

强电、磁场中的原子*

饶建国

(中国科学院武汉物理研究所, 武汉 430071)

摘要 简要地叙述了强电场和强磁场中的原子物理问题的研究进展, 着重介绍了原子电场电离的实验结果和理论分析, 对称性对磁场中原子行为的影响, 以及与经典混沌和量子谱相关的共振现象.

关键词 强场, 里德伯原子, 混沌

Abstract A brief description of advances in research on atoms in strong magnetic and electric fields is given. Emphasis is put the ionization of atoms in an electric field and the corresponding theory, the effect of symmetry on the behavior of atoms in a magnetic field, and the resonance phenomena related to classical chaos and the quantum spectrum.

Key words strong magnetic and electric fields, Rydberg atoms, chaos

近年来, 调频激光器和高分辨率激光光谱学得到迅速发展. 人们将这一技术应用到强外场中原子的研究, 发现了许多新的物理现象. 由于这些现象涉及到原子物理和量子力学的许多基本理论问题, 如: 不可分离变量系统的求解, 连续态的性质以及连续态与分立态的联系, 对称性对结构和动力学的影响以及经典混沌运动的量子力学表现等等. 并且与其他学科关系密切, 如: 固体物理中的激子体系受外场的影响与里德伯原子在外场中的行为类似. 天体中某些星球存在极强的磁场(中子星的磁场达 10^{11} T), 此外在等离子体物理和表面物理中也涉及类似的问题. 在许多高新技术领域也有重要的应用前景, 如: 在极强外场的作用下, 原子会产生许多新的物理特性, 这时的原子成为一类新的物理客体, 它为物理学家、化学家和工程技术专家长期以来的理想——原子工程的实现提供了可能的途径. 在 tokamak 核聚变装置中, 外场的作用将对电子复合、电离以及能量平衡等过程产生重要影响. 此外, 在激光同位素分离、可见、红外和微波辐射的高灵敏探测等高新技术领域也都要用到原子外场效应的研究成果. 由于以

上原因, 物理学家对强外场中原子的行为的研究给予了极大的重视, 使其成为当今原子物理学研究的重要前沿之一.

1 电场中的原子

70 年代初, 染料激光器的出现, 使得原子高激发态的性质的研究得以实现, 世界各地在这方面做了大量实验. 原子高激发态是指原子的价电子被激发到主量子数 n 很大的量子态. 当只有一个电子被激发到高量子态时, 称为里德伯原子, 其相应的态称为里德伯态. 原子的里德伯态具有下述性质: 它们具有很长的寿命且到基态的幅射跃迁很弱. 原子核对里德伯电子的束缚很松, 束缚能量约为 $1/n^2$ (原子单位用 a. u. 表示), 所以它对外界扰动, 特别是静电、磁场的扰动, 非常敏感. 一个很微弱的电场就能使里德伯原子离化, 这就使得电场成为一个灵敏地探测里德伯原子的探测器. 其灵敏度比荧光探测方法高得多. 由于这一原因, 里德伯态的

* 1994 年 10 月 7 日收到初稿, 1995 年 3 月 24 日收到修改稿.

Stark 效应及电离过程是首先研究的内容. 从理论的角度而言, 由于电场中氢原子可分离变量, 氢在外电场中行为是首先研究的对象, 人们已得到了零场电离域附近的谱. 从实验角度而言, 早期是对碱原子做实验, 原因是, 碱原子束比氢原子束易于产生且易于激发. 然而碱原子问题与氢原子问题并不完全相同, 碱原子实结构的存在导致了一些新的现象.

