

研究简报

碰撞微扰下的双重激发态原子的 近共振散射

张绮香 韩全生 罗正纪 程文芹

(中国科学院物理研究所)

1980年1月29日收到

提 要

本文研究了具有双重激发能级的钠原子系统在惰性气体碰撞微扰下对单色光的近共振散射。在不同入射光频率下,通过对散射光各分量积分强度的测量,得出了每个能级激发截面随着偏调的变化规律,从钠原子与不同的碰撞微扰体相互作用势定性说明了这些规律。

一、引 言

近年来,碰撞微扰下的原子系统与辐射场的相互作用是一个重视的研究课题。但是,对单色光的近共振散射频谱再分布的研究,理论上还不够完备,实验测量还仅仅是开始。Carlsten 等人^[1]对 Sr (作为二能级系统)、Raymer 等人^[2]对 Te (作为三能级系统)作过实验研究,但他们的对象都还是单一的激发能级。我们以钠为对象,研究了具有双重激发能级的原子系统,在惰性气体碰撞微扰下对单色光的近共振散射。在不同入射光频率下,通过对散射光各分量积分强度的测量,得出了每个能级激发截面随着偏调的变化规律。我们试图从钠原子与不同的碰撞微扰体相互作用势定性说明这些规律。改变入射激光功率,钠原子密度和惰性气体气压,得到了感生荧光随此三参量线性变化的规律。与理论公式定性相符。指出此类实验对研究激发态双原子分子势能曲线有一定意义。

二、近共振散射光的频谱再分布

具有碰撞微扰的钠原子系统对近共振的单色光的散射过程如图1所示。|0>表示钠

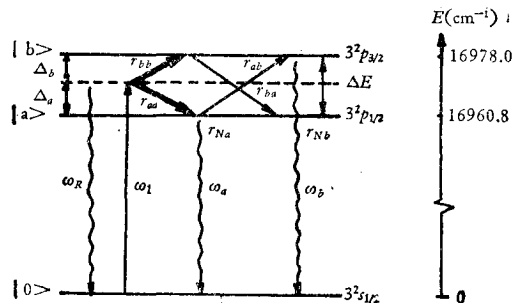
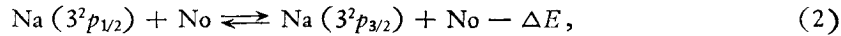
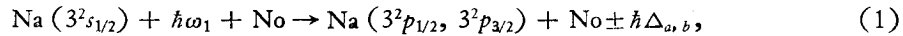


图1 钠原子系统近共振散射光的再分布示意图

原子的基态, $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 表示钠原子第一激发态的两个精细结构能级, 它们之间的能量差 $\Delta E = 17.2 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta a = \omega_1 - \omega_a$, $\Delta b = \Delta = \omega_1 - \omega_b$. 当频率为 ω_1 的人射激光和散射体相互作用后产生具有三个分量的光: 与人射激光频率相同的瑞利散射光 $I_R(\omega_R = \omega_1)$, 以及频率分别为 ω_a 和 ω_b 的两个碰撞诱导的共振荧光 I_a 和 I_b . 近共振激发的过程可以理解为在吸收一个光子的同时伴随着一个吸热或放热的过程, 即原子从基态吸收一个光子跃迁到激发态同时从原子的动能中得到其短缺或多余的能量的补偿. 我们分别以 r_{aa} 和 r_{bb} 表示钠原子 $3^2p_{1/2}$ 和 $3^2p_{3/2}$ 能级的近共振激发速率. 处于两个激发能级的粒子由于碰撞的作用而相互转移, 分别用 r_{ab} 和 r_{ba} 表示由 $|a\rangle$ 到 $|b\rangle$ 态和由 $|b\rangle$ 到 $|a\rangle$ 态的转移速率. 上述二类过程可用下面的式子表示:



其中 No 是具有一定动能的参与碰撞的原子.

