

光电离检测的 Cs 原子共振滤波

汪盛烈 孙献平 陈暖球 赵明信 曾锡之

(中国科学院武汉物理研究所, 波谱与原子分子物理开放研究实验室, 武汉, 430071)

摘要: 本文报导一种新型的、使用光电离检测的 Cs 原子共振滤波方案。理论算得, 原子系统固有的响应时间为 10ns, 线宽 62MHz, 量子效率 86.6%。初步实验测得, 响应时间(包括系统因素) 130ns, 量子效率大于 10.1%, 最小可探测光强 3nJ。实验系统正在进一步改善, 可以期望获得更好的实验值。

关键词: 光电离 原子共振滤波

Cs atomic resonance filter detected by photoionization

Wang Shenglie, Sun Xianping, Chen Aiqiu, Zhao Mingxin, Zeng Xizhi

(The National Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics,
Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica)

Abstract: This paper introduces a new type Cs atomic resonance filter (ARF) detected by photoionization. The theoretical analysis gives the inherent time response of 10 ns, the linewidth of 62 MHz and quantum efficiency of 86.6%. In current experimental apparatus, the preliminary measurements give ARF's time response of 130 ns, quantum efficiency greater than 10.1% and critical signal laser energy of 3 nJ. A better results will be obtained while the experimental apparatus improved.

Key words: photoionization atomic resonance filter

一、引言

在激光探潜和水下通讯的研究中, 原子共振滤波器具有大视场($2\pi\text{Sr}$)、超窄带($Q=10^5\sim$

9 He A, Ni X, Lu J *et al.* Opt Commun, 1992;91(1~2), 62

10 倪晓武, 陆建, 贺安之 *et al.* 全国光学薄膜会议论文集, 全国光学薄膜会议, 无锡, 1993

作者简介, 倪晓武, 男, 1955年10月出生。硕士, 教授。现主要从事激光与材料相互作用以及激光原子应用研究。

陆建, 男, 1965年9月出生。硕士, 副教授。现主要从事激光与材料相互作用研究。

10⁶) 和高转换效率的特点,受到人们普遍重视^[1]。荧光方式和直流场电离方式探测的原子共振

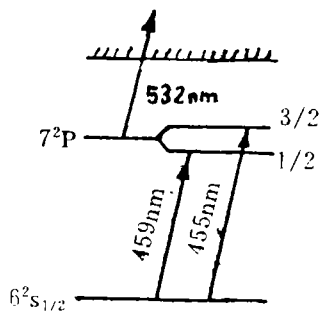


Fig. 1 Cs-ARF energy levels

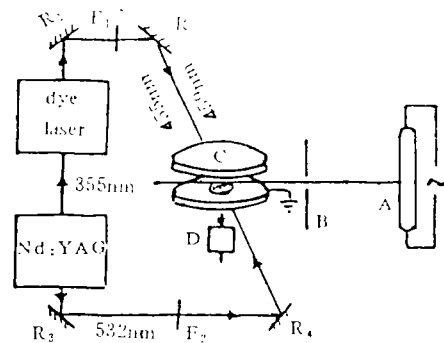


Fig. 2 Experimental arrangement for an Cs-ARF

滤波器已经有报导^[1,2,3],本文报导一种新型的使用光电离探测的 Cs 原子共振滤波器,它具有直接使用现有的固定波长激光和快的响应时间等优点。如图 1 示,Cs 原子吸收波长为 455nm 或 459nm 信号光,发生 6²S_{1/2}→7²P_{2/3}或 6²S_{1/2}→7²P_{1/2}跃迁,然后经 532nm 光电离产生电子(或离子),经电子倍增器接收放大,转换成电信号输出。可以看出,只要波长短于 7²P_{3/2}和 7²P_{1/2}态光电离阈值波长(1.0577μm 和 1.0379μm)的激光,都可以产生光电离信号,增加了激光波长的可选择性。实验装置如图 2 所示,电加热管 A 中的 Cs

原子经管侧小孔(∅0.3mm)喷出,经过小孔 B(∅4mm)准直后,进入加速电场 C 的两极板之间。455nm(或者 459nm)激光(脉冲宽度~14ns,光束截面~0.02cm²,脉冲能量~30μJ)和 532nm 激光(脉冲宽度~30ns,光束截面~0.02cm²,脉冲能量~3mJ)分别经 R₁与 R₂, R₃与 R₄反射后,相对入射进入加速电场 C 中,并作用于 Cs 原子束上,F₁和 F₂为衰减片,用以控制入射光强,图中 A,B,C,D 等均在真空度为 1.33×10⁻⁴Pa 的真空室内。本实验中采用了铯原子束技术,消除了大部分多

