

普朗克谱分布的辐射场对束缚电子布居的影响^{*}

王 薇¹⁾²⁾ 张 杰^{3)†} 赵 刚²⁾

1) 首都师范大学物理系, 北京 100037)

2) 中国科学院国家天文台, 北京 100012)

3) 中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100080)

(2007 年 5 月 6 日收到, 2007 年 5 月 24 日收到修改稿)

研究了外加普朗克辐射场对不同温度和密度下的等离子体的主量子壳层束缚电子的布居数的分布以及随时间的演化规律的调制作用. 结果表明: 当具有普朗克谱分布的辐射场的辐射温度接近于等离子体的电子温度, 且辐射场的强度等于等效温度下的黑体谱辐射强度时, 随着等离子体的时间演化, 等离子体中主壳层束缚电子布居数分布由 non-LTE 分布过渡到 LTE 分布.

关键词: 流体动力学, 激光等离子体, 布居数, 普朗克辐射场

PACC: 5225, 9530

1. 引 言

等离子体系统中的激发和离化特征可以由等离子体中各主量子壳层上的束缚电子的布居数概率动力学方程组来描述^[1,2]. 它涉及到等离子体中的电子、离子和光子之间的微观相互作用过程. 了解这些微观相互作用过程对于等离子体的离化动力学研究具有非常重要的意义.

强激光产生的等离子体一般是远离局域热力学平衡状态的. 这样的等离子体中的束缚电子分布不仅依赖于等离子体的局域状态而且也依赖于随时间的演化. 粒子数此时不再处于稳态, 其分布无法用统计平衡方程(Saha/Boltzman)来描述. 本文基于平均原子模型^[3], 利用 NIMP 程序^[4]模拟研究了外加辐射场对处于非局域热力学平衡(non-LTE)状态下等离子体中粒子的激发/离化过程的微观物理过程的影响. 给出了不同密度和温度下的普朗克辐射场的强度及辐射温度对等离子体的主量子壳层束缚电子的布居数的分布以及随时间的演化规律的调制作用. 对于进一步了解外加辐射场对等离子体微观物理过程的影响具有一定的理论价值.

2. 激光等离子体相互作用中的原子物理过程

激光等离子体系统是由光子、电子(包括自由电子和束缚电子)以及不同离化态的离子组成. 这些粒子之间的相互作用可以分为粒子与粒子之间(离子-离子、离子-电子、电子-电子)的碰撞相互作用以及粒子与光子之间的辐射相互作用. 等离子体的激发和离化过程是这些相互作用的结果.

2.1. 主要微观物理过程

一般在激光等离子体系统中涉及碰撞相互作用主要过程有

1) 碰撞电离/三体复合过程:

$$|Z, i\rangle + e \leftrightarrow |Z+1, j\rangle + e' + e'',$$

2) 碰撞激发/退激发过程:

$$|Z, i\rangle + e \leftrightarrow |Z, j\rangle + e',$$

3) 自离化/双电子复合过程:

$$|Z-1, i, j\rangle + e \leftrightarrow |Z, g\rangle + e',$$

这里, \rightarrow 表示正过程, \leftarrow 表示相应的逆过程. $|Z, i\rangle$ 表示离化度为 Z 、处于第 i 个能级态上的离子. $|Z-1, i, j\rangle$ 为具有两个受激电子的离子. g 表示离子的基态.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10573024)资助的课题.

[†] E-mail: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

激光等离子体中能量平衡不仅受粒子之间的碰撞相互作用的影响,同时还受到粒子与光子之间的辐射相互作用的影响.在激光等离子体相互作用中涉及到辐射相互作用的主要过程有

4) 光致激发/自发辐射: $|Z, i\rangle + h\nu \leftrightarrow |Z, j\rangle$,

5) 光致电离/光电复合:

$|Z, i\rangle + h\nu \leftrightarrow |Z+1, j\rangle + e$,

6) 韧致辐射/逆韧致吸收:

$e + V \leftrightarrow e + h\nu + V$ (V 为外场).

各主量子壳层上束缚电子的布居数主要由上述这些微观物理过程决定的,可以看出它们不仅依赖于当地的力学状态(如温度和密度)同时还依赖于所涉及的辐射场.为此只有在力学状态和辐射场都确定的情况下才能计算布居数.

