

激光等离子体中高能电子各向异性压强的粒子模拟

王宸朕 董全力 刘苹 吴奕莹 盛政明 张杰

Particle simulation study on anisotropic pressure of electrons in laser-produced plasma interaction

Wang Cheng-Zhen Dong Quan-Li Liu Ping Wu Yi-Ying Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 115203 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.115203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.115203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超强激光与固体气体复合靶作用产生高能氦离子

Helium ions acceleration by ultraintense laser interactions with foil-gas target

物理学报.2017, 66(8): 085201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.085201>

Gd 靶激光等离子体 6.7nm 光源的实验研究

Experimental research on laser-produced Gd target plasma source for 6.7 nm lithography

物理学报.2015, 64(23): 235202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.235202>

激光诱导击穿火焰等离子体光谱研究

Spectroscopic study on the laser-induced breakdown flame plasma

物理学报.2015, 64(4): 045202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.045202>

基于神光 III 原型的背向散射实验技术研究

Backscattered Light diagnostic technique on Shen Guang-III prototype Laser Facility

物理学报.2013, 62(17): 175202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.175202>

激光-纳米丝靶相互作用过程中超热电子的加热机理研究

Heating mechanism of hot electrons in the interaction between laser and nanolayered target

物理学报.2012, 61(22): 225202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.225202>

激光等离子体中高能电子各向异性压强的 粒子模拟*

王宸朕¹⁾ 董全力^{1)3)†} 刘莘¹⁾ 吴奕莹¹⁾ 盛政明²⁾³⁾ 张杰²⁾³⁾

1)(鲁东大学物理与光电工程学院, 烟台 264000)

2)(上海交通大学物理与天文学院, 上海 200240)

3)(上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2017年3月3日收到; 2017年4月23日收到修改稿)

直接驱动惯性约束聚变(ICF)的实现需要对靶丸进行严格的对称压缩, 以达到自持热核反应(点火)所需的条件. 快点火方案的应用降低了对靶丸压缩对称性以及驱动能量的要求, 但压缩及核反应过程中良好的靶丸对称性无疑有助于核反应增益的提高. 本文研究了快点火方案中高能电子注入高密等离子体后导致的各向异性电子的压强张量. 这一现象存在于ICF快点火方案中的高能电子束“点火”及核反应阶段. 鉴于高能电子加热离子过程以及靶丸核反应自持燃烧过程的时间较长, 高密靶核会由于超高的各向异性压强的作用破坏高密靶丸的对称性, 降低核燃料密度, 进而降低了核燃料燃烧效率以及核反应增益.

关键词: 各向异性压强, 粒子模拟, 快点火

PACS: 52.27.-h, 52.38.-r, 52.65.-y, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.66.115203

1 引言

惯性约束聚变中心点火方案是指在非常短的时间尺度内利用高能量高功率密度的脉冲激光均匀照射氘氚燃料靶丸^[1], 该过程产生的靶面物质等离子体外向喷射的反冲作用将靶内物质快速地压缩至超高密度(约为 10^{24} cm⁻³)、超高温(约为 10^8 K)和超高压强(约为 10^{10} atm)状态^[2], 同时利用物质自身的惯性将该状态维持一定的时间(约为 10^{-9} s)^[3], 使之达到自持热核反应所需条件, 业内称之为“点火”^[4]. 为了能够将靶丸顺利地压缩至以上状态, 需要在压缩过程中严格保持靶丸的对称性. 影响靶丸对称压缩的初始性条件有很多, 包括驱动光源的对称性、作为热核燃料靶丸的球形度、壁厚的均匀性、表面粗糙度、壳层密度分布、壳层材料的组成和掺杂水平以及靶丸装配偏心程度等. 在惯性约束聚变(ICF)的内爆实验中, 通常对称布

置多路高能量、高功率密度的脉冲激光^[5,6], 同时照射到球形氘氚靶丸上. 靶压缩对称性对激光辐照的空间分布极为敏感. 驱动光源光束强度的不均匀性易激发压缩靶面的流体力学稳定性, 如 Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性等^[7,8]. 为实现高效的对称内爆和高增益, 其驱动辐照不均匀性必须控制到1%以下^[2,5]. 靶丸表面的粗糙度以及小尺度的靶面变形也会导致内爆压缩过程中流体力学不稳定性的出现与增长^[5,9-11]. 瑞利-泰勒不稳定性是影响激光内爆对称压缩靶丸的重要问题之一, 容易发生在内爆压缩的加速阶段和减速阶段^[12]. 它能够使靶丸初始的不均匀特征在压缩过程中呈指数增长, 从而极大地降低靶丸结构的对称和完整, 破坏性很大^[13,14]. 在美国国家点火装置上进行的惯性约束聚变氘氚内爆实验中, 测量到的中子产额和热斑压强明显低于模拟数值, 其原因就是因为靶丸的面密度不均匀性破坏了压缩壳层的稳定性, 并且极

* 国家自然科学基金(批准号: 11674146, 11274152)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qldong@aphy.iphy.ac.cn

大地影响了内爆动能转化为热斑内能^[15].

