

物理译丛

β 和 γ 放射性专集

科学出版社

物 理 譯 丛

β 和 γ 放 射 性 专 集

梅 鎮 岳 等 編 譯

科 学 出 版 社

1 9 6 3

內 容 簡 介

本书从苏、美、德等国杂志选譯了有关 β 和 γ 放射性研究的論文 11 篇。这些文章大致分属三个方面。第一方面是宇称不守恒和 β 衰变基本規律的研究,包括論文四篇(第一至四篇),它們介紹了宇称不守恒发现后几年中对 β 衰变所进行的主要工作概况和所得到的結果。第二方面是 β 和 γ 譜及原子核結構的研究,共包括四篇文章(第五至八篇),它們分別报导了这一方面的若干理論的和实验的工作。第三方面是 γ 射綫“无反冲”共振吸收(所謂默斯包厄尔效应),这里选譯的三篇文章(第九至十一篇)报导了这方面的一些初期工作。

本书可供原子核物理科学工作者及大学师生参考。

物 理 譯 丛

β 和 γ 放射性专集

梅鎮岳等編譯

*

科学出版社出版 (北京朝陽門大街 117 号)

北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1963 年 10 月第 一 版

书号: 2863 字数: 203,000

1963 年 10 月第一次印刷

开本: 850×1168 1/32

(京) 0001—2,650

印张: 7 13/16 插頁: 2

定价: 1.40 元

編者前言

自从物理譯报丛刊“低能原子核物理学专集”出版以来，又已經过去几年了。在这期間，低能原子核物理这一門在原子核物理学中历史最悠久的学科又有了新的、影响深远的发展。事实上，正是在那本集刊的編譯过程中出現了轰动全世界的弱相互作用中宇称不守恒的理論。虽然物理譯报曾单为宇称不守恒和有关論文刊印过一期譯文。不过那时事态正在发展，收集的論文非常不全面，尤其是实验方面的論文能收集到的只是些簡短的通信。現在已經可以收集到比較全面的关于宇称不守恒問題的总结性論文，例如本书中的柯努平斯基 (Konopinski) 的論文就是这一方面的一篇很完整的总结性論文。

近年来在 β 和 γ 放射性的研究中除宇称不守恒和有关問題的研究外，在利用原子核能譜研究原子核結構上也有不少新的进展。苏联学者达維多夫 (Давидов) 所倡議的非軸对称原子核的轉动态理論就是一个典型的例子。

事实上，近年来在低能原子核物理学上最引起世界上各实验室注意的是原子核 γ 射綫的“无反冲”共振吸收。在这个效应得到証实以后，人們已把它应用在証实普遍相对論的紅移效应以及原子核外界环境引起的 γ 射綫譜的超精細結構等現象中去，看来它的应用将是非常广泛的。

虽然在低能原子核反应方面近年来同样也在飞跃地迈进，例如直接反应机制的闡明，多电荷加速粒子引起的反应方面的工作的开展等，都是具有重大意义的。可是正如前面所談的，在 β 和 γ 放射性方面的研究已經有这样多的新发展，把介紹这方面进展的論文編譯成一个文集单独出版，看来是适宜的。

本册中的 11 篇論文大致分属三个方面：宇称不守恒和 β 衰变

基本規律， β 和 γ 譜与原子核結構，以及 γ 射綫的无反冲共振吸收。这正好代表近年来 β 和 γ 放射性研究的三个最主要的方面。

在宇称不守恒和 β 衰变基本規律方面的譯文共有 4 篇，除了“从电子-中微子角关联的測量确定 β 衰变相互作用的形式”这一篇是綜述性的实验工作报导外，其余三篇都是总结性的文章。

“ β 放射性規律的实验澄清”一文全面总结了由于宇称不守恒的发现所引起的一系列研究工作中所得到的关于 β 衰变基本規律的澄清。这篇文章可以和早些时候关于 β 衰变基本規律的总结性文章，尤其是“低能原子核物理专集”中的“ β 衰变理論实验方面的澄清”那一篇合起来看。我們可以很清楚地看到，在宇称不守恒被发现以后，人們对于 β 衰变基本規律的認識有了哪些轉变。

