

# 当今原子物理研究的前沿

## ——探讨原子与分子激发态的结构

李家明

(中国科学院物理研究所)

二十世纪初期,物理学发生一个革命性的进步,即量子理论的形成。在这个划时代的物理学革命过程中,尼尔斯·玻尔阐明了对应原理,建立了Bohr-Sommerfeld量子化法则:

$$\oint p dq = nh, \quad (1)$$

在相空间中,该量子化法则限定了允许的运动轨道及其相应的量子化能级,形成了旧量子理论并且解释了氢原子能级结构<sup>[1]</sup>,即Rydberg能级公式:

$$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2}. \quad (2)$$

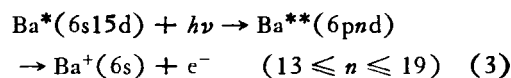
这是十九世纪经典物理学所不能解释的。从此开创了物质微观结构的理论研究领域。在不断阐明微观自然现象的过程中,玻尔建立了“哥本哈根”学派。该学派的根本精神在于密切地结合自然现象进行观察与解释,其所阐明的量子理论的统计特性和互补特性,现已为绝大多数物理工作者所接受。今天在纪念玻尔诞生一百周年之际,当我们讨论目前原子物理研究的一个重要前沿——探讨原子与分子激发态的结构时,可以深刻地感受到玻尔的影响。

为什么探讨原子和分子激发态结构是目前原子物理方面的一个重要前沿。大家知道,微观的能量转移现象涉及各种类型的原子碰撞过程,各种类型的原子碰撞过程将产生激发的原子或分子,其结构的形式和内容是非常丰富的。同时,激发的原子或分子可以视为原子碰撞过程的中间复合体。探讨原子和分子激发态的结构是一个具有长程库仑相互作用的量子多体动力学问题,在观察各种微观现象方面,各种实验

技术的进步使我们能够较方便地观测到激发的原子和分子,还能进一步探讨各种环境(例如外加的电场和磁场)对激发原子或分子的影响。

下面举一些较典型的例子来说明这一前沿领域的发展动向:

(1) 激光技术的进步促进了各种精确的激光能谱测量工作的发展。图1(c)表示激发态钡原子的高分辨激光光谱<sup>[2]</sup>。该光谱测量是用三束圆偏振的激光辐照在钡蒸气上。首先,两束同步激光(5535 Å和4299 Å)使钡原子从基态(6s<sup>2</sup> <sup>1</sup>S<sub>0</sub>)光泵至激发态Ba\*(6s15d<sup>1</sup>D<sub>2</sub>),然后,第三束激光在4938 Å左右调频并且延迟5ns后辐照在Ba\*原子,导致离子实激发(6s-6p)而产生自电离态Ba\*\*(6pnd<sup>1</sup>F<sub>3</sub>),然后测量其电离信号,即



反应过程(3)式的逆过程是双电子复合过程。对于实验室的或天体上的等离子体,双电子复合过程是一个重要的原子碰撞过程,因它直接影响等离子体内的电离平衡、辐射损耗以及发射谱线的伴线形成。

(2) 近年来,电子能量损失谱的测量技术也有很大的进步,其能量分辨率一般可达到10 meV。尤其是利用单色的高能电子束进行近零度散射角(小于10<sup>-4</sup>sr)的电子能量损失谱测量(即动量转移趋于零的情况),可以得到等价于光吸收过程的测量。这就是所谓的“穷人的同步辐射光源”<sup>[3]</sup>,其等价光子的能量一般可高达700eV,即波长为17 Å。关于能量分辨方面,电子能量损失谱在短的等价光子波长范围要比

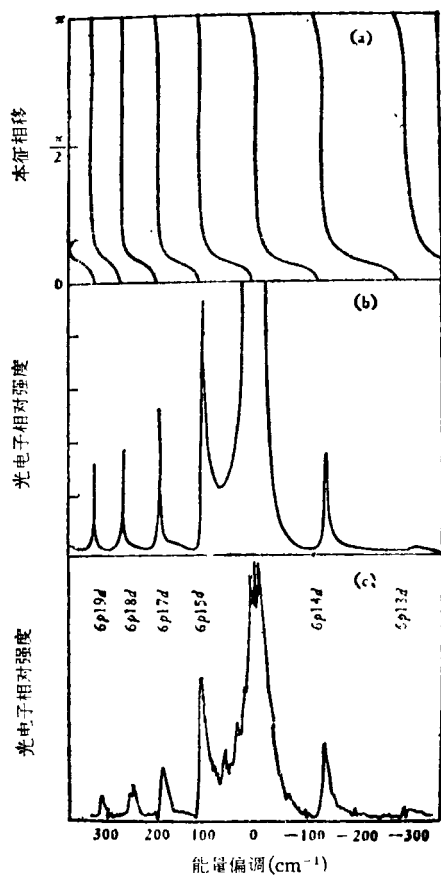


图 1

(a) 本征相移  $\pi r_i$  的能量变化; (b) 理论计算的光电子相对强度; (c) 实验的光电子相对强度; 能量偏调以(6p15d<sup>1</sup>F)能级中心位置为零点

