# 以 eV 为单位测量电子静止质量\*

张天保 王海东 王淑英 沈智奇 杨广明 (中国科学院高能物理研究所,北京 100080)

孟 伯 年
(EG &G公司中国代表处)

## 摘 要

以  $^{192}$ Ir 的  $\gamma$  射线的能量准确值作为比较标准,用高纯锗  $\gamma$  谱仪测出正电子在充氧气的气凝硅胶中湮没  $\gamma$  射线能量的平均值,与在真空气凝硅胶中湮没  $\gamma$  能量相比较,定出仲态电子偶素湮没  $\gamma$  能量,经对电子偶素运动的相对论效应及电子偶素结合能等修正,得出电子静止质量  $m_0c^2=510998.80\pm0.74e$ V.实验结果与电子静止质量的最近调节值在误差内一致。

#### 关键词 电子质量、电子偶素、锗 \* 能谱仪

<sup>1991-06-28</sup> 收稿,1992-01-20 收修改稿

<sup>▶</sup> 国家自然科学基金和中国科学院基金资助项目

颗粒间的自由空间中运动和衰变,当样品充人氧气,长寿命 o-Ps 通过与氧分子的弹性与非弹性碰撞<sup>[11,12]</sup>基本上转变为 p-Ps (称为 o-p 转换)。 我们曾用时间选择能谱仪选择 o-p 转换的 p-Ps,并测量其衰变  $\gamma$  射线的能量,推出电子静止质量值 511002.1 ± 2.5 eV<sup>[13]</sup>,实验误差 2.5 eV 仍较大,主要是用作能量标准的 <sup>106</sup>Ru  $\gamma$  射线 511856.2 ± 2.3 eV<sup>[14]</sup> 的精度差以及对使用的  $\gamma$  谱仪的非线性情况了解不够所致。

本工作仍采用充氧的气凝硅胶 p-Ps 源,但改用能量准确知道的  $^{192}$ Ir  $\tau$ 、射线  $^{163}$ 作标准并伴随测量,用密布平移测谱办法扫描出谱仪非线性结构,通过比较定出 p-Ps 的  $\tau$  能量,再经结合能等修正给出电子静止质量新的测量值。

## 一、实 验

#### 1. 样品和放射源

样品为密度  $0.1g/cm^3$  的气凝硅胶,尺寸  $\phi18mm \times 9mm$ ,两片。正电子源为  $8\mu$ Ci  $^{22}$ Na,滴入 Kapton 膜中再夹入样品。因源和支撑材料的吸收,约 88% 的  $\beta^+$  粒子停止和湮没在气凝硅胶中,真空条件下,占  $\beta^+$  粒子总数 23.4% 成为  $3\gamma$  衰变的 o-Ps,充入 1 气压氧气后,它们大部分通过 o-p 转换变成 p-Ps (占总  $\beta^+$  数的 20.7%).约  $15\mu$ Ci 的  $^{192}$ Ir(半衰期 74.4 天)用作比较源,分成两个贴放在样品盒前后两端,共利用  $^{192}$ Ir 9 条  $\gamma$  射线,能量准确值  $^{1151}$  分别 为  $205795.49 \pm 0.07eV$ ,  $295958.25 \pm 0.13eV$ , $308456.89 \pm 0.15eV$ , $316507.89 \pm 0.18eV$ , $468071.47 \pm 0.27eV$ , $484577.97 \pm 0.41eV$ , $588584.46 \pm 0.72eV$ , $604414.63 \pm 0.23eV$  和  $612465.62 \pm 0.26eV$ . 长时间测量中  $^{192}$ Ir 强度减弱,曾给予补充。另一些放射源的  $\gamma$  射线也曾用作辅助测量,有  $^{198}$ Au( $^{412}$ keV), $^{181}$ Hf( $^{482}$ keV), $^{103}$ Ru( $^{497}$ keV), $^{85}$ Sr( $^{514}$ keV) 和  $^{137}$ Cs( $^{5662}$ keV) 等。