“从电子-中微子角关联的測量确定 β 衰变相互作用的形式”这一篇描述 β 衰变中的原子核反冲实验。这是决定 β 衰变基本規律的关键实验之一。由于技术上的困难，这种实验所得到的結論一直是不很明确的。这篇文章所报导的实验进行得比较好，有一个明确的結論，即把 β 衰变中相互作用的形式肯定为 A 和 V 。

研究 β 衰变中宇称不守恒和有关問題时，最重要的实验显然是用极化放射性原子核来进行的那一些，不过有关的技术是相当困难和复杂的，而且不能普遍应用。可是，我們也能利用 β 粒子的纵向极化和 γ 射綫的圆极化来进行这方面的有重要意义的实验观察。“阴阳电子的极化”和“ γ 射綫圆极化的測量”分别是关于这两方面測量技术的总结性文章，值得准备在这些方面开展工作的实验工作者参考。

关于 β 和 γ 譜与原子核結構方面的譯文共有 5 篇。其中“偶-偶与奇原子核的轉动能”一篇是达維多夫在全苏核譜會議上的报告。这篇文章总结性地介绍了他和他所领导下的工作者所进行的原子核結構理論的研究。这是阿·玻尔 (A. Bohr) 原子核結構理論的进一步发展。他們认为有非軸对称原子核轉动态的存在。这种理論所得到的結果和实验数值符合得很好。

“在希土区域中偶原子核的 0^+ 能級”一文，着重在介绍原文中

的总结性部分，所以只翻译原文的一部分。译文系统地总结了希土区域中偶原子核的 0^+ 能级的实验数据，读者看过这篇文章后，对于这方面实验工作的现状和目前理论的预期可以有一个较为明确的概念。

“ Ho^{160} 的衰变和 Dy^{150} 的能级图”一文具体介绍了在变形核区域进行能谱测量的一个例子。从这里可以很明显地看到原子核能谱测量是一个极其细致的工作，对于数量和质量都有一定的要求。“ Dy^{161} 的能级”这一论文分做两部分：实验部分和理论部分。这是一个很好的例子，突出地表明在原子核能谱研究中理论和实验密切配合的必要性。理论和实验的密切配合是现代科学研究的总的趋势，不过在目前从 β 和 γ 谱来研究原子核结构这一问题上，对于这种配合的要求更为明显。

“无反冲” γ 射线共振吸收是近年来的一个新发现，在温度足够低的情况下，在晶体晶格中的原子核吸收或放射 γ 射线时的反冲受到晶格束缚能的限制，可以不表现出来。在这个方便的条件，下，我们就能利用原子核 γ 跃迁能级宽度非常狭窄的特点来进行测量或肯定一些牵涉到超精细结构的效应。例如第十篇译文所报导的是利用它来测定原子核外界的原子环境对于 γ 射线谱的细微影响，第十一篇译文所报导的是利用它初次在地球表面上的实验室中证实普遍相对论中所指出的红移效应的存在。

在“无反冲” γ 射线共振吸收方面，除前面所提到的两篇短文外，我们还翻译了一篇比较完整的论文。那是默斯包厄尔 (Mössbauer) 本人所写的对于这个效应的首先的报导。它是值得我们翻译出来，介绍给广大读者的。

编者限于自己的水平和时间，对于稿件的选择、编排和翻译等一定会有不恰当和错误的地方，希望读者加以指正。

末了，编者谨向参加选题和校稿的郑林生先生和于敏先生表示衷心的感谢。

梅镇岳 1960年9月

目 录

編者前言.....	iii
β 放射性規律的實驗澄清.....	1
从电子-中微子角关联的測量确定 β 衰变相互作用形式	70
阴、阳电子的极化.....	88
γ 射綫圓极化的測量.....	132
偶-偶与奇原子核的轉动能	159
在希土区域中偶原子核的 0^+ 能級	175
Ho^{160} 的衰变和 Dy^{160} 的能級图	189
Dy^{161} 的能級	202
I. Tb^{161} 衰变的实验研究.....	202
II. 理論部分.....	216
Ir^{191} γ 輻射的核共振吸收.....	227
Fe^{57} 的极化譜和超精細結構	236
用 Fe^{57} 中的默斯包厄尔效应作重力場紅移的測量.....	240

