

近藤共振现象及其在低维电子系统中的实现*

张广铭^{1 †} 于 淦^{2 3}

(1 清华大学物理系 北京 100084)

(2 中国科学院物理研究所 北京 100080)

(3 中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 文章全面、系统地介绍了近藤效应、近藤问题、近藤共振现象的起源和研究历史的发展过程,提供了一个清晰而准确的近藤物理问题的图像.同时,文章还讨论了近年来近藤共振现象在各种低维电子关联系统中的实现.

关键词 近藤效应,近藤问题,近藤共振,低维电子关联系统

Kondo resonance phenomena in low-dimensional correlated electron systems

ZHANG Guang-Ming^{1 †} YU Lu^{2 3}

(1 Physics Department, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(2 Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

(3 Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract We offer a comprehensive discussion and precise picture of the Kondo effect, Kondo problem, and Kondo resonance. We also discuss their various manifestations in low-dimensional correlated electron systems.

Keywords Kondo effect, Kondo problem, Kondo resonance, low-dimensional correlated systems

1 近藤效应

固体中的低温电阻极小效应最早是 20 世纪 30 年代在实验中被观察到的.含有微量磁性杂质原子的贵金属样品,随着温度的降低,开始电阻率随之下降,当温度降至 4K 附近时达到极小值,继续降温时,样品的电阻率不仅不下降,反而增加.这是一件不可思议的反常低温物理现象,当时物理学家就意识到其背后一定存在不同寻常的物理原理,称之为“黄金反常”(golden anomaly).此效应连同某些金属与合金低温下的超导现象一起,被认为是固体物理学中两个最具挑战性的重大课题.后来,大量的实验结果证实低温电阻极小这一现象.图 1 显示了 Sarachik 等人在钼铌合金($\text{Mo}_x\text{Nb}_{1-x}$)中掺杂 1% Fe 的电阻率测量结果^[1].随着 Mo 原子混合比例的增大,电阻极小效应变得更加明显.特别是,在扣除晶格散射的贡献和剩余电阻后,得到的磁性杂质原子

对电阻的贡献随温度降低呈对数规律增长,

$$R = a - b \ln T \quad (1)$$

这说明磁性杂质原子对电阻的贡献与非磁性杂质的剩余电阻(与温度无关)完全不同.实验还证实,在观察到电阻极小的同时,可测出金属中有局域磁矩的存在,表明电阻反常现象起源于局域磁矩.

20 世纪 60 年代,日本理论物理学家近藤(Jun Kondo)提出^[2],既然磁性杂质浓度很低时,反常现象也可以观察到,电阻反常应来自传导电子与孤立磁性杂质的相互作用,而与磁性杂质之间的相互作用无关.他还指出,当电子被磁性杂质散射时,电子的自旋状态可能发生变化,因为杂质磁矩本身不是一个经典量,它的自旋状态应该用量子力学描述,会发生相应的变化.他采用单个磁性杂质原子与非磁性金属中自

* 国家自然科学基金资助项目,国家重点基础研究发展计划资助项目

2007-04-03 收到

† 通讯联系人. Email: gmzhang@tsinghua.edu.cn

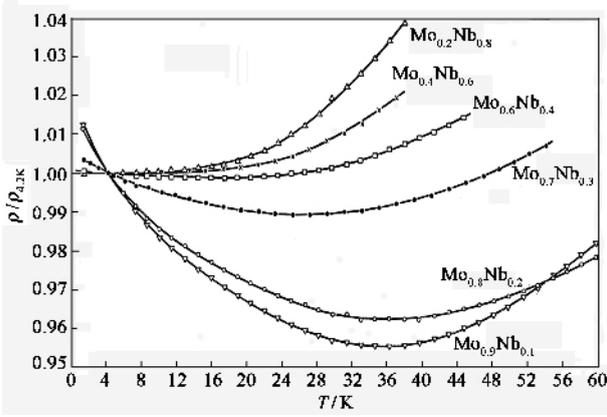


图1 含有1% Fe 原子的 Mo_xNb_{1-x} 合金在低温下的约化电阻率^[1]

由传导电子散射的物理模型(现在称为“近藤模型”):

$$H = \sum_k \varepsilon_k c_{k\sigma}^+ + \frac{J}{N} \sum_{kk'} \sum_{\sigma\sigma'} c_{k\sigma}^+ \tau_{\sigma\sigma'} c_{k'\sigma'} \cdot S, \quad (2)$$

其中 J 为交换积分,用来表示杂质自旋与自由电子自旋的散射强度 S 为杂质原子自旋, $\varepsilon_k = \frac{\hbar^2 k^2}{8\pi^2 m}$ 为能带中自由传导电子的能量,且 J 的数值一般远小于传导电子的费米能量 ε_F . 近藤将杂质散射项作为微扰处理,发现由于杂质原子磁矩的量子力学属性,当自由传导电子与其散射时,存在杂质原子磁矩翻转的二阶散射过程(见图2),而该过程会导致一个对温度有对数依赖关系的电阻率贡献:

$$R_{imp} = \frac{6\pi^2 m J^2 S(S+1)}{2e^2 \hbar \varepsilon_F} \left\{ 1 - 4J\rho_0(\varepsilon_F) \ln(k_B T/D) \right\}, \quad (3)$$

其中 $\rho_0(\varepsilon_F)$ 为费米能处的态密度, D 为传导电子能带的半宽度. 对于能带半填满的金属, D 近似等于费米能量 ε_F . $J < \alpha$ (铁磁型 s-d 耦合) 时 R_{imp} 只给出与电声散射相同的温度变化趋势,不会出现电阻极小. 然而,杂质原子磁矩与传导电子磁矩之间通常是反铁磁性耦合,即 $J > \alpha$ (反铁磁型 s-d 耦合),磁性杂质散射对电阻的贡献随温度降低反而增大. 普通金属的电阻主要源于传导电子与晶格振动的散射过程(其对电阻率的贡献随温度 T^5 减小),所以在相对高的温度范围内,宿主金属的电阻率随温度降低而下降,但当降温到某一温度后,宿主金属的电阻率开始随温度下降而呈现对数增加. 这样,近藤在理论上对含微量磁性杂质的非磁性金属电阻率的低温反常现象给出了一个非常合理的解释,理论所预言的对数温度关系在相当大的区间与实验很符合^[1]. 此后,人们把稀磁金属或

合金中出现的电阻率随温度降低而对数增加的反常物理现象称之为“近藤效应”.

