

脉冲光电流效应的机理研究

殷立峰 胡企铨 林福成
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文介绍一种用于脉冲激光激励空心阴极放电光电流效应的改进的表象理论,它以原子的能级集居数及电子密度变化的速率方程为基础,考虑到放电管内电子运动及电流回路方程获得了一组方程。该方程组很好地解决了脉冲光电流信号随电流、电压及激光光强的变化关系及时间特性(这一理论提出了利用脉冲光电流效应测量某些低压气体等离子体参数的可能性)。

Erez 等人曾提出解释脉冲光电流效应的表象理论^[1],它从稳态放电模型出发,把脉冲光作用看作为准稳态小讯号工作条件,利用二能级系统的速率方程,得到了脉冲光电流效应为:

$$\Delta V = -\beta Q_{12}(n_1^0 - n_2^0) [a_2 \exp(-t/T_2) - a_1 \exp(-t/T_1)], \quad (1)$$

其中 ΔV 为光电流电压信号; β 、 a_2 、 a_1 分别为与电离有关的常数; n_1^0 和 n_2^0 分别为下能级和上能级在稳态放电时的集居数, T_2 和 T_1 分别为上能级和下能级的特征能量弛豫时间; $Q_{12} = \sigma_{12} \int I(t) dt$, σ_{12} 为能级 1 和 2 之间的光激发截面; $I(t)$ 为激光光强函数,积分对整个脉冲宽度进行。这一理论解释了光电流效应的某些实验结果,但存在两个根本问题: (1) 弛豫时间常数 T_1 和 T_2 的引入与速率方程中的定义完全矛盾; (2) 公式描述的光电流效应的波形与实验结果还有很大偏差,特别是不能解释光电流效应瞬态波形的起始上升段。张培林等^[2]对此模型进行了改进,在速率方程中引入了电子密度的变化方程,使结果更合理一些,但前述两个问题仍未能根本解决。

一、机 理

1. 能级速率方程

考虑四能级系统,如图 1 所示。 E_i 、 E_j 为两个中间能级,且有 $E_j > E_i$; A_{ji} 为自发辐射跃迁几率, α_k 为 E_k 能级碰撞电离几率; β_{ik} 为 E_k 能级到 E_i 能级的碰撞跃迁几率; ρ_k 为电子复合到 E_k 能级的复合几率。由此得到 E_k 能级的速率方程:

$$\frac{dn_k}{dt} = \sum_l \beta_{lk} n_l + \sum_{l>k} A_{lk} n_l - \left(\sum_{m<k} A_{km} + \alpha_k + \sum_n \beta_{kn} \right) n_k + \rho_k n_e^2, \quad (2)$$

其中 n_e 为电子密度。而电子的速率方程为

$$\frac{dn_e}{dt} = \gamma n_e + \sum_{k'} \delta_{k'} n_{k'} - \rho n_e^2, \quad (3)$$

其中 γ 为单位时间内一个电子通过碰撞增殖的电子数; $\rho = \sum_k \rho_k$ 为总复合因子。在某些气体放电的情况下,一部分电子从高能态能级向基态(或很低态)能级跃迁辐射出紫外光子,并照射在阴极上产生光电子^[5]。特别是波长比较短(几百埃量级)的紫外光子,其光电效应的量子产额比较高,而空阴极封闭孔内的几何因子几乎为 1,因此这部分电子增加不能忽略。 δ_w 就是 E_w 能级通过辐射紫外光子而引起电子增加的速率,在光子能量低于阴极功函数时, $\delta_w \approx 0$ 。因稳态时的 $\frac{dn_e^0}{dt} = 0$, 由(3)式得到 $\gamma n_e^0 = \rho n_e^0 - \sum_{k'} \delta_w n_k^0$, n_e^0 是稳态时的电子密度,由于 n_k^0 一般是较高能态的稳态集居数,而低压气体放电的放电温度比较低,因此, n_k^0 的数值很小,所以 $\sum_{k'} \delta_w n_k^0 \ll \rho n_e^0$, 则有

$$\gamma \approx \rho n_e^0. \quad (4)$$

当脉冲激光 λ_{ij} (相当于 E_i 能级到 E_j 能级跃迁)作用于放电系统时,在激光脉冲很短的作用时间内,可忽略其余过程,于是得到速率方程

$$\frac{d \Delta n_i}{dt} = - \frac{d \Delta n_j}{dt} = - (n_i^0 - n_j^0) \sigma_{ij} I_{ij}(t), \quad (5)$$

