

气体放电光谱学

(在复旦讲学的讲稿)

H. D. 潘金

目 录

I 結 論	1
§ 1. 引 言	1
§ 2. 基本过程的分类	5
II 电子和原子的弹性碰撞	9
§ 3. 散射几率	9
§ 4. 原子的有效截面	10
§ 5. 散射系数与自由路程的关系	11
§ 6. 测量散射系数的方法	14
实验装置的几个基本部份	
1. 离子源	14
2. 产生等动能束的方法及其聚焦	15
3. 记录电子和测定其能量的方法	19
4. 原子(分子)有效截面的测定	21
§ 7. 电子散射有效截面的测量结果	26
蘭姆塞尔效应	
§ 8. 散射电子的角分佈	31
电子散射的理论概念	
1. 波恩(Born)方法	32
2. 分波法[法克森(Faxon)与霍茨马克(Holtzmark)方法]	34
3. 电子交换与极化的考虑	35
4. 弹性散射电子的角分佈	37
§ 9. 实验结果	38
III 电子与原子的非弹性碰撞	41
(电子撞击而引起的原子激发和电离)	
§ 10. 原子的能级	41
测定原子能级的实验方法	
1. 电学方法	42
2. 光学方法	44

§ 11. 电子撞击的激发几率	
激发函数.....	46
1. 电学方法.....	46
2. 光学方法.....	48
3. 谱线激发函数的测量结果.....	52
4. 结果讨论及结论.....	57
§ 12. 激发函数的计算.....	59
§ 13. 被激原子和电子间的第二类碰撞.....	61
§ 14. 第一类碰撞与第三类碰撞间的关系.....	61
§ 15. 电子撞击引起的电离.....	66
§ 16. 测定电离电位的实验方法.....	67
§ 17. 电离几率.....	68
电离几率的实验测定	
§ 18. 电离次数的计算.....	71
IV 正离子和中性粒子的碰撞.....	74
§ 19. 原子和离子碰撞引起的电离与激发.....	76
§ 20. 原子间的第二类碰撞.....	79
1. 第二类碰撞引起激发的实验证明, 敏化荧光.....	80
2. 原子间第二类碰撞的有效性.....	82
3. 由敏化荧光测定第二类碰撞的有效截面.....	84
§ 21. 第二类碰撞电离.....	86
V 气体粒子吸收辐射光子后引起的电离和激发.....	89
§ 22. 气体粒子吸收辐射光子后引起的电离和激发.....	89
1. 体积光电离.....	89
2. 测量方法及结果.....	9
§ 23. 带电粒子的复合。复合光谱.....	92
VI 热激发与热电离.....	96
§ 24. 被激原子浓度的测定.....	98
1. D. C. 罗日荣斯特文斯基的方法.....	98
2. 在金氏 (King) 高温真空炉中测量原子 能级的分佈.....	103

3. 谱线反转法	106
4. 发射线法	108
§ 25. 热电离	111
§ 26. 萨哈公式的推导	112
§ 27. 热电离理论的实验证明	114
§ 28. 关于热激发的机理	115
Ⅷ 边界层现象	117
§ 29. 关于金属中电子的基本知识	117
§ 30. 关于金属中电子的现代观念	118
1. 泡利原理	118
2. 金属—真空边界上的势垒·脱出功	121
3. 电子发射公式的导出	123
4. 里查孙—德许曼公式的实验验证	125
§ 31. 热电子发射时金属表面电子束中的速度分佈	127
小场对脱出功的影响	128
§ 32. 冷发射	129
穿过电解质薄膜的冷发射	131
含膜阴极	131
§ 33. 光电效应及其 ^在 气体放电中的作用	133
1. 正常及选择光电效应	136
2. 复杂光阴极	138
3. 电极光 ^上 电效应在气体放电中的作用	142
§ 34. 次级电子发射	143
1. 电子作用下的次级发射	143
2. 半导体和绝缘体上的次级发射	145
§ 35. 光电倍增	146
1. 磁聚焦的光电倍增管	148
2. 静电聚焦的光电倍增管	149
§ 36. 光电倍增管在光谱分析及光谱学中的应用	151
1. 光谱仪器	152
2. 光电接收器及光电流的电流装置	155

