

高温辐射场作用下的原子过程

孟广为^{1)†} 李敬宏¹⁾ 裴文兵¹⁾ 张维岩²⁾

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (国家高技术惯性约束聚变委员会, 北京 100088)

(2011 年 3 月 18 日收到; 2011 年 5 月 1 日收到修改稿)

等离子体中辐射能量密度与物质能量密度的比值是区分等离子体原子过程性质的重要参量. 根据这个参量, 等离子体中的原子过程可分为碰撞占优和辐射占优两种典型类型. 数值模拟发现碰撞占优和辐射占优的原子过程有不同的性质: 碰撞占优的等离子体能够很快达到 LTE 状态; 辐射占优等离子体的束缚电子温度、电离度和自由电子温度存在不同的弛豫时间尺度, 存在某种形式的准平衡状态.

关键词: LTE 近似, 平均原子模型, 辐射物质相互作用

PACS: 32.10.-f, 52.25.Os, 95.30.Dr

1 引言

激光技术的不断发展极大地促进了以激光惯性约束聚变和实验室天体物理为代表的高能量密度物理研究. 一般地, 能量密度超过 10^{11} J/m^3 时称为高能量密度^[1], 物质处在等离子体状态, 对应的黑体辐射场温度近似为 400 eV. 高温条件下辐射与物质相互作用中, 辐射能量密度与物质能量密度之比通常用来表征辐射场对物质运动状态的影响强弱.

物质状态是辐射与物质相互作用研究的基础. 一种简化处理的方法是采用局域热动平衡 (LTE) 近似, 认为物质状态不受辐射场性质影响, 由当地的温度和密度决定, 物质的发射系数与吸收系数之间关系满足 Kirchhoff 定律^[2,3]. 激光惯性约束聚变领域中, 许多关于辐射流体力学的理论工作基于 LTE 近似^[4-7]; 以 LASNEX^[8], HYDRA^[9] 为代表的很多著名的辐射流体力学程序均有相应计算模块能够在 LTE 近似下求解辐射流体力学问题. 但是, 在激光惯性约束聚变间接驱动方式^[10]的物理过程中, 从激光注入黑腔到 X 射线产生这一段物理过程, 由于黑腔内电子温度与辐射温度差别很大, 不满足 LTE 条件, 物质处于非 LTE 状态^[10]. 在天体物理中, 黑洞等致密天体会吸积周围物质, 发射

硬 X 射线将其附近的物质光电离, 产生高电离度的等离子体^[11]. 近年来, 在大型固体激光装置和 Z 箍缩装置上开展了大量对光电离等离子体的实验研究^[12-17], 采用非 LTE 建模的计算程序能够较好地解释实验结果^[13,18]. 另外在惯性约束聚变激光装置上开展辐射不透明度的实验研究中^[19-22], 一般利用辐射场将待测样品加热至高温, 在加热过程中样品等离子体是否处于 LTE 状态并无定论^[20,22].

在辐射场较弱条件下, 根据碰撞-辐射模型来分析物质的 LTE 近似成立条件已经有很多研究. Griem 通过对比能级原子过程速率的相对大小给出了 LTE 状态成立的判据, 并提出了部分 LTE 的概念^[23]. Griem 认为若其他能级向某能级的碰撞跃迁速率与此能级的碰撞电离速率之和大于此能级谱线发射过程速率的 10 倍, 则该能级处于 LTE 状态. Wilson, McWriter 等人也给出了等价或者类似的判据^[24,25]; Fujimoto 利用数值程序考察了原子序数 26 以下的类氢离子构成的等离子体, 给出了这类等离子体的 LTE 判据的实用表达式^[26].

碰撞-辐射模型的考察对象为光性薄的物质, 辐射场对物质状态的影响不重要. 但在研究光电离等离子体及测量辐射不透明度等实验中, 辐射场对物质的影响不能忽略, 碰撞-辐射模型并不适用. 这种情况下物质的原子过程特点可以利用理想模

† E-mail: meng-guangwei@iapcm.ac.cn

型来进行描述, 即假设低温的离子暴露在恒定温度为 T_i 的平衡辐射场中, 离子会通过谱线吸收、光电离等原子过程从辐射场吸收能量并逐渐与辐射场达到平衡. 理想模型物理过程简单, 有助于分析辐射场对物质 LTE 状态的影响.

惯性约束聚变 (ICF) 理论研究广泛使用平均原子模型来计算非平衡原子过程^[10,27]. 平均原子模型建模简单, 易于求解, 计算速度快, 其计算结果也有一定的准确度. 金 (Au) 是 ICF 实验中经常使用的一种材料. 本文选取金等离子体作为研究对象, 在平均原子模型框架下研究辐射场存在时其原子过程的特点.

2 理论分析

物质被高温辐射场加热后处于等离子体状态, 等离子体由离子和自由电子构成. 等离子体中非麦克斯韦分布的电子在热电子背景中的弛豫时间为^[28]

$$\tau_e = 3.44 \times 10^{18} \frac{T_e^{\frac{3}{2}}}{n_e \ln \Lambda}, \quad (1)$$

其中 τ_e 是电子弛豫时间, 单位 0.1 ns; T_e 是电子温度, 单位百万开尔文 (MK); n_e 是电子数密度, 单位 cm^{-3} ; $\ln \Lambda$ 是等离子体的库仑对数, 典型值为 10—20. 对于典型的 ICF 等离子体温度密度 ($T_e = 1 \text{ MK}$, $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$), τ_e 约为 $3 \times 10^{-6} \text{ ns}$, 远小于本文考察的等离子体弛豫过程的特征时间 (约为 ns 量级). 因此在理想化模型中可以假定自由电子是平衡的, 可以用电子温度描述, 自由电子可以与辐射场间是不平衡的. 自由电子一方面可以通过韧致辐射/逆韧致吸收和光电离/辐射复合这两对正逆过程与辐射场交换能量; 另一方面可通过碰撞激发/碰撞退激发、碰撞电离/三体复合这两对正逆过程与离子中的束缚电子进行能量交换.