由此有

$$\Delta n_i = - \Delta n_j = - (n_i^0 - n_j^0) [1 - \exp(-2Q_{ij})], \quad (6)$$

其中 Δn_i , Δn_j 为 i , j 能级集居数对稳态的偏离值。在激光功率比较小从而 Q_{ij} 也比较小时,于是可得

$$\Delta n_i = - \Delta n_j = - (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij}. \quad (6')$$

设激光作用结束的瞬间为 $t=0$ 时刻,(6)或(6')式就为 Δn_i 和 Δn_j 的初始条件。此时,由(2)式可得到

$$\frac{d \Delta n_i}{dt} = (\beta_{ji} + BR_{ji} A_j) \Delta n_j - (A_i + \alpha_i + \beta_i) \Delta n_i + \gamma_i \Delta n_e, \quad (7)$$

$$\frac{d \Delta n_j}{dt} = \beta_{ij} \Delta n_i - (A_j + \alpha_j + \beta_j) \Delta n_j + \gamma_j \Delta n_e, \quad (8)$$

其中 $A_k = \sum_l A_{kl}$; $\beta_k = \sum_l \beta_{kl}$; BR_{ji} 是 E_j 能级到 E_i 能级自发辐射的分支比; γ_k 是由电子复合引起的 E_k 能级粒子数增殖速率。

2. 电子密度变化速率方程

对于电子密度的变化则有

$$\frac{d(n_e^0 + \Delta n_e)}{dt} = \gamma(n_e^0 + \Delta n_e) + \alpha'_i \Delta n_i + \alpha'_j \Delta n_j - \rho(n_e^0 + \Delta n_e)^2, \quad (9)$$

略去二级微扰量 $(\Delta n_e)^2$ 项,(9)式变为

$$\frac{d \Delta n_e}{dt} = \alpha'_i \Delta n_i + \alpha'_j \Delta n_j - \gamma \Delta n_e, \quad (10)$$

式中 $\alpha'_k = \alpha_k + \delta_k$ 是 k 能级的粒子引起管内产生电子的速率系数,其中包括碰撞电离、辐射光子的光电效应等因素的影响。

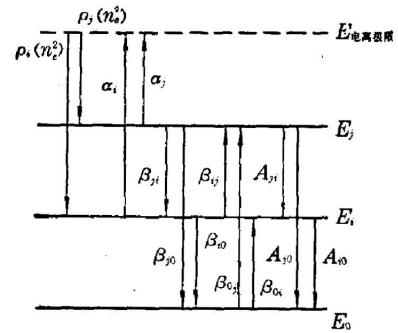


图 1 一个四能级系统
Fig. 1 A four-level system

在低压气体放电管中的离子漂移速度远小于电子的速度, 因此由离子运动而引起的电流也十分小, 在我们的模型中忽略离子运动引起的电流。

3. 回路电流方程

最后引入整个电路的回路电流方程, 并与放电管内的电荷运动结合起来考虑。把放电管等效为一个空间存在运动电荷的电容器, 则整个回路的电流方程为:

$$R \frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{C_0} i(t) - \frac{qv}{C_0 l_0} = \frac{d}{dt} (V_E - V_d), \quad (11)$$

其中 R 为限流电阻; C_0 为放电管等效电容; l_0 为管内电荷运动的路程; v 为电荷运动速度; q 为管内的运动电荷; V_E 为供电电压; $V_d = Q_0/C_0$; Q_0 为稳态时放电管二电极集聚的电量, V_d 是具有电压量纲的常数; $i(t)$ 是回路中的电流。在稳态时, $i(t) = vq/l_0$ 。在气体放电条件下, 电荷在气体放电电场中的漂移速度平均值为 v_0 , 则 $i(t) = q/t_0$ 。如果载流子为电子时, q 即为管内运动电子的总电量, $t_0 = l_0/v_0$ 为电子在放电管内的渡越时间。

把由方程(7)、(8)、(10)式解得的 Δn_e 代入方程(11)式, 当 V_E 是稳定不变时, 在 $t \leq t_0$, 有

$$R \frac{d\Delta i(t)}{dt} + \frac{1}{C_0} \Delta i(t) + \frac{ke}{C_0 t_0} \int_0^t \Delta n_e(t') dt' = 0, \quad (12)$$

