

强脉冲离子束辐照薄金属靶的热力学过程研究

喻晓 沈杰 钟昊玟 屈苗 张洁 张高龙 张小富 颜莎 乐小云

Distribution and evolution of thermal field induced by intense pulsed ion beam on thin metal target

Yu Xiao Shen Jie Zhong Hao-Wen Qu Miao Zhang Jie Zhang Gao-Long Zhang Xiao-Fu Yan Sha Le Xiao-Yun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 175204 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.175204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.175204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

脉冲激光辐照液滴锡靶等离子体极紫外辐射的实验研究

[Experimental study on laser produced tin droplet plasma extreme ultraviolet light source](#)

物理学报.2015, 64(7): 075202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.075202>

离子通道中的虚阴极辐射

[Plasma-based multistage virtual cathode radiation](#)

物理学报.2014, 63(23): 235204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.235204>

HL-2A 托卡马克上的边缘局域模特性初步研究

[Preliminary behavior studies of edge localized modes on HL-2A](#)

物理学报.2012, 61(20): 205201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.205201>

强脉冲离子束辐照薄金属靶的热力学过程研究*

喻晓¹⁾ 沈杰¹⁾ 钟昊玟¹⁾ 屈苗²⁾ 张洁¹⁾ 张高龙¹⁾ 张小富¹⁾
颜莎²⁾ 乐小云^{1)†}

1) (北京航空航天大学, 物理科学与核能工程学院, 北京 100191)

2) (北京大学, 重离子物理研究所, 北京 100871)

(2015年3月11日收到; 2015年4月20日收到修改稿)

在回顾和总结现有强脉冲离子束诊断技术和能量沉积模型的基础上, 结合红外成像诊断分析, 基于能量平衡, 提出了强脉冲离子束在固体靶中功率密度分布模型, 并采用蒙特卡罗方法对其进行计算. 以该功率密度模型作为源项, 使用有限元分析方法模拟强脉冲离子束入射 100 μm 不锈钢靶后内部温度场在毫秒时间范围内的分布和演化. 结果显示, 在微秒时间范围内, 热场以存在于近表面区域数倍于离子射程范围内的冲击热场为主要特征; 而在毫秒时间范围内, 靶的前后表面(纵向)已达到温度平衡, 且靶后表面温度场和入射前表面的离子束横截面能量密度具有空间分布的相似性. 这证明了, 在采用具有毫秒响应速度的红外拍摄系统的情况下, 背面红外诊断技术可以实现以较高的精度对强脉冲离子束横截面的能量分布进行诊断和分析.

关键词: 强脉冲离子束, 薄金属靶, 功率密度分布, 热场

PACS: 52.59.-f, 29.27.Fh, 52.70.Kz, 52.25.Tx

DOI: 10.7498/aps.64.175204

1 引言

强脉冲离子束 (IPIB) 技术起源于上世纪六七十年代对惯性约束核聚变 (ICF) 点火技术的研究^[1], 并在过去的 30 年中被逐步地应用于材料表面改性技术^[2,3]. 用于材料表面处理的 IPIB 的特点为依靠短脉冲 (通常约 100 ns) 和短离子射程 (通常为数 μm) 在材料表面区域产生高功率密度, 使温度迅速上升直至达到材料的熔点甚至沸点, 物理和化学性质产生显著变化. 同时, 剧烈的能量效应会在材料中引发冲击波, 可以使材料内部更深区域 (数十 μm) 的性质发生改变^[4].

由于 IPIB 对材料的作用主要通过剧烈的能量效应引发, 所以研究 IPIB 产生的材料表面热场的分布和演化有着重要的意义. 直接测量 IPIB 在靶表面 μm 量级深度内的能量分布有很大的难度, 因而数值模拟在研究 IPIB 辐照材料引发的响应方面

仍具有不可替代的作用. 计算 IPIB 在靶中能量沉积的常用方法为利用 IPIB 的组分和能谱, 通过离子在靶中的阻止本领对 IPIB 能量沿深度的分布进行近似^[4-10]. 而对于输入能量密度的确定, 过去的研究中常采用手段是将分压器获得的 IPIB 加速电压和法拉第筒俘获的 IPIB 电流密度相乘作为 IPIB 在靶表面功率密度的时间演化函数^[4-10]. 考虑在输运过程中束流密度波形会发生变化, 这样的计算方法在能量平衡上可能存在较大的误差. 从诊断技术的角度上来讲, 上述方法亦有待改进: 进行束流诊断的法拉第筒和量热器的外壳尺寸使诊断结果的空间分辨率被限定在 cm 量级. 想要较好地表征 IPIB 的截面参数分布, 考虑到 IPIB 束流密度通常具有 20%—30% 的不稳定性^[11], 采用以上两种方法进行诊断, 工作的总量也会相应地增加.

近年发展起来的 IPIB 红外成像诊断技术为这个问题提供了新的解决途径. 通过该技术, 可以对 IPIB 横截面的能量分布实现高分辨率 (空间分辨率

* 国家自然科学基金 (批准号: 11175012) 和国家科技重大专项 (批准号: 2013GB109004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xyle@buaa.edu.cn

高于1 mm, 能量分辨率高于0.1 J/cm²)测量^[12]. 本文以BIPPAB-450脉冲离子束加速器红外成像诊断实验为基础, 通过离子的阻止本领和离子束流密度表征能量在深度和时间上的分布得到IPIB在靶内的功率密度函数. 以该函数作为源项, 计算IPIB在100 μm厚的不锈钢靶上产生的热场在ms时间范围内的分布和演化, 并通过结果对红外成像诊断技术进行分析和优化.

