

脉冲激光与碲镉汞相互作用时的冲量耦合

满宝元 王象素

(山东师范大学物理系, 济南 250014)

摘 要 在激光功率密度为 $4.0 \times 10^8 \sim 5.0 \times 10^9 \text{ W cm}^{-2}$ 的范围内, 用冲击摆测量了 Nd:YAG 脉冲激光(波长为 $1.06 \mu\text{m}$, 脉宽为 10 ns) 辐照大气中不同面积的 HgCdTe 样品时的冲量耦合系数。从理论上建立了等离子体爆轰模型, 对激光结束后等离子体的膨胀过程进行了比较详细的描述, 用此模型计算了不同能量的脉冲激光与不同面积的 HgCdTe 相互作用时的冲量耦合系数, 计算值与测量值符合得较好。

关键词 激光-材料相互作用, 激光自持爆轰, 冲量耦合。

1 引 言

当高功率脉冲激光束聚焦于固体材料表面时, 固体表面受激光辐照会迅速气化形成等离子体^[1], 并跟随激波飞离表面, 激波的强烈冲击有可能导致空气的击穿而形成激光自持爆轰(简称 LSD)波^[2, 3]。随着等离子体飞离固体表面和大气中的激光自持爆轰波的形成, 将传递给靶一个远大于激光光压所提供的冲量, 这种冲量传递是激光与固体靶物质相互作用的结果。大量实验结果表明^[4, 5], 在相互作用过程中, 固体靶所获得的冲量比激光压力大 3~4 个量级。在这样大的冲量下, 靶面会遭到严重破坏。通常用冲量耦合系数 C_m 来表示激光与靶表面冲量耦合的大小。对于激光和超禁带半导体 HgCdTe 相互作用的冲量耦合的研究至今尚未见报道。本文用冲击摆对不同能量的脉冲激光与不同面积的 HgCdTe 相互作用时的冲量耦合系数 C_m 进行了测量, 建立了等离子体膨胀模型, 用此模型计算了冲量耦合系数, 计算结果与实验结果符合较好。

2 实验测量

激光与 HgCdTe 相互作用的冲量耦合系数测量装置如图 1 所示。实验中使用的激光器为 Nd:YAG 脉冲激光器(Spectra Quanta Ray DCR-3, 输出波长为 $1.06 \mu\text{m}$, 脉宽为 10 ns), 脉冲波形近似高斯型, 最大单脉冲输出能量为 1 J 。能量用 OPHIR DGX-30A 型能量计测出。用一焦距为 6.3 cm 的透镜将入射激光束聚焦在靶表面附近处, 聚焦斑的半径为 0.86 mm 。将表面经抛光处理过的 HgCdTe 样品粘附在冲击摆锤上, 摆锤质量为 0.6 g , HgCdTe 样品厚度为 0.5 mm 。入射激光束垂直辐照在 HgCdTe 表面后冲击摆摆动, 测出摆幅, 由 $I = mx$

$\sqrt{g/l}$ (式中 m 为摆球的总质量, 即含 HgCdTe 薄片质量, x 为摆幅, g 为重力加速度, l 为摆长) 求出冲击摆获得的冲量 I , 该冲量 I 与激光束能量 E 之比即为冲量耦合系数, 即 $C_m = I/E$ 。

实验测量结果如图 2 所示。图中绘出了对应两种不同靶面积的实验数据, 靶面积的大小分别为 $7\text{ mm} \times 7\text{ mm}$ 和 $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$, 从图中可看到, 在激光功率密度较小时, 耦合系数随着激光功率密度的增加几乎保持不变, 当功率密度超过 $8.0 \times 10^8\text{ W cm}^{-2}$ 时, 冲量耦合系数随着激光功率密度的增加而减小。从不同的靶面积得到的冲量耦合系数比较可知, 冲量耦合系数与靶的大小有关, 在本实验条件下, 大靶情况下得到的冲量耦合系数比小靶的大。

