

# 管靶 X 射线辐射输运初步研究 I

## 简化模型数值模拟与分析

江少恩 郑志坚 成金秀 孙可煦

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(1999 年 6 月 23 日收到, 2000 年 2 月 15 日收到修改稿)

运用简化的 X 射线输运模型对管靶中的 X 射线输运进行初步的数值模拟与分析. 介绍 X 射线输运的简化模型, 给出相关参量, 推导出视角因子的积分表达式, 对视角因子进行数值计算, 讨论了简化输运模型方程的数值解法. 由数值计算结果得到辐射输运的定标公式, 提出三种与辐射输运有关的自由程概念, 使得辐射输运的定标公式具有明确的物理意义.

关键词: 管靶, 辐射输运, 视角因子, 自由程

PACC: 5255, 4440, 5270, 3220R

### 1 引 言

惯性约束聚变(ICF)研究最关键的因素之一是要靶丸内爆压缩的对称性. 研究表明, 靶丸辐照的对称性要求达到 1%, 才能更好地满足点火或高增益对内爆压缩的要求<sup>[1, 2]</sup>. 在直接驱动的 ICF 中, 许多束质相同并经过均匀平滑的激光束同时辐照靶丸, 以便满足对称性的要求. 在间接驱动 ICF 研究中, 靶丸置于高 Z 材料的腔内, 由激光在腔壁转换 X 射线辐照靶丸. 间接驱动的 X 射线辐照具有更好的对称性, 这是由于 X 射线辐射被约束在腔内而不断地与腔壁相互作用, 经过多次吸收与再发射使得腔内 X 射线辐射场变得更加平滑, 而且更加趋近于 Planck 谱.

相对直接驱动, 间接驱动的物理过程更为复杂, 这些过程包括: 黑腔靶的堵口效应、能量吸收特性、X 射线转换机制、腔内 X 射线输运、辐射温度特性、激光受激散射及超热电子特性等物理过程. 对这些问题需要进行分解研究, 这样可以对每个物理过程作更细致的研究和分析. 随着三倍频激光打靶的实施, 超热电子和受激散射可以大大地降低. 能量吸收和 X 射线转换可以通过对平面靶的研究而解决, 并且已经得到了大量的实验结果和一些定标规律. 对于 X 射线输运的研究相对较少<sup>[3-6]</sup>, 为此我们开展了这项研究. 本文采用简单的 X 射线输运模型进行

数值模拟与分析, 在另文中设计了一些分解靶进行实验, 并采用此模型对实验结果进行分析<sup>[7]</sup>.

### 2 简化的 X 射线输运模型

严格来说, 研究辐射输运需要解辐射输运方程, 但由于辐射输运方程的复杂性, 一般需要编制极其复杂的程序来进行计算, 而这往往是相当困难的, 所以, 针对具体情况, 作一些合理假定, 使辐射输运问题得到简化.

考虑任意形状由高 Z 材料制成的腔体, 在腔壁上开有注入能量(如 X 射线形式)的小孔. 我们采用文献[4]中简化的 X 射线输运模型, 它由一维辐射热传导流体力学(辐射流体力学)的自相似解而建立, 并假定满足局部热动平衡, 腔壁辐射满足 Stefan-Boltzmann 公式. 假定等离子体膨胀很小, 因此腔内填充等离子体膨胀与填充不予考虑.

#### 2.1 腔壁单元之间辐射能量交换

图 1 为腔结构的示意图, 图 1 中绘制的腔体代表任意形状. 外辐射源占很小的腔壁面积, 大小为  $A_s$ . 辐射的能流为  $S_0(r, t)$ , 它一般是时变的. 腔还有开口以模拟实际情况存在的注入孔和诊断口. 辐射也通过这些孔漏失, 用  $A_h$  表示所有孔的面积和,  $A_w$  为腔壁的面积, 腔的总面积为  $A_c$ , 则有如下关系:  $A_c = A_w + A_h$ . 忽略储存于腔内空间的极小能量

影响,绝大部分的能量作用于腔壁,将腔壁任意一点放大,见图 1 左上图.于是可将腔内的空间与腔壁材

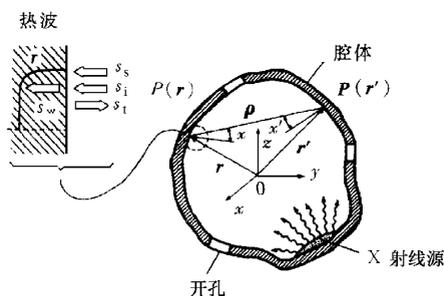


图 1 腔结构示意图

料界面的能量平衡关系式表示为

$$S_{\downarrow}(r, t) + S_{\uparrow}(r, t) = S_{\uparrow}(r, t) + S_w(r, t), \quad (1)$$

$$S_{\downarrow}(r, t) = \int_{A_w} \frac{S_{\downarrow}(r', t)}{\pi} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA', \quad (2)$$

$$S_{\uparrow}(r, t) = \int_{A_s} \frac{S_0(r', t)}{\pi} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA', \quad (3)$$

$$S_{\uparrow}(r, t) = R(r, t) [S_{\downarrow}(r, t) + S_{\uparrow}(r, t)]. \quad (4)$$

这几式中 (1) 式为能量平衡关系式. 源能流为  $S_{\downarrow}(r, t)$ ,  $S_{\uparrow}(r, t)$  表示腔壁其他地方贡献的入射能流,  $S_{\downarrow}(r, t)$  为反射能流,  $S_w(r, t)$  为进入腔壁材料的能流.  $\psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  为视角因子, 定义为

$$\psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \cos\chi \cos\chi' / \rho^2, \quad \rho = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|. \quad (5)$$

如图 1 所示,  $\chi$  和  $\chi'$  分别为  $PP'$  连线与  $P(\mathbf{r})$  和  $P(\mathbf{r}')$  点法线间的夹角.

(4) 式中的  $R(\mathbf{r}, t)$  为再辐射系数, 也称反照率. (1)–(4) 式的方程组可以确定腔内辐射场.  $S_0(\mathbf{r}, t)$  和腔的结构是给定的, 当反照率  $R(\mathbf{r}, t)$  已知时, 就可以求出  $S_{\downarrow}(\mathbf{r}, t)$ ,  $S_{\uparrow}(\mathbf{r}, t)$ ,  $S_{\uparrow}(\mathbf{r}, t)$  和  $S_w(\mathbf{r}, t)$ . 应注意到, 虽然 (1)–(4) 式中不显含时间,

但未知量是含时间的. 即使源  $S_0(\mathbf{r}, t)$  是不变的, 反照率也是时变的.

## 2.2 辐射流体力学自相似解

当热辐射沉积在高  $Z$  材料的腔壁上时, 会形成相当稠密等离子体, 中等温度和高密度的等离子体会对入射的辐射场是光性厚的. 能量传输到腔壁后, 紧接着是辐射扩散, 形成辐射热波. 同时, 部分等离子体内能转换成膨胀的动能. 由于等离子体是光性厚的, 它再辐射 X 射线到腔内的空间区域. 在等离子体与辐射之间存在完全热动平衡条件下, 可以得到解析公式. 在这种情况下, 辐射流体力学方程满足自相似解<sup>81</sup>, 于是可以得到定标公式

$$T_r(t) = c' t^{\alpha'} S_w^{\beta'}, \quad (6)$$

其中系数  $c'$ 、指数  $\alpha'$  和  $\beta'$  与腔壁材料的物理性质相关. 利用 Stefan-Boltzmann 公式, 可以得到再辐射能流为

$$S_{\uparrow}(t) = \sigma T_r^4(t) = c t^{\alpha} S_w^{\beta}, \quad (7)$$

其中  $c = \sigma c'^4$ ,  $\alpha = 4\alpha'$ ,  $\beta = 4\beta'$ ,  $\sigma$  为 Stefan-Boltzmann 常量. 对于实验中通常所采用金作为腔体材料的情况, 可以得到<sup>91</sup>

