基本粒子的家族还只有有限的几个,具有强相互作用的粒子,只有质子、中子和 π 介子。费米和杨振宁提出: π 介子不是基本的,基本的是核子(中子和质子的统称),而 π 介子是由核子和反核子构成的结合态。这样,具有强相互作用的基本粒子(以下称为强子),只有核子(和它的反粒子)了。

到了五十年代,强子的数目又大大增加,费米-杨振宁模型如果不加以推广,就不足以描绘所有的强子。这一步是在1955年由日本物理学家坂田昌一作出的,他扩充了费米-杨振宁模型,认为强子是由核子和 Δ 超子以及它们的反粒子构成的。坂田的模型对介子的分类不错,但对重子就很不成功。

到了六十年代,强子的数目猛增到一百多种,而且它们的性质之间的规律性是如此显著。这样,讨论产生这些规律性的原因就成为迫切需要研究的课题。1961年,美国的盖尔曼和以色列的尼曼分别提出一种叫做 $SU(3)$ 对称性的八重法方案,成功地解释了强子的分类问题,并且准确地预言了一个新的重子 Ω 的存在。不久这个重子果然在实验室中被发现了。如果追究 $SU(3)$ 对称性的实质,那么,很自然就会得出结论:构成强子的基石,是三个具有半整数自旋的粒子。然而,令人困惑的是,这三个粒子应当具有的电荷是电子电荷 e 的非整数倍($-\frac{2}{3}e, \frac{1}{3}e, \frac{1}{3}e$),这和普遍认为电子电荷是电荷的最小单位这一概念发生严重的冲突。敢于说出这一见解还是需要有很大的勇气的。总之,盖尔曼给这三个古怪的基石起了一个古怪的名字——夸克。这是1964年的事情。

在夸克这个假设提出来之后的两年内,物理学家做了很多的工作,希望尽可能地弄清楚基本粒子的各种性质的规律性。我们知道,基本粒子的性质大致可以分成两类:一类称为静态性质,譬如说,质量、自旋、奇异数、磁矩、同位旋等;另一类称为动态性质,例如寿命、衰变的部分宽度、截面等。 $SU(3)$ 对称性和在这两年中把夸克的自旋的影响考虑进去而得到的 $SU(6)$ 对称性,甚至把相对论性质包括进去而发展的 $\tilde{SU}(12)$ 对称性,对解释强子的静态性质是比较好的,而对解释强子的动态性质则嫌不足。这就是在1965年夏天时物理学家对基本粒子性质认识的一个大致的情况。

1965年夏天,天气酷热,但在北京西郊的中关村里基本粒子的学术讨论会还是照样地定期举行,而且讨论得越来越热烈。这里有中国科学院原子能研究所朱洪元教授领导的理论组、北京大学物理系胡宁教授领导的理论物理教研室和中国科学院数学研究所张宗燧教授领导的物理研究室的物理学工作者,还有中国科技大学的一些教师们。他们先是对国际上提出的关于基本粒子性质的各种对称性进行分析,既看到这些工作的成就,也看到这些工作的不足,逐渐地,一个关于强子结构模型的思想在这个集体里形成了。

这年秋天的一个上午,一位年青的物理学者问一位年长的物理学者一个问题:如果介子是由夸克和反夸克组成的束缚系统,那么以 π^0 介子为例,它的衰变是电磁衰变,情况就和正电子素(Positronium)的衰变完全一样。如果把正电子素中衰变几率的公式中的电子质量简单换成夸克的质量,那无论如何也得不到正确的 π^0 介子衰变的几率。问题出在哪里?那位年长的物理学者回答说,问题出在 π^0 介子中的夸克处在一个束缚得很厉害的状态,而正电子素中的电子所处的状态与自由电子相差不远。年长的物理学者还告诉他,他对这个问题已经有了一定的想法。隔了一天,那位年长的物理学者拿出一份刚刚完成的关于两个衰变过程($\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \left(\frac{\nu}{\bar{\nu}}\right)$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$)的计算手稿,这份手稿,就是后来被称为层子模型的雏形,它已包含了层子模型的基本思想。

层子这个名词,并不是当初一开始就提出来的,而是在1966年的夏天,在民族饭店的一个会议室里产生出来的。当时对参加当年北京科学讨论会的论文进行定稿,参加者对构成强子的粒子的名称总觉得不满意。除了“夸克”之外,它们还曾被称作过“亚基本粒子”、

“元强子”，但这些名词都不能令与会者满意，因为它们之中的任一个，都不能反映物质结构具有无限层次的哲学思想。最后，有人提议把它命名为阶层子，以表示物质的无限层次中的一个阶层，或者简称层子，这个建议立即为大家所接受。英文名字 *straton* 也是当时定下来的，这个字的词根来自拉丁文 *stratum* (阶层)。从此以后，强子的结构的相对论模型就简称为“层子模型”。

当初提出层子模型时的想法是这样的：对于强子的静态性质，特别是分类， $SU(3)$ 和 $SU(6)$ 对称性还是很好的，问题在于要进一步对强子的动态性质加以讨论，倘没有这种讨论，对强子的结构的认识将仍然停留在表面阶段，还没有一种深入到结构的认识。但这样做，马上就遇到一个问题：层子间的动力学是什么？强子现象往往是高能现象，既是高能，就必须具有相对论的协变性，这是第一点必须考虑到的。另一方面，强子是由层子组成的束缚态，因而，强子的讨论必须和束缚态的讨论联系起来，这是第二点必须考虑到的。这两点统一起来，我们遇到的就是一个相对论性的、场论的束缚态问题。之所以是场论的问题，是因为我们必须考虑到强子的产生和消灭。这样一来，问题变得很复杂和很困难，因为场论里的相对论束缚态问题，还是一个没有被咬开的硬壳果。

