

Минимизация выражений (4) по α и N_R показывает, что область существования спинового биполярона, как это следует из рисунка, определяется условием $\bar{J} = J/t > \bar{J}_c = 4.42 \cdot 10^{-4}$. Следует отметить, что в пределе $J \rightarrow 0$ наиболее выгодным является делокализованное решение ($\alpha \rightarrow 0$, $f(\tau) \sim 1/\sqrt{N_R}$).

Для синглета с выбранной функцией $F(\tau) \sim \exp[-(\tau - \tau_0)^2/2\Delta^2]$ анализ проводился численно при малых $\bar{J} < 0.3$. Он показал, что наиболее выгодным является случай $\tau_0 = 0$ (т. е. обе дырки находятся на атомах кислорода, окружающих узел медной подрешетки). С уменьшением J радиус этого состояния возрастает. Мы получили, что при $\bar{J} < \bar{J}_c = 0.24$ связанного состояния не возникает, что, по-видимому, обусловлено выбором пробной функции в двухмагнном приближении, в то время как при $J \rightarrow 0$ может возбуждаться много магнонов [4].

Таким образом, в работе показано, что в рамках изложенной модели возможно образование триплетных возбуждений полярного типа (биполяронов), которые при уменьшении константы обмена J распадаются на отдельные полярны. В области достаточно больших J образуется синглетное связанное состояние с волновой функцией вида (3). Радиус локализации состояния возрастает с уменьшением J .

Авторы благодарны Л. И. Глазману и А. С. Александрову за ценные критические замечания.

Список литературы

- [1] Bednorz J. G., Muller K. A. // Z. Phys. B—Condensed Matter. 1986. V. 64. N 2. P. 189—193.
- [2] Vaknin D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 26. P. 2802—2805.
- [3] Zaanen J., Oles A. M. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 16. P. 9423—9438.
- [4] Глазман Л. И., Иоселевич А. С. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 9. С. 464—467.
- [5] Голуб А. А., Маштаков О. Ю., Котруцэ В. И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 6. С. 2082—2087.
- [6] Liu L. // Solid State Commun. 1988. V. 68. N 2. P. 269—270.

Отдел энергетической кибернетики
АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
6 апреля 1990 г.

УДК 537.312.8

© Физика твердого тела, том 33, № 6, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 6, 1991

АВТОМОДЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ЭВОЛЮЦИИ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Н. А. Тайланов, С. Кучкаров

Вопрос о динамике развития тепловых и электромагнитных возмущений в сверхпроводниках, охлаждаемых при низких (4.2 К) температурах, неоднократно рассматривался в литературе [1]. В настоящее время в связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости приобрело актуальность изучение динамики развития термомангнитных возмущений сверхпроводящего состояния при азотных температурах.

В данной работе исследован автомоделный режим эволюции тепловых и электромагнитных возмущений в высокотемпературных сверхпроводниках.

Эволюция во времени тепловых T и электромагнитных E возмущений в сверхпроводящем состоянии определяется уравнением теплопроводности Максвелла

$$\nu \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (\kappa \nabla T) + \mathbf{j}E, \quad (1)$$

$$\Delta E = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t},$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_c(T, H) + \mathbf{j}_n(E), \quad (2)$$

где ν и κ — теплоемкость и теплопроводность сверхпроводника, \mathbf{j}_c — плотность критического тока, \mathbf{j}_n — плотность нормального тока. Рассмотрим сверхпроводящий цилиндрический провод радиуса R , помещенный во внешнее магнитное поле $H = (0, 0, H_p)$. Мы здесь интересуемся лишь одномерным возмущением T и E , зависящим от радиальной части цилиндрической системы координат.

Ввиду значительных математических трудностей, возникающих при решении задачи, мы воспользуемся хорошо известной [1] моделью Бина для зависимости $J_c(T, H)$ и представим ее в виде $J_c = -a(T - T_c)$, где a — параметр, характеризующий термически активируемое ослабление пиннинга абрикосовских вихрей на дефектах кристаллической решетки; T_c — критическая температура. Типичная зависимость $j_n(E)$ в ряде случаев может быть аппроксимирована кусочно-линейной функцией $J_n \approx \sigma_f E$ (σ_f — проводимость в режиме течения потока).

Система (1) и (2) является существенно квазилинейной, интегрирование которой не представляется в общем виде. Поэтому целесообразно применить к ней метод автомодельных решений [2], т. е. представить решение системы в виде

$$T = T_c + \frac{T_c}{t} \Theta \left[\frac{r^2}{t} \right], \quad E = \frac{E_c}{t} \varepsilon \left[\frac{r^2}{t} \right], \quad E_c = \frac{\sigma_f \nu}{a}. \quad (3)$$

Заметим, что в высокотемпературных сверхпроводниках связанный характер эволюции тепловых $\Theta(r, t)$ и электромагнитных $\varepsilon(r, t)$ возмущений удовлетворяет неравенству $D_t \ll D_m$ ($D_t = \kappa/\nu$, $D_m = c^2/4\pi\sigma_f$ — коэффициенты тепловой и электромагнитной диффузии). Это в основном связано с возрастанием теплоемкости на несколько (3 или 4) порядков и уменьшением теплопроводности в высокотемпературных сверхпроводниках при азотных температурах $T_c = 77$ К.

Подставляя решение (3) в исходную систему и исключив переменную Θ , получаем в силу вышеуказанного приближения обыкновенное дифференциальное уравнение по автомодельной переменной относительно $\varepsilon = \varepsilon(r, t)$, решение которого с учетом граничных условий $\varepsilon(R, t) = 0$ и $(d/dr) \varepsilon(0, t) = 0$ представляется в виде

$$\varepsilon(r, t) = CM \left(1, \frac{1}{4D_m}, \frac{r^2}{4D_m t} \right), \quad (4)$$

M — символ конфлюэнтной гипергеометрической функции [2], C — постоянная интегрирования. Хорошо известно, что для этого решения при весьма больших значениях переменной $r \gg R$ справедливо асимптотическое разложение [2] вида

$$\varepsilon \sim \exp[-r^2/4D_m t]. \quad (5)$$

Итак, полученное решение (4) достаточно хорошо описывает эволюцию возмущений электромагнитного поля, а с учетом связи (1) — температуры в сверхпроводнике. Из полученных решений видно, что с течением времени термомангнитные возмущения имеют линейно затухающую асимптотику в точке $r=0$. Наоборот, по мере приближения t к нулю возмущения имеют нарастающую линейно по t^{-1} асимптотику.

- [1] Мияц Р. Г., Рахманов А. Л. Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука, 1984. 262 с.
 [2] Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1968. 344 с.

Джизакский государственный педагогический институт им. А. