

电子非常规跃迁对一维关联体系基态的影响*

丁汉芹

(新疆大学 物理科学与技术学院, 新疆 乌鲁木齐 830017)

摘要: 在弱耦合区域和半满情况下, 通过场论方法研究了一维关联电子系统的基态相图. 模型哈密顿量包含非常规跃迁、在位作用 U 和最近邻库仑作用 V . 研究表明非常规跃迁诱导产生的三体吸引作用影响着体系的量子特性. 基态中除了熟悉的电荷密度波相和自旋密度波相, 相图中 $-8t\zeta^2/\pi + 2V < U < 8t\zeta^2/\pi + 2V$ 区域还存在一个键序自旋密度波相. 当最近邻库仑作用消失时, 在 $\zeta_c = \sqrt{\pi U}/8t$ 处体系中发生直接的绝缘-超导相变, 在 $\zeta > \zeta_c$ 区域, 存在三相超序的拉亭格液体相.

关键词: 非常规跃迁; 三体吸引; 弱耦合; 场理论; 相图

DOI: 10.13568/j.cnki.651094.651316.2022.01.21.0003

中图分类号: O469 **文献标识码:** A **文章编号:** 2096-7675(2022)06-0671-06

引文格式: 丁汉芹. 电子非常规跃迁对一维关联体系基态的影响[J]. 新疆大学学报(自然科学版)(中英文), 2022, 39(6): 671-676.

英文引文格式: DING Hanqin. Effect of unconventional electron hopping on ground state of the one-dimensional correlated system[J]. Journal of Xinjiang University(Natural Science Edition in Chinese and English), 2022, 39(6): 671-676.

Effect of Unconventional Electron Hopping on Ground State of the One-Dimensional Correlated System

DING Hanqin

(School of Physical Science and Technology, Xinjiang University, Urumqi Xinjiang 830017, China)

Abstract: At weak coupling and at half filling, we investigate the ground-state phase diagram of one-dimensional correlated systems by the field-theory approach. The model Hamiltonian contains a unconventional hopping, an on-site (U) and a nearest-neighbor (V) repulsions. The result shows that the three-body attraction induced by the modulated hopping affects quantum properties of the system. Besides the familiar site-located CDW and SDW states, a bond-located BSDW state is realized in the $-8t\zeta^2/\pi + 2V < U < 8t\zeta^2/\pi + 2V$ regime of the phase diagram. When the V interaction disappears in the system, a direct insulator-superconductor transition occurs at $\zeta_c = \sqrt{\pi U}/8t$. The Luttinger liquid phase with the TS correlations survives for $\zeta > \zeta_c$.

Key words: unconventional hopping; three-body attraction; weak coupling; field theory; phase diagram

0 引言

低维体系和电子关联一直是凝聚态物理中一个重要的研究课题^[1-2], 其中一维赫伯特模型被公认为是描述低维关联电子材料特性的一个有效理论模型^[3]. 在赫伯特模型中, 自旋 1/2 的电子在相邻格点间可以跃迁, 同时同一格点上相反自旋的二个电子还存在库仑作用. 在电子半满浓度下, 低能物理表现为独立的电荷模式和自旋模式. 对任意大小的同位排斥, 体系是个莫特绝缘体, 表现为无自旋激发能隙的自旋密度波(SDW)行为^[4]. 造成这种行为的物理原因有二种情况: 在弱相互作用下是倒逆散射造成的, 在强相互作用下是海森伯自旋交换作用驱使的. 由于能够描述很多低维材料的物理特性, 赫伯特模型受到人们广泛的关注^[5]. 尽管如此, 相比赫

* 收稿日期: 2022-01-21

基金项目: 国家自然科学基金(12064043; 11864039).

作者简介: 丁汉芹(1969-), 男, 博士, 教授, 主要从事低维凝聚态理论的研究, E-mail: dinghq@xju.edu.cn.

