

激光等离子体辐射不透明度的细致模型^{*}

靳奉涛 曾交龙 袁建民[†]

(国防科学技术大学理学院 长沙 410073)

摘要 细致谱线模型是等离子体辐射不透明度精确计算的理论方法,涉及到很多原子物理过程,需要计算大量的、精确的原子参数.在高温、稠密等离子体环境下,谱线展宽、组态相互作用、电离能下降等效应与不透明度的准确计算密切相关.文章重点介绍了目前作者在辐射不透明度细致谱线模型研究方面取得的进展情况,并且与国内外典型的实验和理论结果进行了对比.

关键词 等离子体 辐射不透明度 细致谱线模型

Line-by-line studies on the radiative opacity of laser produced plasmas

JIN Feng-Tao ZENG Jiao-Long YUAN Jian-Min[†]

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

Abstract The line-by-line model for the accurate calculation of plasma opacity requires massive accurate atomic data to deal with the detailed absorption lines. In a hot dense plasma, the effects of line broadening, configuration interaction and the ionization potential depression have great influence on the accurate calculation of plasma opacities. We report the major research progress we have obtained in the past few years, with detailed comparisons between our results and various typical experimental measurements and the results of other statistical models.

Keywords plasma, radiative opacity, detailed term accounting

1 引言

直观地讲,辐射不透明度(radiative opacity)是衡量高温等离子体对光“不透明”程度的物理量,对于一个入射的光子,辐射不透明度越大,说明等离子体对这个光子的吸收概率越大,反之则意味着这个光子不容易被吸收.因此辐射不透明度是描述等离子体对光子吸收强度的物理量,是研究辐射与物质相互作用的基本参数.不透明度的研究最早始于天体物理学.在天体物理学中,恒星演化的理论模拟对不透明度参数非常敏感^[1-3],因此需要对不透明度进行精确的测量或者准确的理论计算.近几十年来,激光技术、计算机技术的迅速发展,为不透明度的实验和理论研究提供了强有力的工具,特别是惯性约

束核聚变(ICF)、磁约束聚变(MCF)等的迫切需求引发了人们对不透明度研究的新热潮.例如,在间接驱动ICF的黑腔靶(hohlraum)设计中,材料的不透明度数据对激光的吸收与转换起到关键作用,为材料的选取提供依据^[4].现在,国内外对辐射不透明度的实验和理论研究非常活跃,并且受到了人们越来越多的关注.

2 国内外辐射不透明度研究的现状

美国著名的劳伦斯·利弗莫尔国家实验室

^{*} 国家杰出青年科学基金(批准号:10025416)、国家自然科学基金(批准号:10474138)、国家高技术ICF主题、中国原子与分子数据联合体资助项目

2005-02-25收到初稿,2005-03-17修回

[†] 通讯联系人. Email: jnyuan@nudt.edu.cn

(Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL)和洛斯阿拉莫斯国家实验室(Los Alamos National Laboratory, LANL)很早就开展了等离子体辐射不透明度方面的研究.早在20世纪60年代,LANL实验室就发表了他们基于平均原子(average atom, AA)模型的不透明度数据,后来经过不断改进,形成了当时天体物理学中最重要的一个不透明度数据库,即Los Alamos Opacity Library(LAOL).LAOL被广泛地应用于恒星的结构、演化以及振动等研究,取得了很大成功.但是,1982年,Simon经过研究指出^[3],温度在 10^5 — 10^6 K范围内,如果 $Z \geq 2$ 元素的不透明度比当时的理论数据提高2—3倍,则可以成功地解决造父变星质量矛盾问题.这个发现激发了不透明度计算的热潮.LLNL实验室的Rogers和Iglesias等人发展了基于细致谱项模型(detailed term accounting, DTA)的OPAL程序^[5],用来计算低 Z 和中 Z 元素的不透明度,这是目前国际上最好的一个不透明度计算程序.OPAL在计算中明确地考虑了等离子体中存在的各种不同电离度的离子以及这些离子的电子组态形成的谱项,经过Iglesias等人的大量工作,形成了OPAL不透明度数据库.OPAL改进了LAOL的数据,在恒星模型中成功地得到了人们期待已久的结果.LANL的T-4不透明度研究组发展了单组态LS耦合Hartree-Fock方法的LEDCOP程序^[6],重新计算了 $Z \leq 30$ 元素的不透明度,形成了TOPS不透明度数据库.与此同时,由英、美、德、法等国联合组织的“Opacity Project”(OP)研究组^[7],对天体物理中丰富的、原子序数较低的一些原子及离子的振子强度、光电离截面等辐射参数进行了大量精确的计算,目的是确定星体表面的不透明度.此外,国际上还有许多关于不透明度的工作值得关注.例如Bauche等人注意到,对于一些高价离子的光谱,由于谱线众多,而且融合在一起形成所谓的“谱带”,此时单条谱线已不可分辨.在此基础上,他们提出了不可分辨跃迁系模型(unresolved transition array, UTA)经过不断发展,成为等离子体不透明度的一种重要计算方法^[8].以色列的Bar-Shalom等人注意到有些不同跃迁系的谱线也是不可分辨的,便在UTA的基础上提出了超级跃迁系(super transition array, STA)模型^[9],对于解决重元素的不透明度是一种很有效的方法.