不过，问题可以从另一方面看。 $SU(3)$ 对称性，是完全不考虑层子的自旋的对称性，所以是一个非相对论性的对称性（自旋在本质上是相对论性考虑的结果）；而 $SU(6)$ 对称性，虽然考虑了层子的自旋的影响，但是以一种非相对论性的方式来考虑的。因此，无论是 $SU(3)$ 或 $SU(6)$ 对称性，都是非相对论性的。既然它们在处理强子的分类中很好，那就说明，至少对于强子的内部运动，非相对论性近似是一个很好的近似；至于说到强子的整体运动（质心运动），那必须具有相对论的协变性。

既然认为强子的内部运动可以作非相对论性近似，那么，在强子的动态过程的计算上，就简化了许多。拿 π^0 介子的电磁衰变 $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ 作为例子。 π^0 介子是由层子及反层子组成的 [图 1(a)]，由于相互作用是定域的，用通俗的语言讲，就是只有当两个粒子碰到一起的时候，才发生相互作用，亦即只有当构成 π^0 介子中的层子和反层子碰到一起时才能湮灭成为两个光子 [图 1(b)]。可见 π^0 介子衰变成两个光子的快慢，与层子及反层子能够碰在一起的机会成正比。这个机会的大小，由 π^0 介子的零点波函数的绝对值的平方 $|\psi(0)|^2$ 决定，所谓零点，就是层子与反层子的距离为零的意思。对于荷电 π 介子的衰变，情况也差不多，只是因为层子与反层子的总电荷不为零，发生的不是电磁湮灭，而是弱作用的“湮灭”而已 [图 1(c)]。这种通过弱作用而“湮灭”的快慢，也是与层子及反层子能够碰在一起的机会成正比，所以，同样是由 $|\psi(0)|^2$ 所决定的。在非相对论性量子力学中，波函数的概念和计算的方法总是

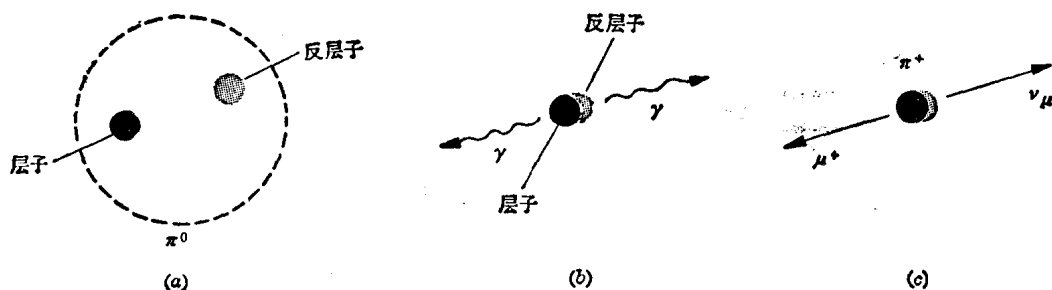


图 1

有办法的。至于说到整个强子体系的相对论协变性，那是通过对整个体系所处的系统作一洛伦兹变换而显示出来的。

层子模型的最初的计算，就是如此简单而又激动人心。虽然所计算的两个衰变过程分属于两种不同的相互作用——电磁相互作用和弱相互作用，但是，通过同样一个量 $|\psi(0)|^2$ 而相互联系起来了。如果这个模型是的话，那么从两个衰变过程算出的 $|\psi(0)|^2$ 应当是相同的。而最初的计算的结果，确是这样！

在此后的几个星期里，中关村的讨论会变成一个巨大的旋涡，把四个单位的研究人员全部卷了进去。可以说，在每一次的讨论会上都有人报告一些新的计算，得到一些可喜的结果，或是提出一些新的问题。在短短的两三个月内，几乎把这个模型能够计算的过程都算了一遍，而且还进一步讨论了与这个模型有关的一些基本问题。

对于介子，大部份的衰变过程可以归入下述三类过程之中的一类。

第一类：层子-反层子湮灭过程 图 2(a) 是电磁湮灭，层子和反层子通过电磁相互作用湮灭为一个光子。图 2(b) 是弱作用湮灭，层子和反层子通过弱相互作用湮灭成为轻子及反中微子 ($e\bar{\nu}$)，或反轻子及中微子 ($\bar{e}\nu$)，属于图 2(a) 的衰变有矢量介子的衰变：

$$\omega \rightarrow e^+ + e^-, \quad \rho \rightarrow e^+ + e^-, \quad \phi \rightarrow e^+ + e^-.$$

