

在等离子体中镁离子谱线 $Mg II \lambda 4481 \text{ \AA}$ 的宽度和位移*

陈林棠 周同庆

(复旦大学物理系)

提 要

本工作测量了 $Mg II \lambda 4481 \text{ \AA}$ (3^2D-4^2F) 在电子数密度为 $7 \times 10^{16} - 3.1 \times 10^{17}$ 电子数/cm³ 范围内的谱线轮廓和位移。采用振荡型电容放电作为光谱光源。在光源中引入水汽, 由测量 $H\beta$ 谱线宽度来定电子数密度。观测结果指出, $H\beta$ 的实验轮廓和 Griem-Kolb-Shen 的计算结果符合颇好。实验发现 $Mg II \lambda 4481 \text{ \AA}$ 谱线向紫方位移, 并正比于微观电场的平方; 由此定出一个经验上的二级斯塔克效应常数 $C_4 = 5.0 \times 10^{-14} \text{ cm}^4/\text{sec}$ 。该谱线的轮廓宽度和标准微观电场之间也有平方正比的关系。发现在本实验条件范围内, 宽度和位移的比值 γ/Δ 保持为常数, 其值为 $\gamma/\Delta = 10.4 \pm 0.6$ 。

由于谱项 4^2D 的二级斯塔克效应的干扰而产生上能级 4^2F 位移的理论计算虽能说明谱线位移和微观电场间的平方正比关系, 但数值偏小于实验结果, 指出还有电子贡献的部分。把光谱线的宽度和 Lindholm 理论公式及 Griem 等的近似公式作了比较; 简单的估计指出, 实验结果和后者符合较好。

一、引 言

原子或离子在较密的等离子体中受到离子和电子的干扰较大, 微观电场引起的斯塔克效应使其所发射的光谱线产生了放宽和位移。谱线宽度和位移与等离子体中的微观过程和宏观参量如带电粒子数密度、等离子体温度等有定量的联系。这样, 借助于谱线轮廓和位移的研究, 可以了解等离子体内部的微观过程如微观场的斯塔克效应, 并可作为测定等离子体宏观参量的有力工具。

过去, 有不少实验和理论工作从事于光谱线放宽和位移的研究, 但是对于等离子体中谱线放宽和位移的理论还不够精确。谱线放宽和位移的早期理论有两种——统计理论和碰撞理论^[1]。统计理论认为, 辐射粒子总是处在周围干扰粒子的组合场的作用下, 场的统计分布决定了光谱线的轮廓。早期的碰撞理论, 假设辐射粒子是一个等效的经典振子, 周围粒子对辐射粒子的干扰过程是一种碰撞作用, 碰撞使振子发射的波列切断 (Lorentz 模型), 或者使辐射振子产生了相移 (Weisskopf-Lindholm 理论), 振子振动的傅里叶分析给出了谱线的碰撞宽度和位移。Lindholm 理论给出的谱线轮廓的宽度和位移都正比于干扰粒子的数密度, 它们的比值在二级斯塔克效应下为 1.16。近年来的实验工作指出, 早期

* 1964 年 8 月 10 日收到。

的碰撞理论或统计理论所预期的结果和等离子体中的实验事实并不符合。直到 1959—1962 年, Griem 等^[2-5]对于氫原子和类氫原子谱线的斯塔克放宽轮廓进行了精密的计算, 这一理论同时考虑了电子和离子对辐射原子的干扰作用, 获得了许多实验结果的较好支持^[6-14]。他们又对氮、氩、铯和氧等原子的某些谱线进行了类似的计算^[15,16], 和实验比较也获得了较好的结果^[11,14-22]。另一个较新的理论是 Вайнштейн 和 Собельман^[23] 在 1959 年提出的, 该理论解除了浸渐性假设, 在考虑非弹性碰撞后, 修正了 Weisskopf-Lindholm 理论对谱线宽度和位移的表式, 但他们只能解释部分实验结果, 而在解释宽度和位移比值较大的谱线时, 遇到较多的困难^[24-26]。在实验研究方面, 目前数据积累得也不够多, 为此有必要提供较多的实验数据, 作为进一步探讨等离子体谱线放宽和位移机理的基础。

我们研究了火花电容放电中镁离子谱线 $\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA} (3d^2D-4f^2F)$ 的轮廓和位移。实验发现, 该谱线向紫方位移, 宽度和位移的比值约为 10。通过改变放电功率, 我们改变等离子体中的电子数密度, 以获得不同宽度和位移的谱线轮廓, 从而研究该谱线的放宽和位移的规律。由于氫原子的 H_β 谱线轮廓在理论上^[2-4]和实验上^[6-9,10-13]都被很好地研究过, 因此可利用 H_β 谱线宽度作为等离子体中电子数密度的量度。我们在放电光源中引进了水汽, 在记录镁离子线之外, 同时成功地获得了放宽了的 H_β 谱线, 通过同时记录它们的轮廓, 得到了同一实验条件下的电子数密度和标准场强的数据。

关于镁离子谱线 $\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}$ 的放宽, 曾由 Lawrence 和 Dunnington^[27] 在研究火花放电初始阶段时看到过, 其宽度约为 30 \AA , 但并未给出谱线轮廓的定量结果, 也没有测定该谱线的位移。该文作者认为 $3d_{1,2}-4f_{1,2}$ 间的跃迁是象氫能级间的跃迁, 和氮的电离谱线 $\lambda 4686 \text{ \AA}$ 十分相似, 因此推测该谱线是线性斯塔克放宽。但我们根据镁离子的谱项分析^[28], $4d^2D$ 和 $4f^2F$ 能级相距 489 cm^{-1} , 而且 $4d^2D$ 在 $4f^2F$ 的下方。因此, 在干扰小于 489 cm^{-1} 的条件下, 该谱线只能产生二级斯塔克效应, 并在电场中向短波方向(紫方)位移。所以, 产生 $\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}$ 的放宽和位移的机理是线性效应还是二次效应, 需用实验事实来加以澄清。在镁谱线的宏观斯塔克效应的研究中, Eckarth^[29] 在少数几次的观察中, 记录到 $\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}$ 谱线在 330 kV/cm 电场强度下谱线向红方位移, $\Delta\nu = -1.7 \text{ cm}^{-1}$ 。这个结果和上述理论分析有矛盾也需用实验来解决。

由于离子谱线需要较高的温度激发, 火花光源是能满足需要而又是比较简便的实验装置, 所以决定采用。但是激发随时间变化, 观测数据只能是时间的某种平均值, 这是它的缺点。幸而我们除观测 $\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}$ 的轮廓外, 同时记录了 H_β 的轮廓。由于它们的激发电位比较接近 [$U_a(H_\beta) = 12.75 \text{ eV}$; $U_a(\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}) = 11.63 \text{ eV}$], 我们又通过实验证明了这两条谱线的光强随时间变化的规律是相同的; 所以它们的激发条件是非常接近。对记录到的 $\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}$ 和 H_β 两条谱线的轮廓贡献最有效的那一段时间, 两者是一致的。因此, H_β 谱线就起了提供电子数密度的内标作用。我们还对于光源的电学参量、光强的时间变化以及温度变化进行了测量; 对于所研究的谱线在光源中保持光性薄的性质进行了验证; 所有这些将在另一文中报导。

这一工作的初步实验结果曾在第二届中国物理学会年会上报导^[30]。那以后, 曾将电子数密度的量度范围扩大, 进行多次重复的工作以提高各项测量值的准确度, 并与理论作比较。

二、实验条件和方法

1. 光源

我们采用火花电容放电作为光谱光源, 为了获得较大的电子数密度变化范围, 实验在两种装置中进行:

(1) 装置 I $\Pi\Gamma-3$ 火花光源, 其电学线路见图 1, 电容量 $C = 0.01 \mu\text{f}$; 电压 $V = 14 \text{ kV}$; 电感量 $L = 0-0.55 \text{ mH}$. 利用改变电感量 L 的大小来改变电子数密度的大小.

