

果表明,这种方法和生长面积、垂直生长速率及拉普拉斯方程等描述生长概率的方法是一致的,说明多重分形谱方法也可确定晶体分形生长的动力学过程。

#### 4.3 电子在固体中的散射

李华等多重分形谱方法描述了二次电子在固体表面出射点的分布,结果显示二次电子分布满足多重分形特征<sup>[8]</sup>。系统研究表明:对相同的材料,随入射电子能量的增加, $\mu_{\min}$ 减小, $\mu_{\max}$ 增加;对相同的入射电子能量,随材料原子序数的减小, $\mu_{\min}$ 增加。因为 $\mu_{\min}$ 对应二次电子出射中心区域的概率(概率大);而 $\mu_{\max}$ 对应出射边缘区域的概率(概率小),所以随入射电子能量的增加和材料原子序数的减小,二次电子出射点的分布更加分散。此外他们还用多重分形谱描述了二次电子在材料体内的空间分布<sup>[8]</sup>。

#### 4.4 沉积模型

固体表面上的固体生长模型(SOS)可广泛地用来描述晶体薄膜的生长。王兵等采用多重分形谱方法研究了在SOS生长过程中生长表面的粗糙度的变化<sup>[12]</sup>。结果表明,多重分形谱的谱宽和谱高 $f(\mu)$ 随薄膜厚度 $h$ 的增加而减小,并且 $f(\mu)$ 和厚度 $h$ 在较宽的

范围内满足 $\mu \sim h^{-1}$ 和 $f(\mu) \sim h^{-2}$ 的关系,其中 $\mu_1 = -0.92$ ,  $\mu_2 = -0.87$ 。用简单分维数表征薄膜生长模型时,可以使用几个不同的定义,得到的分维有相当大的差别,从而在应用时使人感到困惑<sup>[13]</sup>。

#### 参 考 文 献

- [1] 吴自勤. 物理, 1992, 21: 550—555
- [2] 丁菊仁, 柳百新. 物理, 1990, 19: 81—82
- [3] 龙期易, 龙期威, 穆在勤. 物理, 1994, 23: 158—164
- [4] Halsey T C *et al.* Phys. Rev. A, 1986, 33: 1141—1151
- [5] 王坚. 物理, 1992, 21: 747—751
- [6] Lee J, Stanley H E. Phys. Rev. Lett., 1988, 61: 2945—2948
- [7] Blumenfeld R, Aharony A. Phys. Rev. Lett., 1989, 62: 2977—2980
- [8] Li Hua, Ding Zejun, Wu Ziqin. Phys. Rev. B, 1995, 51: 13554—13559; 1996, 53: 16631—16636
- [9] 王晓平, 陈志文, 张庶元等. 电子显微学报(待发表)
- [10] Huang L J, Liu B X, DING J R *et al.* Phys. Rev. B, 1989, 40: 858—861
- [11] Ohta S, Honjo H. Phys. Rev. Lett., 1988, 60: 611—614
- [12] Wang Bing, Wang Yan, Wu Ziqin. Solid State Commun., 1995, 96: 69—72
- [13] Nakamura M. Phys. Rev. B, 1989, 40: 2549—2554, 3358—3359; 1990, 41: 12268—12269

## 超短脉冲超强激光等离子体中新的能量吸收机制\*

曹 莉 华

常 铁 强

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

(北京应用物理与计算数学研究所 北京 100088)

常文蔚 岳宗五

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

**摘 要** 介绍了超短脉冲超强激光等离子体中几种新的能量吸收机制。强激光照射等离子体时,相对论效应导致电子质量增大,相对论电子等离子体频率减小,激光能更深地进入等离子体产生强烈吸收。结合二维粒子模拟结果,着重介绍了真空加热和 $J \times B$ 加热这两种重要的能量吸收机制,粒子模拟结果清晰地描述了这两种吸收机制。

**关键词** 激光等离子体相互作用,超短脉冲超强激光,真空加热, $J \times B$ 加热,二维粒子模拟

\* 国家 863 惯性约束聚变主题项目;惯性约束聚变青年科学基金、中国博士后科学基金、国家自然科学基金资助项目  
1998-10-16 收到初稿,1999-01-04 修回

# NEW ENERGY ABSORPTION MECHANISMS IN PLASMAS PRODUCED BY ULTRASHORT ULTRAIINTENSE LASER PULSES

Cao Lihua

(Applied Physics Department, National University of Defense Technology, Changsha 410073)

Chang Tieqiang

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088)

Chang Wenwei Yue Zongwu

(Applied Physics Department, National University of Defense Technology, Changsha 410073)

**Abstract** New energy absorption mechanisms in plasmas produced by ultrashort ultraintense laser pulses are described. The laser is so bright that the relativistic effect increases electron mass, and the lowering of plasma frequency enables the laser to penetrate into the overdense plasma and strong absorption occurs. The mechanisms, such as vacuum heating and  $J \times B$  heating, are discussed via two-dimensional particle simulations, which clearly indicate both absorption types.

