

# 氧分子对电子偶素的态转换\*

张天保 徐敏

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

## 摘 要

把气凝硅胶作为可变能量的电子偶素源, 用时间选择 $\gamma$ 能谱仪研究电子偶素在氧气中的运动, 验证快速电子偶素与氧分子非弹性碰撞发生的态的转换效应, 测得在两个阈能附近的截面为  $2.1 \times 10^{-17} \text{cm}^2$  和  $6.6 \times 10^{-18} \text{cm}^2$ . 研究慢速电子偶素与氧分子弹性碰撞交换电子所致态转换, 发现过程的截面与电子偶素平均速度的平方根成反比, 这一过程可以提供比较干净的仲态电子偶素源进行其它精密物理实验.

## 一、引 言

氧分子是顺磁性物质, 外层有两个未配对电子, 基态时两个电子自旋平行三重态, 记作  $X^3\Sigma_g^-$ ; 氧分子第一和第二激发态是自旋单态, 分别记作  $a'^1\Delta_g$  和  $b'^1\Sigma_g^+$ , 其能级在基态之上  $0.977\text{eV}(E_a)$  和  $1.62\text{eV}(E_b)$  处. Deutsch 和 Berko<sup>[1]</sup> 指出, 快速电子偶素(Ps)在动能超过氧分子激发态能量时, 会发生非弹性碰撞使氧分子激发, 同时交换自旋使Ps发生态的转换, 由正态(三重态, o-Ps)变为仲态(单态, p-Ps), 即 o-p 转换, 或者相反, 发生 p-o 转换. Kakimoto<sup>[2]</sup> 等人用高分辨一维角关联谱仪改变氧气的压力, 观察了这一交换自旋的非弹性碰撞过程. 低速的Ps原子与氧分子碰撞时, 也能够发生态的转换, 容易观察的是 o-p 转换, Ferrell<sup>[3]</sup> 认为这种 o-p 转换是由于Ps原子与氧分子之间交换电子引起Ps重新组态而致, 到目前为止, 由于缺乏可变能量的Ps源, 此过程的研究还限于改变样品温度作粗糙观察<sup>[4]</sup>, 理论上对这一过程有非常低的截面尚未有明确解释. 我们在用时间选择能谱仪观察Ps在真空气凝硅胶中的运动<sup>[5]</sup>时, 发现Ps原子以较高动能从气凝硅胶  $\text{SiO}_2$  微颗粒表面发射<sup>[2]</sup>到颗粒之间的自由空间中, 经碰撞、慢化到热化, 在这一过程中Ps原子的动能是不断改变的, 每个时刻有相应动能, 可以看作一个可变能量的Ps源. 设想把氧气充入气凝硅胶中, 观察每个时刻(Ps有相应动能)给出的湮没信息, 会有助于氧致Ps态转换问题的进一步研究. 本文叙述这方面研究取得的结果, 并讨论利用这些结果进行其它精密物理实验(例如 p-Ps 湮没辐射能量的精密测量)的可能性.

本文 1989 年 5 月 11 日收到.

\* 国家自然科学基金资助课题.

## 二、实 验

### 1. 实验样品

实验用充氧气的气凝硅胶样品。气凝硅胶的密度为  $0.1\text{g}/\text{cm}^3$ , 磨成  $\phi 14\text{mm} \times 10\text{mm}$  两片。当研究数十 ns 的长寿命成份时, 正电子源用  $1\mu\text{Ci } ^{22}\text{Na}$ , 把源滴入塑料闪烁薄膜中再夹入样品, 样品置入有透光端窗的金属管中, 端窗与光电倍增管阴极窗耦合成一个  $\beta^+$  触发计数器, 金属管另一端接抽气系统可以方便地充入或抽出一定气压的氧气。当研究 ns 以下的短寿命成份时, 放射源为  $5\mu\text{Ci } ^{22}\text{Na}$ , 滴入 Al 箔再夹入样品, 样品金属管置入一个大的阱式塑料闪烁体中, 测量  $^{22}\text{Na}$  的  $1.28\text{MeV}$   $\gamma$  射线作为起始探测器。

