

激光等离子体相互作用中超热电子 输运过程的蒙特卡罗模拟

宋向阳 韩申生 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 利用蒙特卡罗(Monte-Carlo)方法模拟了激光等离子体相互作用中所产生的超热电子在固体物质中的输运过程, 模拟运算采用连续慢化(CSDA)和玻恩(Born)近似的单一散射模型。文中给出了具有单能, 束状分布的超热电子在双层固体靶中产生的 K_{α} 射线强度随表面靶层厚度的变化曲线。

关键词 超热电子, 蒙特卡罗模拟, K_{α} 射线。

1 引 言

在激光惯性约束核聚变(ICF)过程中, 目前通常认为超热电子是十分有害的, 它一方面与经典逆韧致吸收相竞争, 减少激光的正常吸收, 消耗激光能量; 另一方面, 由于它的射程长, 易于进入氘氚核区预加热靶丸, 影响聚变内爆效率。但是也有人认为超热电子将会对聚变快点火产生积极的影响^[1]。所以对超热电子的物理特性的研究一直都受到各国物理学家的普遍关注。

激光束与靶物质相互作用产生等离子体, 从其中逃逸出来的电子由于要受到较强的静电场的作用并不能真实地反映等离子体内部超热电子的特性, 所以通常是通过测量超热电子与物质相互作用而产生的韧致辐射连续谱或特征 X 射线谱来间接地推断超热电子的行为特性, 其中对 K_{α} 发射光谱的测量是一种可以有效地说明超热电子能量输运过程的实验手段。但是实验所测得的谱线是时间和空间的平均结果, 而所要求的超热电子特性应当是时间和空间的函数, 所以如果想要从实验所得的光谱中获取更多的信息, 就需要有一个合理、简化的解析模型, 但是目前还没有一种解析模型能够很好地模拟超热电子的行为。

只要假定超热电子最初的能量及其空间分布, 利用蒙特卡罗方法就可以模拟它在靶物质中的整个运动过程, 并且给出超热电子与物质相互作用所产生的各种信息, 而这些信息在实验上都是可以测量的。反过来, 也就可以根据实验所测得的数据来推导出超热电子所具有的各种行为特性。

2 蒙特卡罗模拟

电子在固体靶中的运动轨迹是由一系列相互关联的直线段来描述的, 在每线段的末端电子与靶原子碰撞而发生散射。散射分为弹性散射和非弹性散射, 弹性散射前后电子只更变运动方向而动能保持不变, 而非弹性散射的电子将有明显的能量损失, 损失掉的能量将会引起特征 X 射线, 俄歇(Auger)电子以及等离子体振荡等二次激发效应。每一运动线段的长度以及运动一段后的能量损失和角度偏转都是按照几率分布的独立随机变量, 而几率分布则可以由所选定的散射模型来确定。简单的程序流程图如图 1 所示。

假定在第 n 个飞行路程后电子的状态由能量 E_n , 位置坐标 r_n 和方向余弦 u_n 来描述。此时, 电子与原子碰撞的弹性散射截面的非弹性散射截面分别为 σ_{el} 和 σ_{in} ^[3], 那么散射类型由下面的几率分布函数来确定:

$$p_{el} = \sigma_{el}/\sigma_T \quad p_{in} = \sigma_{in}/\sigma_T \quad (1)$$

其中 $\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_{in}$ 表示总的散射截面, 则平均飞行路程长度为 $\lambda_T = 1/N\sigma_T$ 。对于非晶态物质, 自由飞行路程长度的分布为泊松(Poisson)分布, 那么从本次碰撞到下一次碰撞之间电子的飞行路程长度 s 可以由下式随机抽样而得到:

$$p(s) = (1/\lambda_T) \exp(-s/\lambda_T) \quad (2)$$

当碰撞为弹性散射时, 没有能量损失(即 $W = 0$), 动量转移量 q 由下面的几率密度分布函数抽样而得:

$$p(q) = \frac{1}{\sigma_{el}} \frac{d\sigma_{el}}{dq} \quad (3)$$

那么散射极角 $\theta = 2 \sin^{-1}(q/2k)$, 其中 k 为碰撞前电子动量。

在连续慢化近似条件下, 非弹性散射的平均能量损失为:

$$W_{av} = -dE/\lambda_{in}/ds \quad (4)$$

其中 dE/ds 是 Bethe 阻止功率^[3], λ_{in} 为非弹性散射平均自由程长度。能量损失 W 可以通过对(4)式抽样得到。则经非弹性散射后超热电子的能量变为 $E_{n+1} = E_n - W$, W 中的一部分将会使靶原子的内壳层电子受激发而产生电离, 对于 k 壳层电子, 其电离截面为^[4]:

$$\sigma_k = (0.61\pi Z_k/E_k^2) (\ln U_k/U_k) \quad (5)$$

过压比 $U_k = E/E_k$, E_k 为 k 壳层的临界激发电压, Z_k 为 k 壳层内的电子数。 k 壳层电子的去激发过程中有可能产生特征 K_α 射线(K_α 线的荧光产额为 ω_k)。对出射的 K_α 线进行必要的吸收修正, 则探测器最终接收到的 K_α 光子数为:

$$n = N\sigma_k\omega_k \Delta s \exp[-(\mu/\rho)\Delta s] \quad (6)$$

其中 Δs 为电子所经过的路径, μ/ρ 为质量吸收系数。

非弹性散射情况下的散射极角 θ 满足下式:

$$\cos^2 \theta = \frac{E - W}{E} \frac{E + 2c^2}{E - W + 2c^2} \quad (7)$$

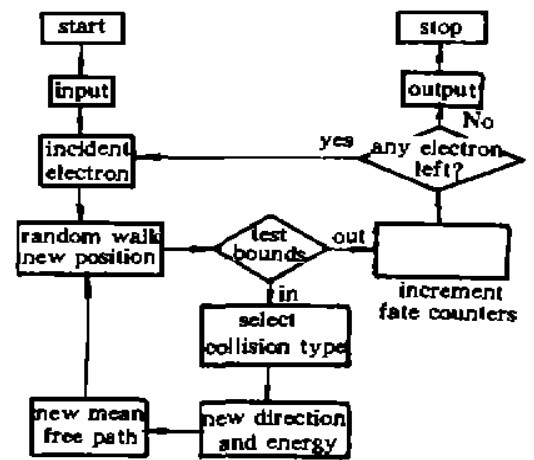


Fig. 1 Flow chart of Monte-Carlo simulation

而无论是哪种类型的散射，散射方位角 ϕ 都是在 $(0, 2\pi)$ 区间均匀地随机抽样。方向余弦 u_{n+1} 在已知 θ, ϕ 的情况下可由一般的坐标变换求得，那么下一个碰撞的位置为：

$$r_{n+1} = r_n + su_{n+1} \tag{8}$$

若跟踪一个电子，重复上述过程直到该电子的能量降低到接近于临界激发电离能或脱离靶面时中止计算其状态参数，转而跟踪下一个电子，直到观察到有效的统计结果。

3 计算结果和讨论

长期以来，人们从激光等离子体相互作用产生的 X 光韧致辐射谱的双温结构推断出热电子和超热电子的能谱分布都是麦克斯韦(Maxwell)型的^[6]，但是近几年的实验研究表明^[6, 7]：超热电子的能量分布是非麦克斯韦型的，并不存在高能端的“拖尾”现象，高能端的能量是突然截止的，但也远非人们所相象的单能束状分布那么简单。所以人们应当从最基本最简单的能量分布入手来研究超热电子的特性，而其它任何复杂的分布都可以是单能束状分布的各种组合。以下的计算结果都是在简单地假定激光等离子体中产生的超热电子呈单能，束状分布的情况下获得的。

为了验证程序正确与否，作者首先计算了 20 keV 的电子束入射不同厚度的铝层薄膜时的背散射份额及透过率，计算结果与实验所测值吻合得很好如图 2 所示。图 3 给出了以硅为衬底，不同铝层厚度下铝层的 K_α 归一化产额的蒙特卡罗模拟结果与实验结果的比较。

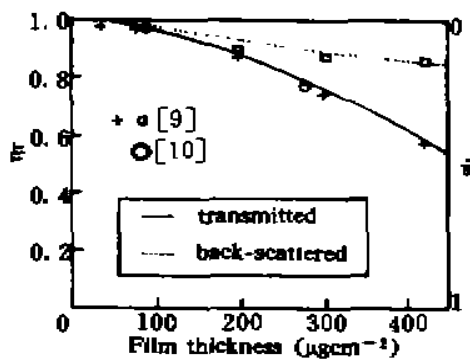


Fig. 2 Relative proportions of 20 keV electrons transmitted (full curve) (η_T) and back-scattered (dashed curve) (η_B) for Al film targets. Experimental results are from ref. [9] and ref. [10]

