

同步辐射软 X 射线能区 Ar 原子 光致电离截面的研究

郑雷 崔明启¹⁾ 赵屹东 朱杰 朱佩平

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 利用北京同步辐射装置 3W1B 光束线产生的单色光作为光源,流气式无窗低压强双电离室作为气体容器,选择氩气作为实验气体,使用合适的公式和软件,实验测定了能量从 180 到 270eV 范围内若干压强点处光致电离截面与能量的关系曲线.发现在氩原子的 L 吸收边附近光致电离截面与压强有关:压强越低,截面越大.实验结果与理论结果进行了对比,结果表明,在 150—205eV 能量范围,理论与实验符合良好,但是在氩原子的 L 吸收边附近由于束线分辨率的原因,理论与实验有一定偏差.

关键词 光致电离截面 同步辐射 氩气 电离室 软 X 射线

1 引言

随着材料科学和天体物理学的迅速发展,作为对光与物质相互作用的研究有重要物理价值的光致电离截面,其研究意义突显.光致电离截面是描述原子和分子与外来辐射场相互作用,原子和分子吸收辐射场的能量而发射出一个或多个电子几率大小的物理量.它能够检验人们对原子,分子和固体的结构以及光与物质相互作用的动力学性质的认识水平,并且能够为建立更合理的原子结构模型和光子-原子相互作用的动力学模型提供有价值的数据.例如,在高于 30eV 的光子能量区域,材料的光学特性通常用复原子散射因子来描述,复原子散射因子的实部是由其虚部通过 Kramers-Kronig 关系运算获得的,而虚部与原子光致电离截面密切相关.此外,稀有气体原子的光致电离截面还用于在软 X 射线能区光强的绝对测量^[1].

在 20 世纪 60 和 70 年代,物理学家建立了很多理论模型计算原子光致电离截面,其中非相对论的方法有:单粒子近似下的中心势方法,多通道量子亏损理论, R 矩阵方法,无规位相近似和多体微扰理论

等,但是这些方法计算的结果在原子吸收边及其附近偏差太大,所以直到现在新的理论模型不断推出以求能正确给出在吸收边及其附近的光致电离截面.在实验方面, Watson 设计了一套典型的实验装置测定了若干稀有气体的电离系数^[2].为了提高光致电离截面实验值的精确度, Samson 发明了电离室^[3,4]作为气体容器,研究气体电离.尽管在理论和实验测定方面进行了广泛研究,但是在真空紫外和软 X 射线能区,截面的测量很少被关注,随着高真空技术的不断发展和产生极其优良 X 光源的同步辐射装置的不断出现,在该能区,对原子光电离截面的研究会更加深入.

在以往的实验中,实验气体的压强对测定原子光致电离截面的影响没有文献进行专门研究和讨论过.鉴于此种情况,我们选择流气式无窗低压强双电离室作为气体容器,氩气作为实验气体,在电离室的工作压强(2—133Pa)范围内选择若干压强点,在每一个压强点处,利用北京同步辐射装置 3W1B 光束线产生的可调单色光测定能量从 180—270eV 范围内氩气的光致电离截面,并给出在该压强下截面与能量的关系曲线,然后对不同压强下给出的关

系曲线进行对比.

2 测量原理

图 1 为电离室简图. 其中, 电离室保护极的长度为 L , 前收集极长 L_1 , 后收集极长 L_2 , 且 $L_1 = L_2 = d$, 电离室充满氩气, 一束单色 X 射线穿过电离室.

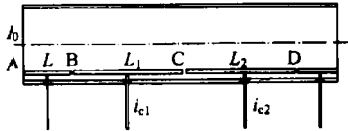


图 1 电离室结构简图

设 X 射线在 A 点处的光强为 I_0 , 根据 X 射线吸收公式

$$I = I_0 e^{-\sigma n x}, \quad (1)$$

得到 B 点光强 I_1 为

$$I_1 = I_0 e^{-\sigma n L}, \quad (2)$$

C 点光强为

$$I_2 = I_0 e^{-\sigma n (L+d)}, \quad (3)$$

D 点光强为

$$I_3 = I_0 e^{-\sigma n (L+2d)}, \quad (4)$$

则第一收集极的电流为

$$i_{c1} = e\gamma(I_1 - I_2), \quad (5)$$

第二收集极的电流为

$$i_{c2} = e\gamma(I_2 - I_3), \quad (6)$$

其中 e 为电子电荷, γ 为光电离产额. 由(2)–(6)式得

$$\frac{i_{c1}}{i_{c2}} = e^{n\sigma d}, \quad (7)$$

所以截面 σ 的计算公式如下:

$$\sigma = \frac{1}{nd} \ln\left(\frac{i_{c1}}{i_{c2}}\right), \quad (8)$$

其中 n 为实验气体的密度. 实验测量得到第一、第二收集极的电流和电离室内气体的压强以及已知的收集极长度, 代入公式(8)计算得到光吸收截面, 由于实验在软 X 能区进行, 所以对于稀有气体 Ar 其光致电离截面与光吸收截面相同^[5], 同时忽略散射效应(康普顿散射和瑞利散射), 因为这些散射截面只有在高能 X 射线能区显著.