(2) 装置 II 大功率电容放电, 电学线路见图 2, 电容量 $C = 2 \mu\text{f}$, 充电电压 $V = 10-25 \text{ kV}$. 利用改变充电电压, 即改变输入电能来获得不同电子数密度的实验条件. 用装置 II 获得的电子数密度较装置 I 大.

电极材料为纯金属镁 (99.9%), 电极直径为 5 mm , 间距为 2 mm , 放电在有水蒸汽的一个大气压空气中进行.

2. 光谱线宽度和位移的测定

测量所用的光学装置如图 3 所示. 两架摄谱仪同时记录 $Mg II \lambda 4481 \text{ \AA}$ 和氢原子的 H_{β} 谱线轮廓. 用二米光栅摄谱仪记录 $Mg II \lambda 4481 \text{ \AA}$ 的光谱; 用 ИСП-51 稜镜摄谱仪记录 H_{β} 谱线.

光栅摄谱仪中的平面光栅每毫米刻线数为 600 条, 面积为 $64 \times 70 \text{ mm}^2$, 总刻线数为 38400 条, 光栅在第二级的色散为 4 \AA/mm . 用单透镜成象系统将光源放大四倍成象于光栅摄谱仪的狭缝上, 透镜焦距 $F_1 = 80 \text{ mm}$. 实验记录的是放电间隙的中间 1 mm 范围内发射的光谱, 并是多次脉冲迭加的结果. 为了测定光谱线的轮廓, 同时拍摄有六阶减光板的光谱用来作为强度标.

为测定镁离子线的位移, 我们制作了封闭式镁空心阴极放电灯^[31], 用它发射的镁离子线来定谱线的位置. 在火花放电谱线的两侧同时拍摄空心阴极放电的光谱, 以此来定火花放电中镁离子谱线的位移. 实验鉴定空心阴极放电灯发射的镁离子谱线的宽度小于

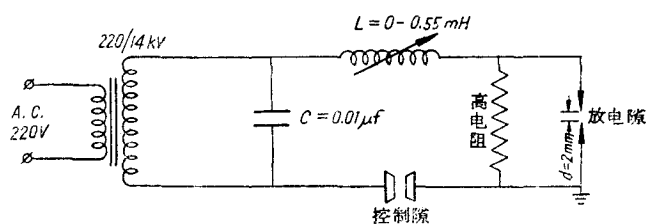


图 1 放电装置 I 的电学线路

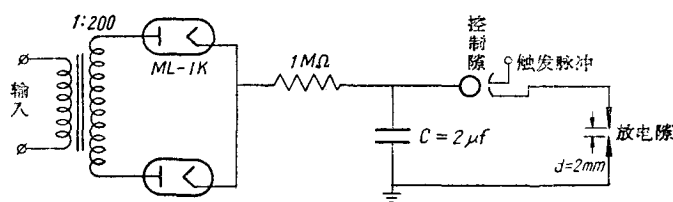


图 2 放电装置 II 的电学线路

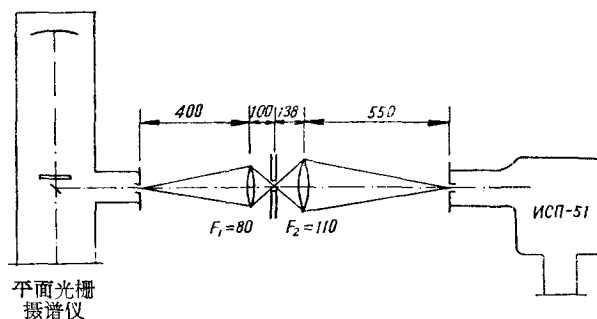


图 3 光学装置

0.03 Å, 然后利用该灯测得光栅摄谱仪的仪器宽度为 0.08 Å.

用 Zeiss 测微光度计测定光谱线的轮廓和位移, 测微光度计的最小刻度是 1/100 mm, 光栅的色散为 4 Å/mm, 所以 1/100 mm 相当于 0.04 Å. 在测定位移时, 读数可精确到最小刻度的半格, 即 0.02 Å. 利用逐点读数来定谱线极大的中心, 为减小误差, 我们以谱线强度极大为中心, 左右来回读数三次, 取强度极大位置的平均定为谱线的中心位置. 在测定谱线位移时, 必需调节好谱片位置, 以保证空心阴极放电光谱和火花放电光谱都平行于测微光度计的狭缝.

为精确测定谱线轮廓, 我们对一条谱线采用了几种曝光时间进行摄谱, 以使谱线翼部也能落在正常曝光范围内, 轮廓强度的测量误差为 5%.

记录光谱的照相底片的型号为 Ilford 特快全色片 R-20 和 Ilford N-50; 显影液用 D-76 或 D-72 配方; D-76 显影时间 15 分钟, D-72 显影时间为 5 分钟. 定影液用 F-5 配方, 定影时间为 15 分钟. 显影和定影的温度为 20°C.

3. 电子数密度的测定

为测定光源中的电子数密度, 在放电隙中引进水汽后, 通过测定氩原子的 H_β 谱线轮廓来定电子数密度. 在拍摄镁离子线的同时, 我们用 ИСП-51 中型摄谱仪记录 H_β 谱线轮廓. ИСП-51 的照相透镜焦距 $F = 270$ mm, 在波长 4861 Å 处的色散为 43.3 Å/mm, 用空心阴极放电发射的 H_β 谱线测得仪器宽度为 0.78 Å. 用单透镜 (焦距 $F_2 = 110$ mm) 成象系统将光源放大四倍成象于摄谱仪的狭缝上, 所得到的光谱是放电隙中间 1 mm 范围内所发射的光谱. 随着放电功率的增加, 谱线背景增大, 并且两个翼部略有不同, 我们取两个翼部的背景的连接线作为 H_β 谱线的背景而加以扣除. 为测定谱线轮廓的强度, 同时摄有九阶减光板的光谱作为强度标.

