

电子束辐照铝圆柱壳时能量沉积 及冲击载荷的估算*

周益春

(中国科学院力学研究所)

摘 要

在研究核爆炸产生的x射线及强激光束对靶材的结构破坏效应时,可用强流低能相对论电子束来间接进行模拟。当电子束辐照到铝靶材圆柱壳体时,圆柱壳吸收大量的能量后表层汽化。由于表层汽化物质的快速飞散,在圆柱壳体上将受到冲击载荷的作用。本文利用了半经验公式估算了强流低能相对论电子束在铝圆柱壳体内的能量瞬时沉积,同时利用文献[1]的方法估算了汽化反冲压力。

关键词: 电子束能量瞬时沉积汽化反冲压力铝圆柱壳

一、引 言

对于高空核爆炸, x射线的能量约占总能量的70~80%, x射线将直接起杀伤作用。核爆炸产生的强软x射线,在导弹壳体中被强烈地吸收,在吸收层中由于巨大的能量沉积而产生汽化,该汽化层迅速向外喷射而对导弹壳体产生一强大的反冲冲量,与x射线类似,强脉冲激光束辐照到靶材上时也会由于汽化层物质的外喷而对靶材产生一强大的反冲冲量。这一反冲冲量的高速冲击可能引起材料的层裂、剪切断裂等早期的材料破坏效应以及由于大变形、大应变而产生的后期结构破坏效应。无论是核爆炸产生的x射线还是高能激光束辐照到靶材上对靶材的破坏效应可以有多种模拟方法^[1],如轻气炮、化爆技术以及电子束发生器产生的电子束等,这只要在载荷的作用时间比结构响应时间还短就能相当好地模拟实际效应,唯一的不同就在于能量与靶材的耦合方式上。因此,用强流低能相对论电子束可以进行这类破坏机理的间接模拟,一般要求能量密度为 $100\sim 400\text{cal}/\text{cm}^2$ 。

由以上分析可知,为了用低能电子束来间接模拟x射线、高能激光束对靶材的破坏效应,关键的问题就是需要知道作用于靶材上的冲击载荷。我们在瞬时能量沉积的

* 该项目由国家高技术计划激光技术领域资助。

假设下, 估算了低能电子束辐照到铝圆柱壳体上时产生的能量沉积, 然后利用了文献^[1]的方法估算了作用于圆柱壳体上的汽化反冲压力。

二、电子束在圆柱壳体内的瞬时能量沉积

当一电子束辐照到铝靶材上时, 由于入射的电子与靶原子的电子发生 Conlomb 相互作用, 同靶原子核发生弹性和非弹性碰撞而损失其能量, 并且由于入射电子与靶原子的频繁碰撞而明显地偏离原来的人射方向。对于电子束在靶材内的能量沉积一般是用 Monte-Corlo 方法来进行研究的, 但对于用低能电子束作间接模拟源来研究结构动态响应时, 作为对冲击载荷的一种估算, 我们可以利用一种半经验公式对电子束的能量沉积进行计算^[4]。

电子束辐照靶材时的能量损失主要是电离损失和辐射损失, 这由靶材的性质和电子的能量所决定^[2]。

$$\frac{(dE/dx)_{\text{辐射}}}{(dE/dx)_{\text{电离}}} = \frac{E(\text{MeV})Z}{800} \quad (1)$$

由此式可知, 对于低 Z 靶材和低能电子束, 电离损失是主要的, 而对于高 Z 靶材和高能电子束, 辐射损失是主要的, 对于本文所讨论的强流低能相对论电子束辐射到低 Z 的铝靶材, 电子的能量损失主要是电离损失。

我们考虑一无限长的由均质材料组成的圆柱壳体暴露在均匀的电子束中, 入射电子束的方向垂直于圆柱壳的轴线。不失一般性, 可以截取单位高的圆环来讨论, 如图 1 所示。圆环内任一点处的半径和极角用 r 和 θ 表示, 将圆环沿径向和周向按不同的 r 和 θ 分割成适当数量的网格。