对于这样的系统, 还没有严格的理论处理. 不过我们可以通过扩展 Huber^[3] 的公式, 得到对该问题的唯象描述. 原 Huber 公式只是严格适用于碰撞近似范围, 当入射单色光频率离开共振吸收线型中心较远时(即所谓准静态区)就不适用了, 且线型不再是洛伦兹型^[4]. 在本文中是处于碰撞近似适用范围之外. 但是, 正如一般的做法^[3,5], 如果将 Huber 公式中的碰撞速率唯象地看作是随频率偏调变化的参数, 则该公式仍能适用. 我们正是在这个意义下将 Huber 公式作如下扩展, 当然下面引用的 r_{aa} 和 r_{bb} 都将是频率偏调 Δ 的函数, 即 $r_{aa}(0)$ 和 $r_{bb}(\Delta)$, 其值将由实验确定. 这时, 在弱激光场作用下, 碱金属原子 2p 态双重激发能级系统总的微分散射截面公式为

$$\frac{d^2\sigma(\omega_1, \omega_2)}{d\Omega_2 d\omega_2} = g_a \frac{d^2\sigma^a(\omega_1, \omega_2)}{d\Omega_2 d\omega_2} + g_b \frac{d^2\sigma^b(\omega_1, \omega_2)}{d\Omega_2 d\omega_2}, \quad (3)$$

其中 g_a 和 g_b 分别为 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 态的简并度, ω_1 和 ω_2 分别为入射光和散射光的频率. 这里

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^a(\omega_1, \omega_2)}{d\Omega_2 d\omega_2} = & \frac{\omega_1 \omega_2^3 A_a}{\hbar^2 c^4 [(\omega_1 - \omega_a - \Delta_{ac})^2 + r_a^2]} \left\{ \delta(\omega_1 - \omega_2) \right. \\ & + \frac{r_{aa}}{r_{Na} + r_{ab}} \left[\frac{r_a/\pi}{(\omega_2 - \omega_a - \Delta_{ac})^2 + r_a^2} \right. \\ & \left. \left. + \frac{r_{ab}}{r_{Nb} + r_{ba}} \frac{r_b/\pi}{(\omega_2 - \omega_b - \Delta_{bc})^2 + r_b^2} \right] \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^b(\omega_1, \omega_2)}{d\Omega_2 d\omega_2} = & \frac{\omega_1 \omega_2^3 A_b}{\hbar^2 c^4 [(\omega_1 - \omega_b - \Delta_{bc})^2 + r_b^2]} \\ & \cdot \left\{ \delta(\omega_1 - \omega_2) + \frac{r_{bb}}{r_{Nb} + r_{ba}} \left[\frac{r_b/\pi}{(\omega_2 - \omega_b - \Delta_{bc})^2 + r_b^2} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{r_{ba}}{r_{Na} + r_{ab}} \frac{r_a/\pi}{(\omega_2 - \omega_a - \Delta_{ac})^2 + r_a^2} \right] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

其中

$$r_a = r_{aa} + r_{Na} + r_{ab}, \quad r_b = r_{bb} + r_{Nb} + r_{ba}. \quad (6)$$

这里 r_{Na} 和 r_{Nb} 分别是 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 态的自发发射速率. Δ_{ac} 和 Δ_{bc} 分别是由于碰撞引起

的 $|a\rangle$ 态和 $|b\rangle$ 态的频率移位。在目前实验条件下此二项可略去。 A_a 和 A_b 是包含由于入射光和散射光引起的相关态间偶极跃迁矩阵元的平方。

在稳态情况下,将(3)式对立体角 Ω_2 和散射光频率 ω_2 积分,利用关系式

$$I = NI_L\sigma, \quad (7)$$

(其中 N 是钠原子密度, I_L 是入射光能流)。可以获得总的散射光的积分强度。当入射光频率调离共振吸收线型之外时,三个分量可分辨开,可分别求出瑞利散射光 I_R 和碰撞感生共振荧光 I_a, I_b 的积分强度。以下给出感生荧光 I_a, I_b 与瑞利散射光 I_R 的比值公式:

$$\eta_a = \frac{I_a}{I_R} = \left(\frac{g_a r_{aa}}{\Delta_a^2 + r_a^2} + \frac{g_b r_{bb}}{\Delta_b^2 + r_b^2} \cdot \frac{r_{ba}}{r_{Nb} + r_{ba}} \right) \cdot \frac{1}{r_{Na} + r_{ab}} \cdot \left(\frac{g_a}{\Delta_a^2 + r_a^2} + \frac{g_b}{\Delta_b^2 + r_b^2} \right)^{-1}, \quad (8)$$

$$\eta_b = \frac{I_b}{I_R} = \left(\frac{g_b r_{bb}}{\Delta_b^2 + r_b^2} + \frac{g_a r_{aa}}{\Delta_a^2 + r_a^2} \cdot \frac{r_{ab}}{r_{Na} + r_{ab}} \right) \cdot \frac{1}{r_{Nb} + r_{ba}} \cdot \left(\frac{g_a}{\Delta_a^2 + r_a^2} + \frac{g_b}{\Delta_b^2 + r_b^2} \right)^{-1}. \quad (9)$$