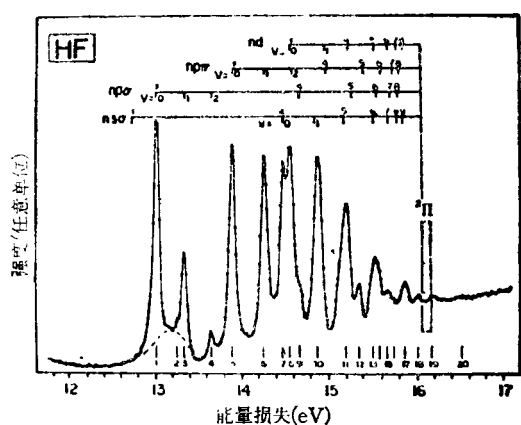


图 2

传统光谱优越, 因传统光谱的能量分辨与波长的平方成反比。图 2 表示 HF 分子的电子能量物理

损失谱<sup>[4]</sup>。HF 分子的基态电子结构可用其分子轨道的布居来表示, 即其组态为  $1\sigma^2 2\sigma^2 3\sigma^2 1\pi^4$ 。其最外层的  $1\pi$  电子被激发至各种激发分子轨道  $ns\sigma$ ,  $np\sigma$ ,  $np\pi$  等, 形成数个 Rydberg 系列收敛于  $^2\Pi$  阈值。在电子能量损失谱的测量中, 进行符合测量还可以探讨激发分子的解离过程。

(3) 关于传统的光谱测量方面, 分辨率和光源都有新的进展, 尤其是在真空紫外光谱方面。图 3 是 Xe, NeXe, ArXe 和 Xe<sub>2</sub> 在真空紫

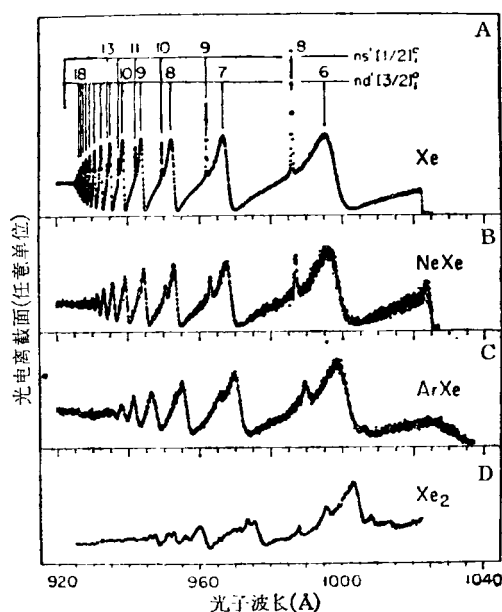
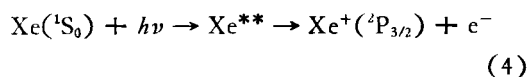


图 3

外区的光电离能谱<sup>[5]</sup>。当基态 Xe 原子( $5p^6\ ^1S_0$ )的  $5p$  电子电离时, 由于轨道自旋耦合, 存在二个相邻的电离阈值对应着 Xe<sup>+</sup> 处于  $5p^5\ ^2P_{3/2}$  和  $5p^5\ ^2P_{1/2}$ 。光子能量位于这两个阈值之间, 即

$$924 \text{ \AA} < \lambda < 1025 \text{ \AA},$$

基态 Xe 原子将吸收真空紫外光子, 从而激发至自电离态, 即



这些自电离态形成两个 Rydberg 系列:  $ns'[1/2]'$  和  $nd'[3/2]'$  [图 3(a)]。图 3(b), (c) 和 (d) 分别为范德瓦尔斯分子 NeXe, ArXe 和 Xe<sub>2</sub> 在同一真空紫外波段的电离能谱。非常有趣的

是,将图 3(a), (b), (c) 和 (d) 放在一起,可展示出增加一个不同原子(可视为不同的环境)对 Xe 的激发态(自电离态)的影响.再补充说明一下,最近,由于分子喷嘴技术的进步,已可产生氙原子集团  $Xe_n$ , 这里  $n$  可达到 180<sup>[6]</sup>.因此,有可能进一步探讨 Xe 原子激发态的环境效应,即激发态结构随  $n$  变化的规律.

