

北京科学讨论会

1966年暑期物理讨论会

论文
文集
(二)

北京科学讨论会1966年暑期物理讨论会

論 文

用核乳胶分离初级宇宙线中的同位素核

智 利

智利大学物理及数学系宇宙线中心

G·阿尔维亚尔

北 京

1966年7月

用核乳胶分离初级宇宙线中的同位素核

智利大学物理及数学系宇宙线中心 G·阿尔维亚尔

摘 要

作者测量了初级宇宙线中的原子核在核乳胶中的径迹，以便探索同位素可能的分离。

原子核的能量范围为 $200\text{MeV}/A - 600\text{MeV}/A$ ，所选择的径迹的原子序数大约相当于碳核的原子序数。

本文讨论了径迹厚度的测量结果，也讨论了质子与氦核， He^3 与 He^4 ， Li^8 （链形径迹）与 Li^7 之间的鉴别。

本中心是沿着这些方向并以严格比较的结果而发现碳同位素核。

1. 导 言

1954年12月吉奥赛浦·奥加林尼教授及和他共同工作的研究人员在意大利国家科学院会议上发表论文，介绍一种能测定核乳胶中核径迹厚度的新仪器〔1〕。

后来他们又发表文章，对这些测量工作中所产生的方法问题和技术问题进行了很好的分析〔2〕。所指出的某些主要问题涉及乳胶本身的各种性能，照相显影的物理化学过程、仪器的物理光学条件以及观察人员的生理状态等等。研究人员所测得的径迹厚度约为 $1\mu\text{m}$ ，相对实验误差为3%。

这些结果表明，测量方法和技术已达到很高的精确度，能可靠地应用于研究核径迹象的形成过程以及照相显影的物理化学过程。

后来，智利大学的研究人员又用断面测量方法来取得有关区别核电荷以及原子核质量的有价值的经验〔3〕、〔4〕。

智利科学家所进行的研究工作已在去年伦敦宇宙线会议上宣读〔5〕。它表明，主要问题来自径迹本身的形成（有关径迹形成及其显影的过程）。已测量了断面相对于径迹平均厚度的调制，假设这个调制是根据库仑定律形成的。

实际上，沿着非相对论性核的路径的 δ -射线密度，按莫特公式 β^2 的倒数而增加，并依赖于所测量的 δ -射线的能量。另一方面，如果初级核的能量不能提供产生一定能量的 δ -射线所必需的动能，则这种射线就不可能产生。因此，这两种效应都在一定的初级核速度下结合起来，并给出一定能量的 δ -射线的最大密度值。用上述莫特公式，就能很容易计算出，在入射核的能量低于 $2.35\text{MeV}/A$ 时不能产生 5KeV 或更高能量的 δ -射线。而且， 5KeV 的 δ -射线的最大密度是在入射核能量接近 $3\text{MeV}/A$ 时出现。第二类 δ -射线就是 10KeV 的 δ -射线，其最大密度在入射粒子能量约为 $5\text{MeV}/A$ 之处，但是在这个能量范围中，产生新的 δ -射线，他使这个最大值看不清楚。根据这些计算，我们决定测定 5KeV δ -射

綫出現最大密度值或 10KeV 或更高能的 δ -射綫的出現最大密度值時入射核的能量范围。如所周知，对于具有同一原子序数的原子核來說，相应于这些最大值的能量范围正比于相应的核质量。

2. 实 验 方 法

按几个作者〔7〕、〔8〕、〔9〕所得到的实验結果，在 G-5 依尔福乳胶中产生只有一个銀晶粒的 δ -射綫就需要接近 5KeV 的能量。这种小的 δ -射綫可以作为依附于入射核径迹主体上的单个晶粒的形式而被观察到。由于照相底片的显影、乳胶在干燥时的收縮、或者仅仅是底片溴化銀晶粒或其他晶粒的統計排列所引起的不均匀性，不能常常很清楚地計数这些 5KeV 的 δ -射綫。由于这些原因，我們认为测量这些小 δ -射綫的最好办法是測定核径迹厚度作为剩余射程的函数。

3. 实 验 结 果

图 1 示出作为剩余射程的函数的 11 条质子径迹的平均厚度（上曲綫）以及 6 条氦核径迹的平均厚度（下曲綫）。这些曲綫表明，质子径迹的最大平均厚度是在剩余射程接近 $100\mu\text{m}$ 处出現，氦核径迹的最大值在剩余射程接近于 $200\mu\text{m}$ 处出現。二者剩余射程之比值 1.97 ± 0.09 。这个比值几乎等于氦核与质子的相应质量之間的比值。剩余射程的比值是从断面测量結果中排除二个顆粒以上的 δ -射綫而取得的。

图 2 的上面的二个簡图示出只有 5 条 He^3 的径迹和 3 条 He^4 径迹的同类的测量結果。 He^4 核与 He^3 核的最大平均厚度的平均剩余射程之間的比值为 1.30 ± 0.08 。

图 2 中央的二个簡图示出鋰的 4 条鏈形径迹和分类为普通鋰的 7 条径迹的断面测量結果。由此而推算得的它們的质量的比值为 1.18 ± 0.10 。

图 2 的下面的二个簡图，对应着在高空照射过的，有碳核入射进来的乳胶叠上所进行的测量。最粗的射程分为不同的两组。一组的平均射程对应于 C^{12} 的径迹，而另一组的平均射程对应于 C^{13} 的径迹。 C^{13} 和 C^{12} 的平均射程之比为 1.15 ± 0.08 。

图 2 所示的曲綫是由两位观测者在进行两次不同的测量时得到的。相应于給定核径迹的断面几乎都是相同的。这个图也表示，射程的标度和伦敦會議发表的論文中給出的不同。这是由于測微千分尺的校正所引起的。