1.1 原子的电场离化

早在 1930 年, M. Rausch 就从实验上证实了静电场可以使原子离化. 后来 Bethe 和 Salpeter 在他们的名著《单电子和双电子原子的量子力学》一书中也介绍了 Balmer 线系随电场由零到 1.3×10^6 V/cm 的演化情况. 开始谱线在电场中分裂形成 Stark 扇形结构, 然后逐渐增宽, 最后在足够强的电场下消失. 也就是说, 此时原子的寿命很短, 即原子有很强的电离率. 这种现象的一种简单的物理解释可由电子运动的势曲线 $V = -1/r - Fz$ (a. u.) 得到. 在一维模型中 (z 坐标), 电场的作用是使得正 z 方向的势垒降低, 出现一个鞍点 $V_{sp} = -2 F^{1/2}$. 这种势决定了电子的两种不同行为, 若电子初始处于原子实附近, 则其后来的行为取决于其初始能量 E . 当 $E < V_{sp}$ 时, 电子被束缚在原子实附近而形成准稳态, 我们之所以说它是准稳态, 是因为由于量子隧道效应使得电子有一定的逃离原子实束缚的几率, 虽然这种几率较小, 却仍可观察到窄的共振态. 当 $E > V_{sp}$ 时, 电子波函数在 $z > 0$ 时为自由的, 原子的离化率很大, 对应大的共振宽度. 人们定义一个电场临界值 $F_c = E^2/4$ (a. u.), 认为当 $E > F_c$ 时, 原子被离化掉 (实际上, 从统计的角度而言, 总有少量原子未电离, 但若这些原子数目太少以致于实验上无法探测出来, 则认为其已全部电离). 对于氢原子基态, F_c 为 3.2×10^8 V/cm, 而对于 $n = 30$, $F_c = 400$ V/cm. 也就是说, 对于高激发态, 只需很弱的电场就可以将其电离^[1].

三维问题则更为复杂, 对于氢原子, 由体系哈密顿量在抛物坐标系中的可分离变量这一性质决定. 此时电场使得主量子数 n 退简并, 体

系的态由量子数 (n_1, n_2, n, m) 来描述, 其中 n_1, n_2 为抛物量子数, $n = n_1 + n_2 + m + 1$ 为主量子数. 显然, 当 n 和 m 一定时, 仅需 n_1 和 n_2 中的一个来标识同一 n 簇的不同态. 临界电场强度 F_c 不仅依赖于能量, 而且依赖于 n_1 (或 n_2). 体系的态随电场的演化形成的扇形图可分为三个区域: 区域 I: 零场时, 每一 n 簇的态为简并的, 当电场值由零逐渐增加时, 每一 n 簇退简并形成扇形结构. 此时电场很弱, 只有准稳态存在. 当电场进一步增强时, 不同的 n 簇形成的扇形图随电场的增加而出现相邻扇形相交的情况. 随着电场的进一步增强进入区域 II, 此区同时存在准稳态及非稳态. 电场很强时进入区域 III, 此区只有非稳态形成的假连续态.

对于氢原子, 由于哈密顿量可分离变量, 当所有的态 (稳定和 non-稳定态) 交叉时, 并不相互作用且保持它们自己的对称性质.

1.2 碱原子的 Stark 效应

由于对氢原子做实验有困难 (要求分子分解和真空紫外激发), 最初做的是碱原子的实验, 当时期望它与氢的理论结果相同. 但事实上, 对锂原子的实验^[2] 显示了不能用氢模型来解释的现象, 实验结果与氢的情形完全不同. 实验谱中只有 I 区和 III 区而不存在 II 区. 这种现象被解释为 II 区中所期望的长寿命态, 由于与已存在的假连续态的作用而以一种类似于自离化的形式离化了. 这种理论解释的一个直接实验验证是通过观察光离化 Stark 谱中的共振多重态, 它显示了分立态与连续态混合的特征, 这就是所谓的“Fano 多重态”^[3]. 这种混合本质上是由碱原子的非库仑性质所引起的, 即存在电子贯穿原子实的效应. 非库仑作用 (原子实效应) 使得分立态之间有相互作用 (与氢不同, 那里能级为交叉的) 而出现能级反交叉. 能级交叉是指随外场演化的不同能级相遇后各自沿原方向继续演化, 就象相互之间没有遇到的一样. 而能级反交叉则是指随外场演化的不同能级相遇时互相排斥形成间隔 (间隔的大小一般与它们之间的相互作用的强弱有关), 然后相互远离. 人们在研究 $M_L = 0$ 的铷原子在鞍点线 $E_c =$

物理

$-2(F_c)^{1/2}$ 附近及以上的复杂的光电离 Stark 谱时,从实验上观察到了长寿命($>10^{-5}$ s)的共振态,而离化态的寿命 $<10^{-8}$ s.对于更类氢的钠原子的实验研究发现:对于一确定电场,在该能区有些共振态具有异常长的寿命,即有相当稳定的态,且稳定点在两态相交处.这种结果在铷原子谱上是观察不到的,因其有很强的非库仑作用,以至于反交叉太大成为非局域的了.这种稳定效应被解释为两种不同的到达离化的方式的相互作用,即在没有原子实效应时,每个分立态与自己相应的连续态相耦合(即随电场的增加每一能级逐渐变宽,最后演化为连续态).原子实效应使得分立态与分立态、分立态与另一分立态相应的连续态以及不同分立态对应的连续态之间相互耦合. D. A. Harmin^[4]提出的这种理论可以很好地解释钠的实验.