$$T_r = 262.2 t^{2/13} S_w^{4/13}, \quad (8)$$

$$\tilde{S}_r = 4.87 \tilde{t}^{8/13} \tilde{S}_w^{16/13}, \quad (9)$$

其中  $S_r$  和  $S_w$  是以  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> 为单位,  $t$  以 ns 为单位. 将 (1) 式代入 (9) 式, 并消去  $S_w$  得到

$$S_{\uparrow}(\mathbf{r}, t) = c t^{\alpha} [S_{\downarrow}(\mathbf{r}, t) + S_{\uparrow}(\mathbf{r}, t) - S_{\downarrow}(\mathbf{r}, t)]^{\beta}, \quad (10)$$

其中  $c = 4.87$ ,  $\alpha = 8/13$ ,  $\beta = 16/13$ . 利用 (2) 和 (3) 式,  $S_{\downarrow}(\mathbf{r}, t)$  由源能流  $S_0(\mathbf{r}, t)$  的积分表示,  $S_{\uparrow}(\mathbf{r}, t)$  由再辐射能流  $S_{\downarrow}(\mathbf{r}, t)$  的积分表示, 于是得到一个非线性、仅有一个未知量  $S_{\downarrow}(\mathbf{r}, t)$  的积分方程为

$$S_{\downarrow}(\mathbf{r}, t) = c t^{\alpha} \left[ \int_{A_s} \frac{S_0(\mathbf{r}', t)}{\pi} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA' + \int_{A_w} \frac{S_{\downarrow}(\mathbf{r}', t)}{\pi} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA' - S_{\downarrow}(\mathbf{r}, t) \right]^{\beta}. \quad (11)$$

若  $S^*(\mathbf{r}, t)$  为 (11) 式的解, 再辐射系数  $R(\mathbf{r}, t)$  就可以表示为

$$R(\mathbf{r}, t) = \frac{S_r^*(\mathbf{r}, t)}{\int_{A_s} \frac{S_0(\mathbf{r}', t)}{\pi} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA' + \int_{A_w} \frac{S_r^*(\mathbf{r}', t)}{\pi} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA'}. \quad (12)$$

## 2.3 视角因子的确定

如果我们考虑仅限于图 2 所示的柱腔的结构,

则可将视角因子  $\psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  分为两个部分, 一个是  $G(\tilde{z})$  表示源的端面与柱腔壁间的几何关系, 另一个是  $F(\tilde{z} - \tilde{z}')$ , 表示柱腔壁各点之间的几何关系.  $\tilde{z}$

和  $\tilde{z}'$  表示为沿轴顶距离与柱腔半径  $r_0$  之比, 即  $\tilde{z} = z/r_0$ .  $l$  为柱腔的长度, 则  $\tilde{l} = l/r_0$ . 对柱腔来说, 是轴对称的, 因此  $S_r(z, t)$  等能流与方位角无关, 仅与

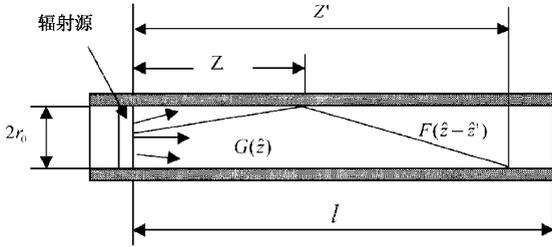


图2 管腔结构示意图及视角因子  $G(\tilde{z})$  和  $F(\tilde{z}-\tilde{z}')$  的图解说明

轴向距离有关, 于是(11)式变成

$$S_r(\tilde{z}, t) = ct^\alpha \left[ \frac{S_0}{\pi} G(\tilde{z}) + \int_0^{\tilde{l}} \frac{S_r(\tilde{z}', t)}{\pi} \cdot F(\tilde{z}-\tilde{z}') d\tilde{z}' - S_r(\tilde{z}, t) \right]^{\beta} \quad (13)$$