(4) 在新光源方面,利用强激光实验装置产生的激光等离子体 X 光源和加速器的贮存环里产生的同步辐射光源,使我们有更好的工具探讨激发态原子或分子结构以及环境对激发原子的影响.图 4 是利用同步辐射光源测得的典型吸收谱<sup>[7]</sup>.在 X 射线波段里,对于气态的原子和固态(或其它态)的原子,除吸收阈值区域外其光吸收截面几乎都存在一些不同的细结构.对固态原子,其阈值以上( $\geq 30\text{eV}$ )的调制细结构是熟知的阈上扩展细结构.我们将讨论在阈值附近的结构(阈值上下  $30\text{eV}$  以内的细结构),即近阈结构.图 4(a) 和 (b) 分别是 Kr 原

合而产生两个近邻阈值分别对应  $Xe^+(^2D_{3/2})$  和  $Xe^+(^2D_{5/2})$ .在  $^2D_{3/2}$  阈值之下[见图 4(b)],可清楚地认出三个激发态,即  $6p$ ,  $7p$  和  $8p$  形成一个 Rydberg 系列.同样地在  $^2D_{5/2}$  阈值下,可认出四个激发态,即  $6p'$ ,  $7p'$ ,  $8p'$  和  $9p'$  形成另一个 Rydberg 系列.这里  $6p$  和  $6p'$  的能级差对应着  $^2D_{5/2}$  和  $^2D_{3/2}$  阈值之差.非常有趣的是,对于固体 Xe(温度  $T \approx 45\text{K}$ ),虽然很难从图 4(b) 中确定其阈值,但仍可清楚地认出两个系列的激发态,即 (B, C, D, E, F) 和 (B', C', D', E', F').它们可以被认为是从内壳层电子激发而形成的激子态,即电子与空穴形成的 Rydberg 型的能级结构.更有趣的是在“阈值”以上还存在一些共振态 (G, H, H').这些近阈值的电子结构有待进一步探讨,换句话说,有待进一步探讨周围环境对原子激发态的影响.对 Kr 原子 3d 阈值附近的吸收谱也可以作类似的分析(如图 4(a) 所示).

从上面列举的例子可以认识到:由于各种实验技术的进步,人类能更清楚地观测到激发的原子和分子的各种微观现象,因而有力地推动着原子物理方面的这个重要前沿研究工作的进展.同时,有关原子或分子激发态的基础研究还是现代新技术应用研究(例如,新型诊断监测技术、新型气体激光器技术和激光分离同位素技术等方面的应用研究, X 射线激光可行性应用研究以及受控核聚变可行性应用研究等)所不可缺少的基础.

原子的激发态结构一般由无数个 Rydberg 态无数个自电离态和其相应的连续态组成,它们形成相互强烈干扰的数个 Rydberg 系列分别收敛于相应的阈值.分子的激发态结构的形式和内容更为丰富,除上述的特征外,还有转动、振动、预解离等结构.近年来,已初步建立一套理论,即量子数亏损理论<sup>[8,9,10]</sup>,它能统一地并定量地描述原子和分子的激发态结构.下面先简单地介绍量子数亏损理论的物理图象,然后再讨论如何应用量子数亏损理论去解释原子或分子激发态的各种自然现象.

