

动态超高压技术(二)

经福谦

(1984年2月10日收到)

本文评述了超高压技术($P > 10\text{Mbar}$)的研究状况,它包括可能性、目前状态及尚存在的问题。(一)见本卷第3期第1页。

三、电 炮

Keller和Penning²⁹等于1961年首次报导了用电爆炸金属膜形成的金属蒸汽去推动塑料飞片的方法,获得了 $4-5\text{ km/sec}$ 的高速飞片。它的基本原理是,用脉冲大电流通过一金属膜,使电能迅速地沉积在金属膜内,能量沉积过程约在微秒量级内完成。在这么短的时间内,金属膜将快速的发生固-液-汽-等离子体态的相转变,等离子体态的温度可达几十电子伏,因之产生了电爆炸现象。在这种高温高密度气态产物的推动下,将使贴在它背面的另一塑料膜飞片受到加速,最后以高速度击靶,在靶中产生冲击波。他们首先是把这种技术用于研究炸药的引爆特性的。Weingart等³⁰和徐兴海等³¹都发表过研制这种电炮装置的报导。1980年Chau等发表了把电炮用于研究 $10-50\text{Mbar}$ 范围内的情性材料雨贡纽线可能性的报导^[32]。

用于测量材料雨贡纽线的电炮装置的示意图见图11,飞片飞行与靶的结构见图12。加速

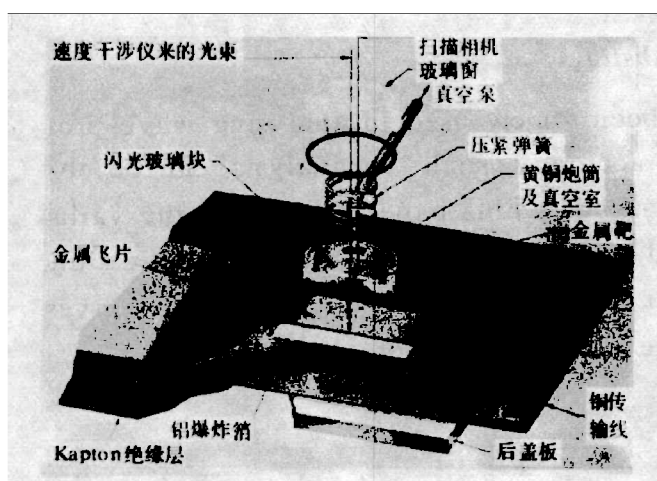


图11

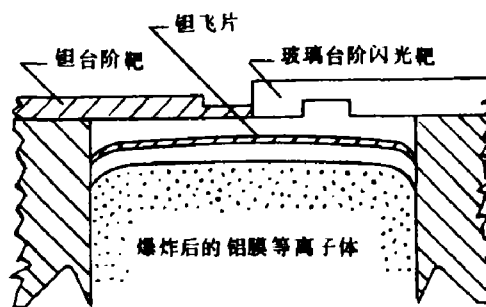


图12

空腔长度一般为 5 mm 左右。飞片速度随输入电流而增高。在强电流运行时,由它产生的附加

磁场又将作为一个附加的驱动力而使金属飞片得到附加的加速度，即飞片将同时受到金属蒸汽产物的流体力学驱动力和磁场驱动力的推动。有时磁力是很大的，例如在1MA电流通过6mm宽的金属膜时，将产生174kbar的推力。测量超高压区雨贡纽线的电炮装置与研究炸药起爆性能的装置有两点主要差别：一是前者飞片不是单一的薄塑料膜，而是塑料-金属膜式的组合飞片，其原因是要利用金属飞片的高冲击阻抗特性以在靶中产生较高的压力；二是加速空腔中要抽真空（一般 $\sim 10^{-4}$ Torr），以避免空腔中空气对飞片加速的影响。