伯特模型,具有最近邻电子相互作用的扩展模型更能描述复杂的物理.其中一个重要的推广是 U - V 模型^[6],很多学者致力于这个模型半满浓度相图的研究^[6-9].长期以来,人们普遍认为它的相图由二个相构成:在 $U > 2V$ 区域,基态是自旋密度波;在 $U < 2V$ 区域,基态是电荷密度波(CDW).这样的物理图像共识被 Nakamura 打破了^[10].他声称在 $U \simeq 2V$ 附近存在一个键序电荷密度波(BOW).这个新相出现在 $U \simeq 2V$ 附近,在弱耦合和中间耦合区域一直存在,但在强耦合下消失.这个惊人的论断掀起了人们对 U - V 模型研究的热潮^[11-19].很多研究通过数值方法证实了 BOW 相的存在,但不同的数值结果显示三相点的位置是不一样的,大致分布在 $U_c \simeq 1.5t$ 到 $U_c \simeq 5t$ (其中 $V_c \simeq U_c/2$) 的范围.尽管如此,也有少数研究持否定观点^[14-15].

为了澄清键序电荷密度波的产生机制,附加相互作用需要考虑. Nakamura 声称关联跃迁提高了二聚化相. Japaridze 小组^[20]通过增加键键相互作用,支持了 Nakamura 的论断. Huang 小组^[21]建议近邻反铁磁自旋交换作用导致了键序电荷密度波.另一方面,人们也可以通过修正电子的动能跃迁项,而不改变原有相互作用,推广 U - V 模型.我们研究这样的一维相互作用的电子系统,模型的哈密顿量对应下列形式

$$H = -t \sum_{j,\sigma} (b_{j,\sigma}^\dagger b_{j+1,\sigma} + h.c.) + \frac{U}{2} \sum_{j,\sigma} \rho_{j,\sigma} \rho_{j,\bar{\sigma}} + V \sum_{j,\sigma} \rho_{j,\sigma} \rho_{j+1,\sigma} \quad (1)$$

哈密顿量中的变形赫伯特算符 $b_{j,\sigma}$ 和 $b_{j,\sigma}^\dagger$ 定义为

$$b_{j,\sigma} = c_{j,\sigma} (1 - \zeta \rho_{j,\bar{\sigma}}), \quad b_{j,\sigma}^\dagger = (1 - \zeta \rho_{j,\bar{\sigma}}) c_{j,\sigma}^\dagger \quad (2)$$

(2) 式中的变形参量 ζ 用来调节电子在相邻格点间的跃迁积分.如果变形参量等于零,哈密顿量 (1) 对应常规扩展赫伯特(U - V)模型.如果变形参量的取值为 1,则希尔伯特空间中只有电子的空占据态和单占据态.为此,我们只需考虑 $0 < \zeta < 1$ 的情况.我们发现电子的非常规跃迁将诱发两个附加的相互作用:二体排斥作用和三体吸引作用.因此,我们调查非常规跃迁对模型 (1) 的量子相图的影响,并且仅考虑弱排斥相互作用($U, V \ll 4t$)和小的变形参数 ($\zeta \ll 1$).在这种条件下,玻色化和重整化群分析可以很好的运用.我们将展示,没有库仑作用 V 时,具有三相超导序的拉亭格液体相在 $\zeta \geq \zeta_c = \sqrt{\pi U/8t}$ 区域形成.当二体对角作用 U 和 V 共同参与时,诱导产生的三体吸引作用破坏原有 U - V 模型后向散射和倒逆散射的附加对称性,使得独立发生在 $U = 2V$ 位置的自旋-能隙相变和高斯(Gaussian)相变分裂,在此位置附近形成新的相区.系统量子相图由三个性质不同绝缘态组成:在 $U < -8t\zeta^2/\pi + 2V$ 区域是电荷密度波相,在 $U > 8t\zeta^2/\pi + 2V$ 区域是自旋密度波相,在 $-8t\zeta^2/\pi + 2V < U < 8t\zeta^2/\pi + 2V$ 区域是键序自旋密度波(BSDW)相.我们并没有发现一定独立区域键序电荷密度波相的存在, BOW 序仍然被抑制在 SDW 相之中.