2 物理模型与模拟方法

IPIB在入射到材料表面后, 由于靶中的电子和原子核的阻止作用, 入射离子会逐渐地损耗能量并在靶中停止, 即所谓电子阻止和核阻止过程^[13]. 由于离子的阻止过程(10⁻¹³ s量级)要远小于离子束的脉冲长度, 单个离子的阻止时间可以忽略. 描述IPIB在材料内部的热响应需要解决两个主要问题, 一是描述IPIB能量在靶内的分布, 即源项的构建; 二是通过一定的数学方法描述材料对于输入能量的响应.

2.1 功率密度模型

目前产生IPIB的主要方法为采用表面闪络(主要利用高聚物等绝缘体)或爆炸发射(多采用石墨或金属)的方式在二极管的阳极表面产生等离子体, 然后使用高压正脉冲进行离子加速, 并同时施加磁场抑制电子流, 使得离子流比率可以远高于查尔德-朗缪尔定律(2/3次方定律)的限制以获得较强离子束流^[14], 即采用磁绝缘二极管(MID)产生IPIB. 为了克服采用二极管加速电压和IPIB束流密度相乘计算能量密度分布方法中的问题, 现在从另一个角度出发构建模型. 即, 在已知IPIB横截面能量密度分布的前提之下, 通过IPIB能量沿深度和时间的分布, 得到IPIB在靶中的功率密度分布, 表述为

$$P(x, y, z, t) = d(z) \cdot U(x, y) \cdot g(t), \quad (1)$$

其中, $P(x, y, z, t)$ 为IPIB在靶内的功率密度分布, $d(z)$ 为通过离子的阻止本领 $\frac{dE}{dz}(z)$ 得到的深度归一化的离子能损函数; $U(x, y)$ 为离子束横截面能量分布, 通过红外成像诊断方法测量; $g(t)$ 为归一化的时间演化函数, 本文以法拉第筒得到的束流密度波形描述IPIB功率密度的演化.

根据以上假定, 存在关系

$$\int_0^{\text{ion range}} \int_0^{t_p} P(x, y, z, t) dt dz = U(x, y), \quad (2)$$

其中 t_p 为离子束脉冲时长. 以上假定可以保证计算源项 $P(x, y, z, t)$ 和离子束能量诊断之间的能量平衡.

深度归一化的离子能损函数 $d(z)$ 为

$$d(z) = \frac{\frac{dE}{dz}(z)}{\int_0^{\text{ion range}} \left(\frac{dE}{dz}(z)\right) dz}, \quad (3)$$

其中, $\frac{dE}{dz}(z)$ 为离子在深度 z 处的阻止本领, $\frac{dE}{dz}(z)$ 采用蒙特卡罗离子输运程序SRIM^[15]进行计算.

2.2 热场模拟方法

IPIB在靶中形成的热场可以通过傅里叶传热方程进行描述, 其形式为

$$\rho(T)C(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \lambda(T)\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + P - E, \quad (4)$$

$$E = L\delta(T(x, y, z, t) - T_m), \quad (5)$$

其中 $\rho(T)$ 为材料的密度, $C(T)$ 为材料比热容, $\lambda(T)$ 为材料导热率, P 为热源函数. 材料参数为温度相关的函数, 取自JAHM公司的材料数据库(Material Property Database). E 为材料融化引起的能量修正, L 为熔化潜热, T_m 为材料熔点. 对于初始条件, 我们取

$$T(x, y, z, 0) = T_0, \quad (6)$$

其中 T_0 为293.15 K.

由于真空室内气压很低(0.01 Pa量级), 认为对流散热可以忽略. 对于材料表面, 为了衡量热辐射的影响, 取斯特藩-玻尔兹曼边界条件

$$j = \varepsilon\sigma(T_{\text{surf}}^4 - T_0^4), \quad (7)$$

其中, T_{surf} 为靶表面温度, j 为辐射能通量, σ 为斯特藩-玻尔兹曼常量, ε 为发射系数, 对于光亮的不锈钢取0.3. 使用有限元程序Comsol Multiphysics进行求解. 考虑到IPIB辐照在初始的几百ns内会产生极高的温度梯度, 采用分步计算方法计算相继的400 ns, 100 μs和2 ms内热场的分布和演化, 通过调节时间步长和空间格点密度在保证计算精度的前提下节约计算资源.

3 结果与讨论

3.1 IPIB功率密度模型

我们对北京航空航天大学BIPPAB-450脉冲加速器上获得的实验数据进行分析. 图1为加速器二极管输入电压、电流和在焦点使用磁绝缘法拉第筒获得的IPIB束流密度.

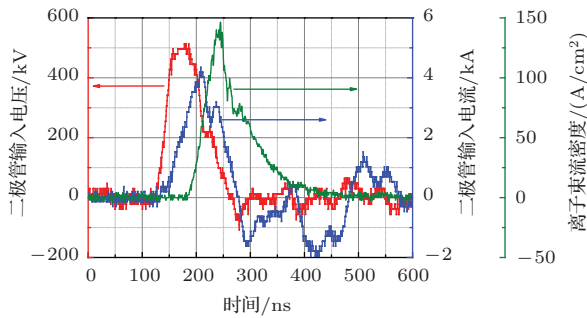


图1 (网刊彩色) 二极管的加速电压、输入电流和IPIB焦点束流密度

Fig. 1. (color online) The working voltage, current of MID and the IPIB current density at the focusing point.

加速器使用聚合物作为离子源, 产生主要由 H^+ 和 C^+ 构成的离子束. 使用飞行时间(TOF)法^[16], 通过在空间电流限制条件下二极管的工作特性, 根据查尔德-朗缪尔定律, 可以将图1中的加速电压波形根据离子能量及对应的飞行时间投射形成束流波形, 并与图1中的离子束流波形对比, 然后根据束流密度推算束流能谱(如图2).