研究高温辐射场加热冷物质时的非平衡原子过程, 需要求解束缚电子所满足的含时速率方程. 光电离/辐射复合、碰撞电离/三体复合、碰撞激发/碰撞退激发以及谱线吸收/谱线发射这四对正逆过程都会对 n 能级束缚电子的平均占据概率有贡献, 正逆过程之间满足细致平衡原理. 各过程速率系数具体表达式可见文献^[27].

类似 Griem 等人的研究思路, 选取平衡时光电

离与碰撞电离速率之比和谱线吸收与碰撞激发速率之比这两个特征物理量来研究不同状态下原子过程的特征. 系统达到平衡时, 辐射温度 T_r 与自由电子温度相同, 即 $T_r = T_e = T$. 主量子数层次下平均原子模型电离与激发过程速率系数如下^[27]:

光电离速率系数

$$\alpha_n^\gamma = \frac{16}{3\sqrt{3}} \frac{15}{\pi^4} \frac{e^2 h}{m_e k^2} \frac{1}{n T^2} E_R \lambda_n^2 F \lambda_n, \quad (2)$$

其中 h 是 Planck 常数; k 是 Boltzmann 常数; e 是电子电荷; m_e 是电子质量; I_n 是 n 能级束缚电子电离能; $E_R = \frac{8\pi^5}{15} \frac{k^4}{c^3 h^3} T^4$ 是辐射场能量密度; $\lambda_n = \frac{I_n}{kT}$ 是一个无量纲量; $F(\lambda_n) = \int_{\lambda_n}^{\infty} \frac{1}{e^x - 1} \frac{dx}{x}$.

碰撞电离速率系数

$$\alpha_n^e = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m_e}} \frac{e^4}{k^{5/2}} T^{-5/2} N_e^{-1} E_m \left[\frac{e^{-\lambda_n}}{\lambda_n} - E_1 \lambda_n \right], \quad (3)$$

其中 $E_m = \frac{3}{2} N_e k T_e$ 是自由电子的能量密度; $E_1(\lambda_n) = \int_{\lambda_n}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx$. 谱线吸收速率系数

$$\gamma_{lh}^{(2)} = \frac{8\pi^3}{3} \frac{e^2 a_0^2}{h^3} I_{lh} \int_0^{\infty} \frac{b(\nu - \nu_{lh}) B_\nu}{\nu} d\nu, \quad (4)$$

其中 a_0 是氢原子 Bohr 半径; $I_{lh} = I_l - I_h$ 低能级 l 和高能级 h 的能级差; $\nu_{lh} = \frac{I_{lh}}{h}$ 是谱线的中心频率; $b(\nu - \nu_{lh})$ 是谱线的轮廓因子, 谱线宽度 $\Delta\nu$, $\int_0^{\infty} b(\nu - \nu_{lh}) d\nu = 1$. 当谱线宽度足够窄, 满足 $h\Delta\nu \ll kT$ (这一点在 ICF 实验温度密度范围的等离子体中能够满足) 时, 谱线吸收速率系数可以近似为

$$\lambda_{lh}^{(2)} = \frac{40}{\pi} \frac{e^2 a_0^2}{h k} \frac{1}{T} E_R B(\lambda_{lh}), \quad (5)$$

其中 $\lambda_{lh} = \frac{I_{lh}}{kT}$, $B(\lambda_{lh}) = \frac{\lambda_{lh}^3}{e^{\lambda_{lh}} - 1}$.

碰撞激发速率系数

$$\beta_{lh} = \frac{32}{3} (2\pi m_e)^{1/2} \frac{\pi^2 e^4 a_0^2}{h^2} (kT_e)^{-3/2} \times \frac{|R_{lh}|^2}{Z_l^{*2}} N_e^{-1} E_m [e^{-\lambda_{lh}} - \lambda_{lh} E_1(\lambda_{lh})]. \quad (6)$$

根据细致平衡原理, 上述各过程的逆过程速率与正过程相同.

n 能级光电离过程与碰撞电离过程速率比值 η_n 为

$$\eta_n = \frac{\alpha_n^\gamma}{N_e \alpha_n^e} = 1.58632 \frac{1}{n} \sqrt{T} \frac{E_R}{E_m} G(\lambda_n), \quad (7)$$

这里令 $G(\lambda_n) = \frac{\lambda_n^2 F(\lambda_n)}{e^{-\lambda_n}/\lambda_n - E_1(\lambda_n)}$. 谱线吸收过

程和碰撞激发过程速率比值 χ_{lh} 为

$$\chi_{lh} = \frac{\gamma_{lh}^{(2)} \frac{|R_{lh}|^2}{Z_l^{*2}}}{N_e \beta_{lh}} = 0.539487 \sqrt{T} \frac{E_R}{E_m} H(\lambda_{lh}), \quad (8)$$

这里 $H(\lambda_{lh}) = \frac{B(\lambda_{lh})}{e^{-\lambda_{lh}} - \lambda_{lh} E_1(\lambda_{lh})}$, $G(x)$ 和 $H(x)$ 的函数图像如图 1 所示.

