

3S_1 态电子偶素 3γ 衰变的连续 γ 射线能谱的全谱测量

张天保 唐孝威 王蕴玉

(中国科学院高能物理研究所)

李耀清

(中国科技大学近代物理系)

王少阶

(武汉大学物理系)

摘 要

采用很轻重量的气凝硅胶样品作为电子偶素源以减小散射 γ 射线的干扰, 把高纯锗 γ 射线探测器的定时分辨能力在很低能区改进到 $\text{FWHM} = 5\text{ns}$, 在具有时间选择功能的高纯锗 γ 能谱仪上对 3S_1 态电子偶素 3γ 衰变的连续 γ 能谱进行了全谱测量, 所获得的谱形在实验误差内很好地与 Ore-Powell 理论预言一致, 同时否定了他们的统计计算所给出的谱形.

一、引 言

电子偶素 (Positronium) 是电子和正电子组成的 QED 体系, Ore 和 Powell^[1] 以及 Akhcezer 和 Berestetskii^[2] 计算了 3S_1 态电子偶素 (亦称为 orthopositronium, 缩写为 o-Ps) 3γ 衰变放出 γ 射线的能谱

$$F(E_\gamma) = \frac{4}{9\pi} \left(\frac{r_0}{a_0} \right)^3 \left\{ \frac{E_\gamma(m - E_\gamma)}{(2m - E_\gamma)} - \frac{2m(m - E_\gamma)^2}{(2m - E_\gamma)^3} \ln \frac{m - E_\gamma}{m} \right. \\ \left. + \frac{2m - E_\gamma}{E_\gamma} + \frac{2m(m - E_\gamma)}{E_\gamma^2} \ln \frac{m - E_\gamma}{m} \right\},$$

式中 E_γ 是放出光子的能量, 以电子静止质量 m 为单位, a_0 是玻尔半径, $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$. 此能谱是一条从 0 到最大能量为 $mc^2 = 511 \text{keV}$ 内的连续分布的曲线. 在过去的 30 年中, 对这个公式曾有过小部分能区的实验检验^[3-5], 缺乏全谱测量. 在 QCD 的体系中, 人们预言由层子和反层子组成的共振态的三胶子衰变与 3S_1 态电子偶素 3γ 衰变有相同的机制并有相同形式的衰变能谱^[6,7], 所以实验获得 3S_1 态电子偶素衰变 γ 射线的全能谱形状会

有更普遍的兴趣。

我们利用已经发展的气凝硅胶电子偶素源技术^[6]并改进了文献[5]的实验装置,以谱分解方法获得 510keV—100 keV 能区内 3S_1 态电子偶素 3γ 衰变的 γ 谱形,在 100keV 以下,用所谓平衡过滤片方法^[9]进行了谱的测量。

二、实 验

1. 实验装置

测量装置的几何安排见图 1. 选择透明度良好、密度为 0.16g/cm^3 的气凝硅胶作为电子偶素源的实验样品,磨成 $\phi 10\text{mm} \times 10\text{mm}$ 圆柱形状,重量约 125mg; 沿圆柱体样品的

