

超短脉冲激光与固体靶相互作用产生的 超热电子的行为研究^{*}

陈黎明^{①②} 张 杰^① 李玉同^{①②} 梁天骄^①
王 龙^① 魏志义^① 江文勉^②

(^①中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100080; ^②中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

摘要 用几种不同的实验方法系统地研究了超短脉冲激光与固体靶相互作用产生的超热电子的行为, 发现在 800 nm , $5 \times 10^{15}\text{ W/cm}^2$ 的激光与固体靶相互作用时, 由于共振吸收的作用使产生的超热电子呈空间定向发射, 发射的方向与等离子体对激光能量的吸收密切相关, 同时超热电子的发射也与超热电子的电子能量有关, 能量越高发散角越小. 超热电子的能谱显示超热电子的最大能量大于 500 keV , 能谱结构呈双温 Maxwell 分布.

关键词 超短脉冲激光 超热电子 “快点火” 惯性约束核聚变

Tabak 等提出的“快点火”惯性约束核聚变(ICF)的方案引起了人们极大的兴趣^[1]. 此方案的核心内容是将压缩过程与点火过程分离: 在靶丸的预压缩阶段里, 利用大空腔、长脉冲、缓慢等容压缩形成低温高密度的 DT 等离子体球; 在穿孔阶段, 在一束超短脉冲强激光的作用下, 有质动力排开晕区等离子体产生隧道并在高密度区“打洞”, 将临界密度面推向靶芯; 在点火阶段里, 后续的超短脉冲从小“洞”进入靶芯, 在临界密度面上形成能量为 MeV 的超热电子, 这些电子进入靶芯并点燃 DT 核燃料, 引起热核反应. 显然, 超热电子在快点火的整个过程中是直接的点火物质, 其能量的高低、产额的多少以及其发射方向等都对“快点火”方案极其重要. 所以在实验室中研究超短脉冲强激光与靶物质相互作用所产生的超热电子的行为具有很大的意义^[2].

在对超热电子的出射角度研究方面, Rousseaus^[3] 利用纳秒激光脉冲与靶相互作用, 发现超热电子在激光的传播方向有很强的发射; Malka^[4~6] 利用相对论飞秒激光脉冲 ($I > 10^{19}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$) 与固体靶相互作用, 发现由 $J \times B$ 加热^[7] 产生的能量大于 MeV 的超热电子的出射方向也在激光的传播方向; 而 Bastiani^[8] 则利用非相对论强度的飞秒激光脉冲斜入射固体靶, 在无预脉冲时观测到超热电子在激光的正反射方向有定向发射; Sentoku^[9] 利用数值模拟, 在强相对论激光条件下只考虑 Brunel^[10, 11] 的“真空加热”吸收机制, 预言 P 偏振斜入射激光所产生的超热

2000-03-21 收稿

^{*}国家自然科学基金(批准号: 19854004, 19825110)、国家高技术惯性约束核聚变计划、高温高密度等离子体重点实验室基金(批准号: 9804)和中国工程物理研究院预研基金(批准号: 3002)资助项目

电子定向发射方向在靶的法线方向和激光的正反射方向之间, 并且激光强度越高, 电子的定向发射越接近正反射方向. 综上所述, 超短脉冲激光与靶相互作用所产生的超热电子的出射方向至今尚无定论, 尤其是在非相对论条件下 ($I \lambda^2 \leq 10^{18} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$) 的激光等离子体的超热电子出射方向目前尚无肯定的实验结果.

对超热电子能谱的测量方法有许多, 主要有复合靶的 $K\alpha$ 线法^[13]、高能离子测量法^[13] 及硬 X 射线法^[14] 等, 但最直接的方法仍是利用电子磁谱仪进行测量. Malka^[4] 和 Key^[15] 等人在强相对论条件下进行了相应的实验, 测量得到的超热电子温度高达几百 keV; Bastiani 测量了非相对论条件下不同等离子体密度标长的电子能谱, 得出超热电子的温度与密度标长密切相关, 同时认为对激光能量的吸收机制主要为共振吸收, 但观测到的超热电子的出射方向与之并不完全符合. 另外, 由于在已发表的文献中均采用几个半导体探测器记录能谱, 既影响了谱仪的能量分辨, 又不能测定另一个很重要的因素——电荷分离势对射出靶面的超热电子的影响.

本文一方面观测到超热电子的定向发射及其发射方向与能量吸收的关系, 另一方面将能谱的测量区域扩展, 测量到电荷分离场对超热电子能谱的影响.