图 1 和图 2 所示的結果是不能比較的，因为在前图中， 10KeV δ -射綫的排除几乎等于零。

但图 1 的两条曲綫是用同一标准得出的，并給出氦核质量与质子质量之比值的良好結果。

然而，关于两组射程属于上述两个碳同位素的假設应该用与断面测量无关的測量結果进一步加以証实。在下面各节中，将說明証实的过程并討論这些原子核本身电荷的辨認問題。

目前，图 1 和图 2 所示所有最大径迹厚度的新測定的射程都相应于接近 $2.4\text{MeV}/A$ 的入射核能量。表 1 列出，計算的和測量的这些最大厚度的平均射程以及已測定的相应同位素质量的比值。

图 3 示出，每条径迹的 $120\mu\text{m}$ 的剩余射程的平均厚度与它在乳胶內深度的函数关系。

这个平均厚度排除了二个或更多晶粒的 δ -射线。这些径迹的倾斜的角度不超过 12° 。此外，我们也观察到具有不同 Z 值的不同核群很清楚地分开，同时也看到照相显影对不同径迹的厚度都有一致的效应。这个情况使我们能把乳胶内位于不同平面的不同径迹的断面测量结果加以修正或归一化。

本文作者很好地意识到所讨论的结果之间的严格比较的关系。这就是说，曾把径迹的测量结果，与假定是相应于已知电荷和质量的核径迹的其他测量结果相比。此外，絕大多數的實驗誤差都是来自径迹断面的不規則性。

这种不規則性是由形成径迹的内在过程和照相显影所引起的。

为解决这些问题，我们必须制定一个新的研究计划，其要点如下：

- a) 对于由至少 $10\text{MeV}/A$ 的人工产生的离子所造成的核径迹重复进行上述的测量。这个工作可以对本文所讨论的全部实验曲线进行归一化。
- b) 进行在不同灵敏度不同类型的另一乳胶中形成的人工产生的离子的径迹的断面测量。
- c) 研究如何控制核照相过程，以便避免物理化学过程所引起的厚度变化。后者的化学活性影响了径迹的形成，以致不能用断面方法加以控制。

4. 初级宇宙线中碳同位素的相对丰度估计

这种估计是由智利大学G. Alvial、S. Stantic、J. RiQuelme及E. Silva等人所算出来的。

为了确定低能宇宙线中碳核的同位素组成，曾按下述标准进行了碳核的扫描：

径迹中晶粒密度等于或大于 $\frac{130 \text{ 个}}{100\mu\text{m}}$ ，同时投影长度等于或大于每张胶片3mm、投射天顶角等于或小于 35° ， $\frac{130 \text{ 个}}{100\mu\text{m}}$ 的密度相当于一个相对论性锂核的密度。

曾对200张依尔福G-5型核乳胶进行了这种扫描，每张胶片长15cm、宽15cm、厚 $600\mu\text{m}$ 。整叠乳胶在 $6\text{g}/\text{cm}^2$ 到 $3\text{g}/\text{cm}^2$ 的高度变动范围内暴光了将近15小时10分钟。气球是由芝加哥大学的马塞尔·相因教授（已故）和台佛·哈斯金于1958年2月在美国明尼苏达州明尼阿波利斯发放的。

扫描线长5cm，位在乳胶版顶部边沿以下7mm处。扫描了中间的34张乳胶版。

曾对所有在乳胶中停止或发生相互作用的核测量了4个或更多晶粒的 δ -射线的密度，以便把其电荷介于铍和氧之间的原子核区别开来。

为了重新测量这后一组的原子核，曾计数了能量等于或大于 10Kev （2个或更多晶粒）的 δ -射线。这些测量结果允许我们测定高能和低能硼-碳-氮组原子核，不准确性为一个电荷单位。

现在，对于这个硼-碳-氮组原子核（其能量范围为 $200\text{--}500\text{MeV}/A$ ，并终止于乳胶内），每一径迹的剩余射程的 $120\mu\text{m}$ 的平均厚度的测定使得我们证实了过去对16条碳径迹的判断，并且对两个划为碳核的临界的事例重新作出判断，把它们划入硼组，另一个硼核则重新判断为碳。碳与氮组之间没有出现混淆不清的情况。

对 16 个碳核组的每一条径迹都测定了 δ -射线最大密度的剩余射程。也对几乎所有的 B 和 N 核进行了这种测量工作。

δ -射线密度微分曲线最大值的射程的实验测量误差与最大值本身的误差不同。而且，如果我们把有关径迹的断面最大厚度的剩余射程的测定值加起来，那末我们就能得出另一个也与 δ -射线最大密度无关的有价值的参数。

10KeV 或更高能量的 δ -射线的最大密度值的剩余射程是根据 δ -射线的积分或总数的测量结果（作为剩余射程的函数）确定的。相应的实验曲线上有弯曲，其剩余射程相当于最大剩余射程。每一弯曲的位置是按通常的标准画出最小二乘法的一些线而得出的。

实际上，从图 4 可以看到 16 个碳核的最大剩余射程的分布与 10KeV 或更高能量 δ -射线的最大密度值的函数关系。可以看到对硼核和氮核的同样的测量结果。也可以看到碳核的相应射程分布于两组中。

图 5 中 x 轴代表上述图 4 的射程， y 轴代表每一径迹最大厚度的相应剩余射程。我们可以观察到，在 16 条径迹中有 14 条是按同一方式分布的，即 8 条径迹属于对于 δ -射线密度最大值或对于厚度最大值具有最大剩余射程的一组，6 条径迹属于最大值的剩余射程较小的一组。只在两种情况下结果不清楚（图 5 中的 A 与 B 点）。因此，可以说两种方法所取得的结果是一致的。

图 4 和图 5 所示的结果使我们认为，可以把 10KeV 或更高能量的 δ -射线的总数按两组平均，平均数与剩余射程的函数关系示于图 6。该图也示出硼核和氮核的同样的关系。用最小二乘法算出的相应曲线的弯曲点给出了两种碳同位素的相应剩余射程。