### 2. 实验装置

实验仪器为一套时间选择  $\gamma$  能谱仪, 它由正电子寿命谱仪和高纯锗  $\gamma$  能谱仪组装在一起而成, (两个谱仪又可分别用于测寿命谱和多普勒展宽谱), 谱仪有 8 个时间道, 可同时记录八种年龄的正电子或电子偶素的多普勒展宽谱。在研究长寿命成份时, 谱仪采用双探头结构, 电子学安排与文献[5]相似, 其中  $\gamma$  能谱仪采用平面型高纯锗探测器 ( $\phi 44\text{mm} \times 15\text{mm}$ ), 对  $^{106}\text{Ru}$  的  $512\text{keV}$   $\gamma$  射线的能量分辨为  $\text{FWHM} = 1.089\text{keV}$ 。寿命谱仪部份的起始探测器为  $\beta^+$  触发计数器, 停止探测器为锗探测器本身。由于这里观察的是氧对 Ps 的 o-p 转换过程给出的多普勒谱, 不需要使用磁场, 所以寿命谱仪的时间分辨改进到  $\text{FWHM} = 2.4\text{ns}$ 。在研究短寿命成份时, 谱仪采用三探头结构, 电子学安排与文献[6]相似, 其中锗探测器只用作多普勒谱测量, 寿命谱仪部份的起始为阱式塑闪探测器, 停止为  $\text{BaF}_2$  探测器, 时间分辨为  $\text{FWHM} = 0.4\text{ns}$ 。

### 3. 寿命谱测量

分别测量了样品充氧气压力为 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 和  $1.0\text{atm}$  等条件下的正电子湮没寿命谱。大体说, 寿命谱可分为三个组份: 短寿命成份 (主要含正电子自由湮没及 p-Ps 衰变) 的寿命  $\tau_1 = 0.54\text{ns}$ , 大体不随氧气压力改变而改变, 但强度  $I_1$  则改变明显; 中间寿命成份 (表示 o-Ps 在气凝硅胶  $\text{SiO}_2$  颗粒内部的 pick-off) 的强度很弱, 强度值  $I_2 \approx 2.8\%$  和寿命值  $\tau_2 \approx 2.7\text{ns}$  均不明显改变; 长寿命成份 (代表 o-Ps 在  $\text{SiO}_2$  颗粒之间的自由空间中与氧分子碰撞和湮没) 的强度和寿命均明显改变, 此外由于 o-Ps 的非热化效应<sup>[5]</sup>,  $\tau_3$  表观上劈裂为两个成份  $\tau_{31}$  和  $\tau_{32}$ 。为了标定主要包含在  $\tau_3$  中的  $3\gamma$  强度使用了‘峰法’<sup>[7]</sup>, 为了标定湮没  $2\gamma$  事例在各成份中的分配, 使用了  $2\gamma$  寿命谱仪法<sup>[5]</sup>。全部测量数据汇于表 1。

### 4. 时间选择的多普勒谱测量

谱仪运行在时间选择测能谱的条件下时, 一轮测量可得 8 个谱。图 1 给出一个谱例, 条件是气凝硅胶样品充高纯氧气  $0.2\text{atm}$ , 时间窗放在 0 时刻 (寿命谱计数峰的位置) 以后  $9.8\text{ns} - 12.2\text{ns}$  间, 相当于 o-Ps 的平均年龄  $11\text{ns}$ , 在图上  $511\text{keV}$  处出现一个很高的湮没

