

Ne 空心阴极放电连续光电流光谱中 反常正讯号的实验和理论研究

殷立峰 胡企铨 李世芳 林福成
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文报道利用激光敏化荧光光谱技术测定的数据和我们提出的改进的理论模型,对Ne空心阴极放电连续光电流光谱中起源于亚稳态的 $1s_3, 1s_5-2p$ 跃迁的反常正讯号产生机理作出了合理的解释。

关键词: 光电流效应; 激光敏化荧光。

一、前 言

用连续可调谐染料激光照射空心阴极放电(HCD)灯进行波长扫描可以得到放电介质的连续光电流光谱。通常,共振激光的照射将导致放电管阻抗的减小,从而得到正常的负光电流效应。一般的金属原子跃迁和起源于非亚稳态的惰性气体原子跃迁的连续光电流讯号

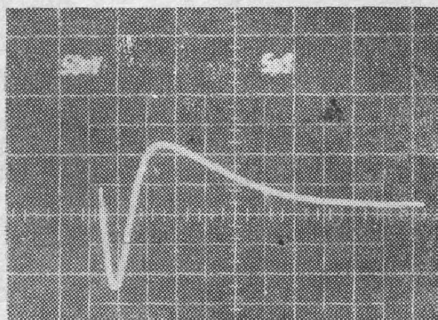


Fig. 1 Normal OGS signal

都是正常的,如图1所示^[1~3]。然而,实验中发现,下能级为 $1s_3$ 和 $1s_5$ 亚稳态的Ne原子跃迁具有反常的正连续光电流讯号^[1,3,4]。一般认为这一现象是由于Ne亚稳态具有很高的有效电离率而引起的^[3]。但是起源于 $1s_3$ 和 $1s_5$ 亚稳能级的Ne脉冲光电流讯号是反常的,这一现象不能用上述假说来解释。

Bridge给出了他们所测量的Ne空心阴极放电连续光电流光谱^[3]。在两种不同的放电电流下,下能级为 $1s_3$ 和 $1s_5$ 跃迁的连续光电流讯号都是反常的,而下能级为 $1s_2$ 跃迁的连续光电流光谱讯号都是正

常的。下能级为 $1s_4$ 跃迁的连续光电流讯号有正常的也有反常的,并且在不同电流下,某些跃迁的连续光电流讯号会改变符号。Zalowski等也得到了类似的结果^[2]。过去,董传华等已经研究过空心阴极放电电流对Ne连续光电流讯号符号的影响,并给出了他们的解释^[4]。

光电流效应与共振激光激发引起的相关能级集居数的变化有关。通过测量共振激光激发引起的能级集居数增量,可以研究反常光电流效应的产生机理。测量激光敏化荧光光谱可以提供各能级集居数的变化情况,是一种很好的实验研究方法。本文报道利用激光敏化荧光测量对Ne $1s_3$ 和 $1s_5$ 跃迁反常连续光电流讯号产生机理进行的实验研究。在这一实验研究的基础上,对我们过去提出的用于脉冲光电流效应的理论模型^[5]作出了进一步的改进,

使其适用于连续光电流效应, 从而对 Ne 反常连续光电流讯号的出现作出了合理的解释, 消除了过去提出的产生机理中的矛盾。

二、实验装置和测量方法

为了研究 Ne $1s_3$ 、 $1s_5$ — $2p$ 跃迁反常连续光电流讯号的产生机理, 我们在测量 Ne 连续光电流讯号的同时, 测量了激光敏化荧光光谱。作为比较, 我们也对 Zr 和 U 的正常连续光电流讯号进行了实验研究。

测量是用市售 Ne-Zn、Ar-Zr 和自制 Kr-U 空心阴极放电灯完成的。用 Ar^+ 激光器泵浦的可调谐连续输出 R6G 染料激光器作为激发光源, 波长调谐范围为 $5750\sim 6200\text{ \AA}$, 单纵模输出功率可达 50 mW , 激光线宽小于 20 MHz 。

整个实验装置示意图见图 2。由负载电阻 R 上取出的光电流讯号经锁相放大器放大后输出。为了尽量减少噪声, 采用了高压稳压电源供电。空心阴极放电灯发射的荧光经反射镜 M 反射后, 由透镜聚焦经 WDG-500 型光栅单色仪分光, 由光电倍增管接收并送入锁相放大器放大, 最后由 X-Y 记录仪记录。整个测量系统的光谱响应已经用标准钨带灯校定过。

