

激 光 力 学

雷 仕 湛

(中国科学院上海光学精密机械研究所,上海 201800)

被光辐射照射的物体将受到作用力。激光束非常强,它的力学效应更加明显。本文介绍了接受激光照射的物体出现的几种力学现象。它们是光压力、光致热膨胀压力、光致超声波压力、光致伸缩力、光散射力、光学粘胶力等。同时也介绍了激光力学在激光等离子体物理、激光核聚变、高能物理、生物学以及医学等领域中的一些应用。

When a body is irradiated by a light beam it is subjected to various forces. Because of its greater power, a laser beam produces a much stronger effect than a conventional light beam. We outline the different kinds of force produced by a laser beam on the body, resulting from light pressure, heat expansion, supersonic wave pressure, photostriction, optical molasses and recoil. In this paper we also present the applications of these laser forces in various fields such as laser plasma, laser fusion, high energy physics, biology and medicine.

激光与物质相互作用过程中存在力学效应,在激光出现之前理论上就已经预见到,并且从实验上进行了验证。不过,因为普通光源的光强度很弱,力学效应不明显,因此没有引起人们的注意,更没有谈到对实际上有什么用处。激光器能够输出强度极高的光束,它与物质相互作用的力学效应就很显著,而且在实际中得到了应用,研究激光与物质相互作用的力学性质、力的传播规律以及它在科学实验、生产实践中的应用,这便是激光力学。它的研究成果,对于深化激光与物质相互作用的认识,进一步开拓激光技术应用有积极意义。

一、激光产生的力学效应

激光与物质相互作用产生的力大致可分成两大类:机械力和电场力。前者是物质与激光交换光子,伴随着发生的动量变化,或者物质吸收了激光能量后发生热膨胀,形成激波产生的力;后者是激光电场产生的。

1. 光压

每个光子有一定的动量,物体表面每吸收一个光子,相应地就获得一份光子动量。累积吸收到的光子的效果是物体受到压力,压力 P 是

$$P = I/c, \quad (1)$$

式中 I 为入射的激光功率密度, c 为光速。一束能量密度为 $100\text{J}/\text{cm}^2$ 、脉冲宽度为 $1 \times 10^{-9}\text{s}$ 的激光束,如果物体表面完全吸收了光束能量,那么,光束对物体产生的压强将达 330atm 。这样高的压强足以使物体发生某些变化。

2. 热胀压力

物体吸收了激光能量之后迅速发生热膨胀,由此而产生了热胀压力。假定入射的激光脉冲能量密度为 $1\text{J}/\text{cm}^2$ 、脉冲宽度为 50ns ,物体对这种光辐射的吸收系数为 500cm^{-1} (相当于视网膜色素上皮层对可见光的吸收系数),那么这束激光在物体内部产生的热胀压强为 50atm ,这也是相当可观的压力。

3. 反冲压力

高功率密度激光束作用于材料表面,使作用点的温度急剧升高,并迅速沸腾,形成一股炽

热的气流向外喷射,与此同时也向内产生巨大的冲击波,由它产生的反冲挤压力 P 由下式给出:

$$P = \rho_0 D u, \quad (2)$$

式中 ρ_0 是材料初始密度, D 是冲击波速度, u 是沸腾物向外飞散的速度。

4. 激光超声波压力

激光通过两种途径在物体内部产生高强度的超声压力。

(1) 由热膨胀产生的超声波压力

在激光作用区域,温度迅速上升,形成汽化并引起体积膨胀。体积膨胀时在边界产生超声弹性振荡,它产生的压强 P 是^[1]

$$P = 2\beta B I (\tau / \pi \kappa \rho c J)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

式中 β 是热膨胀系数, B 是体积弹性模量, I 是激光功率密度, τ 是激光脉冲宽度, c 是比热, κ 是热导率, J 是热功当量, ρ 是物质密度。

(2) 由受激布里渊散射产生超声压力

布里渊散射是入射光场与介质内的弹性声波场相互作用产生的散射现象。由于介质的自发热运动产生的弹性声波场十分弱,所以布里渊散射的强度很弱。在强激光作用下的受激布里渊散射,情况就不相同。发生受激布里渊散射时,伴随着产生强烈的超声波,它产生的压强 P 为

$$P = \rho c l, \quad (4)$$

式中 c 是光速, ρ 是介质密度, l 是在光束传播方向的声强^[2]:

$$l = \frac{\omega_s}{\omega} \frac{\nu \tau}{l} P_1, \quad (5)$$

式中 ω_s 是声波频率, ω 是光波频率, ν 是声速, l 是相互作用长度, P_1 是斯托克斯分量强度, τ 是激光脉冲宽度。

5. 电致伸缩力

它是介质在光电场作用下发生形变而产生的力。由光场作用产生的形变和总的电致伸缩压强正比于光电场的平方,而且与其方向无关。对压缩介质所作的功等于光电场能量的变化,便可以求得电致伸缩压强 P ^[3]:

$$P = \frac{E^2}{8\pi} \rho \frac{d\epsilon}{d\rho} = \gamma \frac{E^2}{8\pi}, \quad (6)$$

其中 $\gamma = \rho \frac{d\epsilon}{d\rho}$ 为常数, E 为激光电场强度。与光功率密度 ρ 相应的电场强度 E 由下式给出:

$$E^2 = 2\rho \sqrt{\mu/\epsilon}.$$

对于真空, $(\mu_0/\epsilon_0)^{\frac{1}{2}} = 367.7\Omega$ 。假定入射的激光强度为 $5 \times 10^9 \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 取 $\gamma = 10^{-10}$, 那么材料受到的电致伸缩压强为 $4.5 \times 10^3 \text{N/m}^2$, 即受到 1.5atm 的作用力。

6. 散射力

在激光作用下,原子吸收了频率为 ν_1 的光子跃迁到高能态,此时原子获得了一份能量 $h\nu_1$, 同时在光束传播方向获得了动量 $h\nu_1/c$ (c 是光速)。经过时间 τ 后 (τ 是原子激发态的寿命), 原子自发辐射出频率为 ν_0 (ν_0 是原子的共振频率) 的光子, 并同时获得反冲动量 $h\nu_0/c$ 。但是,原子自发辐射的光子,其传播方向是随机的,原子在多次吸收和发射光子的动作之后,反冲动量的平均值为零,而在光束方向净得吸收光子的动量,亦即原子受到了与光束传播方向一致的压力,其大小等于光子动量、原子自发辐射速率和原子在高能态的布居几率的乘积。当激光束强度足够高,使得原子处于饱和和吸收状态时,散射力 F 为

$$F = \frac{h}{2} k \gamma, \quad (7)$$

式中 k 是激光的波数, γ 是原子的自发辐射速率。取 $\gamma = 10^8/\text{s}$, $\lambda = 500\text{nm}$, 那么原子受到 $6.7 \times 10^{-21}\text{kg}$ 的作用力。对于质量为 100 个原子质量单位的原子来说,它受到的重力是 $1.64 \times 10^{-24}\text{kg}$, 相比之下,原子受到的散射力比受到的重力大 4000 倍。

7. 光学粘胶力

它是原子在两束或多束交叉激光束中受到的合作用力。处在—对相向传播激光束的原子,受到的光学粘胶力 F 为^[3]

$$F = \frac{\hbar k^2}{2} \cdot \frac{I}{I_0} \frac{\nu(16\delta/\Delta\nu)}{\left[1 + \left(\frac{2\delta}{\Delta\nu}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (8)$$

式中 I_0 是饱和光强, 表示原子两个能级间的耦合程度, I 是光束强度 ($I/I_0 \ll 1$), v 是原子运动速度, $\Delta\nu$ 是谱线自然线宽, δ 是激光频率与原子共振跃迁频率偏离的值(失谐值)。

8. 偶极力

激光的电场诱发了原子偶极矩, 尔后又与这诱发产生的偶极矩相互作用。如果光场的空间分布不均匀, 那么这种相互作用会引起原子受到一个沿光强梯度方向的力。它可分两种: 一是自发辐射偶极力 F_{sr} , 二是感应辐射偶极力 F_{ir} 。对于一维场 $E = 2E_0 \cos \omega t \cos kx$, 它们分别为^[4]

$$F_{sr} = 2\hbar k \gamma \frac{G[f(Q-kv) - f(Q+kv)] \sin^2 kx}{1 + G[f(Q-kv) + f(Q+kv)]}, \quad (9)$$

$$F_{ir} = \hbar k Q \{ \{ G[(1 - kv/Q)f(Q - kv) + (1 + \frac{kv}{Q})f(Q + kv)] \} / \{ 1 + G[f(Q - kv) + f(Q + kv)] \} \} \sin 2kx, \quad (10)$$