表 1 正电子在充氧气的气凝硅胶中的湮没参数

湮没强度和寿命	充 O <sub>2</sub> 压力 (atm)							湮没 $\gamma$ 数
	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0		
$I_{1\gamma}$ , %	68.7	73.9	74.3	74.5	75.2	75.1	主要 $2\gamma$	
$I_{2\gamma}$ , %	2.8	2.3	2.2	3.2	3.2	3.3	主要 $2\gamma$	
$I_{31\gamma}$ , %	0.3	2.9	4.3	5.4	5.9	6.3	$2\gamma$	
$I_{32\gamma}$ , %	1.6	10.1	12.2	12.4	12.4	12.5	$2\gamma$	
$I_{3\gamma}$ , %	26.6	11.7	7.0	5.0	3.7	3.1	$3\gamma$	
$I_{o-Ps}$ , %	31.3	26.1	25.7	25.5	24.8	24.9	$2\gamma + 3\gamma$	
$\tau_{1\gamma}$ , ns	0.54	0.54	0.57	0.54	0.53	0.57		
$\tau_{2\gamma}$ , ns	2.6	2.8	2.8	2.6	2.6	2.8		
$\tau_{31\gamma}$ , ns	17	24.6	18.9	17.1	15.0	12.2		
$\tau_{32\gamma}$ , ns	134 $\pm$ 2	80.0 $\pm$ 2	54.8 $\pm$ 1	46 $\pm$ 1	38.9 $\pm$ 1	32.2 $\pm$ 1		

辐射多普勒展宽谱峰。参照所用锗探测器对单能  $\gamma$  响应曲线的形状 (例如对  $^{106}\text{Ru}$  的 512keV  $\gamma$  射线峰, 响应曲线接近单高斯, 短时间测量  $\text{FWHM}=1.089\text{keV}$ , 长时间测量  $\text{FWHM}=1.096\text{keV}$ , 峰与谷之比为 130:1) 以及样品在抽真空条件下所测相同时间窗的多普勒谱形, 图 1 的谱可分解为两部份, 较宽的部份与真空条件下所得谱形相似, 来源于  $o\text{-Ps}$  与气凝硅胶  $\text{SiO}_2$  颗粒及与氧碰撞的 pick-off 过程, 由原始谱 (已扣除自然本底和  $3\gamma$  连续本底) 扣除 pick-off 谱得一个相当窄的谱, 其形状和单高斯相似, 半高宽  $\text{FWHM}(R_s)=1.181\text{keV}$ , 略宽于锗探测器的本征宽度, 它来源于  $o\text{-Ps}$  与氧分子碰撞的  $o\text{-p}$  转换过程。曾进行了样品充氧气为 0, 0.2 和 1.0atm 等条件下的时间选择多普勒谱的测量, 得到一系列属于  $o\text{-p}$  转换过程的  $p\text{-Ps}$  湮没的 0.511MeV  $\gamma$  射线的谱峰, 并得到一系列谱峰的半高宽数值  $\text{FWHM}(R_s)$ 。

在目前使用的气凝硅胶  $\text{Ps}$  源的情况下,  $\text{Ps}$  原子的初始动能是从 0—4eV 的分布, 最可机值在  $\sim 1\text{eV}$  处 (参见文献 [2]), 与玻尔兹曼分布相近。  $\text{Ps}$  原子经碰撞、慢化与样品达到热平衡, 最后的分布应该完全是室温下的玻氏分布。因此设想每个时刻的  $\text{Ps}$  动能分布均可近似由不同温度的玻氏分布来代表。文献 [6] 中证明, 服从玻氏分布的  $\text{Ps}$  原子其湮没辐射多普勒谱是单高斯分布, 令这个高斯分布的半高宽以  $\text{FWHM}(\text{Ps})$  表示。显然,  $\text{FWHM}(\text{Ps})$  与上述测得的  $\text{FWHM}(R_s)$  之间有关系:

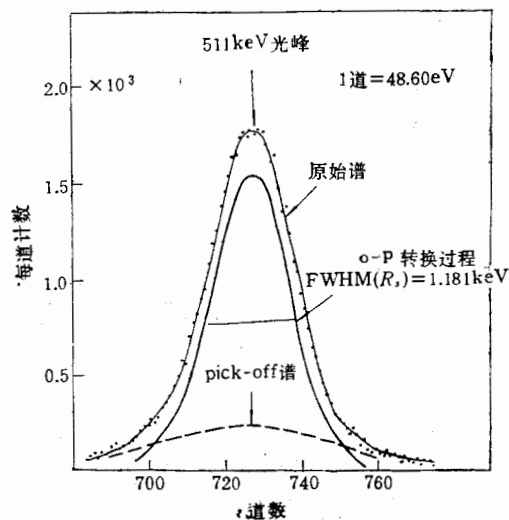
$$(\text{FWHM}(\text{Ps}))^2$$


图 1  $o\text{-p}$  转换产生的  $p\text{-Ps}$  湮没  $2\gamma$  的多普勒谱,  $o\text{-Ps}$  年龄为 9.8ns—12.2ns, 样品充氧气 0.2atm.