利用实验测量的 I_R, I_a, I_b 的积分强度,可由(8),(9)式求出 $r_{aa}(\Delta)$ 和 $r_{bb}(\Delta)$ 。再利用下式可求出 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 态的近共振激发截面:

$$\sigma_{aa}(\Delta) = \frac{\omega_1 A'}{\hbar c} \frac{g_a r_{aa}(\Delta)}{\Delta_a^2 + r_a^2}, \quad (10)$$

$$\sigma_{bb}(\Delta) = \frac{\omega_1 A'}{\hbar c} \frac{g_b r_{bb}(\Delta)}{\Delta_b^2 + r_b^2}, \quad (11)$$

其中

$$A' = |\langle f | \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{d} | i \rangle|^2 = \frac{16\pi^2 \hbar c^3 r_N}{\omega_1^3}. \quad (12)$$

三、实验装置

实验装置如图2所示。以氩离子(A)泵浦的375型CW染料调频激光器(D)作光源,

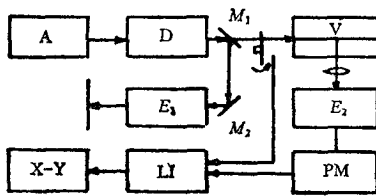


图2 实验装置总体示意图

腔内增插一块石英标准具使输出线宽减至0.1A,染料激光输出后经分束器 M_1 分为两束,其中弱的一束经振束器到标准具 E_1 后在屏上干涉成环,用以监视激光频率的变化。另一主要光束经过斩波器调制后射入牛角形样品盒(V)中,样品盒由自动控温炉保持其特定的温场分布和恒定的温度(精度为 $\pm 1^\circ\text{C}$)。在与入射光垂直的方向收集散射光,经气压扫描标准具(E_2)光谱分解和扫描,然后由光电倍增管(PM)接收.测量信号和参考信号进入锁相放大器(LI),经LI放大的测量信号由(X-Y)记录仪记录。

