

激光辅助的电子偶素对反质子的反氢生成反应^y

李书民, 陈 激, 周子舫, 张声涛

(中国科学技术大学近代物理系选键化学开放实验室, 安徽 合肥 230027)

摘要: 在一级玻恩近似下, 研究了在激光辅助的电子偶素-反质子碰撞中的反氢合成. 发现在小角范围内, 平行于电子偶素入射方向极化的激光使反氢生成截面变小. 在中等角度范围, 截面有一定的增加, 特别当偏振方向垂直于入射方向时, 截面增加比较明显.

关键词: 激光场; 电子偶素; 反质子; 反氢原子

中图分类号: O562.5 文献标识码: A

由一个反质子和一个正电子构成的反氢原子是最简单的反物质束缚态, 通过对其 1S-2S 跃迁的测量可在很高精度上检验 CPT 定理和反物质的弱等效原理^[1]. 1995 年欧洲的一个研究组在 LEAR (Low Energy Antiproton Ring) 上利用反质子-核相互作用双光子机制中产生的正负电子对, 首次合成并探测到了反氢, 但效率很低^[2]. 人们还建议了其他几种合成反氢的反应, 如反质子对电子偶素的重排、正电子对反质子的辐射复合等. 本文考察激光环境对电子偶素-反质子重排反应中反氢生成过程的影响. 计算采用原子单位制 $\hbar = e = m = 1$.

当一个模中光子数较多时, 辐射场可作为含时经典电磁场处理^[3]. 为使讨论简单, 设激光场是单模、线偏振且空间均匀的,

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad (1)$$

在一级玻恩近似下, 激光辅助 $\text{Ps}(1s) + \bar{p} \rightarrow \bar{\text{H}}(1s) + e$ 反应的散射矩阵为

$$S^{B_1} = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle X_{k_f}(\mathbf{r}_0, t) \bar{\Phi}_0^{\bar{H}}(\mathbf{r}_1, t) \cdot \left[\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1} \right] X_{k_i}(\mathbf{R}, t) \Phi_0^{\text{Ps}}(\mathbf{r}_{10}, t) \rangle, \quad (2)$$

其中 \mathbf{r}_0 与 \mathbf{r}_1 分别为电子和正电子相对于反质子的坐标, $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_0)/2$ 和 $\mathbf{r}_{10} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0$ 为在质子参考系中电子偶素的质心坐标与相对坐标. $X_{k_i}(\mathbf{R}, t)$ 和 $\Phi_0^{\text{Ps}}(\mathbf{r}_{10}, t)$ 分别为入射电子偶素的质心运动和内部运动的波函数^[4, 5].

$$X_{k_i}(\mathbf{R}, t) = (2\pi)^{-3/2} \exp[i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{R} - E_i t)], \quad (3)$$

$$\Phi_0^{\text{Ps}}(\mathbf{r}_{10}, t) = \exp[-iW_0^{\text{Ps}} t - \frac{i}{c^2} \int_{-\infty}^t A^2(t') dt'] \cdot \left(1 + \frac{i}{\omega} \mathcal{E}_0 \cdot \mathbf{r}_{10} \cos \omega t \right) \Phi_0^{\text{Ps}}(\mathbf{r}_{10}), \quad (4)$$

其中 $\mathbf{A}(t)$ 为激光场的矢势. $\Phi_0^{\text{Ps}}(\mathbf{r}_{10}) = (8\pi)^{-1/2} e^{-\lambda r_{10}}$ ($\lambda = 1/2$) 和 W_0^{Ps} 分别为电子偶素基态的波函数和能量. 在(2)式中 $\bar{\Phi}_0^{\bar{H}}(\mathbf{r}_1, t)$ 为末态生成的反氢的缀饰波函数^[5],

$$\bar{\Phi}_0^{\bar{H}}(\mathbf{r}_1, t) = \exp \left[-iW_0^{\bar{H}} t - \frac{i}{2c^2} \int_{-\infty}^t A^2(t') dt' \right] \cdot \left[1 + \frac{i}{\omega} \mathcal{E}_0 \cdot \mathbf{r}_1 \cos \omega t \right] \bar{\Phi}_0^{\bar{H}}(\mathbf{r}_1), \quad (5)$$