其中 $\Delta i(t)$ 为电流偏离稳态值的增量; k 是由于把积分的上下限由空间量转为时间量引入的常数; e 为电子电量。由(12)式有

$$\frac{d^2 \Delta i(t)}{dt^2} + \frac{1}{RC_0} \frac{d\Delta i(t)}{dt} + \frac{ke}{RC_0 t_0} \Delta n_e(t) = 0 \quad (t \leq t_0). \quad (13)$$

当 $t \geq t_0$ 时, 由于电子在放电管内的整个运动时间为 t_0 , 因此回路电流方程(11)式变为

$$R \frac{d\Delta i(t)}{dt} + \frac{1}{C_0} \Delta i(t) + \frac{ke}{C_0 t_0} \int_{t-t_0}^t \Delta n_e(t') dt' = 0, \quad (14)$$

因而有

$$\frac{d^2 \Delta i(t)}{dt^2} + \frac{1}{RC_0} \frac{d\Delta i(t)}{dt} + \frac{ke}{RC_0 t_0} [\Delta n_e(t) - \Delta n_e(t-t_0)] = 0 \quad (t \geq t_0). \quad (15)$$

对于(13)式和(15)式分别有下列条件

$$\Delta i(t) |_{t=0} = 0; \quad \left. \frac{d\Delta i(t)}{dt} \right|_{t=0} = 0;$$

在 $t = t_0$ 时刻, $\Delta i(t)$ 和 $d\Delta i(t)/dt$ 分别连续。

方程(7)、(8)、(10)、(13)和(15)式就是一组用于描述脉冲光电流效应的方程。显然直接解这组方程是很复杂的, 但在实际问题的处理中可以作若干简化。

4. 几种简化情况

一般来说, 在低压气体放电的条件下, 有 $\gamma_k \ll \gamma$; $\beta_{ij} \ll \beta_j$; $\beta_{ji} \ll \beta_i$, 因此在方程(7)和(8)式中忽略有关的项, 并令 $A_i + \beta_i + \alpha_i = 1/\tau_i$; $A_j + \beta_j + \alpha_j = 1/\tau_j$, τ_i 和 τ_j 分别为 E_i 能级和 E_j 能级在放电管内的寿命。于是方程(7)和(8)式简化为:

$$\frac{d\Delta n_i}{dt} = BR_{ij} A_j \Delta n_j - (\Delta n_i/\tau_i), \quad (16)$$

$$\frac{d\Delta n_j}{dt} = -\Delta n_j/\tau_j. \quad (17)$$

事实上, 上两式简化的过程意味着在讨论放电管内受激光激励后能级集居数的变化时, 把能

级的自发衰减过程作为主要过程考虑, 仅对能级寿命作了若干修正, 而忽略了如电子复合的作用等次要过程。由于后者的弛豫时间相当长, 在低压气体放电条件, 这一简化是合理的。

利用初始条件(6')式解(16)、(17)式可得到:

$$\Delta n_j = (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} \exp(-t/\tau_j), \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_i &= (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} [(\eta - 1) \exp(-t/\tau_i) - \eta \exp(-t/\tau_j)], \\ \eta &= BR_{ij} A_j / (\tau_j^{-1} - \tau_i^{-1}). \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

把(18)、(19)式代入(10)式, 可求得 Δn_e 为:

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_e &= (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} [a' \exp(-t/\tau_j) - b' \exp(-t/\tau_i) + (b' - a') \exp(-\gamma t)], \\ a' &= (\alpha'_j - n \alpha'_i) / (\gamma - \tau_j^{-1}), \quad b' = (\alpha'_i - \eta \alpha'_i) / (\gamma - \tau_i^{-1}). \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

把 Δn_e 的表达式代入(13)和(15)式, 有:

$$\begin{aligned} \Delta i(t) &= (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} \left\{ \frac{ek}{RC_0 t_0} [A \exp(-t/\tau_j) + B \exp(-t/\tau_i) + C \exp(-\gamma t)] \right. \\ &\quad \left. + \frac{ek}{t_0} D \exp(-t/RC_0) - \frac{ek}{t_0} D - \frac{ek}{RC_0 t_0} (A + B + C) \right\} \quad (t \leq t_0), \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta i(t) &= (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} \left\{ \frac{ek}{RC_0 t_0} [A(e^{t_0/\tau_j} - 1)e^{-t/\tau_j} + B(e^{t_0/\tau_i} - 1)e^{-t/\tau_i} \right. \\ &\quad \left. + C(e^{\gamma t_0} - 1)e^{-\gamma t}] + \frac{ek}{t_0} D(e^{t_0/RC_0} - 1)e^{-t/RC_0} \right\}, \quad (22) \end{aligned}$$