#### 2. 高纯锗γ谱仪系统及γ能谱测量

 $\gamma$  谱仪为 Ortec 公司产低能光子谱仪,平面型锗探头,尺寸  $\phi$ 44mm × 15mm, 能量分辨

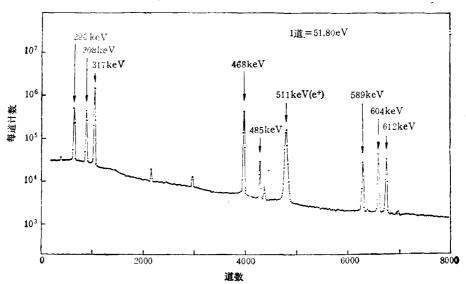


图 1 正电子在充 1 气压氧气的气凝硅胶中湮没的 7 能谱。1931 r 伴随测量

FWHM = 1.12keV (对 514keV  $\gamma$ ), 电子学部分包括谱放大器、偏置放大器、8192 多道缓冲器和在线微机。谱放大器与多道之间插入偏置放大器是为了可以方便地选取和平 移 测 量 谱区。谱仪硬件和软件一般技术性能检验情况见文献[13]。

正式测谱时,谱放大器时间常数固定为  $2\mu s$ ,实验室温度保持在  $21\pm0.5$ °C,样品和放射源放在锗探头前方中心线 15cm 处,为抑制低能  $\gamma$  射线进入探测器,在 7.5cm 处插 1mm 铅、0.5mm 镉和 3mm 铝作为滤片。 调偏置放大器的偏置阈测谱,图 1 示出测得的 192Ir 伴随的正电子在样品充 1 气压氧气条件下的  $\gamma$  能谱,其中有 8 个 192Ir 的显著  $\gamma$  峰和一个较宽的正电子湮没 511keV 能峰,类似的测量进行过多次。

## 3. γ射线峰的峰位确定

实测 $\gamma$ 峰的形状主体是一个Gaussian 再加峰低能侧一个'尾函数' <sup>[8,9]</sup>,我们定义 Gaussian

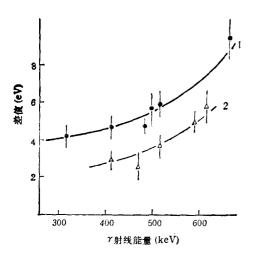


图 2 峰的 Gaussian 中心与峰重心之间 差值与 r能量的关系

用<sup>137</sup>Cs, \*\*Sr, <sup>181</sup>Hf, <sup>198</sup>Au, <sup>192</sup>Ir 放射源测. 1——谱计数率~1000cps, 2——~5000cps 部分的中心为 $\gamma$ 峰的峰位。实用上因谱仪漂移经常使实测峰的 Gaussian 拟合失败 ( $\chi^2 \gg 1$ ),我们用 Mariscotti 寻峰法[io]求包括尾函数在内的峰的重心(谱仪软件 A60-BI, Ortec),计算稳定。选择一些满意的峰求 Gaussian 峰位和峰重心,计算两者差值表示于图 2. 实用时只计算峰重心,再按图 2 修正得 Gaussian 峰位。 不同计数率下的修正曲线不尽相同,可巧这些曲线相互平行,意味着不同计数率下测谱相当于把同一谱作微小平移,因此计数率效应的修正在以下平移测谱的数据处理中不再必要。以下叙述中所说的 峰位指Gaussian 峰位,由峰重心数据经图 2 修正得出。

## 正电子在充氧1气压气凝硅胶中湮没γ 能量的测定

计算出图  $1 + \frac{1}{2}$  Ir 的  $8 + \frac{1}{2}$  个峰的峰位,发现 r 能量 E 与峰位道数 x 之间不呈线性关系。有关系

 $E = a + bx + \delta(x)$ ,其中 a 和 b 是常数,a 代表截距,bx 代表谱仪线性部分, $\delta(x) \ge 0$  代表非线性偏离。参照文献[14,17]的作法但与其结果不相同,我们谱仪的非线性  $\delta(x)$  不能以二次或三次等简单曲线表达。 通过细致测量和分析滑移脉冲计数(用 GL-3 型滑移脉冲产生器,美国 BNC 公司产)的分布和  $^{60}$ Co Compton 坪的计数分布,看到  $\delta(x)$  在 8192 道内有 15个峰状起伏,起伏振幅约为线性部分的< 0.15%。 为确定  $\delta(x)$  的形状也即对谱仪进行准确刻度,我们采用密布平移测谱办法,如图 1 的谱,以 60 道和 100 道为步进单位,平移(相当于改变 a)测谱共 131 次,得峰位值 869 个。 在数据处理中,约定 317keV 和 604keV  $\gamma$  峰位(当它们中之一不出现在谱上时以 468keV 或 205keV 峰位替代)用于确定对应测量中的 a 和 b 值,以 296keV, 308keV, 589keV 和 612keV 峰位值用于扫描  $\delta(x)$  的结构,留出 468keV 和 485keV 峰位与正电子湮没峰位相比较并确定后者的能量值。