终态的正反电子对是由湮灭生成的光子转化而成的 [图 2(c)]。属于图 2(b) 的有通常的 π 介子及 K 介子的衰变：

$$\pi \rightarrow \mu + \nu, \quad K \rightarrow \mu + \nu.$$

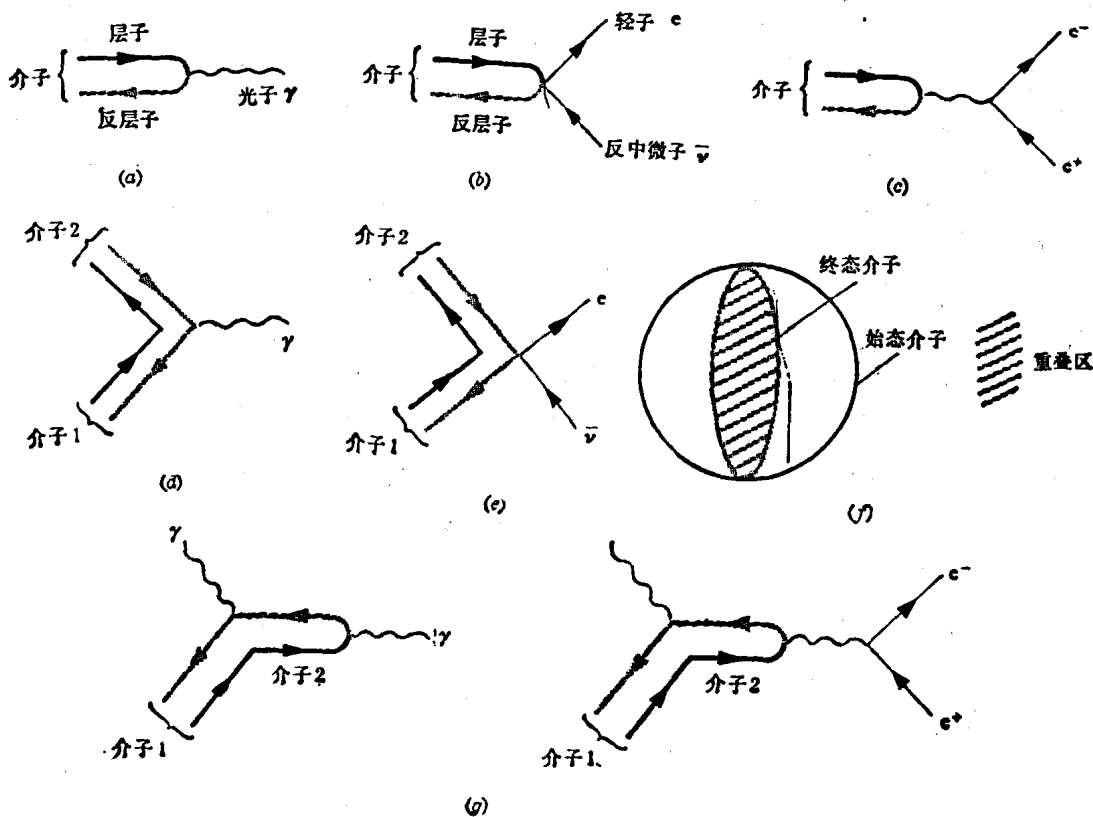


图 2

如同上面讲过的那样,这类过程的快慢(衰变率),由介子的原点波函数 $\psi(0)$ 所确定。如果 $SU(6)$ 对称性是严格的话,那么上面提过的各衰变介子的原点波函数都应当相同。这样,由计算出来的 π 介子的衰变率 $W(\pi \rightarrow \mu\nu)$ 与 K 介子的衰变率 $W(K \rightarrow \mu\nu)$ 之比,便可以定出弱相互作用中的卡比博(Cabibbo)角。但这样定出的卡比博角比实验值差不多大一倍,当时我们就指出了这个 $SU(6)$ 破坏的效应(或者叫做质量效应)。

第二类:介子的跃迁过程 在这类过程中,介子 1 或通过电磁作用,放出一个光子而变成介子 2,或通过弱作用,放出轻子及反中微子($e\bar{\nu}$)而变成另一介子。属于图 2(d)的有矢量介子的电磁衰变过程:

$$\begin{aligned}\omega^0 &\rightarrow \pi^0 + \gamma, & \omega^0 &\rightarrow \eta^0 + \gamma, \\ \rho^0 &\rightarrow \pi^0 + \gamma, & \rho^0 &\rightarrow \eta^0 + \gamma, & \phi^0 &\rightarrow \eta^0 + \gamma, \\ K^{*0} &\rightarrow K^0 + \gamma,\end{aligned}$$

以及介子的电磁顶角的计算。属于图 2(e) 的有

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu, \quad K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu, \quad \pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$$

等衰变过程。在这类过程中,起决定作用的不再是介子的原点波函数,而是所谓始态介子与终态介子的重叠积分。令始态介子处在静止的状态,开始时它的波函数应是球对称的,终态的介子以一定动量飞出来,它的波函数应当因为相对论效应而沿飞行方向扁缩[图 2(f)],而过程的发生率应当与始态及终态两个波函数的重叠部分的积分成正比。

要计算重叠积分,就需要知道波函数的形式。对此在 1965 年有过一些初步的讨论,这些讨论虽然简单(其中有些甚至把波函数简单地取作高斯型或指数型的波函数),但已足以显示出可用来计算上列过程,得到的结果并不错。譬如说,对 K_{e3} 及 π_{e3} 衰变的弱形状因子 $f_+(q^2)$ 及 $f_-(q^2)$ 和分支比 $W(K_{\mu 3})/W(K_{e3})$ 算出来的结果较符合,虽然和第一类过程中的情况一样,但这里定出的卡比博角同样有问题。

关于矢量介子的电磁衰变过程,当时可以和实验比较的只是 $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$, 两者符合得很好。至于在介子的电磁顶角的计算中,必须计算出带电矢量介子的反常磁矩(来自层子的重正化效应)和电四极矩。

第三类:既有跃迁,又有湮灭的过程[图 2(g)]。在这类过程中,介子 1 通过放出一个光子,变成介子 2,介子 2 又湮灭成为另一个光子。属于这类的过程,有

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma, & \eta^0 &\rightarrow \gamma + \gamma, \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma + e^+ + e^-, & \eta^0 &\rightarrow \gamma + e^+ + e^-, \end{aligned}$$

对于后两过程, e^+e^- 对是由于一个光子转化而来的。对于这类过程,既决定于介子 2 的原点波函数的绝对值的平方 $|\psi_2(0)|^2$, 也决定于介子 1 和介子 2 的波函数的重叠积分。计算的结果和实验符合得很好。

对于重子过程,这阶段只考虑了如下两类过程。

第一类:重子 1 通过其中的一个层子放出光子,而变成另一重子 2[图 3(a)]。电磁衰变

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma, \quad \Sigma^+ \rightarrow p + \gamma, \quad N^{*+} \rightarrow p + \gamma$$

等便属于此类,另外,对于重子的电磁形状因子的计算,也属于此类。与介子的第二类过程相类似,这一类过程是由重子 1 与重子 2 的波函数的重叠积分所决定的,这个积分,从实质上决定了重子的电磁顶角(包括电磁形状因子)。