其中

$$A = a' / [\tau_j^{-2} - (RC_0 \tau_j)^{-1}]; \quad B = -b' / [\tau_j^{-2} - (RC_0 \tau_i)^{-2}];$$

$$C = (b' - a') / [\gamma^2 - (\gamma/RC_0)];$$

$$D = \frac{a'}{\tau_j^{-1} - (RC_0)^{-1}} - \frac{b'}{\tau_i^{-1} - (RC_0)^{-1}} + \frac{b' - a'}{\gamma - (RC_0)^{-1}}.$$

(21)和(22)式表示脉冲激光激励的光电流信号随时间的变化过程。在上述推导中, 假设了衰减时间常数不相等的情形。在现在的结果中, 如果其两个时间常数相等, 将出现结果中的系数发散现象, 因此在这种情况下, 不再能使用现有结果, 而应当另行求解微分方程组。例如, 当 $\tau_i = \tau_j$ 时, (16)和(17)式的解将变为:

$$\Delta n_j = (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} \exp(-t/\tau_j), \quad (23)$$

$$\Delta n_i = BR_{ij} A_j t \exp(-t/\tau_j) - (n_i^0 - n_j^0) \exp(-t/\tau_j). \quad (24)$$

利用(23)和(24)式代替(18)和(19)式能推导出一组新的适用于 $\tau_i = \tau_j$ 的解, 这里就不再详细叙述了。

二、理论计算与实验结果比较

利用(21)和(22)式能够解释脉冲光电流效应的实验结果, 下面我们作一些简单的介绍:

1. 氖的 6046.2 Å 跃迁的光电流效应

氖的 6046.2 Å 跃迁的上能级是 $3S_2$, 下能级是 $2P_7$ 。在氖空阴极灯*的条件下(氖压强约为 5 Torr, 放电电流 10 mA, 其中的各参数如下: $A_i \approx 5.5 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$, $A_j \approx 4 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$,

* 系上海电光器件厂市售产品。

$\gamma \approx 2 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ ^[2]; $t_0 \approx 10^{-6} \text{ sec}$ ^[3]; $RC_0 \approx 10^{-7} \text{ sec}$ ($R \approx 20 \text{ k}\Omega$; $C_0 \approx 5 \text{ pF}$); $\alpha'_i \approx 10^6 \text{ sec}^{-1}$; $\alpha'_j \approx 5 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ *。把上述数据代入(21)和(22)式可得到

$$\left. \begin{aligned} \Delta i(t) &= (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} e k [0.173 - 0.173 \exp(-\gamma t)] \quad (0 \leq t \leq t_0), \\ \Delta i(t) &= (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} e k [0.038 \exp(-\gamma t)] \quad (t \geq t_0). \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

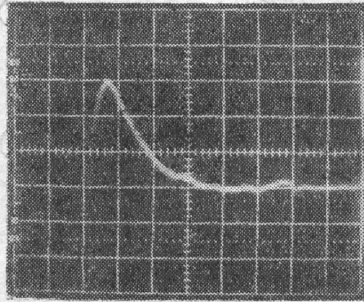


图2 Ne 6046.2 Å 光电流谱瞬态波形。放电管电流为10 mA, 时标为5 μs/div

Fig. 2 The opto-galvanic signal of Ne 6046.2 Å (time: 5 μs/div)

在 $t = t_0$ 时刻, $\Delta i(t)$ 达到峰值 $\Delta i_{\max} = 0.031(n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} e k$ 。图2是氖6046.2 Å 光电流谱的瞬态波形^[6]。显然(25)式与实验测量的波形(见图2)比较, 其中上升阶段和指数衰减阶段的波形结构, 理论与实验结果十分一致。我们过去的实验结果表明, 在氖或其它元素中, 下能级为非亚稳态的跃迁的光电流谱瞬态波形都具有如图2所示的相同结构。

2. 氖的5881.9 Å 跃迁的光电流效应

氖的5881.9 Å 跃迁的上能级是 $2P_2$, 下能级是 $1S_5$ (亚稳态能级)。在与(1)相同的条件下, 各有关参数如下: $A_i \approx 10^5 \text{ sec}^{-1}$ (已考虑了电子碰撞的影响); $A_j \approx 5 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$; $\alpha'_i \approx 10^6 \text{ sec}^{-1}$; $\alpha'_j \approx 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ($\alpha'_i = \alpha_i$, $\alpha_i \approx 10^3 \text{ sec}^{-1}$)^[4]; 其余 RC_0 、 γ 、 t_0 均与(1)式同。把上述数据代入(21)和(22)式可得到:

$$\left. \begin{aligned} \Delta i(t) &= (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} e k [0.1 \exp(-t/\tau_i) - 0.15 \exp(-\gamma t) + 0.05] \quad (0 \leq t \leq t_0), \\ \Delta i(t) &= (n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} e k [0.015 \exp(-\gamma t) - 0.01 \exp(-t/\tau_i)] \quad (t \geq t_0). \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