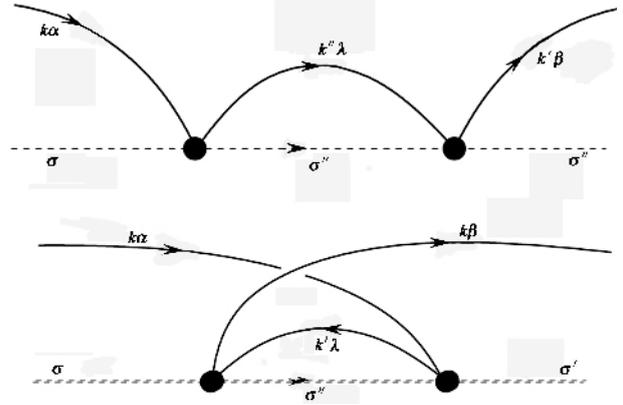


图2 磁性杂质原子对自由传导电子的二阶量子散射过程(上图的二阶散射过程涉及的是能带中的电子,而下图的散射过程涉及的是能带中的空穴)

2 近藤问题

按照近藤的理论计算,当系统的温度趋于零时,宿主金属的电阻率会趋于无穷大,而实验结果是电阻率随温度按 T^2 趋于一个饱和值^[3],即剩余电阻,这说明近藤的理论在极低温下失效. 因而,近藤在得到对数温度依赖的反常电阻率贡献的同时,也提出了一个更具挑战性的物理问题:在接近零温时,稀磁金属或合金的电阻率是如何从随温度按 $\ln T$ 依赖转变为随温度的 T^2 规律趋向剩余电阻? 这就是所谓的近藤问题. 这是一个看起来十分简单,而实际上非常复杂的基本物理问题.

上个世纪60和70年代,大批杰出的理论物理学家为了解决近藤问题做出了大量的、不懈的努力. 近藤的理论只是基于自旋散射的低阶微扰计算,人们通过把高阶微扰散射过程中的主要发散项进行部分求和^[4,5],得到了一个有限的特征温度,称为“近藤温度” T_K , $T_K \sim D e^{-1/\rho}$, 这里 ρ 是费米面上的电子态密度. 在此特征温度之上,近藤的微扰计算方法完全适用,但在近藤温度之下,散射微扰方法完全失效. 这是因为,近藤温度是接近零温的一个能量尺度,在这个尺度以下,自由传导电子与杂质原子局域磁矩的散射是一个完全量子化的散射过程. 凡是与局域磁矩发生自旋翻转散射的自由传导电子,其微观状态彼此关联起来,这种关联效应完全来自于局域杂质原子磁矩具有量子化的微观状态. 因此,含有微量磁性杂质原子的非磁金属或合金材料,虽然在较高温度时可以近似地用自由电子描述,但在极低

温度下,通过与磁性杂质量子自旋态的耦合,变成有关联的多电子系统,通常建立在微扰论基础上的散射理论完全失效.这是解决近藤问题的难点所在.

正确理解和解决近藤问题的理论框架是60年代末,由著名的理论物理学家安德森(Anderson P W)及其合作者给出的^[6,7].按照他们的重整化标度理论的想法,如果把自由传导电子的高能量态通过微扰论的办法“处理”掉,会得到一个较低能量尺度下描述局域自旋与传导电子自旋的有效自旋散射强度.他们发现这个有效散射强度会随能量尺度的减小而增强,如图3所示.安德森很诙谐地把这种重整化方法称作“穷人的标度律”(poor man's scaling).

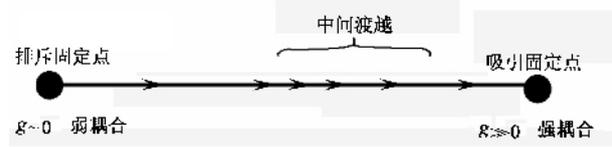


图3 无量纲的有效耦合强度重整化的流图(随着能量尺度的减小,有效耦合参数从弱耦合的“不动点”离开,逐步增大,趋于无穷大,系统趋向强耦合的“不动点”)

这样,随着温度趋于零度或能量尺度接近费米能,局域自旋与传导电子的有效散射强度趋于无限大,同时伴随着许多新的复杂的相互作用项.因此,重整化标度理论的解析分析无法持续地进行下去.无限大的自旋-自旋的耦合,实际上意味着局域自旋与传导电子组合,形成一个总自旋为零的束缚态,杂质原子的局域磁矩被传导电子完全屏蔽.

3 近藤共振

1974年前后,美国康奈尔大学的物理学家威尔逊(Wilson K G)将量子场论中的重整化群思想和安德森等人提出的标度理论思想相结合,发展了一个强有力的非微扰的数值重整化群方法^[8,9].起初,他将新方法用于研究热力学相变并计算了连续相变的临界指数.然后,他又将新方法用于单个自旋为1/2的近藤问题,在肯定了安德森等人猜测的基础上,威尔逊得到了宿主金属的电阻率从近藤温度附近随温度按 $\ln T$ 依赖关系,逐渐转变为近藤温度以下随温度按 T^2 规律趋于一个饱和值(见图4),完整而系统地描述了从弱耦合到强耦合过渡,从而彻底解决了近藤问题.因此,威尔逊在1982年得到了诺贝尔物理学奖.

实际上,在特征温度 T_K 之下,磁性杂质的磁矩

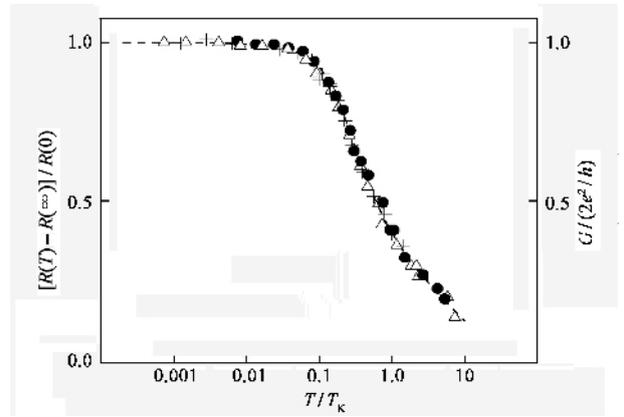


图4 稀磁杂质金属或合金材料低温下的电阻率随温度变化的普适关系曲线^[3]