§ 3.7.正离子引起的电子发射	158
介穩原子拉脫电子	160
Ⅳ等离子区中电子和离子的研究	164
§ 38.探針法	164
§ 39.探針測量产生誤差的主要原因	172
§ 40.实验数据	176
§ 41.探針法用于研究等离子区中的离子	179
1.电子迁移率	183
2.离子在气体中的运动	
3.光譜方法研究离子在气体中的运动	192
Ⅴ气体放电等离子区的辐射	197
§ 43.自發躍迁几率·爱因斯坦譜系数	197
§ 44. B_{ki} , B_{ik} 及 A_{ki} 譜系数間的关系	200
§ 45.躍迁几率的測量方法	201
1.輻射法	201
2.吸收法	203
3.双管法	206
4.再吸收法	208
5.鈎綫法	210
§ 46.譜綫强度和等离子区中各基本过程間的关系	212
1.低压,小电流密度和發光气体厚度不大时	212
2.阶梯激發	218
3.在 $P > 0.01\text{mmHg}$ 和發光气体厚度不大时 的譜綫强度	222
4.等温等离子区 ($T_e = T_a$) 高压下的情况	225
§ 47.放电中被激原子的濃度	226
§ 48.蒸汽和气体混合物中,被激原子濃度的測定	232
§ 49.放电中被激原子的定暈理論	234
§ 50.放电中功率的平衡	236
Ⅵ混合气体的光譜分析	238
(基本原理,方法和結果)	

§ 1. 輝光放电.....	238
§ 2. 高频放电.....	242
§ 3. 混合气体的定性分析和半定量分析.....	247
§ 4. 混合气体的定量分析.....	247
§ 5. 混合气体光谱分析的吸收方法.....	249
XI 衍射光栅的制造及其在分光仪器中的应用.....	251
§ 1. 衍射光栅的制造.....	251
1. 刻线机.....	251
2. 刻线机构.....	254
3. 光栅的刻线技术.....	255
4. 光栅质量的研究.....	256
§ 2. 新型衍射光栅光谱仪.....	259
1. 有平面光栅和凹面镜的自动准直摄谱仪.....	260
2. 汞光源本领很强的平面光栅摄谱仪 ДФС — 4.....	261
3. 研究弱光用的汞光源本领很强的分光计.....	262
4. 双衍射光栅单色仪.....	263
5. 远红外区用记录式分光计.....	264
6. 研究真空中光谱的衍射光栅摄谱仪 (ДФС — 6).....	265

气体放电光谱学

苏联专家列宁格勒大学 Н. П. 品琴 (Пенкин) 教授

1957 年在复旦大学讲学的讲稿

第一讲 言

关于气体中电现象的研究，现今在物理学中乃是一个广大的领域。在这方面，气体中放电的问题和原子及电子的物理现象极紧密地联系着。

研究和说明电流通过气体时的宏观现象，不能不研究所谓基本过程，它是在电子、原子、分子、离子、及光子的相互作用下在气体内部，以及在气体和固体的边界上（如放电管的管壁，电极……等）发生的。所以，气体放电物理学，和离子及电子过程的物理学，也就是电子学紧密地联系着。

在放电间隙中发生的过程，对于光谱物理学家，是很感兴趣的，因为，在光谱学领域中，以及在光谱分析中所用的任何光源（火焰及电弧灯除外）都是气体放电的“仪器”。光谱学和光谱分析工作的成功，常常是^{完全}依赖于激发光谱的光源的合理选择，为了会选择光源最好的工作条件，就必须清楚地了解在光源中所发生的过程。因此研究在气体放电光源中发生的过程，无论在理论上或者在实用上，都是重要的问题。

研究放电的基本过程，就会扩大和加深我们对于原子、分子和离子性质的了解。我要指出的是：气体中通过电流的研究，是和物理学中一系列的重要发现相联系着的。这里可以指出伦琴射线和阴极射线的发现，以及电子荷质比和离子荷质比的测定。离子荷质比 (удельный заряд) 测定的工作，引出非放射性同位素的发现（如汤姆生用氦气所作之实验）。对于在放电间隙中原子和分子所发生的辐射的研究，制定了光谱学中一系列的规律，从而也就了解了原子外部电子壳层的构造。大家知道，近年来，苏联科学家们（库尔查扎夫 Курчатова, 阿尔齐莫维奇 Архимовича）作了利用电流密度 为