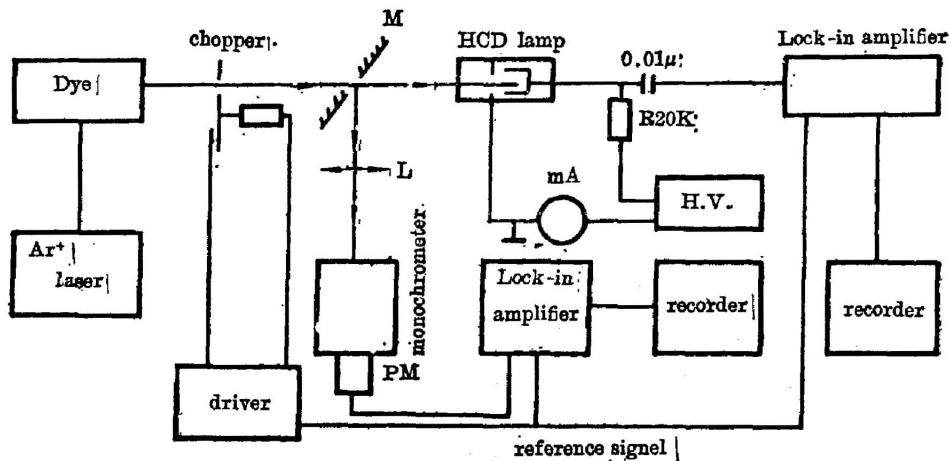


Fig. 2 Experimental setup for measuring the OGS spectrum and sensitivity fluorescence spectrum

利用上述实验装置分别测量了 Zr 5935.2 \AA 、U 5915.4 \AA 、U 5971.5 \AA 和 Ne 5852.5 \AA 、Ne 5881.9 \AA 跃迁的光电流讯号和激光敏化荧光光谱, 并对结果进行了比较和分析。

三、实验结果

用 5935.2 \AA ($Zr\ a^3F_2-Z^3F_3^0$) 激光激发, 测量了 Ar-Zr 空心阴极放电灯的光电流光谱讯号, 这是一个正常的负光电流讯号。在测量光电流讯号的同时测量了激光敏化荧光光谱, 在现有测量灵敏度内, 测量到一条激光感生荧光谱线 6143.2 \AA ($Zr\ Z^3F_3^0-a^3F_3$) 和两条激光敏

化荧光谱线 6134.6 \AA ($Zr Z^3F_2^0 - a^3F_2$) 和 6127.4 \AA ($Zr Z^3F_4^0 - a^3F_4$)。所有三个感生和敏化的荧光讯号都是正的,且它们的跃迁上能级属于同一电子组态。这一结果表明,这些跃迁的上能级集居数增量都是正的。图 3 给出了 5935.2 \AA 共振激光激发下的 Zr 激光敏化荧光光谱和有关的 Zr 原子能级图。