式中 $k = \omega/c$ 是光波矢, v 是粒子在光场方向的运动速度, $Q = \omega - \omega_0$ 是激光频率与共振频率的差, G 和 $f(x)$ 的形式分别是

$$G = \frac{1}{2} \left(\frac{E_0 d}{\hbar \gamma} \right)^2, f(x) = \frac{\gamma^2}{x^2 + \gamma^2},$$

式中 d 是共振跃迁偶极矩矩阵元, γ 是到基态的跃迁速率。偶极力的方向与激光频率 ν 相对原子共振频率 ν_0 的位置有关, 当 $\nu < \nu_0$ 时, 偶极力把原子吸引到强光区, $\nu > \nu_0$ 时, 把原子推向弱光区。

二、主要应用

应用激光光学已实现了对等离子体的压缩, 实现了对原子束偏转、聚焦、散焦、冷却以及对生物粒子的俘获, 并使激光在医学上作为一种手术刀应用于临床。

1. 激光压缩等离子体

激光光学给激光核聚变带来成功的希望。根据核聚变的劳逊条件, 如果要求核聚变获得

100 的增益, 那么, 要求的激光能量高达 $1 \times 10^{10} \text{J}$, 而且还要求激光脉冲宽度为纳秒量级。这样高的要求不仅现在, 即使将来的激光技术也难于办到。因而, 激光核聚变曾一度出现低潮。后来, 美国科学家泰勒发表了压缩聚爆的论文, 使科学家找到了降低激光能量要求的办法。

在满足劳逊条件时, 氘靶需要吸收的能量 E_L 是

$$E_L \propto \left(\frac{n_0}{n} \right)^2 T, \quad (11)$$

式中 T 是温度, n_0 是固体氘靶密度 ($n_0 = 4.5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$)。从(11)式可以看到, 如果把等离子体压缩, 使密度 n 比 n_0 高, 比如让 $n = 10^3 n_0$, 那么核聚变要求的激光能量便下降 100 万倍。问题是如何把等离子体的密度压缩到比固体的密度还高, 利用激光光学有可能实现。设想的做法是这样: 第一步是利用光压压缩, 第二步是利用向心聚爆产生的压力进行压缩。如果照射在氘-氘小丸靶上的激光功率密度为 $10^{17} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 那么由(1)式可算出作用在靶上的光压为 10^6atm 。与此同时, 高功率激光把靶表面的一层烧蚀, 生成炽热的等离子体向外迅速膨胀, 产生强大的冲击波。它的传播速度和熔融物质喷射速度的数量级为 $10^6 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 。由(2)式可以算出这个过程向内产生的压强约为 10^5atm 。但是, 这时候朝内产生的挤压不是从通常的压力条件下开始的, 而是以激光在靶面上产生的光压 10^6atm 为起点。所以, 对靶等离子体产生的实际压力是 10^{11}atm 。如果射在靶球上的不是一束激光, 而是从四面八方照射靶球, 那么对靶球产生的压力就比用一束光照射所产生的压力提高约一个数量级, 也就是说, 利用高功率激光可以对靶丸产生 10^{12}atm 的压力。

1979 年, 美国劳伦斯·利弗莫尔实验室首次报道了激光驱动冲击波产生高压力的结果, 他们在铝靶得到 1000GPa 量级的压强^[5]。我国科学家顾援等人在 1986 年利用中国科学院上海光学精密机械研究所六路激光装置打铝靶, 得到 500GPa 的压强, 1988 年利用输出功率 10^{17}W 的 LF-12 激光装置打铝靶, 产生压