当激发能量小于两个电子电离的阈值时,

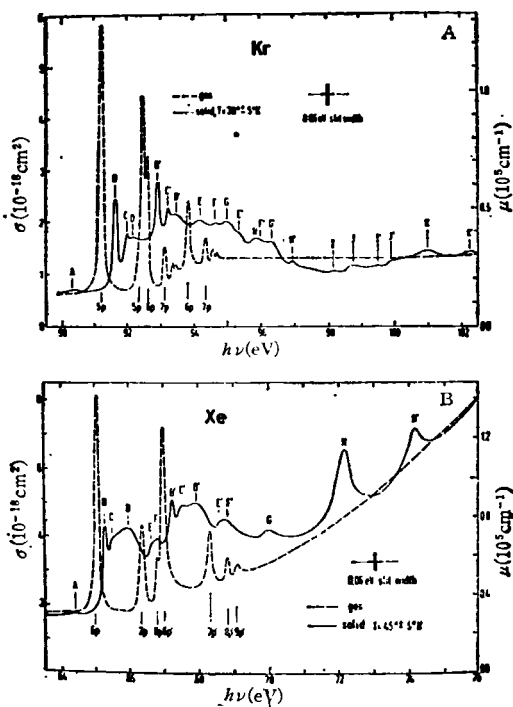


图 4

子 3d 阈值和 Xe 原子 4d 阈值附近的吸收谱.对于气态的 Xe 原子,由于自旋-轨道角动量耦

激发的原子或分子一般可以认为是由一个激发电子(束缚或非束缚)和其对应的离子组成. 仔细分析这个“电子-离子”体系的特性, 发现有两种迥然不同的情况, 也就是在位形空间中可分成两个区域——作用域内与作用域外. 当在作用域内时, 也就是激发电子穿入离子内而成为复合体时, 电子与离子的相互作用是一个量子多体问题, 必须考虑所有电子的关联作用. 然而在作用域外, 激发电子和离子的相互作用能够很可靠地用库仑势来描述; 可以有效地约化成为量子力学中的单体问题. 因此, 作用域外的波函数能够用解析表达式严谨地写出<sup>[11,12]</sup>:

$$\psi = \sum_i^N A \phi_i (f_i(r) c_i + g_i(r) d_i), \quad (5)$$

式中下标  $i$  表示激发电子-离子间的  $N$  种组合, 这些组合表示电子和离子在作用域外的各种分群通道. 波函数  $\phi_i$  是离子和激发电子角度自旋部分的复合波函数.  $A$  为反对称运算符.  $f(r)$  和  $g(r)$  分别是规则库仑波函数和非规则库仑波函数 (非相对论性库仑波函数参见文献 [11] 的附录, 相对论性库仑波函数参见文献 [10]). 这些库仑波函数都是能量归一的, 并且在阈值上下的区域都是能量的连续函数. (5) 式的线性组合系数  $c_i$  和  $d_i$ , 则由作用域面的边界条件和无限远的渐近边界条件来决定. 为了清楚地区分这两类边界条件, (5) 式可改写为

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_i^N A \phi_i \left[ f_i(r) \left( \sum_a^N U_{ia} \cos \pi \mu_a A_a \right) \right. \\ &\quad \left. - g_i(r) \left( \sum_a^N U_{ia} \sin \pi \mu_a A_a \right) \right] \\ &= \sum_a^N \left[ \sum_i^N A \phi_i U_{ia} (f_i(r) \cos \pi \mu_a \right. \\ &\quad \left. - g_i(r) \sin \pi \mu_a) \right] A_a = \sum_a^N \psi_a A_a. \quad (6) \end{aligned}$$

这里  $N \times N$  的正交转换矩阵  $U_{ia}$  和本征量子数亏损  $\mu_a$  是由作用域面的边界条件来决定的, 它们定量地描述了作用域内所有的相互作用. 混合系数  $A_a$  则由无限远边界条件来决定. 无限远的渐近边界条件是随三类不同的激发能域而

异, 即分离能域 (包含无数 Rydberg 态)、自电离能域 (包含无数的自电离态) 和完全连续能域. 利用库仑波函数已知的数学性质, 混合系数  $A_a$  是可以解析地求得的, 从而得到原子或分子的激发态能级结构. 这时, 如果将它与早期玻尔的氢原子物理图象相比较, 则将是十分有趣而有启发的. 玻尔在部分相空间里利用 Bohr-Sommerfeld 量子化定律决定其允许的运动轨道而得到氢原子激发态的能级结构. 然而, 量子数亏损理论则是将部分位形空间 (即作用域外) 的波函数严谨地表达出来, 然后由适当的边界条件决定而得到原子或分子的激发态能级结构.