**Key words** laser plasma interaction, ultrashort ultraintense laser pulse, vacuum heating,  $J \times B$  heating, two-dimensional particle simulation

## 1 引言

近年来,随着啁啾脉冲放大(CPA)技术的迅猛发展,新型超短脉冲超强激光的出现,为光与物质相互作用研究提供了前所未有的全新的实验条件与极端的物理条件<sup>[1]</sup>.目前,在小型化的台式激光系统中,已经产生了高重复频率的超短脉冲.在过去的10年中,激光经过聚焦可以达到的光强提高了五六个量级,在不远的将来,将会达到 $10^{21} \text{ W/cm}^2$ ,相应的局域电场将高达 $10^{12} \text{ V/cm}$ ,已是氢原子中束缚基态电子的库仑场强的170倍.由于激光电场很强,激光与物质的相互作用将进入到一个前所未有的高度非线性和相对论的强场范围,从而开创了超短脉冲超强激光物理这样一个全新的前沿学科领域.

快点火概念是Tabak近几年才提出的一种新的激光聚变新途径<sup>[2]</sup>.首先,用通常聚变激光驱动靶丸内爆形成高密度芯;然后用高强度激光照射该高密度芯,在等离子体中烧出一个孔,强大的有质动力推动临界面使其接近靶芯;最后,高强度激光等离子体相互作用产生的

超热电子使芯部点火.该方案使激光聚变的难点从研制大型激光器和增加辐照均匀性转移到超高强度激光的产生及其在靶丸中的能量吸收问题上.超强激光在等离子体中的钻孔效应是实现快点火的关键.

处于激光场中的电子随着激光电场进行高频振荡运动,一旦和其他粒子发生碰撞,这一振荡动能就会变成等离子体的无规则运动的热能,这就是逆韧致吸收,其吸收系数与温度的 $3/2$ 次幂成反比<sup>[3]</sup>.由于超短脉冲超强激光等离子体温度很高,碰撞吸收机制不占主要地位,反常吸收机制成为主要的能量吸收机制.所谓反常吸收是指激光能量通过各种非碰撞机制,部分地转化为等离子体其他形式的波的能量,又称为无碰撞吸收.

由于激光脉冲持续时间极短,激光-靶耦合产生的等离子体来不及膨胀,标志着从临界密度到真空的等离子体密度斜坡距离的特征量,即等离子体密度标长 $L [L = n / (\partial n / \partial x)]$ 很短,加上高强度激光产生巨大的有质动力压缩等离子体,也使等离子体密度标长变短,因此超短脉冲超强激光产生的等离子体具有较短的

密度标长.在这样的条件下,等离子体的各种本征波模式的产生和发展受到抑制,一些新的反常吸收机制出现<sup>[4-13]</sup>.

超短脉冲激光辐照靶的能量吸收过程包括许多非线性吸收过程,对这样强的非线性问题欲求其解是很困难的,现有的实验条件还无法测到如此快过程的细节,因此计算机模拟是必不可少的研究方法.粒子模拟是其中一种简单有效的研究方法.

本文结合二维粒子模拟结果,介绍真空加热(vacuum heating)和  $J \times B$  加热两种重要的吸收机制.

## 2 真空加热

当线性极化激光斜入射到等离子体(其密度标长  $L < \lambda$ ,  $\lambda$  为激光波长)上时,真空-等离子体表面的电子被光场的垂直于真空-等离子体界面的分量拉入真空中振荡加热,称为真空加热.

Brunel 用一维电容器模型理论描述了真空加热机制产生的条件和原理,并用 1/2 维(空间 1 个分量,速度 3 个分量)静电粒子模拟程序进行了模拟计算,观察  $t = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi, 5\pi/2$  时刻电子在相空间  $(x, v_x)$  的分布( $\omega$  为激光圆频率),清楚地看到了电子被垂直于等离子体表面的电场拉出至真空区域,部分电子振荡返回等离子体中,以及电子被加速的过程<sup>[4]</sup>.下面是真空加热机制的理论分析.