需要注意的是对于不同的元素、不同的力学状态起重要作用的微观物理过程不同,这将导致等离子体处于不同的平衡态模式下.对于热力学平衡(LE)模式这种平衡模式无法在一般的实验室等离子体中得到,通常只能在星体内部的等离子体中获得.达到热力学平衡状态的等离子体^[5],其电子、离子和辐射场具有同样的温度.离化态上粒子数分布可以由 Saha 方程给出:

$$\frac{N^{Z+1} N_e}{N^Z} = 2 \frac{g_0^{z+1}}{g_0^z} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi_0^z}{kT}\right). \quad (1)$$

该方程给出了电荷数分别为 Z 和 $Z+1$ 的两个连续离化态上的粒子数密度分布比. g_0^z 和 g_0^{z+1} 分别为它们的统计权重.此时自由电子速率分布满足麦克斯韦分布率,能谱分布满足黑体辐射谱分布.

当辐射场与电子和离子之间发生弱耦合现象时,碰撞速率与辐射速率相比占绝对优势.此时等离子体处于局域热动平衡状态.在该平衡态下,各能级上的粒子数布居数概率主要是由碰撞相互作用过程决定,辐射相互作用过程的影响小.

非局域热动平衡状态常常出现在星体的晕区中.处于非局域热动平衡态下的等离子体,辐射过程开始起重要的作用,碰撞速率与辐射跃迁速率相比不再占优势.在光学薄的等离子体场合,碰撞复合和退激发过程与它们的逆过程相比变得不再重要.每一个碰撞激发和电离过程都可以被相应的辐射逆过程所平衡.该平衡状态称为晕区平衡.在晕区平衡态下,辐射跃迁速率与碰撞速率可以相比较,甚至还要快.研究中只需要考虑碰撞电离与光电复合之间、碰撞激发与自发辐射之间的平衡^[6,7].

2.2. 束缚电子布居数分布

研究表明当等离子体系统处于局域热力学平衡态时,自由电子可以由麦克斯韦分布来描述,而束缚电子可以由费米-狄拉克分布来描述.此时束缚电子的布居数概率仅仅是元素成分、介质密度和电子温度的函数.但是当等离子体远离局域热力学平衡态(如高温低密度激光等离子体晕区)时,由于电子碰撞退激发速率远小于自发辐射速率,为此束缚电子不再为费米-狄拉克分布,主量子壳层上的束缚电子分布需要求解随时间变化的布居数动力学方程组.它需要仔细处理每一个离化态所涉及的各种原子物理过程.由于等离子体中的离子组态数目庞大,特别是对于重元素,使得数值求解非常困难.为此研究中我们常采用“平均原子模型”的方法使问题得到简化.利用平均原子模型可以给出描述激光等离子体中激发和离化过程随时间演化过程的主量子壳层上束缚电子布居数,从而得到相关的原子速率方程.

2.2.1. 各主量子壳层上的束缚电子布居数

在某时刻 t 的主量子壳层 n 上的束缚电子的布居数 $P_n(t)$ 是指等离子体中的一个平均离子 t 时刻在主量子壳层 n 上的电子数目.它可以通过对所有离子组态 k 在 n 壳层上的束缚电子布居数 $P_{n,k}$ 的进行加权平均而得到,具体表为^[8,9]

$$P_n = \sum_{k=0}^z f_k P_{n,k}, \quad (2)$$

这里 f_k 为第 k 个离化态所占的组分. Z 为元素的原子序数.

2.2.2. 原子速率方程

原子速率方程主要指主量子壳层 n 上的束缚电子布居数随时间演化的动力学方程,由平均原子模型可以得到^[4,5]:

$$\begin{aligned} \frac{dP_n}{dt} = & \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{n_{\max}} P_m Q_n (R_{mn}^c + R_{mn}^r) \\ & + Z^* Q_n (R_{cn}^c + R_{cn}^r + R_{cn}^d) \\ & - \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{n_{\max}} P_n Q_m (R_{nm}^c + R_{nm}^r) \\ & - P_n (R_{nc}^c + R_{nc}^r), \end{aligned} \quad (3)$$