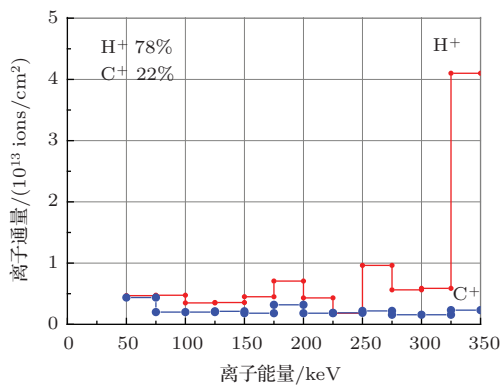


图2 (网刊彩色) 由图1计算得到的离子束能谱

Fig. 2. (color online) IPIB energy spectrum calculated from Fig. 1.

由图2可以看到, 通过实验诊断得到的IPIB能谱的特征是在最高能离子具有很大的计数, 低能

成分很小, 这之前研究中将IPIB能谱取单能或者高斯分布有所差异. 粒子束流的发射密度遵从 $2/3$ 次方定律, 而且二极管加速电压存在一段时间的平顶, 这可以解释在最高电压处(对应最高离子能量)具有远高于其他部分的离子发射强度.

通过得到的离子能谱, 利用蒙特卡罗程序SRIM得到在三种材料中深度归一化的离子能损函数 $d(z)$ (见图3).

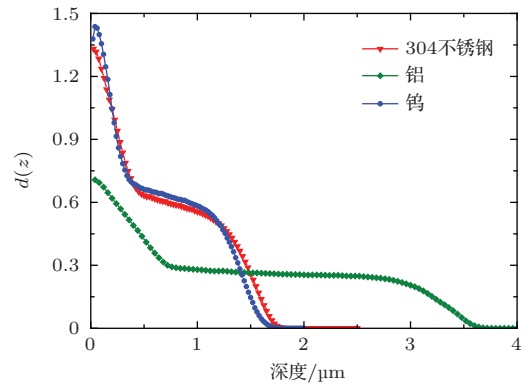


图3 (网刊彩色) IPIB在不锈钢、铝和钨中的深度归一化离子能损函数

Fig. 3. (color online) Depth-normalized IPIB energy deposition function in stainless steel, aluminum and tungsten.

可见, 轻元素靶由于阻止本领较小, 能量能够沉积在靶中较深的区域. IPIB在靠近靶表面的位置具有较多的能量沉积, 这是由射程较短的碳离子产生的.

图4为利用图1中的束流密度波形得到的时间归一化IPIB功率演化函数. 脉冲长度极短导致 $g(t)$ 的量级非常高, 这反映了IPIB能量在时间上高度压缩的特点.

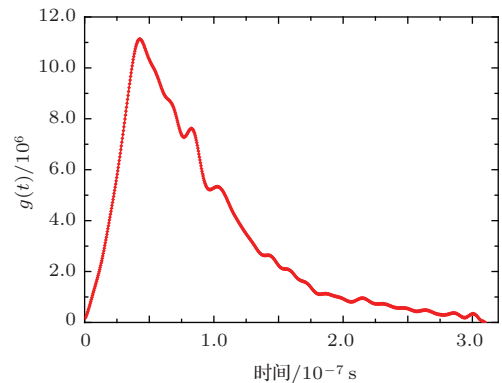


图4 时间归一化的IPIB功率演化函数

Fig. 4. Time-normalized IPIB power evolution function.

IPIB 的横截面能量分布可以通过红外成像诊断进行表征. 图 5(a) 和 (b) 为 IPIB 辐照前后的红外图, 图 5(c) 为通过图 5(a) 和 (b) 同一位置截线温度分布的差值计算的 IPIB 能量密度分布. 可以看到, 对于几何聚焦型的二极管, IPIB 横截面的能量分布近似于高斯分布. 对于其他种类的二极管构型, 如平行二极管和螺旋状二极管^[17], 其横截面能量密度分布可以依据红外诊断的结果利用插值函数描述.