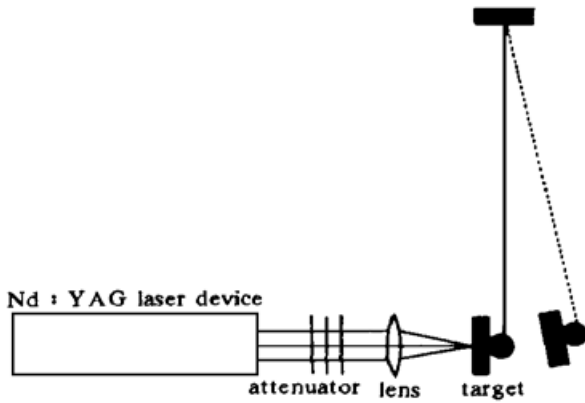


Fig. 1 Experimental setup used to measure impulse-coupling coefficients

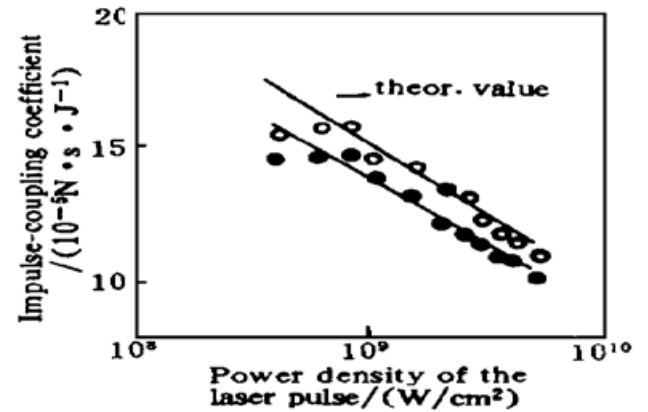


Fig. 2 Impulse-coupling coefficients vs the power density of the laser pulse. The hollowed and filled circles are the experimental results for the targets of $7\text{ mm} \times 7\text{ mm}$ \circ and $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ \bullet , respectively. The solid lines are the theoretical calculated results

3 理论分析

为了从理论上计算出激光与 HgCdTe 相互作用的冲量耦合系数, 激光与 HgCdTe 相互作用时的冲量转移过程分为三个阶段, 第一阶段是从 HgCdTe 材料开始气化到激光自持爆轰波形成阶段; 第二阶段是从激光自持爆轰波形成、传播到结束的过程; 第三阶段是激光自持爆轰波结束后等离子体膨胀至压强等于背景气压这段时间。为了简化起见, 把第一阶段近似看成是一个纯蒸发过程, 在这一过程中, HgCdTe 单位面积上得到的冲量 I_1 可表达为

$$I_1 = \int_{\tau_v}^{\tau_{\text{LSD}}} P_{\text{eff}} dt = \int_{\tau_v}^{\tau_{\text{LSD}}} 0.5 P_v dt, \quad (1)$$

式中, τ_v 为 HgCdTe 表面开始气化时间, τ_{LSD} 为激光自持爆轰波的形成时间, P_{eff} 为蒸发波施加于靶面的有效压强, 在忽略回流凝结原子对表面的影响下, P_{eff} 取为克劳修斯-克拉珀龙 (Clausius-Clapeyron) 蒸汽压 P_v 的一半; 蒸汽压可用下式来得到^[6]

$$P_v(T) = 1.06 \times 10^6 \exp(-\lambda_v/kT) / \exp(-\lambda_v/kT_b) \quad (2)$$

式中 λ_v 为单分子蒸发所需要的能量, T_b 为材料的沸点, T 为蒸汽的温度, k 为玻尔兹曼常数。在该式中的蒸汽温度可用下式求得^[7]:

$$\frac{\epsilon I_0}{L_v + L_f + C_p(T - T_b)} = 1.06 \times 10^6 \left(\frac{m}{2k\pi T} \right)^{1/2} \left[\frac{\exp(-\lambda_v/kT)}{\exp(-\lambda_v/kT_b)} \right] \quad (3)$$