式中 n_{\max} 为计算中所涉及到的主量子壳层数. Z^* 为平均离子离化的自由电子数(平均离化度)

$$Z^* = Z - \sum_{n=1}^{n_{\max}} P_n .$$

Q_n 为末壳层是空壳层的概率，

$$Q_n = \left[1 - \frac{P_n}{2n^2} \right] .$$

注意当末壳层为连续态时，自由电子可以被视为是非退化的，满足麦克斯韦分布，此时 $Q_n = 1$ 这样我们可以将上面速率方程简单表示为

$$\frac{dP_n}{dt} = A_n Q_n - B_n P_n , \quad (4)$$

A_n 为其他各能级向 n 能级跃迁的总跃迁速率， B_n 为 n 能级跃迁向其他各能级跃迁的总跃迁速率。 A_n 和 B_n 为 P_n 的函数，具体形式如下^[10-13]：

$$A_n = \left\{ \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{n_{\max}} P_m (R_{mm}^c + R_{mm}^r) \right\} + Z^* (R_{cn}^c + R_{cn}^r + R_{cn}^d) ,$$

$$B_n = \left\{ \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{n_{\max}} Q_m (R_{nm}^c + R_{nm}^r) \right\} + (R_{nc}^c + R_{nc}^r) , \quad (5)$$

其中 R_{mn}^c 为电子由 m 能级向 n 能级跃迁的碰撞速率 ($m < n$ 为碰撞激发， $m > n$ 为碰撞退激发)， R_{mn}^r 为电子由 m 能级向 n 能级跃迁的辐射速率 (注意当 $m < n$ ，只有当环境辐射场存在时，光激发过程发生 $R_{mn}^r \neq 0$ ，否则 $R_{mn}^r = 0$)， R_{nc}^c, R_{cn}^c 分别代表碰撞电离和三体复合； R_{cn}^r, R_{cn}^d 分别代表辐射复合和双电子复合 (注意只有当环境辐射场存在时， $R_{nc}^r \neq 0$ ，否则 $R_{nc}^r = 0$)。

假设各离化态之间是互不相关的，利用束缚态电子布居数 P_n 我们还可以直接得到等离子体中各离化态上的离子所占的百分比 $f(C)$ ^[9]，即

$$f(C) = \prod_{n=1}^{n_{\max}} \left[\frac{P_n}{2n^2} \right]^{k_n} \frac{2n^2!}{(2n^2 - k_n)! k_n!} \times \left[1 - \frac{P_n}{2n^2} \right]^{2n^2 - k_n} , \quad (6)$$

其中 k_n 为主量子壳层 n 上的电子个数， $c \equiv k_1, k_2, \dots, k_{n_{\max}}$ 。

3. 普朗克分布的辐射场对束缚电子布居数的影响

本文利用 NIMP 程序模拟研究了不同辐射温度

和强度下的普朗克辐射场对不同温度和密度下的等离子体的主量子壳层束缚电子的布居数的分布以及随时间的演化规律的调制作用。它对于深入了解普朗克谱分布的辐射场对激光等离子体^[14-16]微观物理过程的影响具有一定的理论价值。

3.1. 辐射场对束缚电子壳层布居数的影响

我们利用 NIMP 程序模拟研究了黑体谱分布的辐射场对不同密度下电子温度为 1000 eV 的 Al 等离子体的 L 主量子壳层上束缚电子布居数分布 (见图 1) 的影响。由图 1 的计算结果可知：在无辐射场情形下，对于低密度等离子体，由于光电复合与光致电离、光致激发与自发辐射之间不可能达到平衡，导致主量子壳层上束缚电子布居数是远离局域热力学平衡分布的。此时若在等离子体中外加入一个黑体谱分布的环境辐射场，可以看到当辐射温度逐渐接近等离子体的电子温度时，它可以致使辐射与相应的逆过程之间趋于平衡 (如可以使得光电离速率不再为 0，从而与其逆过程光电复合达到平衡)，最终将壳层束缚电子布居数分布调制到接近 LTE 分布。而对于高密度等离子体，由于碰撞速率与辐射速率相比占绝对优势，因此无论是否存在外加辐射场，束缚电子的布居数分布都接近于局域热动平衡 (LTE) 分布。图 1 的模拟结果还表明外加辐射场的辐射温度的大小对于调制作用有极大地影响。辐射温度越接近于等离子体的电子温度，其对束缚电子布居数分布的调制作用越显著。反之亦然。