10⁸安/厘米²数量级的气体放电。来获得可控制的热核子反应的嘗試。

电流通过气体时所发生的过程，现在被广泛地应用于各种技术上。我现在来举出一些气体放电的应用：

1) 气体放电用于发生辐射(照明)的目的：(气体放电灯和發光灯近年来得到了越来越大的传播。完全可以这样说，在最近的将来，气体放电灯在照明技术中，就将排除熾热灯。充满了金属蒸气或者惰性气体的气体放电灯具有显著的选择性；例如低压下的铯(Cs)灯在 λ 为0.86到0.89 μ 区间，发出它全部辐射的90%以上。这样一百瓦的铯灯相当于七百瓦的熾热灯。这就是它的优点。不过在同时，比之别种光源这也就是气体灯的缺点。气体灯的重大优点是可以调节它的辐射。不过在用它照明时，被照物就得到了完全不正确的色調(Цвeт передача)。近年来，高压和超高压灯得到了广泛的传播。它们发出大大放宽了的谱线或连续光谱，所以可以应用于很多光谱学研究中。

在發光灯中，依靠在放电管内壁上一薄层的发光体，汞蒸气的共振辐射可以转变为可见的。随着我们应用不同的发光体，就可以得到灯所发辐射中不同的能量分佈。这样，可以在光谱中获得这样的能量分佈，它和太阳辐射光谱的能量分佈很为接近(“日光”灯)。(日光灯——色温日光灯 6500°K，白光日光灯——3500°K)。

比起熾热灯来，發光灯的主要优点，除了它的经济合理之外，还在于被照的客体有正确的颜色，这就具有巨大的意义，例如在印刷和纺织工业中。

2) 电流通过金属蒸气广泛地被用于交流电的整流。大家都知道，汞整流器和气体整流器(правотрон)传播很广，在这里未必需要详细来讲述它。应用

3) 把电弧和火花用于加工金属零件：

在这里首先必需指出在各种工业部门中应用电弧加工。这

值著名发明的荣誉是属于俄国学者—斯拉文諾夫 (Славенов) 工程师的。电弧也可以用来切割和溶化金属。而电火花则广泛地用于内燃机中混合气体的点火。

4) 放电广泛地被用于化学工业中。某些反应只能在气体放电时进行，因为那里有大量的被激原子和分子形成。你们都很了解应用电弧来制造硝酸的方法，知道在电弧下有臭氧的形成。气体放电在这个领域的应用还是很少。无疑地，在研究气体放电时，会在这个领域中得到很多的结果。不过，这主要是化学，而不是物理学方面的问题。

在各种不同形式放电的研究中 (电弧，火花，辉光放电等)，俄国和苏联的学者们引入了许多新的，创造性的工作。我们苏联人的工作在气体放电物理学中占有显著的地位。

自科学院建立时起，俄国学者就广泛地研究了电流在气体中通过的问题。在我国科学研究，包括气体放电在内，在十月社会主义革命之后，取得了更大的规模，创造了在苏维埃国家中发展科学的优良条件。根据人民委员会的指示，组织了一系列的研究机构—国立光学研究所，镭研究所，列宁格勒的敖尤物理研究所，全苏电工研究所，等等。

我的任务不是要叙述一般的^{以及} (特别是苏联的物理学发展史，因此，我将只是简短地说一下在十月革命前后所完成的若干工作，更确切地说是列举一下这些工作。

早在十八世纪初期，俄国物理学的奠基者罗蒙诺索夫就对雷雨放电进行了广泛的观察。同时他也指出了，就是在没有雷的时候，大气中也存在着电荷。米哈依尔·罗蒙诺索夫研究了在摩擦静电^机中所生电荷的作用下放电空气的发光。在研究放电时，里赫曼献出了他的生命。

1802年，彼得堡外科医学院物理学教授 (后来成为院士) 彼得罗夫，在英国的富维之前好几年，首先发现并描述了炭电极间空气中的电弧现象。彼得罗夫不仅发现了电弧，而且还研究了在其间进行的一些物理和化学过程。其后，一些德国