为了有效地将电能转换成飞片的动能，Chau等³²还对金属膜的选材作了广泛研究。他们共对Al, Be, Cu, Au, In, Li, Mo, Ni, Pt, Ag, Ta, W和钢等13种材料制成的爆炸金属膜作了比较，发现以选用Al膜最为有利。

在合适地设计炮筒结构的条件下，高速飞片的平面性很好，因而可以用平面一维运动的分析方法去预估飞片的加速过程及其极限速度。邹永庆提出了汽化-爆炸波的理论模型³⁴，他将金属膜爆炸波与炸药爆轰波类比，用这种方法，求出了由电能比功率曲线作为关联参函数的计算飞片速度 $v(t)$ 的公式（参见图13³⁵）

$$v(t) = \sqrt{v_0^2 + 3[A(t_0) + A(t)]\varphi(t - t_0)} \quad (5)$$

式中

$$v_0 = \frac{p_2}{M}(t_0 - t_0) \quad (6)$$

$$\varphi = B\varphi_0 \frac{IZ}{W} \quad (7)$$

式中 v_0 为金属膜爆炸时刻的飞片速度， p_2 是金属膜爆炸时刻汽化产物的平均压力，等于 $(3/16)\rho_0 D_s^2$ （ ρ_0 为金属膜初始密度， D_s 是金属膜爆炸波速度，等于 $(4/3) \cdot l / (t_0 - t_0)$ ）， t_0 为金属膜爆炸的时刻， M 为单位面积的飞片质量， t_0 为开始产生汽化-爆炸波的时刻（等于电功率曲线半高度所对应的时间）， l 、 W 和 Z 分别是金属膜初始厚度、初始宽度和原子序数， B 是由实验确定的常数。他用这个模型成功地解释了Stanton³⁵等发表的实验结果。Tucker和Stanton提出的电格尼模型³⁶（*Electrical Gurney Model*）则广泛地被美国科技工作者所引用，所导出的飞片极限速度 v 的公式是

$$v = f(J_0) \left[\frac{M}{C} + \frac{1}{3} \right]^{-1/2} \quad (8)$$

式中 C 为单位面积金属膜的质量， M 是单位面积的飞片质量， J_0 为金属膜爆炸时刻的电流密度， $f(J_0)$ 是一个用实验确定的函数。图14³⁷是实验测定的 $f(J_0) - J_0$ 曲线，并给出了 $f(J_0)$ 的拟合函数式。从图看出，拟合曲线有一定的适用范围，随电容器组的充电电压而定。图15³⁷是飞片速度与充电电压的关系，速度 v 用(8)式计算， $f(J_0)$ 则用从图14得到的拟合关系式计算。由图看出，半经验的电格尼模型(8)式基本是适用的，只是对0.3mm的Kapton飞片，

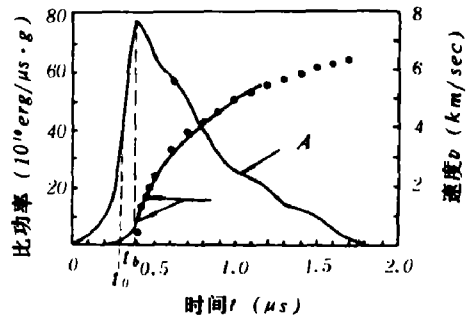


图13 实线是实验给出的比功率和飞片速度与时间的关系（取自文献〔35〕）。园点是邹永庆的计算值（见文献〔34〕）。

其速度比用(8)式预估的要高一倍多。

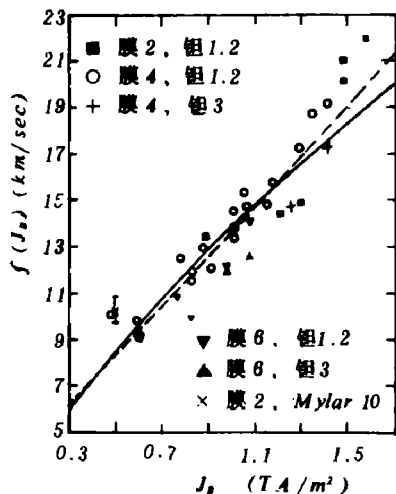


图14(图例数字单位: mil)

