第 54 卷 第 6 期 2005 年 6 月
1000-3290/2005/54(06)/2910-08
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol.54,No.6,June,2005

嵌入单量子点 Aharonov-Bohm 环中的近藤效应*

吴绍全[1)†]　孙威立[1)]　余万伦[2)]　王顺金[3)]

1)(四川师范大学物理系,成都　610068)

2)(成都信息工程学院,成都　610030)

3)(四川大学物理系,成都　610034)

(2004 年 8 月 6 日收到;2004 年 11 月 8 日收到修改稿)

使用单杂质的 Ansderson 模型,从理论上研究了一个嵌入单量子点 Aharonov-Bohm 环系统处在近藤区时的基态性质,并用 slave-boson 平均场方法求解了该模型.结果表明:在零温,当介观环内电子平均能级间隔大于近藤关联能时,系统内仍然存在一个被减弱了的近藤效应;系统的基态性质依赖于系统的宇称和环的大小;而尺寸效应和近藤屏蔽效应的共存导致了系统丰富的物理性质.同时,可以通过测量介观环中的持续电流和杂质磁化率,达到探测近藤屏蔽云的目的.

关键词:持续电流,杂质磁化率,宇称效应,近藤效应,近藤屏蔽云

PACC:7335,7335C,7215Q

1.引　　言

纳米技术的进步,使人们能够在人为控制的条件下,使用量子点系统研究近藤效应各个方面的性质[1—4],这不仅对这个效应的纯理论研究,而且对其应用的研究都具有极其重要的意义.由于 Aharonov-Bohm(A-B)干涉仪是一个标准的探测微观粒子相干自由度的有力工具,因而目前大多数实验采用把一个量子点嵌入到 A-B 干涉仪中[2—3],通过测量该系统的电导随磁通的振动,来研究近藤效应对电子相干自由度的影响.现在实验上已确定,当电子通过处于近藤区的量子点时,有 π 的相移.在其中的一些实验中,A-B 干涉仪中半环的长度约为 1μm,这个尺度正好与一些典型金属中的近藤关联长度 ξ_K 相当.这些实验工作的成功极大地激发了人们对于开展研究嵌入单量子点 A-B 环系统的兴趣[5—10].该项研究的主要目的是:1)确定近藤效应对持续电流的影响;2)探测近藤关联长度.尽管已经采用了许多不同的近似方法来研究这个点-环系统,但至今为止,还没有得到一致的理论结果.一方面:一些理论研究表明,尽管近藤效应对持续电流有一定影响,但不会导致持续电流的显著增强[8,9];当介观环内平均电子能级间隔 δ 大于近藤温度 T_K^0 时,其尺寸效应将减弱近藤效应,并且在极限下 $\delta >> T_K^0$,近藤效应将消失[11—13].然而,另外一些理论的研究表明,近藤效应能够导致持续电流的显著增强[7];在极限 $\delta >> T_K^0$ 下,尺寸效应不能完全碎灭近藤效应[7,14,15],这是因为在点-环系统里,电子为了环绕磁通转动必须通过量子点.另一方面:一些理论认为这个点-环系统是一个探测近藤屏蔽云的理想系统[9],这是因为当环的周长 L 增大为两倍近藤关联长度 ξ_K 时,即:$L=2\xi_K$,系统将从一个没有完全屏蔽的简并态进入到一个完全屏蔽的单态,这将导致系统的基态性质发生一个大的改变.通过测量这种性质的变化,就可以达到测量近藤关联长度的目的.但另外的理论认为这是不可能的,因为在近藤问题中,自旋自由度和电荷自由度是退耦的[12].显然,由于尺寸效应和近藤屏蔽效应共存于这个点-环系统中,使得这个系统具有复杂和丰富的物理性质,为人们研究这个系统带来了困难.

* 四川省应用基础研究基金资助项目(批准号:02GY029-188)和四川省教育厅自然科学研究基金资助项目(批准号:2003A0780)资助的课题.

† 通讯联系人.E-mail:sqwucd@yahoo.com.cn

在本文中,我们采用了与以往不同的近似方法,重新研究了这个点-环系统.其主要特点是我们同时考虑了尺寸效应和近藤屏蔽效应,得到了一些新的结果.

2. 系统的模型

一个处于近藤区中的点-环系统,其基态性质由二重简并($N_\sigma=2$)的单杂质 Anderson 模型描述[4,6,8].根据 slave-bonson(S-B)技巧,在 $U\to\infty$ 时(U 是量子点中的电子库仑排斥作用能),哈密顿为[1,16]

$$
\begin{aligned}
H = &\sum_{m\sigma}\varepsilon_m c^+_{m\sigma}c_{m\sigma} + \sum_\sigma \varepsilon_d f^+_\sigma f_\sigma \\
&+ \sum_{m\sigma}(t_m c^+_{m\sigma} b^+ f_\sigma + \mathrm{H.c}) \\
&+ \lambda\Big(b^+ b + \sum_\sigma f^+_\sigma f_\sigma - 1\Big),
\end{aligned}
\tag{1}
$$