在 $t = t_0$ 时, $\Delta i(t)$ 的峰值 $\Delta i_{\max} = 0.0032(n_i^0 - n_j^0) Q_{ij} e k$ 。(26)式的结论与实测的结果(见图3)也是相当一致的。

3. 光电流信号与激励激光功率及放电电流的关系

在脉冲激光激励的情况下, 光电流信号的峰值正比于激励激光功率, 当激励激光大大增强时, 将会出现饱和现象^[6]。从(25)和(26)式及初始条件(6)及(6')式中可以看出这一结论。

在小电流空心阴极放电条件下, 电子密度随着放电电流的增加而增加^[7]。而由于 $\gamma = \rho n_e^0$, 则 n_e^0 的增加将导致 γ 增加, 从而使衰减时间常数 $1/\gamma$ 减小。由于精确计算将涉及许多气体放电等离子体参数, 这里就不作定量计算了。图4是 Erez^[1] 实验测定的 Ar 5888.6 Å 光电流信号瞬态波形在不同放电电流时的比较, 相应跃迁的下能级是非亚稳态。 γ 的变化是非常明显的。由于电子渡越时间 t_0 受管内场强的影响很大, 因此图4中反映出的信号上升时间随电流的增加而变小也是必然的。

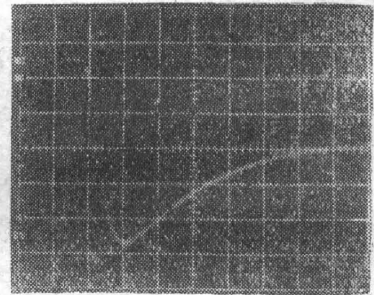


图3 Ne 5881.9 Å 跃迁的光电流信号瞬态波形 (纵坐标: 20 mV/div; 横坐标: 5 μs/div)

Fig. 3 The opto-galvanic signal of Ne 5881.9 Å (voltage: 20 mV/div; time: 5 μs/div)

* 在目前的情况下, α_i 和 α_j 是 10^4 sec^{-1} 的数量级^[4], 但是在氖的情况下, 由于 $1S_2$ 和 $1S_4$ 态和 $3S_2$ 态向基态的辐射: 743.70 Å、735.89 Å 和 600.0 Å 的存在, 将在阴极上产生光电子。在这一紫外区域, 光电子的量子产额为 $10^{-2} \sim 10^{-1}$ electron/photon^[5], 由此可估算出 α'_i 和 α'_j 的数值。

利用这一模型对具体情况进行的计算与实验结果比较表明,应用这一理论,有可能利用脉冲光电流效应测量低压气体放电等离子体中的某些参数,如电子渡越时间 t_0 及电子倍增速率系数 γ 等。

三、讨 论

最后,讨论一下模型的简化过程引起的影响。

(1) 在讨论能级集居数的变化时,忽略了电子复合引起的反馈作用。事实上这种反馈应对所有能级产生影响,即激光 λ_{ij} 的作用引起电子密度的增加,电子密度的增加反馈回来引起所有能级集居数的增加,从而使整个气体放电中原子激发温度增加。这一点在过去的文献中已有报导^[8],但在脉冲激励条件下,作为一级近似,这一影响可以忽略。

(2) 在本文的模型中,为了说明实质问题,把能级系统简化为一个四能级系统,计算中仅采用了两个能级的集居数变化速率方程。在某些情况下,例如惰性气体放电的脉冲光电流效应,为了得到比较精确的定量关系,应当引入更多的能级进行计算。

(3) 在本文的模型中,对放电过程的假设忽略了下列影响:离子轰击阴极产生再发射电子的过程,即在汤生(Townsend)放电理论中称为“ γ 过程”的情况,电子轰击阴极产生二次电子等。更精确的模型应当考虑这些因素。图5是我们利用自制的具有120 mm 长度阴极的氖空阴极灯获得的 Ne 5881.9 Å 光电流信号。