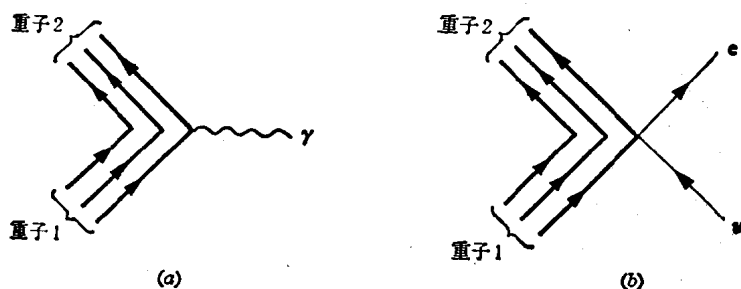


图 3

对于 $\frac{1}{2}^+$ 的八个重子, 计算了它们的电磁形状因子, 并由此得出它们的正常磁矩和反常磁矩, 计算的结果不错。由于这些形状因子都只决定于波函数的重叠积分, 因此, 它们之间的关系便很容易求出, 当忽略重子的质量差别时, 这些关系便是 $\bar{U}(12)$ 对称性给出的关系。

对于 $3/2^+$ 十重态重子, 也计算了它们的电磁形状因子。它们之间的关系很容易求出, 在略去质量差之后, 这些关系与 $SU(6)$ 对称性预言的一样。但是这里给出了明确的作为 q^2 函数的形式。由此不但得出这 $3/2^+$ 重子和有电四极矩, 而且有磁八极矩的结论。

对于 $3/2^+ \rightarrow 1/2^+ + \gamma$ 的跃迁过程的计算与上述的计算原则上是相同的。同样地, 这些跃迁的几率取决于始态和终态重子波函数的重叠积分, 因此, 通过此积分把不同的跃迁过程的振幅联系了起来。当然, 这都是很微弱的过程, 这些算得的关系, 还有待实验的检验。

第二类: 重子 1 通过其中的一个层子放出轻子及反中微子 ($e\bar{\nu}$) 而变成重子 2 [图 3(b)]。弱衰变过程

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}, \quad \Sigma^- \rightarrow \Lambda + e + \bar{\nu}, \quad \Lambda \rightarrow p + e + \bar{\nu}, \quad \Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e + \bar{\nu}$$

等便属于此类。另外, 中微子在核子上的产生过程

$$\nu + N \rightarrow Q + B, \quad \nu + N \rightarrow e + B^*$$

也属于此类, 式中 B 和 B^* 分别代表八重态及十重态重子。这一类过程的测量可以定出所谓弱形状因子, 从层子模型看来, 这些弱形状因子本质上就是始态与终态重子波函数的重叠积分, 归根结蒂, 问题在于求出重子的结构波函数。这些弱形状因子之间当然应当存在着关系, 当重子质量差被略去不计时, 层子模型的结果和 $SU(6)$ 对称性预言的结果是一致的, 但 $SU(6)$ 的一些相对论推广的预言, 都包含在层子模型的结果之中。

除了这些动态的过程, 还从结构的观点重新考虑了一些静态的性质。例如, 研究强子的转动激发态, 是否与高自旋的强子的分类有关。

所有以上列举的各类过程的计算, 最关键的一个因素就是描写介子束缚态或重子束缚态的波函数, 另外一个重要的因素, 就是相对论协变的计算方法。在最初层子模型的计算中, 波函数曾粗略地用量子力学里的高斯型或指数型波函数来计算, 而计算方法, 也就用原子核理论中计算 γ 衰变及 β 衰变的量子力学方法。其实, 无论对于束缚态的波函数, 或是对于上述各类过程的计算方法, 都可以在场论的框架中写出, 波函数是 Bethe-Salpeter 束缚态波函数, 而计算方法则是包括束缚态在内时的 S 矩阵元的计算方法, 在作束缚态内部运动的非相对论性近似时一起得到简化, 就象后来在发表的论文中所写的那样。不过, 这并不是在一开始时就清楚的, 也是在中关村的讨论会这个大漩涡中转来转去才清楚的。参加层子

模型研究的最早的工作者中的一位回忆说, 有一次他在中国科学院数学研究所报告研究的结果, 试图把含有束缚态的计算方法, 纳入场论的体系里。不过他所用的方法, 并不是严谨的办法, 而是属于摆摆手的性质的, 已故的张宗燧教授在座, 一面听报告一面微微摇头, 目含嗔色, 使他越往下讲越觉得不对头。一直到后来把波函数和含束缚态的 S 矩阵元的处理方法都弄好, 他的这种感觉才告释然。这个时期在中关村讨论会中, 老一辈科学家就是这样领导这个集体的, 或如前面提到的那位, 在模型的提出以及在处理的方法上, 甚至具体的计算中都作出关键性的贡献, 或如张宗燧先生, 以其严谨及求精的治学精神, 促策着这个集体的前进。

有一些问题在 1965 年的冬天就已经提出来讨论过, 但其解决还要等一段时间。这些问题包括:

层子是否带有分数电荷?

层子的质量到底是轻的还是重的?

层子的统计问题如何解决?