——用40kV电容器组测得
---用100kV电容器组测得

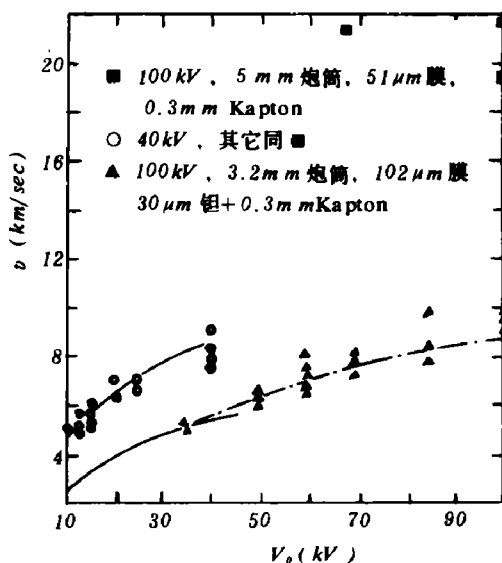


图15 电炮飞片速度-充电电压的关系

——用40kV 电格尼模型计算
---用100kV 电格尼模型计算

文献〔32〕中还报导了把12.7mm厚的塑料/钽片组合飞片加速到16km/sec的结果,用这个飞片撞击钽靶,可以获得近20Mbar的冲击压力。在同一篇文章中,还报导了把Kapton飞片驱动到20km/sec速度的结果,用这个速度进行钨材料的“对称碰撞”将产生约30Mbar的冲击压力。

为了检验用电炮方法测得雨贡纽点数据的精度,文献〔33〕还报导了用降低电炮飞片速度方法测得的数据与用二级轻气炮方法得到的较低压力下钽的雨贡纽数据作了直接比较,其结果示于图16。由图看出,电炮测量数据还是具有一定精度的。总之,就电炮技术的发展水平看,目前已可用于10Mbar压力的雨贡纽点数据的测量,并且有扩延到50Mbar的近期潜力。电炮技术存在的一个技术难点是,由于飞片很薄,一般仅约数十微米,故冲击波宽度也仅约数十毫微秒,因而测量仪器的时间分辨率要求达到亚毫微秒量级,故必须采用价昂的快速记录系统,如快速的变象管相机。

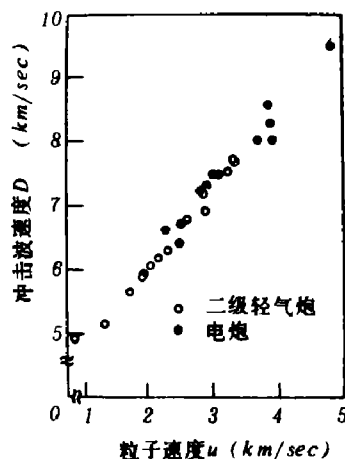


图16 钽的冲击雨贡纽线。根据电炮数据,可把钽的雨贡纽线扩延到7.8Mbar。

四、激光产生冲击波

早在1963年, Askaryon和Morez就提出了用高能脉冲激光束产生冲击波高压的可能性〔38〕。激光技术的进展已达可制造出20TW峰值功率的巨型激光器,将它聚焦到小于 $10^{-4}cm^2$

的面积上，即可造成大于 $10^{17} W/cm^2$ 的功率密度，由它造成的辐射压力约为 $100 Mbar$ 。实际上，在较小的功率密度时，利用某种激光能量的吸收机制，也可以造成比纯辐射压力高得多的压力状态。