不透明度理论模型的建立和发展离不开实验数据的检验.美、英、法等国的一些实验室开展了很多不透明度的实验测量工作^[10—18].LLNL的Springer、

Perry、Davidson等人利用当时世界上最先进的NOVA激光装置对氧、铝、镁、铁等样品的辐射不透明度进行了测量.实验利用激光产生温度为几十电子伏,密度为 10^{-4} — 10^{-1} g/cm³的满足局域热动平衡(local thermodynamic equilibrium, LTE)条件的等离子体,然后测量等离子体的透射谱.对于低 Z 元素,这些实验主要是测量K壳层电子的吸收,光子能量在1000—2000 eV范围.相对于低 Z 元素,中 Z 元素如铁(Fe)、锆(Ge)等的不透明度对实验技术要求更高,难度也更大,这些实验主要测量这些元素开M壳层的吸收谱.例如Springer等人1997年在NOVA上非常成功地测量了LTE条件下的铁3p-3d的吸收谱^[15],实验样品的密度达到了 10^{-4} g/cm³,非常接近造父变星大气层的条件.由于光谱分辨率达到了 $E/\Delta E = 2000$,实验测得了很多细致的谱线结构.最近几年来,随着 Z 箍缩(Z -pinch)技术取得突破性进展,在 Z 箍缩装置上的不透明度实验也开展起来^[16].美国桑迪亚国家实验室(Sandia National Laboratory)的Bailey等人在 Z 箍缩装置上先后测量了铝、溴、铁等元素的辐射不透明度,为不透明度的实验测量开辟了一条新的很有前景的途径.这些实验为理论模型的建立、发展和验证提供了可靠的依据.

由于天体物理、ICF等领域对不透明度数据的日益需求,国内也广泛地开展了不透明度理论与实验的研究.北京应用物理与计算数学所(IAPCM)一直在从事不透明度的研究,他们发展了AA、DCA(detailed configuration accounting)、STA等理论模型,进行了LTE和NLTE不透明度的研究^[19—21].李家明研究小组在量子亏损理论的基础上发展了UTA模型,他们对铁、锆和铈等离子体的透射谱进行了模拟,得到了与实验符合很好的结果^[22,23].杨向东研究小组使用UTA模型对金元素的M带谱进行了细致讨论^[24].赵刚、王菲鹿等人研究了不透明度在天体物理中的应用^[2,25].这些工作积极推动了国内不透明度研究的进展.与LANL、LLNL类似,由IAPCM牵头建成的不透明度数据库也可以在英特网上看到,目前数据库还在进一步的完善之中.在不透明度实验方面,国内近几年也取得了一些进展.杨家敏等人在星光II装置上进行了不透明度的实验工作^[26,27],测量了镁、铝元素K壳层电子的吸收谱以及XUV区域的吸收,取得了较好的实验结果,但实验还需要进一步改进.随着我国大型激光装置神光III的建造和投入使用,不透明度实验有望取得更好的成果^[28].总的来看,国内不透明度研究这几年取

得了很大的进展,但是为了适应 ICF、天体物理等的需要,理论和实验都还需要做更多的工作.

从 1998 年开始,我们开始了对 DTA 以及 DLA (detailed level accounting) 模型的研究并取得了一些成果^[29-44],涉及了不透明度研究的各个方面.在国内首先编制了计算不透明度的 DTA/DLA 程序,在国际上首次揭示了自电离共振展宽对辐射不透明度和透射谱的影响,研究了组态相互作用对吸收谱线位置及强度的影响,探索了谱线细致处理在等离子体温度诊断方面的应用.