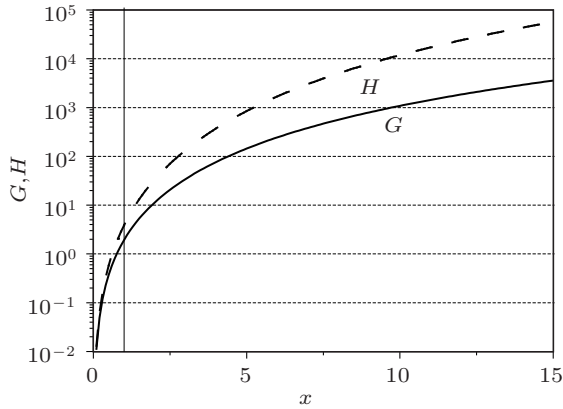


图 1 函数 $G(\lambda_n)$ 和 $H(\lambda_{lh})$

(7) 和 (8) 式中, η_n 与 χ_{lh} 分别反映了 n 能级的电离过程和 $l-h$ 能级间的跃迁过程的性质. 当 η_n 远大于 1 (例如大于 10) 时, n 能级的电离过程是辐射占优的, 远小于 1 (例如小于 0.1) 时则是碰撞占优的; 同理, χ_{lh} 远大于 1 时, $l-h$ 能级间的跃迁过程是辐射占优的, 远小于 1 时则是碰撞占优的.

对于 $l-h$ 能级间的跃迁过程, 函数 $H(\lambda_{lh})$ 随着 λ_{lh} 的增大单调增加; 当 λ_{lh} 趋于 0 时, $H(\lambda_{lh})$ 也趋于 0. 高能级之间的能级间距较小, 因此它们之间的跃迁过程通常是碰撞占优的, 受辐射场影响较小. 但是从离子与辐射场交换能量的角度来看, 由这部分能级间的谱线跃迁过程所发射的光子频率较低, 它们携带的能量占离子与辐射场交换总能量的比重极少. 真正重要的是能级间距不太小 (例如大于 kT) 的能级间的谱线跃迁过程, 这部分跃迁过程的 $\lambda_{lh} > 1$, 根据图 1 中的 H 函数曲线, (8) 式中的 $H(\lambda_{lh}) > 3.9$. 而对大多数 ICF 实验中的等离子体而言, 其温度在 0.1 MK 至 5 MK 之间, (8) 式中 $\sqrt{T} \sim 1$. 综上, 对能级间距大于 kT 的能级之间的跃迁过程, (8) 式中的因子 $0.539487 \sqrt{T} H(\lambda_{lh}) \sim 1$. 因此 $l-h$ 能级间跃迁过程的性质决定于辐射场与物质的能量密度比 $\frac{E_R}{E_m}$. 当 $\frac{E_R}{E_m} \gg 1$ 时, 能级差大于 kT 的能级间的跃迁过程是辐射占优的; $\frac{E_R}{E_m} \ll 1$ 时, 能级

差大于 kT 的能级间的跃迁过程是碰撞占优的; 当 $\frac{E_R}{E_m} \sim 1$ 时, 部分能级间的跃迁过程是辐射占优的, 部分是碰撞占优的.

对于 n 能级的电离过程来说, $\frac{E_R}{E_m}$ 依然是标志高温辐射场作用下电离过程特征的重要参量. 与 $l-h$ 能级间跃迁过程不同的是, η_n 还依赖于因子 $\frac{1}{n}$, 从而可能出现低能级的离化过程是辐射占优的而高能级的离化过程是碰撞占优的情形.

3 辐射场中原子过程特点

在平衡的金等离子体中辐射能量密度和物质能量密度的比值是温度和密度的函数 (图 2). 图 2 中实线上方的区域, 辐射能量密度大于物质能量密度, 实线下方的区域物质能量密度大于辐射能量密度. 根据第二节的讨论, $\frac{E_R}{E_m} \gg 1$ 时, 金等离子体的原子过程是辐射占优的; $\frac{E_R}{E_m} \ll 1$ 时, 金等离子体的原子过程是碰撞占优的.

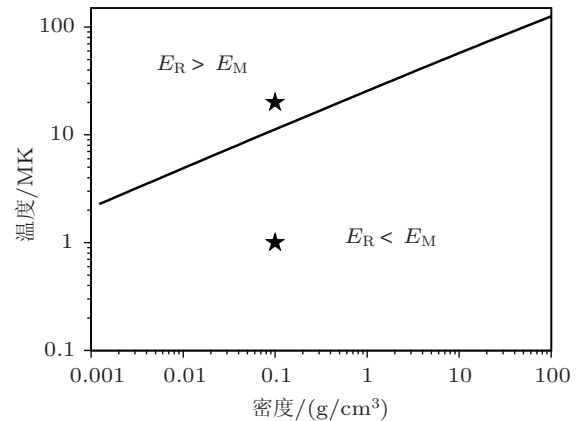


图 2 平衡金等离子体中的能量分配. 其中 E_R 代表辐射能量密度, E_m 代表物质能量密度

由此本文在辐射占优和碰撞占优区域各选取了一个典型的温度密度点 (图 2 中五角星位置), 在这两点上利用数值模拟程序分别考察了两类原子过程的特点.

3.1 碰撞占优原子过程的特点

本文选取的碰撞占优的金等离子体密度为 0.1 g/cm^3 , 温度为 1.0 MK . 在此温度密度下金等离子体中满足条件: 辐射能量密度远小于物质能量密度 ($\frac{E_R}{E_m} = 0.006 \ll 1$), 等离子体是碰撞占优的.

金离子束缚电子的初始分布如表 1 所示. 初始状态的金离子是一个冷的离子, 所有束缚电子填

充在费米面内. 出于数值计算的要求, 人为设定金等离子体的电离度为 0.5, 初始自由电子温度设定为 10^{-3} MK. $t = 0$ 时刻, 等离子体系统突然暴露于温度 1.0 MK 的恒定温度的辐射场中, 冷等离子体被辐射加热并向平衡弛豫.

碰撞占优的等离子体弛豫过程中各能级 p_n 随时间变化情况如图 3 所示. 从图 3 中可以看到, 在当前等离子体温度密度下, 金离子的 4-能级电子平均占据概率接近 1, 与初始值相比变化不大; 5-能级及其以上的能级的电子平均占据概率与初始值相比则有明显变化. 在本文以下部分定义这些电子平均占据概率变化较大的能级为活跃能级.

