

文章编号: 1001-2486 (2001) 04-0032-08

# 使用细致谱项模型研究高温等离子体的辐射不透明度\*

曾交龙, 袁建民

(国防科技大学理学院, 湖南长沙 410073)

**摘要:** 对计算等离子体的光辐射不透明度所涉及的一些物理问题进行了介绍与讨论, 重点放在束缚-束缚谱线跃迁与束缚-自由吸收及自电离共振引起的谱线展宽等物理过程。由于束缚-束缚谱线吸收中涉及到谱线的各种增宽机制, 我们对此也进行了讨论。在此基础上系统介绍了使用细致谱项模型计算等离子体的不透明度的理论研究现状, 并结合涉及到的实验研究结果, 对理论结果进行了检验。特别是结合我们最近的研究进展, 着重讨论了得到的一系列结果。

**关键词:** 细致谱项模型; 等离子体; 辐射不透明度; 透射谱

中图分类号: O53 文献标识码: A

## Radiative Opacity of High Temperature Plasmas Obtained by Detailed-term-accounting Approximation

ZENG Jiao-long, YUAN Jian-min

(College of Science, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

**Abstract:** The physical problems concerned with the calculations of the radiative opacities of high temperature plasmas are presented, the emphasis being placed on such atomic processes as bound-bound transitions, bound-free transitions and the autoionization resonance broadening. Various broadening mechanisms related to the calculations of the bound-bound absorption are also discussed. The theories of the calculations of the radiative opacities of high temperature plasmas using detailed-term-accounting (DTA) approximation have been introduced. The theoretical results are compared with the experiments. Emphasis is placed on discussing some of the results we have obtained recently.

**Key words:** detailed-term-accounting approximation; plasmas; radiative opacity; transmission

高温等离子体中的光辐射输运是激光和物质相互作用的重要物理过程, 辐射不透明度或辐射平均自由程是描述高温等离子体辐射性质的基本物理参数, 也是惯性(磁)约束聚变,  $x$ -射线激光及天体物理研究的重要物理量。惯性(磁)约束聚变、 $x$ -射线激光以及天体物理研究等等, 凡研究热稠密物质的能量传输与分配时, 都必须使用不透明度这一物理量, 因此不透明度的精确计算就显得极为重要。本文对使用细致谱项模型计算等离子体的辐射不透明度的理论研究现状进行了评述, 并着重讨论了我们最新的研究进展。本文所涉及的内容只限于处于热动平衡状态下的单质等离子体。

### 1 细致谱项模型计算等离子体辐射不透明度所涉及的物理问题

在高温等离子体中, 微观过程非常之多, 也非常之复杂, 例如光辐射与原子、离子的相互作用, 电子与原子、离子的碰撞, 原子与离子之间的碰撞等等。在光辐射问题中, 对辐射不透明度起主要作用的有下列四种过程: 束缚-束缚吸收, 束缚-自由吸收(光电离), 自由-自由吸收(逆韧致吸收)以及散射过程。对处于局域热动平衡状态的等离子体, 依赖于所考虑的精细程度, 理论上计算其不透明度可分为四个等级, 这就是(1)平均原子模型<sup>[1]</sup>, (2)超级跃迁系模型<sup>[2]</sup>, (3)不可分辨跃迁系模型<sup>[3]</sup>, (4)细致谱项模型, 这正是本文要详细讨论的。这四个模型一个比一个复杂, 也一个比一个精确, 因此, 细致谱项模型是最复杂, 但也是最精确的。

\* 收稿日期: 2001-04-02

基金项目: 国家杰出青年基金资助项目(10025416); 国家自然科学基金资助项目(19974075)

作者简介: 曾交龙(1967-), 男, 讲师, 在职博士生。

使用细致谱项模型计算等离子体不透明度主要需要解决两个方面的问题，这就是（1）确定等离子体中的各种离子的分布，即所谓的离子丰度；（2）获得光辐射过程中上述四种微观过程的原子参数。离子丰度问题相对容易，各价离子的粒子数分布可由萨哈（Saha）方程<sup>[4,5]</sup>获得，由于等离子体环境的影响，各价离子的电离能比自由原子的电离能低，这就是所谓的电离能下降，在解萨哈方程时，要考虑到这一点。关于萨哈方程的具体求解，可参阅我们最近的文献<sup>[5]</sup>。

获得微观过程的原子参数，尤其是前两个过程（束缚-束缚和光电离）则是非常麻烦的问题。在细致谱项模型中，由于出现在等离子体中的离子类型多，而每种离子类型涉及的束缚-束缚跃迁数目巨大（少则数百万，多则数亿），而对每条跃迁谱线除需要相应的跃迁能量及振子强度等物理量外，还需要考虑跃迁谱线的光谱线型及相应谱线的增宽参数，因而计算量是巨大的。下面对计算不透明度所涉及的各方面问题及研究进展分别加以介绍。