三、结 果

1. 氩原子的 H_β 谱线轮廓和放电光源中的电子数密度

实验测定的 H_β 谱线轮廓如图 4 和图 5 所示. 实验的点和 Griem-Kolb-Shen 的理论计算结果^[3]符合得颇好. H_β 的实验轮廓出现了两个峰值, 并且蓝方极大比红方极大较大. 由于 GKS 原理没有考虑到两个峰值不等的结果, 所以我们取两个极大强度的平均值 $I_{\max} = \frac{1}{2}(I_{\max}^{\text{H}} + I_{\max}^{\text{R}})$ 作为谱线强度的极大. 宽度 γ_{H_β} 是当强度 $I = \frac{1}{2}I_{\max}$ 时的谱线宽度.

在文献[3]中, Griem-Kolb-Shen 给出了氩原子 H_β 谱线轮廓的 $S(\alpha) \sim \alpha$ 的理论曲线. 参量 α 的定义为

$$\alpha = \Delta\lambda/F_0, \quad (1)$$

$\Delta\lambda$ 为从谱线中心算起的波长距离, 单位以 Å 计, F_0 为 Holtsmark 标准场强:

$$F_0 = 2.61eN_e^{2/3}, \quad (2)$$

式中 e 为电子电荷; N_e 为电子数密度, 以电子数/cm³ 计; F_0 为 CGS 制静电单位的电场强度. 根据文献[3], 当

$$\alpha = 0.08 \quad (3)$$

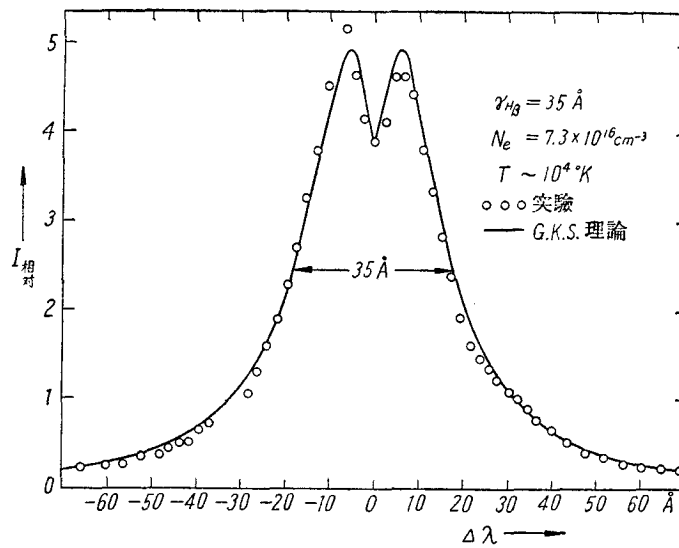


图4 放电光源 I 中的 H_{β} 实验轮廓和 Griem-Kolb-Shen 理论轮廓的比较

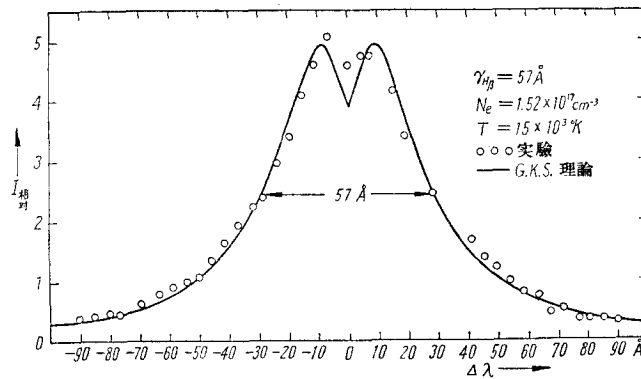


图5 放电光源 II 中的 H_{β} 实验轮廓和 Griem-Kolb-Shen 理论轮廓的比较

时,

$$S(\alpha = 0.08) = \frac{1}{2} S_{\max.}$$

所以由(1),(2),(3)式可得 H_{β} 谱线宽度 $\gamma_{H_{\beta}}$ 和电子数密度 N_e 的关系为

$$\begin{aligned} \gamma_{H_{\beta}} &= 2\Delta\lambda, \\ \gamma_{H_{\beta}} &= 2 \times 0.08 \times 2.61e N_e^{2/3}. \end{aligned} \quad (4)$$

根据(4)式,由 H_{β} 谱线宽度的测定可以算出电子数密度.

实验测得轮廓强度的误差为 5%, 误差主要由于背景引起. 根据文献[12]指出, 当宽度 γ 和 W_0 (W_0 是由于背景存在时, 实验对 H_{β} 轮廓可测到的两个翼部之间的最大距离) 的比值 $W_0/\gamma \geq 5$ 时, 和理论的理想情况 $W_0/\gamma = \infty$ 完全一致; 而当 $W_0/\gamma = 3$ 时, N_e 偏离约为 5%. 所以, 在本实验条件下, 利用 H_{β} 的宽度测定电子数密度的实验误差, 是在 Griem-Kolb-Shen 理论的误差 20% 范围之内.