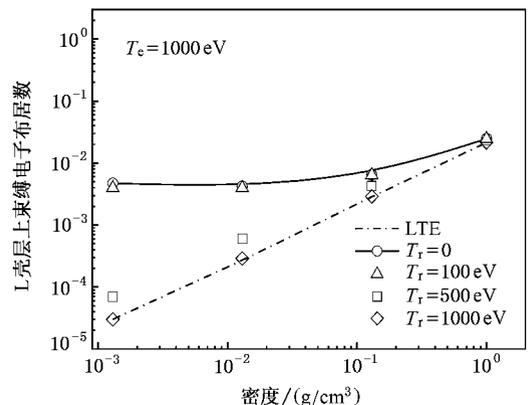


图 1 辐射温度对壳层上束缚电子布居数的影响

图 2 给出了电子温度为 100 eV 的 Al 等离子体的 L 和 M 主量子壳层上束缚电子布居数分布。

比较图 2(a) 与 (b) 可以看到对于较高的主量子数壳层，其束缚电子布居数分布与局域热力学平衡

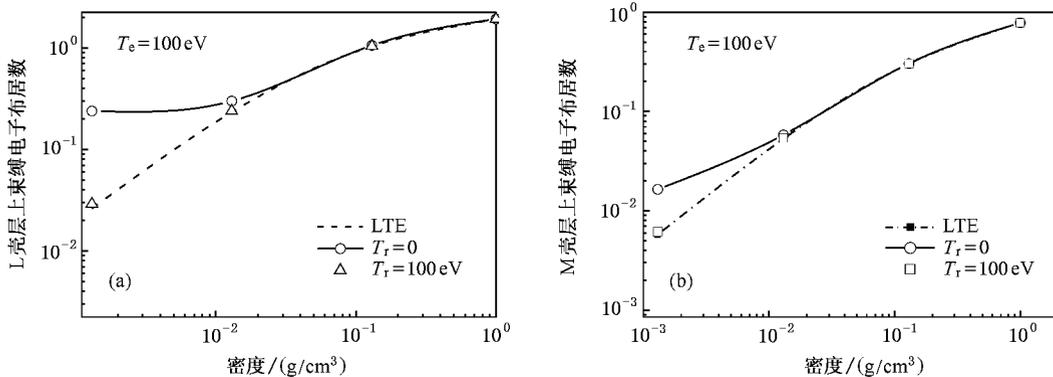


图 2 不同壳层上束缚电子布居数分布

分布相差不大. 这是由于对于高的主量子壳层, 即使在低密度情形下, 碰撞速率仍远大于辐射速率.

图 3 模拟研究了辐射温度为 100 eV 而辐射强度不同的黑体辐射场对电子温度为 100 eV 的 Al 等离子体 L 壳层的束缚电子布居数的影响.

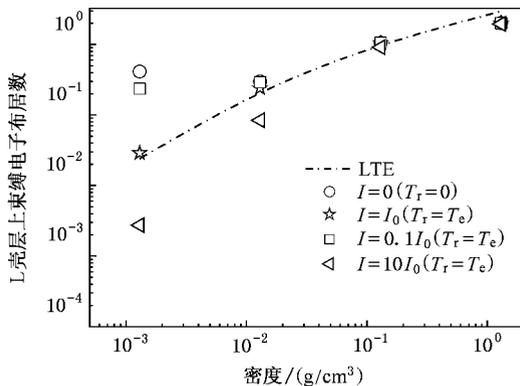
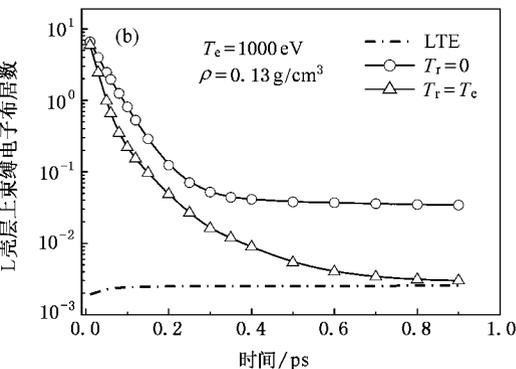
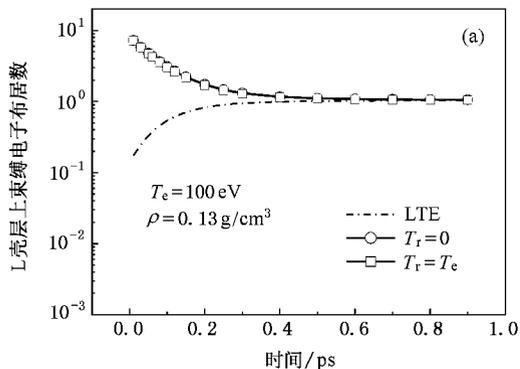


图 3 辐射强度对束缚电子布居数分布的影响

结果显示当加入的辐射场强度完全等于 $I_0 = B(T)$ ($B(T)$ 为等效温度的黑体谱的辐射强度), 可以看到此时辐射场的调制效果非常好, 它可以将等



离子体 L 壳层束缚电子布居数分布完全调制到 LTE 分布. 但是当辐射场强度分别为 $I = B(T)/10$ 和 $I = 10 B(T)$, 可以看到当辐射场的强度不完全等于 I_0 时, 辐射场的调制效果将衰弱, 此时辐射场不能完全将等离子体束缚电子布居数分布由 non-LTE 调制到 LTE.

