

# 天体辐射不透明度的实验室研究\*

王菲鹿<sup>1</sup> 赵刚<sup>1</sup> 张杰<sup>2</sup>

(1 中国科学院国家天文台 北京 100012)

(2 中国科学院物理研究所光物理实验室 北京 100080)

**摘要** 天体辐射不透明度是天体物理中一个非常重要的基本物理量,其理论计算结果的验证以往只能借助天文观测.激光技术的重大突破,使得天体物理学家可以在实验室里模拟天体等离子体中的辐射输运过程,这为更加深入地了解辐射不透明度提供了极好的实验手段.

**关键词** 激光,等离子体,不透明度

## LABORATORY STUDIES OF ASTROPHYSICAL OPACITY

WANG Fei-Lu<sup>1</sup> ZHAO Gang<sup>1</sup> ZHANG Jie<sup>2</sup>

(1 National Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

(2 Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** Intense lasers are now being used to recreate an extreme physical environment in the laboratory which is very close to conditions inside stars, allowing the creation of experimental test beds where astrophysical observations and models can be quantitatively compared with laboratory data. A deeper understanding of stellar opacity can thus be obtained by means of experiments.

**Key words** laser, plasmas, opacity

### 1 引言

天体物理学中,辐射不透明度是一个非常重要的物理量,其数值主要依靠理论计算得到.经过几十年理论模型的改进和观测事实的校正,现在的不透明度数值可以成功地解释一些理论与实测之间的矛盾,但仍然存在不少问题.

近年来超短脉冲激光放大技术的重大突破,使得激光强度提高了5—6个数量级,这样的激光与固体靶相互作用产生的等离子体与恒星内部的物理条件非常相似,研究这种高温、高密、高压、强磁场、大加速度条件下的等离子体中的辐射输运过程,为天体物理学家研究不透明度提供了一种独立的、更为直接的、也更为细致的方法,可以预见这将给天体物理学的研究带来巨大的冲击和机遇.

### 2 天体辐射不透明度在天体物理中的地位及研究状况

#### 2.1 辐射不透明度在天体物理中的地位

在恒星内部既有气体物质,又有辐射场存在,它们之间存在很强的相互作用.气体物质对辐射的作用表现为对辐射的吸收、发射与散射,改变辐射的强度、传播方向和频率.反过来,辐射又可以影响气体物质的热运动状态,辐射与气体物质的相互作用对

于恒星的结构和演化会产生重要影响.为了宏观地描述辐射与物质的相互作用,引入不透明度 $\kappa_\nu$ .考虑一束强度为 $i_\nu$ 的辐射,当它垂直穿过一厚度为 $ds$ ,密度为 $\rho$ 的物质层时,由于层中物质粒子对辐射的吸收,使入射辐射减弱 $di_\nu$ ,

$$di_\nu = -i_\nu \kappa_\nu \rho ds.$$

有时为了计算方便会用到以普朗克函数 $B_\nu$ 对温度的微商作为统计权重得到的 $\kappa_\nu$ 的平均值,称为罗斯兰平均不透明度

$$\frac{1}{\kappa_\nu} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu(T)}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu(T)}{dT} d\nu}.$$

当辐射穿过一个既有吸收又有发射的物质层时,辐射强度的变化由辐射转移方程给出.考虑光学厚的情况,例如深入到恒星大气底层时,即物理状态接近于热动平衡状态,可得辐射转移方程的渐近式:

$$F_\nu(\tau_\nu) = -\frac{4}{3} \left( \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} \right) \frac{dT}{dz},$$

其中 $F_\nu$ 是辐射能量通量.由此可看出,不透明度决

\* 2001年中国科学院研究生科学与社会实践专项创新研究类基金资助项目

2001-06-25收到初稿,2001-09-05修回

定了恒星内部的温度结构.而这个温度结构又直接进入恒星结构与演化模型中的基本方程组.可见,不透明度的大小是研究恒星物理的一个非常关键的因素,它影响着恒星物理中许多至关重要的问题,例如,恒星在赫罗(HR)图上的位置,恒星的周期性脉动,恒星内部对流不稳定性出现以及对流超射的有效距离等.除了恒星之外,物质的不透明度还是研究吸积盘、星际物质等相关领域问题的一个重要环节.