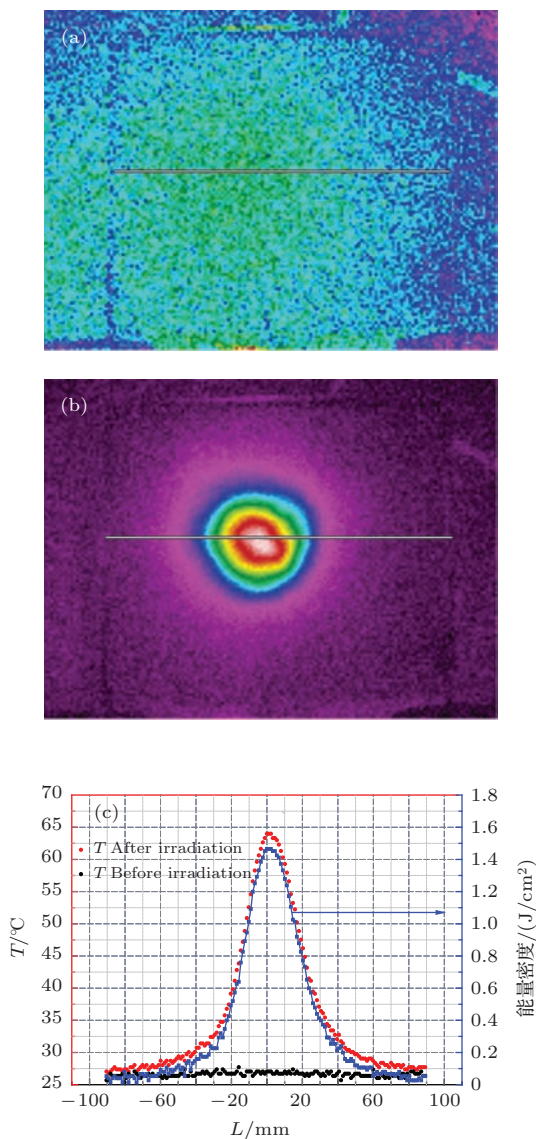


图 5 (网刊彩色) IPIB 能量密度红外诊断图像 (a) 辐照前; (b) 辐照后; (c) 截面能量诊断结果
 Fig. 5. (color online) Results of IPIB infrared thermal imaging diagnostics, infrared images before irradiation (a), after irradiation (b) and corresponding cross-sectional energy distribution (c).

通过已经给出的 $d(z)$, $g(t)$, 我们假定 $U(x, y) = 1$, 即在能量密度为 1 J/cm^2 的情况下,

得到 IPIB 在靶中的能量密度分布, 如图 6 所示. 由于能量在时间和空间上被高度压缩, IPIB 在靶中的功率密度可以达到 10^{17} W/m^3 量级.

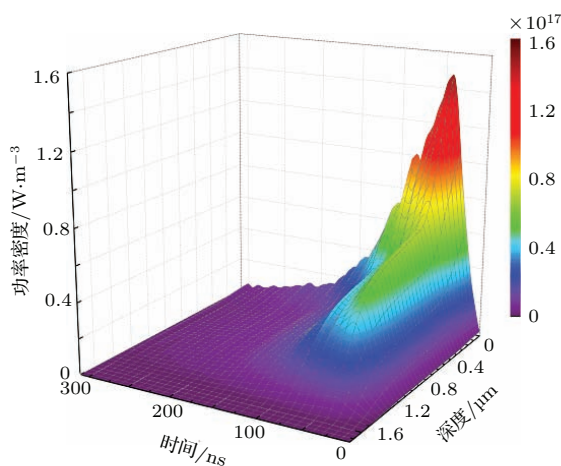


图 6 (网刊彩色) IPIB 在不锈钢中的能量密度分布函数
 Fig. 6. (color online) Power density distribution of IPIB in stainless steel in 1-dimensional case.

3.2 热场分布

热场计算以半径为 3 cm , 厚度为 100 μm 的不锈钢作为靶. 入射离子束能量沿径向以 $\exp(-r^2)$ 衰减, 焦点的能量密度为 1 J/cm^2 . 对热场的分布和演化进行研究.

图 7 为在第一步 400 ns 内靶中的温度场在 r - z 平面的分布. 在亚微秒时间范围之内, IPIB 在材料表层区域引发温度的快速上升和下降. 在 100 ns 的时间范围内, 高能流密度在靶的表面产生超过 1000 K 的温升. 同时, 由于沿深度的能量密度梯度远高于径向, 这段时间内, 热流主要存在于深度方向. 在 400 ns 时, 升温区域已经传播到超过 4 μm 的深度, 大于离子在靶中最大射程的两倍.

图 8 和图 9 为距离靶表面不同深度 (0 — 4 μm), 径向距离为 0 和 1 cm 位置温度及其变化率的演化图像. 图像显示, IPIB 可以在靶的表面引发极快的温度变化, 升温速率由于注入能流极高而能达到 10^{10} K/s 量级, 而降温的速率由于高温梯度的影响亦能达到 10^9 K/s 量级. 在离子束射程之内, 由于存在直接的能量沉积, 温度的变化幅度和变化率要远高于只存在热传导作用的较深区域. 同时, 离子束横截面能量密度对能量的上升幅度和速度有直接的影响, 在 $r = 1 \text{ cm}$ 的区域, 能量密度只有 $r = 0$ 处的约 30% , 产生的冲击热场也要弱得多.