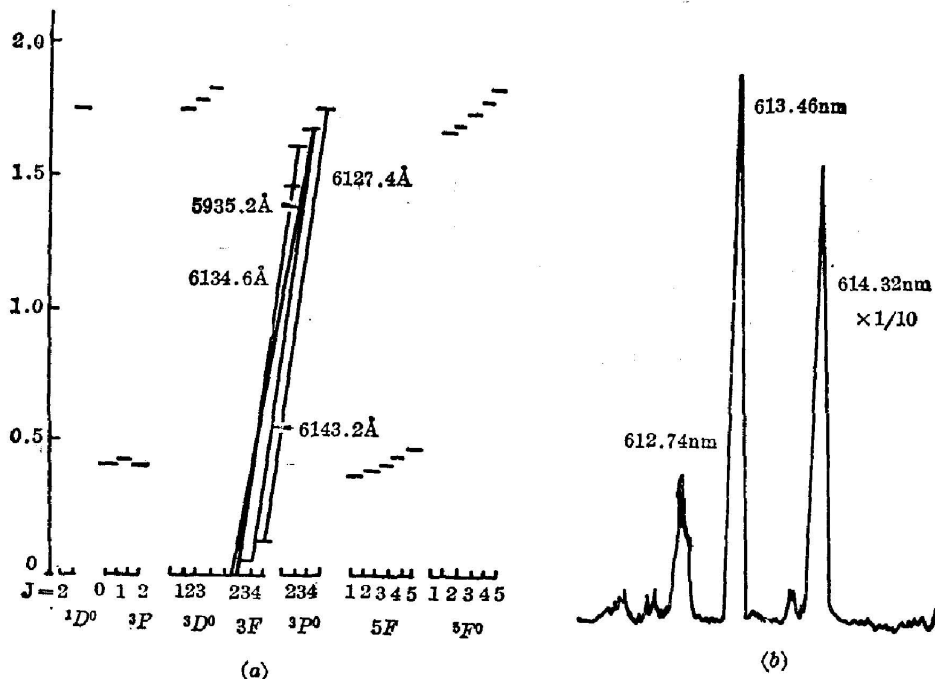


Fig. 3

(a) Atomic levels of Zr

(b) Sensitivity fluorescence spectrum with the laser excitation at 593.53 nm

用 Kr-U 空心阴极放电灯测量了 5915.4 \AA ($U f^3ds^2 \ ^5L_6^0 - f^3dsp \ ^7M_7$) 和 5971.5 \AA ($U f^3ds^2 \ ^5K_8^0 - f^3dsp \ ^7K_4$) 的光电流讯号和激光敏化荧光光谱。这两个光电流讯号也是正常的负值,同时,在 4000 \AA 到 8000 \AA 的波长范围内,所测量到的全部敏化荧光光谱讯号 (5915.4 \AA 激发约 400 根谱线, 5971.5 \AA 激发约 100 根谱线) 都是正的。这一结果表明,在这两个波长共振激发下,所有敏化的上能级集居数增量都是正的。

分别利用 5852.5 \AA ($Ne 1s_3 - 2p_1$) 和 5881.9 \AA ($Ne 1s_5 - 2p_2$) 激光激发测量了 Ne-Zn 空心阴极放电灯的光电流讯号和敏化荧光光谱。 5852.5 \AA 具有正常的负光电流效应,而 5881.9 \AA 是反常的正光电流效应。 5881.9 \AA 和 5852.5 \AA 激光激发的敏化荧光测量结果分别列在表 1 和表 2 中。由表 2 可见, 5852.5 \AA 激发时,所有从 $2p$ 来的敏化荧光讯号都是正的,说明 10 个 $2p$ 能级的集居数增量都是正的。而由表 2 可见, 5881.9 \AA 激光激发时,从 10 个 $2p$ 能级发出的敏化荧光讯号有正有负,而且大部分是负的。实验中还发现,尽管大多数 $2p - 1s_{2,3,4}$ 跃迁的敏化荧光讯号是负的,然而所有 $2p - 1s_5$ 跃迁的敏化荧光讯号却都是正的。这一异常现象看来可以用空心阴极放电灯中存在自吸收现象得到解释。而 $2p_5 - 1s_3$ 、 $1s_4$ 跃迁敏化荧光符号与 $2p_5 - 1s_3$ 跃迁敏化荧光符号的相反,作者认为可以用放大的自发辐射影响来解释。利用表 1 数据计算了各 $2p$ 能级的集居数增量,其结果列在表 3 中。由表 3

Table 1 Sensitivity fluorescence intensity with the laser excitation at $\lambda=588.2\text{ nm}$

$1s_i$	$2p_1$	$2p_2$	$2p_3$	$2p_4$	$2p_5$	$2p_6$	$2p_7$	$2p_8$	$2p_9$	$2p_{10}$
$1s_2$		4020		-15	121	-439		-183		
$1s_3$					-91		-150			-360
$1s_4$		754	20	44		-98		-226		-605
$1s_5$		pumping		312	77	474	104	316	491	356

Table 2 Sensitivity fluorescence intensity with the laser excitation at $\lambda=585.2\text{ nm}$

$1s_i$	$2p_1$	$2p_2$	$2p_3$	$2p_4$	$2p_5$	$2p_6$	$2p_7$	$2p_8$	$2p_9$	$2p_{10}$
$1s_2$	pumping	58.5		65	102	83	11	39		
$1s_3$		7			24.5		16.5			24.5
$1s_4$	>100	7	98	47	2	13.5	20	37		5.5
$1s_5$		7		52	13	17.5	18.5	26	13.5	16.5