δ -射线的密度最大值的剩余射程和厚度最大值的剩余射程很符合，这就说明，这些碳核极可能是 C^{12} 和 C^{13} 。由图 6 曲线推算出的质量比值等于：

$$M_{C^{13}}/M_{C^{12}} = 1.18 \pm 0.12.$$

为了修正粒子通量的值，目前正在进行碳与碳相互作用，中等核和重核与碳的相互作用碎裂参数的测定工作。我们曾从 50 次相对论性碳核相互作用的测量结果中计算出碳对碳的碎裂参数。实际上，追踪了 3.30 m 的相对论性碳核的径迹后，我们只观察到一次出现次级碳径迹的相互作用。这个现象使我们能够粗略计算出碳对碳的分裂参数约为 0.02。而且，这个结果与 HASEGAWA, AIZU 与 ITO^[10] 等人所指出的观察到的碳入射—碳出射相互作用的次数是相符合的。

然而，即使我们对乳胶内的吸收进行修正，我们也能估计 C^{13} 与 C^{12} 的通量比（对所述的测量结果，能量范围为 200—500 MeV/A）等于 1.29 ± 0.32 。

一直取到大气上层的次级原子核的修正，将能给出精确得多的结果。实际上，我们目前正在测定上述分裂参数，即对应于单个碳核的不同组的参数。

表 1

原 子 核	2.4 MeV/A 的計算剩余射程	厚 度 最 大 值 的 平 均 剩 余 射 程 值	同 位 素 质 量 比
He ³	41 μ m	44.48 $\pm$ 1.08	$\frac{M_{He^4}}{M_{He^3}} = 1.30 \pm 0.08$
He ⁴	55 μ m	56.25 $\pm$ 1.81	
Li ⁷	46 μ m	44.01 $\pm$ 1.76	$\frac{M_{Li^8}}{M_{Li^7}} = 1.18 \pm 0.10$
Li ⁸	53 μ m	53.30 $\pm$ 0.51	
C ¹²	24.5 μ m	22.51 $\pm$ 0.52	$\frac{M_{C^{13}}}{M_{C^{12}}} = 1.15 \pm 0.08$
O ¹³	27.5 μ m	26.07 $\pm$ 0.50	

参 考 文 献

- [1] OCCHIALINI, G., DILWORTH, C., BONETTI, A., and LADU, M., Rend. Acc. Naz. Lincei, 1954, S. VIII, **12**, fasc. 6.
- [2] OCCHIALINI, G., ALVIAL, G., BONETTI, A., DILWORTH, C., LADU, M., and MORGAN, J. Suppl. Nuovo Cimento, 1965, **2** 244.
- [3] ALVIAL, G., Suppl. Nuovo Cimento, 1961, **19**, **18**.
- [4] ALVIAL, G., Proceedings of the International Cosmic Ray Conference, Jaipur, 1963, **3**, 116.
- [5] ALVIAL, G., Proceedings of the International Conference on Cosmic Rays, London, 1965.
- [6] ALVIAL, G., STANTIC, S., RIQUELME, J., Proceedings of the International Conference on Cosmic Rays, London, 1965.
- [7] LONGCHAMP, J. P. and GEGAUFF, C., Journ. de Phys. et le Rad., 1956, **17**, 132.
- [8] PNIEWSKI, J., 1952, Acta Physica Polonica, **11**, 215.
- [9] SORENSEN, S. O., 1951, Thesis (Oslo).
- [10] HASEGAWA, H., AIZU, H. and ITO, K.; Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, 1963, **3**, 83.