力 4.9Mbar, 大约是炸药驱动的最高压力的四倍^[6]。

2. 冷却原子

利用光谱可以研究原子内部结构及能级位置。但是如果光源的原子是运动的, 会降低光谱分辨率, 限制了测量精度。理想的情况是用固定不动的原子进行研究测量。此外, 利用接近不动的原子做成的原子钟, 精度将达到很高, 对航海、航空、反潜艇航行等都有重要意义。利用激光力学效应, 可以有效地降低原子运动速度(相应地亦即冷却原子的温度)。一个原子吸收调谐于共振频率低频边的激光束, 在光束方向受到等于光子携带的动量(即 \hbar/λ)的反冲作用; 处于激发态的原子发射一个光子, 原子的动量再次发生改变, 不过从平均的意义上说, 自发辐射过程是各向同性的, 亦即由自发发射过程引起原子动量变化的平均值为零。最后的结果只剩吸收光子导致的动量变化, 原子沿激光束方向运动的速度下降。以钠原子为例, 其光谱位于橙色波段, 它每吸收一个光子之后, 平均速度减小约 3cm/s。如果钠原子的初始平均速度是 1000m/s, 那么经过约三万次的吸收及发射循环, 平均运动速度便降低到零。当然, 由于存在多普勒效应, 在实际上是得不到零速度的。为了克服多普勒效应的干扰, 一种办法是实时改变激光频率, 比如利用晶体光电子效应, 使激光频率的改变正好补偿速度降低的多普勒位移。用这个办法可以获得运动速度小于 5m/s 的原子。另一种办法是利用磁场, 通过塞曼效应改变原子跃迁频率, 让由磁场引起的塞曼位移正好等于因为原子减速引起的多普勒位移。

通过散射力使原子冷却达到的最低温度 T_{\min} 为^[7]

$$\hbar T_{\min} = \frac{1}{2} \hbar \gamma, \quad (12)$$

其中 \hbar 是波矢量, \hbar 是普朗克常数, γ 是原子自发辐射速率。设 $\gamma = 10^8 \text{s}^{-1}$, 由 (12) 式得 T_{\min} 为 0.38mK。

通过微极力使原子达到的最低温度 T'_{\min} 为^[3]

$$T'_{\min} = \hbar \Delta\nu / 2k, \quad (13)$$

其中 k 是玻耳兹曼常数, $\Delta\nu$ 是谱线宽度。对于钠原子, 可以获得 $T'_{\min} = 240 \mu\text{K}$, 相应原子运动速度是 30cm/s。

3. 捕捉微粒

利用激光力可以捕捉微粒。在 70 年代初期, 研究人员首先用激光捕获了直径为几微米的聚苯乙烯小球, 以后能够捕捉的微粒越来越小, 到 1986 年可以做到捕捉单个原子。现在用激光还可以捕捉和控制活的有机体, 而且还不会损伤它们; 可以捕捉细菌, 比如用一束氩激光(主光束)和氦氖激光, 可以捕捉长度为 $0.5 \mu\text{m}$ 和 $1.5 \mu\text{m}$ 的细菌。通过关闭或打开主光束, 可以移动单个细菌, 可以夹住杆菌的两端并使其转动。科学家认为, 这种技术如能付之实际应用, 那么微生物学家就能够按需要隔离有机体, 能让我们随心所欲地做各种微生物实验, 能够巧妙地利用细菌。

激光还能成为光胶, 把细小物体结合在一起。用强激光照射在小塑料珠上时, 会使小珠突然重新排列, 并粘在一起, 粘合层厚 $1.5 \mu\text{m}$ 。激光停止照射后粘合在一起的物质又重新分开。用这种技术有可能通过人工方法让分子重新排列, 然后用化学方法把它们结合在一起。一旦这种技术成熟, 我们就可以通过人工方法设计制造有特殊性能的材料和药物。

4. 驱动和偏转原子

利用激光力学效应能够驱动原子运动。德国物理学家 O. Frisch 在 1933 年做了一个实验, 他用一只大功率钠灯照射钠原子束, 发现光束可以使钠原子束偏转^[8]。采用激光来作这样的实验, 就更为容易, 现象更明显。用一根直径很小的直长管, 里面充入钠蒸气, 然后用钠共振频率的激光照射这根管, 会见到很亮的发光。如果稍移动激光频率 (10GHz), 则毛细管大部分会变暗。因为所有的钠原子都向毛细管的一端移动, 肉眼可以见到发生的气体流动效应。例如, 激光是从右往左传播, 那么管子只在靠近左侧发光。气流移动速度达 100km/h, 气流的密度是原来的上千倍。把激光频率从原子共振频

率的一侧调到另一侧,原子便朝相反方向流动。如果管内钠原子蒸气密度相当低,那么,激光束能够驱动整个气流从毛细管一端快速流到另一端。

利用激光可以使原子束偏转。根据半经典理论,可以估算准直的二能级原子束与正交的激光束相互作用后,原子束发生朝横向偏转。1981年,美国贝尔实验室的 J. E. Bjorkholm 等人进行了单光束钠原子束的偏转实验,获得最大偏转量 $1.5\text{mm}^{[9]}$;中国科学院上海光学精密机械研究所王育竹等人也进行了类似实验,获得最大偏转量 $7.7\text{mm}^{[10]}$ 。