$c^+_{m\sigma}$($c_{m\sigma}$)是环中电子的产生(消灭)算子,λ 是 Lagrangian 乘子.ε_d 是量子点中的电子能级,以及 $\varepsilon_m = -2t\cos\left(\frac{m}{N}\pi\right)$ 和 $t_m=\sqrt{\frac{2}{N}}\,\mathrm{i}\sin\left(\frac{m}{N}\pi\right)(t_\mathrm{L}+t_\mathrm{R}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi}(-1)^{m+1})$,这里,$m=1,2,\cdots N-1$.$t$ 和 N 分别是介观环内的近邻格点之间的跃迁矩阵元和格点总数(包括量子点的个数).t_L(t_R)是量子点与左(右)近邻格点位置之间的隧穿矩阵元,而相因子 ϕ 定义为 $\phi=2\pi\Phi/\Phi_0$,其中,Φ 和 $\Phi_0(=hc/e)$分别是外磁通和磁通量子.根据 S-B 技巧,量子点中的电子能级可以表示为 $d^+=f^+_\sigma b$,准费米算子 f^+_σ 和 SB 算子 b^+ 分别表示的是单占居的和空的量子点态.由于量子点只能处于单占居态或空态,因此,必须满足约束条件 $b^+ b+\sum_\sigma f^+_\sigma f_\sigma = 1$.

采用平均场近似,S-B 算子 b 可以由一个常数 $b_0=\langle b(t)\rangle$所取代,这种近似仅适用于描述零温时,量子点中没有电荷涨落,而只存在有自旋涨落时的情况(近藤区),即满足条件[17]:$0.9 < n_\mathrm{f} = \sum_\sigma\langle f^+_\sigma f_\sigma\rangle < 1$,其中,$n_\mathrm{f}$ 是量子点中电子的占居数.根据方程(1)中所选择的规范条件,介观环中的自由电子对自由能的贡献与外磁通 ϕ 无关,因而在计算持续电流时可以不考虑.而杂质对自由能的贡献可以表为[1,16]

$$
F = \frac{N_\sigma}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} f(\omega)\,\mathrm{Im}(\mathrm{In}\,G_f(\omega^+))\,\mathrm{d}\omega + (\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d}-\varepsilon_\mathrm{d})\left(\frac{\Delta}{\Delta_0}-1\right).
\tag{2}
$$

式中,$f(\omega)$是费米-狄拉克分布函数,而两个重整化参数分别为 $\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d}=\varepsilon_\mathrm{d}+\lambda$ 和 $\Delta=b_0^2\Delta_0$,其中,$\Delta_0=\pi\rho(\varepsilon_\mathrm{F})|t(\varepsilon_\mathrm{F})|^2$,$\Delta_0$ 是量子点态和环电子态之间耦合强度,表征了量子点中电子能级的展宽.$\rho(\varepsilon_\mathrm{F})$ 和 $t(\varepsilon_\mathrm{F})$分别是介观环中费米能级上的电子态密度和跃迁振幅.如果我们考虑的是系统处在半填充的情况($\varepsilon_\mathrm{F}=0$),则有 $\rho(0)=1/\delta=N/(2\pi t)$和 $|t(0)|^2=\frac{2}{N}(t_\mathrm{L}^2+t_\mathrm{R}^2\mp 2t_\mathrm{L}t_\mathrm{R}\cos\phi)$,这里,负号对应于 N 为偶数时的情况(我们把含有偶数个电子的介观环系统称为偶宇称系统),而正号对应于 N 为奇数时的情况(我们把含有奇数个电子的介观环系统称为奇宇称系统).$G_f(\omega^+)$是准费米算子 f_σ 的推迟格林函数,通过运动方程方法,可以很容易计算出为

$$
G_f(\omega^+) = \left(\omega^+ - \tilde{\varepsilon}_\mathrm{d} - \frac{\Delta}{\Delta_0}\sum_m \frac{|t_m|^2}{(\omega^+-\varepsilon_m)}\right)^{-1}.
\tag{3}
$$

持续电流与自由能的关系为

$$
I(\phi,T) = -\frac{e}{\hbar}\frac{\partial}{\partial\phi}F(\phi,T).
\tag{4}
$$

在零温,通过方程(2)给出的自由能和方程(3)给出的推迟格林函数,我们能够得到持续电流的表达式为

$$
I(\phi) = \frac{4et_\mathrm{L}t_\mathrm{R}\Delta}{\hbar n\Delta_0}\sum_{m\sigma}\frac{(-1)^{m+1}\sin^2\left(\frac{m}{N}\pi\right)(\varepsilon_m-\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d})}{(\varepsilon_m-\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d})^2+\Delta^2}\sin\phi.
\tag{5}
$$

两个重整化参数 $\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d}$ 和 Δ 分别是近藤共振峰的位置和宽度.因为,当系统处于其基态时,其系统的由自由能最低,因而两个重整化参数的取值应满足这个自由能最低原理.由此,我们可以导出它们的平均场方程为

$$
\frac{\partial F}{\partial\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d}} = \frac{\Delta}{\Delta_0}\left(1+\sum_{m\sigma}\frac{|t_m|^2}{(\varepsilon_m-\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d})^2+\Delta^2}\right)-1=0,
$$

$$
\frac{\partial F}{\partial\Delta} = (\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d}-\varepsilon_\mathrm{d}) + \sum_{m\sigma}\frac{|t_m|^2(\varepsilon_m-\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d})}{(\varepsilon_m-\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d})^2+\Delta^2}=0.
\tag{6}
$$