Table 3 Population changes of $2p$ levels with the laser excitation at 588.2 nm

Current of lamp HCD (mA)	$2p_1$	$2p_2$	$2p_3$	$2p_4$	$2p_5$	$2p_6$	$2p_7$	$2p_8$	$2p_9$	$2p_{10}$
4		1.20	0.07	0.06	-0.20	-0.21	-0.15	-0.66		-2.6
7		3.0	0.28	0.24	-0.41	-0.24	-0.20	-0.68		-2.8
10		3.0	0.22	0.32	-0.81	-0.31	-0.31	-0.85		-3.5

可见, 5881.9 \AA 激光激发时, 10 个 $2p$ 能级集居数增量有正有负, 但大部分是负的。Zalewski 等曾测量过 6143.1 \AA ($\text{Ne } 1s_5-2p_6$) 激光激发的敏化荧光讯号^[1], 结果表明, 只有 2~3 个 $2p$ 能级集居数增量是正的, 其余都是负的。我们的结果与 Zalewski 的数据也是一致的。

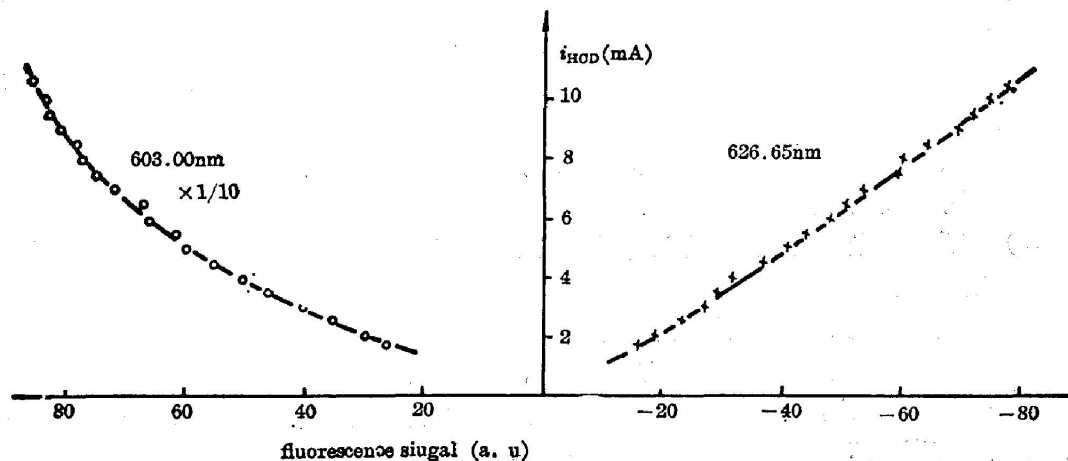


Fig. 4 Laser-induced fluorescence (603.0 nm) and sensitivity fluorescence (626.65 nm) intensity vs. discharge currents (pumping laser wavelength= 588.19 nm)

5881.9 Å ($1s_5-2p_3$) 激光激发时, 感生荧光 6030 Å ($2p_2-1s_4$) 和敏化荧光 6266.5 Å ($2p_5-1s_6$) 随空心阴极放电灯电流的变化关系给出在图 4 中。

四、理论模型和结果分析

当共振激光照射放电等离子体时, 共振光的泵浦作用将引起放电介质原子相应的能级集居数变化。由于放电等离子体中各能级的电离率不同, 光泵浦引起的相应原子能级集居数变化将导致放电等离子体的阻抗变化, 从而产生光电流效应。显然, 基于这样的考虑, 可以采用速率方程方法研究光电流效应产生机理。

过去已经发表了一些用于解决连续激发光电流效应^[1,8]和脉冲激发光电流效应^[5,6]产生机理的速率方程理论模型。这些模型解释了相当一部分光电流效应的实验结果, 但不管是脉冲还是连续激发情况, 在理论与实验事实之间还存在一些没有解决的矛盾。对于脉冲激发的光电流效应, 我们曾提出了一个改进的速率方程模型^[5], 解决了过去没有解决的矛盾。这里进一步发展了这一理论模型使其能够解决连续激发的光电流效应理论中存在的矛盾。

原子系统碰撞辐射模型最初是 Bates 等人提出的^[7,8], Hess 把 He 的碰撞辐射模型发展到包括与原子跃迁共振的激光泵浦影响的情况^[9], 其后有对此问题的进一步研究^[10,11]。