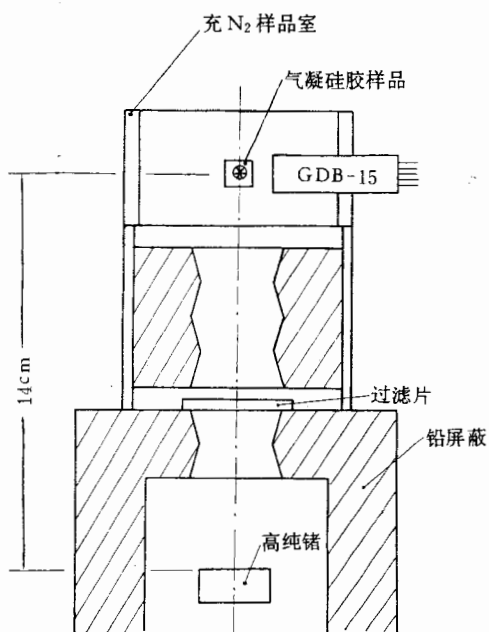


图1 测量装置简图

轴线单开端挖一 $\phi 3\text{mm} \times 6\text{mm}$ 的阱, $1.7\mu\text{Ci}$ ^{22}Na 滴入塑料闪烁薄膜的夹层中再置入阱中; ^{22}Na 的 β^+ 粒子穿过闪烁膜所发生的闪烁光被快速光电倍增管 GDB-15 收集产生触发信号, β^+ 粒子停留在气凝硅胶样品中形成高产额的电子偶素; 将样品连同光电倍增管装入薄窗样品室中, 充入一大气压纯氮气长期保存使用。以上安装条件可以保证占总数 80% 的 β^+ 粒子停留在样品中并给出触发信号, 又其中 $\sim 20\%$ 的 β^+ 形成 3γ 衰变的 $o\text{-Ps}$ 原子。由于使用的气凝硅胶样品总重量很小, γ 射线在其中的散射效应是很轻微的。保持气凝硅胶样品与高纯锗探头间距离 14cm, 几何张角 0.2%, 保证 3γ 射线间的加合效应很小。

实验装置的电子学部分是一套具有时间选择功能的高纯锗 γ 谱仪, 其安排和文献[5]

中相同, 通过重新调整, 在覆盖 30keV 到 510keV 所关心的能区内, 得到了良好的系统的时间分辨率 $\text{FWHM} = 5\text{ns}$. $1.7\mu\text{Ci}$ ^{22}Na 在高纯锗探测器上的射线总计数率为 100 个/秒, 脉冲堆积效应约 0.1%. 谱仪连续工作一个月, 能量移动 $< 0.2\text{keV}$, 时间移动 $< 0.5\text{ns}$.

2. 测量 $o\text{-Ps}$ 湮没的初始 γ 能谱

正电子在气凝硅胶中湮没可粗分为长的和短两种寿命组分。短寿命 ($\leq 4\text{ns}$) 组分中包含自由湮没、 $p\text{-Ps}$ 湮没及 $o\text{-Ps}$ 在气凝硅胶的微粒内的曳离湮没等过程, 它们全部是放 2γ 射线; 长寿命 (我们实测值为 $125 \pm 4\text{ns}$) 组份中大部份是我们感兴趣的 $o\text{-Ps}$ 的 3γ 衰变过程。将谱仪系统的时间窗选择在距时间零点 (由触发探测器 GDB-15 给出) 为 43ns—263ns 处, 可以有效地避开短寿命组份的影响而使 $o\text{-Ps}$ 3γ 衰变事例得到良好的

选择.

图 2(a) 是在时间窗作用下由高纯锗 γ 谱仪测得的 o -Ps 湮没的初始 γ 谱形 (已扣除偶然符合本底), 其中 511 keV 处的峰来自 o -Ps 和气凝硅胶微粒表面碰撞所致的曳离过程, 我们用 $^{64}\text{Cu } \beta^+$ 的 2γ 湮没谱作参考谱予以扣除, 得修正的 3γ 谱如图 2(b). 修正的 3γ 谱中不含能量高于 511 keV 的 γ 射线的谱, 它应是待测的 o -Ps 衰变的 γ 谱被高纯锗探测器响应后的产物. 为了解谱我们需要知道高纯锗探测器对各种能量 γ 射线的相对光峰效率及响应曲线全貌 (即各种能量下的单能谱).

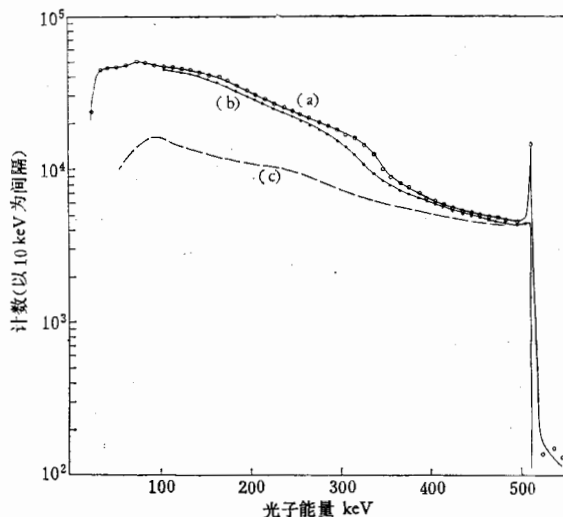


图 2 (a) o -Ps 湮没 ($3\gamma + 2\gamma$) 的初始谱, (b) 扣除 2γ 后的修正的 3γ 谱, (c) 修正的 3γ 谱中的信号计数部分