如果用一个功率密度大于 $10^{17} W/cm^2$ 的激光束入射到固体靶的表面上，激光束的部分能量被反射，部份能量被吸收并沉积在靶表面的一薄层材料内。在这一能量沉积的作用下，该薄层物质将首先迅速地发生固-液-汽-等离子体态的相转变。这个高温等离子体将迅速地朝背向靶表面的真空中飞散，其中的电子密度小于临界密度的稀薄等离子体区将继续吸收后继的激光能量，并产生大量热电子。这个稀薄等离子体区终止于图 17 所示的临界面上。热电子将穿过临界面，烧蚀靶材，形成稠密等离子体，并同时向靶背面的真空区飞散。由于这种飞散的反冲作用，根据动量守恒原理，将向“冷”靶区驱动一强冲击波。激光束的持续照射，临界面与烧蚀面也不断地向前推移，靶内冲击波也得到了支持。由此可知，激光产生冲击波与电炮均是利用了能量沉积原理，只不过是能量吸收机制及其转变为冲击波的机制有所不同罢了。

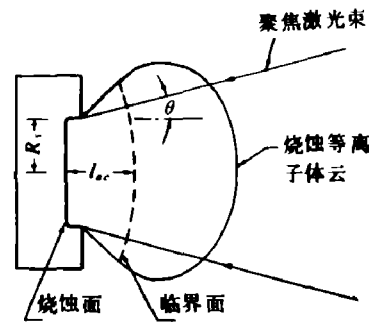


图 17

根据上述过程, Kidder 提出了一个由爆燃波驱动一个冲击波, 爆燃波后又跟随着一个稀疏波的简化的物理模型^[39]: 设被照射靶表面为一个半无限大平面, 等离子体是理想气体 ($\gamma = 5/3$), 稀疏过程是绝热的, 并在忽略电离能量损失的条件下, 他导出的冲击波压力 p 与吸收光能 I_0 的定律关系是

$$P = \frac{8}{5} \left(\frac{\rho_c}{4} \right)^{1/2} I_0^{2/3} \quad (9)$$

式中 ρ_c 为临界面的等离子体密度。赖东显等^[40]利用 JB-1 程序(激光聚变一维三温流体力学程序)对铝靶做了数值计算。在 $1.06 \mu m$ 波长及 $1 ns$ 脉宽 (FWHM) 的高斯脉冲激光束照射下, 当吸收的峰功率为 $1.8 \times 10^{13} - 1.8 \times 10^{15} W/cm^2$ 时, 得到的定标律为

$$p \approx 10 I_0^{0.75} \quad (10)$$

以上结果已被近年来的实验结果所证实, 只是式中各系数值的取值稍有差别罢了(见图 18^[41])。

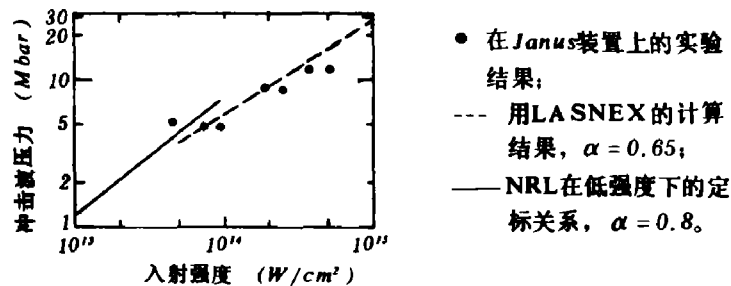


图 18 $P \propto I_0^\alpha$ 的定标律

实验还发现, 上述的定标律当 I_0 达 $10^{15} W/cm^2$ 以上时可能会失效, 这时的冲击波压力可能会出现“饱和”现象。由数值模拟及试验结果还发现, 由于反喷等离子体的二维特性(参见图 17), 所形成的靶内冲击波虽是准一维的, 但因为对入射激光的有效吸收面为临界面, 这个面

积是大于靶表面的激光焦斑面积的,因而有效的吸收光功率将有所下降,(9)(10)两式估算的压力也将由于这个二维效应而降低(见图19⁽⁴²⁾)。对于这个情况,Harrach等给出了一个简单的修正公式⁽⁴²⁾

$$p = a I_0^{\alpha} / \left[1 + \frac{I_{ac} \sin \theta}{R_s} \tau_L^{\alpha} I_0^{\beta} \right]^{2n} \quad (11)$$