实验测定在各种放电条件下的电子数密度范围为 $7 \times 10^{16} - 3.1 \times 10^{17}$ 电子数/cm³ (见表 1)。

表 1. 镁离子谱线 Mg II λ 4481 Å ($3d^2D-4f^2F$) 的轮廓宽度和谱线位移

光源	轮廓宽度 $\gamma_{H\beta}$ Å	电子数密度 N_e 10^{17}cm^{-3}	标准场强 F_0 kV/cm	F_0^2 $10^4[\text{kV}/\text{cm}]^2$	轮廓宽度 γ_{MgII4481} Å	谱线位移 Δ_{MgII4481} Å	γ/Δ	理论计算				
								γ_{MgII4481} Å		Δ_{MgII4481} Å	γ/Δ	
								根据 Li-ndholm 理论 计算	根据 Griem 理论近 似估计			
I	1	34.0±1.7	0.70±0.05	63.8±3.2	0.406	1.5±0.1	0.14±0.02	10.7	1.6	1.8	0.13	14
	2	34.0±1.7	0.70±0.05	63.8±3.2	0.406	1.6±0.1	0.14±0.02	11.4	1.6	1.8	0.13	14
	3	34.6±1.7	0.72±0.05	64.9±3.2	0.421	1.5±0.1	0.14±0.02	10.7	1.6	1.8	0.13	14
	4	35.0±1.8	0.73±0.05	65.6±3.3	0.431		0.14±0.02		1.6	1.8	0.13	14
	5	35.5±1.8	0.75±0.06	66.6±3.3	0.443	1.7±0.1	0.16±0.02	10.6	1.7	1.9	0.14	14
	6	36.8±1.8	0.79±0.06	69.0±3.5	0.476	1.9±0.1	0.18±0.02	10.6	1.8	2.0	0.15	14
	7	37.2±1.9	0.80±0.06	69.7±3.5	0.486		0.18±0.02		1.8	2.0	0.15	14
	8	38.1±1.9	0.83±0.06	71.4±3.6	0.510	2.1±0.1	0.18±0.02	11.7	1.9	2.1	0.16	13
	9	38.8±1.9	0.85±0.06	72.7±3.6	0.529	2.1±0.1	0.20±0.02	10.5	1.9	2.2	0.17	13
	10	39.8±2.0	0.89±0.07	74.6±3.7	0.557	2.3±0.1	0.22±0.02	10.5	2.0	2.3	0.17	13
	11	40.7±2.0	0.92±0.07	76.3±3.8	0.582		0.22±0.02		2.0	2.4	0.18	13
	12	43.2±2.2	1.00±0.08	81.0±4.1	0.656	2.6±0.1	0.26±0.02	10.0	2.2	2.6	0.21	12
	13	43.3±2.2	1.00±0.08	81.2±4.1	0.659		0.26±0.02		2.2	2.6	0.21	12
	14	45.4±2.3	1.08±0.08	85.1±4.3	0.725	3.0±0.2			2.4	2.8	0.23	12
	15	45.9±2.3	1.10±0.08	86.1±4.3	0.741	3.1±0.2			2.4	2.8	0.23	12
	16	45.9±2.3	1.10±0.08	86.1±4.3	0.741	3.1±0.2	0.30±0.02	10.3	2.4	2.8	0.23	12
II	17	55.4±2.8	1.45±0.11	102.9±5.1	1.08	4.5±0.2	0.52±0.04	8.9	3.6	4.3	0.34	13
	18	56.2±2.8	1.49±0.11	105.4±5.3	1.11		0.45±0.04		3.7	4.4	0.35	13
	19	57.0±2.9	1.52±0.11	106.9±5.3	1.14	4.8±0.2	0.48±0.04	10.0	3.8	4.5	0.36	13
	20	60.0±3.0	1.64±0.12	112.6±5.6	1.27	5.0±0.3	0.48±0.04	10.2	4.1	4.8	0.40	12
	21	64.9±3.3	1.84±0.14	121.7±6.1	1.48	6.0±0.3			4.6	5.4	0.46	12
	22	64.9±3.3	1.84±0.14	121.7±6.1	1.48	6.4±0.3	0.64±0.04	10.0	4.6	5.4	0.46	12
	23	65.0±3.3	1.85±0.14	121.9±6.1	1.49	6.0±0.3	0.60±0.04	10.0	4.6	5.5	0.46	12
	24	69.2±3.5	2.03±0.15	129.7±6.5	1.68	7.2±0.4			5.0	6.0	0.53	11
	25	69.2±3.5	2.03±0.15	129.7±6.5	1.68	7.6±0.4			5.0	6.0	0.53	11
	26	74.4±3.7	2.26±0.17	139.5±7.0	1.95	8.6±0.4			5.6	6.7	0.61	11
	27	77.0±3.9	2.38±0.18	144.4±7.2	2.08	8.4±0.4	0.80±0.04	10.5	5.9	7.0	0.65	11
	28	77.9±3.9	2.42±0.18	146.1±7.3	2.13	8.8±0.4	0.86±0.04	10.2	6.0	7.2	0.67	11
	29	82.2±4.1	2.63±0.20	154.1±7.7	2.38	9.2±0.5			6.5	7.7	0.74	10
	30	84.5±4.2	2.74±0.21	158.4±7.9	2.51	10.0±0.5			6.8	8.0	0.78	10
	31	86.5±4.3	2.84±0.21	162.2±8.1	2.63	10.4±0.5	1.00±0.04	10.4	7.0	8.3	0.82	10
	32	91.7±4.6	3.10±0.23	172.0±8.6	2.96	12.0±0.6	1.20±0.04	10.0	7.7	9.0	0.92	10

2. Mg II λ 4481 Å ($3d^2D-4f^2F$) 谱线位移的规律

(1) 谱线向短波方向(紫方)位移

实验证明,火花电容放电发射的 Mg II λ 4481 Å 向短波方向(紫方)位移。在表 1 中给出了 36 张谱片的实验结果,随着电子数密度的增加,谱线中心也越向短波方向移动,即位移增大。我们实现了位移变化一个数量级的实验条件,具体数据见表 1。

(2) 谱线位移 Δ 和标准场强平方 F_0^2 成正比

由表 1 可以看到,在实验条件改变的区域中,电子数密度变化 4.4 倍,相应的 F_0^2 变化 8 倍,我们将实验得到的位移值 Δ 和标准场强 F_0 、电子数密度 N_e 取对数后作图,由图 6 和图 7 得到

和

$$\Delta \propto F_0^2$$

$$\Delta \propto N_e^{4/3}$$

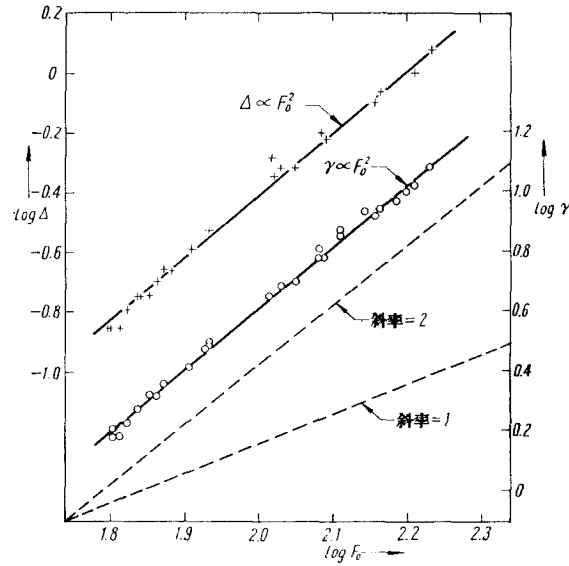


图 6 $Mg II \lambda 4481 \text{ \AA}$ 的位移 Δ 和宽度 γ 和标准场强 F_0 的对数关系

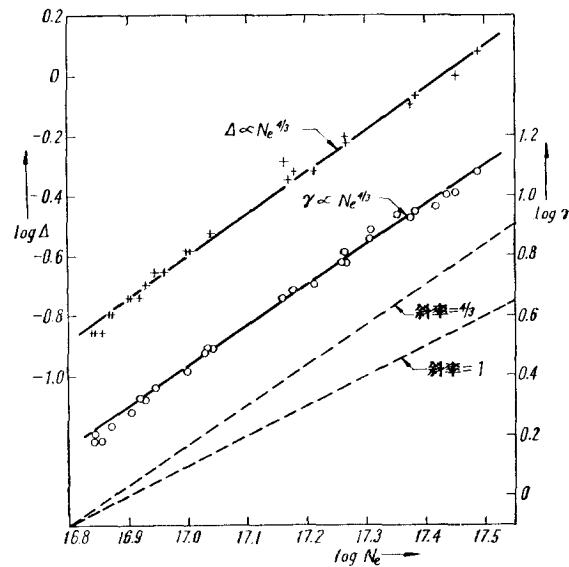


图 7 $Mg II \lambda 4481 \text{ \AA}$ 的位移 Δ 和宽度 γ 和电子数密度 N_e 的对数关系

3. Mg II λ 4481 Å 谱线放宽的规律

随着放电功率的增加,电子数密度增大,镁离子线 4481 Å 的放宽程度变大. 图 8 为放宽了的 Mg II λ 4481 Å 的火花光谱照片, 两旁的细线为空心阴极放电的 Mg II λ 4481 Å 谱线.