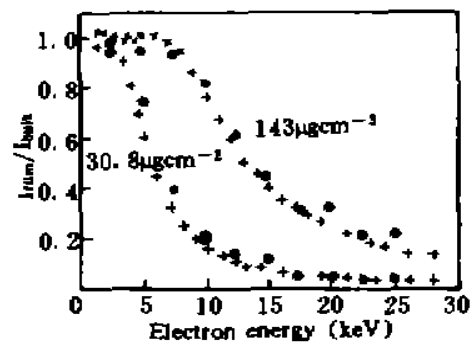


Fig. 3 Normalised Al K_α emission $I_{AlK\alpha}/I_{ein}$ for Al film on Si versus the electron energy in keV. The dots are the results of Monte Carlo simulation, and the experimental results are from ref. [11]

本文在模拟计算中采用双层靶，基于制靶条件及便于进行解析分析的考虑，衬底取为半无限厚，然后比较不同薄膜厚度下的 K_α 产额。图 4 为不同铝层薄膜厚度的情况下，以硅和镍为衬底时所产生的 K_α 射线产额随能量的变化曲线。当铝层厚度为 $0.2 \mu\text{m}$ 时，硅的激发能量阈值为 20 keV，而镍的激发能量阈值却为 40 keV，这是由于镍的 K_α 线临界激发能要比硅的大，所以在同一薄膜厚度下镍的激发能量阈值要大于硅的，那么就可以通过设计不同衬底的双层靶来确定超热电子的能量范围。图 5 是在改变铝薄膜厚度时，不同衬底材料所产生的 K_α 射线产额的变化曲线，由于只有能量大于 K 边层临界激发能的电子才有可能使内壳层电子激发电离而发射 K_α 线，而薄膜会对超热电子的能量进行不同程度的吸收，所以经过不同的薄膜厚度将会产生不同强度的 K_α 射线。从图中可以看出，通过对不同铝层厚度下衬底产生的

K_{α} 产额的测量能够确定超热电子能量的上限值。

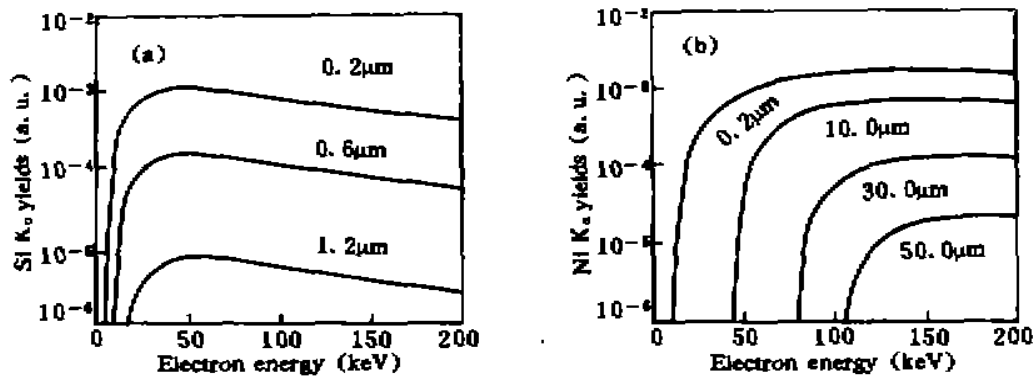


Fig. 4 The K_{α} yields as function of incident electron energy in different thickness Al films for (a) Si substrate, (b) Ni substrate, respectively