普勒增宽,且光电离时间常数极短(10ns 级),原理上是一种快速、窄带、高灵敏度滤波器件。

二、理论分析

1. 线宽

铯原子束中,垂直方向的多普勒增宽大部分被消除,此时的多普勒线宽 Δω_D 主要是由于原子束发散角 α 引起的^[4]:

$$\Delta\omega_D = \alpha v / \lambda \quad (1)$$

式中, $v = \sqrt{8KT/\pi m}$ 为铯原子平均速度,λ 为激光波长。在我们的装置 αv≈0.08rad, v=259m/s,得 Δω_D≈45.5MHz。自然线宽 Δω_N≈16MHz,原子总线宽是二者的卷积近似为 62MHz。

2. Cs 7²P 态光电离截面和 6²S→7²P 光转移截面

(1)根据 Hartree-Fock 近似,采用中心场模型,原子 nL 态电子的光电离截面为^[5]:

$$\sigma_l(\epsilon) = 4/3\pi^2 a_0^2 \frac{N_{nL}}{2L+1} (\epsilon - \epsilon_{nL}) \times \{L[R_{L-1}(\epsilon)]^2 + (L+1)[R_{L+1}(\epsilon)]^2\} \quad (2)$$

式中,α 是精细结构常数,a₀ 为波尔半径,N_{nL} 为支壳层的布居数,ε, ε_{nL} 分别是作用后与作用前的光电子能量。且:

$$R_{L\pm 1}(\epsilon) = \int_0^\infty P_{nL}(r)rP_{\epsilon,L\pm 1}(r)dr \quad (3)$$

式中, $P_{nL}(r)/r$ 和 $P_{\ell, L\pm 1}(r)/r$ 分别是分离初态和连续终态的径向波函数。当 $r \rightarrow \infty$ 时:

$$P_{nL}(r) \rightarrow \pi^{-1/2} \epsilon^{-1/4} \sin[\epsilon^{1/2} r - 1/2 L \pi + \epsilon^{-1/2} \ln 2 \epsilon^{1/2} r + \delta_L(\epsilon) + \sigma_L(\epsilon)] \quad (4)$$

式中, $\sigma_L(\epsilon)$ 为库仑相移, $\delta_L(\epsilon)$ 为非库仑相移。经计算得 Cs 原子 7^2P 态的光电离截面如图 3 示 (图中 $1 \text{ Rydberg} = 2.1797 \times 10^{-18} \text{ J}$), 可以看出: 光子能量越靠近电离阈值, 其电离截面越大, 对应于 532 nm 光的电子截面为 $2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ 。

(2) $6^2S \rightarrow 7^2P$ 态的光激发截面为^[2]:

$$\begin{aligned} \sigma_e &= (A/8\pi c)(\lambda_{vac})^3(\omega/\Delta\omega) \\ &\approx 3 \times 10^{-11} \text{ cm}^2 \end{aligned} \quad (5)$$

式中, $A = 3.54 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 为 $7^2P \rightarrow 6^2S$ 态的爱因斯坦系数^[6], ω 为激光频率, $\Delta\omega = 62 \text{ MHz}$ 为 7^2P 态的线宽。

3. 响应时间

响应时间是指输出信号时间谱的半宽度, 应小于 7^2P 态的寿命 113 ns 和激光脉宽 30 ns 。除去实验系统的影响, 在光强较弱时, 光电离时间谱半宽度应该与激光脉宽相当, 即 $\tau \sim 30 \text{ ns}$; 光强较强时, 光电

离时间谱半宽度为光电离时间常数 τ ($\tau < 30 \text{ ns}$)。根据爱因斯坦系数关系:

$$B = (c^3/8\pi h\nu^3)A \quad (6)$$

及光激发速率: $w_p = B\rho(\omega)$ 和 (5) 式得:

$$w_p = [c\rho(\omega)\Delta\omega]\sigma/h\nu \approx W\sigma/h\nu$$

即:

$$1/\tau = w_p = W\sigma/h\nu \quad (7)$$

式中, W 为激光功率密度, $\rho(\omega)$ 为单位体积单位频率间隔的光子能量, ν 为激光频率。对应 455 nm 或 459 nm 光 (每脉冲能量 $0.2 \mu\text{J}$, 脉宽 14 ns , 光束截面 0.02 cm^2), $\tau_{6S \rightarrow 7P} < 1 \text{ ns}$; 对应 532 nm 光 (每脉冲能量 1 mJ , 脉宽 30 ns , 光束截面 0.02 cm^2), $\tau_{7P \rightarrow \text{电离}} \approx 10 \text{ ns}$, 故总的响应时间 $\tau \approx 10 \text{ ns}$ 。响应时间与光电离时间常数是两个不同的概念, 当光电离时间常数小于激光脉宽 T_p 时, 两者相等; 当光电离时间常数大于激光脉宽 T_p 时, 响应时间等于激光脉宽, 此时会导致 7^2P 态的粒子不能充分电离, 降低光电离效率。由此可见: 在不至于产生双光子电离的条件下, 适当增加 532 nm 激光光强不仅会使响应时间减小至 10 ns 以内, 而且会提高系统的量子效率。