1 实验布置

实验是在中国科学院物理研究所光物理开放实验室的钛宝石飞秒激光装置上进行的. 此激光器输出的中心波长为 796 nm, 单发能量 5 mJ, 脉冲宽度 150 fs, 频率 10 Hz, 聚焦后的激光强度可达 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

打靶激光通过镀有 796 nm 增透膜的窗玻璃由聚焦透镜以 45° 角聚焦到平面靶上. 采用固体平面靶, 由步进电机控制靶的三维移动, 使入射的每一发激光都能打到新鲜的靶面上. 激光的聚焦情况可以由针孔相机+CCD 在监视器上观察, 也可以由靶电流的大小和 γ 谱仪所记录到的 γ 射线的强度来进行判断.

实验中采用 Al 靶, 靶面的不平整度小于 $1 \mu\text{m}$, 利用能量卡计来测量对激光能量的吸收, 利用 γ 谱仪来测量超热电子与靶物质韧致辐射后所出射的 γ 射线 (利用 γ 射线能谱也可以推断超热电子的温度). 电子磁谱仪在靶面的法线方向记录, 用来测量在此方向出射的超热电子的能谱. 电子磁谱仪的入射立体角为 10^{-3} , 探测器部分的外侧用 5 mm 厚的铅屏蔽 (在其前方还挡有一层聚乙烯材料), 我们在实验中采用对日光不灵敏且相对容易分析的 LiF 探测器对超热电子进行记录, 这样就可以先测量磁场所提供的整个能区中的出射超热电子的能谱而不仅仅是能谱的高能部分. LiF 在室温下几乎不衰退, 并且平均原子序数低, 所以 LiF 中沉积的能量在很宽的能量范围内与辐照量密切相关. 同时, Fowler^[16] 所给出的 LiF 的能量响应曲线在我们感兴趣的 0.1 ~ 1.0 MeV 的能量范围内相差仅 5%. 因此可以在较小的误差范围内对记录结果进行修正, 得到出射的超热电子的准确的能谱.

热释光 LiF 探测器在 10 ~ 500 keV 能量区域对偏转后的电子进行记录. 实验中所采用的 LiF 的厚度为 $20 \mu\text{m}$. 质量碰撞阻止本领按照 Bethe, Rohrlich 和 Carlson 的理论推导可用下式计算:

$$\left[\frac{S}{\rho} \right]_{\text{col}} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 N_A Z}{\beta^2 M_A} \left[\ln \frac{\gamma^2 (\gamma + 2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\gamma) - \delta \right],$$

其中 $F(\gamma) = 1 - \beta^2 + [\gamma^2/8 - (2\gamma + 1)\ln 2]/(\gamma + 1)^2$, $\beta = v_e/c$, $\gamma = E_e/m_e c^2$, δ 是密度效应修

正, $N_A = 6.02252 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, $r_e = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m}$ 是电子的半径, I 是平均激发能, M_A 是物质的摩尔质量.

超热电子的角度分布我们采用 Al 膜覆盖下的照相乳胶探测器^[17], 乳胶的厚度为 $20 \mu\text{m}$. Al 膜的厚度分别为 3 和 $18 \mu\text{m}$, 能探测的超热电子的能量分别为 $E_k > 20 \text{ keV}$ 和 $E_k > 50 \text{ keV}$. 散射的激光不能透过 Al 膜而在胶片上感光, 在靶表面产生的硬 X 射线由于对乳胶的穿透能力较强, 其光电截面和相同能量的电子电离截面相比小很多, 因此其感光的能力也应很弱. 对此我们进行了专门的对比实验: 将覆盖有 $18 \mu\text{m}$ 的 Al 膜的乳胶探测器置于入射激光的正反射方向, 在有无磁场的情况下各打靶 3600 发(磁场的磁感应强度可以去掉 500 keV 以下的超热电子), 感光黑度有极大的不同, 无磁场时胶片已饱和, 有磁场时黑度仅增加 5%(图 1), 因此, 在较少发次的实验中, 可以认为乳胶上黑度的产生是由超热电子产生的, 所以, 可以使用这种方法来判断超热电子的角度分布. 照相乳胶经显影、定影处理后, 利用扫描仪扫描, 再利用分析软件生成黑度分布强度图以便于分析结果.