式中 ϵ 为 HgCdTe 表面对激光的有效吸收率, 本实验测量中, ϵ 取为 0.3, I_0 为平均激光功率密度, L_v 、 L_f 和 C_p 分别为 HgCdTe 材料的汽化热和熔解热和定压比热, m 为分子质量。

在(1)式中的 τ_v 可以用下式来估算^[5]:

$$\tau_v = \frac{(T_b - T_0 + L_f/C_s)^2 \pi K_L \rho_L C_L}{4I'^2} + \frac{(T_m - T_0)^2 \pi K_s \rho_s C_s}{4I'^2} \quad (4)$$

式中 I' 为吸收的激光强度, T_0 为初始温度, 且 T_m 为 HgCdTe 的熔点, 这里用下标 S 和 L 分别表示固体和液体的参量, C 、 K 和 ρ 分别为材料的比热、热传导系数和密度。

对激光自持爆轰波的点燃时间 τ_{LSD} 进行精确测量是很困难的。实验利用硅光二极管 (YAG-200) 和高速数字存储示波器 (Tektronix TDS 620A) 探测反射激光脉冲形状的方法对 τ_{LSD} 进行了估测, 详细测量原理和方法可参考文献[5]。结果显示, τ_{LSD} 随激光功率密度的增加而减小, 在本实验用的激光功率密度范围内, τ_{LSD} 大约在 4~6 ns 范围内。由于 τ_{LSD} 对冲量耦合系数的影响不很大, 计算时把 τ_{LSD} 均取为 5 ns。同时利用此法还测得了在大气环境下激光自持爆轰波的点燃阈值大约为 $7.0 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ 。

对应第一阶段的冲量耦合系数 C_1 为:

$$C_1 = \frac{I_1}{E_1} = \frac{1}{I_0 \tau_p} \int_{\tau_v}^{\tau_{\text{LSD}}} 0.5 p_v dt \quad (5)$$

式中 τ_p 为激光脉冲宽度。

第二段为激光自持爆轰波的形成和传播过程, 近似认为在激光结束后激光自持爆轰波结束。在这一阶段, 由于等离子体对激光能量的强烈吸收, 使到达靶面的激光能量很小, 因而可近似认为, 在这一阶段蒸发结束, 其所对应的冲量耦合系数 C_2 可表达为:

$$C_2 = \frac{I_2}{E} = \frac{1}{I_0 \tau_p} \int_{\tau_{\text{LSD}}}^{\tau_p} P_s dt \quad (6)$$

式中 P_s 为激光自持爆轰波传播期间靶面所受到的压强。根据 Raizer^[8] 激光自持爆轰模型可表为

$$P_s = \frac{\rho_0}{\gamma + 1} \left[\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \right]^{\frac{2\gamma}{(\gamma - 1)}} \left[2(\gamma^2 - 1) \frac{I_0}{\rho_0} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (7)$$

式中 γ 为背景气体的比热比, ρ_0 为背景气体密度。

第三阶段分激波到达样品边缘以前和以后两种情况, 其对冲量耦合系数 C_3 贡献可表示:

$$C_3 = \frac{I_3}{E} = \frac{1}{\pi R_0^2 I_0 \tau_p} \left[\int_{0}^{R_T} \int_{\tau_p}^{R_T} P (2\pi r) dr dt + \pi R_T^2 \int_{\tau_T}^{\tau_0} P dt \right] \quad (8)$$