## 2 束缚-束缚谱线吸收

束缚-束缚谱线吸收是等离子体中重要的吸收过程，对某一条谱线吸收，从谱项  $t$  激发到  $t'$ ，辐射光子能量为  $h\nu$  时吸收截面可由吸收振子强度  $f_{iit'}$  得到

$$\sigma_{iit'}(h\nu) = \frac{\pi h e^2}{m c} f_{iit'} S(h\nu) \quad (1)$$

其中  $h$  为普朗克常数， $e$  为电子电荷， $m$  为电子质量， $c$  为真空中的光速， $S$  为光谱线型函数。如果只考虑电子碰撞展宽，则对应的光谱线型为洛伦兹线型，如果只考虑多普勒展宽，则对应的光谱线型为多普勒线型，实际观察到的线型应为两者的卷积，即佛伽脱线型<sup>[5]</sup>

$$S(h\nu) = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Gamma_d} H(a, \nu) \quad (2)$$

其中  $H(a, \nu)$  为佛伽脱函数

$$H(a, \nu) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{a^2 + (v-x)^2} dx, \quad a = \sqrt{\ln 2} \Gamma_l / \Gamma_d, \quad v = \sqrt{\ln 2} (\nu - \nu_0) / \Gamma_d$$

其中  $\Gamma_d$  和  $\Gamma_l$  分别为高斯型及洛伦兹型半宽度。在佛伽脱线型中，原则上，需要考虑所有引起谱线展宽的物理因素，这些因素包括电子碰撞展宽、多普勒展宽、（自电离）共振展宽、自然宽度等等。但在实际的计算中，要把所有这些因素都考虑是很困难的，因此往往是考虑最主要的谱线展宽。在理论处理中，对光谱线型的处理大致可以分为两种情况，这就是低光子能量和高光子能量（x-射线范围）两种不同的能量区域，对低光子能量范围，在通常的典型实验条件下，电子碰撞展宽是主要的增宽机制，因此在理论计算中常采用洛伦兹线型。对 x-射线范围，由于高的跃迁能量，且大部分的实验中涉及的为  $1s-2p$  的内壳层跃迁，此种类型跃迁的电子碰撞宽度较小，而多普勒展宽则相对较大，因此在很多理论模拟中，往往只考虑多普勒展宽。当然，这只是极限情况下的结论，实际情况中，问题可能非常复杂，也许几种展宽机制引起的增宽比较接近，这时各种展宽机制都应该仔细考虑。通过我们最近的工作，我们发现了一些新的现象，如铝各价离子的  $K$  壳层激发态的自电离共振宽度比多普勒宽度要大，因此在不透明度或透射率的计算中，包括与不包括自电离共振展宽，结果会有很大的不同。这些问题我们会在后面较详细地介绍。

### 2.1 振子强度

原子能级与振子强度是原子结构的基本物理量，自从量子力学诞生以来人们对此进行了大量的实验与理论研究，但即使到现在，我们还不能说对所有原子，这些基本物理量我们已得到了完整的了解，特别是对高激发态原子结构，我们所知仍然有限，而对由多个电子处于高激发态的结构问题可以说直到今天还是一个没有完全解决的问题<sup>[6]</sup>。在原子结构的计算中，常使用原子结构程序 CIV3<sup>[7]</sup>，MCHF<sup>[8]</sup>及 GRASP92<sup>[9]</sup>等先获得波函数，然后使用得到的波函数计算偶极振子强度。振子强度有三种表示，这就是长度，速度及加速度表示，通常情况下，只计算前两种。如果使用的波函数是精确的，那么长度与速度表示的振子强度应该相等，实际数值计算中只能获得近似的波函数，两者的符合程度

反映了波函数的质量。对于一跃迁, 初态波函数为  $\psi_i$ , 末态波函数为  $\psi_f$ , 其振子强度的长度与速度表示分别为<sup>[4]</sup>

$$f_l = \frac{2\Delta E}{3g_i} \left| \langle \psi_i | \sum_{p=1}^N \mathbf{r}_p | \psi_f \rangle \right|^2 \quad (3)$$

和

$$f_v = \frac{2}{3g_i\Delta E} \left| \langle \psi_i | \sum_{p=1}^N \nabla_p | \psi_f \rangle \right|^2 \quad (4)$$

其中  $\Delta E = E_f - E_i$ ,  $E_i$  和  $E_f$  分别为初态与末态的能量,  $g_i$  为初态的统计权重。

在不透明度的计算中, 涉及的束缚-束缚跃迁数以亿计。如对铝等离子体而言, 虽然最多只有 13 种不同的离子, 但对这 13 种不同的离子, 需要计算的跃迁总数可以多达甚至超过 10 亿。我们通过计算, 获得了大量的振子强度。通过对计算得到的振子强度的长度与速度两种表示结果的比较发现, 两者符合较好, 说明我们得到的振子强度是可靠的。目前文献中, 价壳层之间的跃迁的振子强度计算得比较多, 而内壳层之间的振子强度则相对较少, 针对这种情况, 我们计算了 C IV 离子<sup>[10]</sup>及 Al VIII 离子<sup>[11]</sup>的内壳层跃迁振子强度, 得到了较好的结果。对计算的里德堡系列的内壳层跃迁, 对其系列的系统行为进行了分析, 得到了一些有意义的结果。