下面进一步阐明作用域面边界条件—— $N \times N$  正交转换矩阵  $U_{ia}$  和本征量子数亏损  $\mu_a$ . 为了方便讨论, 我们首先分析完全连续能域. 如果无限远的渐近边界条件采取内向条件, 可以得到散射矩阵<sup>[11]</sup>,

$$S_{ij} = e^{i\sigma_i} \left[ \sum_a^N U_{ia} e^{i2\pi\mu_a} U_{ja} \right] e^{i\sigma_j}. \quad (7)$$

这里  $\sigma$  是库仑相移. 当得到散射矩阵后, 可以定量地描述有关的各种电子-离子碰撞过程. 根据 (7) 式右边的中括弧里的表达式, 下标  $a$  表示  $N$  个本征通道. 该本征通道刻划出作用域内激发复合体的动力学特性, 因为它们代表“短程散射矩阵” (即库仑相移除外) 的对角化表象. 应用微分方程理论中的 Poincaré 定理, 我们可以预期  $N \times N$  正交转换矩阵  $U_{ia}$  和本征量子数亏损  $\mu_a$  在阈值上下的区域是能量的平滑连续函数. 同时 (6) 式的本征通道波函数  $\psi_a$  和其相应的矩阵元也是能量的平滑连续函数. 这就是散射矩阵的优美的解析性质. 从实际分析原子或分子激发态的角度, 上述的能量平滑变化就是量子数亏损理论为什么能够统一地描述各种能谱现象和相关的碰撞过程的理由. 例如, 在分立能域里, 由于能量平滑变化性质我们可以得到  $U_{ia}$  和  $\mu_a$ . 其无限远边界条件是

$$\psi \rightarrow 0.$$

当  $r \rightarrow \infty$ . 我们可以得到下式<sup>[11]</sup>:

$$\begin{cases} E = I_i - \frac{1}{2\nu_i^2}, & (i = 1, \dots, N) \\ \det |U_{i\alpha} \sin \pi(\nu_i + \mu_\alpha)| = 0, \end{cases} \quad (8)$$

这里我们采用原子单位 (即  $m = e = \hbar = 1$ )。  $I_i$  为第  $i$  个分解通道的阈值能量,  $\det$  表示行列式。 (8) 式的根就定量地描述了相互干扰强烈的 Rydberg 态能级结构。 对于  $N = 1$  的特殊情况, 则  $U_{i\alpha} = 1$ , 并且将阈值能量  $I$  作为零点。 这时, 可以得到

$$E = -\frac{1}{2\nu^2} (\nu = n - \mu), \quad (9)$$

量子数亏损  $\mu$  的意义可以理解如下: 对于激发原子的 Rydberg 态, 由于作用域内的相互作用使得作用域外的库仑波向内产生位移, 其位移以相位来表示就是  $\pi\mu$ 。 因此, 当  $\mu > 0$  时, 作用域内的相互作用比库仑势更具吸引力; 当  $\mu < 0$  时, 则具排斥性。 对氢原子而言,  $\mu = 0$ , 则 (9) 式与玻尔氢能级公式一致 (在 (2) 式中,  $\frac{m e^4}{\hbar^2} = 1$ , 因采用原子单位)。

目前描述原子或分子激发态结构的一个关键性课题是如何定量地得到作用域面的边界条件, 即  $N \times N$  正交转换矩阵  $U_{i\alpha}$  本征量子数亏损  $\mu_\alpha$  以及其本征通道波函数的矩阵元。 它们一般可以利用两种途径得到: (1) 数字拟合能谱实验数据<sup>[13,14]</sup>; (2) 理论计算, 即具体求解作用域内的量子多体问题<sup>[15]</sup>。 当定量地求得  $U_{i\alpha}$ ,  $\mu_\alpha$  和有关的矩阵元以后, 就能够统一地分析激发原子或分子在三类激发能域里的各种能谱现象: 例如在分立能域里, 有激发态的振子强度、Lande  $g$  因子、能级结构、超精细能级结构等等<sup>[14,16-24]</sup>; 在自电离能域和完全连续能域里, 有原子光电离过程<sup>[25-27]</sup>, 光电子的角分布与自旋极化<sup>[28-30]</sup>, 韧致辐射与辐射复合的关联<sup>[31]</sup>, 电子碰撞激发<sup>[11]</sup>, 双电子复合<sup>[12,32]</sup>, 分子光电离过程<sup>[33]</sup>以及分子解离复合过程<sup>[34,35]</sup>等等。 针对这关键性课题, 中国科学院物理研究所开展了有关的理论研究。 我们的目标是建立量子多体理论方法, 能够可靠地计算激发原子和激发分子在作用域面的物理参数, 然后统一地分析和