针对中心点火方案中出现的流体力学不稳定性导致的靶丸压缩问题, 业内提出了将“压缩”和“点火”两个过程分开进行的“快点火”技术方案^[16]. 在压缩阶段利用纳秒长脉冲激光束对靶丸进行高度对称压缩, 当聚变燃料被均匀压缩到最大密度时, 将一束超短脉冲强激光聚焦在靶丸表面(光强 $>10^{20}$ W/cm²), 极高的有质动力在靶丸表面的等离子体临界密度面上“打洞”, 并将临界密度面向靶芯的高密核处挤压. 在这个过程中产生的大量的能量高达 MeV 的电子穿透临界密度面射入高密核, 并将能量传输给核燃料离子, 使其温度迅速升至点火所要求的 5—10 keV 的高温, 实现对靶丸的快速点火. 由于 ICF 快点火方案降低了对靶设计、光束质量以及辐照均匀性的严格要求, 因而很快成为 ICF 研究中的一个重要方向. 科学家们对快点火方案涉及的诸多物理和技术问题进行了理论与分解实验研究, 并取得了较好的研究结果. 比如, 针对“点火”过程需要的超短脉冲强激光及其所产生的高能电子在高密核外围等离子体中存在各种传输不稳定性, 通过采用锥球靶, 吴凤娟等^[17]对强激光与锥型三明治结构靶相互作用快电子束的产生与传输进行了粒子模拟, 并且在相同激光参数下与其他锥型靶的作用结果进行了比较. 采用锥型靶的目的就是让点火激光脉冲通过锥壳屏蔽的空间直接与压缩后的高密度靶核相互作用, 产生高能电子实施点火, 避免了激光以及高能电子在较低密等离子体区的传输不稳定性, 提高了靶丸核反应效率与中子产额^[18]. 2005年, 谷渝秋等^[19]利用 3 TW 飞秒激光器与固体靶相互作用, 研究了超热电子构成各向异性的能量分布, 而针对快点火中相对论电子束能量沉积的问题, 周沧涛等^[20,21]在物理建模、程序研制以及数值模拟研究等方面做了大量工作, 同时在激光驱动强流电子束的产生和控制方面做了细致的研究.

快点火方案中, 高能电子束注入到高密靶核里, 需要有效地将其能量沉积给燃料离子, 同时也给高密靶丸带来了对称性问题. 由于高能电子仅从一个方向注入, 其所造成的压强张量必然是各向异性的. 在电子将能量转移给燃料离子以及核反应持续发生这一较长时间内, 电子各向异性压强张量预期将通过影响核燃料的空间分布, 进而影响到核燃料的燃烧效率及核反应过程的增益. 但之前的研究显然对此效应影响点火过程及结果缺乏评估与研

究^[22]. 本文利用一维粒子模拟 (PIC), 研究了激光等离子体相互作用过程中产生的高能电子^[23]及其对等离子体内部产生的超高压强的各向异性特征. 由于目前人们通过在快点火方案压缩阶段结束后引入外加磁场来引导或者束缚高能电子对高密压缩核的注入及能量沉积^[24], 本文亦研究了背景磁场对各向异性电子压强张量的影响.

2 基本方程

压强张量的定义式为^[25-30]

$$P_{eij} = m_e \int (v_i - u_i)(v_j - u_j) f dv \quad (i, j = x, y, z), \quad (1)$$

其中 f 为电子的速度分布函数, $u = \frac{1}{n} \int v f dv$ 为电子平均速度, m_e 表示电子质量, v 表示电子速度. 我们将电子数密度表示为 $n_e = \int f dv$, 最终可以将 (1) 式压强张量的积分形式改写成

$$P_{eij} = m_e n_e \langle (v_i - u_i)(v_j - u_j) \rangle, \quad (2)$$

(2) 式中的 $\langle \dots \rangle$ 表示对其中的物理量进行加权平均. 所以靶物质内某点处的压强状态在直角坐标系下可以表示为张量:

$$\mathbf{P}_e = \begin{bmatrix} P_{e_{xx}} & P_{e_{xy}} & P_{e_{xz}} \\ P_{e_{yx}} & P_{e_{yy}} & P_{e_{yz}} \\ P_{e_{zx}} & P_{e_{zy}} & P_{e_{zz}} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

压强张量有 6 个独立分量. 物体在压强张量作用下的形变分为体积变化和形状变化两部分, 其中体积变化取决于各向同性压强, 形状变化取决于各向异性压强. 我们将压强张量 \mathbf{P}_e 进行分解, 取三个主轴 $P_{e_{xx}}, P_{e_{yy}}, P_{e_{zz}}$ 中数值最小的分量记为标量压强 P_{em} , 构成各向同性压强张量; 用压强张量减去各向同性压强张量之后得到的就是导致形变的各向异性压强张量, 记作 π_{eij} . 于是有

$$\begin{bmatrix} \pi_{e_{xx}} & \pi_{e_{xy}} & \pi_{e_{xz}} \\ \pi_{e_{yx}} & \pi_{e_{yy}} & \pi_{e_{yz}} \\ \pi_{e_{zx}} & \pi_{e_{zy}} & \pi_{e_{zz}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{e_{xx}} & P_{e_{xy}} & P_{e_{xz}} \\ P_{e_{yx}} & P_{e_{yy}} & P_{e_{yz}} \\ P_{e_{zx}} & P_{e_{zy}} & P_{e_{zz}} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} P_{em} & 0 & 0 \\ 0 & P_{em} & 0 \\ 0 & 0 & P_{em} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

若系统处在热平衡状态, 人们可以利用理想气体状态方程计算各向同性压强:

$$|P_e| = n_e k_B T_e, \quad (5)$$

其中 P_e 为电子的标量压强, n_e 为电子数密度, $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K 为玻尔兹曼常数, $T_e = m_e v^2 / (3k_B)$ 为电子温度. 多粒子系统通过粒子间的相互作用实现能量和动量的交换, 最终达到热平衡态 [29,31-35]. 可以大致估算一下激光等离子体需要经过多长时间能达到平衡. 电子的碰撞频率 $\nu_{ee} = 2.91 \times 10^{-6} n_e \ln \Lambda T_e^{-3/2}$ s⁻¹, 其中 $n_e = 10^{27}$ m⁻³, $\ln \Lambda = 10$, $T_e = 10^8$ K, 可计算出电子的碰撞频率大约为 10^{10} s⁻¹. 若我们设置的激光脉宽为 1 ns, 则电子碰撞一次大概需要经历 1/10 个激光脉冲的时间, 即在激光脉冲时间内, 电子可运动至平衡状态. 但实验表明较高能量的激光可能会产生部分高能电子. 这部分电子可占总数的 1/10, 其温度可达几百 keV, 热化过程比较慢, 且其能量空间分布亦不均匀, 必须直接利用压强张量定义式对各向异性压强张量 π_e 进行计算. 在本文中我们利用一维 PIC 模拟产生各向异性分布的高能电子并探讨其压强张量 P_e 的特征.