3 辐射不透明度的理论模型

目前,辐射不透明度的理论模型主要有 AA、STA、DCA、UTA、DTA 和 DLA 模型(detailed level accounting). AA、STA、DCA、UTA 模型考虑到原子各种跃迁过程的复杂性,在能级、跃迁振子强度的计算中采取了一些统计近似,从而减少了计算时间和计算量,我们可以称它们为统计模型. DTA/DLA 模型在计算原子的跃迁方面采用的是所谓的 line-by-line 方法,我们可以称它们为细致谱线方法. 统计模型由于计算时间短、计算量小,而且对于高 Z 元素这种优势体现得更加明显,因此广泛地应用于 ICF、激光等离子体等研究领域. 与统计模型相比,细致模型的优点是结果精确、与实验数据符合更好,对温度、密度的诊断更准确. 由于统计模型已经广泛应用于工程研究,因此细致模型也可以对已有的统计模型的不透明度数据进行很好的校验,促使统计模型不断改进和完善. 细致模型明显的缺点是其巨大的计算量,例如对于中 Z 元素开 M 壳层的离子,一个跃迁系的 2p-3d 谱线的数目可以达到 10^8 量级,这对当今计算机的能力无疑是一个巨大的挑战,这也在一定程度上限制了细致谱线模型在实际工程中的应用.

4 line-by-line 理论模型

在不透明度的理论模型中,DTA/DLA 模型是最精确的,但也是最复杂、难度最大的. 等离子体对光子的吸收主要表现为束缚-束缚(bound-bound)、束缚-自由(bound-free)、自由-自由(free-free)吸收和自由电子对光子的散射^[29-31]. 温度为 T、密度为 ρ 的等离子体对能量为 $h\nu$ 的光子的总吸收为

$$\rho\kappa(h\nu) = \sum_i \left[\sum_{ll'} N_{il} \sigma_{ill'}(h\nu) + \sum_{\alpha} N_{i\alpha} \sigma_{i\alpha}(h\nu) + \mu_{ff}(h\nu) \right] \times (1 - e^{-h\nu/kT}) + \mu_s(h\nu)$$

其中 κ 为辐射不透明度, $\sigma_{ill'}$ 和 $\sigma_{i\alpha}$ 分别是束缚-束缚和束缚-自由吸收截面, μ_{ff} 是自由-自由吸收系数, μ_s 是自由电子对光子的散射, N_i 是 i 价离子的数密度. 在 LTE 近似下,等离子体各价离子的数密度通过人们熟知的 Saha 方程^[45]求解. 束缚-束缚吸收截面为

$$\sigma_{ill'}(h\nu) = \frac{\pi h e^2}{m_e c} f_{ll'} S(h\nu),$$

其中 $f_{ll'}$ 是电子从 $l \rightarrow l'$ 跃迁的跃迁振子强度, $S(h\nu)$ 是谱线的线型函数. 在高温等离子体中,谱线的展宽机制很多,如自然增宽、Doppler 增宽、电子的碰撞展宽和 Stark 增宽以及自电离共振展宽等. $S(h\nu)$ 在这几种增宽机制共同作用下表现为 Voigt 线型^[29]. 在典型的天体等离子体温度密度条件下,束缚-自由对总的平均不透明度的贡献只有约十分之一,为了减少计算量,可以采用 DCA 近似^[22]. 对于自由-自由吸收和散射,我们分别用 Kramers 和 Thomson 公式计算^[29].

Saha 方程的求解以及不透明度的计算需要大量的原子能级、跃迁振子强度等数据. 对于低 Z 元素,能级的相对论分裂不大,电子组态可以采用 LS 耦合,但是对于中高 Z 元素,由于电子自旋与轨道之间的强相互作用,需要采用 j-j 耦合. 精确的原子能级可以通过组态相互作用(configuration interaction, CI)方法获得. 在我们对低 Z 元素的计算中,采用了非相对论的多组态 Hartree-Fock(MCHF)加 Breit-Pauli 相对论修正的方法获取原子数据. 对中 Z 元素,需要采用全相对论的 Dirac-Fock 方程,但是当离子出现开 M 壳层时 j-j 耦合后的组态能级分裂数目巨大,可以达到 10^6 量级,多组态相互作用对现在的计算机来说,CPU 的速度、内存以及存储介质的容量难以满足要求. 这时可以只考虑单组态内部能级的相互作用,这样做虽然能级和跃迁的精确度会稍微差一点,但是可以避免大规模组态相互作用^[33]. 此外,对原子结构计算程序进行并行化,利用大规模并行计算机可以使计算时间大大减少.