预测激发原子和激发分子的各种能谱现象。 该理论的详细内容将超出本文的范畴。 在此仅简单地例举我们近期的结果<sup>[36]</sup>: 电子碰撞激发过程<sup>[11]</sup>, 双电子复合逆过程<sup>[12]</sup>, 高能带电粒子与原子的碰撞激发截面随激发能量的变化规律 (即广义振子强度密度在激发通道里的分布)<sup>[37]</sup>, 离化原子的激发态能级结构与其广义振子强度密度在等电子系列里的标度关系<sup>[38]</sup>, 激发原子存在光吸收窗口的规律 (即激发原子的振子强度密度的极小点)<sup>[39]</sup>, 以及 NO 分子激发态能级结构<sup>[40]</sup>等。 由于篇幅的限制, 只对其中二个例子作些补充说明:

(1) 双电子复合过程。 我们应用量子数亏损理论分析了高分辨激光光谱实验<sup>[41]</sup>。 图 1(a) 表示 ( $e^- + \text{Ba}^+$ ) 散射相移随能量的变化。 对于  $^1F^0$  对称分波块, 可以清楚地显示出系列的共振结构, 它对应着自电离 ( $6pnd \ ^1F^0$ )。 图 1(b) 为理论计算的光电子相对强度。 通过与高分辨激光光谱实验的比较, 可以评定理论散射矩阵的精度。 换句话说, 应用细致平衡关系, 直接对双电子复合过程的适当分波对称块进行基本的验证和分析。

(2) 对于 NO 分子的 Rydberg 态的能级结构, 我们进行了理论计算与分析<sup>[40]</sup>。 在分子体系里, 激发电子的轨道角动量  $l$  不是好量子数, 但其分子轴的投影分量  $m$  是好量子数, 即

$$\lambda = |m| = 0, 1, 2, \dots,$$

分别以  $\sigma, \pi, \delta, \dots$  来表示。 因此, 分子的 Rydberg 系列可以用  $\sigma, \pi, \delta$  来标识。 如图 2 中的 HF 分子的 Rydberg 系列。 在某个 Rydberg 系列里, 由于  $l$  不是好量子数, 存在着数个  $l$  的线性组合, 而其线性组合系数就是转换矩阵 (电子部分)  $U_{i\alpha}$ 。 为便于分析分子激发态的动力特性, 一般以最大  $U$  值的  $l$  对该 Rydberg 系列 (即  $s\sigma, p\sigma, \dots$  等) 作进一步的描述 (这里  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$  分别以  $s, p, d, f, \dots$  表示)。 由于  $\text{NO}^+$  离子存在电四极势, 则在  $s\sigma$  系列里,  $s$  波占 66%, 而  $d$  波占 32%; 在  $d\sigma$  系列里,  $d$  波占 67%, 而  $s$  波占 31%。 对于其它的 Rydberg 系列, 即  $p\sigma, p\pi, d\pi, d\delta, \dots$  等, 其对应的  $l$  几乎

是好量子数，例如在  $p\sigma$  系列里， $p$  波占 97%。由于离心势的作用，其  $l$  较大者量子数亏损较小。量子数亏损的大小次序(从大到小)如下： $s\sigma, p\pi, p\sigma, d\delta, d\pi, d\sigma, \dots$ 。十分有趣的是，对  $p$  和  $d$  波而言，其分量垂直于分子轴(即  $p\pi$  和  $d\delta$ )的量子数亏损较其它对应分量的量子数亏损大；换句话说，其分别感受到  $NO^+$  离子的吸引力较强。当  $l \geq 3$  时，量子数亏损几乎为零( $f\sigma$  系列除外)。在  $f\sigma$  通道里，在阈值以上存在一个共振态对应着由  $N$  和  $O$  原子的  $2p$  电子形成的反键分子轨道  $(\sigma 2p)^*$ ；因此，当接近该共振态时，量子数亏损突然增大。 $N$  和  $O$  原子的  $2p$  电子形成的反键分子轨道  $(\pi 2p)^*$  则是  $(p\pi)$  Rydberg 系列的前兆态。图 5 表示这些反