3 PIC 模拟结果

3.1 PIC 模拟参数设置

模拟中我们对激光场的部分参数进行了如下设置: 无量纲化的电场振幅峰值 $a_0 = \frac{eE_0}{m_e \omega c}$ 为 2.7; 激光波长为 1 μm; 激光场的功率密度 $I = 1.0 \times 10^{19}$ W/cm²; 脉冲包络为高斯型, 脉

宽 $\tau = 30\tau_0 \approx 100$ fs, τ_0 为激光周期; 激光的入射角度为 45°; 偏振方向为 P 偏振; 初始的电子温度设置为 2.0 eV. 图 1 (a) 中红线给出了靶物质的初始电子密度分布, 横坐标是以波长 λ 为单位的空间长度 L , 右侧纵坐标是以临界密度 n_c 归一化的电子密度. 横坐标 $8\lambda-16\lambda$ 是电子密度分布为 e 指数增长区域, $16\lambda-20\lambda$ 是电子密度为 $5n_c$ 且均匀分布的高密区域, $0-8\lambda$ 和 $20\lambda-28\lambda$ 是密度为零的真空区域, 临界密度 n_c 的位置在 13.5λ 处. 考虑到激光等离子体中存在极强的自生磁场, 而且在 ICF 快点火方案压缩阶段结束后, 可利用外加磁场进行高能电子注入引导或者约束提高其能量向燃料离子的淀积效率. 我们还将讨论背景磁场对各向异性压强特征的影响.

3.2 无背景磁场条件下各向异性压强的特征

图 1 是在激光与靶物质相互作用过程中, 电子密度 (图 1 (a)) 以及电子动量 (图 1 (b)) 的时空分布. 由于在临界密度处激光场强梯度最大, 有质动力一方面导致电子密度凹坑的形成, 另一方面将电子加速至超高能量. 当这些高能电子进入到高密区域, 激发了高密区域等离子体的振荡, 如图 1 (a) 中黑线表示的 $75\tau_0$ 时刻的电子密度分布 (右侧纵坐标) 所示. 图 1 (a) 中的电子密度的时空演化 (左侧纵坐标, 时间 t) 更加清晰地体现出这一点. 从图 1 (b) 的电子动量的时空分布中可以看出, 电子动量空间分布具有一定的周期性, 这显示了高能电子主要是由激光有质动力加速而成, 这些高能电子进入到高密区

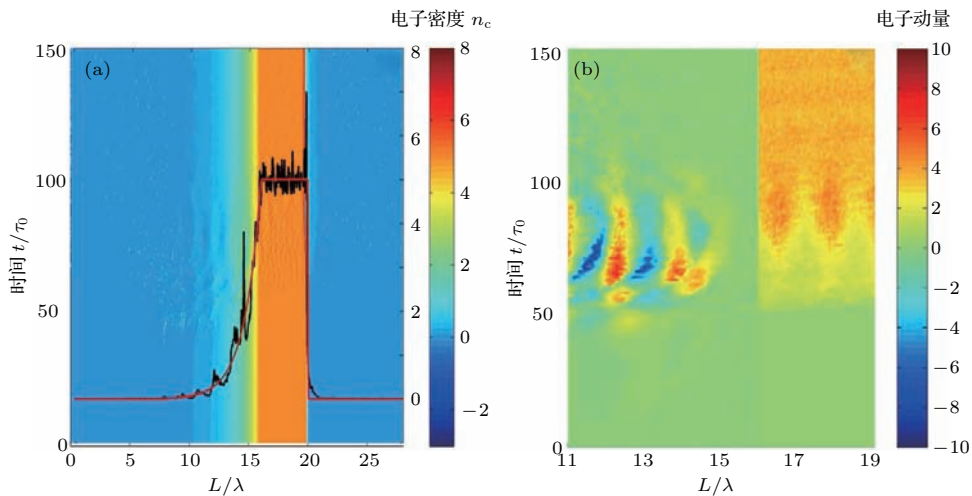


图 1 (网刊彩色) (a) 电子密度分布; (b) 电子动量分布

Fig. 1. (color online) (a) Electron density distribution; (b) electron momentum distribution.