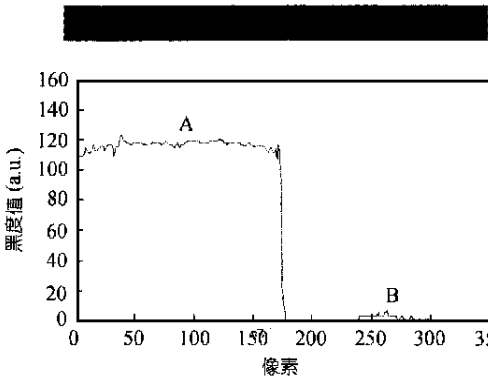


图 1 由超热电子(A)和 γ 射线(B)在胶片上所产生黑度的比较
上图为胶片实物, 下图为黑度仪处理的黑度分布图

2 实验结果

2.1 超热电子的角度分布

将装有照相乳胶的暗盒做成弧形, 安放在入射平面上, 使胶片上的每一点到焦点的距离一致. 图 2 是 $18 \mu\text{m}$ 的 Al 膜覆盖下的乳胶的感光黑度

分布图, 其打靶发次为 1600 发, 曲率半径为 6 cm, 打靶激光为 P 偏振, 有 50 ps 的预脉冲, 预脉冲的强度为主脉冲的 8%, 足以形成较大尺度的等离子体, 从图中可以看到, 超热电子是定向发射的, 且在这种实验条件下, 电子的发射方向集中在靶面的法线方向.

改变等离子体的条件可以研究超热电子的出射方向与等离子体对激光能量吸收的关系. 实验发现有 50 ps 的预脉冲时等离子体对激光的能量吸收最大, 无预脉冲时能量吸收最小. 为此我们取消预脉冲, 在等离子体对激光能量吸收最小的条件下重复上面的实验. 图 3 为无预脉冲时超热电子的角度分布图(其他条件同图 2), 由图中可得在无预脉冲的条件下超热电子的出射方向改变为入射激光的正反射方向.

图 4 为无预脉冲条件下 $3 \mu\text{m}$ Al 膜记录到的超热电子角度分布, 曲率半径为 4 cm. 由于采用了适当的打靶发次, 使图 3 和 4 的黑度峰值相近, 且都未达到饱和, 这样就可以分析不同能量区域的超热电子定向发射的发散角问题. 由图 3 和 4 同时考虑各自的曲率半径可以得到一个很重要的结论, 超热电子的能量越高定向发射的发散角越

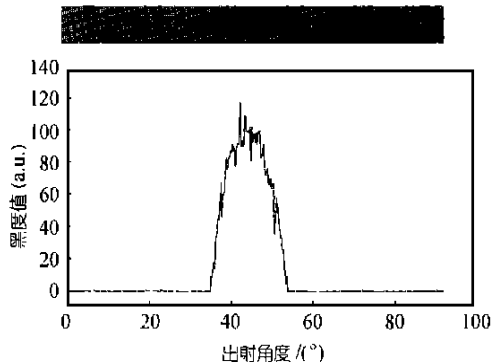


图 2 有 50 ps 预脉冲时能量大于 50 keV 的超热电子的空间分布(45° 为靶面的法线方向)

小.

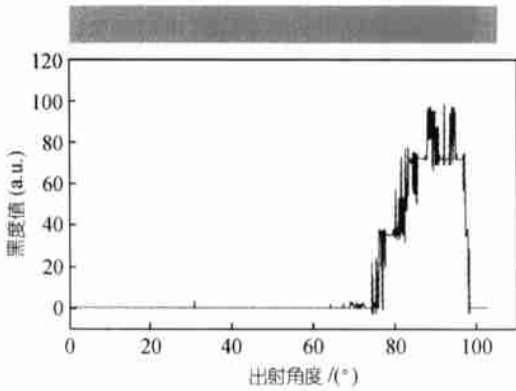


图 3 无预脉冲时能量大于 50 keV 的超热电子的空间分布(90°为正反射方向)

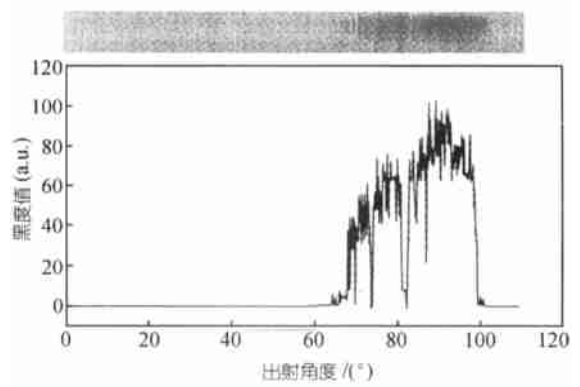


图 4 无预脉冲时能量大于 20 keV 的超热电子的空间分布(90°为正反射方向)