利用几何关系, 经过较为复杂的推导, 可以得到  $G(\tilde{z})$  和  $F(\tilde{z}-\tilde{z}')$  的积分表达式为

$$G(\tilde{z}) = \tilde{z} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{(1 - \tilde{r}'' \cos \phi'')}{[(1 - \tilde{r}'' \cos \phi'')^2 + \tilde{z}^2]^{\frac{3}{2}}} \tilde{r}'' d\tilde{r}'' d\phi'', \quad (14)$$

$$F(\tilde{z}-\tilde{z}') = \int_0^{2\pi} \frac{1 - \cos \phi'}{[\chi(1 - \cos \phi')^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}')^2]^{\frac{3}{2}}} d\phi'. \quad (15)$$

上两式中, 两撇坐标表示与源的端面极坐标有关的量如  $\tilde{r}''$  和  $\phi''$ , 一撇或无撇号的坐标表示与柱腔壁的坐标有关, 如  $\tilde{z}'$ ,  $\phi'$  和  $\tilde{z}$  等. 其中  $(r, \phi, z)$  为柱腔的极坐标. (14) 和 (15) 式不能解析求出, 需要数值积分.  $G(\tilde{z})$  和  $F(\tilde{z}-0)$  数值求解的结果见图 3.

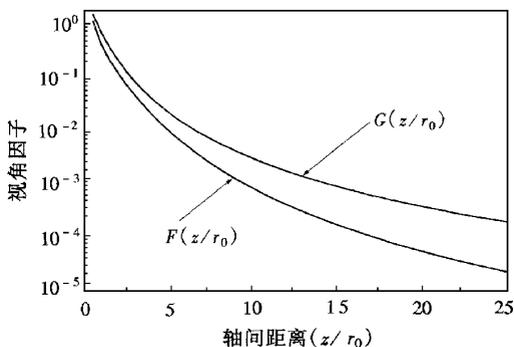


图3 视角因子  $G(\tilde{z})$  和  $F(\tilde{z})$  随轴向距离  $(z/r_0)$  的变化

### 3 简化的 X 射线输运方程数值解法

对  $\tilde{z}$  作离散化, 即为  $k=1, 2, \dots, N$  个点, 在每一个  $d\tilde{z}$  的小环带内,  $S_r(\tilde{z}, t)$  不变, 于是在每一给定时刻 (13) 式表示为  $N$  个非线性方程. 这样就得到  $S_r(\tilde{z}, t)$  第  $k$  个环的方程为

$$S_r^k(t) = ct^\alpha [S_r^k(t) + S_r^k(t) - S_r^k(t)]^{\beta}. \quad (16)$$

由 (16) 式看出, 关于  $S_r(\tilde{z}, t)$  的方程是一套复杂的非线性的积分方程组, 只能数值求解. 其中第  $k$  个环的  $S_s^k$  和  $S_i^k$  的表达式为

$$S_s^k = \frac{S_0}{\pi} G(\tilde{z}_k) + \sum_{m \neq k} \frac{S_r^m}{\pi} F(\tilde{z}_k - \tilde{z}_m) d\tilde{z} \quad (17)$$

$$S_i^k = \frac{S_r^k}{\pi} F(0) d\tilde{z}. \quad (18)$$

对非线性方程组一般只能采用迭代法求解. 取方程组 (16) 的迭代初值为

$$S_r^{k(0)} = ct^\alpha \left[ \frac{S_0 G(\tilde{z}_k)}{\pi} \right]^{\beta}. \quad (19)$$

上式中上标 (0) 表示第 0 次迭代值即初值.

迭代法求解的关键是迭代过程的稳定性和收敛性, 只有收敛才能得到有意义的解. 不同的迭代方式要求不同的收敛条件, 但是这套方程较复杂, 对它们的收敛条件进行分析是很困难的, 对此情况, 一般只有试着采用多种方法, 从中找出能收敛的方法. 对这套方程, 我们尝试采用了多种算法, 如不同形式的简单迭代法、牛顿法等均不收敛<sup>[10]</sup>, 最后采用梯度法<sup>[11]</sup> 结果收敛而且很稳定, 说明此算法适用于本问题的数值求解. 梯度算法简述如下.