## 2.2 决定天体辐射不透明度的物理过程

天体辐射不透明度  $\kappa_\nu$  是由辐射与物质相互作用的各个微观过程的吸收系数组成的,这些微观过程的吸收系数有:

- ( I ) 束缚 - 束缚跃迁过程 :  $\kappa_{ij}$  ;
- ( II ) 束缚 - 自由跃迁过程 :  $\kappa_{ik}$  ;
- ( III ) 自由 - 自由跃迁过程 :  $\kappa_{kk}$  ;
- ( IV ) 电子散射过程 :  $\sigma_e$  .

因此,不透明度可以写为

$$\kappa_\nu = \sum (\kappa_{ij} + \kappa_{ik} + \kappa_{kk}) + \sigma_e ,$$

其中求和号是对不同元素进行的.

### 2.2.1 束缚 - 束缚跃迁过程

所谓束缚 - 束缚跃迁过程是指一个原子吸收一个光子后,发生于两个束缚能级  $i$  与  $j$  之间的跃迁.可能有三种不同的跃迁过程:光致跃迁、自发跃迁和受激跃迁.表示每秒发生跃迁的概率系数就是我们熟悉的爱因斯坦系数  $B_{ij}$ ,  $B_{ji}$ ,  $A_{ji}$ , 只需计算其中任意一个,其他两个系数可用爱因斯坦关系式得到.由量子力学可以得到

$$B_{ij} = \frac{4\pi^2 e^2}{m_e c h \nu_{ij}} f_{ij} .$$

若将受激发射当作负吸收包括在吸收系数内,则

$$\kappa_{ij} = n_i \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{ij} \phi_\nu \left( 1 - \frac{g_i n_j}{g_j n_i} \right) ,$$

其中  $f_{ij}$  为振子强度,  $\phi_\nu$  为  $i$  能级的轮廓函数,它是由于原子处于某一能态时间的有限性以及热运动效应而造成的能级展宽.

### 2.2.2 束缚 - 自由跃迁过程

所谓束缚 - 自由跃迁过程是指吸收了一个光子后,电子所获得的能量超过了它在原子、离子中的结合能,而成为自由电子的过程.需要考虑束缚 - 自由跃迁、自发复合和受激复合,它们之间满足爱因斯坦 - 米勒(Einstein - Milne)关系.在局部热动平衡条件下,利用普朗克辐射公式、麦克斯韦速度分布公式和萨哈公式,可以得到包括受激发射的表达式

$$\kappa_{ik} = h\nu C_\nu (n_0 - n_0^* e^{-h\nu/kT}) 4\pi ,$$

其中  $C_\nu$  为每秒发生束缚 - 自由跃迁的概率,  $n_0$  表示  $1\text{cm}^3$  中的中性原子数,  $n_0^*$  表示在局部热动平衡条件下的布居数.

### 2.2.3 自由 - 自由跃迁过程

处于自由状态的电子在吸收光子能量后,可以由一个自由能态跃迁到另一个自由能态,这种跃迁过程称为自由 - 自由跃迁过程.自由 - 自由跃迁过程的原子吸收截面  $a_{kk}$  可由量子力学计算得到,采用与束缚 - 束缚跃迁过程完全类似的方法可以得到  $\kappa_{kk}$  与  $a_{kk}$  的关系:

$$\kappa_{kk} = n_i \cdot n_e \cdot a_{kk} (1 - e^{-h\nu/kT}) ,$$

其中  $n_e$  和  $n_i$  为每立方厘米中的电子和离子数.

### 2.2.4 散射过程

虽然散射过程并不直接吸收光子,但由于散射阻碍了光子流,改变了光子的流动方向,甚至改变了光子的频率,增加了光子在恒星内的运行路程,从而增加了光子被吸收的机会.因此,在计算不透明度时,需要考虑散射过程的贡献.

在一般恒星温度情况下,辐射在自由电子上的散射称为汤姆孙散射,可用经典电动力学得到,自由电子情况下,

$$\sigma_e = 0.2004(1 + X_H)\rho ,$$

其中  $X_H$  为氢在总质量中所占的比重.