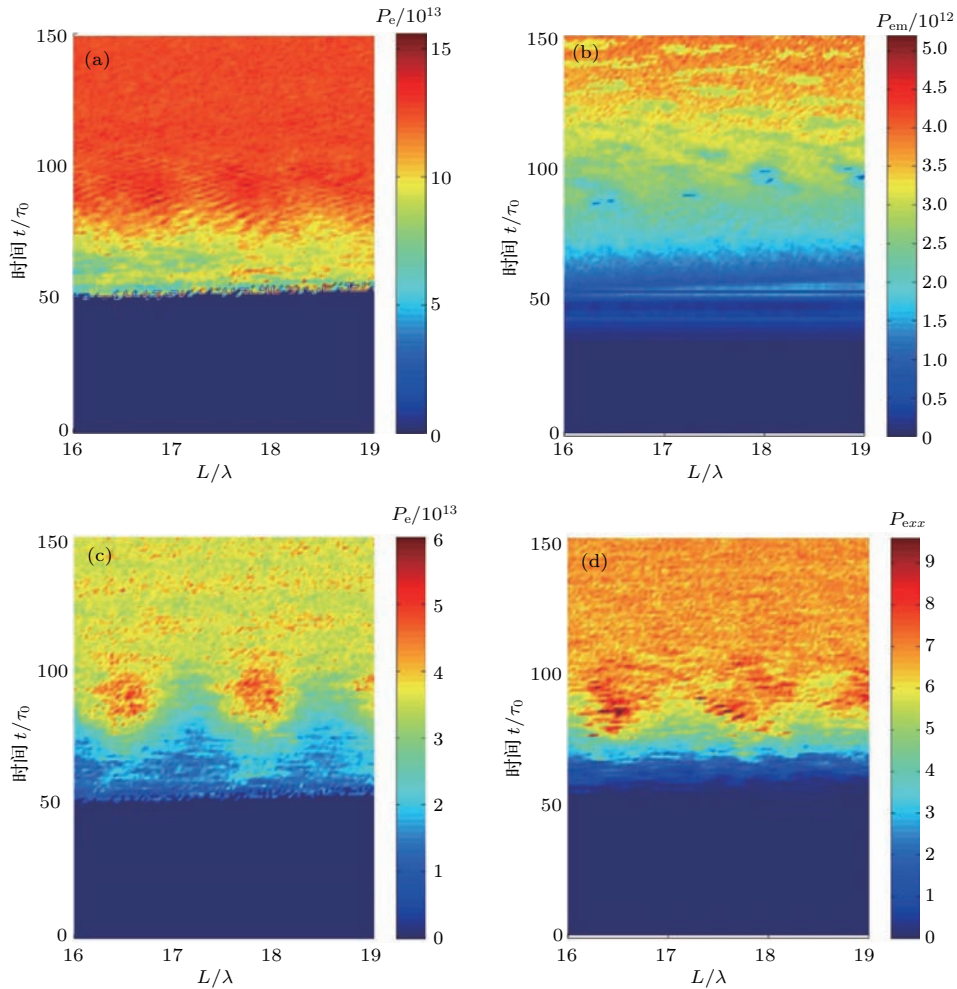


图2 (网刊彩色) (a) 各向同性压强 P_e ; (b) 各向同性压强 p_{em} ; (c) 沿 X 方向上电子动量 p_e ; (d) 电子的压强张量 $P_{e,xx}$
 Fig. 2. (color online) (a) Isotropic pressure P_e ; (b) isotropic pressure P_{em} ; (c) electron momentum along the X direction p_e ; (d) pressure tensor of electron $P_{e,xx}$.

域后保留了这一群特征. 同时随着激光作用时间的延续, 高密区域中高能电子的动量以及数目明显地增大、增多, 其加速机制获取的周期性特征在 $100\tau_0$ 后逐渐消失.

图2(a)和图2(b)是在 16λ — 19λ 的高密区域中利用(5)式求得的各向同性压强 P_e 和利用压强张量分量求得的各向同性压强 P_{em} 的时空分布图. 从图2(a)中可以看出, 各向同性压强随时间变化得比较平缓, 在空间分布上也呈现出较为均匀的态势. 但图2(b)呈现出与图2(a)不同的趋势, P_{em} 的时空演化有较大振荡, 而在数值上也明显比 P_e 要小 $1/20$ 之多. 从图2(c)在 X 方向的电子动量的时空分布可知, 在 $50\tau_0$ 时刻以后, 高密区域才开始有高能电子进入, 与此同时图2(d)中电子的压强张量分量 $P_{e,xx}$ 也开始逐步增大, 并且可以发现压强张量分量 $P_{e,xx}$ 随着 X 方向的电子动量 p_e 的变化而

变化, 二者几乎是同步进行的, 表明在高密区域的压强张量是由于电子的进入而导致的. 压强张量是各向同性和各向异性压强之和, 当电子达到热平衡状态之后, 则表现出各向同性压强的特征及性质, 但高能电子却由于短时间内无法达到热平衡态, 主要导致各向异性压强.

图3(a)给出了 $65\tau_0$ 时刻各向异性压强张量 π_e 的6个独立分量, 可见6个压强分量无论是在大小、方向, 还是在变化趋势上均有较大差异. 最明显的差异是各个方向上的压强分量大小不尽相同. $\pi_{e,xx}$ 是其中最大的各向异性压强分量值, 而 $\pi_{e,zz}$ 值最小. $\pi_{e,xx}$, $\pi_{e,yy}$ 和 $\pi_{e,xy}$ 明显地以不同的振动幅度随着空间变化而振荡, 其原因是电子被激光有质动力加速的过程中, 产生的电子动量具有一定的空间周期性. 所以高密区域内各向异性压强的产生归因于空间分布不均匀的高能电子群.