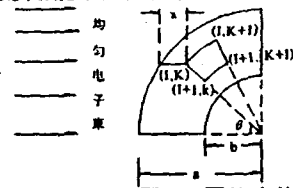


图 1 圆柱壳的几何关系

在时刻 t , 设单位时间内垂直于电子运动方向的单位面积电子个数为 $N_0(t)\bar{e}$, 称之为电子数通量, \bar{e} 为电子束入射方向的单位矢量, 假如电子束是多能的, 由 k 种不同能量的电子所组成, 令 ε_{oj} 为能量 E_{oj} 的电子占束总电子数的份额。这样一电子束辐照到圆柱壳体时, 在壳体内沉积的能量将驱使物质运动, 因此在电子束的辐照过程中, 图 1 所示的网格会运动和发生变形, 但由于电子束的辐照时间很短, 电子束的脉宽一般为 $10 \sim 100\text{ns}$, 而结构响应的时间一般为毫秒量级。因此, 电子束的辐照时间 t , 同结构动态响应的过程相比是个很小的量, 我们近似认为在 t 内网格没有运动和发生变形, 即电子束的能量沉积是瞬时的。所以, k 组电子在任意网格 (I, K) 上单位质量内的瞬时能量沉积为^[4]。

$$E_R(I, K) = \frac{N}{M(I, K)} \sum_{j=1}^k \varepsilon_{oj} \left[- \iint_S T_j(x) E_j(x) \bar{e} \cdot d\bar{S} \right] \quad (2)$$

式中 $N = \int_0^t N_0(t) dt$ 为电子数密度, $d\bar{S}$ 为网格某一边的微面元, 该面元的外法线方向定义为 $d\bar{S}$ 的方向, $M(I, K)$ 为该网格的质量。(2) 式的积分是对网格 (I, K) 的面积分。在该式中, $T_{z_j}(x)$ 和 $E_j(x)$ 是电子束垂直入射到平面靶材上时距靶表面 $x(r, \theta)$ 处的电

子透射系数和电子的能量，它们都与入射电子的能量及靶材的性质有关。

$$T_j(x) = \frac{1 + \exp(-\mu_j \delta)}{1 + \exp[\mu_j(\rho x - \delta)]} \tag{3}$$

其中， $\mu_j = n / R_{oj}$, $\delta = n_0 R_{oj}$, $n = 9.2Z^{-0.2} + 16Z^{-2.2}$, $n_0 = 0.63(Z / A) + 0.27$

对于单质靶材， Z 和 A 分别为其原子序数和原子量，而对于复合靶材，则为其相应的等效量， ρ 是靶材的密度， $R_{oj} = G_1 E_{oj}^{G_2 - G_3 \ln E_{oj}}$ 是有效射程， G_1 、 G_2 、 G_3 是靶材常数。

$$E_j(x) = \exp \{ 0.5[G_2 - (G_2^2 - 4G_3 \ln \frac{R_{oj} - \rho x}{G_1})^{1/2}] / G_3 \} \tag{4}$$

我们用式(2)计算了电子束在铝靶材圆柱壳体上的能量沉积。靶材常数 $G_1 = 0.412$, $G_2 = 1.265$, $G_3 = 0.0954$ 。当 $\theta = 0^\circ$ 时，1MeV 电子在铝圆柱壳中的能量沉积如图 2 所示，同时根据文献[5]描出了 1MeV 电子垂直入射到平面靶材上时的能量沉积的实验点。从图可以看出，其计算结果同实验值是相当一致的，这说明本文的计算方法是可行的。

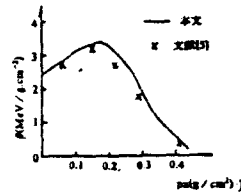


图 2 1MeV 电子在铝圆柱壳中的能量沉积($\theta = 0^\circ$)

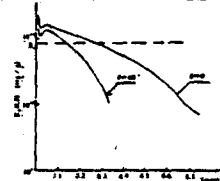


图 3 电子束在圆柱壳体内的瞬时能量沉积

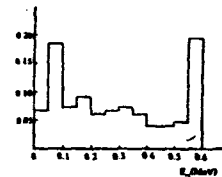


图 4 入射电子束能谱

在图 3 中我们给出了一能量密度为 $327\text{cal}/\text{cm}^2$ 的均匀电子束辐照到铝圆柱壳上的瞬时能量沉积，电子的动能范围为 $0 \sim 0.6\text{MeV}$ ，平均动能为 0.267MeV ，电子束的能谱如图 4 所示，我们取圆柱壳的参数为：外径 $a = 5\text{cm}$ ，内径 $b = 4.8\text{cm}$ 。计算结果显示，在同一径向厚度处，电子束的能量沉积在受照面的半圆周内呈余弦分布，这是符合实际情况的。