部分数据点及扫描出的  $\delta(x)$  形状示于图 3.  $\delta(x)$  只在轮廓上是一个三次曲线,起伏结构以 512 道为周期清晰可见,不同能量的  $\gamma$  射线的数据点均能统计地排布并 相 互 覆 盖 在 以

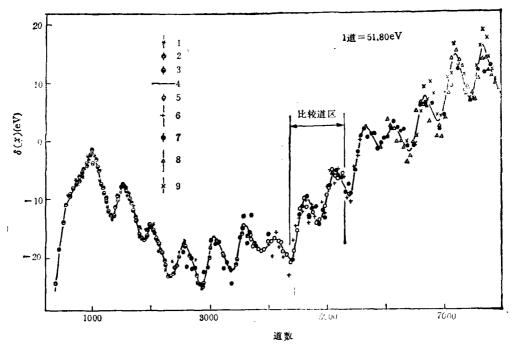


图 3 密布平移测谱法测得的谱仪非线性图 1----205keV, 2----296keV, 3----308keV, 4----317,604keV, 5----468keV, 6----485keV, 7-----e<sup>+</sup>, 8----589keV, 9----612keV

317keV 和 604keV 峰数据为基准(认为无误差)所构成的曲线(即  $\delta(x)$ )上。

规定在 4380—5300 道区内进行 468keV 和 485keV 峰位数据与正电子湮没峰位数据的比较,理由是: 在该道区内这些数据是自由的,未参与决定 a 和 b 及扫描  $\delta(x)$  的计算;测谱过程中计数率变化不大,计数率效应所引入的误差(如果有的话)可略;计数统计较好。在该道区内,468keV,485keV 和正电子湮没峰位数据点分别有 17,18 和 15 个,峰面积总计数以  $10^\circ$  为单位分别是 130,8 和 89。 分别以 468keV 和 485keV  $\gamma$  能量的准确值 468071.47 ± 0.27eV 和 484577.97 ± 0.41eV<sup>1151</sup> 为基准作比较,得正电子湮没  $\gamma$  能量值分别为 510988.25 ± 0.48eV 和 510988.06 ± 0.64eV,加权平均值为 510988.18 ± 0.39eV,误差项 0.39eV 包含能量标准的误差和本测量计数统计的误差两部分。

考虑因图 2 修正引入的误差,尝试直接用峰重心值(不作如图 2 的修正),接图 3 排布和比较,得正电子湮没 $\gamma$ 能量值为 510988.51eV,与正式结果相差 0.33eV,结合图 2 指配此项修正引入误差为 0.07eV。

关于平移比较方法本身的误差问题,强制 317keV 和 604keV 之一的平移轨迹偏离图 3 所示非线性曲线 2eV,发现对正电子湮没 $\gamma$ 能量值的影响为 0.2eV,指配此项误差为 0.2eV。

关于测量几何引起的误差问题,改变放射源在锗探测器中心线纵向位置从3-20cm,发现在大于7cm 后峰位数据稳定,横向改变不大于1cm 数据一直稳定,根据实际情况指配误差0.3 eV.

综合上述,正电子在充1气压氧气的气凝硅胶中湮没 $\gamma$ 能量平均值(表观意义上的平均)

的测量结果为 510988.18 ± 0.54eV。

#### 5. p-Ps 衰变γ能量的确定

从充氧和抽真空气凝硅胶的高分辨的正电子湮没辐射角关联曲线<sup>ttt</sup>的比较看出,两者的宽峰部分(自由湮没等过程贡献)完全相同,原始产生的 p-Ps 的峰 (中等宽度)的贡献略有差异,属于 o-p 转换产生的低能的 p-Ps 贡献的窄峰在抽真空时不出现,各部分的相对强度可由曲线分解得出。我们用锗 r 谱仪测这两种谱,固定偏置阈并用 <sup>192</sup>Ir 伴随测量,充氧 1 气压和抽真空条件下共分别测 8 次和 7 次,借 <sup>192</sup>Ir 的 r 峰位数据校准每次测量中的截距和斜率并把所有谱分别适当移位相互 '对齐',为作图方便把这些对齐的谱分类相加,其结果示于图 4,其中有关 3r 连续谱贡献部分已事先扣除。 充氧的和抽真空的谱的 511keV 峰面积计数分别 为