式中 R_0 为激光束的聚焦半径, R 为任意时刻激波所到达的位置, R_T 为样品半径, τ_T 为激波到达样品边缘所需要的时间, τ_0 为等离子体膨胀至压强等于背景气压时所对应的时间, P_s 为第三阶段靶面受到的压强。这一阶段与前两阶段比较, 其持续时间要长得多, 而且靶面受到的压力要随着等离子体的膨胀而减小。为了得到在这一阶段施加在靶面上的压强, 本文通过建立一个等离子体膨胀模型对其求解。在该模型中, 假设激光脉冲结束后, 激波阵面为半球体, 激波所扫过的区域, 其质量主要分布于激波波阵面附近的一个薄层内, 层内的密度 ρ_1 为^[9]:

$$\rho_1 = \rho_0 (\gamma + 1) / (\gamma - 1) \quad (9)$$

层的厚度 Δr 由质量守恒的条件 $2\pi R^2 \Delta r \rho_1 = (2/3) \pi R^3 \rho_0$ 求得:

$$\Delta r = R \rho_0 / 3 \rho_1 = (R/3) (\gamma - 1) / (\gamma + 1) \quad (10)$$

对于强激波, 波阵面上的压力 P_1 和波面后流速 u_1 分别可表示为^[9]:

$$P_1 = 2\rho_0 D^2 / (\gamma + 1), \quad u_1 = 2D / (\gamma + 1) \quad (11)$$

式中 $D = dR/dt$ 为激波波前速度, 设半球内压强(也是靶面受到的压强) P_3 是均匀分布的, 且与波阵面压强 P_1 成正比, 即

$$P_3 = \alpha P_1 \quad (12)$$

在忽略大气压力的影响下, 薄层内的运动方程为:

$$\frac{d}{dt}(2\pi\rho_1 R^2 \Delta r u_1) = 2\pi R^2 P_3 \quad (13)$$

将(9)~(12)式代入(13)式得:

$$R \frac{dD}{dR} + D(1 - \alpha) = 0 \quad (14)$$

积分此方程得:

$$D = bR^{-\alpha(1-\alpha)} \quad (15)$$

式中 c 为积分常数。利用能量守恒得到常数 α 和 b 分别为^[9]:

$$\alpha = \frac{1}{2}, \quad b = \left[\frac{3}{2\pi} \frac{(\gamma - 1)(\gamma + 1)^2}{(\gamma - 1)} \left(\frac{E}{\rho_0} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

将 $D = dR/dt$ 代入式(15)并对两边积分即可得到 R 随时间的变化关系:

$$R = \left[R_0^{\frac{5}{2}} + \frac{5}{2} b(t - \tau_p) \right]^{\frac{2}{5}} \quad (17)$$

由式(11)、(12)和(15)可得激光自持爆轰波结束后作用于靶面的压力:

$$P_3 = \frac{\rho_0 b^2}{\gamma + 1} R^{-3} \quad (18)$$

由(17)式可得激波到达靶边缘的时间为:

$$\tau_r = \tau_p + (2/5b)(R_r^{\frac{5}{2}} - R_0^{\frac{5}{2}}) \quad (19)$$

由(17)、(18)两式可得到总作用时间 τ_0 为:

$$\tau_0 = \frac{2}{5b} \left[\left(\frac{\gamma + 1}{\rho_0 b^2} P_0 \right)^{-\frac{2}{5}} - R_0^{\frac{5}{2}} \right] \quad (20)$$

式中 P_0 为背景气压。将(17)式~(20)式代入(8)式中即可得到第三阶段对冲量耦合系数 C_3 的贡献。总的冲量耦合系数为三个过程求得的系数之和, 即 $C_m = C_1 + C_2 + C_3$ 。计算结果如图 2 中的实线所示。

从图中可以看到, 计算结果也表明, 冲量耦合系数与靶的大小有关, 随着靶面积的增大而增大。对于两种大小不同的靶, 用本文所建立的模型计算出的冲量耦合系数在激光功率高于 $8.0 \times 10^8 \text{ W cm}^{-2}$ 时与实验结果符合得很好。但在低于此功率密度时计算结果与实验结果相差很大。作者认为: 当激光功率密度小于此值时, 激光自持爆轰波难以形成, 在整个过程中蒸发是主要的, 因此第二阶段所引用的激光自持爆轰波模型给计算带来很大的误差。但当激光功率密度超过此值时, 将点燃激光自持爆轰波, 此时等离子体对激光产生强烈的吸收, 使到达靶面的激光能量减弱, 从而使冲量耦合系数随激光功率密度的增加而减小。可见, 上述所建的模型只适应于激光功率密度超过激光自持爆轰波点燃阈值的情况。