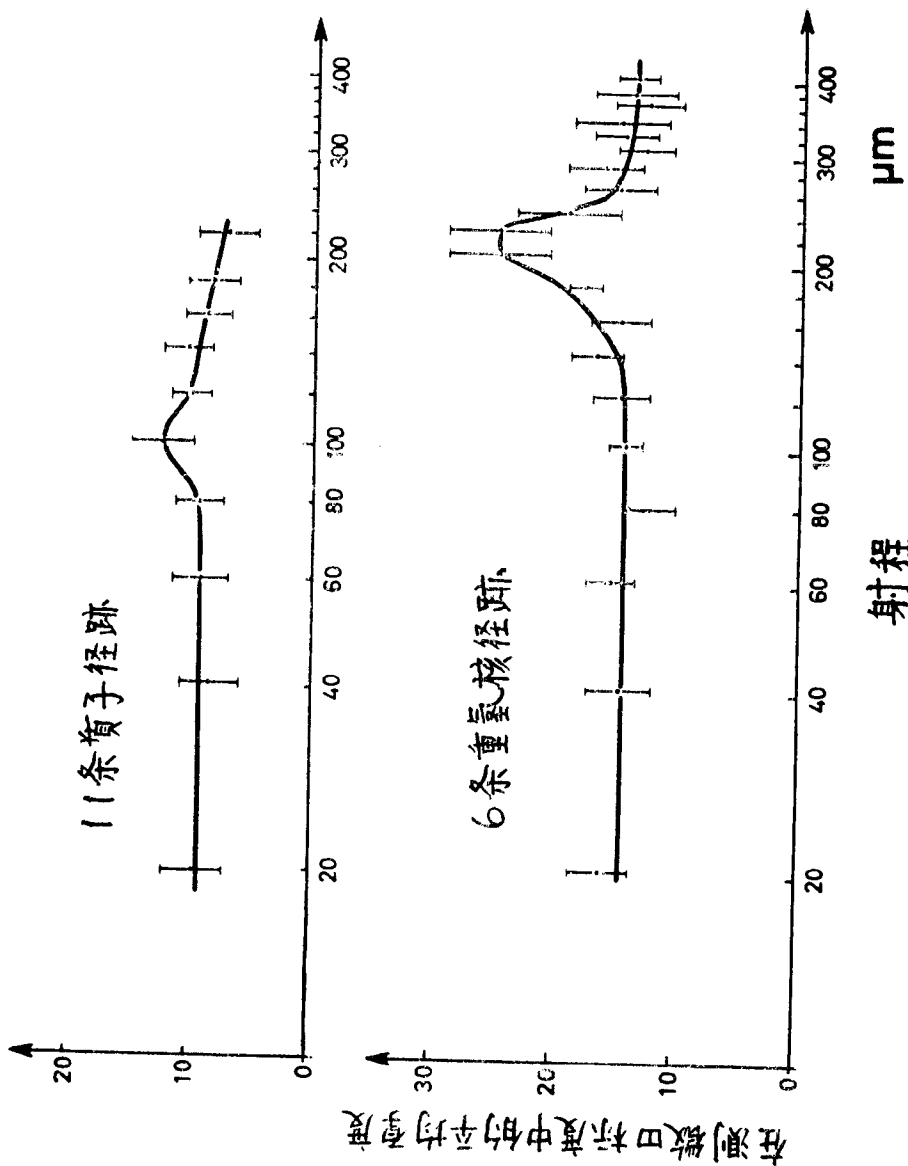
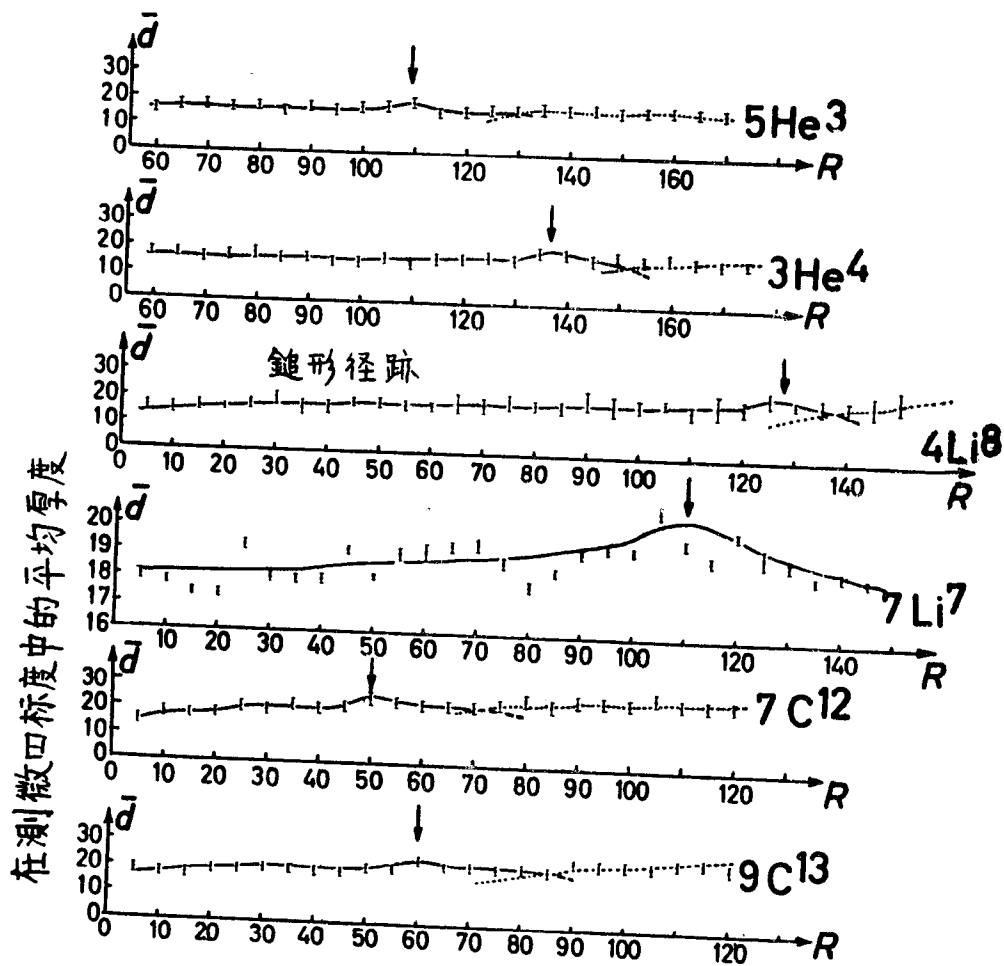