四、实验结果和讨论

1. 再分布函数随频率偏调的变化

入射到样品盒的激光功率为 70mW，光束直径约 2mm，相应的功率密度为 2.2W/cm²，钠源温度为 500K，微扰气体是氩气或氦气，充气气压为 5torr。

让染料激光的频率在钠的 D₁ 线 (5896 Å) 和 D₂ 线 (5890 Å) 附近连续调节，每间隔

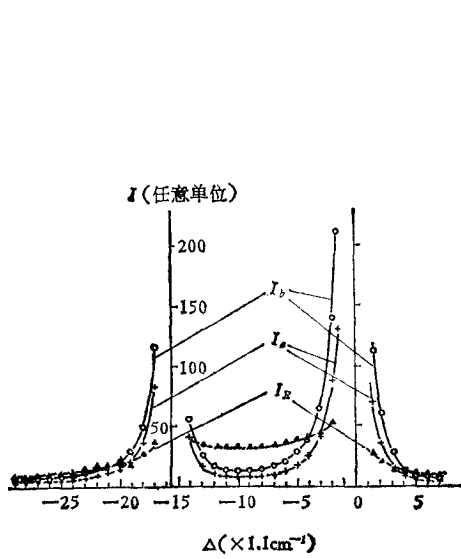


图 3

+ — I_a; o — I_b; ▲ — I_R

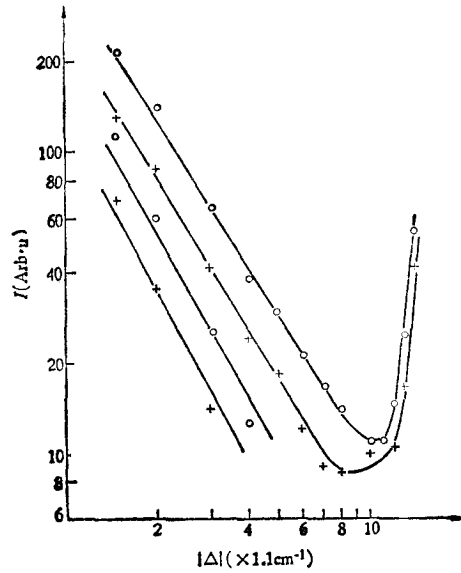


图 4

o — 表示红翼; + — 表示蓝翼

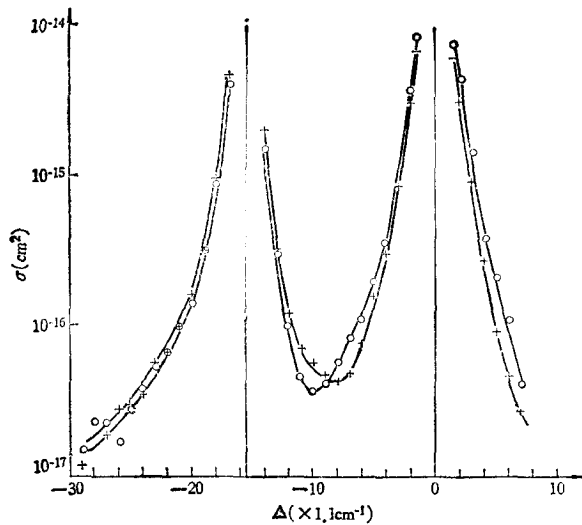


图 5 钠-氩系统的近共振激发截面随着频率偏调的变化

+ — σ_{aa}(Δ); o — σ_{bb}(Δ)

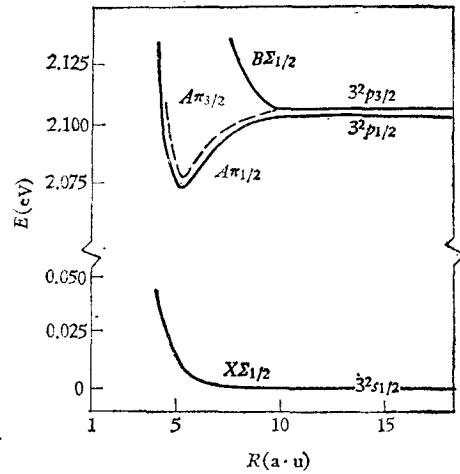


图 6 钠-氩系统的相互作用势能曲线

1.1cm^{-1} 测量一次散射光再分布的光谱。即三个分量 I_R, I_a, I_b 的积分强度随频率偏调的变化。这样,我们在大约 40cm^{-1} 的范围内测量出散射光各光谱分量随偏调的变化曲线。图 3 表示钠-氩系统 I_R, I_a, I_b 随偏调 Δ 的变化。图 4 表示钠-氩系统 I_a, I_b 随频率偏调绝对值 $|\Delta|$ 的变化。将逐点的实验结果 I_R, I_a, I_b 的积分强度代入 (8), (9) 式中,可求出 $r_{aa}(\Delta)$ 和 $r_{bb}(\Delta)$ 。再由 (10), (11) 式算出近共振激发截面 $\sigma_{aa}(\Delta)$ 和 $\sigma_{bb}(\Delta)$, 结果示于图 5。由上图可以明显地看出在 $|a\rangle$ 线和 $|b\rangle$ 线附近均出现当频率偏调绝对值相同时,红翼大于蓝翼的结果。此非对称性可由钠-氩系统的相互作用势能曲线定性地理解。钠原子在和惰性气体原子碰撞过程中形成瞬态准分子,其相互作用的势能曲线如图 6^[6] 所示。由于钠 ($2p$) 态比钠 ($2s$) 态更易于极化,因此钠 ($2p$)-氩 ($1s$) 碰撞将比钠 ($2s$)-氩 ($1s$) 碰撞有更强的吸引力。入射激光频率调到共振线的红翼,当激光频率等于一定核间距的势能差时,将感生跃迁,这时由于激发态和基态波函数间有较大的重叠,因此感生荧光将较强;当激光频率调到共振线的蓝翼,波函数重叠将较小,感生荧光将较弱。对于钠-氩系统,