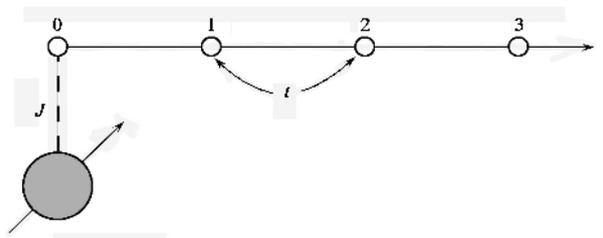


图5 从强耦合极限出发,数值重整化群理论处理单个磁性杂质原子近藤问题的示意图

被传导电子所屏蔽,在一个特征的空间范围内, $\xi_K = \hbar v_F / T_K$ (v_F 为传导电子的费米速度) 形成一个总自旋为零的束缚态,具体的数值计算方法见图5.在特征尺度外,传导电子感受到一个有效的非磁性杂质散射势,且其散射过程具有最大散射相移,即共振相移.对宿主金属电子态密度,这样的散射过程导致费米能附近一个峰宽等于 $k_B T_K$ 的共振峰,形成所谓的近藤共振现象.此现象如同金属中的超导电性一样,是一个多电子体系中由于电子关联导致的特有合作现象.单个磁性杂质近藤问题在接近零温时的奇异性,就是由这个费米能附近出现的近藤共振态所引起的.威尔逊同时还得到了一个强耦合极限下描述系统行为的有效模型即单个局域电子的安德森模型^[10]:

$$H = -t \sum_{ij\sigma} (c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} + h. c.) + \epsilon_f \sum_{\sigma} f_{\sigma}^+ f_{\sigma} + \frac{V}{N} \sum_{k\sigma} (c_{k\sigma}^+ f_{\sigma} + f_{\sigma}^+ c_{k\sigma}) + U f_{\uparrow}^+ f_{\downarrow} f_{\uparrow} f_{\downarrow}. \quad (4)$$

事实上,安德森杂质模型所包含的物理内容要比近藤模型更丰富,并且,近藤模型可以由安德森模型在电子-空穴对称和 U 很大的极限下,通过么正变换而得到^[11].其实,利用威尔逊的数值重整化群技术,

可以直接对安德森模型进行研究,如图6所示.由于安德森模型在重整化标度变换下保持自身的形式不变,仅是其中的参数发生变化,对安德森模型的处理要比近藤模型简单,可以很方便地得到稀磁杂质金属或合金低温下完整的电子态^[12,13].更为重要的是,在近藤温度以上和以下的两个不同的物理区域,几乎所有的物理性质都由单一的能量尺度 $k_B T_K$ 所决定,并可用它来标度相应的物理量,使之成为普适的函数关系.关于近藤效应和近藤共振现象详细的分析和讨论,感兴趣的读者可以进一步阅读英国伦敦帝国理工大学 Hewson 教授所写的专著^[14]和 Coleman 教授所写的评述文章^[15].

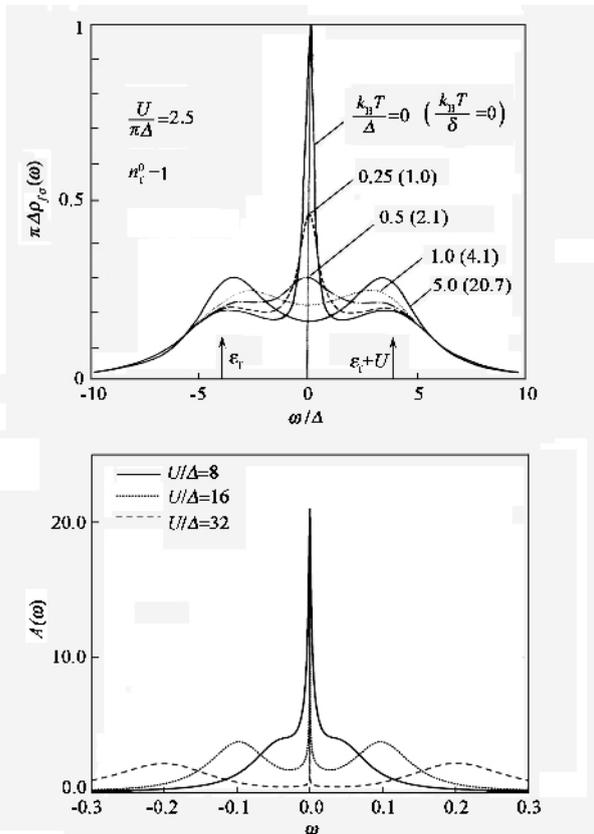


图6 利用数值重整化群技术,在电子-空穴对称条件下,宿主金属电子态密度的计算结果(上图描述固定电子相互作用强度时,随着温度的下降,费米面近藤共振峰的形成过程^[12];下图描述零温下,随着电子相互作用的增强,费米面上近藤共振峰的形成过程)^[13]

4 近藤共振现象在介观体系中的实现

近年来,由于亚微米及纳米制备技术的不断发展,人们可以在介观系统中直接观测近藤共振现象.最典型的系统是特征尺度为 200 nm 左右的量子点,即所谓的单电子晶体管,还有单壁碳纳米管、干净的

贵金属表面上的磁性杂质原子(钴)、高温超导体表面的镍杂质以及单壁碳纳米管上的钴杂质等.在量子点体系中观测到的近藤共振现象,一个最显著的优点是,人们可以精确地对系统中的各个参量进行调控,更好地验证理论的预测.

早在 1988 年,Glazman 和 Raikh^[16],以及 Ng 和 Lee(李雅达)^[17]就预言了量子点结构所等效的磁性杂质在介观尺度内的近藤效应.他们提出,具有奇数个电子的量子点可以用 Anderson 杂质模型描述. $S = 1/2$ 量子点的总自旋由最高能级上填充的那个电子所携带.当体系的温度低于近藤温度 T_K 时,量子点的态密度会在费米面附近出现一个半高宽为 $k_B T_K$ 的近藤共振峰,从而辅助传导电子隧穿量子点结构,使电导显著增强.在接近零温时, $S = 1/2$ 量子点的总自旋会被完全屏蔽掉,相应的近藤共振峰使量子点的电导达到最大值,实现所谓的么正极限(见图7).1994 年 Wingreen 和 Meir 在理论上对这个问题进行了更为细致的探讨^[18].