1 场理论分析

根据变形算符 (2),我们把哈密顿量 (1) 重新写成下列三项之和的形式, $H = H_1 + H_2 + H_3$, 式中每一项分别对应下列子哈密顿量

$$H_1 = -t \sum_{j,\sigma} [c_{j,\sigma}^\dagger c_{j+1,\sigma} + h.c.] + \frac{U}{2} \sum_{j,\sigma} \rho_{j,\sigma} \rho_{j,-\sigma} + V \sum_{j,\sigma} \rho_{j,\sigma} \rho_{j+1,\sigma} \quad (3)$$

$$H_2 = t\zeta \sum_{j,\sigma} [c_{j,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma} (\rho_{j,-\sigma} + \rho_{j+1,-\sigma}) + h.c.] \quad (4)$$

$$H_3 = -t\zeta^2 \sum_{j,\sigma} [c_{j,\sigma}^\dagger c_{j+1,\sigma} \rho_{j,-\sigma} \rho_{j+1,-\sigma} + h.c.] \quad (5)$$

H_1 对应常规的 U - V 模型. H_2 和 H_3 是电子的非常规跃迁引起的结果,其中: H_2 项表示作用强度为 ζt 的座位电荷与键位电荷的二体耦合,起着排斥作用. H_3 项表示强度为 $\zeta^2 t$ 的关联跃迁的三体耦合,负号“-”表示吸引相互作用.我们注意到,诱导产生的两个耦合项分别与参量 ζ 的一次方和二次方成比例.只要 $\zeta \ll 1$,附加作用将满足 $\zeta t \ll 4t$ 和 $\zeta^2 t \ll 4t$,在这种情况下,我们就可以利用微扰重整化群理论分析这些附加项.

在一维物理中,玻色化方法是分析电子体系的一个非常有效的工具.一维低能激发可以在左右两个费米点($\pm k_F$)附近展开,格点场算符 $c_{j,\sigma}$ 可以展开为 $c_{j,\sigma} \rightarrow e^{ik_F x} \phi_{R,\sigma}(x) + e^{-ik_F x} \phi_{L,\sigma}(x)$ 的连续场形式,其中 $\phi_{L(R),\sigma}(x)$

湮灭位于格点 j 、自旋 σ 的左(右)支费米子, 守恒费米场能够通过玻色场 $\psi_{R,\sigma}(x)$ 和 $\psi_{L,\sigma}(x)$ 的顶角算符来表示^[22-24]

$$\phi_{R,\sigma}(x) = \frac{\kappa_{R,\sigma}}{\sqrt{2\pi\alpha}} \exp[i\sqrt{4\pi}\psi_{R,\sigma}(x)], \quad \phi_{L,\sigma}(x) = \frac{\kappa_{L,\sigma}}{\sqrt{2\pi\alpha}} \exp[-i\sqrt{4\pi}\psi_{L,\sigma}(x)] \quad (6)$$

我们定义两个互为共轭的玻色场 ψ_σ 与 ϑ_σ ^[23]

$$\psi_\sigma(x) = \psi_{R,\sigma}(x) + \psi_{L,\sigma}(x), \quad \vartheta_\sigma(x) = \psi_{R,\sigma}(x) - \psi_{L,\sigma}(x) \quad (7)$$

再引入如下四种组合^[24]

$$\psi_c(x) = [\psi_\uparrow(x) + \psi_\downarrow(x)]/\sqrt{2}, \quad \vartheta_c(x) = [\vartheta_\uparrow(x) + \vartheta_\downarrow(x)]/\sqrt{2} \quad (8)$$

$$\psi_s(x) = [\psi_\uparrow(x) - \psi_\downarrow(x)]/\sqrt{2}, \quad \vartheta_s(x) = [\vartheta_\uparrow(x) - \vartheta_\downarrow(x)]/\sqrt{2} \quad (9)$$