近藤关联能为 $T_\mathrm{K}=\sqrt{\tilde{\varepsilon}_\mathrm{d}^2+\Delta^2}$.为计算零场杂质磁化率 χ_imp,可先对系统施加一个外磁场 h,然后求自由能对外磁场的二阶导数,再让外磁场为零,最后,我们可以求出磁化率为

$$\chi_{\rm imp} = \left(-\frac{\partial^2 F}{\partial h^2}\right)_{h=0}$$

$$= -(g\mu_\beta)^2 \frac{\Delta}{\Delta_0}\sum_m \frac{|t_m|^2(\varepsilon_m - \tilde{\varepsilon}_{\rm d})}{[(\varepsilon_m - \tilde{\varepsilon}_{\rm d})^2 + \Delta^2]^2}. \quad (7)$$

一些理论已表明[8,9]，当系统处在近藤区时，其系统的热力学量是标度变量 $\xi_{\rm K}/L$ 或 $\delta/T_{\rm K}^0$ 的普适标度函数，两个标度变量满足 $\delta/T_{\rm K}^0 = 2\pi\xi_{\rm K}/L$. 所以，我们在求解方程(7)时，可以选择相因子 ϕ 和一个标度变量 $\xi_{\rm K}/L$ 作为系统热力学函数的自变量. 我们选取有关的参数为 $\varepsilon_{\rm d} = -0.6$，$t_{\rm L} = t_{\rm R} = 0.25$ 和 $t = 1$，这些参数值可以确保点-环系统处在近藤区，即，满足条件：$\varepsilon_{\rm d}/\Delta_0 << -0.5$. 在体极限 $\delta\to 0$ 下(对应于一个无限大的环)，我们计算出相因子 $\phi = 0.5\pi$ 时的体近藤温度为 $T_{\rm K}^0 = 7.8\times 10^{-4}$，体杂质磁化率为 $\chi_{\rm imp}^0 = 202(g\mu_\beta)^2$，以及量子点中的体占居数为 $n_{\rm f}^0 = 0.9938$. 应该指出的是，由于处在近藤区的物理系统都表现出标度函数的性质. 因此，参数的选择并不影响物理，而是仅仅改变体极限时特征量 $T_{\rm K}^0$，$\chi_{\rm imp}^0$，$n_{\rm f}^0$.

3. 计算结果及讨论

我们采用数值计算的方法，求解了平均场方程(7)，计算了有关物理量，其计算及讨论如下.

图1和图2分别展示了在几个不同大小的介观环中，近藤共振峰的能极位置和宽度 Δ 随外磁通 ϕ 变化的情况. $\phi = \pm 0.5\pi$ 是两个特殊的对称点，在这两点处，由于耦合强度 Δ_0 中的交叉项 $t_{\rm L}t_{\rm R}$ 消失了，那么，耦合强度 Δ_0 在两种宇称系统中有一样的值. 因此，此处近藤共振峰的位置和宽度在大小不同介观环中的变化完全来自于近藤屏蔽云和尺寸效应的影响. 当介观环的周长小于近藤关联长度时($\xi_{\rm K}/L > 1$)，系统处于一个不完全屏蔽的基态并同时还存在有尺寸效应(即，$\delta/T_{\rm K}^0 > 1$). 从图1和2中，我们能够看到，尽管不完全屏蔽的基态和尺寸效应使两种宇称系统中的共振位置都远离费米能级，并都有一个宽的共振峰和一个弱的近藤关联，但这种影响的程度在两种宇称系统中是不同的. 相对于偶宇称的点-环系统(我们取偶数个电子对为偶宇称，即，电子总数能够被4整除)而言，不完全屏蔽的基态和尺寸效应使得奇宇称系统(我们取奇数个电子对再加一个电子为奇宇称)中的共振位置更加远离费米能级，但有一个较窄的共振峰. 当增加介观环的长度使之大于近藤关联长度($\xi_{\rm K}/L < 1$)，并最后进入到一个完全屏蔽的基态后(即，$\xi_{\rm K}/L \leqslant 0.5$)，两种宇称系统中的共振位置都迅速地向费米能级靠近，而其共振峰的宽度也接近了近藤关联能的体极限值 $T_{\rm K}^0$，此时，两种宇称系统中的情况已相差很小. 而一但尺寸效应消失(即，$\xi_{\rm K}/L \approx 0.15$ 或 $\delta/k_{\rm B}T_{\rm K}^0 \approx 1$)，两种宇称系统中的共振位置和宽度基本上等于体极限($\xi_{\rm K}/L \to 0$)时的值，即，在体极限的情况下，近藤共振峰位于费米能级，其峰的宽度为 $T_{\rm K}^0$，宇称效应消失，这与稀磁合金中的近藤共振是一样的.