式中 τ_L 为激光脉宽。二维效应引起的压力降低程度随吸收光功率而增大,随激光脉宽的增大而减小。目前尚未见到在宽阔的 I_0 , τ_L 及 R_s 范围内将详尽的流体力学数值计算结果与(11)式计算结果的分析比较讨论,但从图20⁽⁴²⁾可以看出,(11)式的结果与二维计算的结果是基本符

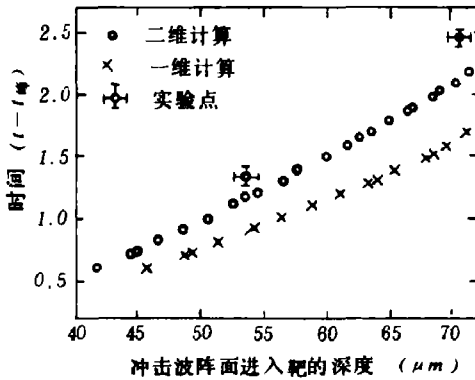


图19

峰值激光强度 $27 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 脉宽 0.6 ns 。
Al/Au22/50靶厚 $72 \mu\text{m}$, Al表面为照射面。

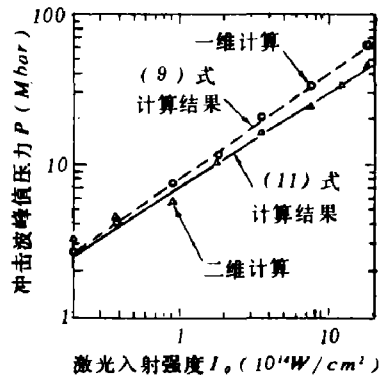


图20

(9)式取为 $p = 8 I_0^{0.7}$, (11)式取为 $p = 8 I_0^{0.7} / (1 + 0.11 I_0^{0.3})^{1.4}$, 靶和激光与图19的相同, $\theta = 22^\circ$, $R_s = 258 \mu\text{m}$ 。

合的,至于二维计算中低激光强度处的数据分散原因,目前也尚未见到满意的解释。

事实上,激光产生的冲击波压力还与激光波长密切相关,其原因是固体靶对短波长激光的能量吸收效率较高,这是由于在短波长下逆韧致散射占优势的结果。其定标律为

$$p \propto \lambda^{-m} \quad (12)$$

各种理论确定的 m 值在 $0.33-2$ 的范围内变化。利用短波长激光束的另一个好处是可以减少超热电子对“冷”靶的预热(激光束对靶直接作用所产生的超热电子穿过烧蚀面,并先于冲击波阵面到达“冷”靶,从而造成这种预热效应)。为了进行“干净”的冲击波试验,在设计实验装置时应尽量减弱这种预热效应,其方法之一就是减小入射激光的波长。一般说来,在进行冲击波测量的区域内,要求冲击波是稳定的(冲击波峰值压力无衰减)和无预热的。Lee等⁽⁴³⁾给出了这类设计的一个例子(见图21)。由图看出,在他所设计的Al靶实验中,对于 $1.06 \mu\text{m}$ 和 $0.53 \mu\text{m}$ 的激光,入射激光的最大允许值分别为 $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$,相应的冲击波压力分别为 $\sim 13 \text{ Mbar}$ 和 $30-50 \text{ Mbar}$ 。我国上海光机所的6路激光装置是有可能用于这类实验的。

五、结语

以上简要地评述了四种超高压技术的发展状况。就我国而言,开展这类研究的条件已经基本具备,例如,我国已进行过多次地下核试验(例如可见[44,45]),大功率激光器及脉冲强