1.3 外电场中原子的光离化截面和能谱演化规律——封闭轨道理论

外电场 F 中的单电子原子的光离化截面,在正能区显示出很宽的共振峰.当能量由零场电离域($E=0$)到经典电离域($E=-2F^{1/2}$)递减时,这些共振态变窄,而且逐渐产生新的共振态.在小于 $E=-2F^{1/2}$ 的能区变为准稳态.该区域的谱可由量子力学处理.但近年来提出的一种半经典的封闭轨道理论能自然和直观地描述上述谱的演化^[5,6].用标度能量谱可观察到与封闭轨道相关联的量子波包的回归运动^[7](即从原点出发,然后返回到原点形成封闭轨道).当能量降低时它们的数目便增加,谱便由产生新的回归运动的分叉所决定.

每一封闭轨道对谱贡献一个正弦模式.对于 $E \gg 0$,仅存在一个封闭轨道,谱为正弦波.当能量降到 $E=0$ 以下时,这一轨道分叉形成多个新的封闭轨道,贡献给谱更多的频率分量.在一个分叉附近,一个封闭轨道与相邻的封闭轨道间的共振使得对谱贡献的幅度增大.结果,一个封闭轨道的分叉的信号在谱的傅里叶变换谱中为一个大峰.对这一过程的理解提供了定量研究量子与经典行为的联系的工具.

2 磁场中的原子

磁场对原子的影响与电场有很大不同.外磁场中的氢原子,由于存在抗磁项(对高激发态起主要作用)而成为不可分离变量的系统.这使外磁场中氢的理论和实验都成为一个十分重要而感兴趣的问题.80 年代以来,原子强磁场效应的研究有了很大进展,80 年代中期,首次得到了氢原子高激发态在强磁场中的高分辨谱,揭示了共振态结构的复杂性,而且确定了共振的频率与经典混沌区中孤立的不稳定的周期轨道有关,从而加深了对共振态的本质认识.80 年代末和 90 年代初,MIT 在 Li 原子强磁场高分辨谱实验中发现正能区存在长寿命的共振态,而且第一次在实验上证实了在低能区紧邻能级间隔(NNS)呈现泊松分布.在理论研究方面,90 年代以后采用了将组态空间分为内区和外区分别处理,然后用 R 阵理论把内外区波函数相连的方法,结合复坐标旋转方法,成功地解释了强外场中原子在电离阈附近(包括正能区)的共振结构.

磁场中氢原子的哈密顿量可以写为(磁场方向取为 z 方向)

$$H = P^2/2 - 1/r + \gamma L_z/2 + \gamma^2 \rho^2/8 \text{ (a. u.)},$$

其中 $\gamma = B/B_c$, $B_c = 2.35 \times 10^5$ T, 顺磁项 $\gamma L_z/2$ 可以不考虑,因其仅使所有能级作一平行移动.抗磁项 $\gamma^2 \rho^2/8$ 的作用依赖于体系波函数的延伸,对于低激发态(ρ^2 的平均值很小),其贡献可以忽略,但随主量子数 n 的增加,抗磁项的贡献迅速增加,当 $1/r$ 的平均值小于 $\gamma^2 \rho^2/8$ 的平均值时,它便成为主要项,这一条件可以表示为 $\gamma^2 n^6 > 1$. 抗磁项使得每一简并的 n 簇演化成在磁场中的扇形展开,其数目由 n, m 和宇称 $\pi = (-1)^l$ 决定, m 和 π 为好量子数.

一种重要的情形是当主量子数 n 仍可以近似看成好量子数时的情形,这时抗磁能量 $\gamma^2 \langle \rho^2 \rangle$ 比相邻 n 簇的间隔小;此时条件 $5\gamma^2 n^7/16 \ll 1$ 成立.此区称为“ l 混合区”,这种情况下可以使用半经典理论作分析,发现了一种特殊