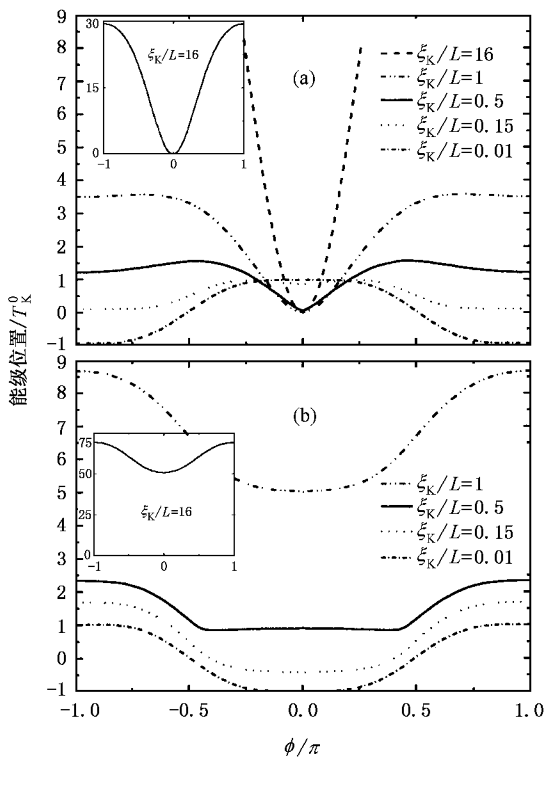

图1 近藤共振峰的能级位置随磁通的变化 (a) N = 偶数；(b) N = 奇数.

当 $\phi \neq \pm 0.5\pi$ 时，耦合强度 Δ_0 中有了交叉项 $t_{\rm L}t_{\rm R}$，因而两种宇称系统中有了不同的耦合强度，导致点-环系统有了更强的宇称效应. 对于偶宇称的点-环系统，相对于 $\phi = \pm 0.5\pi$ 出现的情况，在 $|\phi| < 0.5\pi$ 的区间内，磁通的影响使近藤共振峰向费米能级靠近，而峰的宽度也减小，这有利于近藤关联. 在体极限下，共振峰位于费米能级之上，处于0至 $T_{\rm K}^0$ 之间；在 $|\phi| > 0.5\pi$ 的区间内，磁通使没有完全屏蔽环中的近藤共振峰更加远离费米能级并有

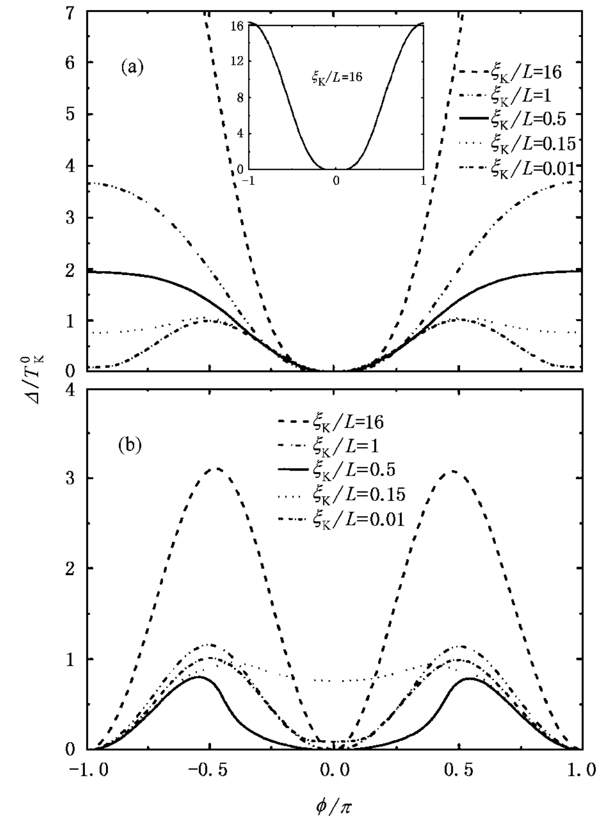

图 2　近藤共振峰的宽度随磁通的变化　(a) N = 偶数;(b) N = 奇数.

一个更宽的共振峰,这不利于近藤关联.但在体极限下,共振峰位于费米能之下,处于 0 至 $-T_K^0$ 之间,而此时,在两个区间内的共振峰宽度都小 T_K^0,并形成了两个对称的波峰,其峰值分别处于 $\phi=\pm 0.5\pi$ 处.

而在奇宇称的点-环系统中,与 $\phi=\pm 0.5\pi$ 时出现的情况相比,当 $\phi\neq\pm 0.5\pi$ 时,磁通的影响总是让一个没有完全屏蔽基态环中的共振位置远离费米能级,并总是让共振峰变窄.在体极限下,与偶宇称系统中出现的情况一样,宇称效应消失.但应该注意的是,当 $\phi\neq\pm 0.5\pi$ 时,磁通的影响使两种宇称系统中的共振位置在体极限下都不处于费米能级上,其峰的宽度也小于 T_K^0,这不同于稀磁合金中的近藤共振.因此,由于近藤屏蔽云,尺寸效应和磁通的影响共存于点-环系统中,使得这个系统具有更为复杂和丰富的物理性质.