其中 $\bar{\Phi}_0^{\bar{H}}(\mathbf{r}_1) = \pi^{-1/2} e^{-\alpha r_1}$ ($\alpha = 1$). $X_{k_f}(\mathbf{r}_0, t)$ 为末态出射电子的 Volkov 波函数^[6],

$$X_{k_f}(\mathbf{r}_0, t) = (2\pi)^{-3/2} \exp \left[i(\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}_0 - \mathbf{k}_f \cdot \alpha_0 \sin \omega t - E_f t) - \frac{i}{2c^2} \int_{-\infty}^t A^2(t') dt' \right], \quad (6)$$

式中 $\alpha_0 = \mathcal{E}_0 / \omega^2$. 将以上波函数代入(2)式的 S 矩阵可得

$$S^{B_1} = (2\pi)^{-1} i \sum_{l=-\infty}^{\infty} f_l^{B_1} \cdot \delta(E_f + W_0^{\bar{H}} - E_i - W_0^{\text{Ps}} + l\omega), \quad (7)$$

相应于碰撞系统与辐射场交换 l 个光子的分波振幅为

^y 收稿日期: 2002 - 03 - 05; 修改日期: 2002 - 05 - 31

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10074060, 10075043)

作者简介: 李书民(1963 -), 男(汉族), 河南长垣人, 副教授, 从事原子分子理论研究.

$$f_l^B = -\sqrt{2}J_l(\mathbf{k}_f \cdot \alpha_0) \left| 1 + \frac{l}{\omega \mathbf{k}_f \cdot \alpha_0} \epsilon_0 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{q}_0} \right| \cdot \left| \frac{\partial}{\partial \alpha} - \frac{\partial}{\partial \nu} \right| \frac{\partial}{\partial \lambda} I(\mathbf{q}_0, \nu, \mathbf{q}_1, \alpha, \lambda), \quad (8)$$

其中^[7]

$$I(\mathbf{q}_0, \nu, \mathbf{q}_1, \alpha, \lambda) = \int_0^1 \frac{d\xi}{\rho(\xi) \{ [\rho(\xi) + \nu]^2 + (\mathbf{q}_0 + \mathbf{q}_1 \xi)^2 \}} \quad (9)$$

式中 $\rho(\xi) = [\lambda^2 + (q_1^2 + \alpha^2 - \lambda^2)\xi - q_1^2 \xi^2]^{1/2}$ ($\nu = 0$ 为微分参数). $\mathbf{q}_0 = \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i/2$ 和 $\mathbf{q}_1 = -\mathbf{k}_i/2$ 分别为电子和正电子的动量转移. 这里用到了 Bessel 函数的公式^[8]

$$e^{i y \sin u} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(y) e^{i l u} \quad (10)$$

和

$$J_{l+1}(y) + J_{l-1}(y) = \frac{2l}{y} J_l(y) \quad (11)$$

生成反氢的总微分截面为

$$\frac{d\sigma^B}{d\Omega} = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \frac{d\sigma_l^B}{d\Omega} = 2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \frac{k_f}{k_i} |f_l^B|^2. \quad (12)$$

图 1 给出了在两种典型方向极化时的反氢生成截面. 小角对应于掠射的情形, 反质子靶对入射电

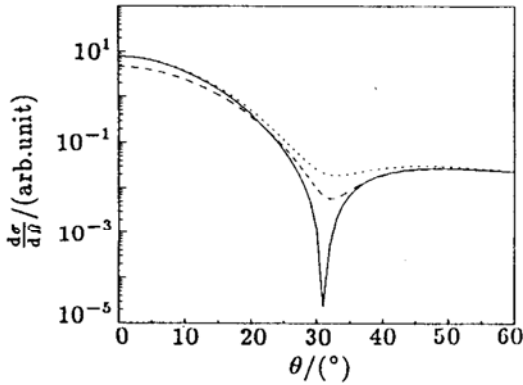


图 1 激光辅助的反氢生成截面

入射电子偶素能量 $E_i = 40$ eV, 激光振幅 $\epsilon_0 = 5.0 \times 10^7$ V/cm, 频率 $\hbar\omega = 1.17$ eV, 且偏振矢量与入射动量和出射动量共面. 一为无场; --为 $\epsilon_0 \parallel k_i$; ...为 $\epsilon_0 \perp k_i$.