的对称性并为实验所证实。

2.1 “ l 混合区”谱及近似运动常数

观察理论计算得到的原子能谱随磁场的变化可以看出:不同 n 簇之间的交叉非常小,也就是说,一定存在一种近似运动常数. 理论研究发现,在低场极限下,哈密顿量存在近似可分离性,使用传统的久期微扰论,可以定义三个运动常数: E_0, L_z 和 $\Lambda = 4 A^2 - 5 A_z^2$ ($A = L \times P + r/r$ 为 Runge-Lenz 矢量), L_z 为轨道角动量在 z 方向的分量,而非微扰能量 E_0 和 Λ 为近似运动常数,其精度准确到 B^4 项. E_0, L_z 和 Λ 可由半经典的玻尔-索末菲理论进行量子化得到 $E_0 = -1/2 n^2, L_z = M$, 及 Λ_k 的值. 于是能级可通过一个有效哈密顿的表达式来计算,即

$$E_k = E_0 + \gamma^2 n^2 (n^2 + n^2 \Lambda_k + M^2).$$

这类研究(经典或量子的)的主要结论是:属于同一 n 簇的具有两种不同对称性的态同时存在. 后来, D. Delande 和 J. C. Gay^[8] 用群论方法对此做了完整的理论分析.

这两种对称性的存在的第一个实验证明是对磁场 ($B = 1.65 \text{ T}$) 中的锂原子(准氢系统)^[9] 奇宇称 $m = 0$ 的同一 n ($n = 30$) 簇的结构实验观察. 观察发现存在两种完全不同行为的态,一类态是 ΔE_{mk} 随 k 的增加而减少 (ΔE_{mk} 为相邻 k 值对应的态的能量差, k 为标记簇中不同态的整数). 另一类态则相反,这两类态由一奇点分开为两种不同行为. 若在同一图上画出每一态对应的 Λ_k 值,发现奇点发生在 $\Lambda = 0$ 处. 这一点也可以通过直接分析 Λ 的解析表达式: $\Lambda = 4 A^2 - 5 A_z^2$ 得到. Runge-Lenz 矢量 A 为描述电子快速运动的 Kepler 椭圆轨道参数(它的方向沿椭圆主轴,且模 $|A|$ 小于 1). 在弱磁场中, A 缓慢运动,其端点沿一个面. 当 $\Lambda > 0$ 时,在单叶双曲面上;当 $\Lambda < 0$,在双叶双曲面上. 于是由 Λ 的正负号决定了存在两种 Kepler 轨道运动^[8], $\Lambda < 0$ 时,为自由运动,此时 A 处于并保持于 z 轴附近运动. 其相应的态为簇中能级较低的那些态. $\Lambda > 0$ 时,为转动,此时 A 主要位于 $z = 0$ 的平面,相应的态为簇中高能级的那些态. 在后一种情况下,存在一种角动量

$\lambda = (A_x, A_y, L_z)$, 对应一近似运动常数 λ^2 本征值为 $\lambda(\lambda + 1)$, 这就是为什么称这些态为转动态的原因.

2.2 准朗道共振现象及其理论说明

1969 年, Garton 和 Tomkins 在实验上发现强磁场中的碱土原子的吸收谱有周期共振峰结构,这种结构一直延伸到电离域以上. 后来人们称这种现象为准朗道共振. 由于这种现象是经典混沌运动的量子力学表现,而经典混沌现象与量子混沌的关系是当前仍未完全搞清楚的问题. 所以人们对它一直保持着很大的兴趣. 这种共振的主要特征是共振峰的能量间距在电离域附近为 $1.5 h\omega_c$ (ω_c 为电子的回旋共振频率). 1986 年, Welge 等观察测量了氢的吸收谱. 把吸收谱作为能量的函数通过傅里叶变换转换为时间的函数时,发现除了 $1.5 h\omega_c$ 的共振峰外还有一系列的其他的共振峰. 1987 年, 杜孟利和戴劳斯 (Delos)^[5] 对此问题进行了研究并取得了重大进展. 他们提出了关于原子吸收的封闭轨道理论: 原来处于很小空间的电子, 吸收光子后, 以电子波形式从原子核向外传播, 电子沿垂直于磁场方向不能走向无穷远, 所以沿某些特定方向离开原子核的电子会被挡回到原子核上形成封闭轨道. 原子的吸收截面作为能量的函数可以表示为无场时的光滑吸收截面加上很多正弦振动项. 每一个振动项都与一个封闭轨道对应. 振动的振幅取决于封闭轨道的稳定性, 也取决于原子吸收光子以后产生的向外传播电子波的角分布以及封闭轨道的出射角和入射角. 振动周期对应于轨道时间. 这一理论可以很好地解释强磁场中原子的共振谱. 后来采用标度吸收谱得到了理论与实验定量一致的结果. 封闭轨道理论, 现已被用来作为研究量子与经典理论关系的一个重要方法^[6,7].