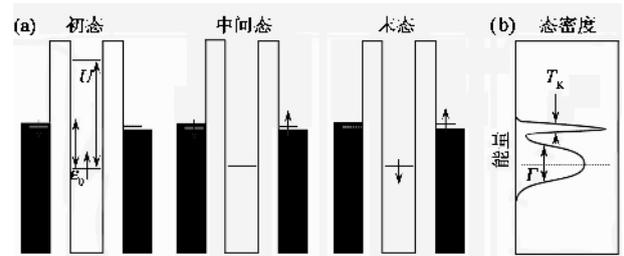


图7 含奇数个电子的量子点中近藤共振现象形成的过程.通过一个虚过程,量子点最高填充能级上的局域电子自旋翻转,产生近藤效应.在近藤温度以下,量子点中 with 外电极的费米能级相同的能量处将会出现一个近藤共振峰.电极中的电子借助于该共振能级实现量子隧穿现象(取自文献: Kouwenhoven L, Glazman L. Physics World, January 2001, 33)

1998 年,Goldhaber-Gordon 等^[19]和 Cronenwett 等^[20]分别发表在 Nature 和 Science 上的实验结果,明确地证实了上述预言,继而 Schmid 等^[21]也得到了类似的结果.实验中关键的一点是制备了尺寸在 400 nm 左右的量子点,在保证量子点能级分立的基础上能够加强量子点和电极之间的耦合,将体系的近藤温度提高到实验上所能观测的 100 mK 的范围.2000 年, Van der Wiel 等^[22]进一步实现了量子点中近藤共振的么正极限(见图8).在很低的温度下,他们观测到电导 G 很接近其所能取到的最大值 $2e^2/h$,说明量子点中的 $1/2$ 自旋几乎被完全屏蔽.

除了量子点直接和电极耦合的结构外,实验工作者还设计了一种新型的环状构形^[23],如图9所

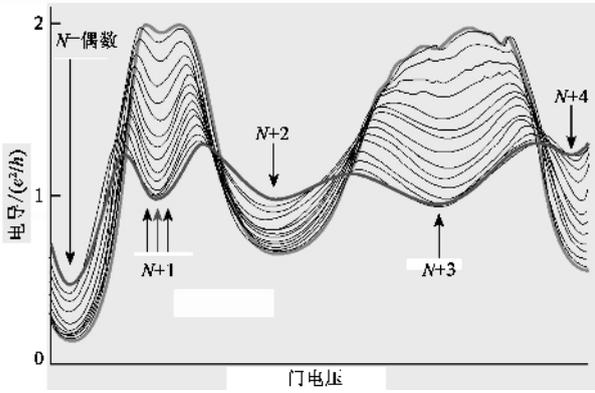


图8 通过量子点的电导随量子点门电压的依赖关系. 当门电压增加时, 量子点上的电子数随之增加. 随着系统的温度下降, 含奇数个电子时, 量子点的电导增加; 含偶数个电子时, 量子点的电导减小(出处同图7)

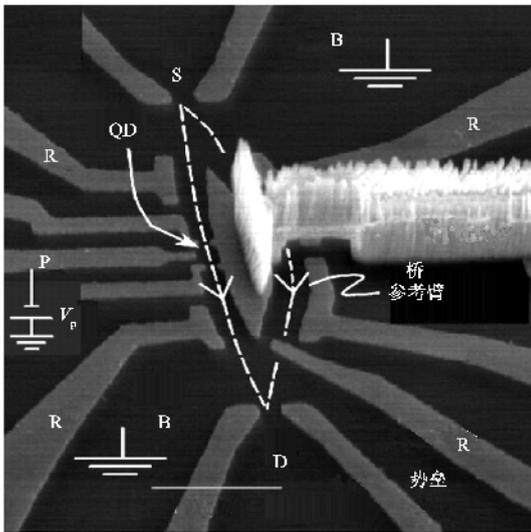


图9 小金属环中镶嵌一个量子点结构的实验形貌图. 白色的空气桥(bridge)用来给环中间的栅极加偏压(这是实验中最难实现的技术). 源和漏电极分别用 S 和 D 表示. 连接源 - 漏有白色虚线所示的两条路径, 其中一条镶嵌有量子点, 用 QD 表示. 整个装置加有磁场. 电子通过两条路径的干涉, 对体系电导会有贡献, 从中可以推断量子点的相位^[24]

示. 这种环状结构是在 GaAs/GaAlAs 结上淀积了亚微米级的金属栅极, 通过在金属栅极上加负偏压使栅极下的电子被耗尽来限制电子通路而形成. 在环的一端, 他们嵌入了一个量子点, 并通过两个点接触与外界相连. 在这种独特的环状结构中, 近藤共振主要由量子点和环中传导电子杂化而产生. 由于近藤温度很低, 相应的近藤屏蔽尺度大约在 1 个微米的量级, 所以源、漏电极中的传导电子对近藤屏蔽效应也有贡献. 2000 年, 以色列的 Yacoby 小组的 Y. Ji 等^[24]利用这种结构测量了在近藤区域内传导电子

通过量子点产生的相移, 发现与 Gerland 等^[25]的理论计算值不符. 如何在理论上解释这个实验结果, 还有待进一步探讨.

随着实验手段的进一步提高, 人们有可能在尺度更小(比如在 10 nm 左右), 即近藤温度更高的体系中实现近藤效应. 在这些体系中, 一个很明显的特征是, 由于量子尺寸效应, 量子点中电子的能级将是分立的. 在一个具有分立能级的小块“金属”中, 近藤效应将会如何表现呢? 由于近藤效应来源于磁性杂质(或局域电子)和金属费米面附近传导电子的杂化, 可以设想, 能级的分立会明显地减弱这种杂化耦合效应, 从而抑制近藤效应. 特别是当能级间距 $\Delta > T_K$ 时, 与块材中的近藤效应会有很大的区别. 在理论上研究并预言小金属体系中近藤效应的特性是一个很有实际意义的课题. 1999 年, 德国的 Thimm, Kroha 和 Delft^[26]在理论上探讨了细微金属颗粒中的磁性杂质效应. 他们发现, 随着尺寸的减小, 近藤效应会明显减弱. 更有意义的是, 在小尺寸下, 近藤效应会强烈地依赖于体系中总电子数的奇偶性. 如图 10 所示, 在小尺寸体系中, 当总电子数为偶数和奇数时, 磁性杂质的态密度表现出截然不同的特征来.

