

激光等离子体辐射诱导气体漂移

艾 军 李再光

(华中理工大学激光技术国家实验室, 武汉)

Popov* A K

(前苏联科学院西伯利亚分院物理研究所, 克拉斯诺亚尔斯克)

摘要: 本文采用黑体辐射模型描述了激光等离子体辐射场诱导气体原子漂移的基本原理, 导出了漂移速度的计算公式。对于某些难以获得强单色光源的频段, 用激光等离子体辐射场诱导气体原子漂移具有特别重要的意义。

Gas drift induced by laser-produced plasma radiation

Ai Jun, Li Zaiguang

(National Laboratory of Laser Technology, HUST)

Popov A K

(Institute of Physics, Siberia Branch of the Academy of Sciences of the USSR)

Abstract: In this paper, the basic principles of the gaseous atomic drift induced by laser-produced plasma radiation (LPR) are described and with the using of the model of black body radiation, the formula of drift velocity has been deduced. The gas drift induced by LPR is of great significance for obtaining a strong monochromatic light source which is difficult to obtain with the traditional method.

一、引 言

1979年, 苏联学者提出了光诱导漂移 (Optically Induced Diffusion—OID或Light Induced Drift—LID)理论^[1]。此后, 有关脉冲、非单色以及白光辐射场产生的光诱导漂移理论亦相继问世, 并有若干实验研究报导^[2~6]。

光诱导漂移可用来研究原子及分子能级的跃迁截面、进行同位素分离、从混合物中提取高纯度的物质等。

光诱导漂移的基本原理: 考察角频率为 ω 的辐射场与两种气体组成的混合物之间的相互作用。其中一种气体原子存在上下两个能级, 其本征跃迁角频率 ω_0 与辐射场角频率相接近,

*特邀访问学者, 1991年3月~6月在本校激光技术国家实验室工作。

该气体通常称为吸收气体；另一种气体不存在与 ω 相近的跃迁能级，通常称为缓冲气体。

没有辐射场作用时，吸收气体各能级粒子数的速度分布服从麦克斯韦分布，具有对称性，故而平均热运动速度为零，气体原子没有净的宏观流动。

当有辐射场作用时，由于多普勒效应，辐射场对吸收气体原子的激发具有速度选择性，被激发的原子（其热运动速度为 \vec{v} ）与辐射场的关系由式 $\omega - \omega_0 = \vec{k} \cdot \vec{v}$ 确定， \vec{k} 是辐射场的波矢量。若 $\omega \neq \omega_0$ ，则气体上下能级粒子数的速度分布不再是对称分布，速度平均值不为零，从而导致上下能级粒子出现净的流动。

如果没有缓冲气体存在，吸收气体上能级粒子与下能级粒子的流动因大小相等方向相反而互相抵消，从而不会产生宏观的气体流动。

当有缓冲气体存在时，吸收气体上能级粒子的流动与下能级粒子的流动因受到缓冲气体原子的摩擦阻力大小不同，使吸收气体产生一个净的宏观流动，即所谓光诱导漂移。

二、激光等离子体诱导气体原子漂移基本原理

将高功率连续激光聚焦于靶面，使靶产生等离子体辐射。若近似认为入射激光能量全部被靶吸收，且靶产生的等离子体辐射的总功率等于入射激光功率，则可将靶视为绝对黑体^[10]。

设激光聚焦于靶面的焦斑面积为 S ，激光功率为 P ，则靶面单位面积辐射的总功率——辐射出射度为

$$i = \frac{P}{S} \quad (1)$$

据Stefan-Boltzman定律^[17]，可求得黑体辐射的绝对温度 T 与辐射出射度 i 的关系为

$$T = \frac{1}{\sqrt{\sigma}} i \quad (2)$$

式中， $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ 。

据普朗克关于黑体辐射的公式^[17]，可知等离子体单色辐射出射度为

$$i(\lambda) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} \cdot (e^{hc/\lambda KT} - 1)^{-1} \quad (3)$$

或

$$i(\omega) = \frac{h\omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \left(e^{h\omega/KT} - 1 \right)^{-1} \quad (4)$$

式中， $i(\lambda)$ 的量纲为 W/m^2 ， $i(\omega)$ 的量纲为 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}$ 。

利用适当的光学系统对等离子体辐射进行收集，并将它转换成平行辐射束，以便于光诱导漂移的实验研究。

设所采用的光学系统的转换因子为 α ，则经过收集、转换后的平行辐射场的单色辐射出射度可用下式表达

$$I(\omega) = \alpha i(\omega) \quad (5)$$

通过某种方法如吸收等，使等离子体辐射场的单色辐射出射度 $I(\omega)$ （通常称为光谱强度）分布在 ω_0 附近的某个 $\omega (= \omega_0 + k\nu)$ 处产生一个凹陷，凹陷深度为 ΔI 。