3 装置和实验

实验在北京同步辐射装置(BSRF)3W1B 光束线

上进行, 该光束线从 BEPC 存储环 III 区的五周期 Wiggler 磁铁引出, 经过前置镜水平聚焦, 再经过变线距平面光栅单色器系统^[6]单色化, 最后经过碳滤片和光阑, 进一步抑制高次谐波和杂散光. 3W1B 光束线的能量分辨率 $(\Delta E/E): 8 \times 10^{-3} - 4 \times 10^{-2}$; 光通量: $10^7 - 10^8$ phs/mA·s 0.1% BW; 光子能量范围: 50—1600eV. 实验利用北京正负电子对撞机(BEPC)同步辐射兼用光模式, BEPC 储存环内的电子能量为 1.90GeV, 比专用光时的 2.20GeV 低. 因为同步光的临界能量正比于储存环内电子能量的三次方, 所以兼用光时同步辐射临界能量比专用光时明显减小, 这样对截面测量影响较大的高次谐波受到抑制.

由我们研制的电离室, 采用无窗工作模式, 使用玻璃毛细管阵列^[7]替代传统的薄膜窗. 本实验要求的能量范围是 180—270eV, 其光子能量较低, 为避免窗口材料对该能区光子的强烈吸收, 采用毛细玻璃管阵列, 实现真空差分的同时并增加光强的透过比^[8], 另外可以减少因薄膜窗材料的吸收边对测量精度的影响. 使用的毛细玻璃管阵列的单管直径为 $140\mu\text{m}$, 光阑开口为 $\Phi = 1.5\text{mm}$, 共有 97 根, 长度取 5mm. 毛细管的理论透过比为 60%, 差分能力约为 15000 倍. 电离室工作气体的压强测量选用薄膜真空计(上海振太仪表厂), 其工作范围为 0.2—200Pa, 精度千分之五; 采用质量流量控制器(D08-2A/ZM 北京建中仪器厂)控制工作气体的进气流量, 结合调节电离室后端连接分子泵机组的排气阀角阀, 控制电离室内气体的压强, 使其保持动态稳定. 为了保证测量的高精确度和束线的真空度, 气体压强选择在 2—150Pa 范围, 电离室工作电压由坪曲线测量选择为 30V. 电离室内的电极均镀有一层金, 并使用聚四氟乙烯材料实现电绝缘; 保护电极的长度为 100mm, 两个收集极的长度均为 350mm, 相邻电极之间的空隙为 1mm. 由于气体电离在收集极产生的电流信号很弱 ($10^{-11} - 10^{-13}$ A), 所以使用弱电流计(6517Keithley, USA)测量收集极的电流信号, 最低可测量 10^{-16} A 的电流. 实验过程如下:

(1) 首先打开排气阀角阀, 将流量控制器置“冲洗”档, 以冲走导气管和电离室内的其他残余气体, 经 3 次冲洗后, 再将流量控制器置于“正常”档, 通过观察压强计的显示调节进气流量及电离室后部排气阀角阀, 使电离室内氩气动态稳定到某一压强点. 气体压强达到动态稳定需要至少半小时的时间.

(2) 通过工作站的计算机控制系统, 控制单色光的能量到 180eV, 记下弱电流计测得的 2 个收集

极的电流信号读数. 依次改变单色光的能量, 每次增加 1eV, 直到能量达到 229eV, 单色光每改变一次能量, 记下该能量下两个收集极电流. 最后, 记录下压强计显示的压强值 p 和环境温度 T , 由公式 $p = nkT$ 计算粒子数密度 n , 其中 k 为波尔兹曼常数.

(3) 改变气体压强, 重复(2)中的测量过程. 本实验取 5 个压强点, 依次为 20.99, 42.4, 60.0, 80.8, 100Pa.

(4) 改变能区. 过程(2)中的能量改为 230—270eV, 重复过程(2)和(3), 所取的 5 个压强点依次为 17, 33.9, 50.34, 69.76, 101Pa.