考虑一维电容器模型,假设  $x = 0$  是理想导体,  $x < 0$  是真空,并存在外场  $E_{\text{ext}} = E_0 \sin \omega t$ ,离子保持不动.当  $t > 0$  时,电场加到导体表面,为保持导体表面( $x = 0$ )的零电场,电子被拉出导体,第  $r$  个电子感受的电场为

$$E(x_r) = E_{\text{ext}} + E_r, \quad (1)$$

这里  $E_r$  是被拉出的电子产生的静电场,由泊松方程确定:

$$E_r = -4\pi e \int_{x_1(t)}^{x_r(t)} n dx, \quad (2)$$

其中  $n(x)$  是电子数密度分布,  $x_1(t)$  和  $x_r(t)$  分别是第一个(即最左边)和第  $r$  个电子的位置.由于真空区域外加电场  $E_{\text{ext}}$  仅随时间变化,粒子不能相互超越,所以  $E_r$  不随时间变化,可由初值条件( $t = t_r, x = 0$  时,  $x_r = 0, E = 0$ )确定.

$$E(x_r = 0) = E_{\text{ext}}(t_r) + E_r = 0, \quad (3)$$

$$E_r = -E_{\text{ext}}(t_r). \quad (4)$$

按照电子运动方程,  $dv_r/dt = -eE/m$ , 可求得电子的位置和速度

$$v_r = v_{\text{osc}}(\cos \omega t - \cos \omega t_r) + v_{\text{osc}}(\omega t - \omega t_r) \sin \omega t_r, \quad (5)$$

$$x_r = (v_{\text{osc}}/\omega)(\sin \omega t - \sin \omega t_r) - v_{\text{osc}}(\omega t - \omega t_r) \cos \omega t_r + v_{\text{osc}}(\omega t - \omega t_r)^2 \sin \omega t_r / 2, \quad (6)$$

其中  $v_{\text{osc}} = eE_0/m\omega$ . 令  $x_r = 0$ , 由(6)式可求出  $t_r$ , 再由(5)式得到  $v_{r,0} = v_r(x_r = 0)$ .

在一个周期内吸收的能量为

$$W_{\text{abs}} \cong \int_0^{5/2} (\frac{1}{2} m v_{r,0}^2) (n v_{r,0} dt). \quad (7)$$

将  $W_{\text{abs}}$  改写成

$$W_{\text{abs}} = N \frac{1}{2} m v_{\text{osc}}^2, \quad (8)$$

其中  $N = E_0/4\pi e$  是能被光场拉出的最大电子数,粒子模拟实验得出的拟合值为  $N = 1.75 \cdot (1 + 2 v_{\text{th}}/v_{\text{osc}})^{4/3}$ ,  $v_{\text{th}}$  是电子热运动速度. 一个周期内吸收的功率密度为

$$I_{\text{abs}} = \frac{E_0^2}{2} v_{\text{osc}} \frac{E_0^2}{8}. \quad (9)$$

共振吸收的理论分析表明<sup>[3,4]</sup>,波破时,电场的饱和振幅值为  $E_{\text{br}} = m(2v_{\text{osc}}L)^{1/2}/e$ , 如果  $L < v_{\text{osc}}/2$ , 共振吸收中的电场振幅将小于驱动场,共振吸收机制无效.

从能量方面来看,波破时,共振场储存的最大能量为  $W_{\text{res}} = (E_{\text{br}}^2/8)L, l \cong (2v_{\text{osc}}L)^{1/2}/\omega$ . 如果这些能量全部丢失,将耗时  $t_{\text{br}} \cong (8L/v_{\text{osc}})^{1/2}$ , 所以最高的能量吸收率为  $I_{\text{abs}} = W_{\text{res}}/t_{\text{br}} \cong (E_0^2/8)L$ . 如果  $L > v_{\text{osc}}/2$ , 共振吸收机制吸收的能量将小于真空加热机制吸收的能量,此时将主要通过真空加热机制吸收激光能量,共振吸收机制可不予考虑.