此外,从图 1 中,我们还能看到,在体极限下,两种宇称系统中的共振位置随磁通的变化,实际上存在一个 π 的位相差,但这并没有实际的物理意义,因为,如果我们选取另一组宇称系统,即,取奇数个电子对作为偶宇称和偶数个电子对再加一个电子为奇宇称,那么,一个反向的 π 的位相差就会出现,因此,总的效应是这种 π 的位相差在两种宇称系统中相抵,因此,宇称效应消失.

图 3(a)展示了零场杂质磁化率 χ_{imp} 随标度变量 ξ_K/L 变化的情况.为了消除不同的宇称系统中有不同的耦合强度,以减少宇称效应对杂质磁化率的影响,我们选取 $\phi=0.5\pi$.这样,我们就能更好地研究近藤屏蔽云和尺寸效应对杂质磁化率产生的影响.从图 3(a)中,我们能看到,当点-环系统处在一个没有完全屏蔽的简并态时($\xi_K/L>1$),尽管没有完全屏蔽的基态和尺寸效应使近藤共振峰远离费米能级,而峰的宽度也远大于 T_K^0,但在两种宇称系统中,都有一个非零的零场杂质磁化率,这意味着即使在 $\xi_K/L>1$($\delta/T_K^0>1$)的情况下,系统中仍然有一个弱的近藤关联.随着环的增大,共振位置将向费米能级靠近,使得近藤关联逐渐增强,因而杂质磁化率 χ_{imp}^0 也会逐渐增大.但由于在不同的宇称系统中,近藤屏蔽云和尺寸效应对近藤共振的影响不一样.因此,杂质磁化率 χ_{imp} 随环的增大而变化的情况,在不同的宇称系统中也是不一样的.

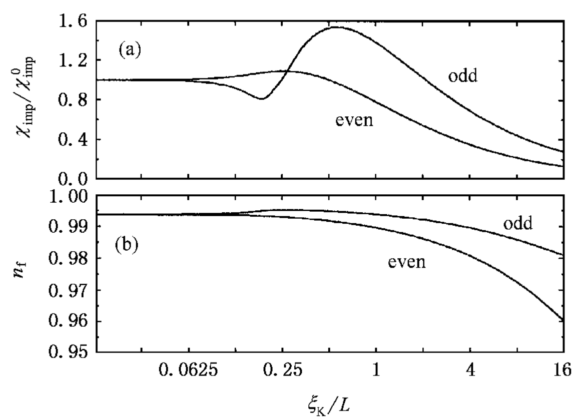

图 3(a)　杂质磁化率 χ_{imp} 随变量 ξ_K/L 的变化;(b) 量子点中的占居数 n_f 随变量 ξ_K/L 的变化,取 $\phi=0.5\pi$.

在偶宇称的系统中,杂质磁化率 χ_{imp} 随标度变量 ξ_K/L 的减小而增大,当系统进入到完全屏蔽的单态时($\xi_K/L=0.5$),杂质磁化率 χ_{imp} 达到了体极限时的值 χ_{imp}^0.在区间 $0.15<\xi_K/L<0.5$ 内,系统虽然已处于完全屏蔽的基态,但仍存在有尺寸效应($\delta/T_K^0>1$),使得杂质磁化率 χ_{imp} 略大于体极限时的值 χ_{imp}^0.在 $\xi_K/L\approx 0.15$($\delta/T_K^0\approx 1$)时,尺寸效应消

失，杂质磁化率 χ_{imp} 再次达到了体极限时的值 χ^0_{imp}，系统进入到了体极限时的状态，这与共振位置和宽度变化的情况是一致的.

而在奇宇称的系统中，由于奇数个电子不利于近藤关联的形成，因而有了较为复杂的情况. 在 $\xi_K/L=2$ 处，杂质磁化率 χ_{imp} 就达到了体极限时的值 χ^0_{imp}. 随着标度变量 ξ_K/L 的继续减小，杂质磁化率 χ_{imp} 也继续增大，并在系统进入到完全屏蔽的单态时($\xi_K/L=0.5$)，到达了最大值 $1.5\chi^0_{imp}$. 而在只有尺寸效应的区间内($0.15<\xi_K/L<0.5$)，杂质磁化率 χ_{imp} 随标度变量 ξ_K/L 的继续减小而开始减小，并在尺寸效应消失时候($\xi_K/L\approx0.15$)，到达了最小值 $0.8\chi^0_{imp}$. 随后，杂质磁化率 χ_{imp} 开始增加，并在体极限下，达到 χ^0_{imp}.

此外，当 $\xi_K/L>0.25$ 时，奇宇称系统中的杂质磁化率 χ_{imp} 大于偶宇称系统中的杂质磁化率 χ_{imp}. 这种现象的出现是由于奇宇称系统中的电荷涨落小于偶宇称系统中的电荷涨落所致，正如图 3(b)所示. 与近藤模型不同，在 Anderson 模型中，即使在近藤区，也仍然存在一个小的(在百分之十以内)电荷涨落. 因为 $\chi_{imp}\propto n_f^2/(1-n_f)$[1]，因此，一个较大的杂质占居数意味着一个较大的杂质磁化率 χ_{imp}. 与偶宇称系统相比，奇宇称系统中的共振位置更远离费米能级，但有一个较窄的共振峰，这有利于压制奇宇称系统中的电荷涨落，因而有助于 d 电子在奇宇称系统中形成一个局域矩. 这与一般的介观系统不同[11]，在那里，奇电子数的系统是不利于一个局域矩的形成，这说明了两个介观系统具有完全不同的物理性质.