当温度很高时,入射光子与粒子之间在散射过程中发生动量的交换,使得辐射频率发生变化,即发生康普顿散射,有

$$\sigma_c = \sigma_e (1 + 0.35 T_9^{1/2} + 0.73 T_9)^{-1} .$$

一般在冷星中,存在辐射在中性原子上的瑞利散射,对不同原子、分子,散射吸收系数的拟合形式有所不同.如中性氢的内插公式为

$$\sigma_H = (5.799 \times 10^{-13} \lambda^{-4} + 1.422 \times 10^{-6} \lambda^{-6} + 2.784 \lambda^{-8}) n_H ,$$

其中  $\lambda$  为以  $\text{\AA}$  为单位的入射光波长,  $n_H$  为每立方厘米中的氢原子数.氢分子的内插公式为

$$\sigma_{H_2} = (8.14 \times 10^{-13} \lambda^{-4} + 1.28 \times 10^{-6} \lambda^{-6} + 1.61 \lambda^{-8}) n_{H_2} ,$$

其中  $n_{H_2}$  为每立方厘米中的氢分子数.

## 2.3 恒星辐射不透明度的理论计算

不透明度、物态方程和热核反应率是作为进入到恒星结构与演化模型中去的物理量,它们之间并不是相互独立的.可以理解,温度在很大程度上决定着各个微观吸收过程对不透明度的贡献.在温度较低时,原子部分电离或者没有电离,不透明度主要来自束缚 - 束缚跃迁和束缚 - 自由跃迁产生的吸收.

在温度较高、原子几乎完全电离时,自由-自由跃迁提供主要贡献.而当温度高到受激发射能抵消这些吸收过程作用时,电子散射又将起着支配作用.可见,恒星物质不透明度的计算是由一系列的物理规律决定的,是极其复杂的.

20世纪60年代,Los Alamos 实验室(以下简称 LA)发表了第一代不透明度表.1982年,Simon 发表的文章提出在  $10^5-10^6$  K 温度范围内,重元素对不透明度的贡献可能比当时的理论计算值大2—3倍.

于是引起了不透明度新一轮的计算热潮. Lawrence Livermore 国家实验室改进了重元素的原子结构模型,考虑到电子之间的自旋角动量与轨道角动量的耦合,则能级大量分裂,使得谱线数目大大增加.对铁的 M 层电子,出现的  $J-J$  耦合进一步加剧了谱线的分裂.结果使不透明度的数值(称为 OPAL 不透明度)在  $10^5-10^6$  K 温度范围内提高了3倍左右. LA 也改进了他们的不透明度表,图1为 LA 和 OPAL 对温度为 25eV、密度为  $8 \times 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup> 的铁等离子体的计算结果.

几乎同时,英国 Seaton 领导的不透明度项目(opacity project, OP)小组也进行着他们的不透明度计算. OP 与 OPAL 所采用的处理物态方程的方法不同,但是,他们的结果除了在高温、高密时略有不同外,其他相互符合得非常好<sup>[1]</sup>.

新一代的不透明度在恒星模型中的应用,使得与实测的主序带符合程度提高,减少了恒星模型对流超射的需求<sup>[2]</sup>,成功地解释了造父变星的质量矛盾,双脉动方式造父变星和盾牌座  $\delta$  型变量的周期比等问题<sup>[3,4]</sup>.

尽管如此,使用新一代不透明度的恒星结构演化模型在解释观测现象时仍存在着一些严重的问题.