学者 [雅布洛奇科夫 (Яблочков) ， 斯拉文諾夫 (Славен-
нов) ， 米涅凱奇 (Минкевич)] 成功地研究了电弧理論
和它的实际应用。

特別需要指出的是莫斯科大学教授斯托列托夫 (Столе-
тов) 所完成的研究气体放电的工作。斯托列托夫关于光电效
应的工作是世界著名的，这项工作由两部分组成——阴极上的外
光电效应，以及气体中的非自持性放电。斯托列托夫在他的研
究結果中建立了光电效应的第一个定律 (光电流强度与光通量
成正比) ， 光电效应的瞬时性 (безинерционность) ， 光
电阴极的疲劳现象 (явление утомления) 等等。他确
定了，在增加气体压力时，光电流在一定的比值 $\frac{I}{P}$ 之下經過最
大值。

对于不同的气体，这个关系也是不同的。斯托列托夫所得
数据曾被輪迥特 (Таунсенд) 用来建立他的气体放电理論。

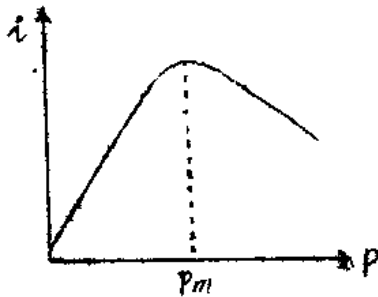


图 1

在十月革命之后，有很多研
究所和实验室都从事了气体放电
的研究。这里我指出，关于气体
放电灯及霓虹灯，光电管，光电
倍增管，以及在低压等离子体
中进行的基本过程等等的大量工作
都是在全苏电工研究所中完成的
原子和分子在等离子体中发
光的問題，离子在等离子体中的

运动特性，以及在等离子体中，正常态和被激发态原子的浓度与
放电条件的关系在国立列宁格勒大学的物理研究所光学实验室
中詳細地研究过並正在研究着。我将在本課程內講到这些工作

同时也必須指出苏联科学院物理研究所的一組工作者所做
的，关于蓄电容火花 (конденсированная искра) 机
理，和各种参数对于它的辐射的影响的研究。

在国立莫斯科大学的物理实验室中完成了关于体积电阻率

(Объемная электроника) (电浆过程，由一种放电形式到另一种放电形式的过渡) 的大量工作。

我已经列举了关于气体放电物理学中的工作，其中一部分。我将在本课程中较为详细地来叙述。

我们光谱学家对于放电的阳极区(Положительный столб)最感兴趣，因为，它正是主要的辐射源。在阳极区中的气体处于特殊的状态下，这种状态称为“等离子体”(Плазма)。等离子体状态下气体的特征是电离程度很高。等离子体乃是原子、离子和电子组成的混合物。同时离子浓度和电子浓度相等，因而等离子体是中性的。在阳极区进行着气体放电和电离过程同时有辐射发生。研究等离子体中的基本过程可以用不同的光学和电学方法。必须特别着重地指出，只有合理地把光学和电学的研究方法结合起来，才能得到完美的而且可靠的等离子体的知识。因此，与一些光学方法同时，我们在课程中将详细地讨论试探法(Метод зондов)它在气体放电的研究中，过去和现在都是广泛地被利用的。

我们的课程将从讨论电子、原子、分子及离子之间的基本相互作用开始。
的基本过程。

§2 基本过程的分类

许许多多荷电的和中性的粒子参加的基本过程，决定着气体放电的全部基本性质：它的力能学，辐射，放电间隙的传导率，电场的分布等等。

此外，基本过程的研究还具有独立的意义。它同时可以更好地研究原子的基本性质。

首先，我们给出基本过程的分类。

引入如下的符号：

A 或 B—正常态下的原子。

A* 或 B*—激发态下的原子。

A⁽ⁿ⁾⁺ 或 B⁽ⁿ⁾⁺—荷电离子，当 n = 1，就是单位电荷

的离子。

e — 电子。

\vec{e} — 快速电子。我们将只研究这种情形，即当

$$\frac{v_e}{c} \ll 1$$

(电子速度) 大大地小于光速 (c)