## 2.2 电子碰撞展宽 (Stark 增宽)

为了对等离子体进行诊断, 应该考虑等离子体环境对各种原子过程的影响, 这种影响对原子谱线而言, 主要表现为谱线的增宽 (broadening) 及位置的移动 (shift)。在计算等离子体的不透明度时, 起主要作用的是谱线的增宽, 谱线位置的移动一般不会太大地影响不透明度。一般实验上测量并报道的, 总是认为 Stark 谱线增宽是整个谱线增宽的主要成分, 但实际情况往往是很复杂的, 需要对各种可能的增宽机制作细致的考虑。常见的谱线增宽机制主要有<sup>[4]</sup>: 自然增宽、电子碰撞增宽、多普勒增宽及自电离共振增宽等。一般情况下, 自然增宽是很小的, 比等离子体中其它机制造成的增宽要小 1-2 个数量级。但对高电离的离子, 尤其是涉及到内壳层跃迁时, 自然增宽可能迅速增大, 这时可能需要考虑自然增宽。下面我们着重介绍电子碰撞增宽。等离子体中共振谱线的电子碰撞展宽的计算是一个很专门的问题, 最近有人对其理论和实验现状进行了评述<sup>[12]</sup>。对此问题的理论处理, 目前有量子力学、半经典和半经验三种计算方法。在实验方面, 大都集中在较低温度, 轻元素原子及离子, 高价离子的实验结果非常缺乏。在理论计算方面, 绝大部分集中在半经典的处理, 量子力学的计算相对较少。但即使是半经典的计算, 对每一条谱线也需要很精致的计算, 要得到大量的可用于不透明度计算的碰撞宽度几乎是不可能的。为了比较精确地计算共振谱线的电子碰撞展宽, 我们发展了 R-矩阵方法 (量子力学), 得到了一系列的结果。下面我们简单介绍基本理论, 这些在 Griem<sup>[13]</sup>及赵增秀<sup>[14]</sup>等文中已有阐述, 下面仅给出计算中用到的相关方程。考虑一谱线跃迁:

$$X_a + \omega \rightarrow X_b \quad (5)$$

其中  $\omega$  为入射光子能量, 单位为  $Ry$ 。电子碰撞谱线轮廓为:

$$\phi(\omega) = \gamma / \pi [(\omega + \chi - \omega_0)^2 + \gamma^2]^{-1} \quad (6)$$

其中  $\omega_0$  为谱线中心的光子能量:

$$\omega_0 = E_b - E_a \quad (7)$$

$\gamma$  和  $\chi$  分别为谱线的线宽和线移参数。根据 Baranger 的碰撞近似, 它们可表示为:

$$\gamma + i\chi = N_e \frac{\hbar^2}{m} \left( \frac{2\pi}{mkT} \right)^{1/2} Y_D(T) \quad (8)$$

$N_e$  为电子密度,  $T$  为等离子体温度,  $k$  为玻尔兹曼常数,  $Y_D$  为无量纲的碰撞强度  $\Omega_D$  的热平均:

$$Y_D(T) = \int_0^\infty \Omega_D(\epsilon) \exp(-\epsilon/kT) (\epsilon/kT) \quad (9)$$

其中  $\epsilon$  为碰撞电子的能量。而  $\Omega_D$  可表示为:

$$\Omega_D(\epsilon) = (2S_A + 1)^{-1} \sum_S \sum_{L\pi} \sum_{L'\pi'} \sum_{ll'} (2S + 1) \times (2L + 1) \chi(2L' + 1)$$

$$\begin{aligned} & \times W(L_i L_j L L' ; i l) W(L_i L_j L L' ; i l') \\ & \times [S_i(l) - S_i(SL\pi, ll')]^* S_i(SL'\pi', ll') \end{aligned} \quad (10)$$

其中  $S_A$  和  $S$  分别为靶原子的自旋和碰撞电子与靶原子系统的总自旋,  $W$  为 Wigner 系数,  $S_i$  和  $S_f$  分别是光学容许跃迁的初态和终态的弹性散射矩阵,  $i$  表示初态,  $f$  表示终态。  $S_i$  和  $S_f$  对相同的自由电子能量计算。

我们使用 R-矩阵方法<sup>[14]</sup>, 对一些原子和离子的谱线进行了全量子力学的计算, 其中包括铝原子<sup>[15]</sup>的  $3p-4s$  及  $3p-4d$ 、C IV<sup>[16]</sup>的  $2s-2p$  和 Al X<sup>[17]</sup>的  $2s-2p$  等谱线的电子碰撞展宽随温度的变化关系 (电子密度取为  $10^{17} \text{cm}^{-3}$ ), 这些有用的结果为我们计算不透明度打下了必要的基础。但如前所述, 在不透明度的计算中涉及的谱线数以亿计, 我们不可能通过全量子力学的 R-矩阵方法获得所有有关光谱线的电子碰撞展宽 (一条共振谱线的计算在 Digital 工作站上需要两天以上的时间), 因此使用半经验的公式获得大量的原子参数是一条可行之道。对于离子谱线, 斯塔克全宽度 (单位: eV) 的简单估计可通过下式获得<sup>[18]</sup>

$$\Gamma = N_e \frac{8\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{\hbar^3}{m^2 e} \left( \frac{2m}{\pi k T} \right)^{1/2} \left( 0.9 - \frac{1.1}{Z} \right) \sum_{j=i,f} \left( \frac{3n_j}{2Z} \right) (n^2 - l_j^2 - l_j - 1) \quad (11)$$