尽管有了上述进展,但强外场中的原子还有许多尚待深入研究的领域. 能量较高的正能区中的强外场谱结构还不清楚. “量子混沌”, 即量子力学与非线性动力学的联系问题还远没有解决. 从发展趋势看, 电场和磁场同时存在时的

物理

原子特性是更复杂而且更接近物理现实的新问题。

参 考 文 献

- [1] J. Pinard, Atoms in Strong Field, Eds. C. A. Nicolaides, C. W. Clark and M. H. Nayfeh, Plenum Press, New York, (1990), 17.
- [2] M. G. Littman, M. M. Kash and K. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 103.
- [3] S. Feneuille, S. Liberman, J. Pinard et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1404.
- [4] D. A. Harmin, Atoms in Strong Field, Eds. C. A. Nicolaides, C. W. Clark and M. H. Nayfeh, Plenum Press, New York, (1990), 61.
- [5] M. L. Du and J. B. Delos, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 1731; *Phys. Rev. A*, **38**(1988), 1913.
- [6] J. Gao and J. B. Delos, *Phys. Rev. A*, **49**(1994), 869.
- [7] M. Courtney, H. Jiao, N. Spellmeyer et al., Fourteenth International Conference on Atomic Physics, boulder, (1994), 1c-14.
- [8] D. Delande and J. C. Gay, *J. Phys. B*, **17**(1986), L173.
- [9] P. Cacciani, E. Luc-Koening, J. Pinard et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1124, 1467.

第八届全国凝聚态理论和统计物理会议在武汉召开

第八届全国凝聚态理论和统计物理会议于1995年10月11日至14日在武汉华中理工大学举行,来自全国几十所高等院校、科研机构的正式代表87人(包括香港地区的代表)出席了本届会议。代表们为会议提交了论文共149篇,其中大会报告7篇,分会报告18篇,内容涉及到强关联系统、超晶格、 C_{60} 、磁性系统、介观物理、纳米材料研究等许多前沿课题的最新进展。代表们所提交的100多篇论文基本反映了近两年来我国凝聚态理论和统计物理研究方面所取得的最新成果。

会议认为,近年来,我国的凝聚态理论和统计物理学工作者,在该领域里取得了一批在国际上有影响的重要成果,课题研究的广度和深度在以往研究工作的基础上,又有了新的进展,但与国际先进水平相比仍有不少差距,这主要表现在,我们在国际上有重大影响的研究成果还比较少,所以还应进一步加强国际学术交流,积

极引入新的思想与方法,应在创新与开拓上多下功夫。

会议期间对复杂系统和强关联系统等重大前沿课题进行了专题讨论,引起了与会代表,特别是青年学者的极大兴趣,收到了很好的效果。

上次会议已经决定:1997年第九届凝聚态理论与统计物理会议将由同济大学承办。本届会议决定1999年第十届凝聚态理论和统计物理会议由浙江大学承办。

会议认为,这次会议是开得成功的,达到了预期目标。会议对承办单位华中理工大学科协 and 物理系,以及会务组的全体同志表示衷心的感谢!本届会议得到了中国物理学会、中国科学院基础局、攀登计划超导中心的大力支持和关心,借此机会,会议谨向这些单位表示衷心的感谢。

(华中理工大学物理系 邢伯铭 姚凯伦)

欢迎订阅《物理》

《物理》是中国物理学会主办出版的物理学方面的综合性学术期刊。其宗旨是深入浅出地介绍现代物理学及其交叉学科、前沿领域的新知识、新进展和新动态,介绍有应用开发前景的物理学研究最新成果和物理学方面的高新技术,介绍物理学史、物理学家和国内外学术会议动态等。读者对象包括物理学及其交叉学科的科研和教学人员,高新技术应用开发人员,科研管理人员以及物理专业的大学生和研究生等。

《物理》荣获1992年中国科学院优秀期刊奖。它在按引文数列出的100名中文核心期刊中名列第18位,这在物理类和通报类期刊中皆名列第二。又据1991年

3月6日中国新闻出版报头版头条报道,全国有15个自然科学期刊受到世界六大检索系统中的四个以上所检索,《物理》是其中之一。

《物理》为月刊,全年订价42元。国内外公开发行。国内邮发代号为2-805,国外邮发代号为M51。欢迎各科研单位、学校、省市物理学会和高新技术领域的广大科技工作者及时到当地邮局订阅。

逾期漏订的读者可与本刊编辑部联系。地址:北京603信箱《物理》编辑部。邮政编码:100080。电话:2553154。

(本刊编辑部)