经过上述处理后的等离子体辐射场的光谱强度分布 $I(\omega)$ 具有如图1a所示的形式。下面分析, 它将使本征跃迁频率为 ω_0 的吸收气体原子产生光诱导漂移。

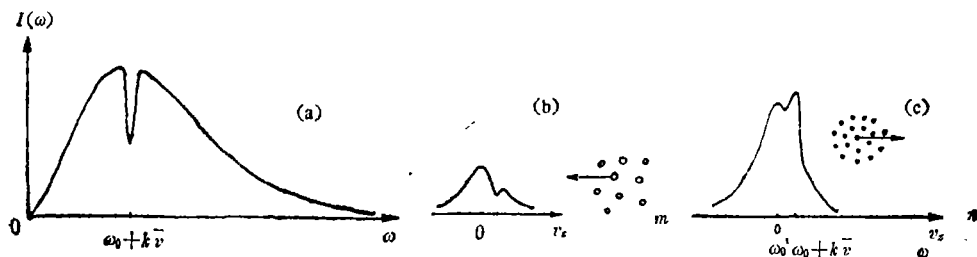


图1 激光等离子体辐射诱导气体漂移原理简图

(a)一激光等离子体辐射的光谱强度分布

(b),(c)一吸收气体激发态和基态原子的速度分布

图解说明: 在辐射场作用下, 由于多普勒效应使得吸收气体下能级原子获得速度选择性激发, 使上、下能级原子的速度分布呈非对称性, 最终导致上、下能级原子产生方向互相相反的流动。由于上、下能级原子的尺度(体积)不同, 其流动受到缓冲气体的阻力大小亦不相同。结果, 吸收气体作为一个整体产生了净的流动——即光辐射诱导气体漂移。

据文献[2,3], 由宽带辐射场 $I(\omega)$ 产生的气体诱导漂移速度具有如下形式,

$$\frac{\vec{u}}{v} = \frac{v_n - v_m}{v_n + v_m} \cdot \frac{H(\omega)}{1 + H(\omega)} \cdot \frac{1}{1 + (1 + \tau_\beta / \tau_a) \cdot H(\omega)} \cdot \frac{\Delta I}{2I(\omega)} \cdot \frac{\vec{k}}{k} \quad (6)$$

$$H(\omega) = 2\pi\tau_a |G|^2 g(\omega) \quad (7)$$

$$I(\omega) = I g(\omega) \quad (8)$$

$$\Delta I = -k v \Gamma(\omega) \quad (9)$$

$$\tau_a = \frac{v_m + v_n}{v_n} \cdot \frac{1}{v_m + \Gamma_m} \quad (10)$$

$$\tau_\beta = \frac{2}{\Gamma_m} - \tau_a \quad (11)$$

$$|G|^2 = \left\langle \left| \frac{\epsilon(t) d_{mn}}{2h} \right|^2 \right\rangle_t \quad (12)$$

式中, 各量意义为: \vec{u} 是吸收气体光诱导漂移速度; v 是吸收气体热运动速度均方根值; v_n 是吸收气体下能级粒子与缓冲气体原子之间的弹性碰撞频率; v_m 是吸收气体上能级粒子与缓冲气体原子之间的弹性碰撞频率; Γ_m 是吸收气体上能级的碰撞宽度; $H(\omega)$ 是饱和参量, 表征吸收气体上能级粒子数与下能级粒子数之比; d_{mn} 是吸收气体上下能级粒子跃迁偶极矩阵元; $\epsilon(t)$ 是辐射电场分量幅值; $g(\omega)$ 是辐射场归一化光谱强度或称线型函数; $\langle \rangle_t$ 是表示对时间 t 求平均值。

根据文献[8], 有

$$\langle |\varepsilon(t)|^2 \rangle_t = 2\mu_0 c I \quad (13)$$

原子跃迁偶极矩与爱因斯坦自发辐射系数 A_{mn} 有如下关系,

$$|d_{mn}|^2 = \frac{3\pi\epsilon_0\hbar c^2}{\omega_0^3} A_{mn} \quad (14)$$

由(13)式, (14)式并注意 $\frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} = c$ 代入(12)式, 得:

$$|G|^2 = \frac{3c^2\pi}{2\hbar\omega_0^3} A_{mn} I \quad (15)$$

据(4), (5), (7), (8), (15)式导出:

$$H(\omega) = \frac{3}{4} \alpha A_{mn} \tau_a \left(e^{h\omega/KT} - 1 \right)^{-1} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \quad (16)$$