β 放射性規律的實驗澄清^{*†}

柯努平斯基 (E. J. Konopinski)

自从在这个年刊中上次的一篇总評^[1]发表以后，对于 β 放射性的了解已有很大的变革。这个变革是由李政道和楊振宁的惊人学說^[2]开始的，他們认为，对于在弱(或“衰变”)相互作用中所产生的射綫，大自然在左右之間有所分辨。这个假設首先在对原子核 β 衰变的观察中得到証实^[3]，它对于 β 衰变有多种多样的預言。它預言了一些从前沒有人认为会存在的現象，例如所放射出的电子的极化。因此，我們就可能有新的类型的实验来增加研究 β 放射性的方式。所以，把基本的李、楊假設的討論(“宇称守恒的推翻”)作为本文的开端是恰当的。

即使李、楊假設沒有被証实，关于 β 放射性的結論也得經過一番彻底的修改，因为相当巧合，以前关于放射出的电子和中微子的方向关联的結論也被推翻[主要是阿伦 (Allen) 等的工作^[4]]。这个问题由于古德哈伯 (Goldhaber) 等所安排的巧妙的实验^[5]而开始得到解决，这将在后面談到。

和旧观点的推翻相联系的激动在美洲、欧洲和以色列引起一系列輝煌的实验。結果是不用精細的数学分析，而几乎是逐字逐句地直接用实验观察把 β 放射性的規律写下来。这个过程的具体情况我們将在“关键实验”中談。只是在这以后才开始考虑更数学化的公式。

理論公式实质上仍具有費米所写出的形式^[4,6]，这就产生一个有意味的問題：为什么虽然費米理論在长于 20 年的时期中，沒有提示过那些現在已公認的例如 β 电子是极化的那样的事实，而却

* 本文原載于 *Annual Review of Nuclear Science* 9 (1959), 99.

† 本文参考的文獻截至 1959 年 3 月 1 日为止。

仍能保持下来？我們將看到，这个理論基本上保持不变，而且从最近的情况看来，費米理論原来的形式比以后所試过的各种修正要更接近精确一些。如費米所建議的，所产生的衰变輻射和两个流（4元矢）的相乘积成正比，每个流同一个带电的和一個中性粒子間的相互轉換（中子 $\longleftrightarrow$ 質子，电子 $\longleftrightarrow$ 中微子）相关連。理論所必需改变的是：只允許分类为“左旋”的自旋态参加（“V-A定律”）。在这种分类中必須把“右旋”反粒子看做和“左旋”正常粒子相等。

我們这里所采用的定义是：如果当粒子以接近光速的极限速度运动时，它的自旋和运动方向平行反向，那末，我們把这种自旋态称为“左旋”的。只有中微子的极化是完全的，它只以光速运动。所以只有左旋螺旋的中微子（或是右旋螺旋的反中微子）产生。如果費米相互作用是唯一的中微子来源，那末就不需要用多于用来描述其它自旋为 $1/2$ 的粒子的自由度的半数来描述它。正、反中微子的区别就正是左旋和右旋螺旋的区别。我們也可以不用正中微子或反中微子这两个名詞，而采用純左旋或純右旋中微子的說法（“两分量中微子理論”）。

用适当的流代替（中子 $\longleftrightarrow$ 質子）或（电子 $\longleftrightarrow$ 中微子）流，我們可以把費米理論成功地推广到原子核 β 衰变以外的过程中去。如果用（ μ 介子 $\longleftrightarrow$ 中微子）流代替（中子 $\longleftrightarrow$ 質子）流，这个过程就是 μ 介子衰变。如果用（ μ 介子 $\longleftrightarrow$ 中微子）流代替（电子 $\longleftrightarrow$ 中微子）流，这个过程就成为原子核对 μ 介子的俘获。 π 介子衰变可以解释成： π 介子首先虚分裂为核子-反核子对，然后核子对以費米过程衰变（参看“普适費米相互作用”）。