表 1 金离子初始状态

能级	1	2	3	4	5	6	7	8	9
占据概率	1.0	1.0	1.0	1.0	0.37	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}

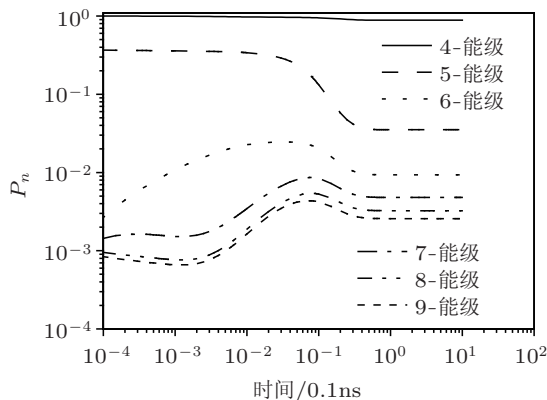
图 3 碰撞占优情况下主量子数 $n = 4-9$ 能级电子平均占据概率的时间演化

图 4(a),(b),(c) 对比了金等离子体相邻能级间的跃迁速率. 考察相邻能级跃迁速率的原因是, 一般情况下, 相邻能级的跃迁矩阵元远大于非相邻能级的跃迁矩阵元, 占据跃迁过程的主要部分. 从图 4 中可以看到, 碰撞占优的金等离子体中碰撞激发/退激发速率远大于谱线吸收/发射速率, 碰撞电离/三体复合速率远大于光电离/辐射符合速率, 与第二节的理论预期一致. 另外, 从图 4 中可以发现, 碰撞激发/碰撞退激发和碰撞电离/三体复合这两对正逆原子过程在系统演化早期 (不晚于 10^{-3} ns) 就已经近似相等, 近似于平衡的情况, 尽管此时系统还远远未与辐射场达到真正的平衡.

平衡时, 各能级的电子平均占据概率满足 Fermi-Dirac 分布, 即

$$p_n = \frac{1}{e^{-\frac{I_n}{kT} + \alpha} + 1}, \quad (9)$$

对 (9) 式进行整理, 得

$$\mu_n = \ln \left(\frac{1 - p_n}{p_n} \right) = -\frac{I_n}{kT} + \alpha, \quad (10)$$

(10) 式说明, 若各能级电子处于平衡状态, 则在 $\mu_n - I_n$ 平面上, 各能级的数据点位于一条直线上, 直线斜率的倒数正比于束缚电子的温度.

从图 5 中我们可以看到, 在相当短的时间内 (小于 10^{-3} ns), 活跃能级束缚电子分布已经从初始的零温状态被加热至具有一定温度的 Fermi-Dirac 分布状态; 在这之后, 尽管各能级的占据概率都发生了很大变化, 但始终维持着 Fermi-Dirac 分布. 对不同时刻的 $\eta_n - I_n$ 曲线进行拟合, 可以得到束缚电子 Fermi-Dirac 分布对应的温度, 我们称之为束缚电子温度 T_{pn} . 将束缚电子温度、自由电子温度和电离度归一化后画在一张图上, 如图 6 所示. 从图 6 中可以看到, 活跃能级束缚电子温度与自由电子温度的曲线重合, 这说明活跃能级的束缚电子与自由电子达到热平衡, 物质处于 LTE 状态. 这种现象的物理原因是: 碰撞占优时活跃能级间的跃迁过程以碰撞激发/碰撞退激发过程为主, 活跃能级的电离过程以碰撞电离为主. 不同能级中的束缚电子与辐射场交换能量的速率远小于与自由电子交换能量的速率, 因此束缚电子始终与自由电子处于热平衡状态, 即 LTE 状态.

3.2 辐射占优的原子过程

本文选取的辐射占优等离子体密度仍然为 0.1 g/cm^3 , 驱动辐射场温度为 20.0 MK, 此时 $\frac{E_R}{E_m} = 13 \gg 1$. 等离子体其他初始条件与碰撞占优情形相同. 在此温度密度下, 金离子各能级平均电子占据概率随时间演化情况如图 8 所示.

从图 8 中看到, 在当前温度密度下, 金离子的 2-能级电子平均占据概率始终接近 1, 与初始值相比变化不大, 而 3 到 9 能级电子平均占据概率发生了较大变化.