设非线性方程组为

$$f_k(S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N) = 0, \quad k = 1, 2, \dots, N. \quad (20)$$

上式就是方程组 (16) 的另外一种表示.

定义目标函数为

$$F = F(S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N) = \sum_{k=1}^N f_k^2 \quad (21)$$

则梯度法的计算过程如下:

1) 选定一组初值 (见 (19) 式) 为

$$S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N; \quad (22)$$

2) 计算 (21) 式的目标函数值  $F$ ;

3) 若  $F < \epsilon$  ( $\epsilon$  为很小的正数, 表示计算精度要求) 则  $S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N$  即为方程组 (20) 的一组实根, 迭代过程结束, 否则继续;

4) 计算目标函数  $F$  对于  $S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N$  的偏导数

$$\frac{\partial F}{\partial S_r^k} = 2 \sum_{l=1}^N f_l \frac{\partial f_l}{\partial S_r^k}, k = 1, 2, \dots, N, \quad (23)$$

再计算

$$D = \sum_{k=1}^N \left( \frac{\partial F}{\partial S_r^k} \right)^2; \quad (24)$$

5) 计算

$$S_r^k - \lambda \frac{\partial F}{\partial S_r^k} \Rightarrow S_r^k, \quad (25)$$

其中  $\lambda = F/D$ .

从(2)式开始重复进行计算,直到满足精度要求为止.

### 4 计算结果与自由程分析

利用已测量的源强度为  $S_0 = 2.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  相应的辐射温度为  $T_f(0) = 118 \text{ eV}$ , 输运管长度为  $l = 6$ , 并取  $t = 1 \text{ ns}$ , 作为已知条件, 对(16)式的方程组计算出辐射温度沿轴向分布见图 4, 图 4 中将辐射温度用源处的辐射温度  $T_f(0)$  进行归一化, 即图 4 中的纵轴为  $\hat{T}_f(\hat{z}) = T_f(\hat{z})/T_f(0)$ . 再辐射通量  $S_r$  随轴向距离的变化情况如图 5 所示. 注意到纵轴  $S_r$  为对数坐标, 由图 5 可见, 在对数坐标条件下,  $S_r$  随  $z/r_0$  变化基本为直线, 这就说明  $S_r$  为  $z/r_0$  的指数函数,  $S_r$  随  $z/r_0$  指数衰减, 遵从指数衰减律.

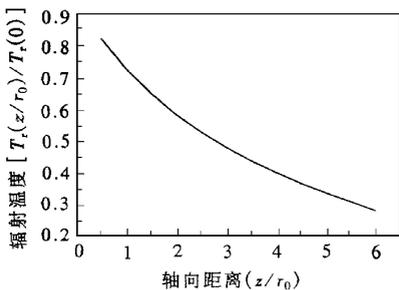


图 4 腔内辐射温度空间分布

从图 5 不难拟合出定标公式

$$S_r(\hat{z})/S_0 \approx \exp(-\alpha \hat{z}), \quad (26)$$

其中  $\alpha = 0.9$ . 由输运方程(16)知道, 在给定腔的大小后, 再辐射强度  $S_r$  仅与源强  $S_0$  有关, 因此  $\alpha$  是 X 射线源强度  $S_0$  的函数. 如果输运方程(16)是线性的, 即  $\beta = 1$ , 则  $\alpha = 0.9$  对所有的源强度  $S_0$  都是