对于连续激光共振激发空心阴极放电光电流效应, 过去的实验结果^[12]和前节介绍的 Ne、U、Zr 等原子激光敏化荧光光谱的测量都表明: 在用足够强的激光共振激发原子的某一跃迁时, 除了可使该跃迁的上能级获得集居数增量外, 由于某种碰撞转移过程, 如部分离化等离子体中电子和原子的碰撞会扩散到等离子体内的所有能级。与过去已有的光电流效应模型不同, 现在的模型考虑到这种碰撞转移过程, 在列出能级集居数变化的速率方程组时, 采用了类似于 Hess 的碰撞辐射模型^[9]。在这一模型中, 作了以下假设:

(1) 所研究的低压气体放电(如空心阴极放电)等离子体是一个光学薄的系统, 仅在需要时再进行修正;

(2) 各能级间主要通过自发辐射跃迁和电子碰撞跃迁相互作用, 影响电子碰撞跃迁几率的因素有: 电偶极跃迁是否禁戒、能级间能差的大小及电子组态的构成;

(3) 不考虑原子碰撞、分子相互作用和其它放电粒子的影响, 一般情况下, 这些因素的影响仅作为修正因素存在;

(4) 不考虑离子激发态的影响, 即把离子看成是基态, 由于离子的漂移速度很小, 因此在这一模型中也忽略了离子流的影响;

(5) 在共振激光激发时, 认为入射激光仅与某两个能级间跃迁共振并且对任何其它能级不具有直接的影响;

(6) 忽略了多光子过程及这一过程导致的复合和光电离的影响, 这些过程只有在入射激光具有非常高的功率密度时才会有显著影响。

根据上述假设, 当波长为 λ_{ij} 的连续激光照射放电等离子体时, 放电等离子体中原子激发态集居数密度的速率方程能够被表示为下列矩阵形式

$$\frac{d}{dt}|N| = (|X| + |Y|)|N| + |H|N^2, \quad (1)$$

其中 N_e 是电子密度, $|N|$ 是分量为能级集居数密度 N_i 的列矢量, 能级按能量的递增进行编号; $|H|$ 是分量为电子和离子复合到 i 能级的复合速率 ρ_i 的列矢量, $|X|$ 是系数矩阵, 它的各分量给定如下

$$x_{ij} = N_e C_{ij} + A_{ji}, \quad (j \neq i) \quad (2)$$

$$x_{ii} = -N_e \left(\sum_{k \neq i} C_{ik} + S_i \right) - \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik}, \quad (3)$$

式中 C_{ij} 是由于电子碰撞从 i 能级跃迁到 j 能级的速率系数; A_{ij} 是从 i 到 j 的自发辐射速率(如 $j > i$, $A_{ij} = 0$); S_i 是 i 能级的有效电离率(主要有电子碰撞引能, 但应包括原子碰撞, 光电效应、光电离等影响因素的修正); $|Y|$ 是共振激光激发矩阵, 它的分量为

$$\left. \begin{aligned} y_{lu} &= -I_{lu} B_{lu}, & y_{lu} &= I_{lu} B_{ul}, \\ y_{ul} &= I_{lu} B_{lu}, & y_{uu} &= -I_{lu} B_{ul}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

除了这四个分量外, Y 的所有其它分量均为零。这里 u 和 l 分别是激光共振上、下能级标号; I_{lu} 是泵浦激光的通量[单位为: 功率/(面积×波长间隔)]; 而 B_{lu} 和 B_{ul} 是爱因斯坦 B 系数, 定义为

$$B_{ul} = \frac{\lambda_{ul}^3}{8\pi h} A_{ul}, \quad B_{lu} = \frac{g_u}{g_l} B_{ul}. \quad (5)$$

电子密度的速率方程为

$$\frac{d}{dt} N_e = \gamma N_e - \rho N_e, \quad (6)$$

γ 为单位时间内一个电子通过碰撞增殖的电子数即电子倍增因子; $\rho = \sum_k \rho_k$ 为电子的总复合因子。

在没有激光照射和稳态放电条件下, 有稳态方程

$$|N|^0 = -|X|^{-1}|H|N_e^0, \quad (7)$$

$$\gamma = \rho N_e^0. \quad (8)$$

右上标“0”表示相应物理量的稳态值。

利用稳态方程(7)和(8)式可把速率方程(1)和(6)式化简为

$$\frac{d}{dt} |\Delta N| = (|X| + |Y|)|\Delta N| + |Y||N|^0 + |W|\Delta N_e, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta N_e = |S||\Delta N| - \gamma \Delta N_e, \quad (10)$$