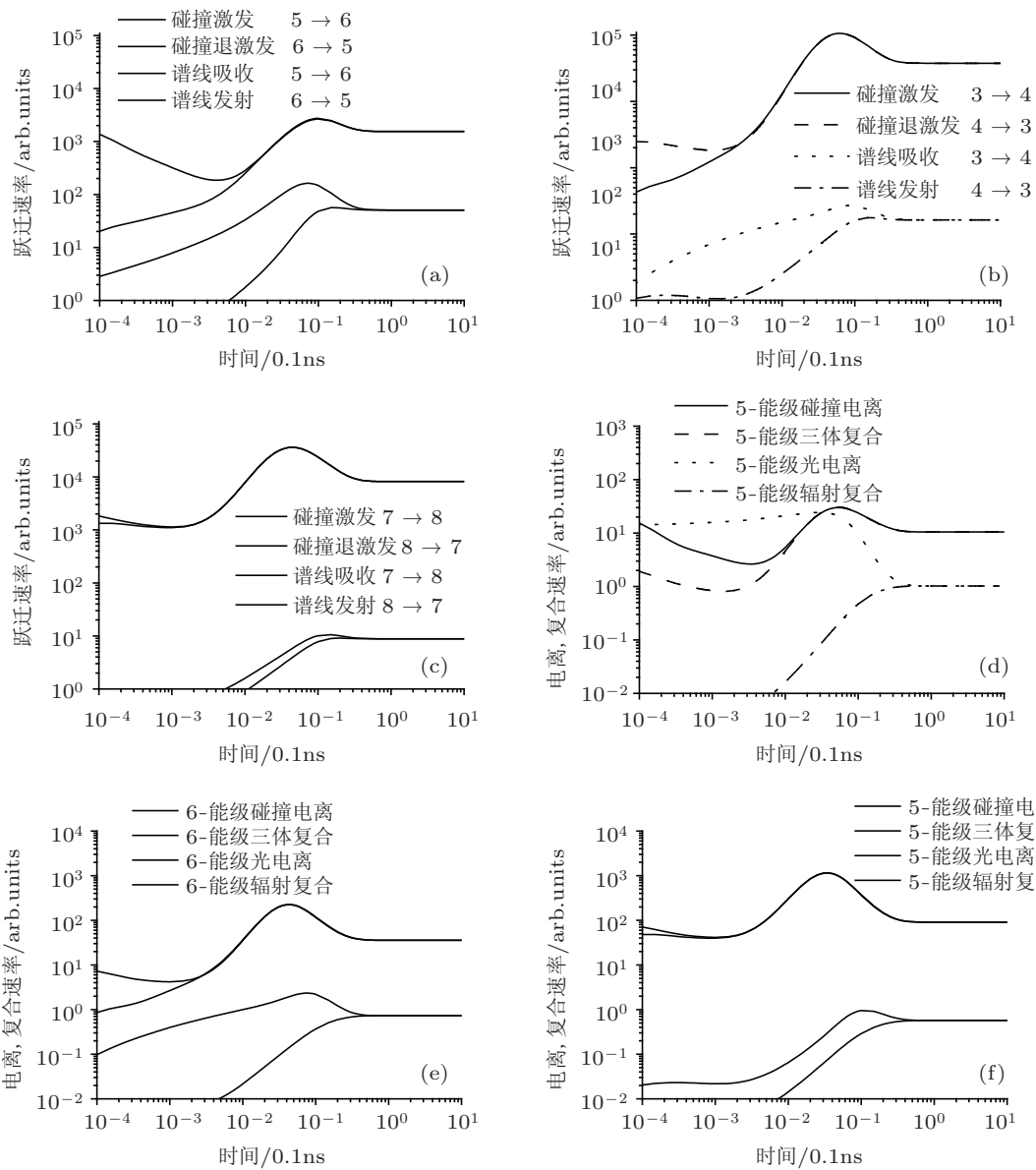


图4 碰撞占优时活跃能级的原子过程速率 (a), (b), (c) 是跃迁过程速率; (d), (e), (f) 是电离/复合过程速率

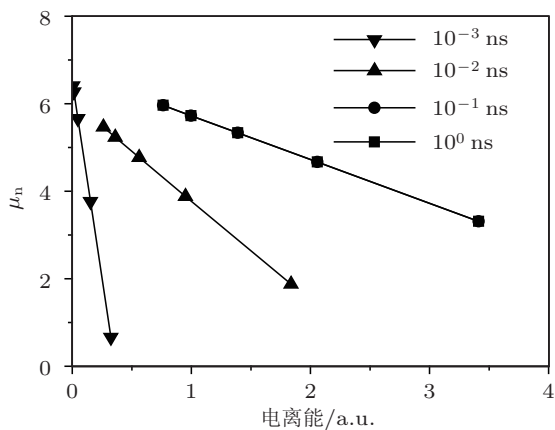


图5 碰撞占优等离子体不同时间尺度下活跃能级平衡性

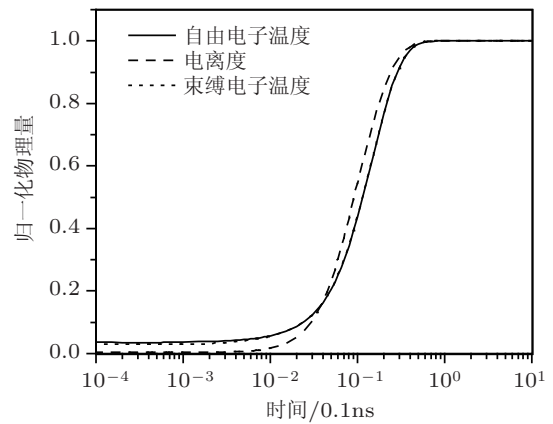


图6 碰撞占优等离子体中物理量变化情况

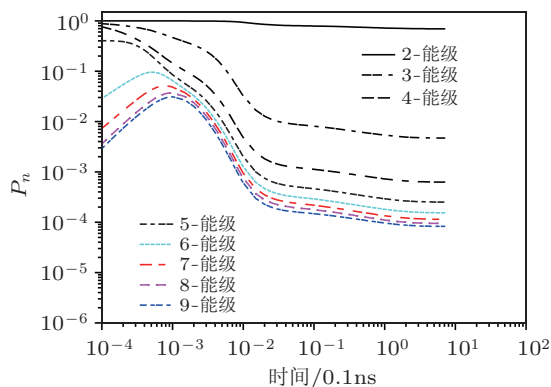
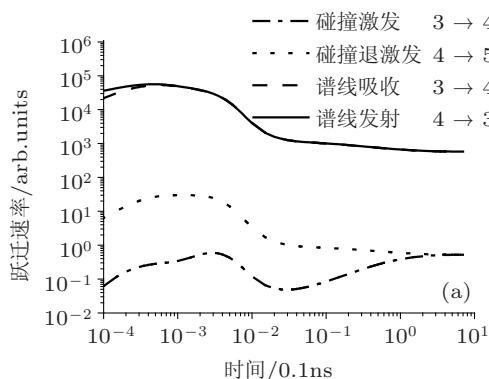

 图7 辐射占优情况下主量子数 $n = 2-9$ 能级电子平均占据概率的时间演化


图9所示的金等离子体活跃能级中3—6能级之间的跃迁过程以谱线吸收/谱线发射过程为主; 3—5能级的电离/复合过程以光电离/辐射复合过程为主. 能级升高, 谱线吸收/发射速率与碰撞激发/退激发速率的差别、光电离/辐射复合速率与碰撞电离/三体复合速率的差别均会减小, 甚至在高能级它们的相对关系会发生反转. 但是由于高能级的离化能很小, 因此高能级上的电离过程和跃迁过程对等离子体的辐射不透明度的影响不重要. 另外, 与碰撞占优的原子过程类似, 在等离子体演化的早期 (小于 10^{-3} ns) 谱线吸收/谱线发射、光电离/辐射复合两对正逆过程的速率接近相等, 达到某种动态平衡.