5 金属环和量子点组成的介观系统中的近藤共振现象

近期, 值得人们关注的是韩国的 Kang 和 Shin^[27]两人关于小金属环中镶嵌一个量子点的介观近藤效应, 具体的结构如图 11 所示. 他们采用变分方法来处理. 虽然他们也粗略探讨了能级间距 $\Delta > T_K$ 时的情形, 但他们的主要结论是在 $\Delta < T_K$ 时, 体系的持续电流会强烈地依赖于体系中总电子数的奇偶性. 他们认为, 当总电子数为偶数时, 近藤屏蔽效应会辅助持续电流, 使其大小与没有量子点的完整环的持续电流相等. 反之, 当总电子数为奇数时, 近藤屏蔽效应会强烈地抑制持续电流. 他们的结论并不完全符合物理上的考虑. 在没有镶嵌量子点的周期性介观环中, 由于自旋和能级的简并, Loss 曾指出, 体系的持续电流应该按照总电子数被四除的余数来进行分类^[28]. 这种性质在环中有量子点时应有所体现. 另外, Kang 和 Shin 关于总电子数为奇数时近藤屏蔽效应对持续电流的强烈抑制作用的结论, 是从一个特殊的例子, 即体系磁通为 $\Phi_0/4$ 时得出

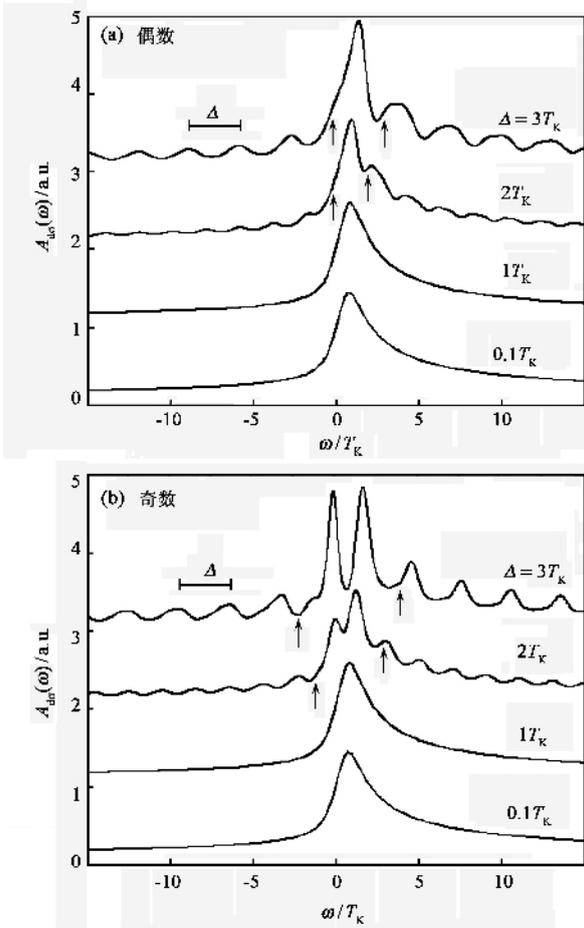


图 10 细微金属颗粒中磁性杂质的态密度 (a)和(b)分别对应体系中总电子数为偶数和奇数的情形. 对前者, 随着体系尺度的减小(能级间距 Δ 的增加), 费米能量处只有一个近藤共振峰, 而对后者, 共振峰劈裂成两个峰^[26]. 总体来看, 能级间距较小时, 近藤共振峰的特征还保留着

的, 这个结论是否适应于所有的磁通, 有待探讨.

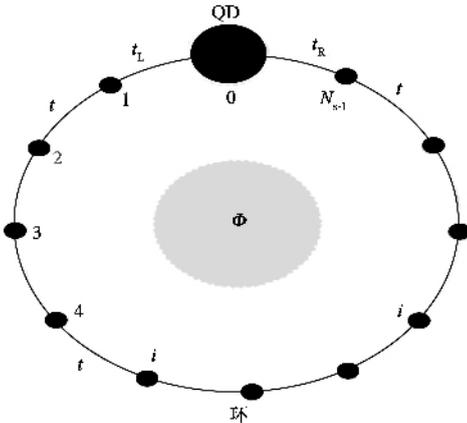


图 11 没有电极时小金属环中镶嵌一个量子点的构形图(环上总格点数为 N_s , 量子点在“0”的位置, 其与环的耦合通过跃迁积分 t_L, t_R 来表示

鉴于介观体系中近藤效应的重要性, 也为了更

好地理解实验, 我们应该从量子点的态密度入手去理解整个体系的物理性质^[29, 30]. 对构形图图 11 来说, 小金属环可以用一维的 $(N \times N = L)$ 格点的紧束缚模型来代替, 量子点置于格点“0”处, 用标准的 Anderson 模型来描述. 体系总的模型哈密顿量可写为,

$$\hat{H} = -t \sum_{j=1}^{N-2} \sum_{\sigma} (c_{j\sigma}^{\dagger} c_{j+1\sigma} + h. c.) + U d_{\uparrow}^{\dagger} d_{\uparrow} d_{\downarrow}^{\dagger} d_{\downarrow} + \sum_{\sigma} [\varepsilon_d d_{\sigma}^{\dagger} d_{\sigma} - (t_L d_{\sigma}^{\dagger} c_{1\sigma} + t_R e^{i\phi} c_{N-1, \sigma}^{\dagger} d_{\sigma} + h. c.)], \quad (5)$$

式中 $t_L(t_R)$ 表示量子点和小金属环左右最近邻的格点间的跃迁矩阵元. 相因子 $\phi = 2\pi\Phi/\Phi_0$, Φ 和 $\Phi_0 \equiv h/e$ 分别表示外加的磁通和量子磁通. 我们仅考虑量子点有一自旋简并的单能级 ε_d 的情况. 由于在实验中量子点内库仑排斥作用 U 通常很大, 我们取 $U \rightarrow \infty$ 的极限情况.

运用强耦合的 slave - boson 平均场方法^[14]可以很好地描述低温的近藤效应. 这里, 我们将推广到有磁通的 Anderson 杂质模型中去, 相信仍然能够得到可靠的结果. 这里主要讨论近藤区域的性质, 即量子点最高能级为单占据时的情况. 作为一个典型的例子, 我们选择参数 $\varepsilon_d = -0.7t$, $t_L = t_R = 0.35t$, 以及 $\Gamma = 0.245t$. 相应的热力学极限下的近藤温度 $T_K^0 = 0.0105t$, 近藤屏蔽尺寸 $\xi_K^0 = 191$ 个格点.