Bastiani 利用电子磁谱仪观测到在无预脉冲时在入射激光的反射方向有能量大于 20 keV 的超热电子的定向发射, 发射方向在入射激光的反射方向, 在加了 6 ps 的预脉冲过后, 定向发射消失. 我们在能量吸收与等离子体密度标长关系的实验中, 利用能量卡计观测到在 300 ps 预脉冲的范围以内, 有 3 个能量吸收峰, 分别在 6, 50 和 180 ps. 采用 50 ps 的预脉冲时, 电子的定向发射在法线方向; 去掉预脉冲后, 观测到超热电子的定向发射方向为接近入射激光的正反射方向. 由此可以得到一个初步的结果: 超热电子的定向发射方向与等离子体对激光能量的吸收密切相关, 能量吸收越强, 超热电子的定向发射越接近靶面的法线方向.

2.2 超热电子的能谱

图 5 和 6 为记录到的出射超热电子的能谱, 探测方向在靶的法线方向, 加有 50 ps 的预脉冲. 其中图 5 为不同能量的超热电子所对应的 LiF 探测器上的辐照度, 图 6 为超热电子的能谱. 打靶发次为 12000 发. 500 keV 处的辐照度为 12 μGy , 而 LiF 探测器的本底为 1.2 μGy 左右. 为检验 LiF 上的记录确为电子所造成的, 我们进行了相应的试验, 在对应偏转后电子的能

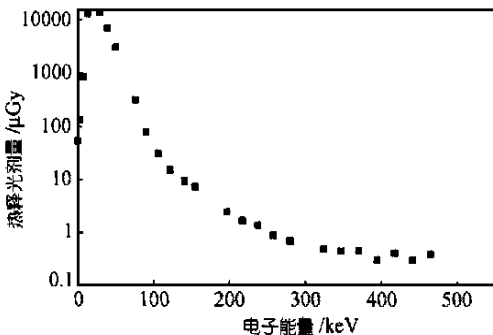


图 5 在靶的法线方向记录到的超热电子在不同能量位置的 LiF 剂量片上所生成的剂量

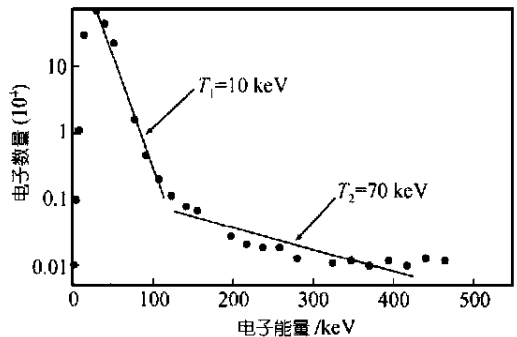


图 6 在靶的法线方向出射的超热电子的能谱

量为 20 keV 的 LiF 上覆盖 70 μm 的 Al 膜, 结果发现 LiF 的辐照度降低为几个微戈瑞(未覆盖 Al

膜时为毫戈瑞量级), 这表明在磁谱仪中的 LiF 的辐照度主要由电子产生. 同时, 为检验硬 X 射线对磁谱仪中的 LiF 的辐照度的影响, 我们在一次实验中未加铅屏蔽, 结果发现所有 LiF 的辐照度增加了十几个微戈瑞. 这表明在正式的实验中对硬 X 射线进行了很好的屏蔽.

由超热电子的能谱可以看到, 由于 500 keV 处的辐照度远大于 LiF 本底的剂量, 表明出射的超热电子的最大能量超过 500 keV; 经能量响应修正后, 能谱的峰值出现在 50 keV 附近, 这表明激光与靶物质相互作用时产生的呈准 Maxwell 分布的超热电子, 会受到强的静电分离场的作用, 其中超热电子的低能部分会受到分离场的作用而回到靶面, 这就使能谱的峰位并不在最低能处.