由此可以看到外加辐射场的强度以及辐射温度的大小对于等离子体的束缚电子布居数分布的调制作用有很大的影响.

3.2. 辐射场对束缚电子壳层布居数随时间演化过程的影响

图 4 模拟研究了密度为 0.13 g/cm^3 的 Al 等离子体在电子温度分别为 100 eV 和 1000 eV 下的束缚电子布居数分布随时间的演化情形, 给出了外加辐射场对其的调制作用. 由模拟结果可以看到: 无外加辐射场时, 在激光脉冲前期, 等离子体是远离局域热力学平衡状态的, 随着时间的演化, 对于低温情形 (见图 4(a)), 等离子体开始很快向着局域热力学平衡状态趋近. 而对于高温情形 (见图 4(b)), 在整

图 4 辐射场对束缚电子壳层布居数随时间的演化的影响

个时间演化过程中束缚电子布居数分布始终远离非局域热力学平衡状态。

研究中我们给出了外加辐射场对随时间演化的束缚电子布居数分布的调制作用。可以看到对于早期的等离子体，束缚电子布居数分布主要是由碰撞过程来决定的，辐射场所起的作用很小。外加辐射场的对于等离子体的束缚电子布居数分布并没有显著的影响。随着时间的推移，辐射相互作用开始占优势，此时辐射场对等离子体的平衡态开始发生显著的作用。它可以将等离子体束缚电子布居数分布由非局域热力学平衡状态调制到局域热力学平衡状态。比较图 4 (a)与 (b)还可以看到对于同一密度较低的等离子体，等离子体的电子温度越高，束缚电子

布居数分布越远离局域热力学平衡分布。由此可知对于高温低密度等离子体，外加普朗克分布的辐射场是相当有用的，它可以将等离子体的束缚电子布居数分布很好地调制到接近局域热动平衡分布。

3.3. 等离子体各离化态上的离子分布

图 5 模拟研究了不同密度和电子温度的 Al 等离子体各离化态上的离子所占的百分比 $f(C)$ 。由模拟结果可以看到在温度不很高时，等离子体各离化态上离子所占的百分比 $f(C)$ 分布的影响基本上接近局域热动平衡分布(如图 5(a))。而对于高温低密度等离子体，各离化态上的离子所占的百分比分布是远离局域热动平衡分布的(如图 5(b))。

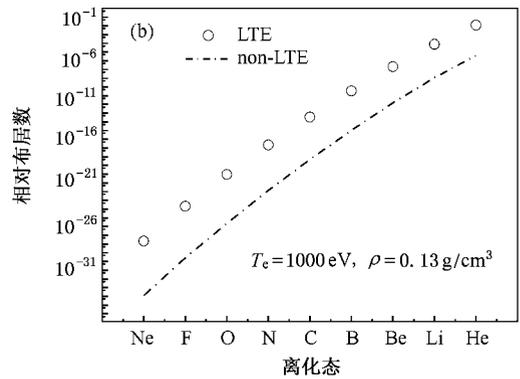
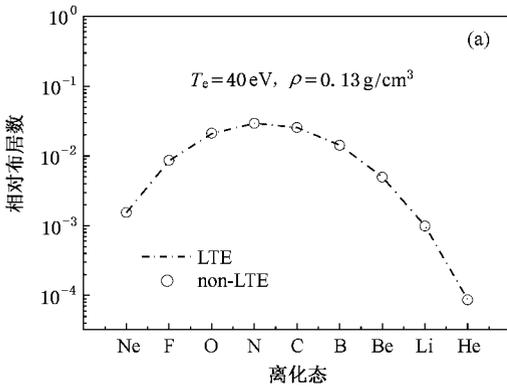


图 5 等离子体各离化态上的离子所占的百分比

对于高温低密度等离子体，各离化态上的离子所占的百分比分布是远离局域热动平衡分布的(如图 5(b))。

4. 结 论

本文通过数值模拟详细分析研究了黑体谱分布的外加辐射场对激光等离子体微观物理过程的影响。研究表明高温、低密度等离子体以及低主量子壳层的束缚电子的布居数分布是处于非局域热动平衡分布(NLTE)的，这时辐射在等离子体的微观物理相互作用过程中起非常重要的作用。此时若在等离子体中加入一个黑体谱分布的辐射场是相当有用的。由模拟结果可知当外加辐射场的辐射温度接近于等离子体的电子温度，且辐射场的强度等于等效温度下的黑体谱辐射强度时，该外加辐射场能够将等离子体中主壳层束缚电子布居数分布由 non-LTE 调制