层子之间力的饱和问题。

当时认为层子的质量是很重的, 那时候还没有禁闭的概念, 认为强子是很紧的束缚态。这种看法和内部运动的非相对论性相一致, 但小分量(与相对论性有关)的修正在当时就已经予以讨论。至于说层子的统计性问题, 这是一个明摆着的问题, 当时就提出来三套层子, 引进新的自由度的方案, 既解决统计性, 也显示整数电荷层子的可能性。不过那时没有把这个新量子数命名为“颜色”, 但其解决问题的精神是一致的。

饱和性问题是一个深入的问题。为什么三个层子的束缚态和正反层子的束缚态才是稳定的? 也许直到现在, 这个问题还没有最后解决, 因为它牵涉到动力学问题。

实际上层子模型的研究集中在 1965 年秋到 1966 年春这几个月的时间里, 这确是一段工作紧张、进展迅速的日子。从提出有结构, 注意到动力学研究的重要性, 把静态性质的研究推展到动态性质的研究, 引入波函数以尽量把动力学的内容包含在其中而又尽量避开相对论束缚态动力学的困难, 到写下协变的场论 S 矩阵元计算方法以及对一系列过程的计算, 都是在这几个月内完成的。这短短几个月的研究工作的结果, 在 1966 年夏天的北京国际科学讨论会上报告了, 但其中提出的几个大问题, 却拖延了许多年才有机会得以继续进行研究。这些问题是:

(1) 波函数的研究 希望从场论解出强子的束缚态结构波函数。对于介子, 开展了由二体的场论 Bethe-Salpeter 方程作某些近似(如瞬时近似)及作数值解的工作, 通过这些工作对层子及反层子之间的作用力的一些特殊性质(短程、在原点无奇异性, 在很大一段范围内变化缓慢等)有了一些了解, 并且由此得到介子的质量谱。对于重子的波函数的研究工作也开始了, 但由于重子的复杂性, 研究的深度比介子波函数为差。

(2) 含束缚态的场论 在上面讲过, 在含有束缚态时, S 矩阵元的计算要加以推广。1965 年计算的方法, 只适用于始态及终态各含一个束缚态的过程, 而对于始态、终态含有不止一个束缚态的情况就不适用。但是即使是基本粒子的衰变, 终态经常是含有不止一个强子的, 因此如果不把方法推广, 计算的局限性就太大了。正是由于这种需要, 后来发展出一套对于束缚态的场论计算方法。

(3) 层子力的饱和性 这个问题在 1965 年的研究中已经涉及, 但只是一些猜测, 直到

1975 年再度进行讨论时,才有了一些进展。

如果说这十多年间基本粒子理论的主流是承认强子的结构,而又深入探究这结构的动力学的话,层子模型是得风气之先的。可惜的是从 1966 年春天以后就停顿下来,而国外的研究却继续沿着流代数、部分子模型、量子色动力学这个方向走去。关于层子模型最初的工作,可参阅:

- [1] 基本粒子结构理论专刊 I,《原子能》,3 (1966)
- [2] 基本粒子结构理论专刊 II,《原子能》,7~8 (1966)
- [3] 基本粒子结构理论专刊,《北京大学学报》(自然科学),2 (1966)

原子核结构进展

苏宗洙 卓益忠 侯逸民

(中国科学院原子能研究所)

自1911年卢瑟福发现原子核以来,人们对原子核的认识已有了很大的深化。以原子核为研究对象的新学科——原子核物理学已成为本世纪物理学中发展得最快和最有生命力的学科之一。核结构的研究主要是探索原子核组成、核大小、核质量、结合能、自旋和核矩等基本属性及其多种多样的运动形态。

六十年代以来,随着实验手段的进展,测量精度的提高,特别是重离子加速器,中能强流质子加速器,高能电子加速器等用于核物理研究,使得核物理的研究获得了更迅速的发展和深化。

本文着重就核结构的进展作一简单介绍。

一、原子核的组分及质子和中子的密度分布

1932年发现中子以后,虽然也发现过 Δ 超核,但核物质的主要组分是中子和质子,这是确证无疑的。由于中子和质子的主要物理性质相同,所以可把它们看成是一种粒子(称为核子)的两种不同的荷电状态。

不同数目的中子和质子组成不同的原子核(称为核素)。到目前为止,自然界中发现的和人工合成的核素总共约有2000种,其中稳定的仅约300种。我们在中子数 N 和质子数 Z 的坐标上标出所有稳定的原子核,它们分布在一个很窄的带上,称为 β 稳定带(见图1)。原子核的稳定性是和核内中子和质子的分配有关的。按照理论预言,在 $Z=114$ 和 $N=184$ 的附近,甚至扩展到 $Z=126$ 和 $N=228$ 处,应有一个稳定核素区,由于这里的原子核的质量

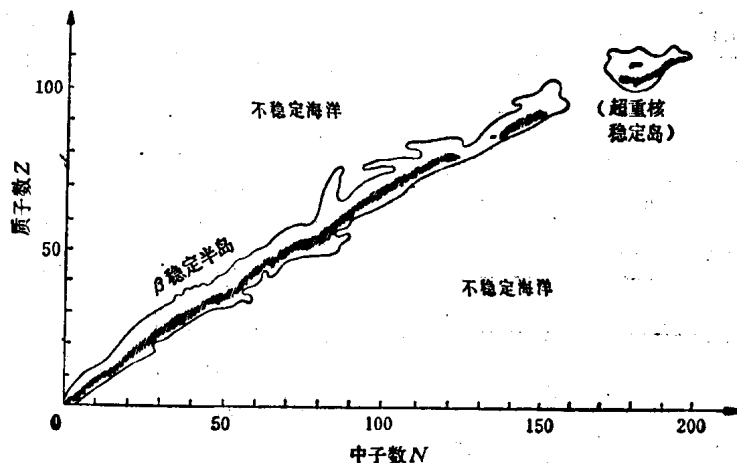


图1 稳定原子核的分布

数都很大,所以又叫超重核稳定岛。然而至今,尽管从自然界中怎样寻找,都未确证,而人工合成超重核,也没有获得成功,但是人们还在努力^[1]。

关于核的大小,早年用原子核对快速中子的散射截面、 α 衰变中能量和寿命期的关系、“镜像核”的结合能差额和介原子的能级估计等办法,对核的尺度所作的估计,都比较粗糙^[2]。近年来采用的高能粒子束流为我们提供了新分辨率的“显微镜”,使我们在研究中子和质子分布时,有了更精确的工具。