由于核子和介子場間的強相互作用所引起的对核子态的修正所产生的問題还没有得到解决。它們的确定的解答也許还得等到有一个更能完全計算的 π 介子-核子相互作用理論以后（見最后一节）。

宇称和电荷对称、宇称守恒的推翻

預期大自然对于产生右旋和左旋的情况應該沒有偏袒这一点

会体现在宇称守恒的原则中。我们可以对照两个实验安排，使其中的一个另一个的镜像，来很好地澄清这种预期。实际上推翻这种预期的第一个实验是这种实验的一个很好的例子。这个首创的实验是吴健雄等在美国标准局所进行的^[3]。

实验的基本情况是这样的：把为避免热激动的干扰而冷却到极低温度($\sim 0.01^\circ\text{K}$)的放射性钴(Co^{60})放在导线做成的螺旋线圈内。在线圈没有通电流时，钴源各向同性地放射出电子。惊人的发现是：当线圈通电流时，向与线圈轴平行的一个方向发射出的电子比另一个相反方向所发射的要多。这个发现的示意图表示在图 1 的上方。

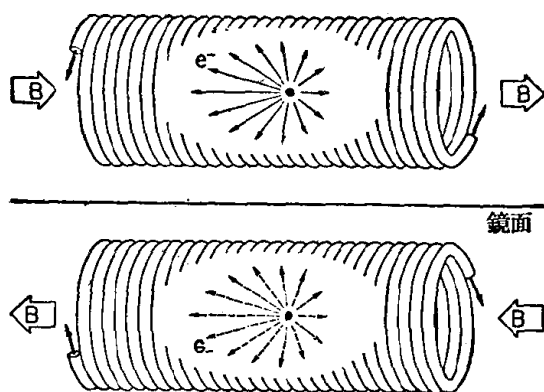


图 1

图 1 中线圈头上的箭头代表电流的方向。从放射源发出的箭头定性地代表辐射强度的分布，较长的箭头代表较大的强度。在边上注上字母 B 的大箭头表示螺旋线圈中磁场的方向。这个磁场使得原子核 Co^{60} 的自旋 I 有一定取向。因此我们可以把这个实验的结果解释成电子放射倾向于和原子核自旋方向平行反向。

从下面的理由看来，无论怎样解释，实验的发现都可以认为是惊人的。设想我们把图 1 中上半部的实验安排和图中下半部所表示的它在平分图 1 的水平面中的镜像比较（注意，代表磁场方向的大箭头不需要互为镜像，因为它只作为判别实际电流的磁效应的辅助标识）。如图中所示，对于镜像实验，我们可以预期极大多数

电子向左发射。实际所观察到的情况正好相反。图 1 下半部所表示的鏡象強度分布不是所观察到的情况。很明显，要进行鏡象实验，只需把原来安排的电流反向，因此預期強度分布也应该相反。如果首先我們能肯定輻射是左右对称的，两种預期都可能实现。在实际上发现任何左右的不对称性，立刻就会破灭根据鏡象設想的預期。

預期一个实验的鏡象也应该代表一个正确的实验，当把实验改在同一实验室的另一个房間中进行(在均匀空間中“移动运轉中的不变性”)，或当把全部实验装置轉向一个新的方位(在各向同性的空間中“轉动运轉中的不变性”)，或当把它在不同時間内进行(“对于時間轉移的不变性”)时，会得到可以相比較的同样的結果。

一个完整的系統(一个孤立系統)对于在空間和時間中轉移的不变性要求它的能量和綫性动量守恒。轉动运轉下的不变性要求圍繞着任何軸的总角动量守恒。类似地，反射运轉下的不变性要求“宇称”守恒。