子偶素作用较弱, 平行于入射方向极化的激光使电子俘获更加困难, 减小了反氢生成截面. 在中间角度范围, 激光的影响使缀饰电子偶素中的库仑束缚变得松散, 其中的正电子易于被靶俘获, 从而使反氢生成截面增大, 特别是对偏振垂直于入射方向的情形, 截面增加比较明显.

图 2 为 35° 出射角处各分波的截面值. 当偏振方向与电子偶素入射方向平行时, 光子吸收过程

($l < 0$) 占主导地位; 当偏振方向垂直于入射方向时, 光子发射过程($l > 0$) 占主导地位. 在两种极化情形, 对反氢生成截面有明显贡献的分波均分布在一个狭窄的光子数范围内, 超出该范围后, 分波截面的值迅速下降.

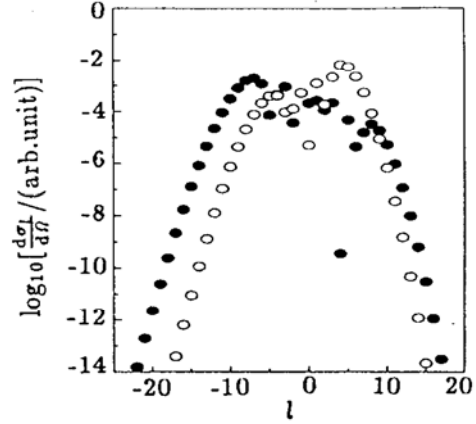


图 2 35° 出射角处各分波的截面值
入射能量及激光参数同图 1. ● 为 $\epsilon_0 \parallel k_i$; ○ 为 $\epsilon_0 \perp k_i$.

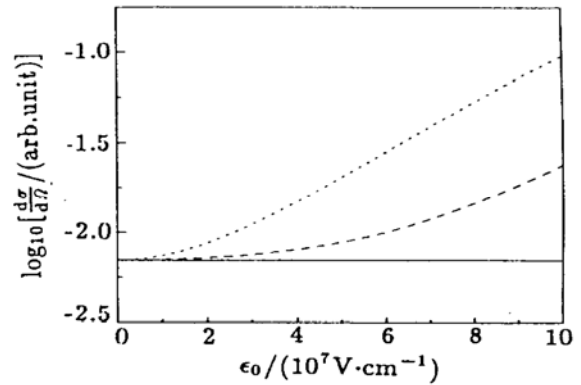


图 3 35° 角处反氢生成截面随激光振幅的变化

电子偶素入射能量 $E_i = 40$ eV, 激光频率 $\hbar\omega = 1.17$ eV. 一为无场; --为 $\epsilon_0 \parallel k_i$; ...为 $\epsilon_0 \perp k_i$.

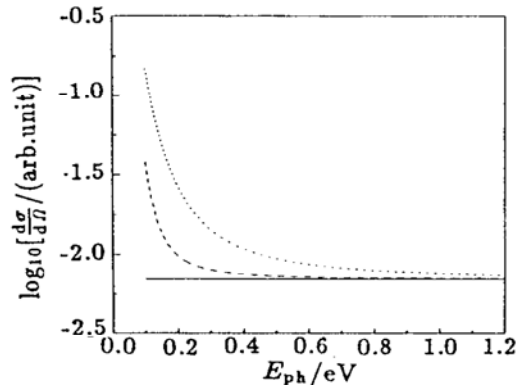


图 4 35° 角处反氢生成截面随激光光子能量(频率)的变化

电子偶素入射能量 $E_i = 40$ eV, 激光振幅 $\epsilon_0 = 5.0 \times 10^7$ V/cm, 一为无场; --为 $\epsilon_0 \parallel k_i$; ...为 $\epsilon_0 \perp k_i$.

