

文章编号: 1007-4627(2002)02-0150-03

## 微分散射截面测量中气压效应的修正\*

朱林繁<sup>1</sup>, 刘小井<sup>1</sup>, 李文斌<sup>1</sup>, 苑震生<sup>1</sup>, 成华东<sup>1</sup>, 钟志萍<sup>2</sup>, 徐克尊<sup>1</sup>

(1 中国科学技术大学选键化学重点实验室, 近代物理系, 安徽 合肥 230027;

2 中国科学院研究生院物理部, 北京 100039)

**摘要:** 介绍了微分散射截面测量过程中的气压效应, 通过深入分析得出了二次散射系数  $E(\theta)$  与零度角的强度  $A_0$  成正比, 随散射角  $\theta$  的增加而增加以及它的值可正可负. 通过与实验的对比, 证实了前两条结论, 并指出可把该结论用于指导实验.

**关键词:** 微分截面; 气压效应; 一氧化碳

**中图分类号:** O561.5      **文献标识码:** A

### 1 引言

微分散射截面是一个十分重要的物理量, 它不仅提供了入射粒子和靶粒子的作用概率信息, 而且也可研究靶粒子的结构特性及其相互作用的动力学信息<sup>[1]</sup>. 但是微分散射截面的实际测量受到二次散射效应的影响, 引入较大误差, 必须予以考虑.

### 2 理论分析

我们这里考虑的微分散射截面测量是针对某一跃迁的, 也即散射粒子的能量损失是固定的, 因此我们考虑的二次散射是这样的过程: 一种是入射粒子经非弹性散射到  $\alpha$  角又被弹性散射至  $\theta - \alpha$  角; 另一种是弹性散射到  $\alpha$  角的电子又被非弹性散射至  $\theta - \alpha$  角. 这两种过程末态粒子能量都一样, 且总的散射角度都是  $\theta$  角, 与一次散射到  $\theta$  角的过程无法区分.

我们知道, 考虑到二次散射, 散射到  $\theta$  角的粒子计数可简单表示为<sup>[2]</sup>

$$N(\theta) = A(\theta)P + B(\theta)P^2, \quad (1)$$

其中  $A(\theta)$  正比于入射束流和  $\theta$  角的微分散射截面  $d\sigma(\theta)/d\Omega$ ,  $B(\theta)$  是与二次散射有关的常数,  $P$  为气压. 实际实验中经常是把非弹性微分散射截面归一到弹性微分散射截面, 也即常把  $\theta$  角测量到的非弹性计数和弹性计数的比认为是非弹性微分散射截面和弹性微分散射截面的比

$$\frac{N_{\text{inel}}(\theta)}{N_{\text{el}}(\theta)} = \frac{d\sigma_{\text{inel}}(\theta)/d\Omega}{d\sigma_{\text{el}}(\theta)/d\Omega}, \quad (2)$$

这样由弹性散射微分散射截面就可以得到非弹性的微分散射截面. 我们具体看一下这种假设是否正确, 由上面的分析可得

$$\begin{aligned} \frac{N_{\text{inel}}(\theta)}{N_{\text{el}}(\theta)} &= \frac{A(\theta)P + B(\theta)P^2}{C(\theta)P + D(\theta)P^2} \\ &\approx \frac{A(\theta)}{C(\theta)} + \left( \frac{B(\theta)}{D(\theta)} - \frac{A(\theta)D(\theta)}{C(\theta)^2} \right) P \\ &= \left( \frac{N_{\text{inel}}(\theta)}{N_{\text{el}}(\theta)} \right)_{P=0} + E(\theta)P \\ &= \frac{d\sigma_{\text{inel}}(\theta)/d\Omega}{d\sigma_{\text{el}}(\theta)/d\Omega} + E(\theta)P, \end{aligned} \quad (3)$$

上式中弹性散射的强度  $N_{\text{el}}(\theta) = C(\theta)P + D(\theta)P^2$  也考虑了二次散射. 显然, 上式中非弹性计数和弹性计数的比与气压有关(也即与二次散射有关), 并不正比于微分散射截面的比. 用  $N_{\text{inel}}(\theta)/N_{\text{el}}(\theta)$  线性外推到  $P=0$  的值乘以  $\theta$  角弹性散射截面就可得到真实的  $\theta$  角非弹性散射微分散射截面. 以前的实验, 对于非弹性散射的截面测量大都采用这种方法<sup>[3]</sup>. 图 1 给出了 CO 的  $A^1\Pi, v'=2$  振动跃迁相应于公式 (3) 的气压修正曲线. 由图中可以看出该气压修正曲线基本上呈线性关系, 这也说明了前面理论分析的正确性.

收稿日期: 2002-03-05; 修改日期: 2002-05-20

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10134010, 10004010); 中国科学技术大学青年基金资助项目  
作者简介: 朱林繁(1971-), 男(汉族), 河南延津人, 副教授, 从事原子分子物理的实验研究.