实验一般通过测量等离子体的透射谱来研究不透明度,等离子体的透射率与不透明度的关系是:

$$F(h\nu) = \exp(-\rho\kappa L),$$

其中 $F(h\nu)$ 是在光子能量 $h\nu$ 处的透射率 L 是等离子体的吸收长度。

5 细致模型研究的进展

5.1 自电离共振宽度对不透明度的影响

长期以来,人们对价壳层激发态的自电离共振展宽研究得较多,而对内壳层激发的自电离共振展宽关注得较少。在我们的工作之前,国内外在等离子体 X 射线不透明度的研究中一般只考虑电子的自然增宽、Doppler 增宽和碰撞增宽,没有人考虑过自电离共振宽度引起的效应。我们通过对铝的透射谱的研究,发现在典型的实验条件下,内壳层激发态的自电离共振展宽可能比电子碰撞宽度更大,是不可忽略的。1988 年,Davidson 等人测量了温度为 40 eV,密度为 0.0135 g/cm^3 条件下的铝等离子体 K 壳层透射谱^[10]。Abdallah 和 Clark 对这个实验使用 DTA 模型进行了模拟计算^[46],在谱线的展宽机制中只考虑了 Doppler 展宽,采用 Gauss 线型函数。Iglesias 等人使用 Dirac - Hartree - Slater 方法并考虑组态相互作用进行了计算^[47],他们使用了 Voigt 线型,考虑了电子碰撞展宽和 Doppler 展宽。所有这些工作都没有考虑到自电离共振展宽。我们使用 R-矩阵方法进行了细致的计算^[31],结果发现,在这样的温度密度条件下,电子碰撞宽度大约只有 Doppler 宽度的五分之一,但是自电离共振宽度大于 Doppler 宽度,从而成为主要的谱线展宽机制。从图 1 可以看到,考虑了自电离共振宽度后,理论结果与实验数据符合更好,这是国内外第一次明确地阐述了自电离共振展宽对不透明度计算的影响。

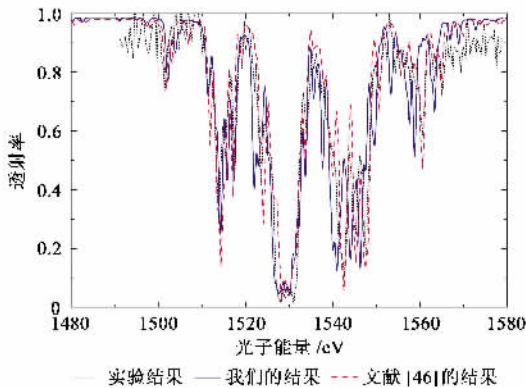


图 1 铝等离子体在温度为 40 eV、密度为 0.0135 g/cm^3 条件下的透射谱(点线是实验谱,实线是我们使用 DTA 模型考虑了自电离共振展宽后的结果,虚线是 Abdallah 等人的结果)

5.2 多组态相互作用对不透明度的影响

由于细致谱线模型的复杂性以及巨大的计算量,人们往往对该模型进行一些简化。例如为了减小组态相互作用的规模,只考虑单组态内部能级之间的相互作用,而忽略了其他组态的贡献。我们在铁不透明度的计算中发现,充分的组态相互作用可以减小一些主要谱线的跃迁振子强度,从而降低等离子体的不透明度^[32,33,37]。图 2 中的点线是 Winhart 等人测量的铁等离子体在温度为 22 eV,密度为 0.01 g/cm^3 条件下的透射谱^[17]。虚线是 OPAL 的结果,实线是我们 DTA 的结果。OPAL 使用 LS 耦合的单组态 Hartree-Fock(HF)方法计算原子的能级和跃迁振子强度,而我们则采用了多组态相互作用的 Hartree-Fock(MCHF)方法。表 1 列出了两种方法计算的跃迁振子强度的差异。对于开 M 壳层的铁离子,电子的价实关联效应对能级和振子强度的精确度起着非常重要的作用。例如,在 MCHF 方法对 Fe VIII 的计算中,我们充分考虑了 3p 和 3d 轨道的价实关联效应,包括了 $3p^n 3d^m (n+m=7, n>2)$ 组态对组态相互作用的贡献。结果显示,这种方法得到的 Fe VIII 的能级比单组态的 HF 方法的结果与实验能级符合更好,跃迁振子强度则比 HF 方法小很多,差异最小的也有 30%(见表 1)。由于这些谱线对不透明度的贡献很大,这些振子强度的差异会带来不透明度较大的差异。从图 2 不难看出,OPAL 计算的穿透率比我们使用 MCHF 方法得到的结果小,我们的结果与实验数据更接近。这就说明,对于开 M 壳层的组态,价实关联效应对不透明度的精确计算有很大的影响,计算时需要充分考虑多组态相互作用。