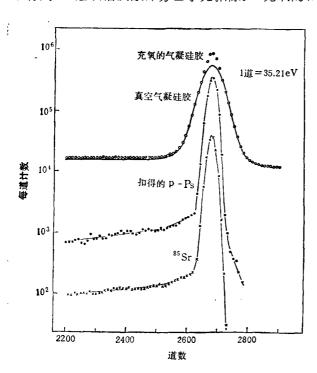


图 4 正电子在充氧和抽真空气凝硅胶中湮没的 511keV 峰、扣出的 p-Ps 峰 与 \*5Sr 的 514keV (已移位)单能 \* 峰的比较

55.2×106和 38.6×106,峰半高宽FWHM 值分别为 1.88keV 和 2.55keV。 按强度 关系从充氧的谱中扣除真空 下 所 测 谱 形,得出 o-p 转换的低能 p-Ps 衰变的  $\gamma$ 谱形,亦示于图 4, 可以看到, 它是个窄 峰,在目前锗γ谱仪能量分辨水平下,它 与单能 γ 峰形 (85 Sr 的 514keV γ) 差 别 不明显, 半高宽 FWHM = 1.18keV 与 谱仪本征分辨 1.12keV 接近。 细致 说, p-Ps 窄峰仍可看作是很多能量 接 近 而 强度不等的单能 γ 峰的混合, 模拟计算 表明,混合峰的峰位恰等于各单能峰峰 位按强度的平均,因此求出的 p-Ps 峰的 峰位对应 p-Ps 的平均动能。 从原始 8 次充氧气测量的谱中分别和 出 各 自 的 p-Ps γ峰, 我们关心 p-Ps 衰变γ峰与 充氧谱γ峰的峰位差值,换算到能量单 位, 得峰位差的平均值为10.31±0.43 eV,误差项 0.43eV 是 8 次测量的均方根 偏差,反映计数统计的贡献。

文献[11]给出充氧和抽真空两种情况下 p-Ps 原子的动量分布曲线,可以利用来计算动能分布曲线,真空下 p-Ps 的动能平均值约 1.3eV,充氧后,这部分高动能 p-Ps 的平均动能降到约 0.66eV,上述扣谱中隐含把两者视作相同,因此需要校正。根据模拟计算,应校正+0.21eV,指配误差 0.1eV.

关于如何扣除  $3\gamma$  连续谱,根据 o-Ps 衰变  $3\gamma$  连续谱的精密谱形<sup>[18]</sup>,换算到目前条件即可进行,扣除后引起 p-Ps 峰位移动 1.55eV,已含在前述运算中,现指配误差 0.2eV。

综上所述,低速 p-Ps 衰变  $\gamma$  能量平均值与正电子在充氧 1 气压的气凝硅胶中湮没  $\gamma$  能量 平均值之间相差  $10.52\pm0.49 \mathrm{eV}$ ,结合第 4 节的结果得出,由 o-p 转换产生的低速的 p-Ps 衰变  $\gamma$  能量值为  $510998.70\pm0.73 \mathrm{eV}$ 。

# 二、结果和讨论

从上述 p-Ps 的衰变 Y能量到电子静止质量之间还需经若干项修正。

电子偶素结合能  $E_{\bullet} = 6.80 \text{eV}$ ,分配于一个电子的修正量 $\frac{1}{2}E_{\bullet} = +3.40 \text{eV}$ ,误差可略。

电子偶素运动的相对论效应修正,从文献[11]给出的动量分布曲线估计,低速 p-Ps 的平均动能 K=0.13eV,根据  $mc^2=m_0c^2+\frac{1}{2}K$ ,分配于一个电子的修正量 为 -0.07eV,这里不再指配误差。

1 气压氧气密度为 0.0013 g/cm³, 充入气凝硅胶后氧占样品质量的 1.3%, 上述扣谱中 忽略正电子在气凝硅胶中与在氧中自由湮没放出  $\gamma$  能量的不同,这一项作为未认识的误差源,估计为 0.1 eV. 经过上述修正,得电子静止质量值为  $511002.03\pm0.74$  eV.