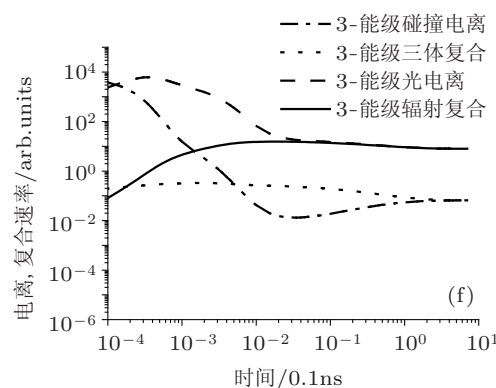
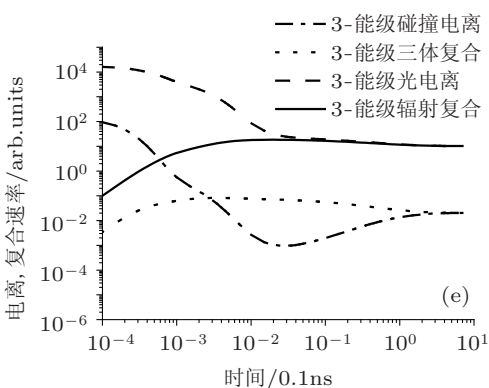
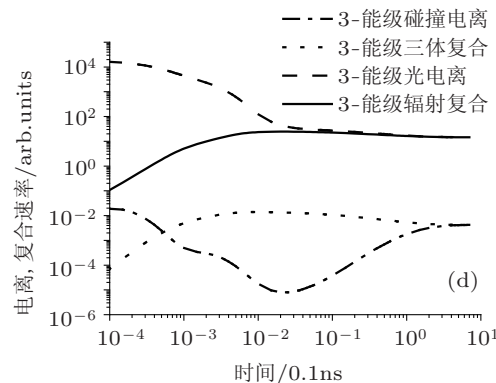
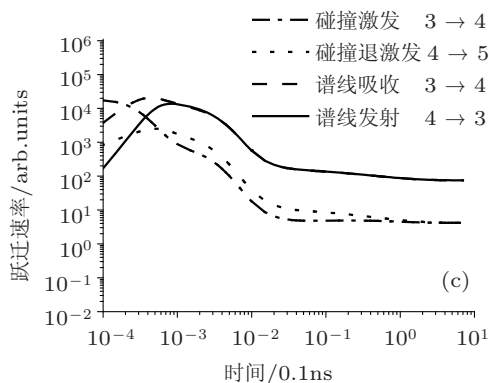
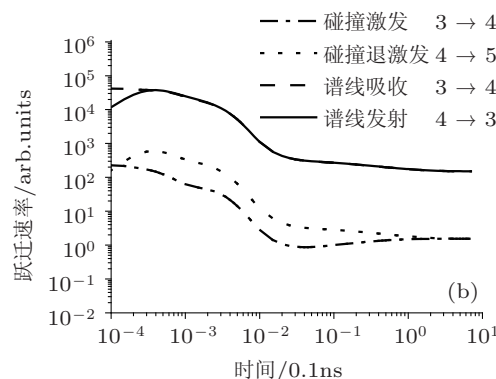


图8 辐射占优时活跃能级的原子过程速率 (a), (b), (c) 是跃迁过程速率; (d), (e), (f) 是电离/复合过程速率

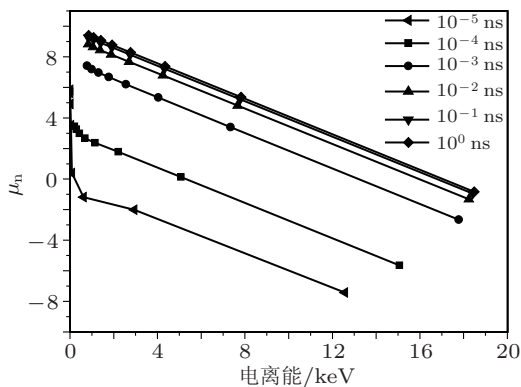


图9 辐射占优等离子体不同时间尺度下活跃能级平衡性

接下来考察辐射占优下等离子体弛豫过程中各能级平衡情况. 从图 10 中看到, 除了极早期 (小于 10^{-5} ns) 外, 不同时间尺度下金离子各活跃能级上的束缚电子均满足 Fermi-Dirac 分布, 其 $\mu_n - I_n$ 曲线斜率与平衡时相同. 对图 10 中不同时刻的 $\mu_n - I_n$ 曲线进行拟合, 可以得到束缚电子温度.

图 11 给出了辐射占优情况下归一化的束缚电子温度、自由电子温度和电离度随时间变化情况. 从图 11 中看到, 辐射占优情况下, 束缚电子温度、电离度和自由电子温度的弛豫过程存在不同的时间尺度: 束缚电子最先 (时间尺度约 10^{-4} ns) 完成弛豫, 与辐射温度达到平衡; 电离度能够较快地 (时间尺度约 10^{-3} ns) 完成弛豫, 达到平衡电离度; 而自由电子温度的弛豫过程经过较长时间 (时间尺度约 1 ns) 才能与辐射场达到平衡.