从图 3(b)中，我们同样可以注意到，随着标度变量 ξ_K/L 的减小，两种宇称系统中的杂质占居数持续稳定地增加，最后，在尺寸效应消失($\xi_K/L\approx0.15$)的时候，其值达到体极限值 n^0_f. 与这种情况形成对比的是，杂质磁化率 χ_{imp} 分别在完全屏蔽单态的形成和尺寸效应消失之处，有一个大的变化. 特别是在奇宇称系统中，一个波峰在 $\xi_K/L=0.5$ 处和一个波谷在 $\xi_K/L=0.15$ 处的出现. 这完全说明杂质磁化率 χ_{imp} 的这种变化完全是由于近藤屏蔽云和尺寸效应的影响所致. 因此，我们能够通过实验测定杂质磁化率 χ_{imp} 的这种变化，从而达到探测近藤屏蔽云的目的. 这同时也说明，近藤屏蔽云和尺寸效应对杂质占居数没有直接的影响，影响杂质占居数的是近藤共振峰的位置和宽度，一个远离费米能级并有一个宽峰的共振有利于电荷的涨落，但不利于近藤关联，这正是我们已经知道的情况.

图 4 给出了在几个不同大小的介观环中，持续电流随磁通的变化情况. 从图中，我们能看到，近藤屏蔽云和尺寸效应同样对持续电流有较大的影响，并导致电流线型的改变. 在 $\xi_K/L=16$ 的环中，由于在两种宇称系统中的共振位置都远离费米能级,因而，只有费米能级上的电子才对持续电流有明显的贡献，而其它能态是不重要的. 所以，没有宇称效应，持续电流随磁通的变化在两种宇称系统中都呈现出一个正弦函数的线型. 随着环的增大，系统进入到了一个完全屏蔽的单态($\xi_K/L\leqslant0.5$). 此时，不仅宇称效应出现了，而且，电流的线型也从正弦型转变到了锯齿型. 在偶宇称系统中，锯齿型出现在 $\xi_K/L\approx0.5$ 附近，周期为 2π,电流的峰值也从 $\xi_K/L=16$ 时的 I_0(= eV_F/L，是不含杂质的理想环中的持续电流峰值)增加到此时的 $2.7I_0$. 而在奇宇称系统中，锯齿型出现在 $\xi_K/L\approx0.3$ 附近，周期为 π，其电流的峰值从 $\xi_K/L=16$ 时的 $0.5I_0$ 增加到此时的 $0.7I_0$. 电流线型的转变和峰值的增加是因为当系统进入到了一个完全屏蔽的单态后，共振位置已靠近了费米能级，使其费米能级附近的其它能态也对持续电流有了显著的贡献. 因为，不同能态上的电子有不同的相位，但它们对持续电流的贡献一定是相干的，而不同能态上电流的相干迭加必定造成电流线型和电流峰值的改变. 因此，锯齿型持续电流的出现标志着系统进入到了一个完全屏蔽的单态.

如果我们进一步增大介观环的周长，以至于使系统中的尺寸效应消失了($\xi_K/L\leqslant0.15$ 或 $\delta/T^0_K\leqslant1$)，那么，此时的持续电流线型将出现第二次转变，从 $\xi_K/L\approx0.5$ 时的锯齿型变到了 $\xi_K/L\approx0.15$ 时的准-Fano 线型. 这里，我们把第三种线型称为准-Fano 线型，这是因为它看上去非常类似于凝聚态物理中的 Fano 线型[18]. 所以，我们可以说准-Fano 线型持续电流的出现意味着系统中的尺寸效应消失了. 实事上，从前面我们对近藤共振峰的位置和宽度以及对杂质磁化率的讨论中，我们已经看到，当系统中的尺寸效应消失的时候，其系统基本开始进入到了一个体极限时的状态. 此时，共振位置位于费米能级附近，费米能级处的电子态密度也增大，

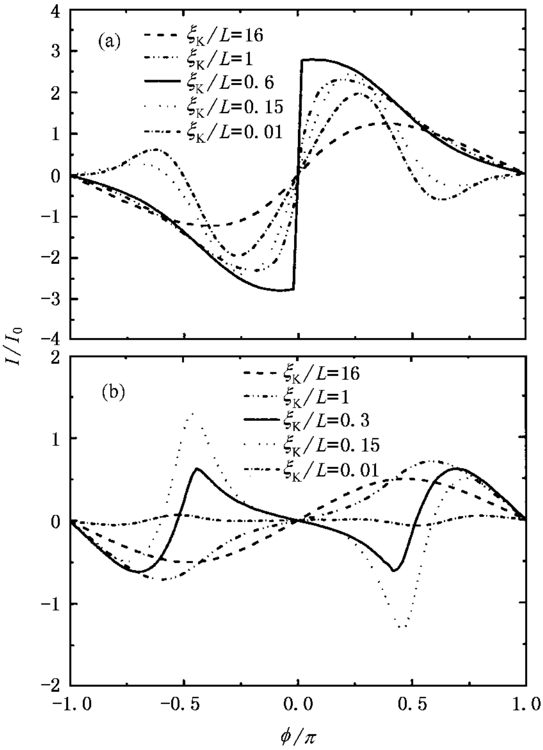

图 4　持续电流 I 随磁通 ϕ 的变化　(a) 偶宇称系统；(b) 奇宇称系统.