其中  $N_e$  及  $T$  分别为等离子体的电子密度和温度,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  为普朗克常数,  $Z-1$  为对应的离子电荷,  $n_i (l_i)$  及  $n_f (l_f)$  分别是谱线跃迁的初态与末态的有效主 (轨道角动量) 量子数。

我们对 Al X 离子<sup>[17]</sup>的几条跃迁谱线进行了全量子力学 (R-矩阵方法) 和半经验的计算, 作为一个例子, 图 1 给出了共振谱线  $2s-2p$  的电子碰撞增宽随温度的变化关系 (电子密度取为  $10^{17} \text{cm}^{-3}$ ), 由图可见, 虽然全量子力学方法得到的电子碰撞展宽在温度很低时 (低于  $50\,000\text{K}$ ) 随温度变化较剧烈, 但通常等离子体温度较高, 在温度较高时 (高于  $50\,000\text{K}$ ) R-矩阵方法与半经验的计算结果符合还算可以, 两者误差在 15% 以内, 半经验的计算可以满足计算不透明度的需要。

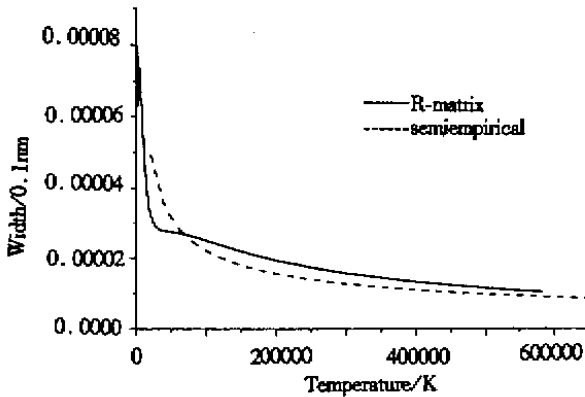


图 1 Al X  $2s^2 1S-2s2p^1P^o$  谱线电子碰撞增宽随温度的变化, 电子密度为  $10^{17} \text{cm}^{-3}$

Fig.1 Temperature dependence of electron impact width of Al X  $2s^2 1S-2s2p^1P^o$  for electron density of  $10^{17} \text{cm}^{-3}$

### 2.3 自电离共振展宽

以上介绍的谱线的电子碰撞展宽, 指的是真正的束缚-束缚跃迁, 对另一类跃迁, 其低态处于真正的束缚态, 而高态处于电离阈以上的高激发态, 尤其是内壳层激发态, 问题则更加复杂。这时不仅电子碰撞可以引起谱线增宽, 而且高态为自电离态, 会引入相应的自电离共振展宽。而自电离共振展宽一直没有得到人们足够的重视, 这不仅表现在计算自电离共振宽度的文献较少, 而且在以前的 x-射线不透明度计算中, 没有人真正考虑或使用自电离共振宽度。这里面的原因可能是复杂多样的, 但有一点是可以肯定的, 这就是自电离共振宽度的计算比较复杂, 而要把所需数据量巨大的自电离宽度考虑到不透明度的计算中去, 其难度更是可想而知。在实际计算中是否需要考虑自电离宽度, 依赖于它与其它展宽的相对大小。那么, 对于这一类跃迁, 电子碰撞展宽和自电离共振宽度究竟哪一个更大呢? 通过实际计算, 我们发现在典型的实验条件下, 自电离共振宽度比电子碰撞宽度更大。这从我们

对 O III<sup>[19]</sup>及 Al VI - Al X<sup>[20]</sup>各价离子的自电离共振宽度的计算结果可以很容易地看出。

由于在 x-射线区域,谱线的跃迁能量较大,而多普勒宽度与跃迁能量成正比,因而多普勒宽度一般比电子碰撞宽度更大,所以在大多数的计算中人们只使用多普勒宽度。国际上许多计算不透明度的程序<sup>[21-23]</sup>正是这样做的。在我们最近的工作中<sup>[5]</sup>,考虑了自电离共振宽度,因而与实验<sup>[24-25]</sup>符合得更好。据我们所知,这是第一次在不透明度的计算中真正仔细考虑自电离共振展宽这一物理因素。

### 3 光电离

束缚-自由吸收(光电离)过程是不透明度计算中的一个重要过程,目前计算光电离截面的理论方法有很多,如自洽场方法、扭曲波方法等,但这些方法不能有效地处理共振过程。在不透明度的计算中,我们采用目前广泛使用的 R-矩阵方法<sup>[26]</sup>,获得光电离截面。光电离截面的定义可参看文献<sup>[4]</sup>,它也有长度与速度两种表示

$$\sigma_l = \frac{4}{3} \pi^2 a_0^2 \alpha \frac{\omega}{g} \sum_{l_f} | \langle L l_f E_f | \sum_{i=1}^N \mathbf{r} | \psi_i \rangle |^2 \quad (12)$$

$$\sigma_v = \frac{4}{3} \pi^2 a_0^2 \alpha \frac{\omega}{g} \sum_{l_f} | \langle L l_f E_f | \sum_{i=1}^N \nabla | \psi_i \rangle |^2 \quad (13)$$