图 3 和图 4 分别为 35° 角处反氢生成截面对激

光强度和频率的依赖关系. 光场越强, 频率越低, 截面修正越大. 平行于电子偶素入射方向极化的截面小于垂直于入射方向极化的截面. 当激光振幅趋于零, 或频率趋于无穷大时, 二者均趋于无场的结果. 在低频区域, 平行极化截面随频率变化较快. 这是因为按照(8)式, 分波截面的值在很大程度上是由 Bessel 函数决定的, 而 Bessel 函数的宗量与激光振幅成正比, 与频率的平方成反比.

图 5 为 35° 角处的截面随偏振方向的变化情况. 当偏振方向平行于入射方向时 ($\Theta = 0^\circ, 180^\circ$), 截面改变最少. 在 85° 附近, 截面改变最明显. 这是因为分波振幅(8)式同时取决于偏振方向与末态波矢的夹角和偏振方向与电子动量转移的夹角.

本文的理论计算表明, 对电子偶素与反质子之间的电荷转移过程加上激光场后, 反氢生成截面只

在中间角度有较明显的增大. 当极化接近垂直于入射方向时, 截面增大最显著. 因此在由反质子与电子偶素合成反氢时, 反应过程中可利用沿一定方向极化的激光作为辐射背景进行照射, 以达到在中间角度提高反氢合成效率的目的.

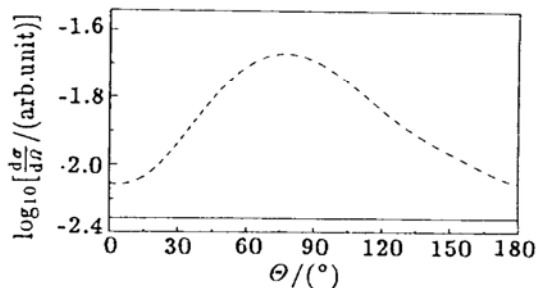


图 5 35° 角处反氢生成截面对偏振方向的依赖关系

入射能量及激光参数同图 1, 且偏振矢量在入射动量和出射动量所决定的平面内变化. 一为无场截面; 二为激光修正截面.

参 考 文 献:

- [1] Charlton M, Eades J, Horvutenth D. Antihydrogen Physics [J]. Phys Rep, 1994, **241**: 65.
- [2] Baur G, Boero G, Brauksiepe S. Production of Antihydrogen [J]. Phys Lett, 1996, **B368**: 251.
- [3] Mittleman M H. Introduction to the Theory of Laser-atom Interactions-2nd edn [M]. New York: Plenum, 1993, 3.
- [4] Li S M, Liu A H, Zhou Z F. Antihydrogen Formation in Laser-assisted Antiproton-positronium Collision [J]. J Phys, 2000, **B33**: 4 627.
- [5] Li S M, Chen J, Wang Q Q. Laser Influence on Positron-antiproton Radiative Capture Collision [J]. Eur Phys J D, 1999, **7**: 39.
- [6] Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P. Quantum Electrodynamics-2nd edn. (Course of Theoretical Physics Vol. 4) [M]. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1982, 148.
- [7] Li S M, Zhou Z F, Zhou J G. Laser-assisted Binary Rearrangement Collision $e^+ + H \rightarrow Ps + p$ [J]. Phys Rev, 1993, **A47**: 4 960.
- [8] 王竹溪, 郭敦仁. 特殊函数概论 [M]. 北京: 北京大学出版社, 2000, 351.

Laser-assisted Antihydrogen Formation between a Positronium and an Antiproton*

LI Shu-min, CHEN Ji, ZHOU Zi-fang, ZHANG Sheng-tao

(Open Laboratory of Bond Selective Chemistry, Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: Antihydrogen formation in the laser-assisted positronium-antiproton collision is investigated in the first Born approximation. It is found that the differential cross section for a geometry of laser polarization parallel to the incident direction of positronium is lowered in small angular range, but enhanced in medium angular range. When the laser polarization direction is perpendicular to the incident direction, the cross section enhancement obviously at medium angles is notable.

Key words: laser field; positronium; antiproton; antihydrogen

* Foundation item: National Natural Science Foundation of China(10074060, 10075043)