图 1



射程比例标度

每10个标度=4.22 μm

图 2

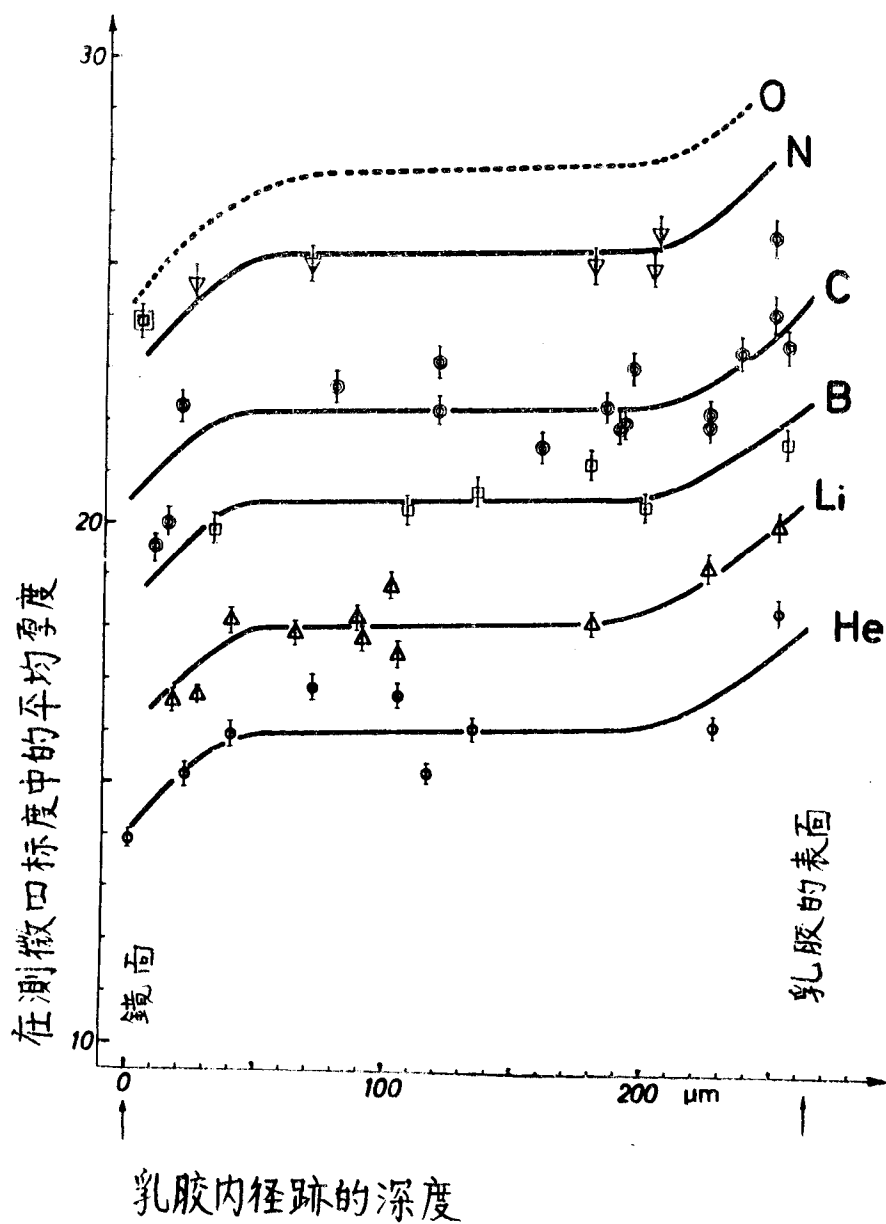
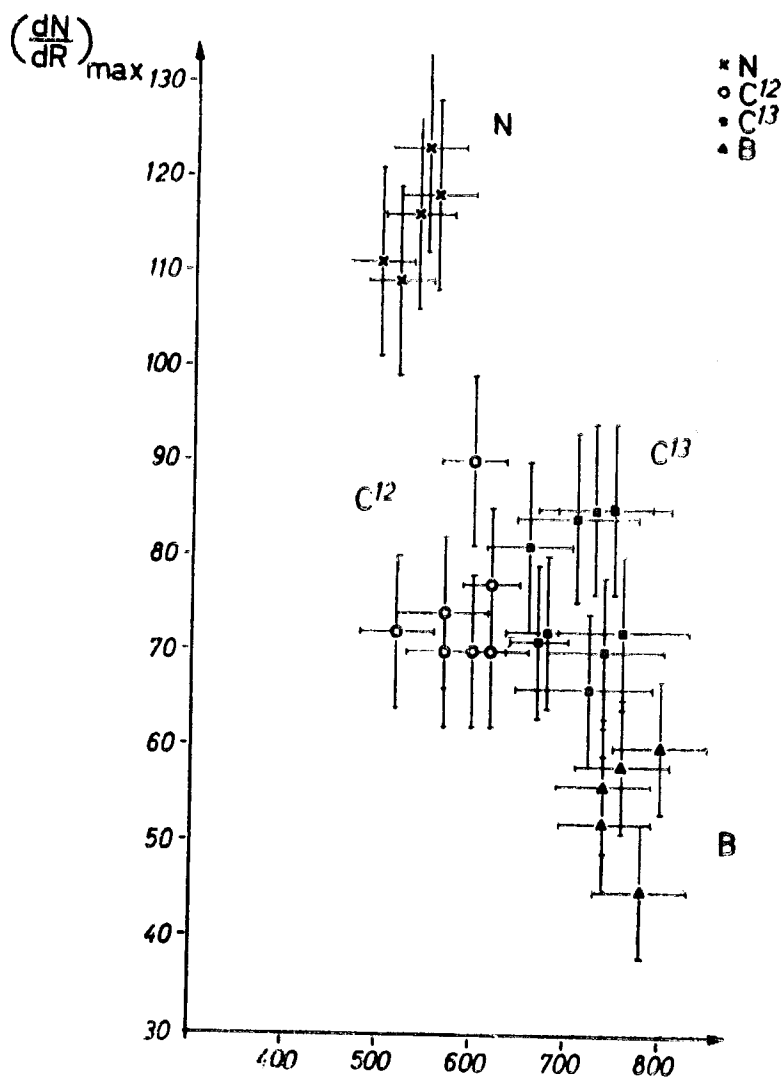