在同一径向厚度处，电子束的能量沉积在受照面的半圆周内呈余弦分布，这是符合实际情况的。

三、汽化层及汽化反冲压力

当电子束辐照到圆柱壳体上时，由图 3 的瞬时能量沉积结果可见， E_R 随着径向厚度 $l = a - r$ 的增加迅速减小，大部分的能量集中在迎照面附近一薄层内，在电子沉积的能量足够高时，将使表面一层的固体物质汽化，而升华为蒸汽。作为对冲击载荷的一种近似估算，同 Cost^[6]一样来估算出汽化层的厚度。令 E_s 是靶材的升华能，则在 $E_R > E_s$ 的薄层内，固态物质升华为蒸汽，任意 θ 方向的汽化层厚度 $l_s(\theta)$ 都可以根据条件 $E_R(l, \theta) = E_s$ 来确定。

[1]首先假定汽化层物质的蒸汽为理想气体，然后认为这一初始状态为理想气体的蒸汽向外喷射是沿径向方向的，但在不同的 θ 角方向上，飞散速度的大小不同。从而把

蒸汽的飞散近似为 $P_0(\theta)$, V_0 初始状态的理想气体在等截面管道中的一维不定常流动, 而把未汽化的壳体看成是不可压缩的固壁。这样, 作用在圆柱壳体上任意 θ 方向上的微元体上垂直径向上的单位面积上的反冲压力用一端为刚性壁的半无限长等截面管道中的高温高压气体瞬间真空飞散的模型来计算。

假定汽化层物质为理想气体, 由于正常状态下的固态材料的内能被选为能量的零点, 因而汽化层物质的比内能可用下式表示:

$$E = E_s + PV / (\gamma - 1) \quad (5)$$

式中 P 为压强, V 为比容, E 为比内能, γ 是绝热指数。由上式可以得到汽化层中的平均压强为

$$P_0(\theta) = (\gamma - 1)[\bar{E}_R(\theta) - E_s] / V_0 \quad (6)$$

其中 V_0 是靶材的初始比容, $\bar{E}_R(\theta) = \frac{1}{l_s(\theta)} \int_0^{l_s(\theta)} E_R(l, \theta) dl$ 是汽化层内的平均能量沉积。

在时间 $t \leq l_s(\theta) / C_0(\theta)$ 内, 其中 $C_0(\theta) = \sqrt{\gamma P_0(\theta) \cdot V_0}$ 为蒸汽的初始声速, 汽化反冲压力就等于汽化层中的平均压强 $P_0(\theta)$, 在 $t > l_s(\theta) / C_0(\theta)$ 时, 由于汽化层中的气体向“真空”膨胀, 在未汽化的材料“固壁”上将产生汽化反冲压力, 该汽化反冲压力按 [1] 所给的公式为:

$$Y = \left[\frac{P(\theta, t)}{P_0(\theta)} \right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (7)$$

$$t = \frac{l_s(\theta)}{C_0(\theta)} \frac{1}{2^{2m}} \sum_{k=0}^m \frac{[2(m-K)]!(2k)!}{[(m-k)!K!]^2} Y^{-\frac{2k+1}{2}} \quad (8)$$

式中 $m = (3-\gamma) / 2(\gamma-1)$ 。这样, 由 (7) 和 (8) 式就可以容易用数值求解而求出在 $t > l_s(\theta) / C_0(\theta)$ 的不同时刻作用在圆柱壳体上沿径向方向的压力 $P(\theta, t)$ 。我们取靶材的参数为 $\gamma = 11/9$, 则有 $m = 4$, 按 [1], 升华能 $E_s = 8.9 \times 10^{10} \text{ erg/g}$ 。计算结果如图 5 和图 6 所示。由图 5 可以看出, 汽化层的厚度 $l_s(\theta)$ 在半圆周上呈余弦分布, 这是显然的。但是, 汽化反冲压力在半圆周上并不呈余弦分布的规律。又由图 6 可见, 汽化反冲的持续时间比电子束的辐照时间要长得多, 这是因为汽化反冲的力学作用过程应该比电子束的脉宽长得多。文献 [7] 用 (7) 和 (8) 作为平面铝靶迎照面上的压力边值条件, 用一维流体—弹塑性差分方法计算了铝靶中电子束热击波的传播过程, 同时又用电子束能量沉积与流体弹塑性流动相耦合的一维差分方法计算了同样的辐照条件下热击波的传播规律。这二种方法解得的热击波峰压随其传播距离的变化趋势相同, 但前者比后者约低 20%。由此可见, [1] 的理论模型是可行的, 而本文用 [1] 的方法来估算电子束辐照圆柱壳体时产生的汽化反冲载荷所得的结果也是可信的。