关于质子的分布(也即核内电荷分布),由于人们对电磁相互作用了解得比较清楚,所以通过原子核对高能电子的散射,已能相当准确地测定。而对中子的分布,由于核力不清楚,测定还比较粗糙。

新的工作是在萨克莱^[3]和洛斯阿拉莫斯^[4]做的。这些工作分别观测了1.044 GeV 的质子在^{40,42,44,48}Ca、⁴⁸Ti 上的弹性和非弹性散射角分布,以及0.8 GeV 的质子在¹²C、⁵⁸Ni 和²⁰⁸Pb 上的弹性散射角分布,并使理论计算和实验结果有最佳符合,定出这些核的质子和中子分布的方均根半径 $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ 。例如,对于¹²C 分别是2.319 fm 和2.325 fm,对于²⁰⁸Pb 分别是5.46 fm 和5.76 fm。这些结果说明质子和中子的分布半径是随着质量数的不同而不同的。在目前实验精度下,已足以确定质子分布和中子分布的微小差别。

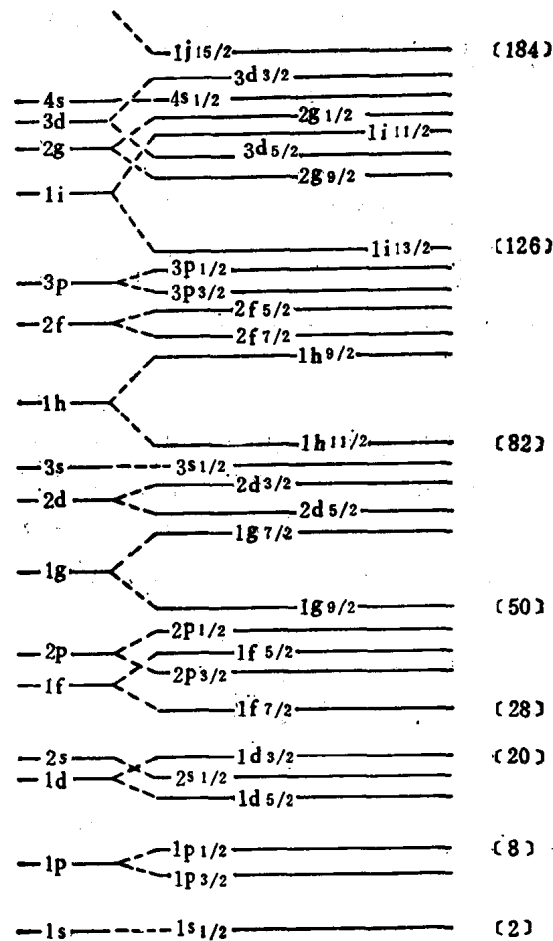


图2 单粒子能级序列

是核子由下往上按泡利原理填充,填满每个大壳的核子累加总数(即幻数)。这个图是示意性的,既没有区别质子和中子,也没有标出能级间距,而且随核的不同,能级顺序也会有些变

二、原子核的运动形态

(1) 单粒子运动 我们知道核子间的相互作用是强相互作用,但基于核子间碰撞平均自由程大于核子间的平均距离这一事实,核子可以看作是在其他所有核子提供的平均场中独立的运动,这就是“独立粒子模型”,也正是壳模型的出发点。另一方面,通过大量实验发现,原子核与原子中的电子有类似的情况,即中子数或质子数分别为2、8、20、28、50、82和126的原子核特别稳定。这些数称为幻数。幻数的存在反映了原子核也有壳层结构。为了解释幻数,迈耶(M. G. Mayer)和琴森(J. H. D. Jensen)在分析大量实验事实的基础上,在平均场中引进了自旋-轨道耦合合力,使得原来退化的轨道劈裂,分成两条 $(l \pm 1/2)$ 单粒子能级。图2给出单粒子能级序列,左边的能级是退化的,右边是考虑了自旋-轨道耦合合力之后的结果,最右边的一系列数字