这里的 Δ 符号表示该物理量对稳态的偏离值; $|W|$ 是一个列矢量, 它的分量 $w_i \approx \rho_i N_e^0$, $|S|$ 是分量为 s_i 的行矢量。在(9)和(10)式的推导过程中都忽略了二级微扰量 $(\Delta N_e)^2$ 项。

在稳态工作即连续激光共振激发条件下, 分别令(9)和(10)式右边等于零即可解得 ΔN_e 的值。在这一稳态条件下, 激光共振照射在放电灯中产生的电流变化即光电流讯号 Δi 是正比于 ΔN_e 的。由此, 利用方程(9)和(10)式可以得到连续激光共振激发产生的光电流讯号。

下面我们利用这一理论模型讨论所得的实验结果。

对 Zr 5935.2 Å、U 5915.4 Å、U 5971.5 Å 和 Ne 5852.5 Å 跃迁的连续光电流效应讯号和同时测量的激光敏化荧光光谱结果表明, 当共振上能级及附近敏化能级集居数增量均

为正时,可以获得正常的负光电流讯号。由于高能级能级的有效电离率通常高于低能级能级的有效电离率,因而这一实验结果很容易用方程(9)和(10)式来解释,这里就不详细讨论了。

对于下能级是 Ne $1s_3$ 和 $1s_5$ 亚稳态跃迁的反常正光电流效应,现在可以给出合理的解释。在 Ne 原子中,除了基态之外,最低四个能级是 $1s$ 能级,它们的能量在 $16.6\sim 16.9\text{eV}$ 之间,其中 $1s_3$ 和 $1s_5$ 是亚稳态,而 $1s_2$ 和 $1s_4$ 与基态之间有相当强的真空紫外辐射。4个 $1s$ 态之上是 10个 $2p$ 能级,位于 $18.3\sim 19.0\text{eV}$ 能量范围之间。在稳定的 Ne 放电等离子体中, $2p$ 能级的集居主要是通过电子碰撞激发 $1s_3$ 和 $1s_5$ 亚稳态进行的^[12],并且在 10个 $2p$ 能级间也有碰撞转移过程^[13]。此外, $1s_2$ 和 $1s_4$ 能级也是通过电子碰撞从 $1s_3$ 和 $1s_5$ 能级激发而集居。在 $2p$ 态能级与 $1s$ 能级间存在自发辐射跃迁,通过向 $1s_2$ 和 $1s_4$ 能级的跃迁, $2p$ 态的集居数可以回到基态。

当 5881.9\AA ($1s_5-2p_2$) 激光共振激发时,大量粒子从 $1s_5$ 能级泵浦到 $2p_2$ 能级,并从 $2p_2$ 能级碰撞转移到其它 $2p$ 能级,使各 $2p$ 能级集居数产生正增量。泵浦到 $2p$ 能级的集居数中的相当部分又通过自发辐射到 $1s_2$ 和 $1s_4$ 能级回到基态,这一效应使由 $2p$ 和 $1s$ 能级构成的子能级系统中的总集居数将减少。此外,由于激光泵浦形成的很大的 $1s_5$ 能级的负增量,使从 $1s_5$ 碰撞激发到各 $2p$ 和 $1s_2, 1s_4$ 能级的集居数大大减少,因而使 $2p$ 和 $1s_2, 1s_4$ 各能级产生负集居数增量。上述两种效应叠加的结果导致 10个 $2p$ 能级中的少数产生正增量($2p_1, 2p_2, 2p_3, 2p_4$),而其余大部分产生负集居数增量。在这种情况下,考虑 $2p$ 能级的有效电离率和 $1s_2, 1s_4$ 的有效电离率远大于 $1s_5$ 能级的有效电离率($1s_2$ 和 $1s_4$ 的强紫外辐射所产生的光电效应导致了异常高的有效电离率^[14]),在大量负能级集居数增量出现的情况下,显然能够产生反常的正光电流效应。

由以上假设,可以利用方程(9)代入必要参数解出各能级集居数增量 ΔN_i ,然而这一工作量是十分巨大的。为了简单起见,我们直接利用实验测定的结果(表 3),并在讨论中忽略四个 $1s$ 能级的集居数增量。为了讨论的方便,并假设 10个 $2p$ 能级的是相同的有效电离率 S_p 。则利用方程(10)式和稳态条件 $\frac{d}{dt} \Delta N_i = 0$,可解得

$$\Delta N_e = \frac{S_p}{\gamma} \sum_{i=1}^{10} \Delta N_{2p_i} \quad (11)$$

对于 5881.9\AA 激光共振激发情况,把表 3 数值代入,有

$$\left. \begin{aligned} i_{\text{HCD}} = 4\text{ mA}, \quad \Delta i \propto \Delta N_e = (S_p/\gamma)(-2.5), \\ i_{\text{HCD}} = 7\text{ mA}, \quad \Delta i \propto \Delta N_e = (S_p/\gamma)(-0.7), \\ i_{\text{HCD}} = 10\text{ mA}, \quad \Delta i \propto \Delta N_e = (S_p/\gamma)(-0.9). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