由于 $\omega - \omega_0 = k \frac{\bar{v}}{c} = \omega \frac{\bar{v}}{c} \ll \omega$, 取 $\omega \approx \omega_0$, (16)式化为

$$H(\omega) = \frac{3}{4} \alpha A_{mn} \tau_a \left(e^{h\omega_0/KT} - 1 \right)^{-1} \quad (17)$$

以(17), (10)式代入(6)式, 并注意 $H(\omega) \ll 1$, 得到:

$$\frac{\vec{u}}{v} = \frac{3}{4} \alpha \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n} \cdot \frac{A_{mn}}{\Gamma_m + \nu_m} \cdot \frac{\Delta I}{2I(\omega)} \cdot \left(e^{h\omega_0/KT} - 1 \right)^{-1} \cdot \frac{\vec{k}}{k} \quad (18)$$

(18)式即为吸收气体原子在等离子体辐射场(黑体辐射场)作用下的诱导漂移速度表达式。

三、举 例

作为一个例子, 估算10kW连续输出的CO₂激光入射靶产生的等离子体辐射场诱导氢原子的漂移速度。

考察氢原子: 1s→2p跃迁, 由于1s为氢原子基态, 故 $A_{mn} = \Gamma_m$ 。作为估算, 取 $\Gamma_m \approx \nu_m = 1.5\nu_n$, $\Delta I = -\frac{1}{2}I(\omega)$, 则(18)式成为:

$$\frac{\vec{u}}{v} = \frac{3}{64} \alpha \left(e^{h\omega_0/KT} - 1 \right)^{-1} \cdot \frac{\vec{k}}{k} \quad (19)$$

取 $S = 10\pi\lambda_L^2$ ($\lambda_L = 10.6\mu\text{m}$), $P = 10^4\text{W}$ 代入(1), (2)式, 求得 $T = 8.53 \times 10^4\text{K}$ 。对

于氢原子1s→2p跃迁, $\lambda_0 = 0.1216\mu\text{m}$, $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ 。若取 $\alpha = 1\%$, 由(19)式可求得

$$\frac{\vec{u}}{v} = 1.56 \times 10^{-4} \frac{\vec{k}}{k} \quad (20)$$

温度300K时氢原子热运动均方根速度

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3KT_{ch}}{m}} = 2.7 \times 10^3 \text{ m/s}, \text{ 由此得到 } |\vec{u}| = 0.42 \text{ m/s}.$$

四、结 论

本文将激光入射靶产生的等离子体辐射场近似视为绝对黑体辐射场, 并由此导出了该辐射场诱导气体原子漂移速度的表达式。作为一个例子, 估算了10kW 连续输出功率的CO₂激光入射靶产生的等离子体辐射场诱导氢原子1s→2p能级的漂移速度为0.42m/s。

对于大多数原子的跃迁波长, 由于尚无合适波长的强单色光源可利用, 故用激光入射靶产生的等离子体辐射场来诱导原子的漂移将是一个较好的替代办法, 这正是本文的意义所在。

参 考 文 献

- [1] Gelmukhanov F Kh, Shalagin A M. JETP Lett, 1979; 29: 711; Sov Phys JETP, 1980; 51: 839
- [2] Popov A K. Appl Phys, 1981; 25: 347~350
- [3] Popov A K, Shalagin A M, Shalaev V M *et al.* Sov Phys JETP, 1981; 53: 1134
- [4] Popov A K, Shalaev V M, Yakhnin V Z. Sov Phys JETP, 1982; 55: 431~438
- [5] Popov A K, Shalagin A M, Streater A D *et al.* Phys Rev (A), 1989; 40: 867~875
- [6] Arkhipkin V G, Popov A K. Phys Rev(A), 1990; 41: 5225
- [7] 程守洙, 江之永. 普通物理学(第三册)。第四版, 北京: 高等教育出版社, 1982年12月: 第二十一章
- [8] 哈里德 D, 瑞斯尼克 R 著, 李中卿 *et al.* 译. 物理学(第二卷, 第一册)。北京: 科学出版社, 1978年6月: 第三十九章
- [9] Popov A K. 讲学手稿
- [10] Huges T P. Plasma and Laser Light. London: Adam Hilger, 1975

作者简介: 艾 军, 男, 1964年9月出生。物理电子学和光电子学专业博士研究生。

李再光, 男, 1929年1月出生。教授, 博士生导师。从事大功率CO₂激光器与气体放电等离子体研究。

Popov A K, 男。教授。从事激光物理与非线性光学研究。

收稿日期: 1991年11月22日。 收到修改稿日期: 1992年6月9日。