二维粒子模拟可清晰地观察电子被加热的

过程及其特征. 假设线性极化激光斜入射到  $x$  方向非均匀分布的等离子体上, 入射角  $\theta = 45^\circ$ , 激光波长  $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ , 激光脉冲形状为高斯分布,  $f(t) = \exp[-(t - t_0)^2/2\sigma^2]$ ,  $t_0 = 2.5$ ,  $\sigma = 50\text{fs}$ , 激光峰值功率密度  $I = 8.9 \times 10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$ . 线性分布等离子体长度为  $0.4$ , 密度标长为  $L = 0.2$ , 过稠密等离子体分布长度为  $0.6$ , 密度为  $2n_c$ ,  $n_c$  是临界密度(临界密度处等离子体振荡频率等于入射激光频率), 左端真空长度为  $2$ , 系统大小为  $3 \times 1.41$ .

在真空-等离子体表面 ( $x \sim 2$ ), 巨大的激光电场的纵向分量(沿  $x$  方向)将电子从等离子体中拉出, 部分被拉出的电子以振荡速度返回等离子体, 其余部分仍滞留在真空区域, 产生一个直流静电场(图 1), 该电场将阻止电子继续离开等离子体, 阻碍电荷分离的继续产生. 等离子体-真空界面的附近的电子被  $x$  方向的静电场加速至高能, 产生超热电子(图 2).

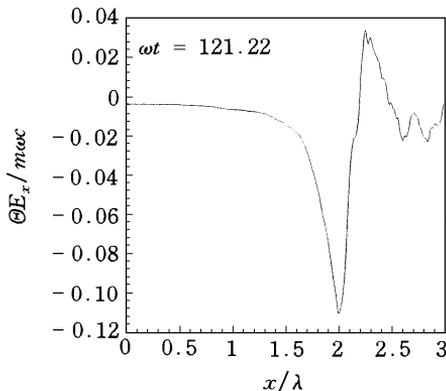


图 1  $t = 121.22$  时纵向电场的分布

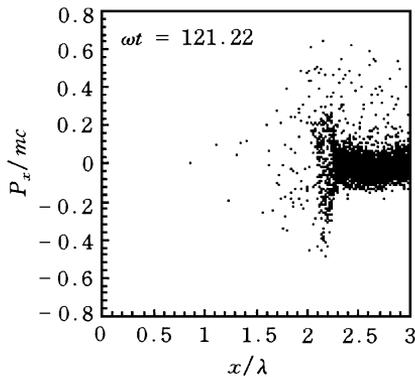


图 2  $t = 121.22$  时电子在相空间 ( $P_x, x$ ) 的分布

从电子的能谱分布可以清楚地看到电子的加速. 电子通过真空加热机制吸收激光能量, 温度上升. 在  $t = 181.84$  时, 电子能量分布近似呈现双麦克斯韦分布(见图 3), 其中低能电子代表初始时刻的热电子分布, 高能电子代表被加热的电子, 高能电子的平均温度为  $22\text{keV}$ . 随着激光能量的继续注入, 超热电子数目继续增多, 能量继续增大,  $t = 303.06$  时, 电子动能分布近似为 3 个麦克斯韦分布(图 4), 其温度分别为  $3.4, 18.6$  和  $48.7\text{keV}$ .

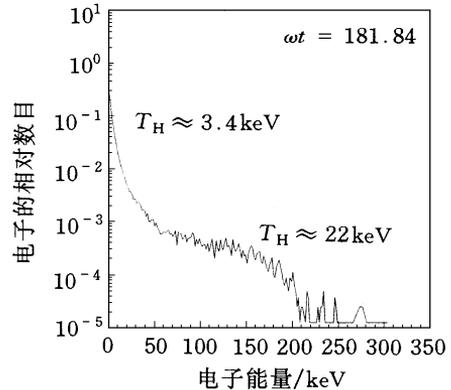


图 3  $t = 161.84$  时电子的能谱

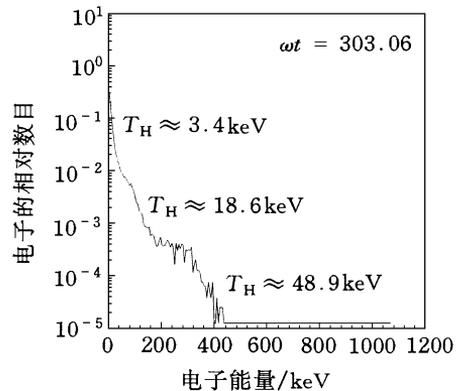


图 4  $t = 303.06$  时电子的能谱

粒子模拟结果表明, 当激光达峰值功率密度时, 能量吸收系数大致为  $50\%$  ( $L = 0$ ),  $60\%$  ( $L = 0.1$ ),  $69\%$  ( $L = 0.2$ ), 与物理分析基本一致.