4. 原子内部转换效率

内部转换效率定义为: $\eta = N_{out}/N_{in}$ (式中 N_{in} 为进入 Cs 束中的信号光子数, N_{out} 为出射电子或离子数)。在 455 nm 或 459 nm 强吸收 (即每信号光子产生一个 7^2P 态粒子) 时, 滤波器的内部转换效率取决于 7^2P 态经 532 nm 光电离产生电子或离子的效率 η_D , 即:

$$\eta = (1/\tau)/(1/\tau + A + A') \{1 - \exp[-(1/\tau + A + A')T_p]\} \quad (8)$$

式中, τ 为 7^2P 态的光电离时间常数, 由 (7) 式决定; $A = 3.54 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 为 $7^2P \rightarrow 6^2S_{1/2}$ 的爱因斯坦系数, $A' = 5.31 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ^[6] 为其他导致 7^2P 态粒子数减少的速率, T_p 为激光脉宽。当 $\tau = 10 \text{ ns}$ 时, 计算得 $\eta \approx 86.6\%$, 当 $\tau = 30 \text{ ns}$ 时, 计算得 $\eta = 79\%$ 。

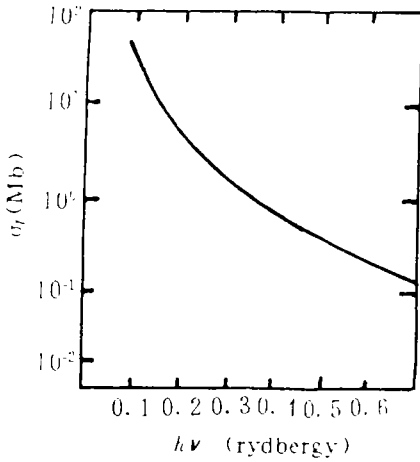


Fig. 3 Photoionization cross sections of 7^2P state of Cs as a function of photo energy

三、实验结果与讨论

实验中,仔细调节 532nm 光强,使其有足够的强度又不至于产生双光子电离,以利于提高信号灵敏度和缩短响应时间。测到的光电离信号是 532nm 光和 455nm 或 459nm 光共同作用的

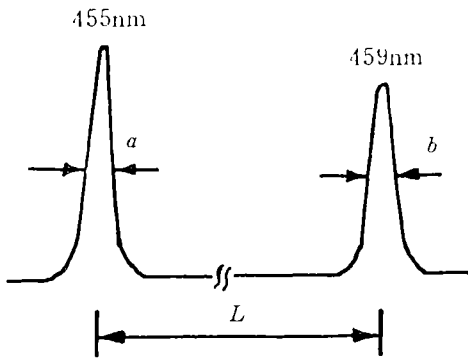


Fig. 4 Experimental line shape and line width of Cs-ARF

的结果,挡住其中任一束光均无电离信号。固定 532nm 波长,染料激光扫描通过 455nm ($6^2S_{1/2} \rightarrow 7^2P_{3/2}$)和 459nm ($6^2S_{1/2} \rightarrow 7^2P_{1/2}$),得到如图 4 所示的信号。根据式:

$$\Delta\lambda_{(ab)} = (459.3177 - 455.536)a(b)/L \quad (9)$$

得: $\Delta\lambda = \Delta\lambda_b \approx 0.029\text{nm} (\sim 40\text{GHz})$ 。这一结果比理论计算得的 62MHz 大,是由于激光线型引起的。图 5 给出了由 F-P 干涉仪(细度 120, 自由光谱范围 75GHz)测出的激光线型,可以看出:尽管主峰宽度小于 20GHz,但其旁边有许多较强的边带(约 30GHz 量级),由于实验测