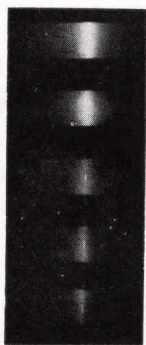


图 8 Mg II λ 4481 Å 在火花放电中的光谱照片, 随着电子数密度的增大, 谱线宽度增加、位移增大, 两旁的细线为空心阴极放电谱线

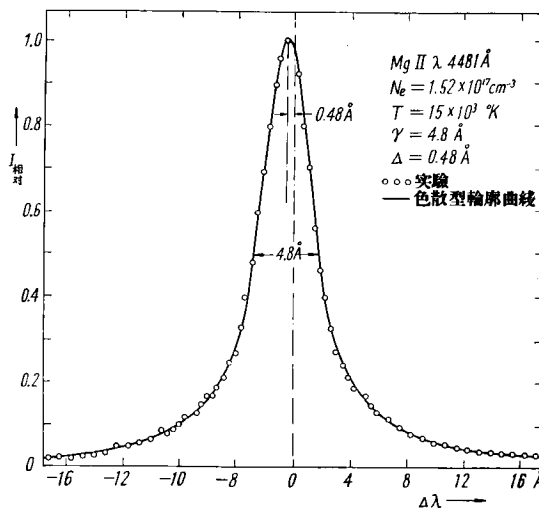


图 9 Mg II λ 4481 Å 在火花放电中的轮廓

谱线宽度的测量结果见表 1. 从宽度变化一个数量级的实验结果中得到结论——该谱线的宽度 γ 和标准场强平方 F_0^2 成正比 (图 6):

$$\gamma \propto F_0^2.$$

由图 7 可见, 宽度 γ 不和电子数密度 N_e 的一次方成正比, 而与 N_e 的 4/3 次方成正比:

$$\gamma \propto N_e^{4/3}.$$

实验测得的 Mg II λ 4481 Å 的轮廓由图 9 给出, 谱线轮廓的形状是色散型的.

根据表 1, 我们将 Mg II λ 4481 Å 的宽度 γ 和位移 Δ 的实验值与电子数密度 N_e 间的关系画在图 10 上, 可作为 γ , Δ 和 N_e 间的经验关系使用.

4. Mg II λ 4481 Å 的宽度、位移比 γ/Δ 为一常数

实验发现, 在本实验条件范围内, Mg II λ 4481 Å 的宽度和位移的比值保持为常数, 它并不随电子数密度的改变而变化 (见表 1). 实验结果得到

$$(\gamma/\Delta)_{\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}} = 10.4 \pm 0.6.$$

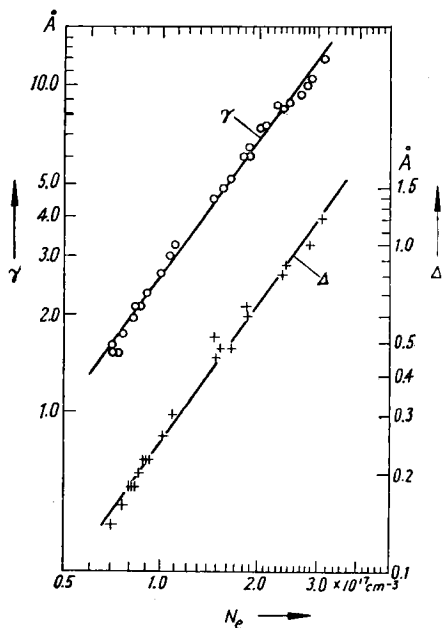


图 10 Mg II λ 4481 Å 的宽度 γ 、位移 Δ 和电子数密度 N_e 的关系

四、討 論

1. 产生 Mg II λ 4481 Å 放宽的各种原因分析

我们的目的是研究在等离子体中镁离子谱线 Mg II λ 4481 Å 受带电粒子干扰后产生的放宽和位移的规律, 但谱线放宽的成因是多种多样的, 必需作一分析才能断定在本实验条件下, 产生 Mg II λ 4481 Å 放宽和位移的主要原因. 由于其他原因使 Mg II λ 4481 Å 放宽的计算或测量结果列于表 2. 而实验测定的谱线宽度 $\gamma_{\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}} = 1.5 - 12.0 \text{ \AA}$, 即

表 2

自然宽度 $\delta\lambda_N$	$1.18 \times 10^{-4} \text{ \AA}$
多普勒宽度 $\delta\lambda_D$	0.08 Å
范德瓦尔斯宽度 $\delta\lambda_V$	0.008 Å ¹⁾
仪器宽度 $\delta\lambda_A$	0.08 Å

$$\gamma_{\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}} \gg \begin{cases} \delta\lambda_N \\ \delta\lambda_D \\ \delta\lambda_V \\ \delta\lambda_A \end{cases}$$

因此, 在本实验条件下, 使谱线 Mg II λ 4481 Å 放宽和位移的主要原因是微观电场的斯塔克效应, 即谱线放宽和位移是由于带电粒子干扰的结果.

2. Mg II λ 4481 Å 谱线的位移

实验发现, Mg II λ 4481 Å 谱线向短波方向(紫方)位移是和理论分析一致的. 根据量子力学理论, 任一能级 A 在电场 F 的二级斯塔克效应作用下产生的位移:

$$\Delta W_A = \sum_B \frac{|\langle A | \mathbf{F} \cdot \mathbf{P} | B \rangle|^2}{W_A - W_B}, \quad (5)$$

B 为和能级 A 之间可以产生跃迁的所有能级; \mathbf{P} 为偶极矩. 由(5)式知道, 当能级 B 在能级 A 下方时, 在有电场 F 干扰下, 能级 A 要向上移动. 根据 Mg II 的谱项分析^[28], 4481 Å 是 4^2F 向 3^2D 能级跃迁时发射的光谱线, 和 4^2F 最靠近并可产生跃迁的能级是 4^2D , 该能级在 4^2F 的下方 489 cm^{-1} 处. 在本实验条件下, 微观电场的干扰产生 4^2F 能级的移动远小于 489 cm^{-1} , 因此电场干扰是二级效应. 因 4^2D 能级在 4^2F 的下方, 所以在电场中 4^2F 能级向上移动, 即 Mg II λ 4481 Å 应向紫方位移. 实验证明该谱线向紫方位移, 这支持了我们对 Eckarth^[29] 报导的在 330 kV/cm 电场强度下谱线向红方位移 $\Delta\nu = -1.7 \text{ cm}^{-1}$ 的怀疑.

图 6 指出, 谱线位移 $\Delta \propto F_0^2$, 这一事实说明谱线位移和电场的关系确是二级效应, 而不是线性效应. 否认了 Lawrence 和 Dunnington^[27] 提出的 $3D-4F$ 能级间跃迁是象氢的、放宽是线性斯塔克效应的假设.

当等离子体微观标准场强为 F_0 时, 在最可几场强 $F = 1.6 F_0$ 的作用下, $4F$ 能级产生移动:

$$\Delta W = \frac{|\langle 4F | F P_z | 4D \rangle|^2}{W_{4F} - W_{4D}}. \quad (6)$$

1) 范德瓦尔斯宽度的计算参考文献[32].