这些场算符分别描述场的电荷自由度 (c) 和自旋自由度 (s). 经过这样处理, 我们获得玻色型的哈密顿量, 它的低能态可以写成 $H = H_s + H_c$ 形式, 其中

$$H_s = \frac{u_s \hbar}{2} \int \left[\frac{1}{K_s} (\partial_x \psi_s)^2 + K_s (\partial_x \vartheta_s)^2 \right] dx + \frac{g_{1\perp}}{2\alpha^2 \pi^2} \int \cos(\sqrt{8\pi}\psi_s) dx \quad (10)$$

$$H_c = \frac{u_c \hbar}{2} \int \left[\frac{1}{K_c} (\partial_x \psi_c)^2 + K_c (\partial_x \vartheta_c)^2 \right] dx + \frac{g_{3\perp}}{2\alpha^2 \pi^2} \int \cos(\sqrt{8\pi}\psi_c) dx \quad (11)$$

式中的 u_s 和 u_c 是沿着链方向的自旋激发和电荷激发的速度; K_s 和 K_c 是拉亭格参数, 在弱耦合下可以近似为 $K_s \simeq 1 + g_s/2$, $K_c \simeq 1 + g_c/2$.

在一阶近似下, 耦合系数分别等于

$$g_s = \frac{8t}{\pi} \zeta^2 + U - 2V \quad (12)$$

$$g_c = \frac{8t}{\pi} \zeta^2 - U - 6V \quad (13)$$

$$g_{1\perp} = \frac{8t}{\pi} \zeta^2 + U - 2V \quad (14)$$

$$g_{3\perp} = \frac{8t}{\pi} \zeta^2 - U + 2V \quad (15)$$

g_s 和 $g_{1\perp}$ 的相等关系是由体系自旋部分 $su(2)$ 代数保证的.

在获得表达式 (10) 和 (11) 中, 我们采用了很多文献中的做法^[20-28], 忽略了较高标度维数的无关电荷-自旋耦合算符. 在这个近似方案下, 电荷和自旋自由度完全分离. 在弱耦合区域, 我们通过重整化群方程分析耦合常数的相关性和体系的低能性质. 在一阶近似下, 重整化群方程表示为^[29]

$$\frac{dG_s(l)}{dl} = -G_{1\perp}^2(l), \quad \frac{dG_{1\perp}(l)}{dl} = -G_s(l)G_{1\perp}(l) \quad (16)$$

$$\frac{dG_c(l)}{dl} = -G_{3\perp}^2(l), \quad \frac{dG_{3\perp}(l)}{dl} = -G_c(l)G_{3\perp}(l) \quad (17)$$

G_y 为重整化的耦合系数, 定义为 $G_y(l=0) = g_y/2\pi v_F$, $y = s, c, 1\perp, 3\perp$, v_F 为费米速度. 根据这些方程, 我们可以得出随标度增加的 $G_\perp(l)$ 的流动方向(见图 1 的箭头).

我们依据流向图的不同区域, 能够非常方便地分析电荷激发和自旋激发的低能行为. 如果后向散射和倒逆散射这两个过程在重整化下是相关的, 则电荷激发和自旋激发都是有能隙的; 反之, 低能激发是无能隙的^[28]. 自旋渠道满足 $su(2)$ 代数, 重整化流恰好沿着 $G_s(l) = G_{1\perp}(l)$, 在这种情况下, 自旋激发行为只由 $G_s(0)$ 的正负号来决定. 即当 g_s 为正, 随着长度标度 l 的增加, $G_{1\perp}(l \rightarrow \infty)$ 最终会流向零这个弱耦合不动点, 自旋激发没有能隙 ($\Delta_s = 0$), 自旋场 $\psi_s(x)$ 不能固定在某一个真空期望值; 如果 g_s 为负, $|G_{1\perp}(l)|$ 随着重整化流的方向不断变

大. 当 $l \rightarrow \ln \xi_s$ (ξ_s 是关联长度), 在重整化下 $G_{1\perp}(l)$ 最终会流向 $G_{1\perp}^* = -\infty$. 在这种情况下, 自旋场的期望值为 $\langle \psi_s \rangle = 0$, 以降低体系势能. 这意味着自旋-能隙相变发生在

$$U = -\frac{8t}{\pi} \zeta^2 + 2V \quad (18)$$

$U \geq -\frac{8t}{\pi} \zeta^2 + 2V$ 的区域, 自旋激发无能隙; $U < -\frac{8t}{\pi} \zeta^2 + 2V$ 的区域, 自旋激发有能隙.