表 1 MCHF 方法与 HF 方法计算的 Fe VIII 离子的一些 2p - 3d 跃迁的振子强度(gf)

Transitions	MCHF(CI)	HF
$3p^6 3d^2 D_{3/2} - 3p^5 3d^2 ({}^3F)^2 F_{3/2}^0$	2.8715	4.9089
$3p^6 3d^2 D_{3/2} - 3p^5 3d^2 ({}^3P)^2 P_{1/2}^0$	2.0431	2.6984
$3p^6 3d^2 D_{3/2} - 3p^5 3d^2 ({}^3F)^2 D_{3/2}^0$	4.5698	6.0357
$3p^6 3d^2 D_{5/2} - 3p^5 3d^2 ({}^3F)^2 F_{7/2}^0$	4.1323	7.0949
$3p^6 3d^2 D_{5/2} - 3p^5 3d^2 ({}^3P)^2 P_{3/2}^0$	3.6792	4.8754
$3p^6 3d^2 D_{5/2} - 3p^5 3d^2 ({}^3F)^2 D_{5/2}^0$	7.0900	9.3605

5.3 细致谱线处理在等离子体温度诊断方面的应用以及与统计模型比较

细致谱线模型在实验谱细致结构重现方面的优势,使其在等离子体温度诊断方面有着很好的应用。

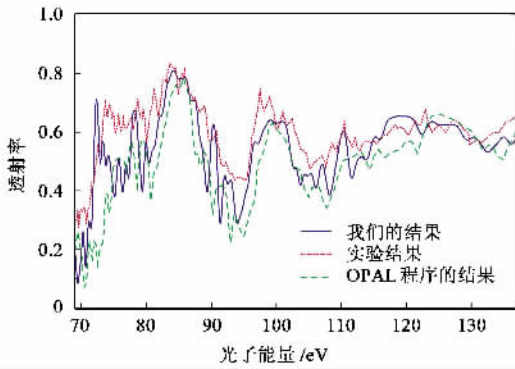


图2 铁等离子体在温度为 22 eV, 密度为 0.01 g/cm³ 条件下的透射谱点线是实验数据, 虚线是 OPAL 的结果, 实线是我们采用多组态相互作用的 MCHF 方法的计算结果

图3 中的实验数据是杨家敏等人在星光 II 装置上测得的铝等离子体 1s-3p 能量区域的不透明度^[27]. 从图3(a)可以看出, 实验谱中的很多细致结构被 DTA 模型重现出来^[33]. 在 T=65 eV 时, Al X 和 Al XI 是等离子体中丰度最大的离子, 在这两价离子的吸收区域(1780—1800 eV, 1815—1840 eV), 理论计算的谱线位置与强度与实验相符很好, 但在其他能量位置仍有较大差距. DTA 的结果是在 LTE 近似下得出的, 由此可以判断, 实验样品可能没有很好地保持 LTE 状态. 图3(b)中 DTA 的结果是人为地指定铝等离子体中各价离子的丰度后与实验结果的拟合. 为了与实验谱相符合, 必须人为地增加 Al VII、Al VIII 两价离子的丰度, 这样必然使等离子体的温度降低, 因此我们判断, 实验在测量不透明度时, 等离子体没有处于 LTE 条件, 温度可能从 65 eV 降低到大约 35—45 eV. UTA 结果是清华大学彭永伦等人的计算结果, 与 UTA 结果相比, DTA 模型可以模拟实验谱的细致结构, 得到更多的等离子体信息. 例如, 在光子能量为 1822 eV 和 1825 eV 处, 实验测得的谱线强度之比与 DTA 的结果矛盾, 由于这两条谱线同是来自于 Al XI 的 1s-2p 跃迁, 这个矛盾显示了实验中 Al XI 能级的占据数可能没有精确地服从 Boltzmann 分布, 这是统计模型无法诊断的.