$$=(\text{FWHM}(\text{Rs}))^2 - (\text{FWHM}(\text{Ge}))^2, \quad (1)$$

其中  $\text{FWHM}(\text{Ge})$  是锗探测器的分辨函数的半高宽, 实验上可从测量  $^{106}\text{Ru}$  的 512keV  $\gamma$  峰求得. 根据文献[6], 可以计算任何时刻 Ps 原子的均方根动能, 公式是:

$$\bar{E} = (1.0289\text{FWHM}(\text{Ps}))^2. \quad (2)$$

图 2 表示出根据  $\text{FWHM}(\text{Rs})$  的实验值及公式 (1) 和 (2) 得出的 Ps 动能与 o-Ps 年龄的关系图(长寿命段). 在图中也绘出了一个用自由 o-Ps 与  $\text{O}_2$  及  $\text{SiO}_2$  分子弹性碰撞<sup>[6]</sup>的模型计算出的 Ps 动能变化曲线. 计算与实验符合良好, 表明 o-Ps 在这段时间的确是由弹性碰撞损失能量, 因之由公式(2)计算出的动能既是 o-p 转换后的 p-Ps 的动能, 也非常接近 o-p 转换前的 o-Ps 的动能.

图 3 表示出 Ps 动能变化曲线的短寿命段. 图中绘出根据弹性碰撞模型计算出的 Ps 慢化曲线作为比较. 在 0—2ns 内, 计算曲线与实验曲线不符合, 表明这里 o-p 转换是 o-Ps 与氧分子非弹性碰撞所致, 图中所标 Ps 动能应该是 o-p 转换后的 p-Ps 的动能, 至于 o-p 转换前的 o-Ps 的动能应该是把观测到的 p-Ps 动能加上氧分子的激发态能量. p-Ps 动能在时间 0 点处  $\sim 0.6\text{eV}$ , 在 1ns 处  $\sim 0.9\text{eV}$ , 这表明两个过程 (o-Ps 激发氧分子到第一和第二激发态) 的速率在阈能附近相差很大, 激发氧分子到第二激发态 ( $E_2 = 1.62\text{eV}$ ) 的 o-p 转换的速率要大得多, 转换过程很快结束, o-Ps 耗费的能量  $E_2$  比另一较慢过程中的  $E_1$  大很多, 所以留给 p-Ps 的动能在 1ns 处反高于在 0 点处. 能量在  $E_1 = 0.977\text{eV}$  以下的 o-Ps 以及由 p-o 转换产生的 o-Ps 将以弹性碰撞方式缓慢损失能量.