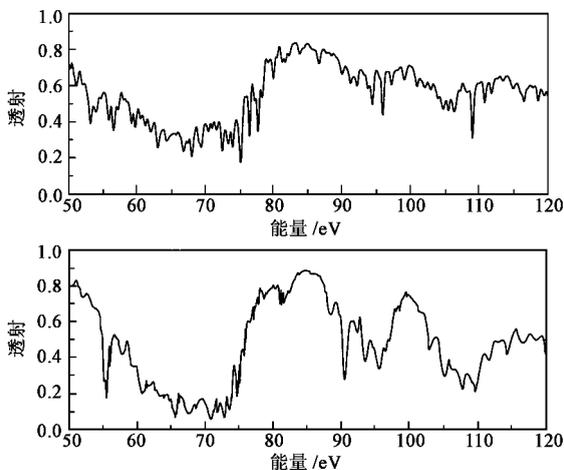


图1 LA 和 OPAL 对铁等离子体的计算结果

用 OPAL 和 OP 不透明度构造的标准太阳模型,发现 OPAL 太阳模型与其他人计算得到的标准太阳模型很相似,而 OP 太阳模型给出相当低的中微子流量、相当低的初始氦丰度和略浅的对流区<sup>[5]</sup>.使用 OPAL 不透明度的恒星模型,对于小于7个太阳质量的恒星完全禁止了蓝回绕.然而,造父变星恰恰是利用恒星演化到中心氦燃烧阶段,在 HR 图上从红巨星演化到蓝巨星又返回红巨星过程当中穿过造父不稳定带的演化过程来解释的.禁止蓝回绕就意味着不会成为一颗造父变星.但是,对星族 I 恒星的观测表明,4个太阳质量左右的恒星在 HR 图上存在蓝回绕. OPAL 模型完全不能满足造父变星在星团中的计数特征.这些问题极可能预示着目前的不透明度数据仍然存在相当大的误差.有人提出如果将  $10^6$  K 附近的不透明度提高至少70%,就可以解决造父变星的问题,而且还提出新一代不透明度数据低估了重元素对不透明度的贡献<sup>[2]</sup>.这个问题的研究一旦获得进展,将具有重大的科学意义.

### 3 天体辐射不透明度的实验室研究

天文学研究对象时空尺度极为巨大,无法直接触及,这就决定了长期以来天文研究只能通过天文观测来获得感性材料.从天体发出的信息到我们观测得到的信息,沿途会受到其他天体、星际物质以至地球大气的影响,进入到我们的信息收集仪器中,又与观测手段、处理方法有关,而且这些影响还存在着简并效应,这就使得天文学家的研究工作任务极为艰巨.于是,在实验室中模拟各种天体物理现象,能够深入而又细致地研究天体中的物理过程,对于发展天体物理学就显得非常必要.然而宇宙中物质的密度和温度跨越了极大的范围,高密度物质和极稀薄的物质的密度相差40多个量级,温度相差至少14个量级.已检测到的宇宙线中的高能粒子,其能量可高达  $10^{21}$  eV,而地面实验室质子加速器的能量只能达到  $10^{11}$  eV.由此可见,宇宙中具有传统的地面实验室所无法达到的极端物理条件.

20世纪90年代以来,随着超短脉冲激光放大技术方面的重大突破,出现了以掺钛蓝宝石飞秒激光器为代表的超短脉冲锁模激光.这种新型超短脉冲激光在亚毫米尺度上所集中的能量密度比以往采用其他任何手段所获得的都要高得多.这种激光的聚焦光强高达  $10^{20}$  W·cm<sup>-2</sup>,所产生的电场强度远大于原子的内电场,而且超短脉冲激光与固体靶相互作用可以产生大于  $10^{11}$  bar 的超高压,  $10^4$  T 的超强磁场,高达  $10^9$  K 的黑体辐射温度.在这样强的电场中,电子的振荡速度接近光速.超短脉冲激光产生的等

离子体的温度 - 密度范围,与恒星中的温度 - 密度变化的重要部分有重叠(图 2)。这为开展实验室天体物理学研究提供了必要条件<sup>[6]</sup>。

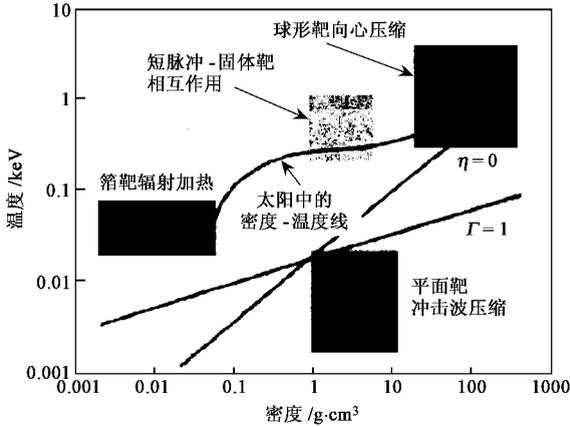


图 2 超短脉冲激光产生的等离子体覆盖的温度 - 密度的范围

在实验室里模拟天体等离子体中的辐射输运来研究不透明度的基础是激光等离子体物理与天体物理受相同的物理规律的支配,即高能密度物理<sup>[7]</sup>;而其关键是实验室中的等离子体与天体等离子体之间是否具有足够的相似性。最突出的问题是激光等离子体往往不处于局部热平衡<sup>[8]</sup>,这明显与天体等离子体的特点相悖。经过实验设计者巧妙地改进靶层设计,这个问题现在已经得到了很好的解决<sup>[9]</sup>。