图 3



$(\frac{dN}{dR} - R)$ 曲线最大射程

图 4

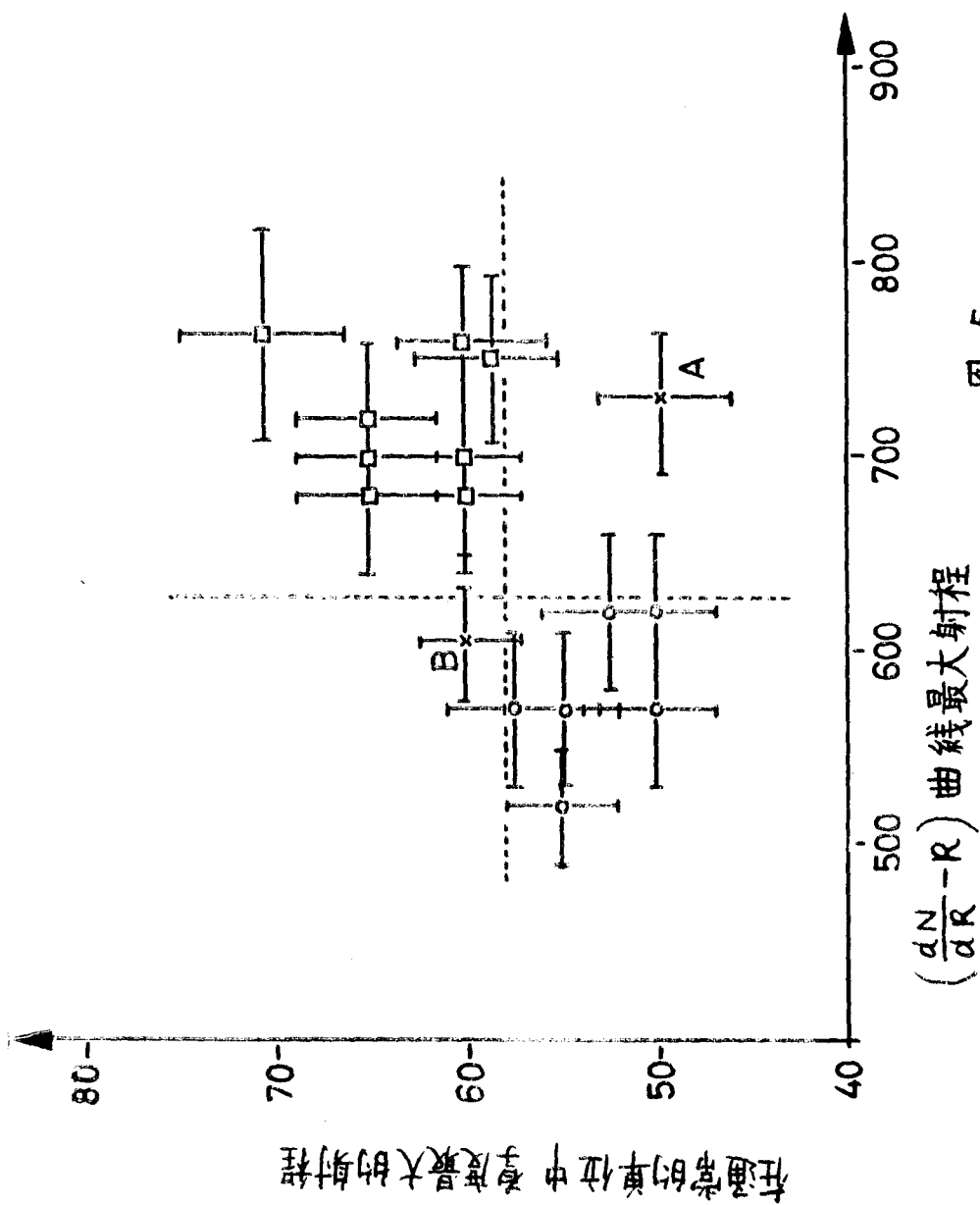


图 5

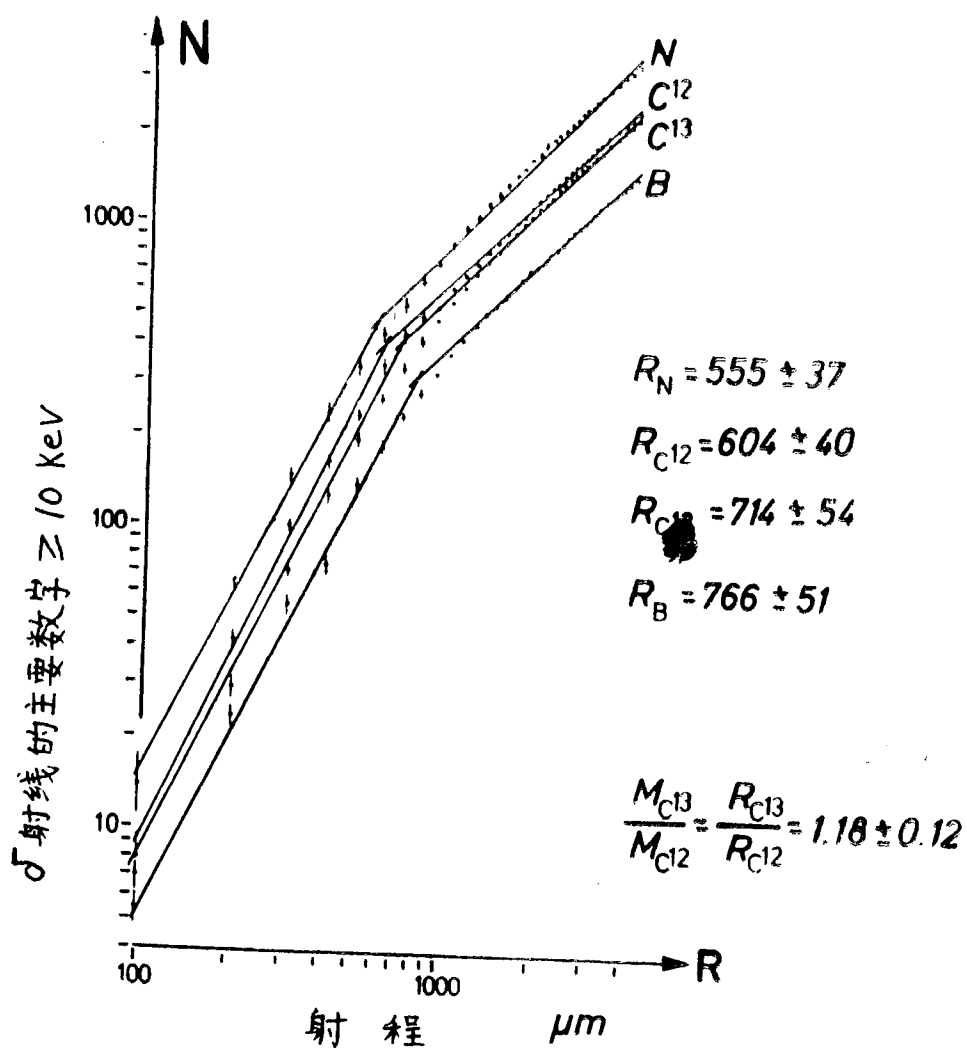


图 6

E5
北京科学讨论会1966年暑期物理讨论会

論 文

在 $SU(6)$ 对称性理论范围内强子高 共振态的分类

中华人民共和国

山东大学物理系基本粒子理论组

北 京

1966年7月

在 $SU(6)$ 对称性理论范围内强子 高共振态的分类

山东大学物理系基本粒子理论组

摘 要

本文在 $SU(6)$ 对称性理论范围内考查了 $J \leq 2$ 的正宇称介子共振态和 $J \leq 5/2$ 的负宇称重子共振态的分类和质量谱问题以及正宇称介子的衰变问题。计算结果表明,目前虽然还不能排除介子405重态存在的可能性,但对重子的高激发态来说 $SU(6)$ 理论是不适用的。

