Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 3, стр. 127 – 130 *10 августа 1986 г.*

НОВАЯ ПОЛЕВАЯ МОДЕЛЬ ОДНОМЕРНОЙ ВОЛНЫ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ

И.В.Криве, Т.Г.Петрова, А.С.Рожавский

Предложена новая модель волны спиновой плотности в квазиодномерных магнитных проводниках, допускающая точное решение. Предсказано существование в магнитной системе глубоких автолокализованных состояний носителей заряда, аналогичных существующим в волнах зарядовой плотности.

Последнее время физика квазиодномерных проводящих соединений является предметом пристального внимания. В частности, весьма интересны типичные для таких систем глубокие автолокализованные состояния большого радиуса: например, солитоны и поляроны параметра порядка волны зарядовой плотности (ВЗП) в проводящих полимерах [1]. Автолокализация в ВЗП имеет место вследствие взаимодействия электронов проводимости с колебаниями решетки (пайерлсовский диэлектрик). В магнитных проводниках известно существование неустойчивости, приводящее к образованию волны спиновой плотности (ВСП) (см., например, [2]). В отличие от ВЗП в ВСП электронная плотность пространственно однородна, а распределение магнитного момента модулируется. Спонтанный магнитный момент ВСП определяет щель в спектре электронов проводимости, и в фазе ВСП одномерный металл переходит в диэлектрик. Обычно существование ВСП связывают с кулоновскими межэлектронными корреляциями, однако, в одномерном случае для ряда систем можно предложить новый подход к описанию ВСП, аналогичный пайерлсовскому и использующий так называемую s-f-модель [3]. Описание в рамках s-f-модели удобно тем, что позволяет построить точно решаемую континуальную схему в духе [1] и исследовать природу автолокализованных состояний, что и является предметом нашего сообщения.

Рассмотрим ферромагнитный металл ниже температуры Кюри T_c, описываемый гамильтонианом:

$$H = \sum_{n,\alpha} J^\alpha S_n^\alpha S_{n+1}^\alpha + A \sum_{n,\tau,\tau'} a_{n\tau}^+ (\mathbf{S}\vec{\tau})_{\tau\tau'} a_{n\tau'} +$$
$$+ t \sum_{n,\tau} (a_{n\tau}^+ a_{n+1\tau} + \text{э.с.}), \tag{1}$$

где первое слагаемое – гамильтониан Гейзенберга ($\alpha = x, y, z$), $\mathbf{S}_n$ – оператор спина атома в n-ом узле решетки, $a_{n\tau}^+$ – оператор рождения s-электрона с проекцией спина τ, $\vec{\tau}$ набор матриц Паули, A – константа s-f-обмена, t – интеграл переноса электронов по узлам. Оказывается, что ферромагнитное состояние (1), характеризуемое значениями $\langle S_n^z \rangle = S$; $\langle S_n^{x,y} \rangle = 0$ и металлической проводимостью, неустойчиво ниже некоторой температуры $T_{\text{всп}} < T_C$, относительно образования ВСП – конденсации магнонов с импульсами $\pm 2k_F$ и одновременного возникновения энергетической щели в спектре s-электронов. Температура $T_{\text{всп}}$ определяется трехмерными взаимодействиями, поэтому мы рассмотрим одномерную структуру ВСП при $T \ll T_{\text{всп}}$.

Описывать ВСП удобно в представлении Холстейна – Примакова, вводя квазисредние магнонных операторов $C_{2k_F} = \Delta \exp(i\varphi)$, $C_{-2k_F} = \rho \exp(-i\theta)$. Тогда в терминах параметров порядка ВСП спонтанные компоненты узельного спина имеют вид

$$\begin{aligned}
\langle S_n^x \rangle &= \sqrt{2S}(\Delta\cos(2k_F na + \varphi) + \rho\cos(2k_F na + \theta)) \\
\langle S_n^y \rangle &= \sqrt{2S}(\rho\sin(2k_F na + \theta) - \Delta\sin(2k_F na + \varphi)), \\
\langle S_n^z \rangle &= S - 2(\Delta^2 + \rho^2),
\end{aligned} \tag{2}$$

где a – постоянная решетки.

Следуя [4], легко написать лагранжиан континуальной модели ВСП:

$$L = i\bar{\psi}\gamma_\mu D_\mu \psi + i\bar{\chi}\gamma_\mu D_\mu^* \chi - \bar{\psi}\bar{\Delta}\exp(-i\gamma_5\varphi)\psi -$$
$$- \bar{\chi}\bar{\rho}\exp(-i\gamma_5\theta)\chi - g_1^{-2}(\bar{\Delta}^2 + \bar{\rho}^2) - g_2^{-1}\bar{\Delta}\bar{\rho}\cos(\varphi - \theta), \tag{3}$$

где ψ, χ – двухкомпонентные спиноры, различающиеся направлением спина у электронов и дырок $\psi = \begin{pmatrix} u_\uparrow \\ v_\downarrow \end{pmatrix}$, $\chi = \begin{pmatrix} u_\downarrow \\ v_\uparrow \end{pmatrix}$, $D_\mu = (\partial_0, \partial_1 - iAS/2v_F)$, $\gamma_\mu = (\sigma_1, -iv_F\sigma_2)$, $\gamma_5 = \sigma_3$, σ_i – матрицы Паули, $\bar{\psi} = \psi^+\sigma_1$; $\bar{\Delta}, \bar{\rho} = (\Delta, \rho)A\sqrt{S/2}$,

$$g_1^{-2} = \frac{(J^x + J^y)\cos(2k_F a) - 2J^z}{A^2}, \quad g_2^{-1} = 2\frac{J^x - J^y}{A^2}\cos(2k_F a).$$

Фермионная часть лагранжиана (3) совпадает с киральной моделью Гросса – Невье [5]. В [3] опущены кинетические слагаемые, связанные с динамикой f-электронов (содержащие $\dot{S}^\alpha$). Мы будем изучать только статические решения модели, полагая справедливым адиабатическое приближение по малому параметру $t_f/t \ll 1$, где t_f – ширина зоны f-электронов.