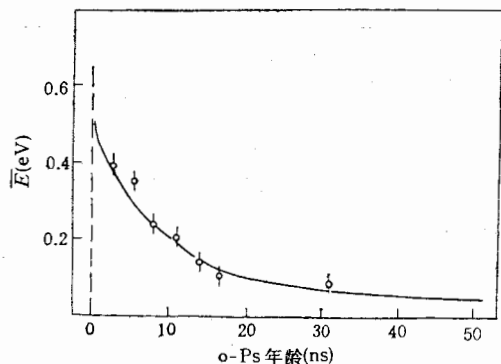


图 2 Ps 在充 0.2atm 氧气的气凝硅胶中的慢化曲线(长寿命段)  
 $\circ$  表示实验点; — 表示根据弹性碰撞模型的计算曲线

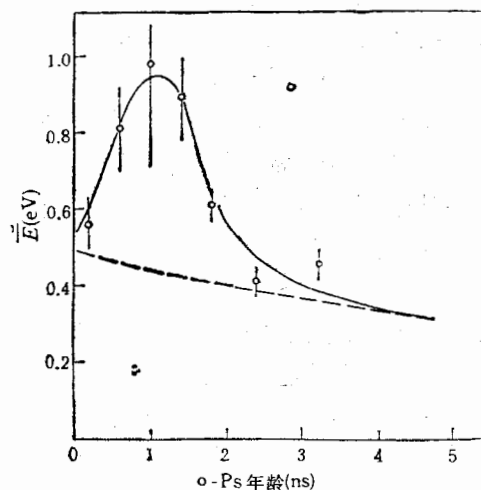


图 3 Ps 在充 0.2atm 氧气的气凝硅胶中的动能变化曲线(短寿命段)  
 $\circ$  表示实验点; — 表示实验的拟合曲线;  
 ----表示根据弹性碰撞模型的计算曲线

以上是对充氧的气凝硅胶作为可变能量的 Ps 源的叙述.

计算出所有测量谱中属于 o-p 转换过程的峰面积(即如图 1 中的窄峰面积),按计数

时间和时间窗的宽度归一后作图,称为 o-p 转换过程的寿命谱,图 4 给出充 0.2atm 氧气所得的寿命谱。谱明显地有两部份:短成份对应非弹性碰撞的 o-p 转换过程,长成份对应弹性碰撞的 o-p 转换过程。把短成份谱形按时间座标扩展表示于图 5,看到当曲线扣除长成份本底后似乎还可进一步分解为两个成份,  $\tau_b \approx 0.15\text{ns}$  和  $\tau_a \approx 0.54\text{ns}$ , 设想它们分别对应与氧分子第二和第一激发态相关的 o-p 转换过程。图 4 中的长成份不是单指数衰减,如果忽略微弱的 pick-off 过程的影响,还有 o-Ps 自衰变,其速率  $\lambda_0$  与 o-Ps 平均速度  $v$  无关,所以长成份不是单指数的原因应归结为 o-p 转换的速率与  $v$  有关。引入 o-p 转换截面  $\sigma_{o-p}$  作进一步讨论。图 4 中给出三条计算曲线,第一种情况假定  $\sigma_{o-p} \propto \frac{1}{v}$ , 因为  $\lambda_{o-p} \propto v \cdot \sigma_{o-p}$ , 这里  $v$  是 o-Ps 与氧分子碰撞的频率,它与  $v$  成正比,在这种情况下,  $\lambda_{o-p} = \text{常数}$ ,总湮没率  $\lambda_3 = \lambda_0 + \lambda_{o-p} + \lambda_{\text{pick-off}} \approx \text{常数}$ , 应该得到单成份寿命谱,这是与实验不符合的;第二种情况假定  $\sigma_{o-p} = \text{常数}$ ,  $\lambda_{o-p} \propto v \propto v$ , 关于不同时刻 o-Ps 的平均速度  $v$  可以从图 2 知道,这个假定也与实验不符合;第三种情况假定  $\sigma_{o-p} \propto 1/\sqrt{v}$ , 计算与实验符合。

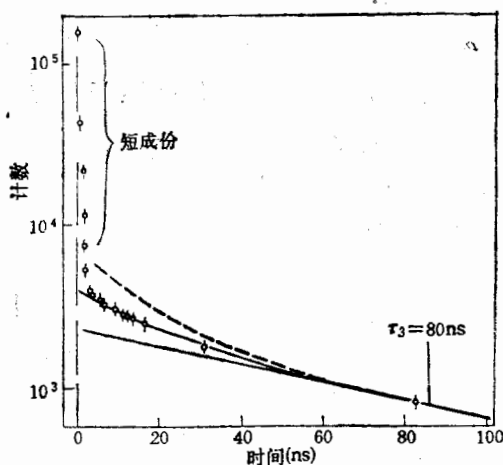


图 4 o-p 转换过程的寿命谱,气凝硅胶充 0.2 atm 氧气

◇ 实验点; --- 计算曲线, 假定  $\sigma_{o-p} = \text{常数}$ ; ——— 计算曲线, 假定  $\sigma_{o-p} \propto \frac{1}{\sqrt{v}}$ ; ——— 计算曲线, 假定  $\sigma_{o-p} \propto \frac{1}{v}$