一

$SU(6)$ 对称性理论对于稳定的基本粒子及低共振态(包含在 $SU(6)$ 的介子35重态和重子56重态之中)的分类和质量关系给出了同实验符合得较好的结果,因而国外很多人把它看作比较满意的静态理论,并由此出发进行相对论推广,提出 $SL(6, C)$ 和 $\widetilde{SU}(12)$ 对称性理论。对于较高共振态的分类和质量关系, $SU(6)$ 对称性理论究竟合理到什么程度,有没有什么严重的矛盾,至今并没有人作过认真系统的考查。任何事物都是一分为二的, $SU(6)$ 理论亦如此。我们必须分清 $SU(6)$ 理论在哪些地方适用,在哪些地方不适用,它的合理内核是什么以及它的哪些部分是不合理的。

“真理的标准只能是社会的实践”^{*}。不入虎穴,焉得虎子,只有把 $SU(6)$ 理论拿到高激发态分类问题上系统地用一用,并同实验材料进行比较,才能找出它的适用范围。基于这种认识,我们对正宇称的介子共振态和负宇称的重子共振态的分类问题进行了初步的研究。考查的结果表明,虽然对 $SU(6)$ 理论能否适用于介子高共振态的分类尚不能作出最后定论,但对重子的高激发态来说, $SU(6)$ 理论是不适用的。看来,如果只是在基本粒子的唯象对称性理论上打转转,而不深入其内部结构和内部运动,基本粒子高激发态质量谱的特征是无法解释的。

二

近几年来实验上陆续发现了许多正宇称的介子共振态^[1],如 $f(1253)$, $A_2(1320)$, $D(1280)$, $A_1(1070)$, $S^0(710)$ 等等(括号内的数字代表该粒子的质量,单位为 Mev)。我们曾试图把 $J^P = 1^+$ 的介子共振态放在 $SU(3)$ 群的27维表示中,但并未成功^[2]。后来我

* 《毛泽东选集》,第一卷,第273页,人民出版社,1965。

們又試圖利用类似于处理 $\varphi-\omega$ 混合的办法研究了不同的 $SU(3)$ 多重态可能发生混合的情形, 发现混合的可能性是存在的^[3]。

从实验结果的分析来看, $K^*\bar{K}$ 共振态 $E(1420)$ 和 $\pi\rho$ 共振态 $H(975)$ 很可能具有量子数 $IJ^{PG}=01^{+-}$, 而 $K\bar{K}\pi$ 共振态 $D(1280)$ 的量子数为 $IJ^{PG}=01^{++}$ 。在 $SU(6)$ 理论里我們知道, 能够包含三个 $IJ^P=01^+$ 粒子的 $SU(6)$ 超多重态的最低維数是 405。

实验上还有一些值得注意的事实, 就是 K^+K^+ 共振态 (1280) 和 $I=\frac{3}{2}$ 的介子共振态 $K_{3/2}^*(1265)$ 的发现, 从强子的层子模型的观点来看, 认为介子只是由一个层子和一个反层子构成的显然不能解释这一事实, 因而有必要进一步考查由两个层子和两个反层子组成的情形。

另一方面我們注意到在苏联有人试图把正宇称的介子共振态 归入 $SU(6)$ 群的 189 維表示^[4], 但是在他們的工作里沒有把两类荷称不同的赝矢量介子区分开, 而且許多粒子的奇异旋也指定錯了。例如: 把 $f'(1520)$ 和 $f(1253)$ 的奇异旋顛倒了, A_1 的奇异旋本应为零, 而作者却指定为 1。即使这样指定也沒有得出确切的結論。如果更正了这些錯誤, 理論計算的結果将同实验发生更大的偏离。

基于上述考虑, 我們尝试把正宇称的介子共振态归入 $SU(6)$ 群的 405 維表示。

$SU(6)$ 群包含两个子群鏈:

P 鏈: $SU(6) \supseteq SU(3) \otimes SU(2)_I \supseteq SU(2)_I \otimes U(1)_Y \otimes SU(2)_I$

U 鏈: $SU(6) \supseteq SU(4) \otimes SU(2)_S \otimes U(1)_Y \supseteq SU(2)_N \otimes SU(2)_I \otimes SU(2)_S \otimes U(1)_Y$

其中 J 、 I 、 Y 、 S 、 N 分别代表自旋、同位旋、超荷、奇异旋、正常旋。 P 鏈基矢由量子数 J^2 、 J_3 、 I^2 、 I_3 、 Y 及 $C_2^{(3)}$ 来描述, U 鏈基矢由量子数 J^2 、 J_3 、 I^2 、 I_3 、 N^2 、 S^2 、 Y 及 $C_2^{(4)}$ 来描述。

以 $H_{\gamma\delta}^{\alpha\beta} = H_{c\bar{c}, d\bar{d}}^{\alpha A, \beta B}$ 記介子 405 重态。(这里的希腊字母、小写的拉丁字母、大写的拉丁字母分别代表 $SU(6)$ 、 $SU(2)$ 、 $SU(3)$ 指标)。在 P 鏈中 $H_{\gamma\delta}^{\alpha\beta}$ 可分解为下面的形式:

$$\begin{aligned} H_{\gamma\delta}^{\alpha\beta} = & \chi_{cd}^{ab} \left[T_{CD}^{AB} + \frac{1}{2\sqrt{5}} \delta_{(C}^A \delta_{D)}^B \right] + \frac{1}{4\sqrt{6}} \delta_{(C}^A \delta_{D)}^B \varphi + \frac{1}{4} \delta_{(c}^a \delta_{d)}^b T_{CD}^{AB} + \\ & + \frac{1}{\sqrt{320}} \delta_{(c}^a \delta_{d)}^b \delta_{(C}^A \delta_{D)}^B + \sqrt{\frac{5}{16}} \left[\epsilon^{ab} \chi_{cd} \epsilon^{ABE} (\epsilon_{CEG} \psi_D^G + \epsilon_{DEG} \psi_C^G) + \right. \\ & + \epsilon_{cd} \chi^{ab} \epsilon_{CDE} (\epsilon^{AEG} \psi_G^B + \epsilon^{BEG} \psi_G^A) \left. \right] + \frac{1}{4\sqrt{3}} \left[\epsilon^{ab} \chi_{cd} \epsilon^{ABE} (\epsilon_{CEG} \psi_D^G + \right. \\ & + \epsilon_{DEG} \psi_C^G) - \epsilon_{cd} \chi^{ab} \epsilon_{CDE} (\epsilon^{AEG} \psi_G^B + \epsilon^{BEG} \psi_G^A) \left. \right] + \frac{1}{2} \epsilon_{cd} \chi^{ab} \epsilon^{ABE} d_{CDE} + \\ & + \frac{1}{2} \epsilon_{cd} \chi^{ab} \epsilon_{CDE} d^{ABE} + \frac{1}{4\sqrt{3}} \delta_{(c}^a \delta_{d)}^b T_{CD}^{AB} + \frac{1}{\sqrt{15}} \left[-\frac{1}{32} \delta_{(c}^a \delta_{d)}^b \delta_{(C}^A \delta_{D)}^B \right. \\ & + \left. \frac{15}{16} \epsilon^{ab} \epsilon_{cd} \epsilon^{ABE} \epsilon_{CDF} \psi_E^F \right] + \frac{1}{2\sqrt{14}} \left[-\frac{1}{24} \delta_{(c}^a \delta_{d)}^b \delta_{(C}^A \delta_{D)}^B - \epsilon^{ab} \epsilon_{cd} \epsilon^{ABE} \epsilon_{CDE} \right] \varphi. \end{aligned}$$