结 论 用冲击摆测量了 Nd·YAG 脉冲激光辐照大气中的 HgCdTe 样品的冲量耦合系数。结果发现,在激光功率密度低于激光自持爆轰波的点燃阈值时,冲量耦合系数随着激光功率密度的增加几乎保持不变,当功率密度超过激光自持爆轰波的点燃阈值时,冲量耦合系数随激光功率密度的增加而减小。从理论上建立了等离子体爆轰模型对脉冲激光与 HgCdTe 相互作用时的冲量耦合系数进行了计算,对于激光功率密度超过激光自持爆轰波的点燃阈值时,计算结果与测量值符合得很好。另外,实验和理论均表明,冲量耦合系数随靶面积的增大而增大。

参 考 文 献

- [1] Man Baoyuan, Miao Yong, Guo Xiangxin *et al.*, Emission spectra produced by laser ablation of metal Al at different ambient pressures. *Chinese Sci. Bull.*, 1997, **42**(13) : 1139~ 1142
- [2] A. N. Pirri, R. G. Root, P. K. S. Wu, Plasma energy transfer to metal surfaces irradiated by pulsed lasers. *AIAA J.*, 1978, **16**(12) : 1296~ 1304
- [3] E. Sturmer, M. von Allmen, Influence of laser-supported detonation waves on metal drilling with pulsed CO₂ lasers. *J. Appl. Phys.*, 1978, **49**(11) : 5648~ 5654
- [4] L. R. Hettche, T. R. Tucker, J. T. Schriempf *et al.*, Mechanical response and thermal coupling of metallic targets to high-intensity 1.06- μm laser radiation. *J. Appl. Phys.*, 1976, **47**(4) : 1415~ 1421
- [5] B. Z. Xu, Q. P. Wang, X. Y. Zhang *et al.*, Impulse transfer to the surface of aluminium and copper from a pulsed Nd·YAG laser. *Appl. Phys. (B)*, 1993, **57**(5) : 277~ 280
- [6] D. I. Rosen, D. E. Hastings, G. M. Weyl, Coupling of pulsed 0.35 μm laser radiation to titanium alloys. *J. Appl. Phys.*, 1982, **53**(8) : 5882~ 5890
- [7] Y. Y. Xia, L. M. Mei, C. Y. Tan *et al.*, Laser Ablation of copper and aluminium in air. *Appl. Phys. (A)*, 1991, **52**(6) : 425~ 432
- [8] Y. P. Raizer, *Sov. Phys. -JETP*, 1965, **21** : 1009~ 1017
- [9] Я Б Зельдович Ю. П. Райзер著, 张树材译, 激波和高温流体动力学现象物理学. 北京: 科学出版社, 1980. 96

Impulse Coupling to HgCdTe by a Pulsed Laser

Man Baoyuan Wang Xiangtai

(Department of Physics, Shandong Normal University, Jinan, 250014)

(Received 9 October 1997; revised 11 December 1997)

Abstract Impulse coupling coefficients from a 1.06 μm , 10 ns Nd·YAG pulsed-laser radiation to HgCdTe targets with different area were measured using the ballistic pendulum method in the laser power-density range from $4.0 \times 10^8 \sim 5.0 \times 10^9 \text{ W cm}^{-2}$. In theory, a detonation model of the plasma was established and the expansion process of the plasma after the laser pulse end was described in detail. Moreover, impulse coupling coefficients from pulsed with different energy to HgCdTe with different area were calculated by using the model. It is found that the theoretical results agree well with the experimental data.

Key words laser-material interaction, laser-supported detonation, impulse coupling.