3. 相对光峰效率曲线的测量及内插产生单能谱系列

我们利用各 γ 射线分支比已经很好知道的 ^{152}Eu 、 ^{133}Ba 和 $^{169}\text{Yb}^{[10-12]}$ 放射源进行高纯锗探测器的光峰效率刻度, 由于实用时存在时间选择电路的影响等, 需要效率刻度实验在相同或等效条件下进行. 实验测得各 γ 射线的光峰面积经衰变分支比校正后, 在 200 keV 到 510 keV 能区, 拟合得光峰效率 P 与光子能量 E (以 MeV 为单位) 之间关系式 $\ln P = -0.041717 - 2.04128E$, 在曲线两端加轻微修正后, 可以认为在此能区内效率刻度误差为 1%. 在 200 keV 以下, 实验点共 13 个, 作图得效率曲线, 认为效率刻度误差为 3%. 所测得的效率曲线表示在图 3.

放射性同位素 ^{85}Sr (514 keV)、 ^{196}Au (411.8 keV)、 ^{54}Cr (319.8 keV)、 ^{203}Hg (279.1 keV)、 ^{177}Lu (208.3 keV) 和 ^{144}Ce (145.4 keV) 在高于 100 keV 能区有比较单一的 γ 射线, 我们测出它们在高纯锗探测器上的响应谱形, 经修正去除分支比极弱的 γ 射线混杂并按主峰面积归一得标准单能谱, 用计算机程序内插方法产生单能谱系列, 从 510 keV 起往下每隔 10 keV 产生一张内插谱直到 100 keV. 我们对这种内插方法的误差进行了检验: 把 ^{85}Sr 等参与内差拟合的实测谱数据点与内插产生出的计算谱数据点相比较, 偏差统计值在 3%;

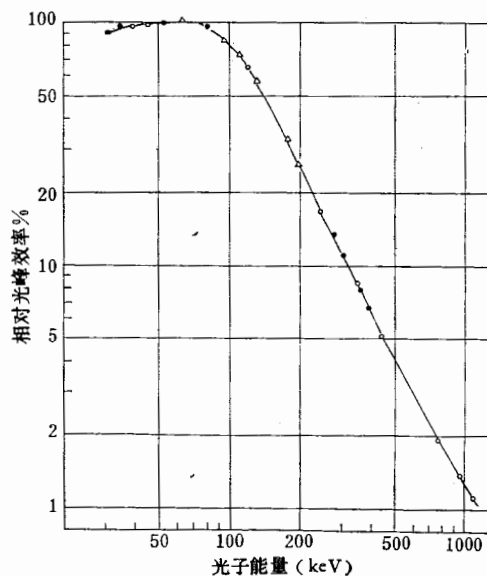


图 3 高纯锗探测器的相对光峰效率曲线

● ^{133}Ba 实验点 ○ ^{152}Eu 实验点 △ ^{169}Yb 实验点

用未参与内插拟合的 482keV 实测谱(由 ^{181}Hf 的 γ 谱中剥出)和内插计算谱相比较,统计偏差为 4.5%; 在 180keV 以下能区, 以上偏差都有所增大. 这种偏差表示实测谱与内插谱在康普顿部分的不重合情况.

4. 谱分解方法解谱

图 2(b) 中所谓修正的 3γ 谱与待求的 o-Ps 衰变的 γ 谱(真 3γ 谱) 之间的关系可表示为

$$\sum a_{ij} X_j = Y_i$$

其中 Y_i 表示修正的 3γ 谱在第 i 道(每道 10 keV) 内的计数, a_{ij} 是经高纯锗探测效率校正到统一源强的能量为 E_j 的内插谱在第 i 道内的计数, X_j 表示待求的真 3γ 谱在 $E=E_j$ 的谱强度. 用矩阵方程来表示有

$$AX = Y$$

其中 A 是由内插单能谱系列诸元素 a_{ij} 构成的三角形矩阵, Y 是修正的 3γ 谱数据点构成的向量矩阵. 用回代法来求谱强度 X .

以上有关高纯锗光峰效率曲线拟合、内插产生单能谱系列及谱分解法解谱等计算程序见文献[13].

谱分解法所得 o-Ps 衰变 3γ 谱的数据点绘于图 4 中.