5.4 细致谱线模型与统计模型比较

图4 是我们使用 DLA 模型模拟的铁 2p-3d 能量区域的透射谱, 图中点线是 Chenais-Popovics 等人的实验结果^[18], 作为对比, Davidson 等人使用 UTA, STA 模型计算的结果也画了出来. 容易看出, 实验测得的铁等离子体吸收的一些细致结构在我们的

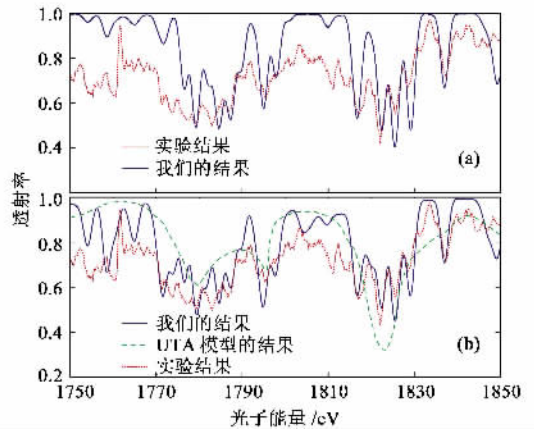


图3 铝等离子体温度诊断 (a)DTA 模型在 T=65 eV, $\rho=0.01\text{g/cm}^3$ 条件下与实验结果的比较 (b)DTA 模型通过人为指定铝离子丰度分布后对实验谱的拟合. 实线是 DTA 结果, 虚线是 UTA 结果

DLA 结果中都有对应^[30], 这显然要比统计模型的结果更好. 同时, DLA 谱线的吸收强度与实验最接近, 特别是在 745—755 eV, 统计模型结果与实验结果存在巨大差异, 而 DLA 结果基本与实验相符, 这种差异的根源在于统计模型对原子能级和跃迁谱线的统计处理. 组态越复杂, 能级分裂越大, 这种理论处理与实验的差异就会变得越明显. 在 DLA 的计算中, 我们考虑了自电离共振展宽和组态相互作用的效应, 显然这些效应在不透明度的计算中不能忽略. 由于统计模型在实际研究中被广泛应用于中高 Z 元素的计算, 这样的对比有益于发现统计模型中可能存在的问题, 帮助这些模型不断完善和发展.

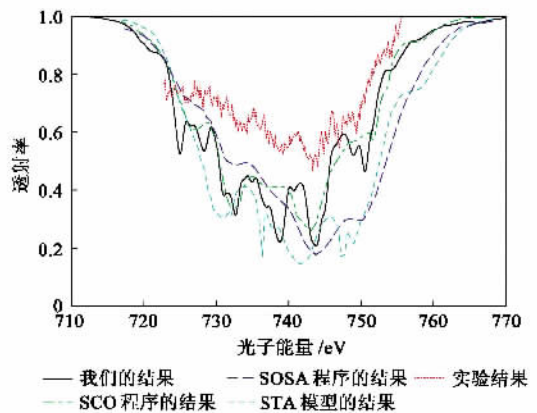


图4 DLA 模型对铁等离子体 2p-3d 能量区域透射谱的计算(实线是 DLA 模型结果, SOSA, SCO, STA 为统计模型的结果, 点线是实验数据)

6 辐射不透明度研究的发展趋势

随着计算机技术的发展,原子数据的大规模计算逐渐成为可能,这也为细致谱线模型的发展提供了物质基础.中高 Z 元素 M 壳层电子吸收的研究是目前细致模型的研究热点,还有许多难点需要解决.例如需要对原子能级和谱线位置进行精确计算,需要对稠密等离子体环境下的谱线展宽机制进行更多的研究.实验产生的激光等离子体,一般并不满足LTE条件,而是处于非LTE(NLTE)状态.研究NLTE等离子体的辐射不透明度需要求解速率方程,将涉及到更多的原子过程,例如碰撞激发、双电子复合、三体复合过程等等^[48].目前用于NLTE不透明度研究的主要是统计模型,而基于细致模型的研究还非常少,这方面的工作还有待开展,显然这将是一个艰巨的任务.实验方面,相对于低 Z 元素,中高 Z 元素的不透明度实验测量需要更高的激光能量把等离子体加热到更高的温度,而且还需要使等离子体保持均匀,维持长时间的LTE条件,这对激光技术是一个非常高的要求,而且 M 电子吸收谱的复杂性要求实验具有更好的分辨本领.在美国的“国家点火装置”(National Ignition Facility, NIF)计划里,等离子体的温度可以高达几百电子伏,原子序数可以达到90,能够对 M 带吸收谱进行很好的测量,这将有助于理论模型在更宽的光谱范围内得到检验和完善.不透明度与等离子体的温度、密度密切相关,在高温、稠密等离子体环境下原子能级会发生移动,电子的电离能也会下降,目前高温稠密等离子体环境下谱线的位移和展宽也是理论和实验研究的热点^[49],不透明度的精确计算需要考虑到这些效应.