这时 $v_e = \sqrt{2 \frac{e}{m} V}$ ，其中 m — 电子质量， V —

加速电位。

\vec{A}, \vec{A}^+ — 快速原子或离子。

$h\nu$ — 光子

放电中经过的过程可以分为：

1) 弹性碰撞。

2) 非弹性碰撞。它又可以分为正的和反的两种。

我们给这些过程下定义：相互作用着的粒子的总动能保持不变的过程称为弹性过程。如果 ϵ_k — 电子的动能小于原子第一激发态的能量 (V_α — 共振电位)，就是，假如 $\frac{m v_e^2}{2} < e V_\alpha$ ，(V_α — 共振电位) 那时碰撞就是弹性的。这时，正如在理论力学中知道的，碰撞粒子在碰撞以后的速度 (标脚 1 用于碰撞粒子) 等于

$$u_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \left[\cos \theta \pm \sqrt{\left(\frac{m_2}{m_1} \right)^2 - \sin^2 \theta} \right] \cdot v \quad (1)$$

(符号的意义，如图 2 所註)

u_2 — 第二个粒子在碰撞后的速度

$$u_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v \cos \phi \quad (2)$$

(假定，在碰撞之前第二个粒子的速度为零，这个假设当研究最有意义的情形，即电子和原子或离子碰撞时， $v_e \gg V_\alpha$ (离子速度) 特别明显)

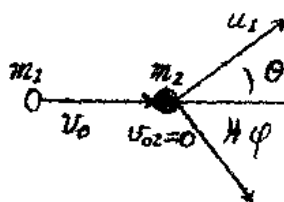


图 2

由碰撞粒子传给^被碰撞粒子的能量系数等于

$$\delta_2 = \frac{\frac{m_2 u_2^2}{2}}{\frac{m_1 v_1^2}{2}} = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot \cos^2 \varphi \quad (3)$$

我們研究一下最有兴趣的情形 $m_1 \ll m_2$ (电子和原子或离子碰撞)

$$u_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \left[\cos \theta \pm \sqrt{\left(\frac{m_2}{m_1}\right)^2 - \sin^2 \theta} \right] \cdot v_0$$

$$\sin^2 \theta \ll \left(\frac{m_2}{m_1}\right)^2$$

$$\text{因此 } u_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \left[\cos \theta \pm \frac{m_2}{m_1} \right] v_0 \approx \left[\frac{m_2}{m_2} \cos \theta \pm 1 \right] v_0$$

$$\frac{m_1}{m_2} \cos \theta \ll 1, \text{ 因而 } \boxed{u_1 \approx v_0}$$

所以 ~~因而~~ 电子在和重粒子碰撞时, 它的速度改变得很少 (保持为常量) 。速度只是在方向上改变了, 而它的数量没有改变。如果我们讨论中心碰撞 ($\varphi = 0$) , 这时 $\delta_2 = \frac{4 m_1}{m_2}$ 。讨论电子和氢原子碰撞时的情形

$$\frac{m_1}{m_2} \approx \frac{1}{8000}, \text{ 那末 } \delta_2 \approx \frac{1}{2000}$$

(电子)和重粒子

可以看出, 当轻粒子(原子, 离子)作弹性碰撞时, 前者只把本身动能的很少一部分给予后者的这一事实, 具有重要的意义, 因为它说明了为什么电子在气体放电的等离子区中会有超过气体温度很多倍的温度。电子由电场中获得能量, 而在弹性碰撞中并不消耗能量。同样, 对 $m_1 = m_2$ 及 $m_1 \gg m_2$ 的情形也可以作为类似讨论。但我将不去讨论它们, 因为, 它们现在

对我们是没有兴趣的。

这样，总括起来可以这样说，在弹性碰撞下，^{粒子}碰撞的动能保持不变。

正的非弹性过程是这样的一种过程，这时，^{参与过程的}碰撞粒子的动能的总和减少了。动能的一部分转变为激发能（势能）。这些过程又称为第一类碰撞。

反的非弹性过程是这样的一种过程，它的结果是：^{增加}系统重心动能的总和在相互作用后增加了。这些过程又称为第二类碰撞。

可以给出非弹性碰撞的一般定义——非弹性过程是这样的一种过程，在它的结果中至少产生一个性质上是新的粒子，这些性质上是新的粒子，我们指的，不仅是光子，电子，和不同气体的离子和原子，而且也指相同气体的离子和原子，不过它们处于不同的量子状态。