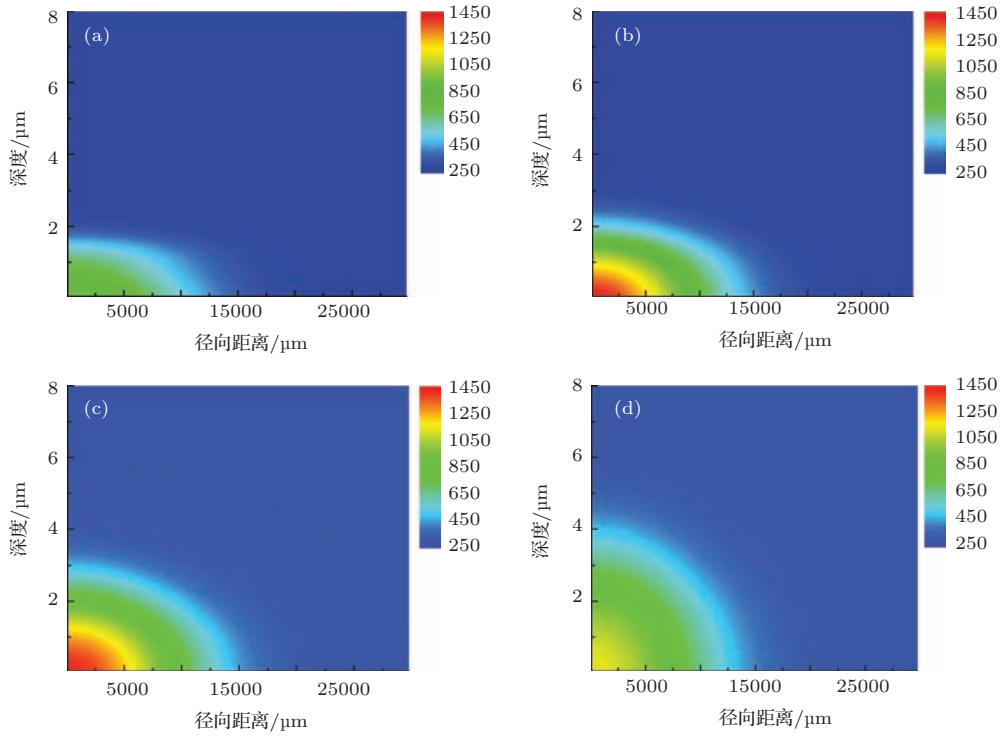


图7 (网刊彩色) 第一步 400 ns 计算中不同时刻的热场分布(K) (a) 50 ns; (b) 100 ns; (c) 200 ns; (d) 400 ns
 Fig. 7. (color online) Thermal field distribution in the first calculation step (400 ns): (a) 50 ns; (b) 100 ns; (c) 200 ns; (d) 400 ns.

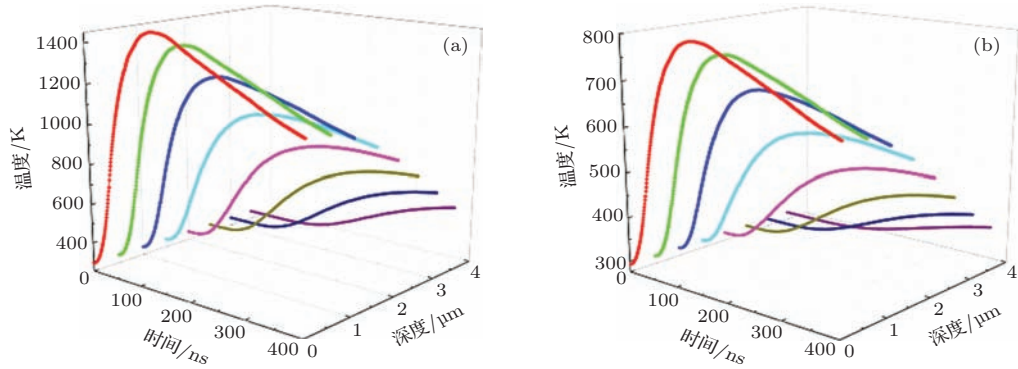


图8 (网刊彩色) 焦点 ($r = 0$ cm) (a) 和 $r = 1$ cm (b) 处不同深度的温度演化图像

Fig. 8. (color online) Temperature evolution at different depth at the focusing point ($r = 0$ cm) (a) and $r = 1$ cm (b).

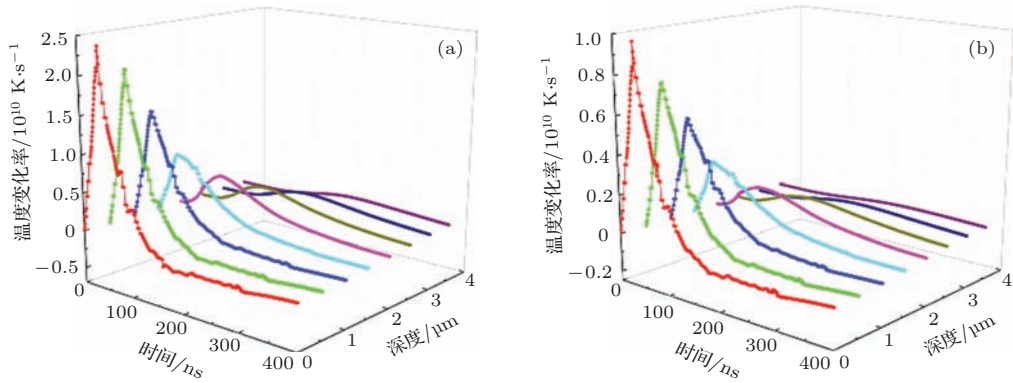


图9 (网刊彩色) 焦点 ($r = 0$ cm) (a) 和 $r = 1$ cm (b) 处不同深度的温度变化率演化图像

Fig. 9. (color online) Temperature change rate evolution at different depth at the focusing point ($r = 0$ cm) (a) and $r = 1$ cm (b).

通过分析温度和温度变化率曲线还可以发现, 在焦点处的靶表面附近, 即使在温度低于材料熔点时, 仍然可以存在超过 10^9 K/s 的温度变化率. 这种冲击热场可以在材料表面形成剧烈的热应力, 这也是

在 IPIB 材料改性中经常产生表面裂纹的原因.

图 10 和 图 11 为第二步 ($100 \mu\text{s}$) 和第三步 (2ms) 计算得到的 $r-z$ 平面的热场分布. 可以看到, 在百 μs 时间量级上, 热场向靶内数十 μm 的深处