7 结束语

ICF、天体物理、X射线激光等领域的迫切需求,使得等离子体辐射不透明度的研究有了强大的动力和难得的机遇,促使这项研究以前所未有的速度发展着.实验技术和计算机能力的不断提高为不透明度理论模型的发展提供了很好的基础.与国外相比,国内的不透明度研究虽然取得了一些重要的成果,但尚需进一步加强,以适应国家ICF等研究的需要.而且由于对核武器设计的敏感性,国际上并不对外公布重元素的不透明度数据,这就更需要我们自力更生,发展我国自己的不透明度实验技术和理论模

型研究.

参 考 文 献

- [1] 李焱.天文学进展,1998,16:93 [Li Y, Progress in Astronomy, 1998, 16: 93 (in Chinese)]
- [2] 王菲鹿,赵刚,张杰.物理,2002,31:298 [Wang F L, Zhao G, Zhang J. Wuli(Physics), 2002, 31: 298 (in Chinese)]
- [3] Simon N R. Astrophys. J., 1982, 260: 187
- [4] Murray J R. A tour of proposed national ignition facility. Energy and Technology Review. 1994
- [5] Rogers F J, Iglesias C A. Astrophys. J., 1992, 397: 717
- [6] Magee N H, Clark R E H, <http://www.t4.lanl.gov>
- [7] Seaton M J. J. Phys. B, 1987, 20: 6363
- [8] Bauche - Arnoult C, Bauche J, Klapisch M. Phys. Rev. A, 1979, 20: 2424
- [9] Bar - Shalom A, Oreg J, Klapisch M. Phys. Rev. E, 1999, 59: 3512
- [10] Davidson S J *et al.* Appl. Phys. Lett., 1988, 52: 847
- [11] Perry T S *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 69: 3735
- [12] Bruneau J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1990, 65: 1435
- [13] Audebert P *et al.* Europhys. Lett., 1992, 19: 189
- [14] Springer P T *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 28: 3735
- [15] Springer P T *et al.* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., 1997, 58: 927
- [16] Bailey J E *et al.* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., 2003, 81: 31
- [17] Winhart C. Phys. Rev. E, 1996, 53: R1332
- [18] Chenais - Popovics C *et al.* Astrophys. J., Suppl. Ser., 2000, 127: 275
- [19] 孙永盛,袁建奎,郑绍唐.计算物理,1997,14:765 [Sun Y S, Yuan J K, Zheng S T, Chinese Journal of Computational Physics, 1997, 14: 765 (in Chinese)]
- [20] 孟续君,孙永盛,龙燕秋.强激光与粒子束,1998,10:47 [Meng X J, Sun Y S, Long Y Q. High Power Laser and Particle Beams, 1998, 10: 47 (in Chinese)]
- [21] Wu Z Q, Han G X, Pang J Q. Chin. Phys. Lett., 2002, 19: 518
- [22] 颜君,屈一至,李家明.强激光与粒子束,1999,11:69 [Yang X D, Liu X H, Cheng X L. High Power Laser and Particle Beams, 1999, 11: 69 (in Chinese)]
- [23] 彭永伦,杨莉,王民盛等.强激光与粒子束,2002,14:389 [Peng Y L, Yang L, Wang M S *et al.* High Power Laser and Particle Beams, 2002, 14: 389 (in Chinese)]
- [24] 杨向东,刘晓红,程新路等.强激光与粒子束,1998,10:254 [Yang X D, Liu X H, Cheng X L *et al.* High Power Laser and Particle Beams, 1998, 10: 254 (in Chinese)]
- [25] Wang F L, Zhao G, Yuan J M. Chin. Phys. Lett., 2003, 20: 1887
- [26] Yang J M *et al.* Phys. Plasmas, 2002, 9: 678
- [27] Yang J M *et al.* Phys. Plasmas, 2003, 10: 4881