在没有磁通的情况下, 通过自洽地数值求解 slave - boson 的平均场方程, 在图 12 中, 我们给出了不同环尺寸下的量子点的态密度. 谱线的半高宽取为 $\gamma = 0.5T_K^0$, 选择其他值不会改变态密度的形状. 我们看到, 在环尺寸较大, 即 $\xi_K^0 \ll L$ 时, 近藤共振峰的形状同热力学极限下是一样的. 当环的周长 L 减小并达到 ξ_K^0 时, 共振峰会劈裂成一系列的子峰, 并且劈裂方式强烈地依赖于环中总电子数被 4 除的余数. 在 $i=2$ 时, 态密度在费米面附近有两个主要的子峰, 其峰值大致相等. 而在取其他值时, 费米面附近只有一个主峰, 其位置随 i 的不同会有轻微的变化. 在环尺寸较小时, 近藤共振峰有劈裂现象, 但基本的特性仍然保持着. 态密度的轮廓仍然类似于热力学极限下的情况, 共振峰仍保持在费米面上下几个 T_K^0 的范围内. 换句话说, 即使在很小的金属环中, 由于量子点单占据的局域电子和环中传导电子之间的自旋翻转过程所引起的近藤关联仍然存在.

当 $\xi_K^0/L \sim 1.0$ 时, 态密度的性质主要取决于平均场的哈密顿量 \hat{H}_m 的最高已填充的和最低未填充的单粒子能级. 在 $N = 4n$ 时, 量子点上局域的电子

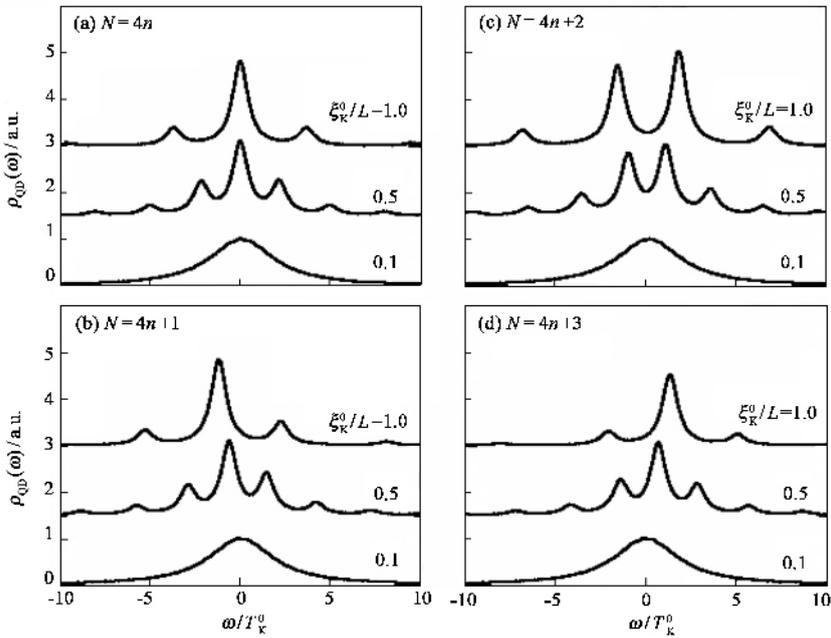


图 12 无外磁通时,不同环尺寸下的量子点态密度.在尺寸较小时,态密度强烈地依赖于总电子数的宇称(即被 4 除的余数).(a)(b)(c)和(d)分别对应电子数为 $N=4n$ $4n+1$ $4n+2$ 和 $4n+3$ 的情形.为清楚起见,有的曲线向上作了 1.5 单位的平移.谱线的半高宽 $\gamma=0.5T_k^0$ [29]

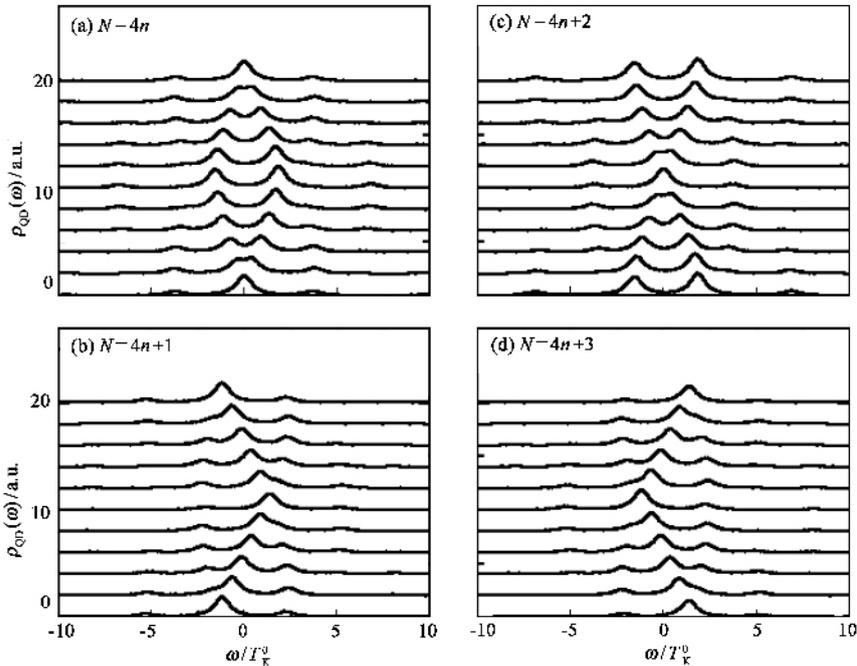


图 13 当 $\xi_k^0/L \sim 1.0$ 时,不同磁通下量子点的态密度 [29] (在每张图中,从下到上 ϕ 以 0.2π 的幅度由 0 增加到 2π ,每条曲线向上作了 2 个单位的平移)

在费米面 $\varepsilon_F = 0$ 附近捆绑住能量 $|\varepsilon| \leq \Gamma$ 的传导电子,形成近藤单态,最高已填充的和最低未填充的单粒子能级的能量差很小,所以态密度在费米面上只有一个主峰.相反,当 $N = 4n + 2$ 时,最高已填充的和最低未填充的单粒子能级的能量差相当大,所

以费米面上下分别有一个峰值相当的共振峰.在另一方面,当总电子数为奇数 $N = 4n + 1$ 时,最高已填充的能级是单占据的,其位置分别位于费米面的上下,相应地,态密度在费米面上下有一个主峰.以上所提的特征对持续电流会有很大的影响.