磁谱仪记录到的超热电子能谱可以用两个温度来拟合, 能谱的低能端用 Maxwell 分布拟合

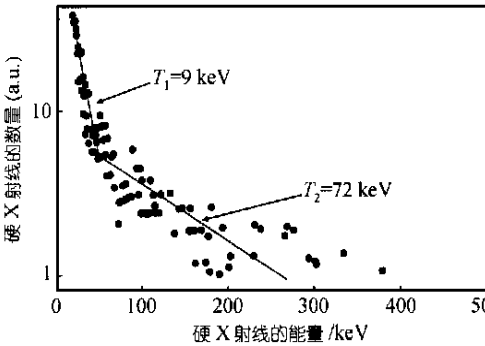


图 7 超热电子经靶物质韧致辐射所产生的硬 X 射线的能谱

得到这群电子的温度为 10 keV 左右; 高能端用 Maxwell 分布拟合得到这群电子的温度约为 70 keV 左右. 我们同时测量到超热电子向靶内韧致发射所产生的硬 X 射线的能谱(见图 7)并对能谱进行了拟合, 和电子谱仪的结果相似, 发现两群超热电子的温度与磁谱仪的拟合结果几乎一致, 这就证明靶面受到激光脉冲作用后向靶面内外发射的两群超热电子具有相同的能谱, 但向外发射的电子由于受到电荷分离场的作用而使能量小于 50 keV 的超热电子几乎又都返回了靶面.

将整个能谱积分, 得到大于 10 keV 的超热电子的总计数大于 200 每发. 而在相同的角度、相同的立体角利用 NaI γ 谱仪记录到的能量大于 10 keV 的硬 X 射线的总计数仅为约 0.3 每发, 可见出射的超热电子的总数比硬 X 射线的光子总数高约 3 个量级.

3 结果讨论

从超热电子的出射方向及其与能量吸收的关系, 我们可以认为等离子体对激光能量的主要吸收机制为共振吸收^[18]. P 极化光斜入射平面靶时, 激光光束会在等离子体中传播并弯曲反射, 如在临界密度面附近发生反射, 则临界密度面会对激光强烈吸收, 激发电子等离子体波并在密度梯度的方向对电子加速, 形成法线方向的电子流. 在产生共振吸收的条件不满足时, 电子在激光场中则受到电场的加速而沿电场方向出射^[17]. 因此, 随着对激光能量吸收强弱的变化, 这两种作用相互竞争, 最终导致出射方向随对激光能量吸收的变化.

由于激光于靶面相互作用时在焦点附近的电子的运动速度远大于离子的速度, 因此必然会形成一个电荷分离场, 由电子能谱可以推知电荷分离场的最大值应大于 50 keV, 当然由于激光作用的不均匀性会使电荷分离场各处并不均匀. 电荷分离场的大小还可以通过以下电容器模型的方法进行估算: 设电荷分离后形成一个空间电容器, 我们用针孔相机+CCD 探测到焦斑约为 $20 \mu\text{m}$, 而激光作用后的大部分低能电子与靶面的距离约为 $0.16 \mu\text{m}$ 左右, 则形成的真空电容器其电容为 $7 \times 10^{-15} \text{ F}$, 我们利用示波器记录到的靶电流波形经推算得到靶面上每发超热电子损失为 6.5×10^9 个, 则电容器的电位就是 60 kV, 这也就是电荷分离场的值, 它与电子

谱仪的观测结果一致。

关于超热电子能谱的双温 Maxwell 分布, 可以如下解释: 当密度标长 $L < \lambda$ 时, 由共振吸收所决定的超热电子温度定标率^[19]: $T_h = 6 \times 10^{-5} [I \lambda^2 (\text{W} \cdot \text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}^{-2})]^{0.33}$, 得到电子温度为 9 keV, 这就是低能超热电子温度; 当密度标长 $L > \lambda$ 时, 由共振吸收所决定的超热电子的温度的定标率^[20]为: $T_h = 2.5 \times 10^{-7} [I \lambda^2 (\text{W} \cdot \text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}^{-2}) f k_0 L]^{0.5}$, 其中 f 是能量吸收系数, k_0 是激光在真空中的波数. 利用能量卡计测量得到的能量吸收系数约为 30%, 则对实验条件下的计算结果为 50 keV. 另外, 由于激光在大密度标长等离子体中有自聚焦现象, 必然加大激光强度而使部分电子温度升高, 这就基本与高温超热电子的温度一致了. 但由于自聚焦的不可控性, 必然使之对超热电子的加热不均匀, 所以电子能谱的高能部分并不是严格的 Maxwell 分布, 这与我们测量的能谱曲线也是符合的.