其中  $a_0$  为玻尔半径,  $\alpha$  为精细结构常数,  $\omega$  为光子能量,以  $R_y$  为单位,  $g$  为束缚初态的统计权重,  $L l_f E_f$  分别表示剩余离子的角动量和连续电子的角动量及动能,同时表示末态的波函数,  $\psi_i$  是束缚初态的波函数。

R-矩阵方法是一种非常精确的处理光电离过程的方法,尤其是能有效地处理共振过程,这些共振也许能大大地改变等离子体的不透明度。R-矩阵的有效性可由我们最近的工作<sup>[10, 27-29]</sup>得到说明。我们首先计算了 C II 离子<sup>[27]</sup>的光电离截面,并与不透明度工程(Opaicity Project)<sup>[30]</sup>的结果进行了对比,两者的理论计算结果符合很好。其次,对 C IV 离子<sup>[6]</sup>的内壳层光电离截面进行了计算,并由此确定了许多内壳层激发态的能量(相对于基态),与实验<sup>[31]</sup>符合相当不错。对内壳层激发的里德堡系列的自电离共振宽度进行了系统的分析与讨论,得到了一些基本的规律。再次,对 Ca<sup>-</sup>的基态<sup>[28]</sup>及 Be<sup>-</sup>、Mg<sup>-</sup>及 Ca<sup>-</sup>的亚稳态<sup>[29]</sup> nsnp<sup>2</sup> 4P 的光分解截面进行了 R-矩阵的计算,其中后两种负离子亚稳态的光分解截面的研究尚属首次,对出现的共振结构进行了仔细的分析,得到了一系列有意义的结果。

基于上述分析,R-矩阵方法确实是计算光电离截面的有效方法,在不透明度的计算中,数以百计乃至数以千计的光电离截面都是通过 R-矩阵方法获得的。我们还特别以 Al VII 离子基态<sup>[32]</sup>的光电离截面为例,进行了细致的计算,得到了与其它理论计算<sup>[33]</sup>符合很好的结果。

### 4 辐射不透明度

对粒子数密度为  $N$ , 温度为  $T$  的等离子体,入射光子能量为  $h\nu$  的吸收系数为

$$\mu(h\nu) = \sum_i \left( \sum_{u'} N_{iu'} \sigma_{iu'}(h\nu) + \sum_u N_{iu} \sigma'_{iu}(h\nu) \right) + \mu_{ff}(h\nu) + \mu_{scat}(h\nu) \quad (14)$$

其中  $\sigma_{iu'}(h\nu)$  是从谱项  $t$  到  $t'$  的光激发截面,  $\sigma'_{iu}(h\nu)$  为谱项  $t$  的光电离截面,其中  $i$  为对不同电离度的离子求和,方程后两项为自由-自由吸收及散射引起的贡献。光谱分辨的不透明度通过下式与吸收系数联系起来

$$\rho\kappa'(h\nu) = \mu(h\nu) \quad (15)$$

不透明度上的一撇表示已包括了受激发射。束缚-束缚与束缚-自由部分的计算已在前面说明,自由-自由吸收利用 Kramers 截面获得,散射截面利用 Thomson 截面得到。在诸如等离子体的辐射输运等实际应用中,常用到 Rosseland 和 Planck 平均不透明度,它们的定义可参看我们最近的文献<sup>[34]</sup>。

利用上述方法,我们<sup>[35]</sup>对 Winhart 等<sup>[36]</sup>实验条件下(温度 20 eV,密度 0.01 g/cm<sup>3</sup>)的铝等离子体的辐射不透明度进行了计算,得到的光谱分辨的不透明度如图 2 所示(实线)。为了与平均原子模型得到的结果作一比较,我们也使用平均原子模型计算了此等离子体条件下的不透明度,结果如图 2 虚

线所示。由图易见，两者在低光子能量范围（20~120eV）有很大差异，而在高光子能量范围（大于200eV）两者趋于一致。在温度为20 eV的等离子体中，Rosseland及Planck权重函数在20~120 eV光子能量范围中具有较大的值，且最大值就在此范围中，因此细致谱项模型和平均原子模型获得的光谱分辨的不透明度在20~120 eV光子能量范围的差异将对Rosseland和Planck平均不透明度产生重要的影响，对Rosseland平均不透明度这种影响将更为显著。事实上，细致谱项模型得到的Rosseland平均不透明度是4184 cm<sup>2</sup>/g，而平均原子模型得到的结果为22 520 cm<sup>2</sup>/g，两者相差4倍多。对Planck平均不透明度，细致谱项模型得到的结果为24 891 cm<sup>2</sup>/g，而平均原子模型的相应结果为30 402 cm<sup>2</sup>/g，两者仅相差22%。