宇称守恒效应在經典現象中并不显著，主要因为在那里通常牵涉到的只是些有一个混合宇称的安排。不过，所有較強的相互作用都符合宇称守恒的要求，目前发现只有弱(或衰变)相互作用不遵守这个原則。在上面所描述的、揭露在 β 衰变中宇称不守恒的同一实验中，就有在較強的电磁相互作用中宇称守恒的例子。 Co^{60} 的 β 衰变跟随着 γ 輻射，后者具有根据前面的分析对于宇称守恒所預期的前后对称性。

宇称原則的破坏并不是普遍的这一事实产生一个新的問題；泡利在私人通信中表示：“为什么神只是微弱地左旋？”他很注意只有在弱相互作用中左右两边的对称性消失这一事实。从一些作者所提出的建議^[7a-7d]中，我們可以部分地感到放心。事实上，这个建議是：前面所提出的照鏡的观念是不全面的，认为一个电荷的鏡象应该是一个符号相反的电荷，实在也就等于說，每个粒子的鏡象是它的反粒子。根据这个观点，在 Co^{60} 实验中正确的檢驗反射

下的不变性牵涉到把 Co^{60} 源换成“反 Co^{60} ”源！当然，这样的 一个 检验在最近的将来是办不到的，所以看来这个建议很稳当地不会遭到反证；不过，经过一系列推理后，我们能使检验的实现成为可能，这将在下面谈到。

目前，我们相信，所提出的关于机械照镜必须和“电荷共轭”在一起的“联合宇称”的建议，并不干扰我们对于普通的宇称守恒的电磁相互作用的了解。所有单纯的电磁效应都是和两个电荷的相乘积成正比例的。两个“因子电荷”的符号同时改变时，总效应不改变。当一个孤单的电子减速时，它会放射出射线，虽然辐射的强度只和它自己的电荷 $-e$ 有关，可是这个关系也是以 $\alpha = e^2/\hbar c$ 的组合形式表达出来的。电磁相互作用对于电荷共轭单独是有不变性的；所以根据联合宇称原则它们仍有和以前所了解的那样的普通宇称守恒。

有关宇称和电荷共轭的公式

用公式来描述宇称的过程时，采用“空间反演”（对于一点的反射）比考虑象图 1 所表示的在平面镜中的反射要方便些。我们可以看出，对于在平分图 1 的平面上的一个合适的点的反演所产生的象和平面反射所产生的象的不同，是在于它要绕着一个垂直轴转过 180° 。设想有转动下的不变性（角动量仍守恒！），此时，空间反演所检验的实际上和平面反射所检验的是同一的不变性。可是，空间反演的公式要简单些。我们可以用从反演点出发的矢量 $\mathbf{r}$ 来代表空间位置。空间反演就可以用替换公式 $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ 来描述。空间反演运算可以用符号 P 来表示， $Pf(\mathbf{r}) \equiv f(-\mathbf{r})$ ，这里 $f(\mathbf{r})$ 是任何在描述中出现的函数。

所有和 $\mathbf{r}$ 行为相同的矢量（“极矢量”）在空间反演中都改变符号。确定一定电子发射方向的动量矢 $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ 就是这样的一个极矢量。这是因为当 $\mathbf{r}$ 改变符号时，速度 $\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$ 也必须改变符号：

$$P\mathbf{v} = -\mathbf{v}.$$

代表磁場的矢量 $\mathbf{B}$ 是“軸矢量”的一个例子，在空間反演下它的行为正和极矢量相反： $P\mathbf{B} = +\mathbf{B}$ 。表示磁場相对于周轉的电流的螺旋方向的符号原則一經选定以后，它必須保持这一定关系。另一个軸矢量的例子是电子繞着反演点运动的軌道角动量 $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ 。在空間反演下， $P\mathbf{r} = -\mathbf{r}$ ， $P\mathbf{p} = -\mathbf{p}$ ，所以 $P\mathbf{L} = (-\mathbf{r}) \times (-\mathbf{p}) = +\mathbf{L}$ 。