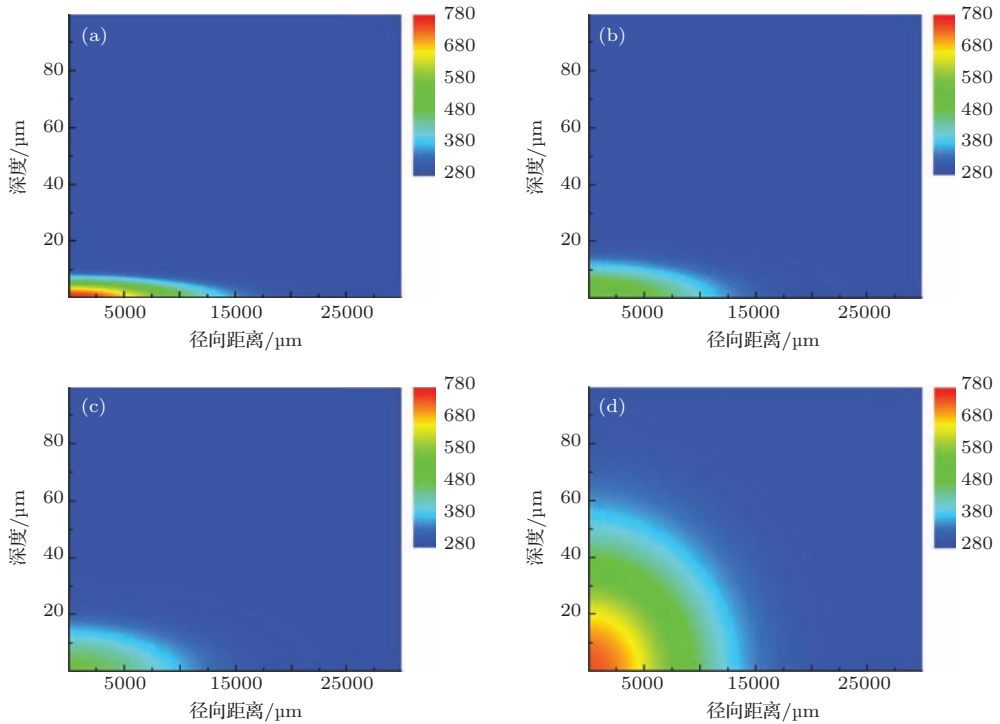


图 10 (网刊彩色) 第二步 $100 \mu\text{s}$ 计算中不同时刻的热场分布 (K) (a) $1 \mu\text{s}$; (b) $5 \mu\text{s}$; (c) $10 \mu\text{s}$; (d) $100 \mu\text{s}$
 Fig. 10. (color online) Thermal field distribution in the second calculation step ($100 \mu\text{s}$): (a) $1 \mu\text{s}$; (b) $5 \mu\text{s}$; (c) $10 \mu\text{s}$; (d) $100 \mu\text{s}$.

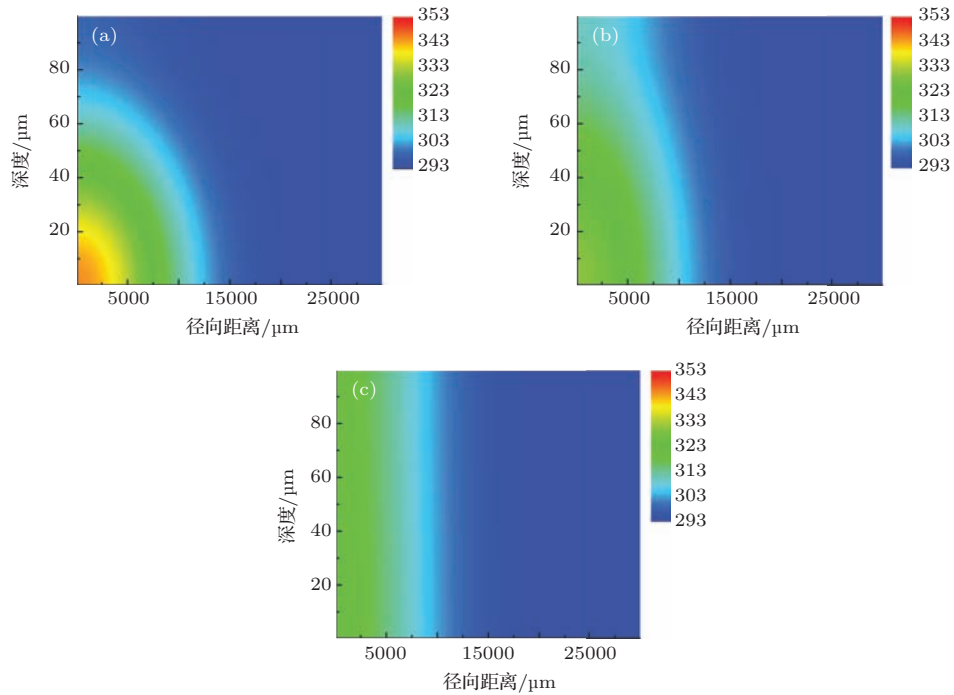


图 11 (网刊彩色) 第三步 2ms 计算中不同时刻的热场分布 (K) (a) $100 \mu\text{s}$; (b) $200 \mu\text{s}$; (c) 1ms
 Fig. 11. (color online) Thermal field distribution in the third calculation step (2ms): (a) $100 \mu\text{s}$; (b) $200 \mu\text{s}$; (c) 1ms .

传播. 由于温度的下降, 在这个阶段热场扩散速度要远低于最初的几百 ns. 在第三步的 200 μs 时, 热场已经扩散到靶的背面并引起温度的升高. 在 1 ms 时, 靶的表面和背面已经形成了温度平衡, 前后表面的温度差小于 0.1 K. 对于红外诊断而言, 此时已经可以进行拍摄.

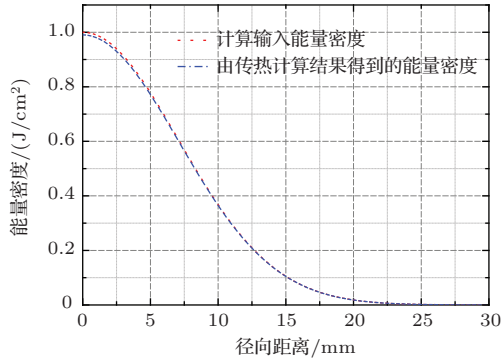


图 12 (网刊彩色) 输入横截面能量密度和由靶背面热场计算得到的横截面能量密度分布

Fig. 12. (color online) The input cross-sectional energy density distribution and calculated energy distribution from the cross-sectional temperature profile on the rear side of the target.