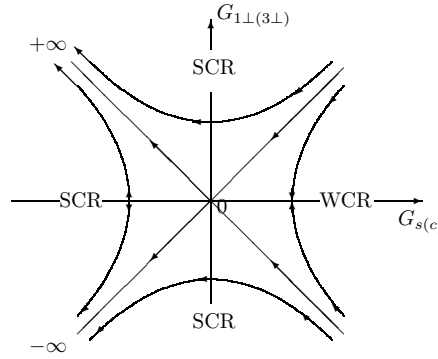


图 1 重整化流向图, 体系的低能特性由流的方向(箭头所示)决定

我们再来分析体系的低能电荷激发, 但是它与自旋激发存在重要的差异. 电荷通道满足 $u(1)$ 代数, 重整化流会离开分界线 $G_c = G_{3\perp}$, 会有多种流向选择. 根据方程 (13) 和 (15), 在整个参数空间 ($U, V > 0$), $G_c(l) < G_{3\perp}(l)$ 总是满足. 这表明体系的低能电荷激发总是有能隙 ($\Delta_c > 0$). 换句话说, 耦合 $G_{3\perp}$ 是边缘相关算符, 会趋向强耦合不动点. 但是依赖裸耦合 $g_{3\perp} > 0$ 还是 $g_{3\perp} < 0$, $G_{3\perp}(l)$ 流向 $G_{3\perp}^*(l) = \infty$ 或 $-\infty$. 电荷场被钉扎在真空期望值 $\langle \psi_c \rangle = \sqrt{\pi/8}$ 或 0. 因此, 高斯相变发生在

$$U = \frac{8t}{\pi} \zeta^2 + 2V \quad (19)$$

2 弱耦合下的量子相图

为了获得基态相图, 我们需要引入两类不同的序参量^[23,30]. 第一, 描述 $\Delta_c \neq 0$ 的相有四个, 其中 $\mathcal{O}_{SDW} = \cos \sqrt{2\pi} \psi_c \sin \sqrt{2\pi} \psi_s$ 和 $\mathcal{O}_{CDW} = \sin \sqrt{2\pi} \psi_c \cos \sqrt{2\pi} \psi_s$ 描述座位密度波; $\mathcal{O}_{BSDW} = \sin \sqrt{2\pi} \psi_c \sin \sqrt{2\pi} \psi_s$ 和 $\mathcal{O}_{BOW} = \cos \sqrt{2\pi} \psi_c \cos \sqrt{2\pi} \psi_s$ 描述键位密度波. 第二, 描述 $\Delta_c = 0$ 的相有两个, $\mathcal{O}_{SS} = \exp(i\sqrt{2\pi} \vartheta_c) \cos(\sqrt{2\pi} \psi_s)$ 和 $\mathcal{O}_{TS} = \exp(i\sqrt{2\pi} \vartheta_c) \sin(\sqrt{2\pi} \psi_s)$. 我们通过计算和比较这些序参量来确定基态相.