磁場对于原子核 Co^{60} 的效应是使后者的內在自旋 $\mathbf{I}$ （已知大小是 5 单位）順着磁場方向取向。沒有自旋 ($I = 0$) 的原子核不能有任何各向异性；只有从把已有单独軸（如 $\mathbf{I}$ ）的原子核极化，磁場才能对高速电子的运动方向发生相当大的影响。所发现的強度分布可以写成和

$$1 + A\hat{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{v}/c \equiv 1 + A(v/c)\cos\theta_{el} \quad (1)$$

成正比例，这里 $\hat{\mathbf{I}}$ 是在原子核自旋 $\mathbf{I}$ 方向上的单位矢量， θ_{el} 是电子运动方向和自旋軸所成的角度。如果系数 A 是由公式(1)所确定的，則 Co^{60} 实验的結論是 $A = -1$ ¹⁾。

我們得到一个和 $\mathbf{I} \cdot \mathbf{v}$ 成正比例的強度分量。因为 $\mathbf{I}$ 和上面的 $\mathbf{L}$ 一样是角动量，所以 $P\mathbf{I} = +\mathbf{I}$ ， $P\mathbf{I} \cdot \mathbf{v} = -\mathbf{I} \cdot \mathbf{v}$ 。虽然空間反演可以看做只是从右手参考系轉換到左手参考系，可是在空間反演下我們发现強度的一个分量（一羣观察到的粒子）改变符号。这里所談到的量并不是普通的标量，而是一个赝标量。这是宇称不守恒过程的特性，它們产生強度的赝标量分量。

我們可以用 $P = 1$ 来代表宇称守恒，和用 1 乘一样，这表示 P 的运算沒有改变什么东西。 $P \approx 1$ 将代表宇称不守恒，例如，当 $A \approx 0$ 时， $P(1 + A\hat{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{v}/c) = 1 - A\hat{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{v}/c$ 。

我們也可以引入“电荷共轭算符” C ，用 $C = 1$ 来代表粒子和反粒子相轉化时的不变性。上面所建議的联合宇称原則可以用公

1) 如果說公式(1)的角分布已經測定，得到 $A = -1$ ，那么，这是对于实际实验^[8]的准确度的一种夸张的說法。实际上所測量的只是电流反向前后沿着磁場軸向所观察到的強度比。測量結果和 $A = -1$ 相符合。我們并不在这里对所达到的准确度作出估計，因为我們的分析只需半定量地用到測量的結果。

式 $CP = 1$ 来表示。因为在 β 衰变中发现 $P \approx 1$, 联合宇称原则认为在这些过程中应该有 $C \approx 1$, 即单是电荷共轭运算下应该没有不变性。正如前面所谈, 电磁相互作用比衰变相互作用有较高度的对称性; 因此对于前者不仅 $CP = 1$, 而且单独地有 $C = 1$ 和 $P = 1$ 。

要在衰变相互作用中验证联合宇称原则, 我们必须能对电荷共轭运算下没有不变性(也就是 $C \approx 1$) 找到一个实验验证, 而且实验必须这样地证明 $C \approx 1$, 即使得它能和 $P \approx 1$ 相补偿, 从而得到 $CP = 1$ 。

在验证电荷共轭下的行为的过程中, 为了避免采用反粒子放射源, 我们必须采取比较长的一系列推断。我们可采用所谓“CPT 理论”^[8a,b,c]。这个理论在 C, P 和 T 中间建立一种关系, 其中 T 代表“时间倒向”运算, 当它作用在任何描述时间的量时有 $Tf(t) = f(-t)$ 的效应。这个理论的主题 $CPT = 1$ 是时空正变换的普通洛伦兹不变性的一个结果。

根据 CPT 理论, 如果我们能证明实验要求 $T = 1$, 也就是时间倒向运算下的不变性, 我们就能证实联合宇称原则 $CP = 1$ 。对于 β 衰变实验如何检验这一点, 将在把详细的公式引入以后再来讨论。下一节将首先讨论在说明详细公式以前对讨论较为有利的那些方面。