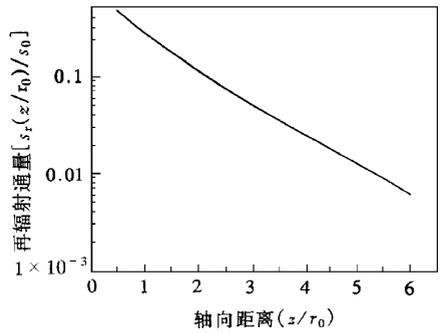


图 5 再辐射通量  $S_r$  随轴向距离  $(z/r_0)$  的变化

适用的. 但是由于输运方程(16)是非线性的, 所以衰减系数  $\alpha$  依赖于 X 射线源的辐射强度  $S_0$ , 对不同的  $S_0$ ,  $\alpha$  取值是不同的, 严格来说,  $\alpha = 0.9$  仅对图 4 和 5 的结果适用. 可是(16)式中的指数  $\beta = 16/13 = 1.23$  比 1 大得不多, 因此,  $\alpha = 0.9$  的适用范围还是比较宽的. 当源的辐射温度为  $T_f(0) = (118 \pm 30) \text{ eV}$ , 由(16)式得到再辐射 X 射线强度分布  $S_r$  的误差不会超过 20% ( $2^{0.23} = 1 + 17.2\%$ ). 对于“星光 II”装置来说, 所能达到的辐射温度一般在 100 eV 左右, 所以  $\alpha = 0.9$  满足“星光 II”装置一般的辐射运输的条件. 这样就得到“星光 II”装置辐射运输的再辐射强度定标公式

$$\frac{S_r(\hat{z})}{S_0} \approx \exp(-0.9\hat{z}), 90 \text{ eV} < T_f(0) < 150 \text{ eV}. \quad (27)$$

根据 Stefan-Boltzmann 公式  $S_r = \sigma T_f^4$ , 则(27)式变为辐射温度的定标公式, 即

$$\frac{T_f(\hat{z})}{T_f(0)} \approx \exp(-0.225\hat{z}), \quad 90 \text{ eV} < T_f(0) < 150 \text{ eV}. \quad (28)$$

以上定标公式(26)–(28)是由数值分析结合实验结果而得到的, 带有唯象的性质, 其实可以从物理意义进行分析. 为此, 可以引入自由程的概念, 令

$$\hat{l}_\alpha = 1/\alpha, \quad (29)$$

可以称  $\hat{l}_\alpha$  为辐射运输自由程, 且得到  $\hat{l}_\alpha = 1/0.9 = 1.1$ , 于是(26)式变为

$$S_r(\hat{z})/S_0 \approx \exp(-\hat{z}/\hat{l}_\alpha). \quad (30)$$

而运输自由程  $\hat{l}_\alpha$  可以分为几何自由程  $l_g$  和辐射进入管壁泄漏能量而引起的自由程  $l_w$ , 为了方便, 称  $l_w$  为泄漏自由程.  $\hat{l}_g$  是由视角因子引起的自由程. 这几个自由程都以管靶半径进行归一.

由腔壁再辐射强度  $S_r$  与进入腔壁的辐射强度  $S_w$  (热波) 的关系式 (9) 可以得到

$$S_w \propto S_r^{13/16}, \quad (31)$$

而  $S_r$  满足指数衰减率 (26) 或 (30) 式, 则有

$$S_w \propto \exp(-\tilde{z}/\tilde{\lambda}_w) = \exp(-13\tilde{z}/16\tilde{\lambda}_\alpha). \quad (32)$$

这样, 可得到泄漏自由程  $\tilde{\lambda}_w$  与输运自由程  $\tilde{\lambda}_\alpha$  的关系为

$$\tilde{\lambda}_w = \frac{16}{13}\tilde{\lambda}_\alpha = 1.23\tilde{\lambda}_\alpha, \quad (33)$$

于是得到  $\tilde{\lambda}_w = 1.23/\alpha = 1.353$ .