先分析 $V = 0$ 的极限情况, 这时模型具有较高的 $SO(4)$ 对称性. 同时, 耦合常数降低为二个独立参数, 即

$$g_{3\perp} = g_c = \frac{8t}{\pi} \zeta^2 - U \quad (20)$$

$$g_{1\perp} = g_s = \frac{8t}{\pi} \zeta^2 + U \quad (21)$$

这种特性保证标度流向精确沿着分界线(见图 1). 电荷部分由耦合 $g_{3\perp}$ (等价于 g_c) 描述, 自旋部分由 $g_{1\perp}$ (等价于 g_s) 描述. 依据重整化群理论, 自旋低能激发没有能隙存在. 就像赫伯特模型一样, 体系没有自旋-能隙相变的发生. 但是电荷-能隙相变存在, 且发生在 $g_c = 0$, 即对应临界值 $\zeta_c = \sqrt{\pi U/8t}$.

当 $\zeta < \zeta_c$ 时, 电荷激发存在能隙 ($\Delta_c > 0$); 当 $\zeta \geq \zeta_c$ 时, 电荷激发无能隙 ($\Delta_c = 0$). 这样的行为是赫伯特模型所没有的. 基态相图由自旋密度波(SDW)相和三相超导相(TS)组成, 它们由相变线 $\zeta_c = \sqrt{\pi U/8t}$ 所分开(如图 2 所示).

在 $\zeta < \zeta_c$ 的相区 **I**, 自旋模式是无能隙, 弱耦合不动点 $K_s^* = K_s(l \rightarrow \infty) = 1$, 即 $G_{1\perp}^* = 0$. 电荷模式是有能隙的, $K_c^* = 0$ 且 $G_{3\perp}^* = -\infty$, 电荷 $\psi_c(x)$ 场钉扎在期望值 $\langle \psi_c \rangle = 0$. 只有 \mathcal{O}_{SDW} 和 \mathcal{O}_{BOW} 不等于零, 其余序参量都为零. 考虑关联函数

$$C_{SDW}(x) \propto x^{-1} \ln^{1/2} x, \quad C_{BOW}(x) \propto x^{-1} \ln^{-3/2} x \quad (22)$$

我们发现 BOW 比 SDW 衰减快,但在有限距离 x 内都不会为零. 因此在这个区域,自旋密度波和键序电荷密度波两种序同时存在,但 BOW 序被 SDW 序所抑制,体系是 SDW 序主导的莫特绝缘体,即基态表现为 SDW 相.

在 $\zeta > \zeta_c$ 的相区 II,低能电荷激发和自旋激发都没有能隙,两个弱耦合不动点 $K_s^* = K_c^* = 1$. 尽管所有序参量都可以取非零值,但是通过它们关联函数的比较,我们发现除了三相超导序,其余衰减都较快. 因此,体系表现为 TS 超导相的拉亭格液体.

我们再考虑 $V \neq 0$ 的一般情况. 由表达式 (13) 和 (15) 可知,在 U, V 排斥作用下, $g_c < g_{3\perp}$ 关系式总是满足,所以电荷激发总是存在能隙. 在这种情况下,体系只能是个绝缘体. 两支相变线 $U = 8t\zeta^2/\pi + 2V$ (高斯相变线)和 $U = -8t\zeta^2/\pi + 2V$ (自旋-能隙相变线)把基态相图分成三个不同的相区(见图 3).