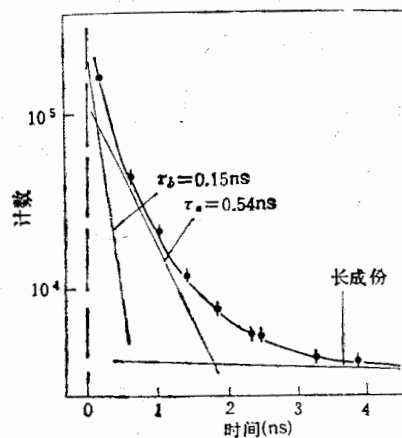


图 5 o-p 转换过程的寿命谱(短成份), 气凝硅胶中充 0.2atm 的氧气

### 三、o-p 转换截面计算

某过程的湮没率  $\lambda$  与湮没截面  $\sigma$  之间有如下关系:

$$\sigma = \frac{\lambda}{vn} \quad (3)$$

在目前讨论的 Ps 与氧分子作用的体系中,式(3)中的  $v$  是 Ps 的平均速度,  $n$  是单位体积的氧分子数.

计算室温下热化 Ps 原子的 o-p 转换截面  $\sigma_{o-p}(\text{热})$ . 已知室温热化 Ps 原子的平均速度为  $v(\text{热})=0.7545 \times 10^7 \text{cm/s}$ , 1atm 氧气单位体积分子数  $n = 2.687 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ . 为求出 1atm 氧气中热化 o-Ps 的 o-p 转换速率  $\lambda_{o-p}(\text{热})$ , 返回到表 1 所列数据  $\tau_{32}$ , 可知  $\lambda_{32} = 1/\tau_{32}$  是热化 o-Ps 在充氧的气凝硅胶中的总湮没率, 减去在气凝硅胶(氧气压=0)中的湮没率, 得到在纯氧中的湮没率  $\lambda(\text{氧})$ , 作图于图 6. 对图 6 中数据拟合得到 o-Ps 在 1atm 氧气中的湮没率为  $23.60 \mu\text{s}^{-1}$ . 因  $\lambda(\text{氧}) = \lambda_{o-p}(\text{热}) + \lambda_{\text{pick-off}}(\text{氧})$ , 其中,  $\lambda_{\text{pick-off}}(\text{氧})$  指的是 o-Ps 在 1atm 氧气中的 pick-off 速率, 通过不同气压下多普勒谱形(像图 1, 但要 o-Ps 热化)的比较可以定出  $\lambda_{\text{pick-off}}$ , 从而得出  $\lambda_{o-p}(\text{热}) = 22.64 \mu\text{s}^{-1}$ , 由此计算出

$$\begin{cases} \sigma_{o-p}(\text{热}) = (1.1 \pm 0.1) \times 10^{-19} \text{cm}^2; \\ \sigma_{\text{pick-off}}(\text{氧}) = (4.6 \pm 0.6) \times 10^{-21} \text{cm}^2. \end{cases} \quad (4)$$

对于任何能量 o-Ps 原子与氧弹性碰撞的 o-p 转换截面  $\sigma_{o-p}$  可依  $1/\sqrt{v}$  关系推出. (4)式中的实验误差主要来自于湮没率  $\lambda$  的测量误差.

关于非弹性碰撞过程的 o-p 转换截面, 从图 5 可知两个过程的湮没率(注意氧气压为 0.2atm)为  $\lambda_a = \frac{1}{\tau_a} = 1852 \mu\text{s}^{-1}$ ,  $\lambda_b = 6667 \mu\text{s}^{-1}$ . 从图 3 可以估算 Ps 原子的平均速度, 由此估出使氧分子激发的非弹性碰撞在接近阈值处的 o-p 转换截面为:

$$\begin{cases} \sigma_{o-p}(E_b) \sim 2.1 \times 10^{-17} \text{cm}^2; \\ \sigma_{o-p}(E_a) \sim 6.6 \times 10^{-18} \text{cm}^2. \end{cases} \quad (5)$$