我们进行了同样的实验,得到了类似的结果,只是非对称性没有钠-氩系统明显,这是由于两种系统相互作用势的差异所决定。

2. 感生荧光随激光强度的变化

图 7 给出 I_a, I_b 随入射激光功率的变化。由图 7 可看出在目前实验条件下,感生荧光随激光强度是线性变化,未出现饱和效应。

3. 感生荧光随钠原子密度的变化

由图 8 可以看出感生荧光随钠原子密度成线性变化。

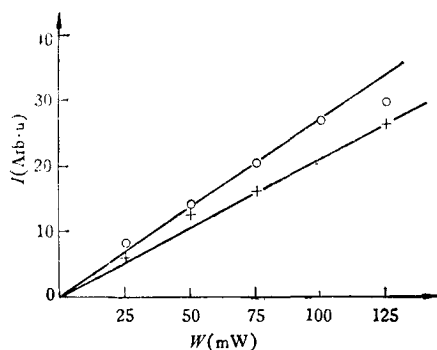


图 7 钠-氩系统感生荧光 I_a, I_b 随激光功率的变化
+—— I_a ; o—— I_b
($P_{\text{真}} = 15\text{torr}$; $T = 453\text{K}$; $\Delta = -2.2\text{cm}^{-1}$)

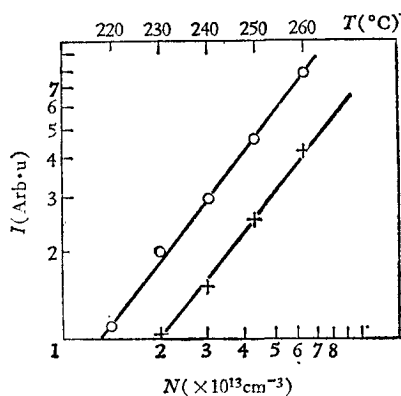


图 8 钠-氩系统感生荧光 I_a, I_b 随钠原子密度的变化
+—— I_a ; o—— I_b
($P_{\text{真}} = 33\text{torr}$; $W = 24\text{mW}$; $\Delta = +0.84\text{cm}^{-1}$)

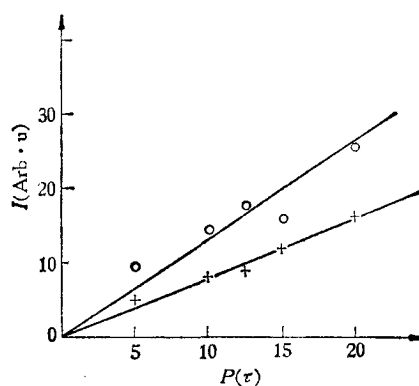


图 9 钠-氩系统感生荧光 I_a, I_b 随钠气气压的变化
+—— I_a ; o—— I_b
($W = 50\text{mW}$; $T = 453\text{K}$; $\Delta = +3.3\text{cm}^{-1}$)

4. 感生荧光随惰性气体气压的变化

由图 9 可以看出在低气压情况下, I_a , I_b 随氩气气压成线性变化. 当气压增大后, 会出现饱和效应.

以上实验结果说明感生荧光 I_a , I_b 随激光功率, 钠原子密度和缓冲气体气压成线性变化, 此与理论公式 (7)–(9) 相符.

值得指出的是, 如果进一步提高实验的灵敏度, 扩大偏调范围, 改变样品温度, 预期可由实验直接得出碰撞系统相互作用势能曲线的有关信息.

参 考 文 献

- [1] J. L. Carlsten, A. Szöke and M. G. Raymer, *Phys. Rev.* **A15**(1977), 1029.
- [2] M. G. Raymer, J. L. Carlsten and G. Piehler, *J. Phys.* **B12**(1979), L119.
- [3] D. L. Huber, *Phys. Rev.*, **178**(1969), 93.
- [4] A. Gallaguer, *Atomic Physics* 4 ed. by G. Zuputlitz, 559(1975).
- [5] J. Cooper, *Astrophys. J.*, **228**(1979), 339.
- [6] J. Pascale and R. E. Olsen, *J. Chem. Phys.*, **64-9**(1979), 3538.

NEAR RESONANT SCATTERING OF COLLISION PERTURBED ATOMS WITH DOUBLET EXCITED STATES

ZHANG YI-XIANG HAN QUAN-SHENG
LUO ZHENG-JI CHENG WEN-GIN
(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

We investigated the near resonant scattering and collision induced fluorescence of sodium atoms with doublet excited states in a weak laser field. By changing the frequency of the incident light and measuring the integral intensities of the components of the scattered light, the near resonant excitation cross-section of each sublevel was obtained as functions of the frequency detuning. Their variations are qualitatively explained by the interaction potential between the sodium atom and various collisional perturbing species. We have measured the variation of the induced D_1 and D_2 fluorescence with laser power, density of sodium atoms and pressure of buffer gas. It is shown that the relation is linear. The experimental results are in agreement with the theory.