4 结论

在 800 nm, $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的斜入射激光与固体靶相互作用时, 所产生的超热电子呈空间定向发射, 发射的方向与等离子体对激光能量吸收密切相关: 当无预脉冲时能量吸收较小, 超热电子的发射方向接近入射激光的正反射方向; 当有 50 ps 预脉冲时能量吸收最大, 超热电子的发射方向为靶的法线方向. 另外定向发射电子的发散角与电子能量有关, 能量越高发散角越小.

在上述的激光条件下利用电子磁谱仪测量了出射的超热电子的能谱, 测量到超热电子的最大能量大于 500 keV; 能谱结构呈双温 Maxwell 分布; 能谱的峰值出现在 50 keV 附近, 并由此推算出电荷分离场的值为 50 keV.

致谢 作者衷心感谢中国科学院物理研究所光物理开放实验室飞秒激光装置运行组的同志.

参 考 文 献

- 1 Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, et al. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Phys Plasmas*, 1994, 1(5): 1626~1634
- 2 Wilks S C, Kruer W L, Tabak M, et al. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Phys Rev Lett*, 1992, 69(9): 1383~1386
- 3 Rousseaux C, Amiranoff F, Labaune C, et al. Superthermal and relativistic electrons produced in laser-plasma interaction at 0.26, 0.53 and 1.05 μm laser wavelength. *Phys Fluids B*, 1992, 4(8): 2589~2595
- 4 Malka G, Miquel J L. Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulses on a solid target. *Phys Rev Lett*, 1996, 77(1): 75~78
- 5 Malka G, Lefebvre E, Miquel J L. Experimental observation of electrons accelerated in vacuum to relativistic energies by a high-intensity laser. *Phys Rev Lett*, 1997, 78(17): 3314~3317
- 6 Malka G, Fuchs J, Amiranoff F, et al. Suprathermal electron generation and formation by an ultrarelativistic laser pulse in an underdense preformed plasma. *Phys Rev Lett*, 1997, 79(11): 2053~2056
- 7 Kruer W L, Estabrook K. J × B heating by very intense laser light. *Phys Fluids*, 1985, 28(1): 430~432
- 8 Bastiani S, Rousse A, Geindre J P, et al. Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths. *Phys Rev E*, 1997, 56(6): 7179~7185
- 9 Sentoku Y, Ruhl H, Mima K, et al. Plasma jet formation and magnetic field generation in the intense laser plasma under oblique inci-

- dence. *Phys Plasmas*, 1999, 6(7): 2855~2861
- 10 Brunel F. Not-so-resonant Resonant absorption. *Phys Rev Lett*, 1987, 59(1): 52~55
- 11 Brunel F. Anomalous absorption of high intensity subpicosecond laser pulses. *Phys Fluids*, 1988, 31(9): 2714~2719
- 12 Rousse A, Audebert P, Geindre J P, et al. Efficient K α X-ray source from femtosecond laser-produced plasmas. *Phys Rev E*, 1994, 50(3): 2200~2207
- 13 Fews A P, Noreys P A, Beg F N, et al. Plasma ion emission from high intensity picosecond laser pulse interactions with solid targets. *Phys Rev Lett*, 1994, 73(13): 1801~1804
- 14 Schnurer M, Kalashnikov M P, Nickles P V, et al. Hard X-ray emission from intense short pulse laser plasmas. *Phys Plasmas*, 1995, 2(8): 3106~3110
- 15 Key M H, Cable M D, Cowan T E, et al. Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research. *Phys Plasmas*, 1998, 5(5): 1966~1972
- 16 Fowler J F, Attix F H. *Solid State Integrating Dosimeter in Radiation Dosimeter*. Vol 11. 2nd ed. New York: Academic Press, 1966
- 17 Moore C I, Ting A, McNaught S J, et al. A laser-accelerator injector based on laser ionization and ponderomotive acceleration of electrons. *Phys Rev Lett*, 1999, 82(8): 1688~1691
- 18 Estabrook K, Kruer W L. Properties of resonantly heated electron distributions. *Phys Rev Lett*, 1977, 40(1): 42~45
- 19 Kruer W L. *The physics of laser plasma interactions*. Reading: Addison-Wesley, 1988. 38~45
- 20 Fabbro R, Max G, Fabro E. Planar laser-driven ablation; Effect of inhibited electron thermal conduction. *Phys Fluids*, 1985, 28(5): 1463~1481