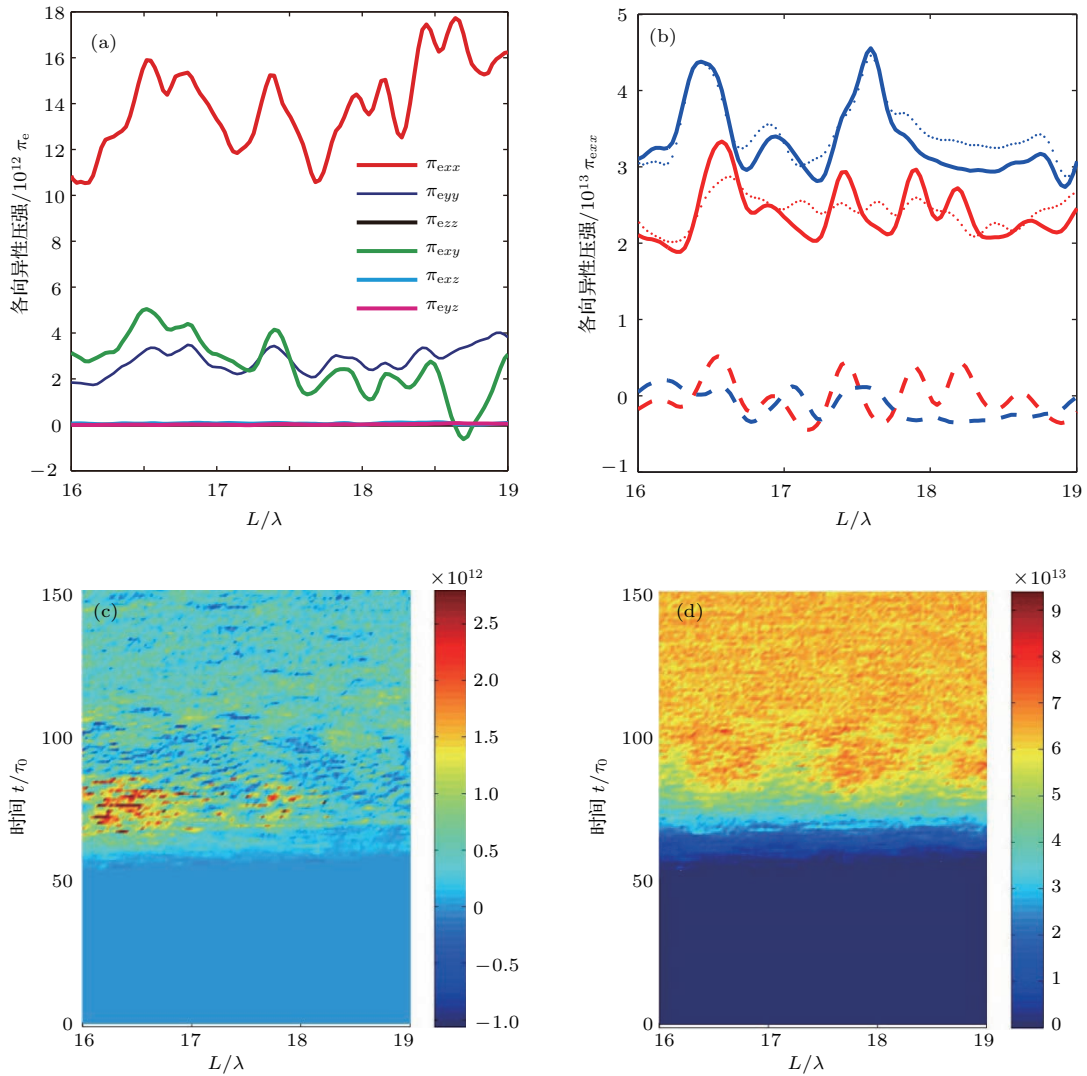


图3 (网刊彩色) (a) $65\tau_0$ 时刻各向异性压强张量 π_e ; (b) $75\tau_0$ (红色)和 $85\tau_0$ (蓝色)时刻的 π_{exx} , 虚线是低能电子的贡献, 点线是高能电子的贡献, 实线是总的电子贡献值; (c) 低能电子对 π_{exx} 的贡献; (d) 高能电子对 π_{exx} 的贡献

Fig. 3. (color online) (a) Anisotropic pressure π_e on the moment of $65\tau_0$; (b) π_{exx} on the moment of $75\tau_0$ (red) and $85\tau_0$ (blue), the contribution of thermal electrons dashed line, the contribution of hot electrons is dotted line, the contribution of electron is real line; (c) the contribution of thermal electrons to π_{exx} ; (d) the contribution of hot electrons to π_{exx} .

图3(b)是在 $75\tau_0$ (红色线条)和 $85\tau_0$ (蓝色线条)两个时刻的各向异性压强 π_{exx} 随空间的变化情况. 图中虚线表示低能电子对 π_{exx} 的贡献, 点线表示高能电子对 π_{exx} 的贡献, 实线则表示高密度区域内总的各向异性压强 π_{exx} 值. 从图3(b)可以更清晰地看出, 高能电子对 π_{exx} 的贡献远超出低能电子, 并且在总的各向异性压强 π_{exx} 中占据主导地位. 图3(c)和图3(d)分别是高密度区域中高能电子和低能电子对各向异性压强 π_{exx} 贡献的时空演化图. 随着作用时间的延长, 低能电子对各向异性压强的贡献逐渐减少, 最终趋于一个较小且稳定

的数值范围. 从数目上看, 高密度区域中的高能电子数目远远小于低能电子. 在 $65\tau_0$ 时刻以前高能电子所占比例不到总电子数的5%, $75\tau_0$ 时刻为止所占比例不超过15%, 而 $85\tau_0$ 时刻及以后高能电子所占比例基本趋于一个稳定值, 大约为总电子数的20%. 即便数目比例如此小, 高能电子却在各向异性压强中占据了大约80%—90%的贡献值, 是各向异性压强的主要贡献者. 这说明当激光等离子体相互作用过程中, 产生的大量低能电子在经历一段时间之后会趋于热平衡状态, 表现出较强的各向同性, 而高能电子则可能由于热化过程较慢, 并未达

到一个热平衡态, 导致其各向异性较为突出. 在直接驱动惯性约束聚变实验中靶丸如此巨大的各向异性超高压, 主要是由激光与靶丸作用过程中产生的各向异性的高能电子造成的. 同时我们也注意到 $85\tau_0$ 时刻的 $\pi_{e_{xx}}$ 值比 $75\tau_0$ 时刻的 $\pi_{e_{xx}}$ 值要大得多, 并且高能电子的贡献比值也进一步增大了, 这是因为进入高密区域内的高能电子的数目以及动量都有所增大.

3.3 背景磁场对各向异性压强的影响

激光等离子体内自生磁场是相当复杂的, 本文仅讨论当加入大小 0.1 T、垂直激光入射方向 (模拟

设置为 Z 轴正方向) 的背景磁场的情形下高密区域内各向异性压强的特征.