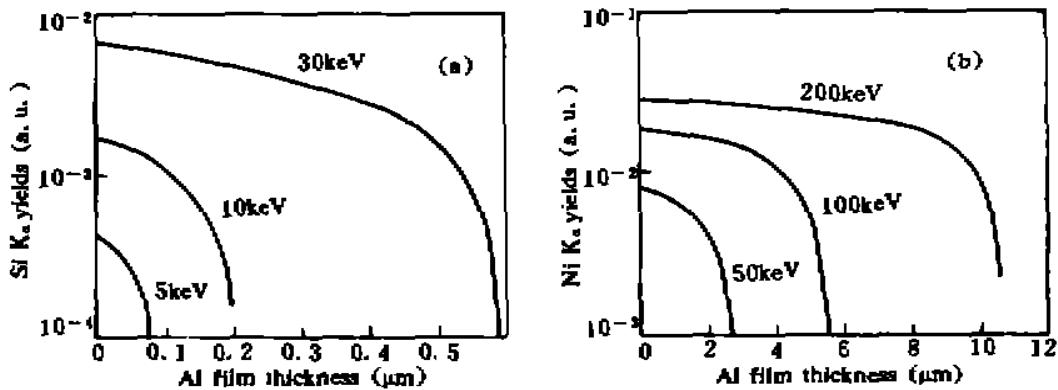


Fig. 5 The K_{α} yields as function of overlayer thickness for (a) Si substrate, (b) Ni substrate, respectively

由于采用的双层靶的衬底是半无限厚，所以可以采用 Spencer 解析模型^[8]来计算衬底的 K_{α} 产额，计算结果与蒙特卡罗模拟的结果完全一致。在计算半无限厚衬底的双层靶可以采用解析解，这样可以节省机时，但在实际应用中由于靶的结构比较复杂，所以必须使用蒙特卡罗模拟进行计算。

结 论 本文利用蒙特卡罗方法模拟了具有单能，束状分布的超热电子在不同条件下所产生的 K_{α} 射线。这种方法不仅为以后分析实验中所测得的复杂的超热电子能谱提供了可供比较的参数，而且对在激光等离子体打靶中靶的制作也有参考作用。有关依照上述蒙特卡罗模拟结果而去对实验所得数据进行解谱分析，从而得到超热电子的能谱及空间分布等信息的工作正在进之中。

参 考 文 献

- [1] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky *et al.*, Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Phys. Plasma*, 1994, 1(5): 1626~1634
- [2] R. Shimizu, Ding Ze-Jun, Monte-Carlo modeling of electron-solid interactions. *Rep. Prog. Phys.*, 1992, 55(4): 487~531
- [3] F. Salvat, J. Parellada, A simple Monte-Carlo calculation of kilovolt electron. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1984, 17(1): 185~201
- [4] M. Green, V. E. Cosslett, The efficiency of production of characteristic x-radiation in thick targets of a pure element. *Proc. Phys. Soc.*, 1961, 78(6): 1206~1214
- [5] K. A. Brueckner, Energy deposition in laser-heated plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 38(12): 677~679

- [6] K. Terai, H. Daido, M. Fujita *et al.*, Hot electron energy distribution in one-dimensional cannonball target at 10.6 μm laser wavelength. *Japan. J. Appl. Phys.*, 1984, 23(7): L445~L448
- [7] B. Luther-Davies, A. Perry, K. A. Nugent, K_{α} emission measurements and superthermal electron transport in layered laser-irradiated disk targets. *Phys. Rev.*, 1987, A35(10): 4306~4313
- [8] L. V. Spencer, *Energy Dissipation by Fast Electrons*, National Bureau of Standards Monograph No. 1 (U. S., GPO, Washington, D. C., 1959)
- [9] E. Krefting, L. Reimer, *Quantitative Analysis with Electron Microprobes and Ion Mass Spectroscopy*, Julich GmbH, 1972: 114
- [10] R. Shimizu, Y. Kataoka, T. Ikuta *et al.*, A monte-carlo approach to the direct simulation of electron penetration in solids. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1976, 9(1): 101~114
- [11] W. Reuter, J. D. Kuptist, A. Lurio *et al.*, X-ray production range in solids by 2~15 keV electrons. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1978, 11(18): 2633~2642

Monte Carlo Simulation of Superthermal Electron Transport Process in Laser-Plasma Interaction

Song Xiangyang Han Shensheng Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanism, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 2 March 1995)

Abstract In this paper, superthermal electrons produced in laser-plasma interaction transportation through solids was simulated using Monte-Carlo method. In this simulation, we used a single scattering model based on continuous slowing-down approximation (CSDA) and the Born approximation. Assuming the monoenergetic and spatially beamlike superthermal electron distribution, the different K_{α} yields of different substrates overcoated with variable thickness Al layers are given.

Key words superthermal electron, Monte-Carlo simulation, K_{α} ray