为了检验我们细致谱项模型得到的不透明度的正确性，我们与实验结果进行了对比。由于实验测量的是透射率，因此应当把谱分辨的不透明度转换成透射率

$$F(h\nu) = e^{-\kappa(h\nu)L} \quad (16)$$

其中 $L$ 为光源穿过等离子体的路径长度，为了与实验进行直接对比，透射率 $F$ 应当与一高斯函数进行卷积，高斯函数的半高宽对应于光谱的分辨率，这相当于考虑光谱仪器引入的谱线展宽。最后结果示于图3。由图可见，我们得到的结果与实验符合较好。图3同时给出OPAL<sup>[21]</sup>计算得到的理论结果，通过比较发现，在图示的光子能量范围内，在较低能量范围，两个理论结果与实验的符合都还可以，但在较高能量范围，我们的结果比OPAL得到更多的共振结构，从而与实验符合得更好。我们认为，这种更好的符合是由于我们对光电离过程处理更精细的结果，这一效应在我们的论文<sup>[35]</sup>中作了仔细的讨论。

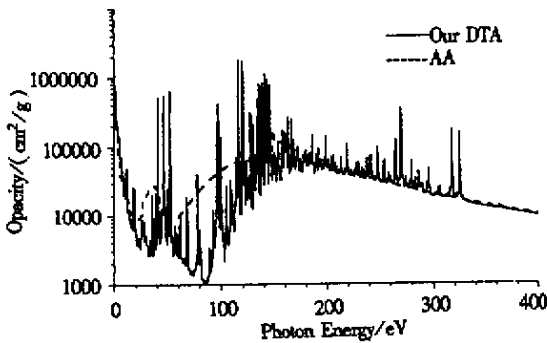


图2 温度为20 eV，密度为0.01 g/cm<sup>3</sup>的铝等离子体的辐射不透明度

Fig.2 The radiative opacity for an Al plasma at a temperature of 20 eV and density of 0.01 g/cm<sup>3</sup>

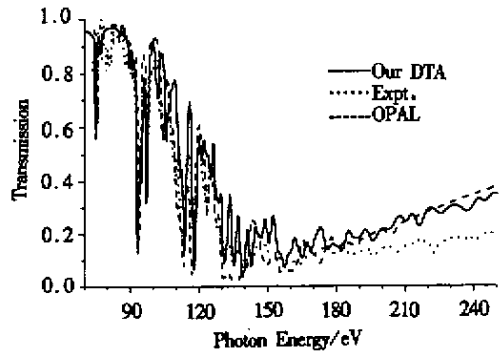


图3 温度为20 eV，密度为0.01 g/cm<sup>3</sup>的铝等离子体的透射率随光子能量的变化

Fig.3 Transmission calculated as a function of photon energy (in eV) for an Al plasma at temperature of 20 eV and density of 0.01 g/cm<sup>3</sup>

## 5 x-射线透射率

更多的实验（例如，参看文献[24, 25]）集中在测量x-射线透射率，因而也有大量的理论<sup>[21-23]</sup>处理这一问题。但大多数的理论研究在计算光吸收截面时只考虑了多普勒增宽，即使是最仔细的计算<sup>[23]</sup>也不例外。这一方面是因为在x-射线区域，多普勒宽度较大，另一方面则是因为多普勒增宽相对容易计算。然而经过我们的研究<sup>[5]</sup>发现，在x-射线区域，由于谱线跃迁到的末态远在等离子体中存在的离子的电离阈以上，因此这些末态为自电离态，自电离共振展宽往往超过多普勒展宽，成为主要的谱线增宽机制，因而必须加以考虑。图4实线为在温度40 eV，密度0.0135 g/cm<sup>3</sup>的铝等离子体条件下，通过细致谱项模型计算得到的透射谱，点线为Los Alamos<sup>[23]</sup>的理论结果，虚线为实验谱<sup>[24]</sup>。由图易见，我们的结果与实验符合很好，甚至比Los Alamos的仔细计算还要好，这主要是因为我们考虑了自电离共振宽度的结果。图5实线为温度为58 eV，密度为0.01 g/cm<sup>3</sup>的铝等离子体条件下，我们通过细致谱模型计算得到的透射谱，虚线为实验谱<sup>[25]</sup>。同样可以发现，我们得到的理论结果与实

验的符合是不错的。

## 6 结论

本文对研究高温等离子体光辐射不透明度所涉及到的有关物理问题进行了介绍,对等离子体中的两种重要的微观过程,束缚-束缚谱线吸收及束缚-自由吸收(光电离)过程进行了较详细的讨论。自电离共振引起的展宽是一个长期以来被忽视的问题,我们对此展宽对等离子体透射谱的影响作了细致的分析与讨论。通过我们最近的研究,我们认为以下几个方面是值得注意的:

(1)与内壳层有关的辐射数据研究相对于价壳层而言在文献量上要少得多,前者的研究应该加强,发展更加强有力的理论方法处理这一问题。

(2)谱线的电子碰撞增宽对计算等离子体不透明度非常重要,现有量子力学及半经典的理论结果与实验存在一定的差异,发展新的理论处理这一问题显得非常迫切。结合精确计算,找到一些经验及半经验的公式以获得大量的展宽参数也是很有意义的工作。