(5) 固定一个能点, 依次改变压强. 记录在每个压强, 两个收集极的电流信号.

(6) 改变能点, 重复(5)中的测量过程. 本实验取 4 个能点, 依次为 200, 240, 250, 270eV.

4 结果与讨论

根据实验测得的数据(收集极电流 i_{c1} 和 i_{c2} , 工作气体压强 p 和环境温度 T) 和公式(8), 使用数学处理软件(origin6.0)计算光致电离截面, 并给出截面与能量的关系曲线和相应的误差棒. 结果如图 2, 3

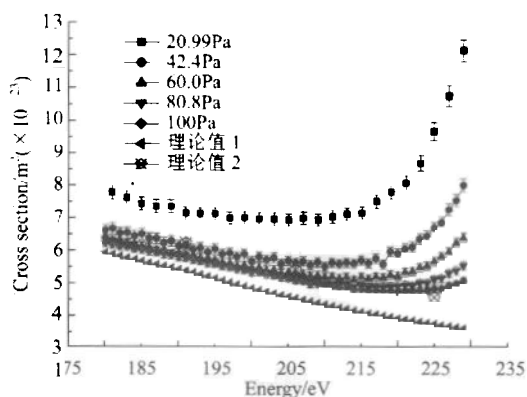


图 2 在 180—229eV 能区氩气的光致电离截面与能量的关系

所示, 横轴为入射光子的能量(eV), 纵轴为光致电离截面(m^2), 并且对数据进行了反卷积的运算, 分析数据后没有发现新的物理意义, 所以对反卷积的结果不再赘述. 图 4 中横轴为粒子数密度 n (个/ m^3), 纵轴为 $\ln(i_{c1}/i_{c2})$ (无单位), 即在一个固定能点处, $\ln(i_{c1}/i_{c2})$ 与 n 的关系曲线, 曲线的斜率反映了在该能点截面的变化情况. 可以看出:

(1) 图 2 中的 5 条实验曲线表明: 随着压强的不断升高, 截面不断降低. 在 180—205eV 的能量范

围, 其中除了 20.99Pa 的曲线较其他曲线有较大的相对偏差(约为 25%)以外, 其他曲线的相对偏差极小; 在 205—229eV 的能量范围, 即能量在向氩气的 L 吸收边增加的过程中, 实验测得的 5 条曲线逐渐分开, 到 229eV 时, 以 100Pa 的曲线为基准, 20.99Pa 的曲线的相对偏差竟高达 140%, 其他曲线的相对偏差也有明显的增加. 图 2 中的理论值 1^[9] 和理论值 2^[10] 均在一个标准大气压的条件下获得, 理论值 1 的曲线的位置比其他压强下的曲线低, 理论值 2 的 3 个数据点与实验值符合较好, 在误差允许的条件下理论值与实验值基本一致.

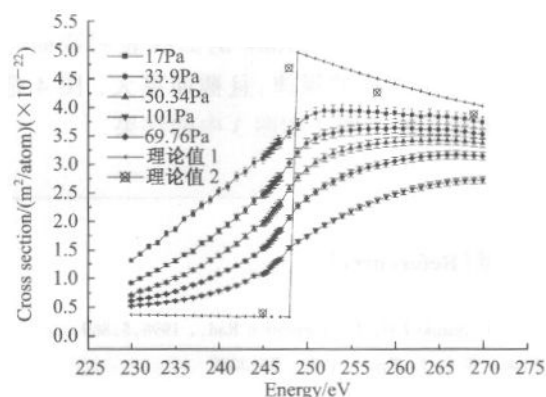


图 3 在 230—270eV 能区氩气的光致电离截面与能量的关系

(2) 图 3 中 5 条曲线也表明: 氩气的光致电离截面与能量的关系曲线随压强减小而位置提高. 以压强为 101Pa 的曲线为基准, 压强为 17Pa 的曲线的相对偏差在 300eV 能量处约为 156%, 在 244—246eV 能区相对偏差达到最高, 约为 200%, 在 270eV 能量处相对偏差降到 28%, 其他实验曲线也遵从这个规律. 因为相对偏差最大的能量点近似在氩气的 L 吸收边上, 所以得到: 能量越接近于 L 吸收边, 氩气的光致电离截面受压强的影响越大; 能量越远离 L 吸收边, 光致电离截面受压强的影响越小. 由于 3W1B 光束分辨率的原因, 在 L 吸收边附近 5 条实验曲线与理论值 1 的曲线相比, 均比较平缓, 理论值 2 的 4 个数据点与理论值 1 的曲线近似一致.