图 4 (a) 是 $60\tau_0$ 时刻等离子体高密区域电子相空间图, 给出了背景磁场对高能电子动量分布的影响. 选取相同时刻 ($60\tau_0$) 电子在高密区域沿 X 方向的动量分布, 红色点表示无背景磁场时电子的动量, 蓝色点则是存在背景磁场时的电子动量. 可以看出, 在相同作用时间的情况下, 无背景磁场约束的高能电子保持了激光有质动力加速特征, 在整个区域内的分布具有一定的空间周期性; 而背景磁场的洛伦兹力却束缚了高能电子, 将其阻滞在高密区域的前端, 仅使其中很少一部分能进入深层区域.

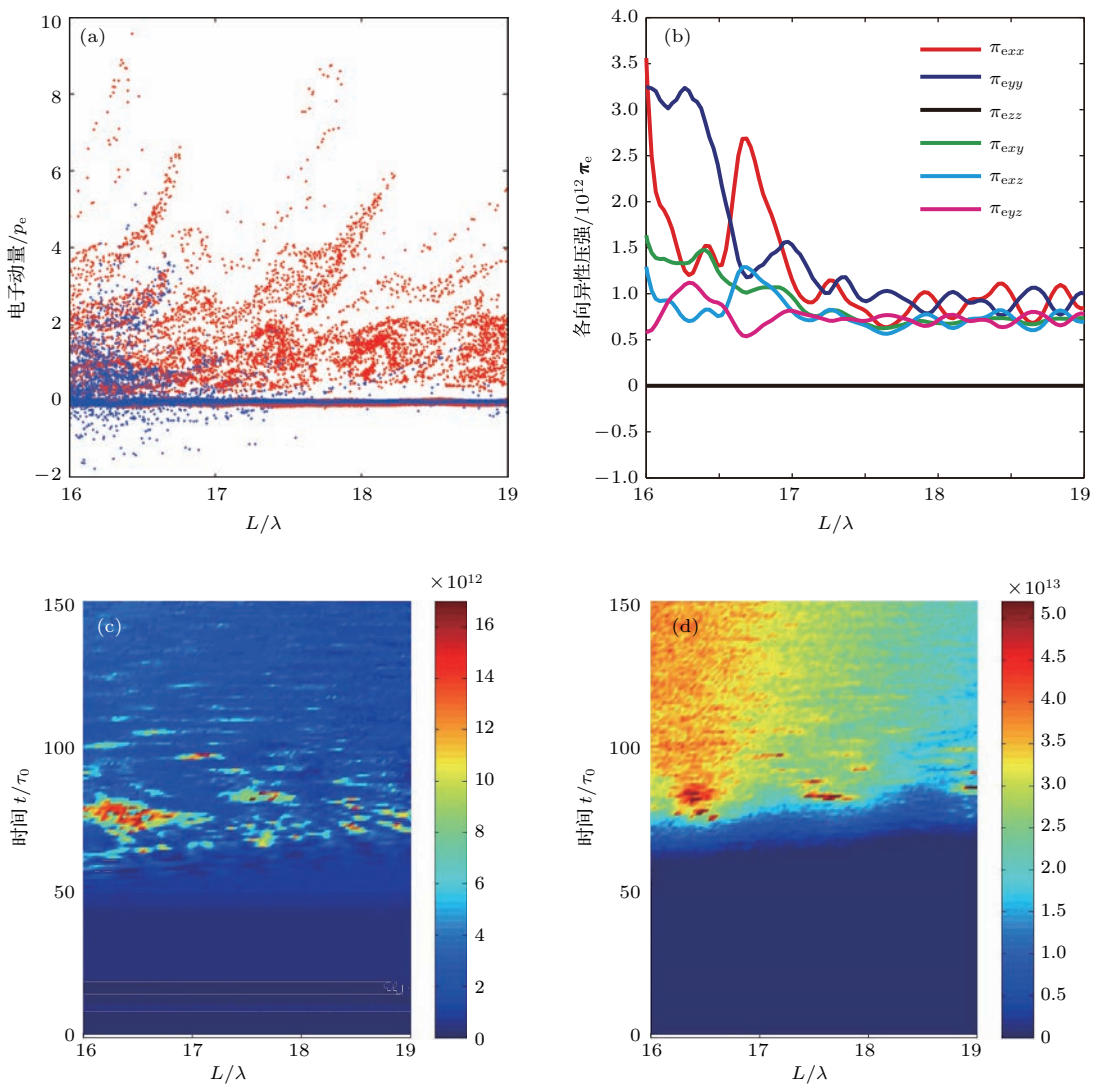


图 4 (网刊彩色) (a) $60\tau_0$ 时刻电子动量分布; (b) $65\tau_0$ 时刻各向异性压强张量 π_e ; (c) 低能电子对 $\pi_{e_{xx}}$ 的贡献; (d) 高能电子对 $\pi_{e_{xx}}$ 的贡献
 Fig. 4. (color online) (a) Electron momentum distribution on the moment of $60\tau_0$; (b) anisotropic pressure π_e on the moment of $65\tau_0$; (c) the contribution of thermal electrons to $\pi_{e_{xx}}$; (d) the contribution of hot electrons to $\pi_{e_{xx}}$.