此现象可从原子过程速率的相对大小关系得到解释: 辐射占优的金等离子体中, 辐射相关原子过程占据主导地位, 碰撞相关原子过程不重要. 金

离子中的束缚电子主要通过谱线吸收/谱线发射过程与辐射场交换能量; 束缚电子主要通过光电离/辐射复合过程电离为自由电子; 自由电子主要通过光电离/辐射复合过程与束缚电子和辐射场交换能量. 除了极早期 (小于 10^{-5} ns) 外, 谱线吸收/谱线发射过程的速率大于光电离/辐射复合过程速率, 因此束缚电子首先与辐射场达到热平衡, 束缚电子温度完成弛豫. 尽管光电离/辐射复合过程速率小于谱线吸收/谱线发射过程速率, 但相差不大. 因此在束缚电子温度完成弛豫后, 电离度也很快达到平衡电离度. 当电离度达到平衡电离度后, 各活跃能级电子数减少, 光电离/辐射复合速率相比非平衡时下降了约两个数量级. 从图 11 可以看到, 达到平衡电离度时自由电子温度仍然离平衡状态较远, 而在接下来的弛豫过程中, 由于达到平衡电离度后光电离/辐射复合速率变小, 因此自由电子温度较电离度需要更长的时间才能够达到平衡状态.

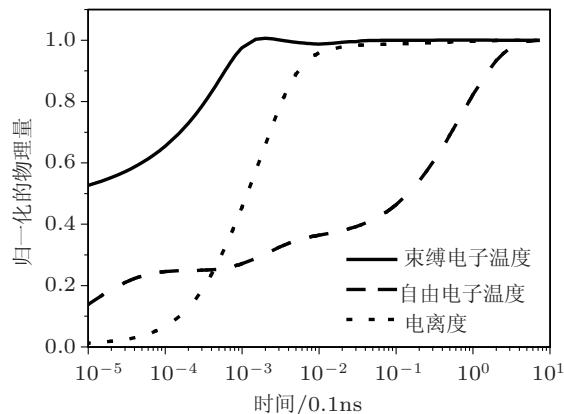


图10 辐射占优等离子体中归一化物理量变化情况

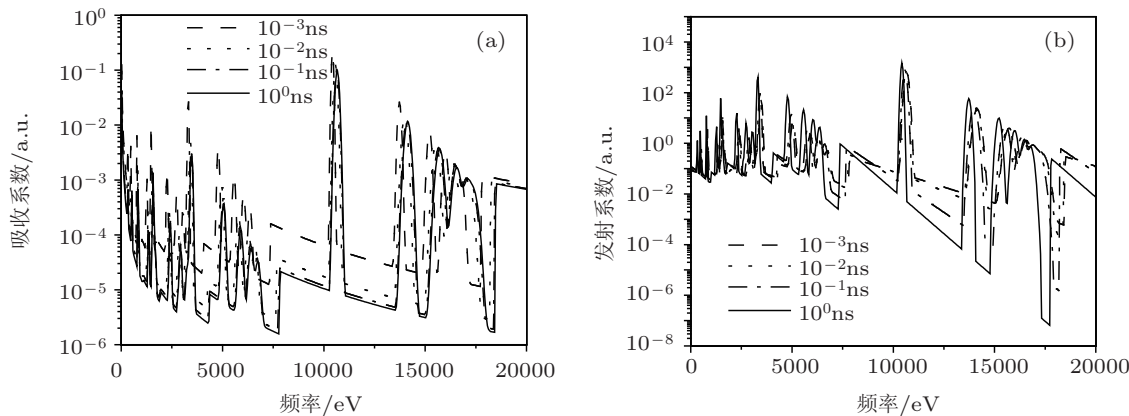


图11 辐射占优情况下金等离子体的吸收系数 (a) 和发射系数 (b)

辐射占优情况下非平衡等离子体中不同时间尺度的吸收发射系数如图 12 所示. 从图 12 中可以看到, 吸收系数和发射系数在 10^{-2} ns 到 10^{-1} ns 之间 (实际约为 0.05 ns) 完成弛豫. 结合图 11, 可以看到此时间段内金等离子体的自由电子温度是辐射温度的 50% 左右. 当吸收系数和发射系数完成弛豫后, 尽管自由电子温度仍然有较大变化, 但吸收系数和发射系数保持不变. 此时尽管等离子体仍未达到平衡, 但辐射占优的等离子体中存在某种形式的准平衡状态.

4 结论与讨论

等离子体中辐射能量密度与物质能量密度的比值是区分等离子体原子过程性质的重要参量. 比值不同的等离子体中原子过程的特征不同, 可分为碰撞占优和辐射占优两种典型类型. 数值模拟发现碰撞占优和辐射占优的原子过程有不同的性质: 碰

撞占优的等离子体能够很快达到 LTE 状态; 辐射占优等离子体的束缚电子温度、电离度和自由电子温度存在不同的弛豫时间尺度, 存在某种形式的准平衡状态. 对达到准平衡状态的辐射占优等离子体, 其吸收发射系数不再受自由电子温度影响, 应该写为 $J_\nu = \sigma'_\nu(T_r, \rho) B_\nu(T_r)$.

辐射在星际等离子体中输运时, 由于星际等离子体密度很低, 通过光电离过程产生的自由电子可能需要很长时间才能与辐射场达到热平衡, 甚至根本无法达到热平衡. 辐射占优等离子体的准平衡效应有助于加深对星际等离子体的辐射输运过程的理解.

本文讨论了理想模型条件下辐射场对物质状态的影响, 对于存在非平衡辐射场、温度梯度等非理想因素的天体物理和激光惯性约束聚变的应用研究, 具有一定的参考作用. 考虑辐射场谱的非平衡性对物质状态的影响等需要在今后的工作中加以仔细研究.