举几个非弹性碰撞的例子：

a / 正过程

- 1) $\vec{e} + A \rightarrow A^* + e$ — 用电子碰撞激发原子。
- 2) $\vec{e} + A \rightarrow A^+ + e + e^-$ — 用电子碰撞使电离原子。
- 3) $A + h\nu \rightarrow A^* + e$
 $A + h\nu \rightarrow A^+ + e$ } 用辐射量子来激发和电离气体原子。
- 4) $A^+ + B \rightarrow A + B^+$ 电荷转移现象

b / 反过程

- 1) $A^* + e \rightarrow A + \vec{e}$ 原子和电子的第二类碰撞。
- 2) $A^+ + e + e \rightarrow A + e$ 三重碰撞时的复合。
- 3) $A^+ + e \rightarrow A + h\nu$ 带有辐射的复合。
- 4) $A^* \rightarrow A + h\nu$ 自发辐射。

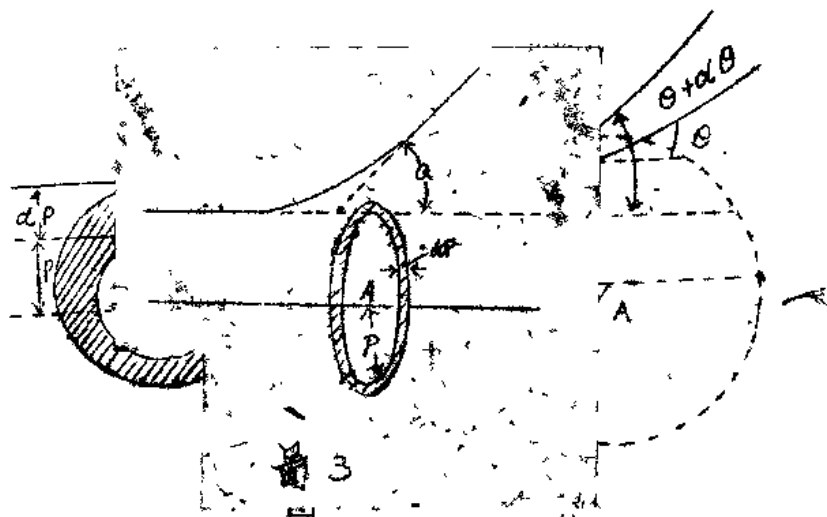
在非弹性碰撞下，正如在理论力学中已经指出的，在 $m_1 \ll m_2$ 的情形下，第一个粒子的动能可以完全转变为第二个粒子的势能。在质量相等 ($m_1 = m_2$) 的情形下，只有一半的动能可以转变为势能。

第二章 电子和原子的弹性碰撞

设想有一束具有等动能的电子流射入气体。获得等动能电子束的方向我们将在以后的讲演中谈到。电子通过气体时和气体原子发生碰撞。由于这种碰撞电子速度将发生不同的变化。如果我们首先弹性碰撞，那么电子的速度主要只是方向的改变，而数值的变化很小。这种现象叫做电子的弹性散射。为了说明散射的特性我们引入‘散射几率’这个概念。

‘散射几率’我们引入两个关于散射的概念：(1)在 θ 角的散射几率 dQ ；(2)在一定方向的散射几率。

现在来研究一下在 θ 角的散射几率 dQ 。



使 A 点 (图 3) 为散射中心所在的地方 (原子或分子)。电子在逼近 A 点时将受 A 的力，改变方向，这就发生了散射行动。而当电子在距 A 的地方 a 的地方掠过时，我们将看到散射。以 A 为心 a 为半径画一球，并叫它散射球。电子一打入这个球就必然发生散射。对某一散射中心的散射角将依瞄准距离 p 和电子速度 v 而定：

$$\theta = \theta(p, v)$$

有电子所经过的环的所偏转的角介于 θ 与 $\theta + d\theta$ 之间。以环的面积

$$dQ_0 = 2\pi p dp$$

在给定气体层中散射后落在 θ 与 $\theta + d\theta$ 角之间的电子数对进入该层全部电子数之比称为 θ 角的散射几率 dQ 。

某一方向的散射几率 (dQ) 就是速度在立体角 $d\omega$ 方向内的电子数的相对数目而 $\frac{dQ}{d\omega} = Q_1$ ，这就是单位散射几率（或称为单位立体角的散射几率）在一般的情况下它依赖于 θ 和 ϕ （图4）