激光技术的发展与成熟,大大刺激了天体辐射不透明度的研究。实验不仅测量了单色不透明度<sup>[10]</sup>,而且还对很宽光谱范围内的罗斯兰平均不透明度进行了测量<sup>[11]</sup>。由于铁元素在不透明度中占有极为重要的地位,表 1 给出了测量铁的不透明度的一部分实验结果。

表 1 近期对铁的不透明度测量的实验结果

密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	温度 (eV)	光子能量 (eV)	参考文献
$8 \times 10^{-3}$	25	50—120	[ 10 ]
$10^{-2}$	22	70—130	[ 12 ,13 ]
0.01	59	90—300	[ 11 ,14 ]
$10^{-4}$	20	?	[ 15 ]
$(2-4) \times 10^{-3}$	20	15—30	[ 16 ]

除了铁之外,对铝、铜、锆等元素也进行了不透明度的测量。实验的温度可由几十 eV 到几百 eV,密度范围由  $10^{-4} \text{g}/\text{cm}^3$  到  $10^0 \text{g}/\text{cm}^3$ ,光子能量的范围从十几 eV 到几千 eV。

对温度为 25eV,密度为  $8 \times 10^{-3} \text{g}/\text{cm}^3$  的铁样品进行实验测量,结果表现出与新一代不透明度计算的一致性,突出的特征是在 70eV 附近出现了新一代

不透明度计算所特有的吸收特征<sup>[10]</sup>(图 3),这说明不透明度的实验研究迈出了成功的第一步。

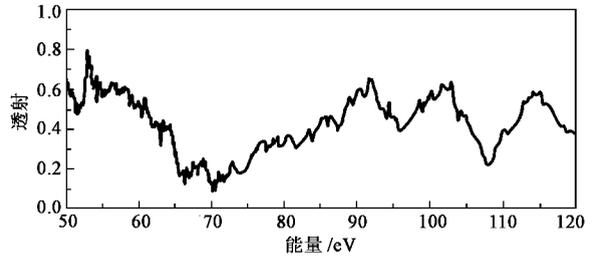


图 3 对铁样品的测量结果

## 4 结束语

天体辐射不透明度的实验室研究建立于目前激光技术最新进展的基础上。突破常规的天体物理研究方法,为进一步认识天体等离子体中的辐射传输另辟蹊径,并在其短短的发展历程中,取得了令人振奋的结果。已经成功地验证了新一代不透明度的理论计算预言的 70eV 附近的吸收特征,这不仅是理论的成功,更为研究不透明度开辟了一条新的道路。有理由相信,天体辐射不透明度的实验室研究有希望促使目前天体物理研究中一些关键问题早日解决。

实验室天体物理是一门正在创立之中的新学科,它对天体物理的意义不仅仅局限在不透明度方面的研究,可以预见,实验室天体物理将积极推进天体物理的发展,具有重大的学术价值。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Seaton M J. Rev. Mexicana Astron. Astrof. ,1992 23 :180
- [ 2 ] Stothers R B, Chin C W. Astrophys. J. ,1994 ,L91 :421
- [ 3 ] Cox A N *et al.* Astrophys. J. ,1992 393 272
- [ 4 ] Kiriakidis M *et al.* Astrophys. J. ,1992 255 :1
- [ 5 ] Li Y. Progress in Astronomy ,1998 ,16 92
- [ 6 ] 张杰,赵刚.物理,2000,29:393 [ Zhang J, Zhao G. Wuli (Physics) ,2000 29 :393 (in Chinese) ]
- [ 7 ] Campbell E M. Laser & Part. Beams ,1997 ,15 607
- [ 8 ] Rose S J. Laser & Part. Beams ,1991 9 869
- [ 9 ] Davidson S J. Appl. Phys. Lett. ,1998 52 847
- [ 10 ] Da Silva L B *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1992 69 438
- [ 11 ] Springer P T *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1992 69 3735
- [ 12 ] Winhart G *et al.* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer ,1995 ,54 : 437
- [ 13 ] Winhart G, Eidmann K, Iglesias C A *et al.* Phys. Rev. E ,1996 , 53 :R1332
- [ 14 ] Springer P T *et al.* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer ,1994 ,51 : 71
- [ 15 ] Springer P T *et al.* Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer ,1997 58 927
- [ 16 ] Claude C P *et al.* Astrophys. J. Suppl. Ser. 2000 ,127 275