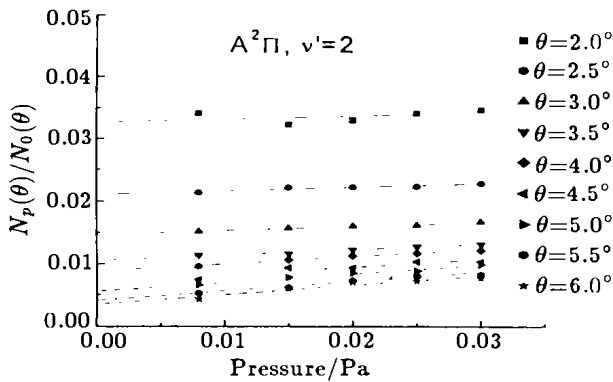


图 1 COA<sup>1</sup>Π, ν′=2 振动跃迁的气压修正曲线

回过头来考虑二次散射产生的机制，这里我们做半定量的分析。对于经过二次散射在 θ 角被接收的电子，其二次散射过程包括以下几种情况：(1) α < 0°; (2) 0° < α < θ; (3) α > θ。其中 α 代表第一次散射角。一般而言弹性散射或非弹性散射的截面随散射角均急剧下降，因此可以忽略(1)和(2)的影响。

假设小角度的电子碰撞微分散射截面随散射角度增加而指数下降，有：

$$A(\theta) = A_0 e^{-a\theta}, \quad C(\theta) = C_0 e^{-c\theta}, \quad (4)$$

其中 A(θ) 代表非弹性散射截面，C(θ) 代表弹性散射截面。A<sub>0</sub>, C<sub>0</sub> 分别代表 0° 的非弹性散射截面和弹性散射截面。一般而言，弹性散射截面比相同角度下的非弹性散射截面大，并且弹性散射截面随角度的增加下降速度比非弹性散射截面平缓。所以有 A<sub>0</sub> < C<sub>0</sub>, a > c > 0。设入射束流强度为 I，则：

$$N_{inel}(\theta) \propto IA(\theta)P + I \int_0^\theta C(\alpha) \cdot$$

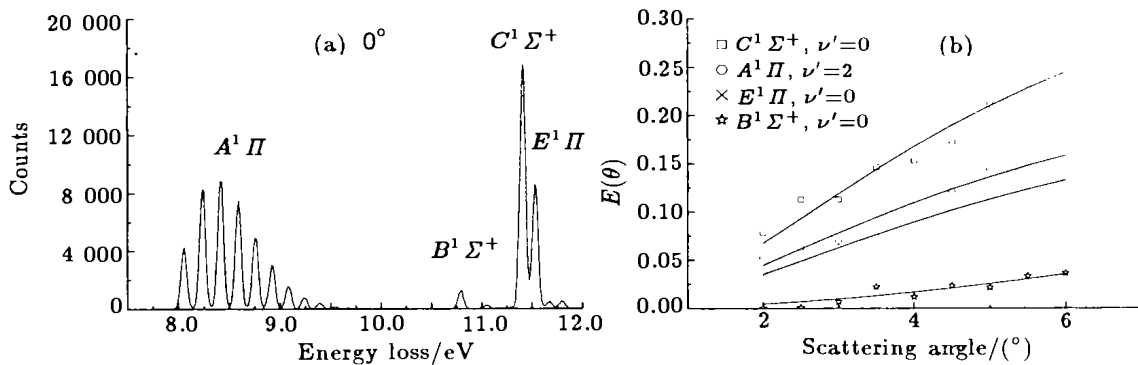


图 2 (a) 一氧化碳 0° 角的电子能量损失谱；(b) 不同跃迁的二次散射系数 E(θ) 及拟合结果

图 2 给出了 0° 角 CO 的非弹性散射的电子能量损失谱和不同跃迁 E(θ) 的拟合结果<sup>[3]</sup>。由图 2(a)

$$C(\theta - \alpha) + A(\theta - \alpha)C(\alpha)P^2 d\alpha = IA_0 P e^{-a\theta} \left( 1 + 2C_0 P \frac{e^{(a-c)\theta} - 1}{a - c} \right), \quad (5)$$

$$N_{el}(\theta) \propto IC(\theta)P + 2I \int_0^\theta C(\alpha)C(\theta - \alpha)P^2 d\alpha = IC_0 P e^{-c\theta} (1 + 2C_0 P \theta), \quad (6)$$

于是有：

$$\begin{aligned} \frac{N_{inel}(\theta)}{N_{el}(\theta)} &\approx \frac{A_0 e^{-(a-c)\theta}}{C_0} + \frac{2A_0}{a - c} \cdot \\ &\quad \{1 - [1 + (a - c)\theta]e^{-(a-c)\theta}\} \\ &= \frac{A_0 e^{-(a-c)\theta}}{C_0} + E(\theta)P \\ &= \frac{d\sigma_{inel}(\theta)/d\Omega}{d\sigma_{el}(\theta)/d\Omega} + E(\theta)P, \end{aligned} \quad (7)$$