$$d\omega = \sin\theta d\theta d\phi$$

$$dQ = Q_1 d\omega = Q_1 d\phi \cdot \sin\theta \cdot d\theta.$$

如分子在空间的方向是杂乱的

则 Q_1 与 ϕ 无关，这时

沿 ϕ 积分得：

$$dQ_\theta = \int_0^{2\pi} d\phi = 2\pi Q_1 \sin\theta \cdot d\theta.$$

再对 θ 积分就可求得总几率 Q

$$Q = \int_0^\pi 2\pi Q_1 \sin\theta d\theta.$$

如果 Q_1 与 θ 无关，则

$$Q = 4\pi Q_1$$

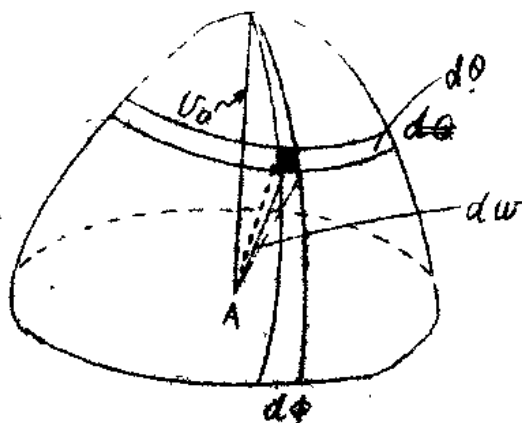


图 4

在求总几率时包含了某些不准确性，因为如积分的下限为 $\theta = 0$ ，则在散射电子中还包含了一些非散射电子；如果取积分的下限 θ 不为零，则总几率将与所选择的 θ 大小有关

$\int_{\theta} 2\pi Q_1 \sin\theta d\theta$ 的下限由实验的各种具体条件决定。

§4 原子的有效截面

在第3图中，所有穿过了线的圆环的电子，都改变自己的最初方向到 θ 与 $\theta + d\theta$ 之间的方向。

环的面积等于 $2\pi r dr$ ，这就是在 θ 与 $\theta + d\theta$ 角之间散射的基元动作（элементарный акт）的微分截面。

$$d\sigma_\theta = 2\pi r \cdot dr.$$

现在我们来看看一束电子通过厚度为 l 的气体层的情形，电子流中每一个电子与气体原子碰撞而在 θ 与 $\theta + d\theta$ 角间发生散射的几率是：

$dQ_\theta = n_m l \cdot d\sigma_\theta$ ，此处 n_m 是 1cm^3 中的原子数。
 则在 θ 方向的散射几率可以写作：

$dQ = n_m l d\sigma$ 此处 $d\sigma$ 是分子在该方向散射的有效截面：

沿各角方向积分得：

$$Q = n_m l \cdot \sigma$$

$\sigma = \frac{Q}{n_m l}$ 如 $l = 1$ ， $n_m = 1$ ，则 $\sigma = Q$ 。

因此原子（分子）的总有效截面等于在—个单位体积中只有—个散射中心粒子的情况下一个电子在 1cm 的路程上的散射几率。

通常在表中取 Q_n 的大小为： 0°C 及 $P = 1\text{mm}$ 水银柱时 1cm^3 的分子总截面。

$$Q_n = n \cdot \sigma \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{cm}^3} \quad |Q_n| = \text{cm}^{-1}$$

此处 n 是 0°C 及压力为 1mm 水银柱时在 1cm^3 中分子（原子的数目）。

如果用气体动力论的方法根据与分子彼此碰撞有关的各种现象来求分子的横截面，则对普通的分子和原子来说， σ 数值的量级为 $10^{-15} - 10^{-16} \text{cm}^2$ ，或 $Q_n = 3.6 - 36 \text{cm}^{-1}$ 。

§5 散射系数与自由路程长度的关系

研究一下当具有等动能的电子束进入厚度 l 的气体层的情形，部分电子在这一气层中散射，而另一部分则未发生散射而通过。