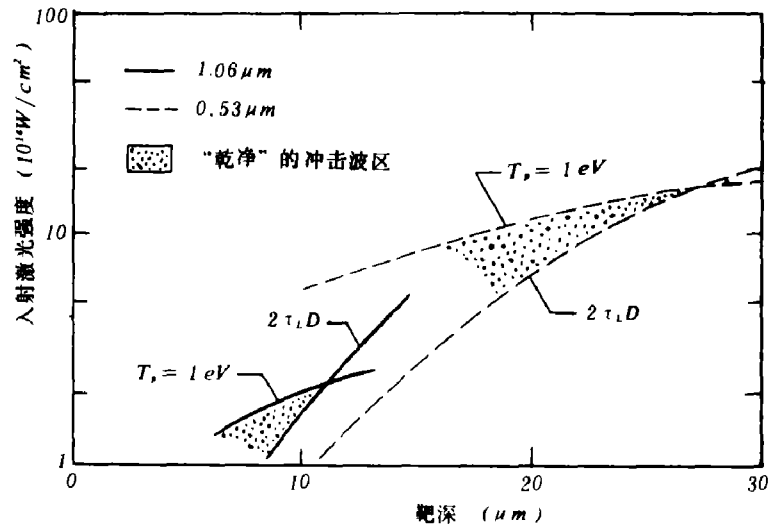


图 21

铝靶, 激光脉宽 300ps , 预热温度 T_p 以不超过 1eV 来考虑, $2\tau_L D$ 近似等于冲击波未被稀疏波赶上的距离。

电流的设备及其技术亦有多年的研究基础, 因而可以设想在我国是存在着进行这种超高压技术研究的可能性的, 也可能这种研究工作业已进行。它的研究成果, 必将进一步促进我们对超高压区物质性态的了解。

参 考 文 献

- [29] Keller, D. V., Penning, J. R., *Exploding Wires*, Edit Chase W. G., Moore, H. K., Plenum press, New York, Vol. 2, (1962), 263.
- [30] Weingart, R. C., Lee, R. S., et al, *Int. 6th Symp. Deformation*, (1976), 653.
- [31] 徐兴海、高顺受等, 爆炸与冲击, (4) (1982), 67
- [32] Chau, H. H., Dittbenner, G. et al, *Rev. Sci. Instr.*, 54 (1980), 1670
- [33] Measurngm Equation of State with The Electric Gun, *Energy and Technology Review*, Dec. (1982), 10—17.
- [34] 邹永庆, 爆炸与冲击, 3 (1) (1983), 28.
- [35] Stanton, P. L., *SAND-75-0221* (1975).
- [36] Tucker, T. J., Stanton, P. L., *SAND-74-0244*, (1974).
- [37] Chau, H., Dittbenner, G. et al, *AIP Conf. Proc. Shock Waves in Condensed Matter*, (1981), Edit. Nellis, W. J., Seaman, L. et al, New York, (1982), 697.
- [38] 引自Clauer, A. H., Holbrook, J. H., *Shock waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals*, Edit. Meyer, M. A., Murr, L. E., Plenum Press, New York and London, (1981), 675.
- [39] Kidder, R. E., *Nucl. Fus.* 8 (1) (1968), 3.
- [40] 赖东显、罗庆平等, 第二届全国高压学术讨论会缩编文集, 成都, 中国物理学会, (1983) \$4.22, 64.
- [41] Trainor, R. J., Holmes, N. C. et al, 同(37), 145.
- [42] Harrach, R. J., Lee, Y. T. et al, 同(37), 164.
- [43] Lee, Y. T., Trainor, R. J., *UCRL-84787*, (1980).
- [44] 赵敬珍, 爆炸与冲击, (2) (1982), 10.
- [45] 张永家、张景山等, 爆炸与冲击, 3 (1) (1983), 37.

ULTRAHIGH DYNAMIC PRESSURE TECHNIQUES (2)**Jin Fuqian****Abstract**

The ultrahigh dynamic pressure techniques, currently investigated in the world, are reviewed in this paper. The capabilities, present situations and the existing problems in this field are included.