利用在第三步计算中 2 ms 时靶背面的温度分布对红外诊断技术进行验证. 通过材料的性质(密度、比热容)和辐照前后的温度变化推算离子束的横截面能量密度分布. 由图 12 可以看出, 由于径向传热效应, 计算得到的焦点附近能量密度会低于初始的能量密度分布. 但由于横向热传要远弱于深度方向传热, 造成的测量误差约为 1%.

在靶的前后表面达到温度平衡之后, 靶上温度场主要发生横向演变. 图 13 是使用红外成像仪

探测的 IPIB 辐照 100 μm 厚的不锈钢靶在 65 s 内背面温度场横截面形貌的变化. 在初始阶段, 温度场由于焦点处和周围存在较大的温差而有较快的扩散. 而后随着温度场扩散, 降温也随之趋缓. 在之前红外成像诊断技术的研究中 [12], 由于采用人工拍摄, IPIB 发射和红外图拍摄存在约 3 s 的时延. 根据图 13 可以推算, 这个时延可以造成约 9 K 的温度测量误差, 对应于不低于 10% 的能量密度测量误差. 从红外成像诊断的原理可以说明, 采用更薄的红外靶在热平衡状态时温度变化的绝对值会更大而更有利于红外成像观测. 但是更高的温升会产生更高的横向温度梯度, 导致横向散热加快; 也就意味着, 相同的拍摄时延所造成的误差将会更大. 对于红外成像诊断而言, 最佳的拍摄时延在 ms 级别,

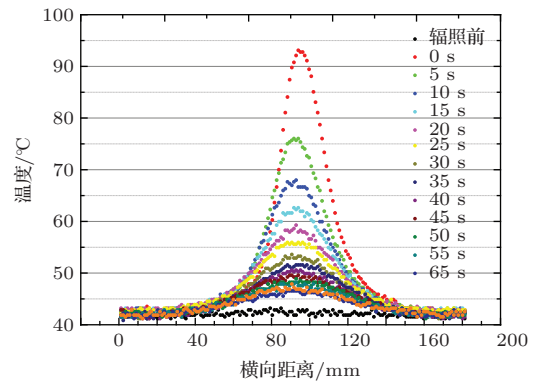


图 13 (网刊彩色) IPIB 在 100 μm 厚不锈钢靶背面产生的温度场横截面的演化

Fig. 13. (color online) Cross-sectional evolution of temperature field distribution on the rear side of 100 μm stainless steel target formed by IPIB.

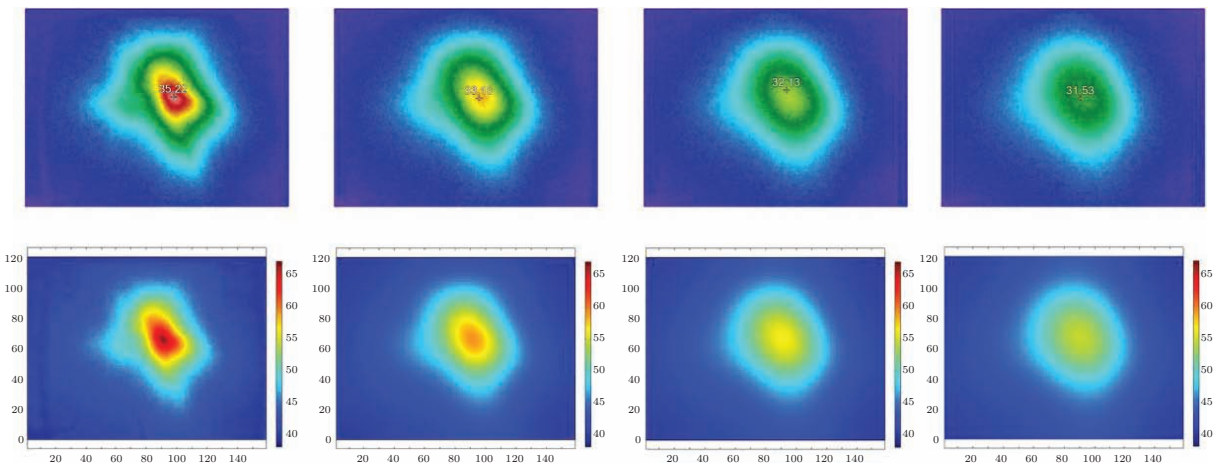


图 14 (网刊彩色) IPIB 辐照 100 μm 厚不锈钢靶背面产生的红外图像(上)和使用平面传热模型模拟的热场变化(下), 时间(从左至右): 初始时刻; 5 s; 10 s; 15 s

Fig. 14. (color online) Infrared images (above) and calculated (below) thermal field (2-D modeling) evolution of IPIB on 100 μm stainless steel. Time (from left to right): initial, 5 s, 10 s, 15 s.

这已经超过了手动装置的极限, 采用具有更高响应速度的自动设备, 才能达到理论上的最佳效果.

对于实际的离子束横截面, 除径向外还存在角向的分布. 温度梯度较大的部分会存在较高的热流密度, 使该处的热量能够以更快的速度扩散. 这使得温度场角向分布的不均匀性会降低, 造成部分细节在传热过程中消失, 如图 14 所示. 这是红外成像诊断中, 拍摄时延必须严格控制的另一个原因. 由于这个阶段中, 靶的前后表面已经达到温度平衡, 采用不考虑深度分布的平板传热模型, 即可很好地描述温度场的时间演化 (见图 14 下图).