### 3 J × B 加热

Kruer 指出, 强激光与等离子体相互作用  
物理

时,巨大的有质动力的振荡分量可加热电子产生吸收,称为  $J \times B$  加热<sup>[5]</sup>. 为说明  $J \times B$  加热机制,可先不考虑相对论效应. 假设等离子体中存在一线极化的激光电场  $E = E_L(x) \times (\sin \omega t) \hat{y}$ , 该激光电场产生的有质动力为  $f_p = -\frac{e^2}{4m_0} |E|^2$ , 若记  $v_L = eE_L/m_0$ , 则有质动力可表示为  $f_p = -\frac{m}{4} \frac{\partial}{\partial x} v_L^2(x) (1 - \cos 2\omega t) \hat{x}$ , 有质动力的时间平均项使等离子体密度轮廓变陡, 其振荡项部分将驱动电子产生等离子体加热, 相应的驱动电场大小为  $\frac{eE_0}{m} = -\frac{1}{4} \frac{\partial}{\partial x} v_L^2(x) \cos 2\omega t$ . 由于电场振幅正比于  $\partial v^2/\partial x$ , 所以入射激光强度越高, 场梯度越大, 该加热机制越有效. 由于电子在巨大的入射激光场中产生强烈的相对论振荡运动, 在入射电场方向 ( $y$  方向) 运动速度很大, 使得洛伦兹力  $q_e v_y B_z \hat{x}/c$  很大, 可以与电场力  $q_e E_y \hat{y}$  相比, 在洛伦兹方程中必须考虑  $(v \times B)/c$  项的影响.

二维粒子模拟结果可清楚地看到电子的加速及其特征. 假设一束线性极化的激光垂直入射到均匀分布的过稠密等离子体平板上, 入射平面在  $xy$  平面内, 激光强度  $I_0 = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ , 激光波长  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ , 相应的激光频率  $\omega = 1.78 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ , 临界密度  $n_c = 0.9968 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , 激光脉冲在 5 个激光振荡周期 ( $t_{\text{rise}} = 10$ ) 内按正弦函数上升达到最大, 此后一直保持不变. 系统大小选为  $5 \times 2.5$ , 左边真空长度为  $L_{\text{vac}} = 2$ , 电子初始平均温度  $1 \text{ keV}$ , 电子和离子温度比  $T_e/T_i = 3$ . 等离子体密度为  $4n_c$ .

从粒子模拟得到的电子在相空间  $(x, P_x)$  的分布 (见图 5) 可以看到, 若干群电子被加速至高能 (MeV 量级), 这些高能电子的空间位置间隔大致为半个激光波长, 这是由于有质动力的振荡分量随时间以  $2\omega$  的频率变化, 每隔半个激光振荡周期, 电子就被有质动力的振荡分量沿正  $x$  方向加热, 所以被加速的高能电子在相空间  $(x, P_x)$  中的分布间隔半个激光波长.

相对论效应导致电磁波更深地进入等离子

体, 激光电场的巨大的有质动力的振荡分量强烈地加热电子, 从而产生超热电子. 超热电子的温度可达 MeV 量级 (见图 6). 尽管等离子体密度高于临界密度, 由于相对论效应和  $J \times B$  加热机制, 仍然有 20%—30% 的入射激光能量为等离子体所吸收, 吸收效率还是相当可观的. 当入射强激光脉冲为空间有限大小时, 会产生钻孔 (boring) 效应, 所产生的这些 MeV 量级的超热电子将使芯部点火, 实现一种新的快点火方案, 从而实现激光聚变<sup>[2]</sup>.

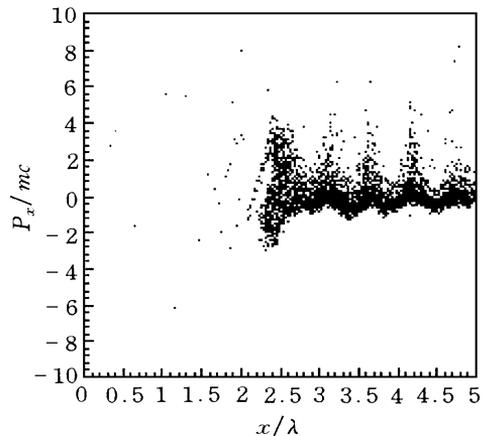


图 5 电子在相空间  $(x, P_x)$  的分布 ( $t = 104.13$ )