5. 加速粒子

现代的高能粒子加速器看来是最大的研究装置,随着要求更高能量粒子,加速器的尺寸也越来越大。至于中性粒子,现在的加速器还无法加速。利用激光力学原理制造加速器,尺寸可以大大缩小,而且还可以加速中性粒子。

以加速电子来说,电子被激光电场加速获得的能量增量 $\Delta\varepsilon$ 为^[11]

$$\Delta\varepsilon = 2\alpha mc^2\gamma^2, \quad (14)$$

式中 $\gamma = \omega/\omega_p$, $\omega = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$, ω_1 和 ω_2

是构成加速场的两束激光的频率, ω_p 是等离子体频率, $\omega_p = (4\pi e^2 N/m)^{\frac{1}{2}}$, m 是电子质量, $\alpha = E/E_{\max}$, E 是激光电场强度, $E_{\max} = mc\omega_p/e$ 。设等离子体密度 $N = 1.6 \times 10^{16}$ (相应的 $\omega_p = 7.2 \times 10^{12}\text{s}^{-1}$)。以钕玻璃激光进行加速, $\omega = 1.78 \times 10^{13}\text{s}^{-1}$, $\gamma = 250$ 。那么,对于初始能量 $\varepsilon_0 = 125\text{MeV}$ 的电子,在长度 $l = 5\text{m}$ 的加速器中,电子的能量可增加到 25GeV 。

1985年在美国加州大学进行了首次激光加速实验。他们采用 CO_2 激光器输出波长为 $9.6\mu\text{m}$ 和 $10.6\mu\text{m}$ 两束激光进行加速,等离子体密度 N 为 10^{17}cm^{-3} , 得到的平均加速度是 $0.3\text{--}1\text{GeV/m}$, 最大加速度是 2.8GeV/m 。

6. 医疗手术

利用激光力学效应做医疗手术,已在临床上广为使用。典型的例子是眼科手术,击碎胆结石、肾结石手术。眼科白内障的治疗,通常是利用手术去除浑浊状覆盖物,然后插入塑料透镜。这一手术经常使塑料透镜后面正常透明膜变浊。现在采用激光作这种手术,效果要好得多。手术的原理是,在激光作用下产生等离子体,继而形成冲击波,击穿浑浊覆盖物。

应用激光破碎肾结石的技术也已进入临床。它是通过光导纤维输入的激光脉冲把肾结石破碎,作用力的来源是,激光使结石局部表面区域汽化和电离,产生等离子体。等离子体吸收激光能量而扩展,产生超声波而把结石碎裂。用激光碎石有几方面的优点。用激光可以把结石碎得更小(碎到 $1/3$ 尿道直径),而用超声波碎石器则办不到,这是因为骨盆的骨骼对声波有阻碍作用。激光碎石的投资低,费用只有超声碎石器的 $1/10$ 左右,所以,激光碎石发展比较快,目前美国已有 75 家医疗中心使用激光治疗肾结石。美国每年有 150000 人患尿道结石,其中有 40% 用激光治疗。欧洲和日本有的医院也开始使用这种治疗技术。

- [1] 徐国祥主编,实用激光医学,广东高等教育出版社,(1990)。
- [2] S. B. Sharma and K.E. Rieckhoff, *Can. J. Phys.*, **48**,(1970),1179.
- [3] P. D. Lett et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61**, (1988), 169.
- [4] V. S. Letokhov et al., *Opt. Comm.*, **19**,(1976)72.
- [5] J. Trainor and Y. T. Lee *Phys. Fluids*, **23** (1982), 198.
- [6] 顾援等,物理学报,**37**,(1988),239.
- [7] D. J. Winland and W. M. Llano, *Phys. Today*, No. 6, (1985), 34.
- [8] L. Moi, *La Recherche*, 20-207 (1989), 260.
- [9] J. E. Bjorkholm et al., *Phys. Rev.*, **A23** (1981), 491.
- [10] 王育竹等,中国科学(A辑),No. 5(1984),467.
- [11] Л. М. Горбунов, *Природа*, №5 (1988),15.