几何自由程  $\tilde{\lambda}_g$  与视角因子有关,  $\tilde{\lambda}_g$  定义为腔内壁所有的面元对腔壁任一点的平均几何自由程, 即

$$\tilde{\lambda}_g = \frac{\int_{A_c} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho / r_0 dA'}{\int_{A_c} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA'}, \quad (34)$$

其中  $\psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  和  $\rho$  的定义见 (5) 式, 且  $\tilde{\lambda}_g$  已用管靶的半径进行归一, 上式积分是对整个腔的面积  $A_c$  积分, 不难证明

$$\int_{A_c} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA' = \pi. \quad (35)$$

我们对此可以进行简单的证明. 在  $P'$  点上, 有关系式存在  $\rho^2 d\Omega = dA' \cos\chi'$ ,  $d\Omega$  是  $P'$  点处的面元  $dA'$  对  $P$  点所张的立体角, 则有

$$\begin{aligned} \int_{A_c} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA' &= \int \frac{\cos\chi \cos\chi'}{\rho^2} \frac{\rho^2 d\Omega}{\cos\chi'} \\ &= \int \cos\chi d\Omega = \pi. \end{aligned} \quad (36)$$

即得到 (35) 式. 因此  $\tilde{\lambda}_g$  可写成

$$\tilde{\lambda}_g = \frac{1}{\pi} \int_{A_c} \psi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho / r_0 dA'. \quad (37)$$

对于管靶,  $\tilde{\lambda}_g$  与视角因子一样可以分为端面与柱腔壁间以及柱腔壁与柱腔壁间的两个部分. 分别称之为  $U(\tilde{z})$  和  $V(\tilde{z} - \tilde{z}')$ , 利用  $G(\tilde{z})$  和  $F(\tilde{z} - \tilde{z}')$  的表达式可以得到

$$U(\tilde{z}) = \frac{\tilde{z}}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\tilde{z}} \frac{(1 - \tilde{r}'' \cos\phi'')}{(1 - \tilde{r}'' \cos\phi'')^2 + \tilde{z}^2} \tilde{r}'' d\tilde{r}'' d\phi'', \quad (38)$$

$$V(\tilde{z} - \tilde{z}') = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1 - \cos\phi'}{\chi(1 - \cos\phi')^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}')^2} d\phi', \quad (39)$$

于是得到

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}_g(\tilde{z}) &= U(\tilde{z}) + \int_0^{\tilde{z}} V(\tilde{z} - \tilde{z}') d\tilde{z}' + U(\tilde{\lambda} - \tilde{z}) \\ &+ \int_0^{\tilde{\lambda} - \tilde{z}} V(\tilde{z} - \tilde{z}') d\tilde{z}'. \end{aligned} \quad (40)$$

上式中  $\tilde{\lambda} = l/r_0$  ( $l$  为管靶的总长度) 是以管靶半径归一的管靶长度, 另外  $U(\tilde{z})$  和  $V(\tilde{z} - \tilde{z}')$  均含有两项, 这是由于在  $\tilde{z}$  处, 左右腔壁和端面的面元均对  $\tilde{z}$  点处的自由程有贡献. 由靶管长度  $\tilde{\lambda} = 6$ , 代入 (40) 式, 经过数值计算得到图 6 的曲线. 由图 6 可见,  $\tilde{\lambda}_g$  随  $\tilde{z}$  是变化的, 取  $\tilde{\lambda}_g$  的平均值为 3.83.

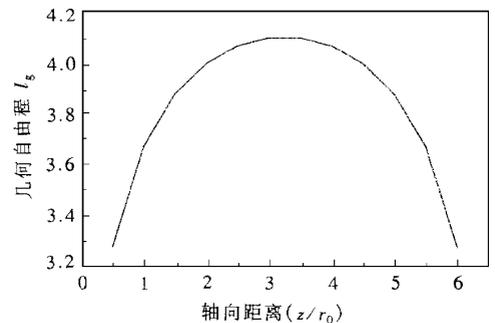


图 6 几何自由程  $\tilde{\lambda}_g$  随轴向距离 ( $z/r_0$ ) 的变化曲线

总的自由程即输运自由程  $\tilde{\lambda}'_\alpha$  是几何自由程  $\tilde{\lambda}_g$  及泄漏自由程  $\tilde{\lambda}_w$  组合得到的, 即

$$\frac{1}{\tilde{\lambda}'_\alpha} = \frac{1}{\tilde{\lambda}_g} + \frac{1}{\tilde{\lambda}_w}. \quad (41)$$