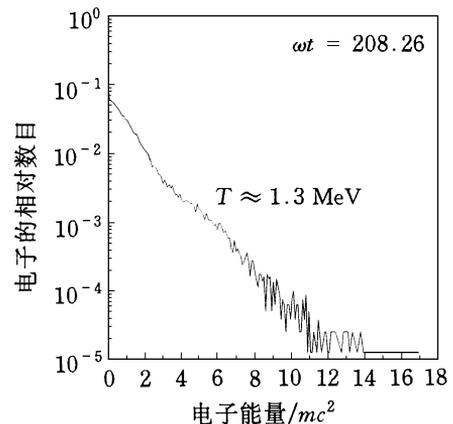


图 6  $t = 208.26$  时的电子能谱

#### 4 结束语

超短脉冲超强激光与等离子体相互作用中出现的新现象, 是传统意义上的激光等离子体相互作用理论无法描述的, 作为近几年才开始

发展的超短脉冲超强激光等离子体物理这一新兴的前沿学科领域,它在 X 射线激光、X 射线波段的高次谐波相干辐射、新型的粒子加速器、超快高能 X 射线光源和“快点火”惯性约束聚变等方面,都有着广泛的应用前景.有关新的物理现象和新的能量吸收机制的探索和研究也正在进之中.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Mourou C A, Barty C P H, Perry M D. Phys. Today, 1998, 51: 22—23
- [ 2 ] Tabak M, Hammer J, Ginsky M E *et al.* Phys. Plasmas, 1994, 1: 1626—1634
- [ 3 ] 常铁强等. 激光等离子体相互作用与激光聚变. 长沙: 湖南科学技术出版社, 1991. 23—35
- [ 4 ] Brunel F. Phys. Rev. Lett., 1987, 59: 52—55
- [ 5 ] Kruer W L, Estabrook K. Phys. Fluids, 1985, 28: 430—432
- [ 6 ] Gibbon P. Phys. Rev. Lett., 1994, 73: 664—667
- [ 7 ] Denavit J. Phys. Rev. Lett. 1992, 69: 3052—3055
- [ 8 ] Wilks S C. Phys. Fluids B, 1993, 5: 2603—2608
- [ 9 ] Cao Lihua, Chang Wenwei, Yue Zongwu. Phys. Plasmas, 1998, 5: 499—502
- [ 10 ] 曹莉华, 常文蔚, 岳宗五等. 中国激光, 1997, A24: 947—951
- [ 11 ] 曹莉华, 常文蔚, 岳宗五等. 强激光与粒子束, 1998, 19: 80—83
- [ 12 ] Rozmus W, Tikhonchuk V. Phys. Rev. A, 1990, 42: 7401—7412
- [ 13 ] Gamaliy E G, Dragila R. Phys. Rev. A, 1990, 42: 929—935
- [ 14 ] Estabrook K G, Kruer W L. Phys. Rev. Lett., 1978, 40: 42—50

## 激光极化<sup>129</sup>Xe 的生物磁共振成像研究进展\*

孙献平 曾锡之

(中国科学院武汉物理与数学研究所, 波谱与原子分子物理国家重点实验室 武汉 430071)

**摘 要** 激光光抽运自旋交换方法能够极大地增强<sup>129</sup>Xe 核自旋极化, 其获得的非平衡极化度远远高于在相同磁场里玻尔兹曼平衡值. 增强的核自旋极化度, 可以使<sup>129</sup>Xe 核磁共振的灵敏度提高 $10^4—10^5$ 倍, 导致激光增强极化的<sup>129</sup>Xe 在自然科学、生物和医学等方面许多新的研究和应用. 文章介绍了激光极化气体<sup>129</sup>Xe 的生物磁共振成像研究的进展.

**关键词** 激光极化气体<sup>129</sup>Xe, 生物磁共振成像, 核自旋极化

### PROGRESS IN THE STUDY OF BIOLOGICAL MR IMAGING USING LASER - POLARIZED <sup>129</sup>Xe

Sun Xianping Zeng Xizhi

(State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics,  
Wuhan Institute of Physics and Mathematics, The Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071)

**Abstract** Large spin polarization can be produced in <sup>129</sup>Xe nuclei by laser optical pumping and spin exchange. The amplification factors of the nuclear spin polarization of laser - polarized <sup>129</sup>Xe are in the range of  $10^4—10^5$  times the Boltzmann polarization of the <sup>129</sup>Xe in the same magnetic field.

\* 国家自然科学基金资助项目

1998 - 10 - 20 收到初稿, 1998 - 12 - 07 修回