式中 χ_{cd}^{ab} 、 χ_c^a 分别代表自旋为 2 和 1 的自旋波函数, 而 T_{CD}^{AB} 、 d_{ABC} 、 ψ_C^A 和 φ 则分别代表 $SU(3)$ 的 27 重态、10 重态、8 重态和单态的么旋波函数, 小括号代表对称化。

在 U 鏈中有如下分解:

$$405 = (84, 1) + (36, 2) + (\overline{36}, 2) + (15, 3) + (15, 1) + (10, 3) + (10, 3) + \\ + (4, 4) + (\overline{4}, 4) + (4, 2) + (\overline{4}, 2) + (1, 5) + (1, 3) + (1, 1)。$$

括号里的第一个数字代表 $SU(4)$ 群不可約表示的維数, 第二个数字代表奇异旋多重态数。

利用群共軛 $R = Ce^{i\pi\sigma_2}$ 来定义电荷共軛算符 $C^{(5)}$, 其中 σ_2 是泡利自旋矩陣的第二分量, R 是 $SU(6)$ 群的共軛变换。由此定义不难看出, 在 405 重态中

$J=2, 0, Y=0$ 同位旋为整数的諸粒子荷称为正;

$J=1, Y=0$ 同位旋为整数的粒子有两种:

由 $SU(3)$ 的 T^{27} , ψ_s^8 及 $d_{10} + d_{10}$ 混合而得的諸粒子的荷称为負, 而由 $SU(3)$ 的 ψ_a^8 及 $d_{10} - d_{10}$ 混合而得的諸粒子荷称为正。

这样, 405 重态中諸粒子的量子数便可完全定下来了。

在計算介子质量分裂时, 我們采用如下质量公式:

$$m^2 = a + bJ(J+1) + c \left[2S(S+1) - C_2^{(1)} + \frac{Y^2}{4} \right] + \\ + d \left[I(I+1) - \frac{Y^2}{4} + N(N+1) - S(S+1) \right] + eC_2^{(3)}。$$

这里忽略了 $m_{189}^{2(8)}$ 及高于 1000 維的表示对质量算符的貢獻。在 U 鏈中质量算符只有 $C_2^{(3)}$ 是非对角化的, 經過計算发现其非对角項对质量的影响很小。这表明 U 鏈可以近似地代表真实的物理鏈, 因此在最后的計算中我們便完全丢去了非对角項的供献。

实验上 $IJ^{PC} = 01^{++}$ 的共振态 $D(1280)$ 和 $J^P = 2^+$ 的几个粒子, 如 $f(1253)$, $f'(1500)$, $A_2(1320)$ 和 $K^*(1405)$ 都是比較肯定的。以这些粒子的质量作輸入, 便可得~~到~~^到以下結果: (1) $J^P = 1^+$ 的共振态, 例如 $A_1(1070)$, $B(1220)$, $E(1420)$, $K_{3/2}^*(1270)$, $C(1215)$, $K\pi\pi(1175)$ 和 $K\pi\pi(1320)$, 其质量的理論值与实验值符合得較好。看来, 已发现的 $J^P = 1^+$ 的大部分共振态都可以归入介子 405 重态。(2) $K_{3/2}^*(1270)$ 和 $K^+K^+(1280 \pm 20)$ 的存在得到了滿意的解释。(3) 預言了 6 个 $J^P = 2^+$ 和 7 个 $J^P = 0^+$ 的粒子的存在。(4) 但在計算的結果里沒有 $\kappa(725)$ 和 $H(975)$, 它們可能属于另外的多重态, 或者也可能不是共振粒子。

质量譜的計算結果同現有实验符合尚好, 但对此分类方案还不能作出完全肯定的結論。是否存在 $SU(3)$ 的 27 重态, 此方案所預言的 $J^P = 0^+, 2^+$ 的許多高共振态是否存在, 尚待实验进一步檢驗。

对于 405 重态介子的 S 波两体强衰变, 其 S 矩陣形式如下:

$$S = a_0 I_0 + \sum_{i=1}^2 b_i I_{i\mu}^\nu \tau_\nu^\mu,$$

其中 a_0, b_1, b_2 是三个 $SU(6)$ 不变的参数,

$$I_0 = H_{\beta\mu}^{\gamma\delta} \left[M_\gamma^\beta(1) M_\delta^\mu(2) + M_\delta^\mu(1) M_\gamma^\beta(2) \right], \\ I_{1\mu}^\nu = H_{\beta\mu}^{\gamma\nu} \left[M_\delta^\beta(1) M_\gamma^\delta(2) + M_\gamma^\delta(1) M_\delta^\beta(2) \right], \\ I_{2\mu}^\nu = H_{\beta\mu}^{\gamma\delta} \left[M_\gamma^\beta(1) M_\delta^\nu(2) + M_\delta^\nu(1) M_\gamma^\beta(2) \right] +$$