但是,返回到 <sup>192</sup>lr  $\gamma$ 能量准确测量的最初实验 Kessler<sup>LISI</sup>使用透射式双平面晶体谱仪,其中 Si 晶体的晶格间距刻度值为 0.54310271nm (0.2ppm),使用电压-波长转换系数值 V1 — 1.2398520 × 10<sup>-6</sup>eV·m (2.6ppm),到 1986 年,因实验技术进步,Si 晶格间 距值 修 改 为 0.54310196(11)nm,电压-波长转换系数修改为 1.23984244(37)×10<sup>-6</sup>eV·m,影响作为本实验能量标准的所有 <sup>192</sup>lr  $\gamma$ 能量以及上述的电子静止质量值均应乘一因子 0.9999993667。 改正后,本实验得电子静止质量值 510998.80±0.74eV,它与 1986 年的调节值510999.06±0.15eV<sup>[5]</sup> 在误差内一致。

在  $^{192}$ Ir  $\gamma$  能量测量的实验  $^{1151}$ 中,实际是测  $\gamma$  射线波长,所以本工作也相当于测 电子 的 Compton 波长  $\lambda_c = h/m_0 c$ ,结果为  $\lambda_c = 2.4263118 \times 10^{-12} m$  (1.5ppm).

关于今后实验改进问题可以注意这样几点: (1) 由于本实验的主要误差仍是计数统计误差,所以改进实验精度(例如到 0.5eV)是可能的。 (2) Paulin 早年证明<sup>[19]</sup>,Ps 原子产生于SiO。微颗粒内部而不是在表面,所以在本实验中忽略激发态的 Ps 原子 (例如 2<sup>1</sup>S<sub>0</sub> 态的 Ps\*,27 湮没)的影响是有理由的,但在今后改进中有必要细致考虑此问题。 (3) 充氧的体系在物理上仍显得复杂,改用 o-Ps 磁猝灭产生 27 射线的体系可能简单些。 (4) E, — 6.80eV 有必要实验验证。 (5)改用晶体衍射谱仪进行电子 Compton 波长(因而也是电子质量)直接测量,准确度可能到 0.2eV,是很有意义的。 (6)通过湮没辐射能量来定电子质量,其中包含正电子和电子质量相等这一 CPT 理论前提,深入研究中应予注意。

由于本工作细致扫描出谱仪非线性结构,使得用锗 $\gamma$ 谱仪测量 $\gamma$ 能量的准确度 由 eV 量级改进到 1eV 以下,这将推动核分析技术进步。

本工作为研究电子偶素体系的湮没 $\gamma$ 能量,提供了一个可利用的能量标准和实验技术,也为研究正电子,特别是电子偶素在其它物质体系中的势能函数开辟了道路。

致谢 作者对清华大学物理系郭奕玲教授和北京261厂唐存训工程师的帮助表示感谢。

#### 参 考 文 献

- [1] DuMond. J. W. and Cohen, E. R., Rev. Mod. Phys., 20(1948), 82.
- [2] DuMond, J. W. and Cohen, E. R., ibid., 25(1953), 691.

- [3] Cohen, E. R. and DuMond, J. W., ibid., 37(1965), 537.
- [4] Cohen, E. R. and Taylor, B. N., J. Phys. Chem. Ref. Data, 2(1973), 663.
- [5] Cohen, E. R. and Taylor, B. N., CODATA Bulletin 63, Nov., 1986.
- [6] DuMond, J. W. et al., Phys. Rev., 75(1949), 1226.
- [7] Knowles, J. W., Can. J. Phys., 40(1962), 237.
- [8] Fransson, K. et al., Nucl. Instr. Methods, 138(1976), 479.
- [9] Shizuma, K. et al., ibid., 138(1976), 599
- [10] 张天保等,高能物理与核物理,7(1983),1.
- [11] Kakimoto, M. et al., J Phys. B: At. Mol. Phys., 20(1987), L107.
- [12] 张天保、徐敏,高能物理与核物理,14(1990),289.
- [13] 张天保等,高能物理与核物理,15(1991),486.
- [14] Komabora, H. et al., Nucl. Instr. Methods, 206(1983), 489.
- [15] Kessler, E. G. et al., Phys. Rev. Letters, 40(1978), 171.
- [16] Mariscotti, M. A., Nucl. Instr. Methods, 50(1967), 509.
- [17] Helmer, R. G. et al., ibid., 96(1971), 173.
- [18] Chang Tianbao, et al., Phys. Letters, 157B(1985), 357.
- [19] Paulin, R. and Ambrosino, G., J. Phys. Paris, 29(1968), 263.