干扰能级 $4D$ 在 $4F$ 能级下方 489 cm^{-1} , 即

$$W_{4F} - W_{4D} = 489 \text{ cm}^{-1},$$

在(6)式中

$$\begin{aligned} \langle 4F | P_z | 4D \rangle &= \langle 4F | P | 4D \rangle \sqrt{l^2 - m^2}, \\ \langle 4F | P | 4D \rangle &= - \frac{e}{z^* \sqrt{4l^2 - 1}} \int_0^\infty r R(n, l) R(n, l-1) dr, \end{aligned}$$

式中 $R(n, l)$ 为波函数的径向部分; z^* 为有效核电荷 ($z^* = 2$); e 为电子电荷; n, l, m 分别为 $4F$ 能级的主量子数、角量子数和磁量子数. 我们取 $m = 0$ 来估计能级的移动, 计算结果得到

$$\Delta W = 1.55 \times 10^{-4} F_0^2 \text{ (cm}^{-1}\text{)},$$

式中 F_0 的单位为 kV/cm ; 得到的 ΔW 以 cm^{-1} 计. 忽略下能级 $3D$ 的移动, 因此上能级 $4F$ 的移动使谱线向紫方移动, 其波数变化为

$$(\Delta\nu)_{\text{计算}} = 1.55 \times 10^{-4} F_0^2 \text{ (cm}^{-1}\text{)},$$

光谱线的波长改变 $\Delta\lambda$ 和波数改变 $\Delta\nu$ 间的关系为

$$|\Delta\nu| = \frac{|\Delta\lambda|}{\lambda^2} = \frac{1 \text{ \AA}}{(4481 \text{ \AA})^2} = 4.98 \text{ cm}^{-1} \quad (\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}),$$

即在 4481 \AA 处, 波长变化 1 \AA 相当于波数改变 4.98 cm^{-1} . 因此, 谱线位移和标准场强平方 F_0^2 关系的计算结果为

$$\left. \begin{aligned} (\Delta\lambda)_{\text{计算}} &= 3.12 \times 10^{-5} F_0^2 \text{ (\AA)}, \\ (\Delta\nu)_{\text{计算}} &= 1.55 \times 10^{-4} F_0^2 \text{ (cm}^{-1}\text{)}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

这个计算说明了谱线位移 Δ 和标准场强平方 F_0^2 成正比的实验结果. 根据 $\Delta \propto F_0^2$ 的实验数据(表 1), 由最小二乘方法得到直线的斜率为

$$\frac{(\Delta\lambda)_{\text{实验}}}{F_0^2} = 4.1 \times 10^{-5} \text{ \AA}/(\text{kV/cm})^2,$$

其标准误差为 2%. 因此, 我们得到谱线位移和标准场强平方 F_0^2 的实验关系为

$$\left. \begin{aligned} (\Delta\lambda)_{\text{实验}} &= 4.1 \times 10^{-5} F_0^2 \text{ (\AA)}, \\ (\Delta\nu)_{\text{实验}} &= 2.0 \times 10^{-4} F_0^2 \text{ (cm}^{-1}\text{)}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

由图 11 可见, 谱线位移 Δ 和 F_0^2 的实验结果和上述理论计算相近, 但计算值略偏小于实验值. 这里还需要指出, 计算所用的最可几场强 $F = 1.6 F_0$ 是根据 Holtsmark 分布得到的. Baranger 和 Mozer^[33,34] 考虑了电子对离子场的屏蔽作用和离子相关效应后, 计算了微观电场的场强分布, 修正了 Holtsmark 场强分布函数. 根据他们的计算, 相应于本实验条件的最可几场强 $F \approx 1.0 F_0$. 这样, 与实验结果相比, 计算结果将为更偏小. 这或许是因为在产生谱线位移的因素中还存在电子贡献的部分, 因为上述计算中只考虑了产生谱线位移的离子统计场的效应.

根据谱线位移和 F_0^2 的实验数据可计算一个经验上的二级斯塔克效应常数:

$$C_4 = c(e \times 0.3)^2 \left(\frac{\Delta\nu}{F^2} \right) = \frac{c(e \times 0.3)^2}{1.6^2} \cdot \left(\frac{\Delta\nu}{F_0^2} \right) = 5.0 \times 10^{-14} \text{ cm}^4/\text{sec}. \quad (9)$$

在上述数据处理中, 由氫原子 H_β 谱线宽度定电子数密度是根据文献[3]得到的. 对

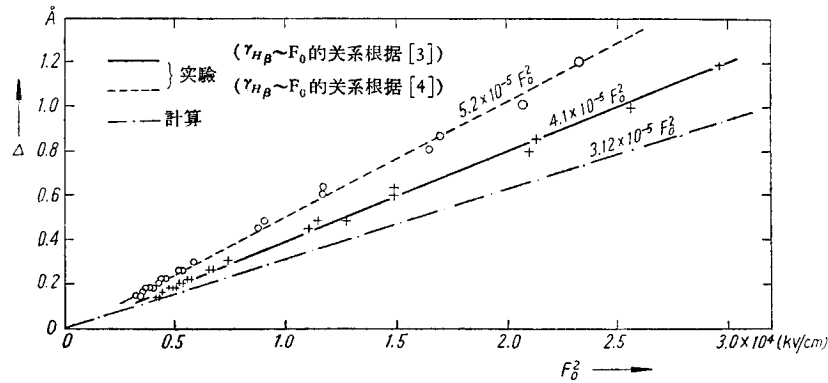


图 11 $\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}$ 的位移 Δ 和标准场强平方 F_0^2 的关系, 实验和理论比较

应于谱线强度降落到极大值一半时的参量 $\alpha = 0.08$; 这个理论计算得到许多实验工作^[6-8,10,12]很好的支持, 因此决定采用. 但 Griem, Kolb 和 Shen^[4] 在理论中修正了若干因素后, 得到对应于谱线强度降落到极大值一半时的参量 $\alpha = 0.09$. 于是我们又根据文献[4], 由 H_β 谱线宽度定电子数密度, 数据处理的结果也画在图 11 上, 得到谱线位移和 F_0^2 的关系为

$$\Delta\lambda = 5.2 \times 10^{-5} F_0^2 (\text{\AA}).$$

3. $\text{Mg II } \lambda 4481 \text{ \AA}$ 谱线的轮廓宽度

我们将谱线宽度的实验值和 Lindholm 理论公式及 Griem 等^[15,16]的近似公式作了比较.

根据 Lindholm 碰撞理论得到谱线宽度和位移的表式(单位圆频率)

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= 38.8 C_4^{2/3} v^{1/3} N_e, \\ \Delta &= 33.4 C_4^{2/3} v^{1/3} N_e, \end{aligned} \right\} \gamma/\Delta = 1.16, \quad (10)$$

式中 C_4 为二级斯塔克效应常数; N_e 为电子数密度; v 为电子速度 ($v = \sqrt{3kT/m}$). Lindholm 理论公式(10)指出, 宽度正比于电子数密度, 这和实验结果 ($\gamma \propto N_e^{1/3}$) 不符. 计算结果列于表 3, 和实验值的比较见表 1 和图 12. 计算时我们采用了两个温度 $T = 8 \times 10^3 \text{ K}$ 和 $15 \times 10^3 \text{ K}$; 这两个温度由光谱线相对强度测定, 分别表示光源装置 I 和光源装置 II 中的温度.