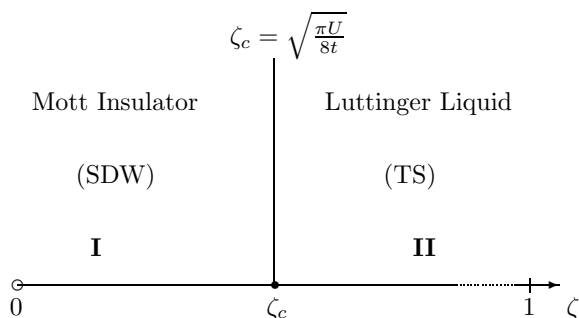


图 2 模型 (1) 对应 $V = 0$ 的基态相图, $\zeta_c = \sqrt{\pi U/8t}$ 处发生绝缘-超导相变

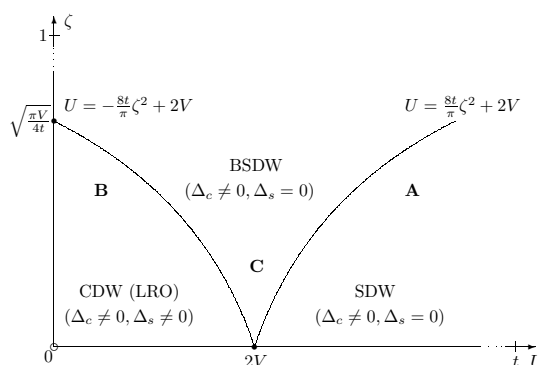


图 3 半满下扩展赫伯特链的基态相图,两条粗实线分别表示自旋-能隙相变线和高斯相变线

相区 A: $U > 8t\zeta^2/\pi + 2V$. 在位排斥 (U) 占主导地位. 体系的性质与以上 $V = 0$ 情况的相区 I 相同,基态中同时存在 SDW 和 BOW 两种序,但 SDW 序抑制着 BOW 序,基态表现为自旋密度波相(SDW).

相区 B: $U < -8t\zeta^2/\pi + 2V$. 近邻库仑排斥 (V) 占主导地位. 低能电荷激发和自旋激发都是有能隙的. 不动点 $G_{3\perp}^*(l) = +\infty, G_{1\perp}^*(l) = -\infty$. 相场钉扎在 $\langle \psi_c \rangle = \sqrt{\pi/8}$ 和 $\langle \psi_s \rangle = 0$. 在此情况下,序参数 O_{CDW} 取得最大值. 基态是电荷密度波相(CDW).

相区 C: $-8t\zeta^2/\pi + 2V < U < 8t\zeta^2/\pi + 2V$. 这部分体系的低能物理与相区 A 的两个方面完全一样,一是电荷激发有能隙;二是自旋激发无能隙,不动点 $K_s^* = 1, \psi_s(x)$ 是个涨落场. 但与 A 不同的是,在重整化下 $G_{3\perp}(l)$ 流向相反的不动点, $G_{3\perp}^* = +\infty$. 为了最小化相互作用势,电荷场 $\psi_c(x)$ 取平均值 $\langle \psi_c \rangle = \sqrt{\pi/8}$. 我们容易计算出四个密度波中,只有 O_{BSDW} 和 O_{CDW} 不为零. 同样由于关联函数不同的对数修正,键序自旋密度波(BSDW)序抑制着电荷密度波序,基态处于键序自旋密度波相.

3 结论

通过组合玻色化和重整化群的场理论方法,我们研究了半满浓度下的一维关联电子体系. 通过引入变形赫伯特算符,修正电子的跃迁运动,进一步扩展了赫伯特理论模型,这与改变电子相互作用的传统方法有着很大的差异. 我们关注弱耦合作用,并假定变形参量 $\zeta \ll 1$,这时能够合理忽略标度维数较高的自旋-电荷耦合项的贡献. 在这种近似下,体系的性质就由两个独立的量子 sine-Gordon 模型所描述,它们分别对应自旋激发模式和电荷激发模式. 重整化群分析揭示了自旋-能隙相变和高斯相变的发生. 这两种性质不同的相变把基态相图分成电荷密度波、自旋密度波和键序自旋密度波三个特性不同的相区. 在库仑作用 V 没有参与的情况下,发生直接的绝缘-超导相变,基态相图由莫特绝缘体和拉亭格液体组成.

参考文献:

[1] 冯端, 金国钧. 凝聚态物理学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2002.
 [2] 解士杰, 韩圣浩. 凝聚态物理[M]. 济南: 山东教育出版社, 2001.
 [3] HUBBARD J. Electron correlations in narrow energy bands[J]. Proceedings of the Royal Society A, 1963, 275: 238-257.
 [4] 李正中. 固体理论[M]. 北京: 高等教育出版社, 2002.
 [5] 阎守胜. 固体物理基础[M]. 北京: 北京大学出版社, 2011.