到 LTE 分布。

我们还研究了黑体谱分布的外加辐射场对激光等离子体主量子壳层束缚电子布居数分布随时间的演化过程的影响。研究表明在等离子体演化过程的早期，等离子体主壳层束缚电子布居数分布处于非局域热力学平衡状态。外加的辐射场并不能对束缚电子布居数分布状态有很明显的影响。但是随着时间的演化，外加辐射场的作用开始明显。特别是在高温下，由于辐射作用不能被忽视，因此加入辐射场对于等离子体有很大的影响。它可以将束缚电子布居数分布调制到 LTE。

此外我们还模拟研究了等离子体各离化态上的离子所占的百分比 $f(C)$ 的分布特点。

上述这些研究对于深入理解普朗克分布的外加辐射场对激光等离子体的微观物理过程的影响具有十分重要的意义。

- [1] William H 1965 UCRL-74991
- [2] Lokke W A , Grasberger W H 1977 UCRL-52276
- [3] More M R 1981 *Atomic Physics in Inertial Confinement Fusion* UCRL-84911
- [4] Rose S J 1997 RAL-TR-97-020
- [5] Mihalas D M 1978 *Stellar Atmospheres* (San Francisco : Freeman) p279
- [6] Pert G J 1978 *J. Comput. Phys.* **27** 241
- [7] Gauthier J C , Geinder J P , Grandjouan N , Vimont J 1983 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **16** 321
- [8] Post D E , Jensen R V , Tarter C B , Grasberger W H , Lokke W A 1997 *At. Data Nucl. Data Tables* **20** 397
- [9] Djaoui A , Rose S J 1992 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **25** 1745
- [10] Christianse J P , Ashby D E T F , Roberts K V 1974 *Comput. Phys. Commun.* **7** 271
- [11] Lee Y T , London R A , Zimmerman J B 1990 *Phys. Fluids B* **2** 2731
- [12] Eder D C , Scoot H A 1991 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **45** 189
- [13] Shestakov A I , Eder D C 1989 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **42** 485
- [14] Wang W , Zhang J , Dong Q L , Senecha V K 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 967 (in Chinese) [王 薇、张 杰、董全力、Senecha V K 2004 物理学报 **53** 967]
- [15] Xu M H , Chen L M , Li Y T , Yuan X H , Liu Y Q , Kazuhisa Nakajima , Toshi Tajiam , Wang Z H , Wei Z Y , Zhao W , Zhang J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 353 (in Chinese) [徐妙华、陈黎明、李玉同、远晓辉、刘运全、Kazuhisa Nakajima、Toshi Tajima、王兆华、魏志义、赵 卫、张 杰 2007 物理学报 **56** 353]
- [16] Yu Q Z , Li Y T , Jiang X H , Liu Y G , Wang Z B , Dong Q L , Liu F , Huang L Z , Danson C , Pepler D , Ding Y K , Fu S N , Zhang J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 359 (in Chinese) [于全芝、李玉同、蒋小华、刘永刚、王哲斌、董全力、刘 峰、黄丽珍、C. Danson、D. Pepler、丁永坤、傅世年、张 杰 2007 物理学报 **56** 359]

Effect of a Planckian radiation field on population of bound-electrons *

Wang Wei¹⁾²⁾ Zhang Jie^{3)†} Zhao Gang²⁾

1) Department of Physics , Capital Normal University , Beijing 100037 , China)

2) National Astronomical Observatories , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100012 , China)

3) Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)

(Received 6 May 2007 ; revised manuscript received 24 May 2007)

Abstract

The basic atomic physical processes of laser beams interacting with a solid target is checked and the effects of a Planckian radiation field on the population of bound electrons are studied. The results illustrate that the radiation field , if it has a truly Planckian distribution , will influence on the physical processes in plasmas. For instance , it can ensure the distribution of the population on the different ionization stages under the LTE conditions even when the plasmas density is low enough that the collision rates do not dominate over radiative rates.

Keywords : hydrodynamics , laser-produced plasmas , population , Planckian radiation field

PACC : 5225 , 9530

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10573024).

† E-mail : jzhang@aphy.iphy.ac.cn