根据 Griem 等^[15]的理论, 在解除电子衰减性假设后, 由一般化的碰撞理论得到谱线的电子碰撞放宽表式为

$$I(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Re} [i\omega - i\omega_0 + \langle \alpha | \phi_a | \alpha \rangle]^{-1} = \frac{w}{\pi} [(\omega - \omega_0 - d)^2 + w]^2, \quad (11)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \omega &= \text{Re} \langle \alpha | \phi_a | \alpha \rangle, \\ d &= -\text{Im} \langle \alpha | \phi_a | \alpha \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

分别表示电子碰撞产生的宽度的半值和谱线位移. ω_0 是没有干扰时的谱线频率. 考虑到电子和离子对谱线放宽都有贡献, 得到总的谱线轮廓的强度和频率的关系为

$$J(\omega) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{W(F)dF}{\omega^2 + \left[\omega - \omega_0 - d - \left(\frac{2\pi}{e^2} \right) C_4 F^2 \right]^2}, \quad (13)$$

式中 $W(F)$ 为离子场强分布函数, 其中考虑了带电粒子间的相互作用, C_4 为二级斯塔克效应常数.

Griem 在文献[16]中得到谱线放宽后的总宽度和位移的近似公式为

$$\gamma = 2\omega_{\text{total}} \approx 2[1 + 1.75\alpha(1 - 0.75R)]\omega, \quad (14)$$

$$\Delta = d_{\text{total}} \approx [d/\omega + 2.0\alpha(1 - 0.75R)]\omega. \quad (15)$$

该近似式的适用条件为 $\alpha < 0.5$ 和 $R < 0.8$. 式中 α 是离子放宽的特征参量, 满足关系:

$$\left(\frac{2\pi}{e^2} \right) C_4 F_0^2 = \omega \alpha^{1/3}; \quad (16)$$

参量 R 是离子平均距离和德拜半径的比值, 表征带电粒子间的相互作用:

$$R = \rho_m / \rho_D = 6^{1/3} \pi^{1/6} e N_e^{1/6} (kT)^{-1/2}, \quad (17)$$

式中 e 为电子电荷, N_e 为电子数密度, T 为温度. 由(14)式可见, 当电子碰撞宽度 2ω 、参量 α 和 R 已知后, 可以算出光谱线在等离子体中的总宽度 γ .

根据 Griem 等的理论, 电子碰撞放宽的 ω 应根据(12)式计算, 这个计算较为繁复, 目前正在进行中. 下面我们先作一简单的估计. 根据文献[15]对氮原子谱线的计算指出, 该理论的 ω 值和 Lindholm 理论在某些情况下相差不太大, 在个别情况下相差因子 2 或 3. 下面的计算中我们用 Lindholm 理论公式计算 2ω , 再由(16)式定出对应的 α 值; 参量 R 由公式(17)计算; 由此可由(14)式计算谱线宽度的近似理论值 γ . 计算结果列于表 3.

表 3 用 Lindholm 理论公式和 Griem 等的近似公式估计 Mg II λ 4481 Å 谱线宽度和电子数密度的关系

电子数密度 N_e cm^{-3}	温 度 T °K	电子碰撞宽度 (根据 Lindholm 理论计算) 2ω Å	α	R	总 宽 度 (根据 Griem 理论近似估计) $\gamma = 2\omega_{\text{total}}$ Å
5×10^{16}	8×10^8	1.12	0.14	0.61	1.27
1.0×10^{17}	15×10^8	2.23	0.17	0.68	2.55
1.0×10^{17}		2.48	0.14	0.50	2.86
1.5×10^{17}		3.71	0.18	0.53	4.41
2.0×10^{17}		4.95	0.19	0.56	5.90
2.5×10^{17}		6.19	0.20	0.58	7.41
3.0×10^{17}		7.42	0.21	0.60	8.72

Mg II λ 4481 Å 谱线宽度和电子数密度关系的实验结果和理论计算的比较见图 12 和表 1. 图 12 指出, 在电子数密度 N_e 小于 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时, 实验结果和 Lindholm 理论比较, 偏离较小, 但随着电子数密度的增大, 偏离则越大. 而用 Griem 等理论的近似公式作简单估计, 得到的结果与实验曲线较为接近, 在 $N_e \sim 1 \times 10^{17} [\text{cm}]^{-3}$ 附近符合甚好; 在 $N_e > 1 \times 10^{17} [\text{cm}]^{-3}$ 时, 和实验曲线的偏离也随 N_e 的增大而增大, 但较 Lindholm 理论好. 计算和实验的偏离可能是在利用 Griem 近似公式计算时, 电子碰撞宽度采用 Lind-

holm 衰渐性理论结果而引进的。若用一般化的碰撞理论来描写电子碰撞的放宽效应, 预期结果和实验值将会符合得更好。实际上, 这里计算的只是 Lindholm 电子碰撞放宽和考虑带电粒子相互作用的离子统计放宽的共同结果。

关于在本实验条件下, 电子用碰撞理论、离子用统计理论来描述是否正确的问题, 可由下面的判据来推断。在二级斯塔克效应下, 碰撞理论和统计理论的适用界限为^[1]

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_g &= \frac{\lambda^2}{2\pi c} \Delta\omega_g = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\frac{2\nu}{\pi}\right)^{4/3} (2\pi C_4)^{-1/3} = \\ &= \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{4/3} \left(\frac{3kT}{m}\right)^{2/3} (2\pi C_4)^{-1/3},\end{aligned}$$

式中 ν 和 m 分别表示干扰粒子的速度和质量; C_4 为二级斯塔克效应常数; λ 为光谱线波长; c 为光速。

当 $\Delta\lambda \gg \Delta\lambda_g$ 时 统计理论适用;

$\Delta\lambda \ll \Delta\lambda_g$ 时 碰撞理论适用。

对于镁离子谱线 Mg II λ 4481 Å, 当 $T = 15 \times 10^3$ °K 时, 则

$$\Delta\lambda_g (\text{电子}) = 310 \text{ \AA};$$

$$\Delta\lambda_g (\text{Mg-离子}) = 0.25 \text{ \AA}.$$

在本实验条件范围内, 镁离子线宽度 $\gamma = 1.5-12.0$ Å。由此可见, 电子放宽效应落在碰撞理论区域内, 而离子放宽效应则落在统计理论的区域中。

4. 关于 Mg II λ 4481 Å 谱线宽度和位移的比值 (γ/Δ)

在本实验条件下测得的谱线宽度 γ 和位移 Δ 的比值为—常数(表 1):

$$\gamma/\Delta = 10.4 \pm 0.6.$$

这和 Lindholm 理论的结果 $\gamma/\Delta = 1.16$ 不相符合。Вайнштейн 和 Собельман^[23] 的非定态理论解除了衰渐性假设后, 计算得到谱线的宽度位移比 $\gamma/\Delta \approx 1.16$, 但最大也不超过 3。而 Mg II λ 4481 Å 的宽度位移比 γ/Δ 不仅大大超过 1.16, 同时也超过了数值 3。我们对宽度位移比 γ/Δ 的初步估计(见表 1)虽然接近实验值, 但不能认为是很好的, 因为在宽度 γ 和位移 Δ 的估计中, 计算值都是偏小了。关于利用 Griem 等的理论对 γ 和 Δ 的精确计算的工作, 我们目前正在进行中。

在这一研究中, 钱毓敏同志参加了不少工作, 对于我们的帮助很大, 特志谢意。

参 考 文 献

- [1] Margenau, H., Lewis, M., *Rev. Mod. Phys.*, **31** (1959), 569.
- [2] Griem, H. R., Kolb, A. C. and Shen, K. Y., *Phys. Rev.*, **116** (1959), 4.
- [3] Griem, H. R., Kolb, A. C. and Shen, K. Y., NRL Report 5455, U. S. Naval Research Laboratory, Washington D. C., March 4 (1960).