实验误差可分为三项: 计数统计误差; 高纯锗探测器效率刻度误差; 解谱误差. 统计误差可根据原始计数按数据处理步骤传播计算得出. 探测器效率刻度误差已在第 3 节中讨论. 关于解谱误差可以根据第 3 节中关于内插过程误差的讨论结合图 2 来进行估计: 图 2(c) 表示解谱过程中的有用信号计数部分, 由解谱结果给出的谱强度除以探测器光峰效率得出; 图 2(b) 与图 2(c) 各对应点之差是解谱过程中的噪声计数部分, 它们是 γ 谱的

康普顿部分的多重堆积;解谱的误差应该来源于噪声计数的误差对信号计数的传播,根据第 3 节中关于内插过程误差的讨论,我们取噪声计数的误差(即康普顿部分的内插误差)为 4.5%,根据各谱点的信号与噪声比值情况估算出解谱误差.表 1 列出不同能区内我们对各项误差的估计.

表 1 500keV—100keV 能区谱强度测量的实验误差

能区	keV	500—380	380—260	260—180	180—100
实验误差, %	高纯锗效率刻度	1	1	3	3
	计数统计	1.7	1.8	1.7	1.4
	解 谱	0.9	0.9—4.5	4.5—9	9—14
	总 误 差	2.2	2.2—4.9	5—9.6	10—14.4

5. 平衡过滤片方法测谱

在 100keV 以下能区,由于谱信号越来越弱、较高能量 γ 射线的康普顿堆积不减少、以及由于所使用的 ^{198}Au 、 ^{203}Hg 及 ^{177}Lu 等放射源存在强烈的 X-射线谱使得不能得到精密内插谱等原因,谱分解方法随着失效.在 X-射线荧光分析中的所谓平衡过滤片方法是熟知的元素分析方法,它通过射线的“平衡过滤”来选择含在强散射本底中的弱的特征 X-射线信号来测定元素含量,我们利用这个方法测量被强的高能 γ 射线康普顿谱所掩盖下的弱的 α -Ps 衰变 γ 射线谱的低能谱段.方法的原理是基于这样的事实,元素对 γ 射线的吸收曲线在 K、L 等吸收边处有阶跃变化,原子序数邻近的二元素的 K 吸收边可以组成过滤能窗,调节由二元素分别制作的过滤片的厚度,可以使它们对能量落在能窗外的 γ 射线有相同的吸收,两次测量的计数平衡抵消,能量落在能窗内的 γ 射线则可以通过两次测量的计数差被检测.

实用上我们选择了四组平衡过滤片元素,它们是 Bi-Pb (能窗 90.521keV—88.001

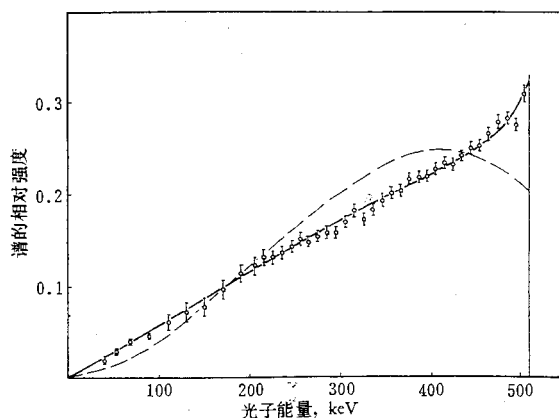


图 4 实验结果与理论计算的比较

--- 统计计算谱 (Ore-Powell) — QED 计算谱 (Ore-Powell)
 ⊗ 我们的实验

keV), Re-Ta (能窗 71.662keV—67.400keV), Dy-Gd (能窗 53.789keV—50.229keV) 和 Ce-Ba (能窗 40.449 keV—37.410keV). 测量仍在图 1 的装置上进行. 利用高纯锗探测器具有很高能量分辨率这一优点, 可以清楚地消除过滤片本身荧光谱的影响, 所得净计数经窗宽校正及计数效率校正等步骤, 得到与谱分解法得到的具有同一坐标系的谱强度数据. 这些结果表示于图 4 中.

实验误差主要来自于计数统计、平衡过滤片修正及高纯锗效率曲线测量等项误差, 总误差大体 10%, 一并表示在图 4 中.