由(12)式可以看出,在 5881.9\AA 激光激发时,由理论计算的光电流效应讯号确实是反常的正值。考虑到 Ne 空心阴极放电等离子体中的激发过程,利用实验测量的激光敏化荧光光谱和我们的光电流效应理论模型,能够解释 Ne $1s_3, 1s_5-2p$ 跃迁反常连续光电流光谱讯号的产生机理,由于 $1s_4$ 能级与 $1s_3, 1s_5$ 亚稳态的强耦合作用,因此,在从 $1s_4$ 激发到 $2p$ 能级时也会有反常的正光电流效应产生,同时, $1s_4$ 能级自身存在着正常的负光电流效应。这两种效应竞争的结果导致 $1s_4-2p$ 跃迁的光电流讯号中有正有负,并且在空心阴极放电灯电流变化时还会出现符号的改变。

五、结 论

本文介绍了我们对光电流效应理论作出的改进,这一发展了的理论模型能够比较好地解决连续光电流效应的产生机理。对下能级是亚稳态($1s_3$ 、 $1s_5$)跃迁的反常 Ne 连续光电流光谱讯号的产生机理进行了实验的和理论的研究。利用实验测定的激光敏化荧光光谱数据和本文提出的理论模型,对 Ne $1s_3$ 、 $1s_5$ — $2p$ 跃迁反常连续光电流光谱讯号的产生机理作了合理的解释。这一结果反过来又证明了我们提出的光电流效应理论模型的正确性。

本文是在王之江教授的关怀和指导下完成的,谨此表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] E. F. Zalewski *et al.*; *J. Chem. Phys.*, 1979, **70**, No. 2 (Jan), 1015~1026.
- [2] 金巨广等;《激光》,1982, **9**, No. 4 (Apr), 657~659.
- [3] W. B. Bridges; *J. O. S. A.*, 1978, **68**, No. 3 (Mar), 352~359.
- [4] 董传华等;《光谱学与光谱分析》,1983, **3**, No. 1 (Jan), 1~6.
- [5] 殷立峰等;《光学学报》,1984, **4**, No. 4 (Apr), 294~300.
- [6] G. Erez *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**, No. 12 (Dec), 1328~1332.
- [7] D. R. Bates *et al.*; *Proc. Roy. Soc.*, 1962, **267**, No. 1330 (May), 297~312.
- [8] D. R. Bates *et al.*; *Proc. Roy. Soc.*, 1962, **270**, No. 1341 (Nov), 155~167.
- [9] R. Hess, F. Burrell; *J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer.*, 1979, **21**, No. 1 (Jan), 23~33.
- [10] 黄元网;《光学学报》, 1984, **4**, No. 3 (Mar), 223~228.
- [11] 黄元网等;《光学学报》, 1984, **4**, No. 8 (Aug), 680~686.
- [12] P. L. Hagelstein; *Physics of Short Wavelength Laser Design*, (Ph. D. Thesis) Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-53100 (1981).
- [13] W. R. Bennett *et al.*; *Appl. Opt.* (Supplement on Chemical Lasers), 1965, **2**, 34.
- [14] 殷立峰等;《光学学报》, 1984, **4**, No. 8 (Aug), 673~679.

Experimental and theoretical investigation on the anomalous signal in Ne CW optogalvanic spectroscopy

YIN LIFENG, HU QIQUAN, LI SHIFANG AND LIN FUCHEN
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 18 March 1986; revised 2 June 1986)

Abstract

Based on the measured results by using the technique of sensitivity fluorescence spectroscopy and the improved theoretical model suggested by authors early, the mechanism of anomalous optogalvanic signal induced by CW laser tuned to the resonance frequency between the transitions of Ne $1s_3$, $1s_5$ and $2p$ levels was explained satisfactorily.

Key Words: Optogalvanic effect; laser sensitivity fluorescence.