这里

$$\begin{aligned} E(\theta) &= \frac{B}{C} - \frac{AD}{C^2} \\ &= \frac{2A_0}{a - c} \{1 - [1 + (a - c)\theta]e^{-(a-c)\theta}\}. \end{aligned} \quad (8)$$

从公式(8)可以看出二次散射对不同原子分子的不同跃迁的影响是不一样的。由公式(8)可得出以下 3 条结论：(1) 由于 E(θ) 与 A<sub>0</sub> 成正比，即与非弹性散射零度角的强度成正比。也即对于 0° 角的弱峰(例如禁戒跃迁)，其二次散射效应较弱，甚至可以不用考虑；(2) E(θ) 随散射角 θ 的增加而增加，这是由于公式(8)中的指数项随散射角 θ 的增加下降很快；(3) E(θ) 的值可正可负，这由弹性和非弹性散射的指数下降因子决定。

可看出，对于一氧化碳，其 0° 角不同跃迁的强度次序是 I<sub>C<sup>1</sup>Σ<sup>+</sup>, ν′=0</sub> > I<sub>A<sup>1</sup>Π, ν′=2</sub> > I<sub>E<sup>1</sup>Π, ν′=0</sub> > I<sub>B<sup>1</sup>Σ<sup>+</sup>, ν′=0</sub>，

而由图 2(b) 可看出,  $E(\theta)$  的大小次序为  $E(\theta)_{C^1\Sigma^+, \nu=0} > E(\theta)_{A^1\Pi, \nu=2} > E(\theta)_{E^1\Pi, \nu=0} > E(\theta)_{B^1\Sigma^+, \nu=0}$ , 与我们得出的结论(1)是一致的. 而由图 2(b)也可看出,  $E(\theta)$  随散射角  $\theta$  的增加而增加, 这也与我们的结论(2)相一致. 而关于结论(3), 在本实验中没有得出验证, 有待实验的进一步证实. 在图 2(b)中, 我们也用公式(8)拟合了实验结果, 如图中实线所示. 由图可看出该拟合效果还是相当好的, 这也从另一个方面证实了我们理论分析的正确性.

这 3 条结论也可用于指导实验. 例如在微分散射截面测量中, 可先对零度角强度较大的跃迁做气

压修正, 如果该跃迁在某一角度二次散射可以忽略, 则零度角等于或弱于该峰的跃迁在小于该角度的范围都可以不用做二次散射修正.

### 3 总结

本文对微分散射截面测量过程中的气压修正问题做了深入分析, 并在分析的基础上得出了 3 条结论: (1) 二次散射系数  $E(\theta)$  与零度角的强度  $A_0$  成正比; (2) 二次散射系数  $E(\theta)$  随散射角  $\theta$  的增加而增加; (3)  $E(\theta)$  的值可正可负. 其中前两条已经得到了实验的证实, 而第三条尚待实验工作的进一步验证. 而该结论也可用于指导实验, 简化实验方案.

### 参 考 文 献:

- [1] Zhu L F, Zhong Z P, Liu X J, *et al.* Absolute Generalized Oscillator Strength Distributions for the Continuum Region of Helium[J]. *J Phys*, 1999, **B32**: 4 897.
- [2] Xu K Z, Feng R F, Wu S L, *et al.* Absolute Generalized Oscillator Strengths of  $2^1S$  and  $2^1P$  Excitations of Helium Measured by Angle-resolved Electron-energy-loss Spectroscopy[J]. *Phys Rev*, 1996, **A53**: 3 081.
- [3] Zhong Z P, Feng R F, Xu K Z, *et al.* Absolute Generalized Oscillator Strengths for the Vibronic Bands of  $A^1\Pi$ ,  $B^1\Sigma^+$ ,  $C^1\Sigma^+$  and  $E^1\Pi$  Transitions of Carbon Monoxide[J]. *Phys Rev*, 1997, **A55**: 1 799.

## Correction of Pressure Effect for Measurement of Differential Cross Section\*

ZHU Lin-fan<sup>1</sup>, LIU Xiao-jing<sup>1</sup>, LI Wen-bin<sup>1</sup>, YUAN Zhen-sheng<sup>1</sup>,  
CHENG Hua-dong<sup>1</sup>, ZHONG Zhi-ping<sup>2</sup>, XU Ke-zun<sup>1</sup>

(1 *Key Laboratory of Bond Selective Chemistry, Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China;*

2 *Department of Physics, the Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*)

**Abstract:** The pressure effect for the measurement of differential cross section is introduced and analysed in detail. Three conclusions are obtained: the double scattered coefficient  $E(\theta)$  is proportional to the strength  $A_0$  of the excitations measured at  $0^\circ$ ;  $E(\theta)$  increases with the increasing of scattered angle; the values of  $E(\theta)$  can be positive or negative. The front two conclusions are tested by experiment, and it is pointed that they are helpful to the measurement of differential cross section.

**Key words:** differential cross section; pressure effect; CO

\* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (10134010, 10004010); Youth Foundation of the University of Science and Technology of China