三、讨 论

图 4 表示出了我们对 $o\text{-Ps } 3\gamma$ 衰变能谱全貌测量的实验结果, 大体说它是一条具有最大能量为 511keV 的连续的单调上升的函数. 图 4 还给出了 Ore-Powell^[1] 早期的最低级的 QED 理论计算的谱形和他们给出的一种统计计算的谱形, 实验结果是与 QED 计算符合的, Chi 平方检验等于每自由度 0.92, 同时否定了他们的统计计算, Chi 平方检验为每自由度 27.6. 最近, G. Adkins^[4] 对 $o\text{-Ps } 3\gamma$ 衰变能谱进行了一级辐射修正项的 QED 计算, 相对说来, 在谱的接近 0 点的低能端有大于 1% 的修正, 在接近于 511keV 的高能端有小于 1% 的修正, 我们目前的实验尚不能检验这些修正项. 此外, Adkins 用一种不同于 Ore-Powell 的近似方法所得统计计算谱为一条穿过 0 点的直线, 和我们目前实验趋势上无矛盾. 所以, 进一步改进实验精度来研究这条谱线的细致结构仍是有意义的工作.

到目前为止, 有关 $o\text{-Ps } 3\gamma$ 能谱测量共有四件工作. Lewis 等人^[3]的工作是早期实验, 得到与 QED 计算不一致的结果是由于实验条件不具备; Debenedetti 等人^[4]给出十个测量点在误差 15% 内与 QED 计算符合是一件有意义的工作; 文献[5]利用了核探测技术和计算技术的近期发展, 在高能谱段得到了误差 3% 内与 QED 计算符合的实验结果; 我们这次实验主要是改进文献[5]中已使用的 β^+ 触发技术、电子学的定时技术以及实验装置上考虑减少散射射线的干扰, 得到了能谱的全貌. 可以设想, 进一步改善统计、寻找更合理的所谓单能谱系列及进行更精密的探测器效率刻度等是进一步改进实验的途径.

致 谢

北京核仪器厂张省吾提供了合用的小型光电倍增管 GDB-15, 高能所张长春赠给了气凝硅胶样品, 高能所王淑英计算了 $o\text{-Ps}$ 湮没寿命, 高能所谢怡诚进行了理论上的帮助, 作者在此一并致谢.

参 考 文 献

- [1] A. Ore and J. Powell, *Phys. Rev.*, **75** (1949), 1696.
- [2] A. Akhiezer and V. Berestetskii, *Quantum Electrodynamics*, (Interscience Publishers, 1965).
- [3] G. M. Lewis and T. G. Ferguson, *Phil. Mag.*, **44** (1953), 1011.

- [4] S. Debenedetti and R. Siegel, *Phys. Rev.*, **94** (1954), 955.
[5] 张天保、王少阶、李耀清、唐孝威, 物理学报, **32**, (1983), 635.
[6] S. J. Brodsky and S. D. Drell, *Annual Rev. Nucl. Sci.*, **20** (1970), 147.
[7] P. Söding and G. Wolf, *Annual Rev. Nucl. Part. Sci.*, **31** (1981), 231
[8] 张天保、王蕴玉、张长春、王少阶, 高能物理与核物理, No. **1**, (1983), 1.
[9] C. Broquet, G. Robin and M. Vacher, ORNL-11c-10, (1967).
[10] K. Debertin, *Nucl. Instr. Methods*, **158** (1979), 479.
[11] R. Vaninbroukx and B. Denecke, *Nucl. Instr. Methods*, **193** (1982), 191.
[12] R. J. Gehrke, R. G. Helmer and R. C. Greenwood, *Nucl. Instr. Methods*, **147** (1977), 405.
[13] 李耀清, 硕士论文, (1982), 未发表,
[14] G. Adkins, *Annals of Physics*, **146** (1983), 78.

MEASUREMENT OF THE WHOLE GAMMA-RAY ENERGY SPECTRUM IN o-Ps 3γ GAMMA-DECAY

ZHANG TIAN-BAO TANG HSIAO-WEI WANG YUN-YI

(*Institute of High Energy Physica, Academia Sinica*)

LI YAO-QING YIU KE

(*University of Science and Technolgy of China*)

WANG SHAO-JIE

(*University Wuhan*)

ABSTRACT

Using a very light silica aerogel sample as the o-Ps source to reduce the scattered γ rays and a high purity Ge (HPGe) γ energy spectrometer with a precise timing channel for event selection, the continuous γ ray energy spectrum from o-Ps 3γ decay has been measured in the whole spectrum range. The result is in a good agreement with the result of Ore-Powell theoretical calculation.