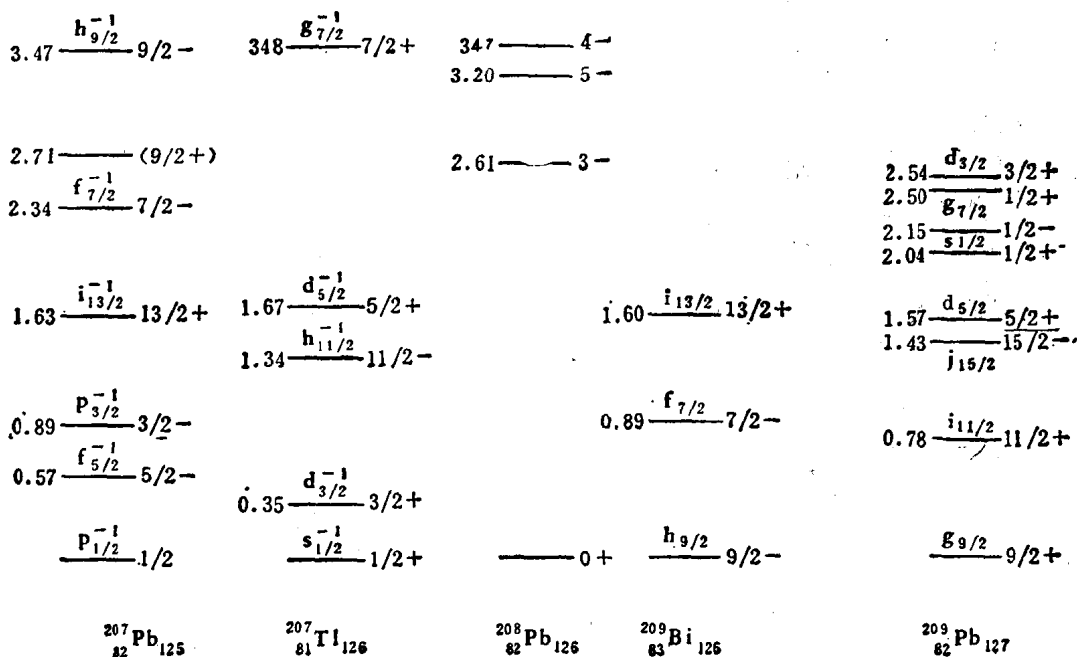


图 3

化。

壳模型虽然是从解释幻数出发的,但它能解释很多的实验现象,例如核的基态自旋、宇称和磁矩等,而且从满壳核附近的原子核的能谱上,可以明显地看出壳模型反映的单粒子运动特征。图 3 给出了 $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ 、 $^{207}_{82}\text{Pb}_{125}$ 、 $^{207}_{81}\text{Tl}_{126}$ 、 $^{209}_{82}\text{Pb}_{127}$ 和 $^{209}_{83}\text{Bi}_{126}$ 的低激发能级。其中 ^{208}Pb 是双满壳核,它是很稳定的,在 2.61 MeV 以下没有激发能级; ^{209}Pb 和 ^{207}Pb 是满壳外多一个中子和少一个中子(也就是空穴); ^{209}Bi 和 ^{207}Tl 是满壳外多一个质子和少一个质子。和图 2 对照,我们可以清楚地看到这些核的低激发能级实际上正是图 2 的单粒子态或单空穴态。这些事实再一次证实了原子核有单粒子运动。

(2) 集体运动 壳模型虽然取得了很大的成功,但是它并不能解释所有的实验现象。例如 γ 跃迁,特别是 $E2$ 跃迁,实验上观测到的比壳模型预言的要强,有的核甚至大 100~200 倍;又如在满壳外的核子即使不太多,如果考虑到单粒子激发的所有可能方式,那么应有的低激发能级的数目是十分惊人的,但实际上观察到的并不如此,而是简单和有规律的。偶偶核的基态自旋和宇称总是 0^+ ,第一激发态绝大多数都是 2^+ 。在分析和总结这些实验现象的基

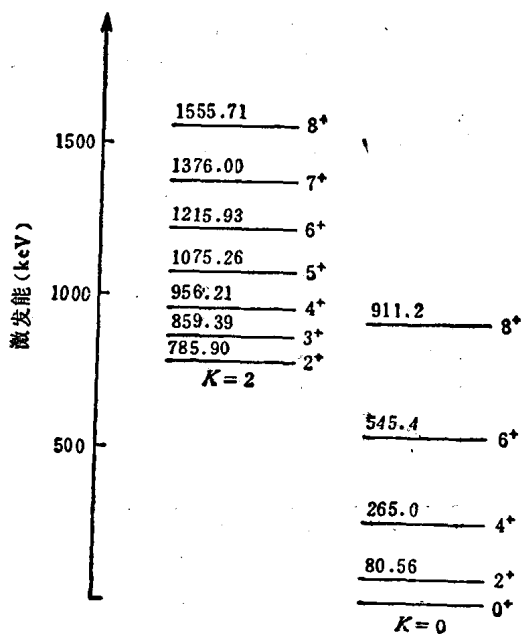


图 4 ^{166}Er 的转动谱

基础上, 玻尔(A. Bohr)和莫特逊(B. R. Mottelson)指出原子核除了单粒子运动之外, 还有各种类型的集体运动, 例如转动和振动。在他们的集体模型中, 还考虑了单粒子运动和集体运动的相互影响。此模型也称综合模型。

满壳核比较稳定, 可以看作是球形核, 而远离满壳的原子核, 由于满壳外有很多核子, 使得原子核发生变形(例如变为椭球), 破坏了空间各向同性, 引起转动。图 4 给出了 ^{160}Er 的两个转动带的实验观测谱, $K=0, 2$ 的两个带分别对应于不同的内部激发, 而每个带内的各转动能级的激发能 E_I 和总角动量 I 的关系可以用 $I(I+1)$ 的展开来表示, 但对于低的转动态, 可以近似地写成 $E_I = \frac{\hbar^2}{2g} I(I+1)$, g 是转动惯量。偶偶核的基态转动带(即图 4 中 $K=0$ 的带), 其 $I=0, 2, 4, 6, \dots$, 而 $E_0:E_2:E_4:E_6:\dots=0:1:3:\frac{1}{3}:7:\dots$ 。

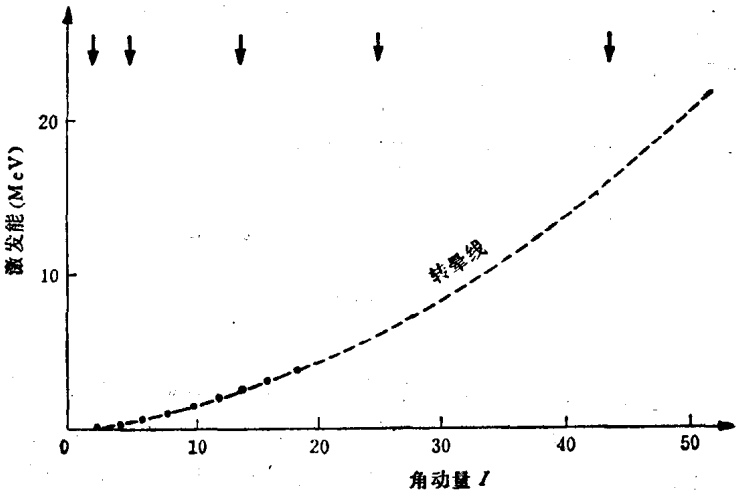


图 5 核能谱和角动量的函数关系

图中箭头分别指出由不同的入射束通过擦边碰撞传递给核的角动量, 从左至右分别为 γ 射线, 20 MeV 的质子、40 MeV 的 α 、90 MeV 的 ^{16}O 和 180 MeV 的 ^{40}Ar 。