图 4(b) 是 $65\tau_0$ 时刻存在背景磁场时各向异性压强张量 π_e 的 6 个分量. 从 6 个压强分量的整体变化来看, 振荡幅度相差较大, 而且各个压强分量值主要集中在高密度区域的前端, 深层区域内的各个压强分量值都比较小, 基本都是此区域内的低能电子的贡献. 与无背景磁场条件下的各向异性压强张量分量图 3(a) 进行比较可以看出, 在正 X 方向上的压强 $\pi_{e_{xx}}$ 比无背景磁场时的数值小 5—7 倍之多, 且随着空间改变整体呈减小的趋势; 在正 Y 方向上的压强 $\pi_{e_{yy}}$ 也随着空间改变整体呈减小的趋势; 但与背景磁场平行的正 Z 方向上的压强 $\pi_{e_{zz}}$ 其大小及方向与无背景磁场条件下的 $\pi_{e_{zz}}$ 相差不大明显. 两图的比较显示, 在 Z 方向上的背景磁场对各向异性压强分量 $\pi_{e_{xx}}$, $\pi_{e_{yy}}$ 和 $\pi_{e_{xy}}$ 的影响较为明显, 而对 $\pi_{e_{zz}}$ 的影响较小. 图 4(c) 和图 4(d) 是存在背景磁场时高密度区域内低能电子和高能电子分别对各向异性压强 $\pi_{e_{xx}}$ 的贡献情况, 可以看出, 低能电子对 $\pi_{e_{xx}}$ 的贡献比高能电子的贡献小了近 10 倍之多, 但随着作用时间的延长, 其贡献逐渐减小, 并趋于一个较稳定的值; 而高能电子的贡献则主要集中在高密度区域的前端, 并随着空间的改变压强值逐渐减小.

由高能电子引起的高密度区域内的各向异性压强会导致对称压缩的高密靶丸在超高压强的作用下体积膨胀增大, 进而引起靶丸密度的降低. 我们假设在 高能电子注入之初为等压膨胀, 当 5.0×10^8 atm 的压强作用在半径为 $100 \mu\text{m}$, 密度达到 300 g/cm^3 的高密靶核时, 靶丸的半径会在 2 ps 内迅速从原来的 $100 \mu\text{m}$ 增大到 $150 \mu\text{m}$, 其密度也会由初始的 300 g/cm^3 减小到 100 g/cm^3 以下, 如此低的靶丸密度将会明显地降低核燃料燃烧效率以及核反应增益.

4 总 结

本文利用一维 PIC 模拟程序, 研究了激光与等离子体相互作用过程中产生的高能电子传输到高密度区域后导致的压强张量特征改变. 研究表明, 等离子体高密度区域内各向异性压强主要是由高能电子造成的. 本文也研究了背景磁场对各向异性压强的影响, 研究结果发现, 在垂直于背景磁场方向上, 因电子被磁场束缚, 其各向异性压强张量分量的数值要大于平行于背景磁场方向上的压强分量; 垂直方向上压强分量的空间变化也比平行分量要

剧烈. 在快点火方案中, 在靶丸压缩结束后, 高能电子向燃料离子的能量传递过程以及随后的核反应过程非一蹴而就, 而是需要相对较长的时间. 在这段时间内, 流体力学效应比较明显, 高能电子的各向异性压强势必会影响到燃料的空间分布, 进而影响燃烧效率以及中子的产额. 本文对高能电子各向异性压强张量的研究意在提醒人们关注这一点.

参考文献

- [1] Craxton R S, Anderson K S, Boehly T R, Goncharov V N, Harding D R, Knauer J P, McCrory R L, McKenty P W, Meyerhofer D D, Myatt J F, Schmitt A J, Sethian J D, Short R W, Skupsky S, Theobald W, Kruer W L, Tanaka K, Betti R, Collins T J B, Delettrez J A, Hu S X, Marozas J A, Maximov A V, Michel D T, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Solodov A A, Soures J M, Stoeckl C, Zuegel J D 2015 *Phys. Plasmas* **22** 110501
- [2] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [3] Drake R P 2006 *High-Energy-Density Physics: Fundamentals, Inertial Fusion, and Experimental Astrophysics* (1st Ed.) (Berlin: Springer Science & Business Media) pp392–419
- [4] McCrory R L, Meyerhofer D D, Betti R, Craxton R S, Delettrez J A, Edgell D H, Glebov V Yu, Goncharov V N, Harding D R, Jacobs-Perkins D W, Knauer J P, Marshall F J, McKenty P W, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Short R W, Skupsky S, Smalyuk V A, Soures J M, Stoeckl C, Yaakobi B, Shvarts D, Frenje J A, Li C K, Petrasso R D, Séguin F H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 055503
- [5] Rosen M D 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1690
- [6] Bodner S E, Colombant D G, Gardner J H, Lehmburg R H, Obenschain S P, Phillips L, Schmitt A J, Sethian J D 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1901
- [7] Sharp D H 1984 *Physica D* **12** 3IN111
- [8] Brouillette M 2002 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34** 445
- [9] Wesson J, Campbell D J 2011 *Tokamaks* (4th Ed.) (Oxford: Oxford University Press) pp356–358
- [10] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, Petrasso R D, Delettrez J A, McKenty P W, Sangster T C, Keck R L, Soures J M, Marshall F J, Meyerhofer D D, Goncharov V N, Knauer J P, Radha P B, Regan S P, Seka W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 205001
- [11] Shigemori K, Azechi H, Nakai M, Honda M, Meguro K, Miyanaga N, Takabe H, Mima K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 250
- [12] Honda M, Mima K, Shigemori K, Nakai M, Azechi H, Nishiguchi A 1999 *Fusion Eng. Des.* **44** 205
- [13] Lindl J D, McCrory R L, Campbell E M 1992 *Phys. Today* **45** 32
- [14] Wouchuk J G 2001 *Phys. Rev. E* **63** 056303