- [28] 等离子体物理学学科发展战略研究课题组. 核聚变与低温等离子体. 北京: 科学出版社, 2004[Group of the stratagem research on the development of plasma physics. Fusion and Cool Plasmas. Beijing : Science , 2004(in Chinese)]
- [29] Zeng J L , Jin F T , Yuan J M. J. Phys. B , 2003 , 36 : 3457
- [30] Zeng J L , Zhao G , Yuan J M. Phys. Rev. E , 2004 , 70 : 027401
- [31] Zeng J L , Yuan J M , Lu Q S. Phys. Rev. E , 2001 , 64 : 066412
- [32] Zeng J L , Jin F T , Zhao G *et al.* Chin. Phys. Lett. , 2003 , 20 : 862
- [33] Jin F T , Zeng J L , Yuan J M. Phys. Rev. E , 2003 , 68 : 066401
- [34] Jin F T , Zeng J L , Yuan J M. Phys. Plasmas , 2004 , 11 : 4318
- [35] Zeng J L , Jin F T , Yuan J M *et al.* Phys. Rev. E , 2000 , 62 : 7251
- [36] Zeng J L , Yuan J M , Lu Q S. J. Phys. B , 2001 , 34 : 2823
- [37] Zeng J L , Jin F T , Zhao G *et al.* J. Phys. B , 2003 , 36 : 3457
- [38] Zeng J L , Yuan J M. Phys. Rev. E , 2002 , 66 : 016401
- [39] Yuan J M. Phys. Rev. E , 2002 , 66 : 047401
- [40] Miao J S , Yuan J M. Phys. Rev. E , 2004 , 69 : 017401
- [41] Zeng J L , Jin F T , Yuan J M. Chin. Phys. Lett. , 2001 , 18 : 924
- [42] Jin F T , Yuan J M. Phys. Rev. E , 2005 , 72 : 016404
- [43] 曾交龙. 使用细致谱项模型研究铝等离子体的辐射不透明度. 博士论文. 长沙: 国防科技大学, 2001[Zeng J L. Study on the radiative opacity of aluminum plasmas using a model based on the detailed term accounting approximation. Dissertation for Ph. D. Changsha : National University of Defense Technology 2001(in Chinese)]
- [44] 靳奉涛, 曾交龙, 袁建民. 计算物理, 2004, 21 : 121[Jin F T , Zeng J L , Yuan J M. Chinese Journal of Computational Physics , 2004 , 21 : 121 (in Chinese)]
- [45] 李世昌. 高温辐射物理与量子辐射理论. 北京: 国防工业出版社, 1992[Physics of Hot Radiating and Quantum Radiation Theory. Beijing : National Defence Industry Press , 1992(in Chinese)]
- [46] Abdallah J , Jr. , Clark R E H , J. Appl. Phys. , 1991 , 69 : 23
- [47] Iglesias C A *et al.* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. , 1994 , 51 : 125
- [48] Klapisch M , Bar-Shalom A , Oreg J. Phys. Plasmas , 2001 , 8 : 1817
- [49] Haynes Jr. D A *et al.* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. , 2003 , 81 : 209

BSOE 北京晨辉日升光电技术有限公司

BEIJING SUNRISE OPTOELECTRONICS CO., LTD.

——专业激光及光电产品代理商

白俄罗斯 Solar Laser System 公司——脉冲激光器权威制造商

LQ529A/B/C 脉冲纳秒固体激光器 – 单振荡级, 波长 1064/532/355/266/213nm, 重复频率 5–50Hz, 基频脉冲能量 150mJ–500mJ, 二倍频脉冲能量 80 mJ–280mJ, 五倍频脉冲能量 4 mJ–25mJ。主要应用领域为非线性光学、光谱学、PIV、泵浦连续可调谐激光器或 OPO、材料加工、野外作业等。

LQ829/929 脉冲纳秒固体激光器 – 振荡级+放大级, 波长 1064/532/355/266/213nm, 重复频率 5–10Hz, 基频脉冲能量 1000mJ–1500mJ, 五倍频脉冲能量 30 mJ–50mJ。

LX 系列脉冲纳秒钛宝石激光器 – 基频调谐范围 690–1000nm, 脉冲能量 20–150mJ, 二倍频 350–500nm, 三倍频 235–330nm。

LP601/603/604 脉冲纳秒 OPO——波长调谐范围 (210–2200nm), 线宽 0.1–0.5nm, 脉冲宽度 4–12ns, 最高转换效率达 40%。

LZ221 激光喇曼频移器 – 适用于 Nd:YAG、红宝石、钛宝石、镁橄榄石激光器, 增益介质有 KGdWO₄, Ba(NO₃)₂ 晶体等。



欲了解我公司产品详细信息, 请参阅我公司网站: www.bjlaser.com

公司地址: 中国北京市朝阳区望京西园 222 号星源国际 B 座 1601 室 邮编: 100102
 电话: 010-84718151/8152 传真: 010-64740680 电子邮件: sales@bjlaser.com