在杂质处能够形成一个正常的近藤共振，使得更多的能态对持续电流有贡献，导致准-Fano 线型持续电流的出现. 从图中，我们同样可以注意到，在体极限下（$\xi_K/L\to 0$），持续电流保持准-Fano 线型不变，仅仅是电流的峰值要改变. 在偶宇称系统中，电流峰值从最大时的 $2.7I_0$ 下降到了体极限时的 $2I_0$；而在奇宇称系统中，电流峰值在体极限下趋于零.

这种奇宇称系统中电流峰值在体极限下受到极大减弱的现象可以由 Leggett 定理给予解释. 根据 Leggett 定理：介观 A-B 环中持续电流的方向不是由环中的总电子数决定，而是由给定自旋的电子数 N_e^σ 所决定[8]. 对于偶宇称的系统，自旋向上的电子总数总是与自旋向下的电子总数相等（即，$N_e^\uparrow=N_e^\downarrow$），因此，两种自旋方向的电子产生的持续电流有相同的方向，导致电流相加的增强现象. 而在奇宇称系统中，自旋向上的电子总数总是与自旋向下的电子总数相差一个电子（即，$N_e^\uparrow=N_e^\downarrow\pm 1$），导致两种自旋方向的电子产生的持续电流有相反的方向，因此，要相互抵消. 这也是为什么奇宇称系统中的持续电流峰值总是要远小于偶宇称系统中的持续电流峰值的主要原因.

我们计算的结果与文献[9]的结果部份一致，但差异是非常清楚的. 最大的不同是在我们的计算中，持续电流的线型发生了两次转变. 即，当系统进入到一个完全屏蔽的单态时，出现了锯齿型的持续电流；而当系统中的尺寸效应消失时，出现了准-Fano 线型的持续电流. 应该提请注意的是，这种近藤屏蔽云和尺寸效应对持续电流产生大的影响，与这两种效应对近藤共振峰的位置和宽度，以及对杂质磁化率有大的影响是完全一致的. 而在文献[9]的结果中，持续电流仅经历过一次线型的转变，即，从 $\xi_K/L\gg 1$ 时的正弦型持续电流转变到了 $\xi_K/L\ll 1$ 时的锯齿型持续电流. 其持续电流线型的转变与变分近似的结果正相反[8]，在那里，从 $\xi_K/L\gg 1$ 时的锯齿型持续电流转变到了 $\xi_K/L\ll 1$ 时的正弦型持续电流. 这些情形有点类似于一个不含杂质的理想介观环中的持续电流. 这表明，我们的计算比文献[9]采用的近似和变分近似更细一些，因而，反映出来的物理现象也要多一些.

此外，在一个理想介观环中，单个能态对持续电流的贡献是一个标准的简谐函数，而许多简谐函数之和必是一个锯齿型函数. 在文献[9]的计算中，所采用的哈密顿具有粒子-空穴对称性，环中电子与杂质之间仅存在反铁磁交换作用. 当系统进入到体极限的状态时，一个正常的近藤共振形成，使每个能态对持续电流的贡献都是一个标准的简谐函数，而许多简谐函数之和是一个锯齿型函数. 因此，总的持续电流具有锯齿型是一个自然的结果. 而在我们的计算中，所采用的哈密顿没有粒子-空穴对称性. 此时，环中电子除了受到杂质的反铁磁交换作用以外，还要受到一个纯势的散射[1]，使得每个能态对持续电流的贡献并不是一个标准的简谐函数，而是有一个偏离. 如图 3.5 所示，当 $\xi_K/L\approx 16$ 时，持续电流仅来自费米能级的贡献. 从图中，我们能够看到，持续电流的线型与标准的简谐函数有一个小的偏差，我们可以称之为准-简谐型函数. 这样，当 $\xi_K/L\approx 0.5$ 时，可数个的准-简谐型函数的相加导致了锯齿型持续电流的出现；而当 $\xi_K/L\approx 0.15$ 时，许多准-简谐型函数的相加导致了准-Fano 线型持续电流的出现. 因此，我们可以通过测量持续电流的线型随介观环空间尺度的变化而转变的情况，达到探测近藤屏蔽云的目的.

4. 结 论

在本文中，我们使用单杂质的 Ansderson 模型，研究了一个嵌入单量子点介观 A-B 环系统处在近藤区时的基态性质，并用 slave-boson 平均场方法求解了哈密顿. 我们的结果表明，在零温，当介观环内电子平均能级间隔远大于近藤关联能时，在两种宇称系统中，都有一个非零的零场杂质磁化率，这意味着系统中仍然存在有一个弱的近藤关联[1]；系统的基态性质衣赖于系统的宇称和介观环的大小；尺寸效应和近藤屏蔽效应的共存导致了系统丰富的物理性质；当系统进入到一个完全屏蔽的单态和系统中尺寸效应消失的时候，杂质磁化率和持续电流的线型及峰值都发生了大的变化. 因此，可以通过测量这种变化，达到探测近藤屏蔽云的目的.