- [15] Gu J F, Dai Z S, Fan Z F, Zou S Y, Ye W H, Pei W B, Zhu S P 2014 *Phys. Plasmas* **21** 012704
- [16] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [17] Wu F J, Zhou W M, Shan L Q, Li F, Liu D X, Zhang Z M, Li B Y, Bi B, Wu B, Wang W W, Zhang F, Gu Y Q, Zhang B H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 94101 (in Chinese) [吴凤娟, 周维民, 单连强, 李芳, 刘东晓, 张智猛, 李博原, 毕碧, 伍波, 王为武, 张锋, 谷渝秋, 张保汉 2014 物理学报 **63** 94101]
- [18] Kodama R, Norreys P A, Mima K, Dangor A E, Evans R G, Fujita H, Kitagawa Y, Krushelnick K, Miyakoshi T, Miyanaga N, Norimatsu T, Rose S J, Shozaki T, Shigemori K, Sunahara A, Tampo M, Tanaka K A, Toyama Y, Yamanaka T, Zepf M 2001 *Nature* **412** 798
- [19] Gu Y Q, Cai D F, Zheng Z J, Yang X D, Zhou W M, Jiao C Y, Chen H, Wen T S, Chunyu S T 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 186 (in Chinese) [谷渝秋, 蔡达锋, 郑志坚, 杨向东, 周维民, 焦春晔, 陈豪, 温天舒, 淳于书泰 2005 物理学报 **54** 186]
- [20] Wu S Z, Zhang H, Zhou C T, Wu J F, Cai H B, Cao L H, He M Q, Zhu S P, He X T 2015 *High Power Laser and Particle Beams* **27** 77 (in Chinese) [吴思忠, 张华, 周沧涛, 吴俊峰, 蔡洪波, 曹莉华, 何民卿, 朱少平, 贺贤士 2015 强激光与粒子束 **27** 77]
- [21] Cai H B, Zhou C T, Jia Q, Wu S Z, He M Q, Cao L H, Chen M, Zhang H, Liu J, Zhu S P, He X T 2015 *High Power Laser and Particle Beams* **27** 27032001 (in Chinese) [蔡洪波, 周沧涛, 贾青, 吴思忠, 何民卿, 曹莉华, 陈默, 张华, 刘杰, 朱少平, 贺贤士 2015 强激光与粒子束 **27** 27032001]
- [22] Zhang J 1999 *Physics* **28** 0 (in Chinese) [张杰 1999 物理 **28** 0]
- [23] Cassak P A, Baylor R N, Fermo R L, Beidler M T, Shay M A, Swisdak M, Drake J F, Karimabadi H 2015 *Phys. Plasmas* **22** 020705
- [24] Wang W M, Gibbon P, Sheng Z M, Li Y T 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 015001
- [25] Divin A, Markidis S, Lapenta G, Semenov V S, Erkaev N V, Biernat H K 2010 *Phys. Plasmas* **17** 122102
- [26] Hoshino M 2005 *J. Geophys. Res.* **110** A10215
- [27] Liu C, Fox W, Bhattacharjee A 2015 *Phys. Plasmas* **22** 053302
- [28] Wan W G, Lapenta G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 015001
- [29] Yin L, Winske D, Gary S P, Birn J 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 10761
- [30] Wang L, Hakim A H, Bhattacharjee A, Germaschewski K 2015 *Phys. Plasmas* **22** 012108
- [31] Mottez F 2004 *Ann. Geophys.* **22** 3033
- [32] Heinz H, Paul W, Binder K 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066704
- [33] Cai H S, Li D 2009 *Phys. Plasmas* **16** 052107
- [34] Le A, Daughton W, Karimabadi H, Egedal J 2016 *Phys. Plasmas* **23** 032114
- [35] Yin L, Winske D 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1595

Particle simulation study on anisotropic pressure of electrons in laser-produced plasma interaction*

Wang Cheng-Zhen¹⁾ Dong Quan-Li^{1)3)†} Liu Ping¹⁾ Wu Yi-Ying¹⁾
Sheng Zheng-Ming²⁾³⁾ Zhang Jie²⁾³⁾

1) (School of Physics and Optoelectronic Engineerings, Ludong University, Yantai 264000, China)

2) (Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

3) (IFSA Collaborative Innovation Center, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 3 March 2017; revised manuscript received 23 April 2017)

Abstract

Direct-drive inertial confinement fusion (ICF) requires a symmetric compression of the fuel target to achieve physical conditions for the ignition. The fast ignition scheme reduces the symmetry requirements for the target compression and the necessary driving energy, but symmetrically compressed target will certainly help improve the efficiency of the nuclear fuel burning. In this paper, with the particle-in-cell (PIC) simulation method, characteristics of the anisotropic pressure tensor of hot electrons are reported for the ultra intense laser pulse interaction with over dense plasmas, which mimics the scenario of the last stage when hot electrons are utilized to ignite the compressed fuel core in the ICF fast ignition scheme. A large number of hot electrons can stimulate pressure oscillations in the high density plasma. As the component parallel to the electron velocity dominates the pressure tensor, the electron density distribution perturbation propagates rapidly in this direction. In order to keep those hot electrons in the high density fuel plasma core for a period long enough for them to deposit energy and momentum, a magnetic field perpendicular to the electron velocity is used. The PIC simulation results indicate that the hot electrons can be trapped by the magnetic field, and the components of the anisotropic pressure tensor related to the parallel direction are significantly affected, thereby producing a high peak near the incidence surface. Since it is a relatively long process for the energy transfer from electrons to fuel ions and the nuclear interaction to be completed, the fluid effects take their roles in the fuel target evolution. The anisotropic electron pressure will deteriorate the fuel core symmetry, reduce the density, and achieve a lower efficiency of nuclear fuel burning and a lower gain of nuclear reaction than expected. The effects of the hot electron anisotropic pressure tensor in the fast ignition scheme should be considered as a factor in experiments where the nuclear reaction gain is measured to be much lower than the theoretical prediction.

Keywords: anisotropic electron pressure tensor, particle-in-cell simulation, fast ignition scheme

PACS: 52.27.-h, 52.38.-r, 52.65.-y, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.66.115203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11674146, 11274152).

† Corresponding author. E-mail: qldong@aphy.iphy.ac.cn