关 键 实 验

所有原子核的 β 过程可以用“正常关系”

$$p + e^- \longleftrightarrow n + \nu \quad (2)$$

来表示。根据通用名词, 相对于反粒子, 这里每个符号代表一个“正”粒子。在轨道电子(e^-)俘获的过程中, 原子核中的一个质子(p)转换成一个中子(n), 同时放出一个单能的中微子(ν)。在阳电子(e^+)发射的过程中, 电子是从周围的“负能量电子的真空海洋”中俘获过来的, 所形成的“空穴”作为阳电子而被观察到。在阴电子发射的过程中, 一个中子从“真空海洋”中俘获一个中微子, 从而

形成一个反中微子($\bar{\nu}$)。在后两种过程中各有一对“輕粒子”¹⁾(e^+ , ν)或(e^- , $\bar{\nu}$)产生, 这些粒子主要是統計式地分担释放的能量(W_0), 所以我們观察到一个以 $W_0 - mc^2$ 作为“端点”动能的电子能量的連續譜。所有这些事实以及其它許多将来在需要时要引入的事实的事实証实已經有几十年, 所以和它們有关的那些“关键实验”不再在本文內重复。本文只是对于那些揭露上次同一题目的評論^[1]发表以后的新的事实实验加以較为詳細的注意。

費米和 GT 輻射

β 过程的一个突出的特性是每个过程要有四个自旋为 $1/2$ 的粒子(或“費米粒子”)参加。当一对輕粒子发射时, 它們所形成的态可以分析为一个“单重态”和一个“三重态”。在单重态中, 輕粒子的自旋是平行反向的, 所以总自旋是 $S = 0$ 。在三重态中, 它們是平行的, $S = 1$ 。总自旋 S 是在所謂“容許”型的 β 衰变中从原子核所带走的全部角动量。如果同时要輻射軌道角动量 (L), 輕粒子波必須这样分布, 使得在原子核 β 衰变中可能有的动量 ($L = r_e \times p_e + r_\nu \times p_\nu$) 条件下, 它对原子核的平均距离比原子核半径要大。当波的主体必須这样在离它的源相当远的地方产生时, 它的产生率是很小的, 在容許衰变的情形中完全可以忽略不計。

只有当最后的原子核态 (和开始的态相差一个 $n \leftrightarrow p$ 替换) 在能量上可能得到, 而且有一个 $I_f = I_i + S$ 的角动量 (原子核自旋), 容許跃迁 ($L = 0$) 才出現。单重輻射明显地要求 $I_i = I_f$; 这是所謂“費米选择定則”, 在容許衰变中产生单重輻射的衰变相互作用称为“費米耦合”。在三重輻射过程中 $I_f = I_i + 1$, 所以在大小上 $I_f = I_i$ 或 $I_f = I_i \pm 1$ 。要求 $\Delta I = I_f - I_i = 0, \pm 1$ 是所謂“伽莫夫-忒勒”或“GT”选择定則。十分明白, 如果同时有 $I_i = I_f = 0$, 則在这种情形下即使 $\Delta I = 0$, 也不能对于三重輻射得到角动量平衡。所以对于 $0 \rightarrow 0$ 跃迁的禁止也是 GT 选择定則

1) “輕粒子”是对于任何比核子輕的、自旋为 $1/2$ 的粒子的总称。

的一部分,从这些情况看来,可以允許有純費米輻射($0 \rightarrow 0$ 跃迁)和純 GT 輻射($\Delta I = \pm 1$)的情形。(現在我們可以看到, Co^{60} 的 $5 \rightarrow 4$ 跃迁产生純 GT 輻射.) 在容許跃迁 $\Delta I = 0, I_i \neq 0$ 的情形中,同时包括費米和 GT 輻射,两者的比例要根据分別由費米和 GT 耦合来达到所要求的最后原子核态的相对难易来决定. 任何一个熟悉輻射理論的人都可以看出,这里所談到的因子就是通常包含在所謂“源矩”中的那一些.