- [1] National Task Force on High Energy Density Physics 2004 *Frontiers for Discovery in High Energy Density Physics* p1–2
- [2] Pomraning G C 1973 *The Equations of Radiation Hydrodynamics* (Pergamon Press) p46–47
- [3] Apruzese J P, Davis J, Whitney K G, Thornhill J W, Kepple P C, Clark R W, Deeney C, Coverdale C A, Sanford T W L 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2411
- [4] Marshak R E 1958 *Phys. Fluids* **1** 24
- [5] Pakula R, Sigel R 1985 *Phys. Fluids* **28** 232
- [6] Hammer J H, Rosen M D 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1829
- [7] Meng G W, Li J H, Pei W B, Li S G, Zhang W Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 025210 (in Chinese) [孟广, 李敬宏, 裴文兵, 李双贵, 张维岩 2011 物理学报 **60** 025210]
- [8] Zimmerman G B, Kruer W B 1975 *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **2** 51
- [9] Marinak M M, Kerbel G D, Gentile N A, Johns O, Munro D, Pol-laine S, Dittrich T R, Hann S W 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2275
- [10] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Hann S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [11] Drake R P 2009 *Nature Phys.* **5** 786
- [12] Foord M E, Heeter R F, van Hoof P A M, Thoe R S, Bailey J E, Cuneo M E, Chung H K, Liedahl D A, Fournier K B, Chandler G A, Jonauskas V, Kisieliuss R, Mix L P, Ramsbottom C, Springer P T, Keenan F P, Rose S J, and Goldstein W H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 055002
- [13] Foord M E, Heeter R F, Chung H K, van Hoof P A M, Bailey J E, Cuneo M E, Liedahl D A, Fournier K B, Jonauskas V, Kisieliuss R, Ramsbottom C, Springer P T, Keenan F P, Rose S J, Goldstein W H 2006 *J. Quant. Spect. Rad. Trans.* **99** 712
- [14] Wang F L, Fujioka S, Nishimura H, Kato D, Li Y T, Zhao G, Zhang J, Takabe H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 073108
- [15] Fujioka S, Takabe H, Yamamoto N, Salzmann D, Wang F, Nishimura H, Li Y, Dong Q, Wang S, Zhang Y, Rhee Y, Lee Y, Han J, Tanabe M, Fujiwara T, Nakabayashi Y, Zhao G, Zhang J, Mima K 2009 *Nature Phys.* **5** 821
- [16] Dong Q L, Wang S J, Li Y T, Zhang Y, Zhao J, Wei H G, Shi J R, Zhao G, Zhang J Y, Gu Y Q, Ding Y K, Wen T S, Zhang W H, Hu X, Liu S Y, Zhang L, Tang Y J, Zhang B H, Zheng Z J, Nishimura H, Fujioka S, Wang F L, Takabe H, Zhang J 2010 *Phys. Plasmas* **17** 012701
- [17] Yang P Q, Wang F L, Zhao G 2011 *Physics* **40** 23 (in Chinese) [杨培强, 王菲鹿, 赵刚 2011 物理 **40** 23]
- [18] Rose S J, van Hoof P A M, Jonauskas V, Keenan F P, Kisieliuss R, Ramsbottom C, Foord M E, Heeter R F, Springer P T 2004 *J. Phys. B* **37** L337
- [19] Rogers F J, Iglesias C A 1994 *Science* **263** 50
- [20] Perry T S, Davidson S J, Serduke F J D, Bach D R, Smith C C, Foster J M, Doyas R J, Ward R A, Iglesias C A, Rogers F J, Abdallah J, Stewart R E, Kilkenny J D, Lee R W 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3784
- [21] Perry T S, Springer P T, Fields D F 1996 *Phys. Rev. E* **54** 5617
- [22] Xu Y, Zhang J Y, Yang J M, Pei W B, Ding Y K, Lai D X, Meng G W, Luo Z 2007 *Phys. Plasmas* **14** 052701
- [23] Griem H R 1963 *Phys. Rev.* **131** 1170
- [24] Wilson R 1962 *J. Quant. Spect. Rad. Trans.* **2** 477
- [25] McWhirter R W P 1965 *Plasma Diagnostic Techniques* (Academic New York) p201
- [26] Fujimoto T, McWhirter R W P 1990 *Phys. Rev. A* **42** 6588
- [27] Zhang J, Chang T Q 2004 *Fundamentals of the Targets Physics for*

Laser Fusion (Industry of Denfense Press)[张钧, 常铁强 2004 激光核聚变靶物理基础 (国防工业出版社) 第 127–143 页]
[28] Woan G 2006 *The Cambridge Handbook of Physics For-*

mula(Shanghai Science and Education Press)[格雷厄姆·沃安著, 喀兴林译 2006 剑桥物理公式手册 (上海科技教育出版社) 第 156 页]

Atomic process in high-temperature radiation field

Meng Guang-Wei^{1)†} Li Jing-Hong¹⁾ Pei Wen-Bing¹⁾ Zhang Wei-Yan²⁾

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

2) (*National High-Technology Inertial Confinement Fusion Committee, Beijing 100088, China*)

(Received 18 March 2011; revised manuscript received 1 May 2011)

Abstract

The ratio of radiation energy density to matter energy density is an important parameter to distinguish the characteristic of atomic processes in plasma. Acting to this parameter, atomic processes in plasma can be divided into two typical categories: collision-dominated and radiation-dominated. According to numerical simulation, atomic processes of these two categories have different characteristics. The LTE state can be quickly reached in the collision-dominated plasma. However in the radiation-dominated plasma, the temperature of bound electrons, the ionization degree, and the temperature of free electrons have different relaxation time scales. There is some kind of quasi-LTE state.

Keywords: LTE approximation, average atom model, interaction of radiation and matter

PACS: 32.10.-f, 52.25.Os, 95.30.Dr

† E-mail: meng-guangbwei@iapcm.ac.cn