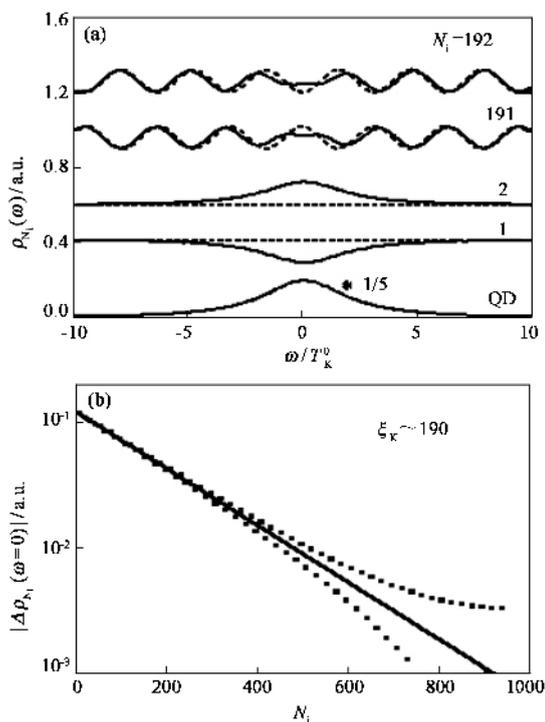


图 14 当 $\xi_k^0/L=0.1$ 时 (a) 量子点的态密度和若干格点上的态密度. 虚线表示没有量子点存在时的态密度, 标着 $N_i = 1, 2, 191$ 和 192 的曲线分别向上平移了 $0.1, 0.6, 0.8$ 和 1.1 个单位. 所画量子点的态密度是原值的 $1/5$. (b) 态密度的改变随格点位置的变化. 该改变量是有或没有量子点存在时格点的态密度之差. 实线是用指数函数进行的拟合, 从中可以得到, 衰减的特征长度为 190

量子点的态密度同样也受到外加磁通的影响. 如图 13 所示, 我们画了当 $\xi_k^0/L=1.0$ 时态密度随磁通相位 ϕ 的变化. 最引人注目的特点是 N 个格点、零磁通时态密度和 $N+2$ 个格点、半个量子磁通下的态密度是严格相等的. 这个特点和模型内在的强耦合的不动点是密切相关的. 在近藤区域, 电子在对近藤单态的散射中能得到 $\pi/2$ 的相位, 两个电子则对应着 π 的相位差. 所以在半满情况下, 增加的两个电子等效于磁通相位 π 的变化. 所以我们只需要考虑 $N=4n$ 和 $N=4n+1$ 即可. 对于偶宇称 $N=4n$ 来说, 随着 ϕ 从 0 增加到 π , 态密度中的单个主峰逐渐劈裂成两个对称的双峰, 然后又随着 ϕ 增加到 2π , 复合为一个单峰. 对奇宇称 $N=4n+1$ 来说, 情况完全不同. 对所有 ϕ 的取值, 态密度中始终只有一个单峰, 其位置随磁通移动, 周期为 2π . 而且在这种情况下, 态密度中有一个很重要的对称性, $\rho_{\text{QD}}(-\omega, \phi) = \rho_{\text{QD}}(-\omega, \pi + \phi)$ 正如我们下面所能见到的, 这个对称性将导致奇数个电子时的持续电流发生周期减半的现象.

现在, 我们来大致估算近藤屏蔽云的特征尺度. 图 14(a) 中, 我们给出了在 $\xi_k^0/L=0.1$ 时, 量子点的态密度和若干选定格点上的态密度. 在 $\omega=0$ 附近, 靠近量子点的格点上态密度强烈地受到近藤共振峰的影响, 并且该影响明显依赖于格点的宇称, 它在 N_i 为偶数时增强, 在 N_i 为奇数时减弱. 但总的来说, 这种影响随格点远离量子点而明显地变弱. 这一点清楚地显示在图 14(b) 的态密度变化量中:

$$\Delta\rho_{N_i}(\omega=0) = (-1)^{N_i} [\rho_{N_i}(\omega=0) - \rho_{N_i}^0(\omega=0)], \quad (6)$$

式中 $\rho_{N_i}^0(\omega=0)$ 表示没有量子点存在时格点的态密度. 我们看到, $\Delta\rho_{N_i}(\omega=0)$ 正如我们所期望的那样, 随着 N_i 的增加呈指数下降. 用数值拟合得到的衰减长度为 $\xi_k \sim 190$ 个格点, 与热力学极限下的近藤关联尺度 $\xi_k^0 = 191$ 个格点十分相近. 但应该指出, 用这种方式决定的衰减长度会明显地依赖于所取的谱线半高宽 γ , 所以不能作为近藤屏蔽云尺度的一种准确方法.

如 Affleck 和 Simons 所建议的那样^[30], 实验上观测近藤屏蔽云特征尺度最简便的方法是测量环中磁通所引起的持续电流, 这也是验证小金属环中近藤效应基本特点的最可行方法. 图 15 给出了 $\xi_k^0/L=0.3$ 和 1.5 时持续电流随磁通的变化关系. 最有意思的特征是, 由于前面提到的 N 个格点零磁通时态密度和 $N+2$ 个格点半个量子磁通下的态密度之间的严格相等关系所导致的如下持续电流性质,

$$I^{N+2}(\phi) = I^N(\phi + \pi), \quad (7)$$

很明显, 持续电流在极限 $\xi_k^0/L \ll 1$ 和 $\xi_k^0/L \sim 1$ 两种情况下区别很大. 在前者中, 体系的持续电流类似于一个理想金属环的行为, 表明电子通过量子点有很高的透射率. 当环的周长 L 变得和 ξ_k^0 相当时, 持续电流变弱了, 形状变得有点像三角函数. 并且, 奇数个电子的持续电流和偶数个电子的相比要弱得多. 这些都表明, 在 $\xi_k^0/L \sim 1$ 时, 体系的近藤效应整体上变弱了, 量子点更像一个非相干的散射源. 以上所提的特征与 Affleck 和 Simons^[30] 用微扰论得到的解析结果符合很好, 但与 Kang 和 Shin^[27] 所做的变分计算有相当大的差异.