- [6] EMERY V J. Highly conducting one-dimensional solids[M]. New York: Plenum, 1979.
- [7] SÓLYOM J. The fermi gas model of one-dimensional conductors[J]. *Advances in Physics*, 1979, 28: 201-303.
- [8] CANNON J W, FRADKIN E. Phase diagram of the extended Hubbard model in one spatial dimension[J]. *Physical Review B*, 1990, 41: 9435-9443.
- [9] VOIT J. Phase diagram and correlation functions of the half-filled Hubbard model in one dimension[J]. *Physical Review B*, 1992, 45: 4027-4042.
- [10] NAKAMURU M. Tricritical behavior in the extended Hubbard chains[J]. *Physical Review B*, 2000, 61: 16377-16392.
- [11] TSUCHIIZU M, FURUSAKI A. Phase diagram of the one-dimensional extended Hubbard model at half filling[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88: 056402.
- [12] SENGUPTA P, SANDVIK A W, CAMPBELL D K. Bond-order-wave phase and quantum phase transitions in the one-dimensional extended Hubbard model[J]. *Physical Review B*, 2002, 65: 155113.
- [13] SANDVIK A W, BALENTS L, CAMPBELL D K. Ground state phases of the half-filled one-dimensional extended Hubbard model[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92: 236401.
- [14] JECKELMANN E. Ground-state phase diagram of a half-filled one-dimensional extended Hubbard model[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89: 236401.
- [15] ZHANG G P. Accurate ground-state phase diagram of the one-dimensional extended Hubbard model at half filling[J]. *Physical Review B*, 2003, 68: 153101.
- [16] ZHANG Y Z. Dimerization in a half-filled one-dimensional extended Hubbard model[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92: 246404.
- [17] TAM K A, TSAI S W, CAMPBELL D K. Functional renormalization group analysis of the half-filled one-dimensional extended Hubbard model[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96: 036408.
- [18] EJIMA S, NISHIMOTO S. Phase diagram of the one-dimensional half-filled extended Hubbard model[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99: 216403.
- [19] KUMAR M, RAMASESHA S, SOONS Z G. Tuning the bond-order wave phase in the half-filled extended Hubbard model[J]. *Physical Review B*, 2009, 79: 035102.
- [20] JAPARIDZE G I, SARKAR S. Phase diagram of the extended Hubbard model with pair hopping interaction[J]. *European Physical Journal B*, 2002, 27: 139-144.
- [21] HUANG X X, QUAN P E, XU Z X, et al. Evolution of bond-order-wave phase in one-dimensional Mott insulators[J]. *Communications in Theoretical Physics*, 2006, 46: 923-928.
- [22] GOGOLIN A O, NERSESYAN A A, TSVELIK A M. *Bosonization and strongly correlated systems*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
- [23] 史雪玲. 调制跃迁对一维关联电子系统基态的影响[D]. 乌鲁木齐: 新疆大学, 2019.
- [24] 许焱, 丁汉芹. 一维变形 $t-J_z$ 模型的自旋-能隙相[J]. *新疆大学学报(自然科学版)(中英文)*, 2020, 37(4): 453-458.
- [25] SCHULZ H J. Correlation exponents and the metal-insulator transition in the one-dimensional Hubbard model[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 64: 2831-2834.
- [26] ALIGIA A A, ARRACHEA L. Triplet superconductivity in quasi-one-dimensional systems[J]. *Physical Review B*, 1999, 60: 15332-15338.
- [27] OTSUKA H. Ground states of the one-dimensional anisotropic extended Hubbard model[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84: 5572-5575.
- [28] MONTORSI A, DOLCINI F, IOTTI R, et al. Symmetry-protected topological phases of one-dimensional interacting fermions with spin-charge separation[J]. *Physical Review B*, 2017, 95: 245108.
- [29] WIEGMANN P B. One-dimensional fermi system and plane xy model[J]. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 1978, 11: 1583-1598.
- [30] NERSESYAN A A. Orbital antiferromagnetic ordering in a two-chain model of interacting fermions[J]. *Physics Letters A*, 1991, 153: 49-54.