将  $\tilde{\lambda}_g = 3.83$  和  $\tilde{\lambda}_w = 1.353$  代入 (41) 式得到

$$\tilde{\lambda}'_\alpha \approx 1.0. \quad (42)$$

这与数值计算得到定标输运自由程  $\tilde{\lambda}_\alpha = 1.1$  很相近, 可见定标公式 (26) 的物理意义很明确, 可以从自由程的概念分析而得到输运自由程  $\tilde{\lambda}_\alpha$  的近似值.

## 5 结 语

本文运用简化的 X 射线输运模型对管腔靶中的 X 射线输运进行初步的数值分析, 得到的结果如下:

1) 根据简化的辐射输运模型, 由计算结果拟合出再辐射强度随输运管道的衰减公式和辐射温度的变化公式.

2) 针对管靶, 提出与辐射输运有关的三种自由

程的概念,并进行物理分析,分析的结果与由数值计算和实验结果得到定标公式的结果相符合,从而赋

予定标公式明确的物理意义.

- [ 1 ] J. Lindl, *Phys. Plasmas*, **2**( 1995 ), 3933.
- [ 2 ] T. Q. Chang *et al.*, Interaction of Laser with Plasma and Nuclear Fusion ( Hunan Science and Technology Press, Changsha, 1991 ) [ in Chinese ] 常铁强等, 激光等离子体相互作用与核聚变( 湖南科技出版社, 长沙, 1991 ).
- [ 3 ] C. Stockl *et al.*, *Laser and Particle Beams*, **9**( 1991 ), 725.
- [ 4 ] G. D. Tsakiris *et al.*, *Phys. Fluids*, **B4**( 1992 ), 992.
- [ 5 ] R. Sigel *et al.*, *Laser and Particle Beams*, **11**( 1993 ), 167.
- [ 6 ] C. Stockl *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70**( 1993 ), 943.
- [ 7 ] S. E. Jiang *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **49**( 2000 ), 1101 ( in Chinese ) 江少恩等, 物理学报 **49**( 2000 ), 1101 ].
- [ 8 ] R. Pakula *et al.*, *Phys. Fluids*, **28**( 1985 ), 232.
- [ 9 ] G. D. Tsakiris *et al.*, *JQSRT*, **38**( 5 )( 1987 ), 353.
- [ 10 ] K. Feng *et al.*, Method of Numerical Computation ( Military Industry Press, Beijing, 1978 ) [ in Chinese ] 冯康等, 数值计算方法( 国防工业出版社, 北京, 1978 ).
- [ 11 ] S. L. Xu, Fortran Algorithm Program Album ( Tsinghua University Press, Beijing, December, 1995 ) [ in Chinese ] 徐士良, FORTRAN 常用算法程序集( 清华大学出版社, 北京, 1995 ).

## PRELIMINARY INVESTIGATION ON X-RAY RADIATION TRANSPORT IN CYLINDRIEAL TARGETS I

SIMULATIONS AND ANALYSES ON THE SIMPLE MODEL

JIANG SHAO-EN ZHENG ZHI-JIAN CHENG JIN-XIU SUN KE-XU

( Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China )

( Received 23 June 1999 ; revised manuscript received 15 February 2000 )

### ABSTRACT

We use a simple X-ray radiation transport model to simulate and analyze X-ray radiation transport in cylindrical targets. The simple transport model is introduced, and the relative parameters are given, then the viewing factors are derived and calculated. The numeric methods for the X-ray transport equations based on the simple model are discussed. The scaling relations are obtained from the calculated results. Three kinds of free path relative to transport are advanced.

**Keywords** : cylindrical target, radiation transport, viewing factor, free path

**PACC** : 5255, 4440, 5270, 3220R