(3)自电离共振展宽对等离子体 x-射线区域的不透明度及透射率有重要影响,应该加强这方面的系统研究。

总之,等离子体不透明度的研究很具有挑战性,很多工作有待进一步拓展。

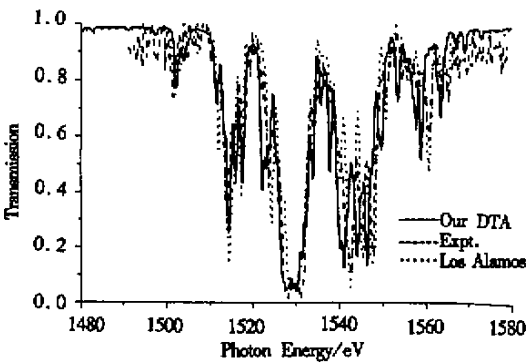


图4 温度为 40eV,密度为 0.0135 g/cm<sup>3</sup> 的铝等离子体的透射谱

Fig.4 Transmission for an Al plasma at temperature of 40 eV and density of 0.0135 g/cm<sup>3</sup>

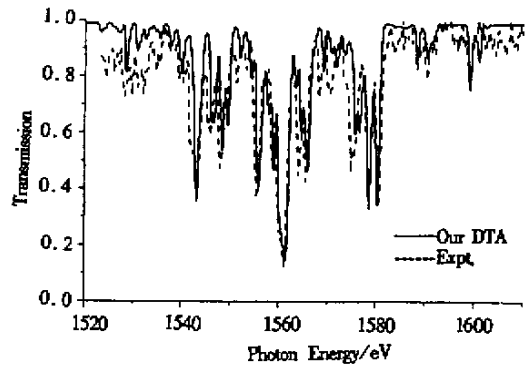


图5 温度为 58eV,密度为 0.01 g/cm<sup>3</sup> 的铝等离子体的透射谱

Fig.5 Transmission for an Al plasma at temperature of 58 eV and density of 0.01 g/cm<sup>3</sup>

## 参考文献:

- [1] Sun Yong sheng, Yuan Jiankui, Zheng Shaotang, Radiative Opacity for High Z Elements [J]. 计算物理, 1997, 14 (6): 765 - 769.
- [2] Bar - Shalom et al. , Super - transition - arrays : A model for the spectral analysis of hot , dense plasma [J]. Phys. Rev. A, 1989, 40 (6) : 3183 - 3193.
- [3] Bauche J, Bauche - Amoult, Klapisch, Transition arrays in the Spectral of ionized Atoms [J]. Advances in Atomic and Molecular Physics, 1987, 23 : 131 - 195.
- [4] Cowan R D, The Theory of Atomic Spectra [M]. University of California Press , Berkeley , 1981.
- [5] Jiaolong Zeng, Fengtao Jin, Jianmin Yuan, and Qisheng Lu, Detailed - term - accounting approximation simulation of x - ray transmission through laser - produced Al plasmas [J]. Phys. Rev. E, 2000, 62 (5) : 7251 - 7257.
- [6] Friedrich H, Theoretical Atomic Physics [M]. Springer - Verlag, 1990.
- [7] Hibbert A, CIV3 - A general program to calculate configuration wave functions and electric - dipole oscillator strengths [J]. Comput. Phys. Commun. 1975, 9 : 141 - 172.
- [8] Fischer C F, The MCHF atomic - structure package [J]. Comput. Phys. Commun. 1991, 64 : 369 - 398.
- [9] Parpia F A, Fischer C F, and Grant I P, GRASP92 : A package for large - scale relativistic atomic structure calculations [J]. Comput. Phys. Commun. 1996, 94 : 249 - 271.