[1] Hewson A C 1993 *The Kondo Problem to Heavy Fermions* (Cambridge：Cambridge University Press)
Yie J F *et al* 2003 *Acta Phys*. *Sin*. **52** 468 (in Chinese) [叶剑斐等 2003 物理学报 **52** 468]
Goldhaber-Gordon D *et al* 1998 *Nature* **391** 156
Cronenwett S M *et al* 1998 *Science* **281** 540
Wu S Q *et al* 2004 *Acta Phys*. *Sin*. **53** 2336(in Chinese)[吴绍全等 2004 物理学报 **53** 2336]
[2] Van der Wiel W G *et al* 2000 *Science* **289** 2105
Yacoby A *et al* 1995 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **74** 4047
Ji Yang *et al* 2002 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **88** 076601
Aikawa H *et al* 2004 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **92** 176802
[3] Schuster R *et al* 1997 *Nature* **385** 417
Yang J *et al* 2000 *Science* **290** 770
[4] Ng T K and Lee L A 1988 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **61** 1768
Glazmon L I and Raikh M E 1988 *JEPT Lett*. **47** 452
Meir Y *et al* 1993 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **70** 2601
[5] Zvyagin A A and Bandos T V 1994 *Low Tem*. *Phys*. **20** 222
Zvyagin A A and Bandos T V 1995 *Low Tem*. *Phys*. **21** 349
[6] Büttiker N and Stafford C A 1996 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **76** 495
Wang Zh Q 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 1808 (in Chinese) [汪仲清 2002 物理学报 **51** 1808]
[7] Ferrari V *et al* 1999 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **82** 5088
Ji Y H *et al* 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 395 (in Chinese) [嵇英华等 2002 物理学报 **51** 395].
[8] Kang K and Shin S C 2000 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **85** 5619
Long Ch Y 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 159 (in Chinese) [龙超云等 2002 物理学报 **51** 159]
[9] Affleck I and Simon P 2001 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **86** 2854
Simon P and Affleck I 2001 *Phys*. *Rev*. B **64** 085308
Hu H *et al* 2001 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **86** 5558
[10] Aligia A A 2002 cond-mat/0206528
Wang T H 2001 *Acta Phys*. *Sin*. **10** 844 (in Chinese) [王太宏等 *Chin*. *Phys*. **10** 844]
[11] Thimm W B *et al* 1999 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **82** 2143
[12] Zvyagin A A 2001 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **87** 179704
Zvyagin A A 2002 cond-mat/0203253
[13] Eckle H P *et al* 2001 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **87** 016602
[14] Anda E V *et al* 2001 cond-mat/0106055
[15] Schlottmann P 2001 *Phys*. *Rev*. B **65** 024420
[16] Coleman P 1987 *Phys*. *Rev*. *B* **35** 5072
Bickers N E 1987 *Rev*. *Mod*. *Phys*. **59** 845
Newns D M and Read N 1988 *Adv*. *Phys*. **36** 799
[17] Costi T A, Hewson A C and Zlatic V 1994 *J*. *Phys*：*Condens*. *Matter* **6** 2519
[18] Fano U 1961 *Phys*. *Rve*. **124** 1866

Kondo effect in the quantum dot embedded in the Aharonov-Bohm ring *

Wu Shao-Quan[1)†] Sun Wei-Li[1)] Yu Wan-Lun[2)] Wang Shun-Jin[3)]

[1)] (*Department of Physics*, *Sichuan Normal University*, *Chengdu* 610068, *China*)

[2)] (*Chengdu University of Information and Technology*, *Chengdu* 610030, *China*)

[3)] (*Department of Physics*, *Sichuan University*, *Chengdu* 610034, *China*)

(Received 6 August 2004; revised manuscript received 8 November 2004)

Abstract

The properties of the ground state of a closed dot-ring system with a magnetic flux in the Kondo regime are studied theoretically by means of a one-impurity Anderson Hamiltonian. The Hamiltonian is solved by means of the Slave-Boson mean-field theory. It is shown that at $T = 0$, a suppressed Kondo effect exists in this system even when the mean level spacing of electrons in the ring is larger than the bulk Kondo temperature; the physical quantities of this system depend sensitively on both the parity of the system and the size of the ring; the rich physical behaviors of this system can attribute to the coexistence of both the finite-size effect and the Kondo screening effect in this system. It is also possible to detect the Kondo screening cloud by measuring the persistent current or the zero-field impurity susceptibility $\chi_{\rm imp}$ directly in future experiments.

Keywords: persistent current, impurity susceptibility, parity effect, Kondo effect, Kondo screening cloud

PACC: 7335, 7335C, 7215Q

* Project supported by the Funds for Major Basic Research Project of Sichuan Province, China (Grant No. 02GY029-188), and the Natural Science Foundation of the Committee of Education of Sichuan Province, China (Grant No. 2003A0780).

† Corresponding author. E-mail: sqwucd@yahoo.com.cn