(3) 从图 4 中可以看出, 光子能量为 200eV 的曲线近似为一条直线, 即它的斜率 σd 是一个常数, 由于电离室的收集极长度 $d = 350mm$ 为一个定值, 由此可知光致电离截面 σ 为一个常数. 当光子的能量增加到 240eV 时, 曲线在粒子数密度低的部分斜率较大, 说明压强越低, 光致电离截面越大; 粒子数密度高的部分曲线近似为一条直线, 这说明截面在

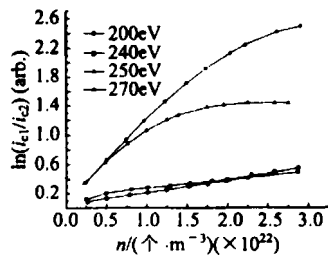


图 4 $\ln(i_{i1}/i_{i2})$ 与粒子数密度 n 的关系

该压强范围变化不显著. 当光子能量近似等于氩原子的 L 吸收边对应的能量时, 即图中能量为 250eV 的曲线, 其斜率随粒子数密度的增加不断减小, 对应着截面随压强的增加而减小, 同时截面又比 200eV 和 240eV 的值高很多. 270eV 的曲线表明截面与压强的关系遵循同样的规律, 且截面更大. 图 4 是从另一个角度反映了图 2 和图 3 中的结果.

从上面的实验结果来看, 氩原子的光致电离截面随着光子能量接近氩的 L 吸收边受压强的影响逐渐增大. 当电离室内的压强增大时, 单位体积的粒子数增加, 使单色同步光电离氩原子产生的光电子与氩离子复合几率增加, 致使截面减小; 光子能量接近吸收边时, 氩原子的电离几率急剧增大, 随着压强的变化复合也急剧变化, 导致截面受压强影响较大. 从量子力学的观点来看, 单位体积的粒子数增加, 系统无序度增加, 致使总的光与氩原子的作用振幅减小, 从而光致电离截面减小.

实验测量误差来源从以下方面考虑: 弱电流放大器的读数误差 $\sim 1\%$; 收集极长度测量误差 $\sim 0.3\%$; 压强测量误差 $\sim 2\%$; 温度测量误差 $\sim 1\%$. 所以总的测量不确定性(均方根)为 $\sim 2.4\%$.

参考文献 (References)

- 1 Saito N, Suzuki I H. J. Synchrotron Rad., 1998, 5:869
- 2 Watson W S. J. Phys., 1972, B5:2292
- 3 Samson J A R. J. Opt. Soc. Am., 1964, 54:6
- 4 Samson J A R. Advances in Atomic and Molecular Physics. 1966, 2: 177
- 5 Samson J A R. Photoionization of Atoms and Molecules, Physics Reports (Section C of Physics Letters) 28, 1976, (4):307
- 6 TANG F-Sheng, YAN Yong-Lian, XIA Shao-Jian et al. Journal of Synchrotron Radiation., 1998, 5:530—532
- 7 HAMAMATSU. Principle and Application of Capillary Plate. Technique Data of HAMAMATSU Corporation. 1992
- 8 Saito T, Onuki. A Beamline for VUV Detector Calibration, Electrotechnical Laboratory Report, 1992, (11):1305—1329
- 9 [http://www-cxro.lbl.gov/optical constants/pert form. html](http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/pertform.html)
- 10 Marr G V, West J B. Atomic Data Nucl. Data Tables, 1976, 18:497
- 11 CUI Cong-Wu et al. HEP & NP, 1998, 22(2):180—185 (in Chinese) (崔聪悟等. 高能物理与核物理, 1998, 22(2):180—185)

Research of Photoionization Cross-Section of Argon in Soft X-Ray Region of Synchrotron Radiation

ZHENG Lei CUI Ming-Qi¹⁾ ZHAO Yi-Dong ZHU Jie ZHU Pei-Ping

(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract Photoionization cross-sections of Ar under several pressure values are measured in the energy region from 180eV to 270eV by using monochromatic X-ray produced by the 3W1B beamline of Beijing Synchrotron Radiation Facility (BSRF). The experimental result indicates that the photoionization cross-section of Ar is obviously affected by the pressure of Ar in the vicinity of the edge of L-absorption of Ar: the higher the pressure, the smaller the photoionization cross-section.

Key words photoionization cross-section, synchrotron radiation, argon, ion chamber, soft X-ray

Received 3 July 2002

1) E-mail: cuimq@mail.ihep.ac.cn