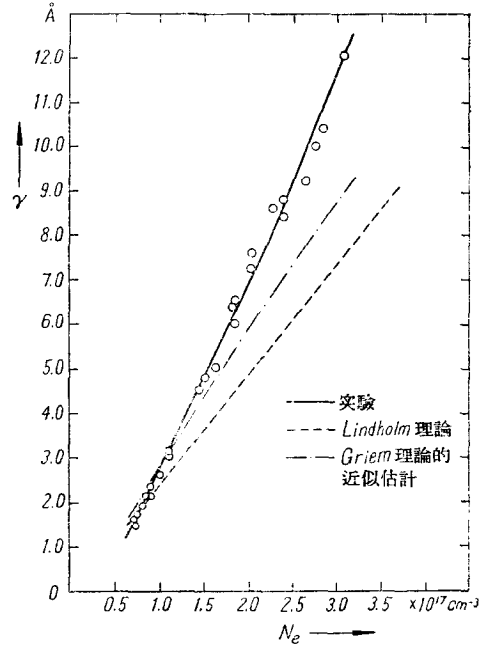


图 12 Mg II λ 4481 Å 的宽度 γ 和电子数密度 N_e 的关系, 实验和理论比较

- [4] Griem, H. R., Kolb, A. C. and Shen, K. Y., *Astrophys. J.*, **135** (1962), 272.
- [5] Griem, H. R. and Shen, K. Y., *Phys. Rev.*, **122** (1961), 1490.
- [6] Bogen, P., *Z. Physik*, **149** (1957), 62.
- [7] Китаева, В. Ф., Соболев, Н. Н., Proc. 5th International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Vol. II (1961), 1897.
- [8] Китаева, В. Ф., Обухов-Денисов, В. В., Соболев, Н. Н., *Оптика и спектроскопия*, **12** (1962), 178.
- [9] Wiese, W. L., Paquette, D. R., SolarSKI, J. E., Proc. 5th International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Vol. I (1961), 907.
- [10] Vujnović, V. J., Harrison, J. A. and Craggs, J. D., *Proc. Phys. Soc.*, **80** (1962), 516.
- [11] Berg, H. F., Ali, A. W., Lincke, R. and Griem, H. R., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 199.
- [12] Shumaker, J. B., Jr. and Wiese, W. L., Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry, Vol. III, pt. I, (1962), 575.
- [13] Wiese, W. L., Paquette, D. R., SolarSKI, J. E., *Phys. Rev.*, **129** (1963), 1225.
- [14] Wulff, H., *Z. Physik*, **150** (1958), 614.
- [15] Griem, H. R., Baranger, M., Kolb, A. C. and Oertel, G., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 177.
- [16] Griem, H. R., *ibid.*, **128** (1962), 515.
- [17] Gericke, W. E., *Z. Astrophys.*, **53** (1961), 68.
- [18] Stone, P. M., Agnew, L., *Phys. Rev.*, **127** (1962), 1157.
- [19] Wiese, W. L. and Murphy, P. W., *ibid.*, **131** (1963), 2108.
- [20] Jung, M., *Z. Astrophys.*, **58** (1963), 93.
- [21] Stampa, A., *Z. Astrophys.*, **58** (1963), 82.
- [22] Morris, J. C. and Bach, G. R., Optical Society of America 1964 Spring Meeting Program, p. 9., WH12.
- [23] Вайнштейн, Л. А., Собельман, И. И., *Оптика и спектроскопия*, **6** (1959), 440.
- [24] Мазинг, М. А., Манделъштам, С. Л., *ЖЭТФ*, **36** (1959), 1329.
- [25] Мазинг, М. А., Труды физического института АН СССР, **15** (1961), 55.
- [26] Мазинг, М. А., Врублевская, Н. А., *Оптика и спектроскопия*, **13** (1962), 308.
- [27] Lawrence, E. O. and Dunnington, F. G., *Phys. Rev.*, **35** (1930), 396.
- [28] Risberg, P., *Arkiv För Fysik*, **9** (1955), 483.
- [29] Eckarth, H., *Z. Physik*, **107** (1937), 182.
- [30] 周同庆、陈林棠、钱毓敏, 中国物理学会 1963 年年会论文摘要, 97 页.
- [31] Jones, W. G. and Walsh, A., *Spectrochimica Acta*, **16** (1960), 249.
- [32] Китаева, В. Ф., Труды физического института АН СССР, **11** (1955), 1.
- [33] Baranger, M. and Mozer, B., *Phys. Rev.*, **115** (1959), 521.
- [34] Mozer, B. and Baranger, M. *ibid.*, **118** (1960), 626.

WIDTH AND SHIFT OF THE $\text{Mg II } 4481 \text{ \AA}$ LINE FROM A PLASMA SOURCE

CHEN LIN-TANG CHOW TUNG-CHING

(*Department of Physics, Fudan University*)

ABSTRACT

Line profiles and shifts of the $\text{Mg II } 4481 \text{ \AA}$ line (3^2D-4^2F) were measured for a range of electron number densities from 7×10^{16} to 3.1×10^{17} electrons/c.c. An oscillatory condenser discharge was used as a spectroscopic source. Electron-number densities were determined from measured widths of the H_β line after addition of water vapour to the source. Good fit of the experimental contour of H_β with the theoretical contour based on Griem-Kolb-Shen's calculation was observed. Experimental shifts toward the violet were measured to be proportion to the square of the normal microfield. An empirical quadratic Stark effect constant $C_4 = 5.0 \times 10^{-14} \text{ cm}^4/\text{sec}$ was determined from these data. The widths of the line profile bear a similar relation with the fields. Ratios of the width to shift, γ/Δ , were found to remain constant in the range of experimental conditions studied. The value is $\gamma/\Delta = 10.4 \pm 0.6$.

Theoretical calculation of the shift of the upper term 4^2F due to the quadratic Stark effect perturbation of 4^2D term allows one to explain the quadratic dependence on field, but the values of shift are smaller in comparison with experimental data, indicating an additional contribution by electrons. The widths of the line have been compared with the theoretical formula of Lindholm and Griem et al's approximate formula. Simple estimate shows a better agreement with the latter.