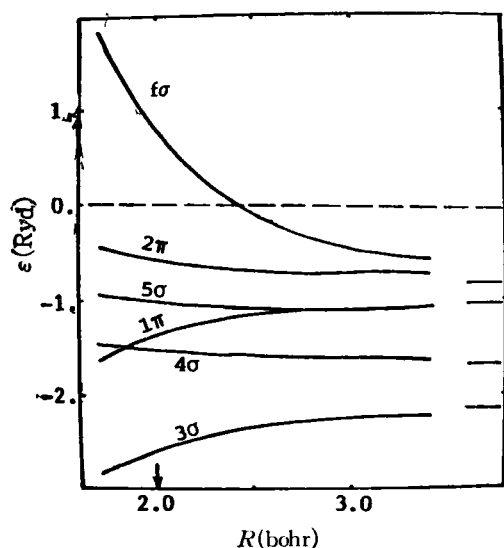


图 5

键分子轨道和成键分子轨道的轨道能量与原子间距  $R$  的关系。以上讨论的  $NO$  激发态结构与  $NO$  分子吸附在表面的 X 射线近阈结构有密切关系；图 6 为  $NO$  分子吸附在  $Ni(100)$  表面上的  $N$  原子  $1s$  电子的近阈结构<sup>[41]</sup>，即  $NO$  分子中的  $N$  原子的  $1s$  电子吸收 X 射线而激发到其阈值附近的  $NO$  激发态所引起的能谱结构。在阈值下， $NO$  分子的高  $n$  Rydberg 态由于吸附表面的挤压而完全消去，仅存在由于激发到局域性强的反键分子轨道  $(\pi 2p)^*$  而形成的吸收峰，如

物理

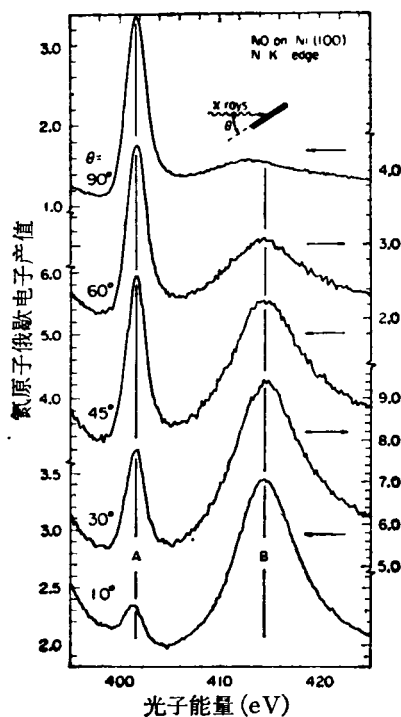


图 6

图 6 中的 A 峰。在阈值上，则激发到局域性强的反键轨道  $(\sigma 2p)^*$ ，即共振态  $f\sigma$ ，如图 6 中的 B 峰。非常有趣的是，利用 X 射线的偏振或入射角度的改变，可以得知  $NO$  分子是垂直地吸附在  $Ni(100)$  表面上。当垂直入射(即  $\theta=90^\circ$ )时，X 射线的偏振平行于表面，根据选择定则， $\Delta l = 1$ ，则吸收 X 射线应激发到  $(\pi 2p)^*$ ，即 A 峰为主；当掠入射( $\theta = 10^\circ$ )时，X 射线的偏振几乎垂直于表面，根据选择定律， $\Delta l = 0$ ，则应激发到共振态  $f\sigma$ ，即 B 峰为主，从图 5 还可以得到  $(\sigma 2p)^*$  和  $(\pi 2p)^*$  能级差约为 1 Rydberg，与实验测量的 A 和 B 峰能量差符合很好。同样地，对  $O$  原子  $1s$  电子的近阈结构<sup>[41]</sup>，也可进行相同的分析。

下面我们讨论一下原子和分子激发态研究的今后发展方向。上面已经阐明了激发原子或激发分子的能谱现象与作用域面的物理参数的关系，因此不论从实验上或理论上定量地得到该组物理参数(即  $U_{ia}, \mu_a$  等)，都将是未来重要的研究方向。分子的激发态结构的形式和内容

极为丰富,除转动振动结构外,该激发态还可能解离或自电离,因此有时被称为分子的超激发态.如何用量子数亏损的物理图象,去描述一般的分子超激发态结构,并统一地描述有关的碰撞过程,这也是未来有趣的课题之一;它的进展有助于阐明化学反应的动力特性.通过上面关于NO分子激发态结构与X射线近阈结构的讨论,可以认识到,分子激发态结构的研究是探讨激发原子环境效应的一个环节,尤其是中国科学院已经建立的超高功率激光实验中心的优势,可以探讨超稠密状况下的离化原子的激发态结构.这一点无论在基础研究方面或在应用基础研究方面都是十分有意义的.最后,如何推广量子数亏损理论的物理图象去描述作用域外存在两个激发电子的动力问题;最近已有十分有趣的实验观测<sup>[42]</sup>,将进一步激起对这个长程库仑相互作用的量子三体动力问题的探讨.