概括一下, 我们研究了小金属环中镶嵌有一个量子点或单电子晶体管时的介观近藤屏蔽效应. 我们发现近藤共振峰强烈地依赖于一个无量纲的比值 ξ_k^0/L , 依赖关系取决于环中总电子数的宇称(被 4 除的余数), 以及环中所通过的磁通. 我们也分析了

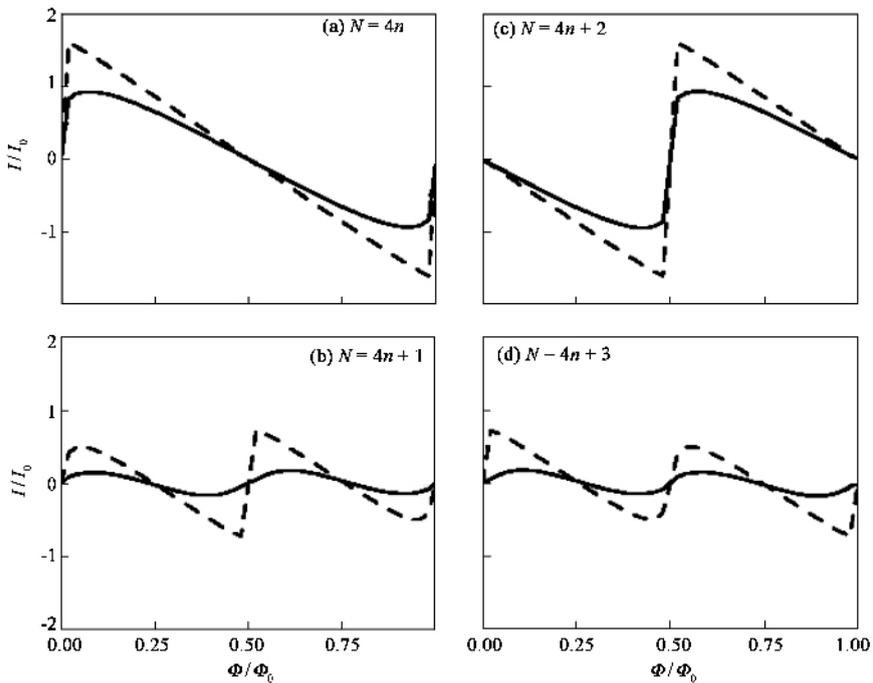


图 15 在总格点数为 $4n + i$ ($i = 0, 1, 2, 3$) 时, 持续电流随磁通的变化^[29](虚线和实线分别对应 $\xi_k^0/L = 0.3$ 和 1.5 , J_0 是一个理想金属环(没有任何杂质)在 $\phi = \pi/2$ 时的持续电流)

实验中可观测到的近藤效应对持续电流的影响. 在热力学极限情况 $\xi_k^0/L \ll 1$ 下, 体系的持续电流与一个理想金属环的持续电流相同. 反之, 当 $\xi_k^0/L \gg 1$, 近藤效应得到减弱, 持续电流也相应地变弱. 特别是总电子数为奇数时, 持续电流明显减弱. 与此相反, 在变价区, 持续电流几乎与环长无关. 对于固定的 ξ_k^0/L 值, 持续电流对能量的依赖关系有不对称的结构, 其峰值出现在近藤区域和变价区域的边界处^[29].

致谢 感谢国家自然科学基金会和科技部多年来的支持, 特别感谢胡辉博士在此研究项目过程中富有成效的合作.

参考文献

[1] Sarachik M, Corenzwit E, Longinotti M. Phys. Rev. , 1964 , 135A :1041
 [2] Kondo J. Prog. Theor. Phys. , 1964 , 32 : 37
 [3] Hedgecock F T, Rizzuto C. Phys. Rev. , 1967 , 163 : 517
 [4] Abrikosov A A. Physics , 1965 , 2 : 5
 [5] Kondo J. In Solid State Physics 23. eds. Seitz F, Turnbull D, Ehrenreich H. New York : Academic Press , 1969
 [6] Anderson P W, Yuval G, Hamann D R. Phys. Rev. B , 1970 , 1 : 4464
 [7] Anderson P W. J. Phys. C , 1970 , 3 : 2439
 [8] Wilson K G. Nobel Symposia , 1974 , 24 : 68
 [9] Wilson K G. Rev. Mod. Phys. , 1975 , 47 : 773

[10] Anderson P W. Phys. Rev. , 1961 , 124 : 41
 [11] Shrieffer J R, Wolff P A. Phys. Rev. , 1966 , 149 : 491
 [12] Horvatic B, Sokcevic D, Zlatić V. Phys. Rev. B , 1987 , 36 : 675
 [13] Costi T A, Hewson A C. J. Phys. Condens. Matter , 1994 , 6 : 2519
 [14] Hewson AC. The Kondo Problem to Heavy Fermions. Cambridge : Cambridge University Press , 1993
 [15] Coleman P. In : Lectures on the Physics of Highly Correlated Electron Systems VI. Ed. Mancini F. New York : American Institute of Physics , 2002. 79—160
 [16] Glazman L I, Raikh M E. JETP Lett. , 1988 , 47 : 452
 [17] Ng T K, Lee P A. Phys. Rev. Lett. , 1988 , 61 : 1768
 [18] Meir Y, Wingreen N S, Lee P A. Phys. Rev. Lett. , 1993 , 70 : 2601 ; Wingreen N S, Meir Y. Phys. Rev. B , 1994 , 49 : 11040
 [19] Goldhaber - Gordon D, Shtrikman H, Mahalu D *et al.* Nature , 1998 , 391 : 156
 [20] Cronenwett S M, Oosterkamp T H, Kouwenhoven L P. Science , 1998 , 281 : 540
 [21] Schmid J, Weis J, Eberl K *et al.* Physica B , 1998 , 256 - 258 : 182 ; Simmel F, Blick R H, Kotthaus J P *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1999 , 83 : 804
 [22] van der Wiel W G, De Franceschi S, Fujisawa T *et al.* Science , 2000 , 289 : 2105
 [23] Schuster R, Buks E, Heiblum M *et al.* Nature , 1997 , 385 : 417
 [24] Ji Y, Heiblum M, Sprinzak D *et al.* Science , 2000 , 290 : 779
 [25] Gerland U, von Delft J, Costi T A *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000 , 84 : 3710
 [26] Thimm W B, Kroha J, von Delft J. Phys. Rev. Lett. , 1999 , 82 : 2143
 [27] Kang K, Shin S-C. Phys. Rev. Lett. , 2000 , 85 : 5619
 [28] Loss D, Goldbart P. Phys. Rev. B , 1991 , 43 : 13762
 [29] Hu H, Zhang G-M, Yu L. Phys. Rev. Lett. , 2001 , 86 : 5558
 [30] Affleck , Simon P. Phys. Rev. Lett. , 2001 , 86 : 2854