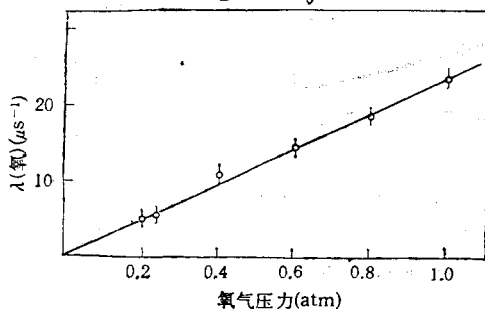


图 6 热化 o-Ps 在氧气中的湮没率

#### 四、讨论

1. 关于 o-Ps 与氧分子弹性碰撞 o-p 转换的截面  $\sigma_{o-p} \propto 1/\sqrt{v}$  问题, 给出一个定性解释: Ps 原子宏观上是电中性粒子,  $\sigma_{o-p}$  的大小首先取决于 o-Ps 在氧分子旁的‘滞留’时间, 滞留时间与 o-Ps 的速度成反比, 所以  $\sigma_{o-p}$  应正比于  $1/v$ , 与中子核反应

截面服从  $1/v$  定律相似。但 Ps 原子实际是电偶极子, 穿过氧分子电子云激励电磁效应, 以致影响  $\sigma_{0-p}$  偏离  $1/v$  关系而接近于  $1/\sqrt{v}$ 。定量的解释应根据量子电动力学计算。

2. 用自由 o-Ps 与  $O_2$  及  $SiO_2$  分子弹性碰撞的模型计算长寿命段的慢化曲线 (见图 2), 计算结果与实验符合良好, 表明 o-Ps 没有与  $O_2$  或  $SiO_2$  形成某种束缚状态, 图 6 中 O-Ps 在氧气中的湮没率与氧的压力成线性关系也说明这一点。图 2 中所测 Ps 动能是 o-Ps 原子以及 o-p 转换后的 p-Ps 原子自由运动的质心动能, 这个动能在距 0 点 10ns 处只有 0.2eV, 从式(4)知, pick-off 本底只占 o-P 过程的 1/20, 所以充氧的气凝硅胶是很好的 p-Ps 源, 可进行  $2\gamma$  湮没辐射能量的精密测量。

### 参 考 文 献

- [1] M. Deutsch and S. Berko, "ALPHA-, BETA- AND GAMMA-RAY SPECTROSCOPY" ed. by K. Siegbahn, (Amsterdam, 1965, North-Holland) p. 1583.
- [2] M. Kakimoto, T. Hyodo, T. Chiba, T. Akahare and T. B. Chang, *J. Phys. B; At. Mol., Phys.*, **20**(1987), L107.
- [3] R. A. Ferrell, *Phys. Rev.*, **110**(1958), 1355.
- [4] R. F. Kiefl, "POSITRON ANNIHILATION", ICPA-6, p. 690, 1982.
- [5] 徐敏、曾湘涛、黄开平、张天保, 高能物理与核物理, **V. 12**(1988), 447.
- [6] 张天保, 正电子湮没时间选择能谱仪的技术发展和应用, 物理 **4**(1990), 待发表.
- [7] Tang Xiaowei, Wu Gunhung and Wang Yunyu, "POSITRON ANNIHILATION", ICPA-6, p. 880, 1982.

## TRIPLET TO SINGLET CONVERSION OF POSITRONIUM IN OXYGEN

ZHANG TIANBAO, XU MIN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)

### ABSTRACT

Using a silica aerogel sample with introduced oxygen gas as a variable energy positronium source, the triplet to singlet conversion of positronium in the elastic and inelastic collisions between positronium atoms and oxygen molecules has been investigated with a time selecting energy spectrometer. We have found that the conversion cross section  $\sigma_{0-p}$  is proportional to  $1/\sqrt{v}$  for slow positronium in the elastic collisions, where  $v$  is the mean velocity of positronium, and for the inelastic processes, the cross sections are estimated to be  $\sigma_{0-p} = 2.1 \times 10^{-17} \text{cm}^2$  and  $6.6 \times 10^{-18} \text{cm}^2$  respectively at kinetic energies of positronium near two thresholds.