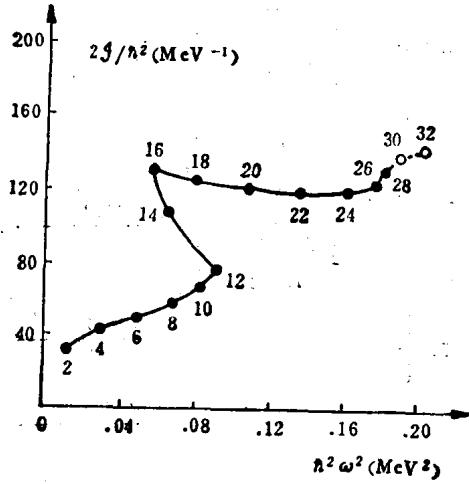


图 6 在 ^{158}Er 核上观测到的回弯

数据取自 Lee I. Y. et al., Phys. Rev. Lett., 38(1977)1454。

上面讨论的是原子核转动并不太快的情况, 重离子反应能够转移给原子核很大的角动量, 以致原子核有很高的角动量(也即处于高旋转态下)。图 5 给出了核能谱和角动量的函数关系, 由给定角动量、能量最低态构成的曲线称为 Yrast 线(在瑞典语中, Yrast 是转晕的意思)。在 Yrast 线附近, 原子核很有趣。虽然它处于高激发能, 但却是“冷”的, 因为全部激发能都在使核转动。高旋转必然要引起核结构性质的许多变化, 例如旋转引起核的新的不稳定因素、状态的突变和通过什么样途径释放角动量等。从图 6 可以看到一种突变, 这是 ^{158}Er 的基态转动惯量和转动频率 ω^2 的变化关系, 在 $I=12\sim 16$ 处发生了回弯, 反映了转动性质有较大变化。

振动是另一种类型的集体运动。振动模式有好几种,例如保持核密度不变的形状振动、原子核经受的压缩振动和中子和质子之间的偶极振动等。

关于形状振动,在很多核的低激发谱中表现出有等间距的倾向,如 ^{106}Pd 的低激发谱,明显地具有这种特征[见图7(b)]。在理论上可以简单地处理为球形附近的简谐振动,用振动量子——声子来描写。每个声子的能量为 $\hbar\omega$,角动量为2。基态和激发态对应于声子数 N [分别为0、1、2、3……,如图7(a)所示],左面的数相应于激发能量,右边的数给出不同声子数耦合的各种可能角动量。

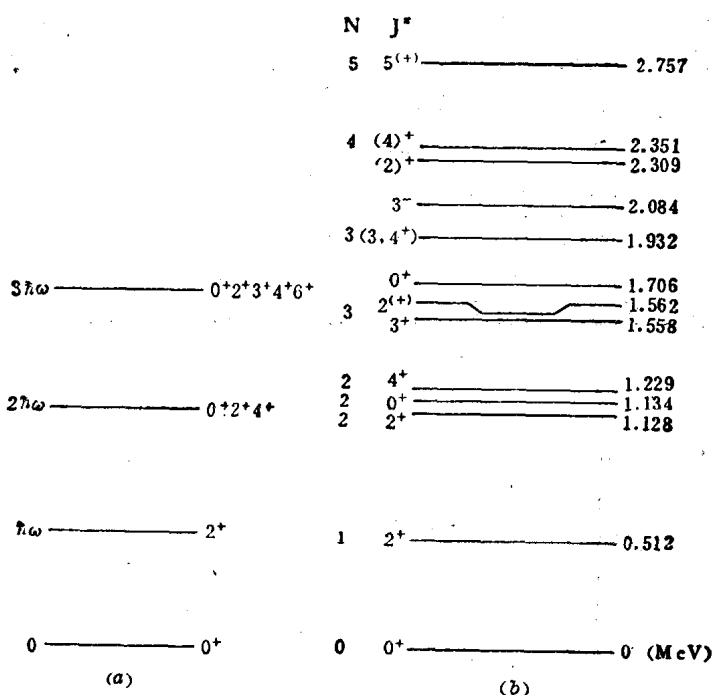


图7 (a) 简谐振动声子谱; (b) ^{106}Pd 的低激发谱, 可以看到更高的振动态。

关于压缩振动, 可以处理成可压缩的液滴, 形象地称为呼吸模。虽然人们早就知道原子核可压缩, 但没有办法测定它的压缩系数。压缩系数的测定对于核物理的许多方面, 例如核力、稠密核物质等新现象都是重要的。最近, 在得克萨斯 A&M 大学用 96 MeV 的 α 粒子轰击 ^{144}Sm ^[6], 观察被 Sm 散射偏转几度的 α 粒子, 能看到单极巨共振, 表明在某些碰撞中有压缩模存在。这个实验的成功在于 α 粒子不引起偶极共振, 而形状振动和压缩振动有明显差别是在较小偏转角的地方(在 α 粒子偏转大于 10 度的地方, 两者是很类似的)。比较两种不同角度偏转的 α 粒子能量, 就可确定发生压缩振动所必要的能量。类似的实验在 ^{208}Pb 上也做了, 得到核物质的压缩系数大约是 6×10^{32} 牛顿/米²(水是 2×10^9 牛顿/米², 钢是 16×10^{10} 牛顿/米²)。

(3) 原子核的对关联 实验表明了核内少数核子间有强的关联, 这种关联的存在, 使得原子核的运动形态更加丰富。例如两个同类核子间的关联(称为对关联)、中子-质子间的关联和四粒子关联等。

对关联存在的实验现象, 很早以前就在系统地分析原子核数据时发现。从同位素丰度、稳定核素中各类核所占比例和结合能的大小等方面, 就发现偶偶核较奇 A 核、奇奇核结合