4 结 论

本文在回顾和分析强脉冲离子束诊断技术的基础上, 结合红外成像诊断等实验方法, 基于能量平衡, 建立了强脉冲离子束在材料中的功率密度分布模型. 二维热场计算和红外成像实验的结果说明:

1) 考虑到强脉冲离子束能谱的叠加效应, 与采用单能近似不同^[16,17], 辐照产生的热场在材料的表面会产生最大幅度的温度变化.

2) 对于 100 μm 厚的不锈钢靶, 在 ms 的时间范围内, 靶前后表面会形成温度平衡. 由于横向传热要远弱于深度方向传热, 离子束横截面能量密度分布和靶背面的温度分布具有较高的相似性, 这是离子束红外成像诊断技术的基础.

3) 二维热场计算说明, 进行红外诊断时, 为减小横向传热的影响, 在离子束的发射和红外图像拍摄之间的时间延迟应在数 ms. 前后表面已经达到热平衡状态的薄金属靶, 存在径向和角向的温度扩散并使热场分布趋于均匀化. 为了消除这种效应的影响, 采用毫秒级的红外成像系统进行拍摄是必要的.

感谢托木斯克综合技术大学的 G. E. Remnev 教授和 A. I. Pushkarev 教授在实验方面的指导和帮助.

参考文献

- [1] Humphries S 1980 *Nuclear Fusion* **20** 1549
- [2] Remnev G E, Isakov I F, Opekounov M S, Matvienko V M, Ryzhkov V A, Struts V K, et al. 1999 *Surf. Coat. Technol.* **114** 206
- [3] Renk T J, Provencio P P, Prasad S V, Shlapakovski A S, Petrov A V, Yatsui K 2004 *Proc IEEE* **92** 1057
- [4] Xiaoyun L, Sha Y, Weijiang Z, Baoxi H, Yugang W, Jianming X 2000 *Surf. Coat. Technol.* **128** 381
- [5] Wu D, Gong Y, Liu J Y, Wang X G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1636 (in Chinese) [吴迪, 宫野, 刘金远, 王晓刚 2005 物理学报 **54** 1636]
- [6] Wu D, Gong Y, Lei K M, Liu J Y, Wang X G, Liu Y, Ma T C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4826 (in Chinese) [吴迪, 宫野, 雷凯明, 刘金远, 王晓刚, 刘悦, 马腾才 2010 物理学报 **59** 4826]
- [7] Gong Y, Zhang J H, Wang X D, Wu D, Liu J Y, Liu Y, Wang X G, Ma T C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5095 (in Chinese) [宫野, 张建红, 王晓东, 吴迪, 刘金远, 刘悦, 王晓刚, 马腾才 2008 物理学报 **57** 5095]
- [8] Akamatsu H, Yatsuzuka M 2003 *Surf. Coat. Technol.* **169** 219
- [9] Wu D, Liu C, Zhu X P, Lei M K 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4976
- [10] Wu D, Liu C, Zhu X P, Lei M K 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 1266
- [11] Pushkarev A I, Isakova Y I, Khailov I P 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 073309
- [12] Isakova Y I, Pushkarev A I 2013 *Instrum. Exp. Tech.* **56** 185
- [13] Lindhard J, Nielsen V, Scharff M 1968 *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **36** 10
- [14] Sudan R N, Lovelace R V 1973 *Phys. Rev. Lett.* **31** 1174
- [15] Ziegler J F, Ziegler M D, Biersack J P 2010 *Nucl. Instrum. Meth. B* **268** 1818
- [16] Isakova Yu I, Pushkarev A I, Tarbokov V A 2010 *Proceedings of Tomsk Polytechnic University* **316**(2) (Russian edition)
- [17] Pushkarev A I, Isakova Y I 2012 *Laser. Part. Beams.* **30** 427

Distribution and evolution of thermal field induced by intense pulsed ion beam on thin metal target*

Yu Xiao¹⁾ Shen Jie¹⁾ Zhong Hao-Wen¹⁾ Qu Miao²⁾ Zhang Jie¹⁾ Zhang Gao-Long¹⁾
Zhang Xiao-Fu¹⁾ Yan Sha²⁾ Le Xiao-Yun¹⁾†

1) (School of Physics and Nuclear Energy Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

2) (Institute of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 11 March 2015; revised manuscript received 20 April 2015)

Abstract

In this paper, combined with the latest development in relevant diagnostic and modeling techniques, the intense-pulsed ion beam (IPIB) energy deposition model in solid targets is established. The power density distribution induced by IPIB is simulated by Monte Carlo method on the basis of energy balance. By taking the power density as the source term, the thermal field distribution and evolution on a 100 μm stainless steel target irradiated by IPIB are simulated using the finite element method (FEM) in a time scale of several ms. Results reveal that in a time scale of several μs after IPIB irradiation, the main feature in the induced thermal field is a thermal shock within the depth of several times of the ion range. In the time scale of ms, thermal equilibrium can be established between the front and rear surfaces of the target, and the cross-sectional temperature field profile has a similar profile to the cross-sectional energy density distribution of the ion beam. This proves that by the infrared imaging diagnostic method, high resolution cross-sectional energy density diagnostics of IPIB can be achieved with a shooting time delay in ms scale.

Keywords: intense pulsed ion beam, thin metal target, power density distribution, thermal field

PACS: 52.59.-f, 29.27.Fh, 52.70.Kz, 52.25.Tx

DOI: [10.7498/aps.64.175204](https://doi.org/10.7498/aps.64.175204)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11175012), and the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2013GB109004).

† Corresponding author. E-mail: xyle@buaa.edu.cn