因为单重态和三重态是互相正交的,象在容許跃迁 $\Delta I = 0$ 的情形中一样,当两种輻射同时发射时,我們預期它們不会互相干涉. 如果观察到态的形成不受到限制,这种想法是正确的. 否則,例如观察只限于一定极化的原子核,情况就不一样.(当我们对于产生 $6 \rightarrow 6$ 跃迁的 Mn^{52} 那样的情形重复上面所談到的 Co^{60} 实验时,就有費米-GT 輻射干涉出現,費米輻射只有經過这种干涉才能对电子角分布的各向异性作出貢獻;这是因为容許費米輻射本身不从原子核带走角动量,所以不受它的自旋方向的影响.) 普通未极化原子核的放射源只产生互相不干涉而迭加的費米和 GT 輻射.

我們應該可以从比較放射不同相对数量的单重和三重輻射的原子核的衰变率来得到費米和 GT 耦合的相对強度. 衰变率还和主要耦合強度以外的其它因素有关. 值得注意的是,在一定的事例中可能有的能量,以及那里影响电子运动的原子核庫仑場等. 校正这些因子所引起的差异长久以来是已經知道的^[1]. 标准的方法是不直接采用观察到的衰变率,而是比較“ ft 值”(=“比較半衰期”). 观察到的中子半衰期是 11.7 ± 0.3 分^[10],可是它的“比較半衰期”却是 $(ft)_0 = 1170 \pm 35$ 秒. 純費米跃迁($0 \rightarrow 0$)的 O^{14} 的 $(ft)_0 = 3160 \pm 12$ 秒^[11a,b].

費米和 GT 相互作用的耦合強度可以分別用“耦合常数”的平方 $|G_F|^2$ 和 $|G_{GT}|^2$ 来表示. 两者都对于 $I_i = \frac{1}{2} \rightarrow I_f = \frac{1}{2}$ 的中子衰变有貢獻. 当中子放射沒有自旋的費米輻射时,一个一定的

中子只可能有一个最后自旋态：那就是一个和原来中子取向一样的质子。不过当中子放射 GT 辐射时，因为 $S = 1$ 有三种可能的取向，对于每一种取向，质子有两种可能的取向 ($\pm 1/2$)；这 6 个态是原来中子两种可能取向所产生的，所以 GT 辐射以后，每个一定的中子有三个终态。预期中子的衰变率应该和

$$(ft)_n^{-1} \sim |C_F|^2 + 3|C_{GT}|^2 \quad (3)$$

成正比例。

用同样尺度，我们对于纯费米辐射的 O^{14} 必须加以权重 2；根据分析，这个情形的初态自旋 $I_i = 0$ 是原子核 O^{14} 中的两个对等的质子的总效果，它们中间的任何一個都可以转化，使得 β 过程有同样的能量。所以

$$\frac{(ft)_n^{-1}}{(ft)_o^{-1}} = \frac{|C_F|^2 + 3|C_{GT}|^2}{2|C_F|^2} = \frac{3160 \pm 12}{1170 \pm 35}$$

一些类似的 $0 \rightarrow 0$ 情况，例如 Al^{26} 的 $ft = 3050 \pm 60$ 秒， Cl^{34} 的 $ft = 3110 \pm 70$ 秒^[11a,b]，这些事实都支持了 O^{14} 的数据。结论是

$$|C_{GT}|^2 / |C_F|^2 = 1.47 \pm 0.06. \quad (4)$$

很多理论物理学家都关心如何来解释这个数值和 1 的分歧^[12a-d]。

电 子 极 化

在前一节我们简单地总结了关于电子和中微子自旋的相对取向为已知的情况。现在我们要探讨一下电子自旋取向和它自己的运动方向的关系，也就是电子波的极化。

当我们发现 Co^{60} 所放射的阴电子对于发射方向有一个偏向时，我们立刻就明白它们必须有一个净的极化。如前面所描述的，电子倾向于向原来原子核自旋 $I_i = 5$ 的反方向发射。这时要辐射掉 1 个单位的角动量 ($I_f = 4$)，所以整个辐射的自旋 $S = 1$ 倾向于取电子速度的反方向。至少在这个放射 GT 辐射的情形中，阴电子有一个“左旋”的纵向极化。

幸运地，在 Co^{60} 实验中所采用的困难的原子核初始极化在研