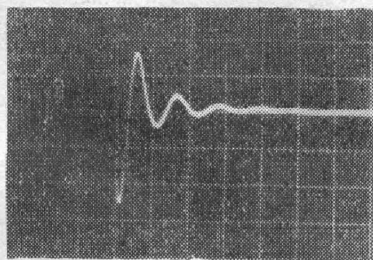


图5 用自制空阴极灯获得的 Ne 5881.9 Å 光电流信号瞬态波形
Fig. 5 The opto-galvanic signal of Ne 5881.9 Å (the HCD lamp was made with a 12 cm tubular steel cathode)

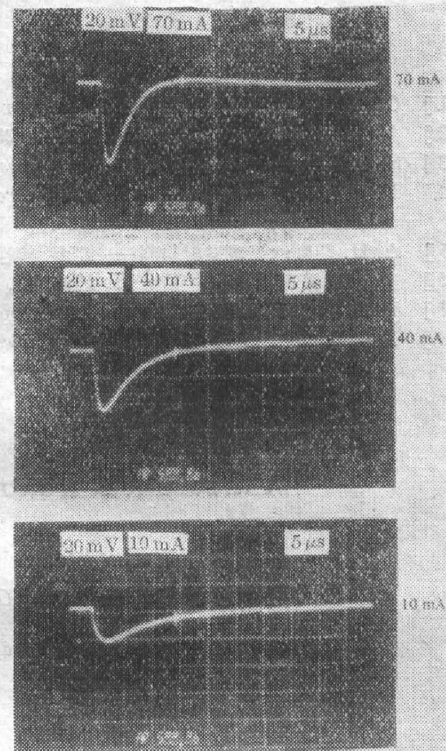


图4 不同电流下 Ar 的光电流讯号瞬态波形^[1](纵坐标: 20 mV/div; 横坐标: 5 μs/div)
Fig. 4 The opto-galvanic signal in argon at different current^[1] (voltage: 20 mV/div; time: 5 μs/div)

它是由一系列逐渐衰减的波形构成的。结构的改变使气体放电等离子体参数及等效电容及电感均起了变化,并且过去忽略的上述因素的影响也可能不同,因此形成现在的结果。

利用能级和电子的速率方程,电流回路方程以及考虑到气体放电等离子体中载流子的运动给出了一组用以描述脉冲光电流效应的方程。这一表象理论,避免了过去理论中不合理的假设。利用低压气体放电等离子体参数和这一理论对脉冲光电流效应计算的结果与实验结果基本上是一致的。对过去不能解释的脉冲光电流信号瞬态波形中的起始部分现在也获得了合理解决。这一理论预示了存在着利用脉冲光电流效应测量某些气体放电等离子体参数的可能性。

本文是在王之江研究员的关怀和指导下完成的, 谨此表示衷心的感谢。清华大学技术物理系赵朔嫣同志为我们提供了参考资料, 在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] G. Erez *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**, No. 12 (Dec), 1328.
- [2] 赵朔嫣, 张培林; 《清华大学学报》, 1983, **23**, No. 4 (Nov), 59.
- [3] S. C. Brown; *Basic data of plasma physics*, (N. Y. John Wiley & Sons Inc., New York, 1959).
- [4] P. L. Hagelstein; *Physics of short wavelength laser design*, (Ph. D. Thesis) Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-53100 (1981).
- [5] A. H. 萨默; 《光电发射材料——制备、特性与应用》, (科学出版社, 1979).
- [6] 殷立峰, 景春阳等; 《中国激光》, 1984, **11**, No.4 (Apr), 219.
- [7] P. Gill, C. E. Webb; *J. Phys. (D): Appl. Phys.*, 1978, **11**, No. 3 (Feb), 245.
- [8] David M. Papper; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1978, **QE-14**, No. 12 (Dec), 971.

A theoretical treatment of pulse optogalvanic effect

YIN LIFENG HU QIQUAN AND LIN FUCHENG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 5 August 1983; revised 31 October 1983)

Abstract

An improved simple phenomenological theory of the optogalvanic effect in the hollow cathode lamp exciting by a pulsed laser is presented. A set of equations was obtained based on the population of the atomic levels and the rate equation of the electron density change and considering the electron movement in the discharge tube and the current circuit equation. The dependence of optogalvanic signal on current and pressure of buffer gas and laser intensity and its temporal behavior are predicted by these equations. According to this theory, it is possible to measure the same plasma parameters in low pressure gas by using pulse optogalvanic effect.