感谢中国科学院和中国自然科学基金会对本课题研究的资助.

### 参 考 文 献

- [1] Niels Bohr, Atomic Theory and Description of Nature, Cambridge University Press, Cambridge, (1934).
- [2] K. A. Safinya, T. F. Gallagher, *Phys. Rev. Letter*, **43**(1979), 1239.
- [3] M. J. Van der Wiel, *Physica*, **49**(1970), 411.
- [4] C. E. Brion, Physics of Electronic and Atomic Collisions, edited by S. Datz, North-Holland Publishing Company, (1982), 579.
- [5] P. M. Dehmer, S. T. Pratt, Photophysics and Photochemistry in the Vacuum Ultraviolet, edited by S. P. McGlynn et al., D. Reidel Publishing Company, (1985), 467.
- [6] O. Echt, K. Sattler, E. Recknagel, *Phys. Rev. Letter*, **47**(1981), 1121.
- [7] R. Haensel, et al., *Phys. Rev.*, **188**(1969), 1375.
- [8] M. J. Seaton, *Phys. Soc. Lond.*, **88**(1966), 801; M. J. Seaton, *Rep. Prog. Phys.*, **46**(1983), 167.
- [9] U. Fano, *Phys. Rev. A*, **2**(1970), 353; U. Fano, *Phys. Rev. A*, **15**(1977), 811; U. Fano, *J. Opt. Soc. Am.*, **65**(1975), 979.
- [10] C. M. Lee (李家明), W. R. Johnson, *Phys. Rev. A*, **22**(1980), 979.
- [11] 李家明, 物理学报, **29**(1980), 419.
- [12] 李家明, 物理学报, **32**(1983), 84.
- [13] K. T. Lu, *Phys. Rev. A*, **4**(1971), 597.
- [14] C. M. Lee (李家明), K. T. Lu, *Phys. Rev. A*, **8**(1973), 1241.
- [15] C. M. Lee (李家明), *Phys. Rev. A*, **10**(1974), 584.
- [16] A. F. Starace, *J. Phys. B*, **6**(1973), 76.
- [17] J. Geiger, *J. Phys. B*, **12**(1979), 2277.
- [18] P. Esherick, *Phys. Rev. A*, **15**(1977), 1920.
- [19] J. J. Wynn, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1520.
- [20] R. Beigand, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 326.
- [21] J. P. Connerade, et al., *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **290**(1979), 327.
- [22] F. Gounand, et al., *Phys. Rev. A*, **27**(1983), 1925.
- [23] M. Aymar, O. Robaux, *J. Phys. B*, **12**(1979), 531.
- [24] J. A. Armstrong, et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **69**(1979), 211.
- [25] J. Dubau, J. Wells, *J. Phys. B*, **6**(1973), 1452.
- [26] M. Le Dourneuf, et al., *J. Phys. B*, **8**(1975), 2640.
- [27] W. R. Johnson, et al., *Phys. Rev. A*, **22**(1980), 989.
- [28] D. Dill, *Phys. Rev. A*, **7**(1973), 1976.
- [29] C. M. Lee (李家明), *Phys. Rev. A*, **10**(1974), 1598.
- [30] Ch. Heckenkamp, et al., *Phys. Rev. A*, **32**(1985), 1252.
- [31] C. M. Lee (李家明), R. H. Pratt, *Phys. Rev. A*, **12**(1975), 1825.
- [32] A. K. Pradhan, *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1981), 84; A. K. Pradhan, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1983), 79.
- [33] Ch. Jungen, D. Dill, *J. Chem. Phys.*, **73**(1980), 3338.
- [34] C. M. Lee (李家明), *Phys. Rev. A*, **16**(1977), 109.
- [35] A. Giusti, *J. Phys. B*, **13**(1980), 3867.
- [36] C. M. Lee (李家明), Invited Progress Report, XIV International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Stanford University, July, 1985.
- [37] 田伯刚、李家明, 物理学报, **33**(1984), 1401.
- [38] 潘晓川、李家明, 物理学报, **34**(1985), 1500.
- [39] 梁晓玲、李家明, 物理学报, **34**(1985), 1479.
- [40] Xiao-Ling Liang (梁晓玲), Xiao-Chuan Pan (潘晓川), Jia-Ming Li (李家明), *Chinese Phys. Lett.*, **2**(1985), 545.
- [41] J. Stöhr, R. Jaeger, *Phys. Rev. B*, **26**(1982), 4111.
- [42] L. A. Bloomfield et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2234.