- [ 10 ] J Zeng , J Yuan , Z. Zhao , and Q. Lu , Energy levels and optical oscillator strengths of inner – shell excited states and photoionizations of the ground and first excited states of C IV ion [ J ]. Eur. Phys. J. D , 2000 , 11 : 167 – 173 .
- [ 11 ] 靳奉涛 , 曾交龙 , 袁建民 ,  $Al^{7+}$  内壳层跃迁振子强度的 MCHF 计算 [ J ]. 山东师大学报 ( 自然科学版 ) , 2000 , 15 ( 3 ) : 57 – 59 .
- [ 12 ] 朱沛臣等 . 热等离子体中 Stark 谱线增宽和移动的理论及实验现状 [ J ]. 物理学进展 , 2001 , 21 ( 1 ) : 88 – 130 .
- [ 13 ] Griem H R , Spectra Line Broadening by Plasma [ M ] Academic Press , New York , 1974 .
- [ 14 ] Zengxiu Zhao , Jianmin Yuan and Yongsheng Sun , Electron Interaction with Lithium Atoms and Electron Impact Broadening of the Lithium Resonance Line [ J ]. Chin. Phys. Lett. 1999 , 16 ( 12 ) : 885 – 887 .
- [ 15 ] Zengxiu Zhao and Jianmin Yuan , Electron Collision with Aluminum Atoms and Electron Impact Broadening of Aluminum lines [ C ]. Abstracts of XXI ICPEAC , Vol. 1 , p. 260 . ( Sendai , Japan , July 22 – 27 , 1999 ) .
- [ 16 ] 曾交龙 , 袁建民 , 赵增秀 , 陆启生 , C IV 共振谱线的电子碰撞展宽的理论计算 [ J ]. 强激光与粒子束 , 2001 , 13 ( 1 ) : 60 – 63 .
- [ 17 ] 曾交龙 , 靳奉涛 , 袁建民 , 陆启生 , Al X 共振谱线的电子碰撞展宽的理论研究 [ J ]. ( 已投 ) 强激光与粒子束 .
- [ 18 ] Dimitrijevic M S , and Konjevic N , Simple estimates for Stark broadening of ion lines in stellar plasmas [ J ]. Astron. Astrophys. 1987 , 172 : 345 – 349 .
- [ 19 ] Jiaolong Zeng , Jianmin Yuan , and Qisheng Lu , Photoionization of O III low – lying states : autoionization resonance energies and widths of some  $1s - 2p$  excited states [ J ]. J. Phys. B ( in press ) .
- [ 20 ] Jiaolong Zeng , Jianmin Yuan , and Qisheng Lu , Energies and widths of the  $1s - 2p$  excited autoionization states for Al VI through Al X ions [ J ]. Submitted to Phys. Rev. A .
- [ 21 ] Rogers F G , Iglesias C A , Wilson B G , Update on the OPAL Opacity code [ C ]. AIP Conference Proceedings 206 , Atomic Processes in Plasmas , New York 1990 .
- [ 22 ] Rose S J , Calculations of the radiative opacity of laser – produced plasmas [ J ]. J. Phys. B , 1992 , 25 ( 7 ) : 1667 – 1681 .
- [ 23 ] Abdallah J Jr and Clark R E H , X – ray transmission calculations for an aluminum plasma [ J ]. J. Appl. Phys. 1991 , 69 ( 1 ) : 23 – 26 .
- [ 24 ] Davidson S J , Foster J M , Smith C C , and Warburton K A , Investigation of the opacity of hot , dense aluminum in the region of its K edge [ J ]. Appl. Phys. Lett. 1988 , 52 ( 10 ) : 847 – 849 .
- [ 25 ] Perry T S et al . , Opacity Measurements in a Hot Dense Medium [ J ]. Phys. Rev. Lett. 1991 , 67 ( 27 ) : 3784 – 3787 .
- [ 26 ] Berrington K A , Essiner W B , and Norrington P H , RMATRIX1 : Belfast atomic R – matrix codes [ J ]. Comput. Phys. Commun. 1995 , 92 : 290 – 420 .
- [ 27 ] 曾交龙 , 袁建民 , 赵增秀 , 陆启生 , C II 的光电离截面的理论计算 [ J ]. 强激光与粒子束 , 2000 , 12 ( 6 ) : 689 – 693 .
- [ 28 ] Jianmin Yuan , Core – valence electron correlation effects in photodetachment of Ca – ions [ J ]. Phys. Rev. A , 1999 , 61 ( 1 ) : 012704 : 1 – 6 .
- [ 29 ] Jiaolong Zeng , Jianmin Yuan , and Qisheng Lu , Photodetachments of the metastable  $nsnp^2 4P$  states of Be – , Mg – , and Ca – ions [ J ]. Phys. Rev. A , 2000 , 62 ( 2 ) : 022713 : 1 – 8 .
- [ 30 ] Yu Yan , Seaton M J , Atomic data for opacity calculations : IV . Photoionization cross sections for C II [ J ]. J. Phys. B , 1987 , 20 ( 23 ) : 6409 – 6429 .
- [ 31 ] Jannitti E et al . , Measurement of the K – shell photoionization cross section of C IV through the L – shell photoabsorption spectra [ J ]. Phys. Rev. A 1995 , 51 ( 1 ) : 314 – 323 .
- [ 32 ] Jiaolong Zeng , Jianmin Yuan , and Qisheng Lu , Photoionization for the ground state of Al VII from threshold to the K – shell [ J ]. submitted to Phys. Rev. A .
- [ 33 ] Baiyan K S and Kingston A E , The photoionization of the nitrogen – like  $Al^{6+}$  from its ground state [ J ]. J. Phys. B , 1991 , 24 ( 22 ) : 4743 – 4758 .
- [ 34 ] ZENG Jiaolong , JIN Fengtao , and YUAN Jianmin Detailed Spectral Line Effects on the Radiative Opacity of Laser – Produced Al Plasmas [ J ]. Chin. Phys. Lett. 2001 , 18 ( 7 ) : 924 – 926 .
- [ 35 ] Jiaolong Zeng , Jianmin Yuan , and Qisheng Lu , Detailed – term – accounting approximation calculations of the radiative opacity of laser – produced Al plasmas [ J ]. Submitted to Phys. Rev. E .
- [ 36 ] Winhart G et al . , Measurements of extreme uv opacities in hot dense Al , Fe , and Ho [ J ]. Phys. Rev. E , 1996 , 53 ( 2 ) : R1332 – R1335 .