— Модель (3) описывает так называемую ВСП, когда величина $k_F a/\pi$ не является рациональным числом. В полной аналогии с моделью Пайерлса особо выделяется случай двукратной соизмеримости $k_F a = \pi/2$, когда $\Delta, \rho, \varphi, \theta$ не являются более динамическими степенями свободы, и параметром порядка служит их комбинация:

$$\Phi = \Delta\cos\varphi + \rho\cos\theta, \qquad \langle S^x_n \rangle = \sqrt{2S}(-1)^n \Phi(n), \quad \langle S^y_n \rangle = 0 . \tag{4}$$

При этом лагранжиан отвечает $N = 2$ модели Гросса — Невье с вещественным параметром порядка Φ:

$$L = i\bar{\psi}_s \gamma_\mu D_\mu \psi_s - \bar{\psi}_s \Phi \psi_s - g_3^{-2}\Phi^2, \qquad s = 1, 2 \tag{5}$$
$$g_3^{-2} = 4(J^x + J^z)/A^2$$

В основном состоянии параметр порядка однороден

$$\bar{\Delta}_0 = \bar{\rho}_0 = 2\left(\epsilon_F^2 - \frac{A^2S^2}{4}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{N(0)}(g_1^{-2} - \frac{1}{2}|g_2|^{-1})\right),$$
$$\Phi_0 = 2\left(\epsilon_F^2 - \frac{A^2S^2}{4}\right)^{1/2} \exp(-1/g_3^2 N(0)). \tag{6}$$

$N(0)$ — плотность состояний на уровне Ферми. Согласно (6) условиями существования фазы ВСП являются $2g_1^{-2} > |g_2|^{-1}$ и $\epsilon_F > AS/2$. В нашей модели ВСП всегда линейно поляризована: при $g^2 > 0$ $\langle S^x \rangle = 0$ при $g_2 \leqslant 0$ $\langle S^y \rangle = 0$. В изотропном случае поляризация определяется эффектом соизмеримости, т. е. процессами переброса высшего порядка.

Поскольку щель в спектре является параметром порядка, она зависит от внешних полей. Электрическое поле, направленное вдоль цепочек, подавляет щель [6] и взаимодействует с фазой ВСП $\varphi + \theta$ благодаря киральной аномалии [4,7], т. е. ВСП электрически активна. Магнитное поле H действует на электронную и спиновую подсистемы, однако, вклад H в электронную часть существенен только в очень сильных полях $\mu H \sim \bar{\Delta}_0$, а действие H на спиновую подсистему сводится к перенормировке предэкспоненты в (6) и констант связи. Такова же роль одноионной анизотропии.

Исследование неоднородных решений модели (3) показывает, что они совпадают с автолокализованными состояниями $U(1) \otimes U(1)$ киральной модели Гросса — Невье, а именно имеется лишь нетопологический солитон параметра порядка с энергией $\frac{2}{\pi}\bar{\Delta}_0$ и с однократно заполненным электронным уровнем, лежащим посреди запрещенной зоны. Лагранжиану (5) отвечают два типа неоднородных решений — топологический солитон с трехкратно вырожденным электронным уровнем посреди щели с энергией $\frac{2}{\pi}\bar{\Delta}_0$ и полярон с энергией $\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\bar{\Delta}_0$ с однократно заполненным уровнем $\omega_0 = \pm\bar{\Delta}_0/\sqrt{2}$ [1,8]. Для топологического солитона справедлива аномальная связь спин-заряд [1,9].

Предложенная модель может применяться для описания систем, содержащих атомы редкоземельных металлов. В них должны наблюдаться две температуры магнитного упорядочения T_c и $T_{\text{всп}}$, причем ниже $T_{\text{всп}}$ возникнет спиральная структура (2), сопровождаемая диэлектризацией проводника. Связанные электронные состояния внутри запрещенной зоны могут наблюдаться в оптических или ИК-спектрах.

Авторы благодарят А.Е.Боровика за обсуждение работы и полезные замечания.

Литература

1. *Brazovskii S.A., Kirova N.N.* Soviet ScienceReviews: Physics 1984, 5, N.Y. Harwood Academic Publishers.
2. *Herring C.* Кн. "Magnetism", part 4, 1966, Academic Press; *Копаев Ю.В.* Труды ФИАН СССР, 1975, 86, 3; *Куликов Н.И., Тугушев В.В.* УФН, 1984, 144, 643.
3. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1971.

4. *Криве И.В., Рожавский А.С.* ФНТ, 1986, **12**, 134.
5. *Shei S.S.* Phys. Rev. D, 1976, **14**, 535.
6. *Криве И.В., Рожавский А.С.* ЖЭТФ, 1981, **81**, 1811.
7. *Krive I.V., Pozhavsky A.S.* Phys. Lett. A, 1985, **113**, 313.
8. *Dashen R.F., Hasslacher B., Neveau A.* Phys. Rev. D, 1975, **12**, 2443.
9. *Su W.P., Schrieffer J.R., Heeger A.J.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 1698.

Харьковский государственный университет
им. А.М.Горького

Физико-технический институт низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
9 мая 1986 г.