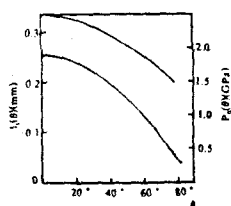
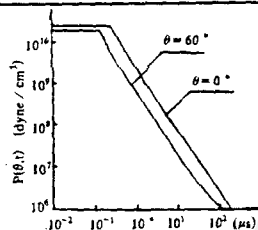
图5 汽化层厚度及反冲压力随 θ 的变化

图6 反冲压力的时间波形

本文的估算结果虽然粗糙,但对用低能强流相对论电子束来间接模拟核爆炸效应产生的 x 射线对不同靶材的结构破坏,强激光破坏机理以及 x 射线、强激光束和电子束等高能粒子束与靶材相互作用的等效规律的研究具有参考价值。

赵伊君教授对本文提出过修改意见,李孝兰研究员同作者进行过一些有益的讨论,在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 张若棋, 谭葡萄, 空气动力学学报, 7(2)(1989),178.
- [2] Report to the American Physical Society of the Study Group on Science and Technology of Directed Energy Weapons, Chapter 6, APS, New York (1987).
- [3] 王淦昌, 强激光与粒子束, 1(1)(1989),1.
- [4] 周盖春, 彭常贤, 高压物理学报, 4(3)(1990),234.
- [5] 系统工程与电子技术, 第2期, 1981年增刊, 29.
- [6] Cost.T.L., AD-A052999,(1976).

Estimation of Energy Deposition and Impulsive Loads of Cylindrical Shell Caused by an Electron Beam

Zhou Yichun

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

When studying the structural damage effect of a target caused by x -ray from nuclear explosion and intense laser beams, we may use a high-current and lowenergy relativistic electron beam as indirect radiant source. When a cylindrical shell is radiated by the electron beam, the radiant energy can sublimate the surface layer, provided the levels of absorbed radiant energy are sufficiently high. This extremely rapid sublimation can produce impulsive loads on the cylindrical shell due to the momentum transfer re-

(下转 89 页)

三、结 论

采用了这些新工艺后,我们生产了 50 支腔长为 250mm 的氦氖管。其中有 36 支管子为 TEM_{00} 模, 14 支管子为高阶模。这些管子与原来的管子相比, 功率稳定性有了极大的提高。大部分新管子的功率时间不稳定性小于 $\pm 2\%$, 而旧管子(普通管)有 75% 在 $\pm 2\%$ 以上。功率方位稳定性也是如此, 绝大部分新管子在 $\pm 10\%$ 以内, 而大部分普通管在 $\pm 10\%$ 以上。新管子不仅在稳定性方面有了很高, 而且寿命也延长了。在第三次全国氦氖激光器质量评比中, 我们荣获了第二名。这些情况说明, 这些新工艺是切实可行的。

参 考 文 献

- [1] 南京工学院电子工程系, 《气体激光器件制造工艺》。
- [2] 《激光原理》, 国防工业出版社。

The Technology Reform of the Manufacture of He-Ne Laser Tube

Fu Guanyu Kong Lingrong

(Beijing Chaoyang Laser Equipment Factory, 100022)

Abstract

This paper mainly discuss the technologic way of lengthening lifetime of the laser tube and raising the power steady degree.

(上接 84 页)

sulting from the rapid movement of the surface particals, In this paper, we estimate the energy instant deposition in the aluminum cylindrical shell caused by a high-current and low-energy relativistic electron beam with a half-empirical formula, and then we also estimate the blowoff impulse by using the method of reference[1].

说明:文献[1]的公式(11)即本文中的式(8), 原文有误, 本文已作改正。