量的线宽应是原子系统固有线型与激光线型的卷积的半宽度,因此实验结果是 40GHz 而不单纯是理论预计的 62GHz。

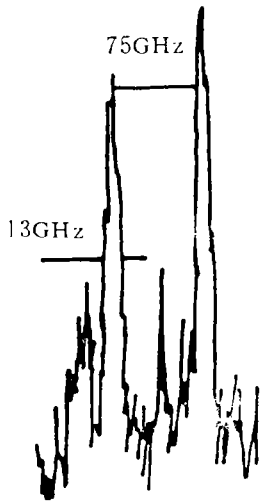


Fig. 5 Laser line shape and line widths measured by F-P interferometer

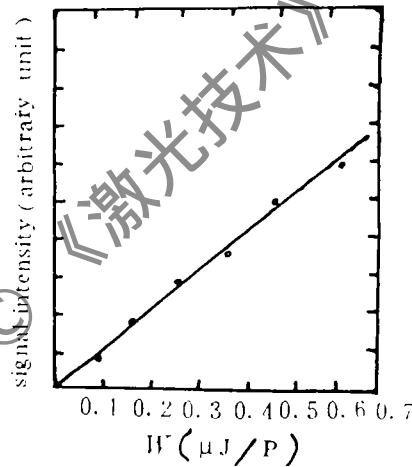


Fig. 6 Signal intensity as a function of signal laser power

使用我们的实验装置测得时间谱宽度为 130ns。这与理论计算的 10ns 相距较远,主要原因有:(1)所用 532nm 激光强度较弱,使得光电离时间常数接近其脉宽 30ns,从而使得响应时间增宽(约 20ns 量级);(2)实验中,电子倍增器 D 与作用区 C 相距约 1.5cm,由于电子(或离子)有一速率分布 Δv ,不同速度的电子到达电子倍增器有一时间差: $\Delta t = (L/v^2)\Delta v$ (v 为电子或离子飞向电子倍增器的平均速度),使得电离信号有一时间铺散,造成响应时间加长(约 80ns 量级);另外,电子倍增器的多级放大及其后的电子检测系统均会导致信号铺散,产生系统的响

应增宽(约10ns量级)。根据这一结果,由(8)式得量子效率 $\eta=10.1\%$,考虑到上述几种系统因素的影响,实际的量子效率应大于10.1%。

由图6关系曲线可以看出,光电离信号强度与入射信号光强近似成线性关系,测得455nm信号光的最小可探测光强为3nJ。

综上所述,本文探讨了一种新型的快速、窄带、高灵敏度Cs原子共振滤波方案,理论上得到原子系统的响应时间10ns,量子效率86.6%,线宽62MHz,由于实验条件的限制,得到的响应时间为130ns,量子效率大于10.1%,最小探测光强3nJ。如果将系统加以改进,控制适当的Cs原子束参数(温度、发散角等),缩短光作用区与电子倍增器距离,则探测灵敏度和响应时间会接近于理论值。本方案中,可以将Cs束改为Cs泡,这会提高滤波指标,初步实验表明,响应时间可达50ns以下,这部分工作正在进行中。鉴于本方案选择了几条有相应激光波长的Cs原子谱线,并且对应于 7^2P 态的电离波长有较大的选择性,因此,这种以光电离方式探测的Cs原子共振滤波是具有实用意义的。

参 考 文 献

- 1 Gelbwachs J A. IEEE J Q E, 1988;24:1266
- 2 Bloom S H, Korevaar E, Rivers M *et al.* Opt Lett, 1990;15:294
- 3 汪盛烈,孙献平,曾锡之 *et al.* 中国激光,1994,21(4):257~260
- 4 王义道,王庆吉,傅济时 *et al.* 量子频标原理. 北京:科学出版社,1986:282
- 5 Starce A F. in *Hardback Physik*. Springer-Verlay, Berlin, W Mehiorn, 1982;31:1~121
- 6 Lindgard A, Nielsen S E. Atomic data and nuclear data tables, 1977;19:612

* * *

作者简介:汪盛烈,男,1965年5月出生。助理研究员。现从事激光物理研究工作。

收稿日期:1994-01-31 收到修改稿日期:1994-05-03

· 简 讯 ·

690nm 波长量子线微型腔激光器

日本神奈川 NTT 基础研究实验室的科学家们观测到量子线微型腔半导体激光阵列的激光现象。激光波长670~690nm,光泵阈 $7\text{pJ}/\mu\text{m}^2$ 。研究小组证实了量子线激光器的一个重要特性——在泵浦通道的线偏振方向和谐振波长始终都是平行于量子线。

(AlAs)_{0.25}(GaAs)_{0.75}分式层超晶格(FLS)量子线,由分子束外延制备。该结构包括125nm厚(AlAs)₃(GaAs)₂短周期超晶格(SPS)以改善量子线的生长,标称尺寸为8nm×6nm。该阵列10个周期为一组,每一周期为8nm厚的FLS层覆盖有20nm厚的SPS层用作光学约束。研究小组认为量子线激光器是制作光学互连一类应用的极小型高效激光器很有前景的技术。

译自 L F World, 1994;30(6):13 中 尧 译 马 理 校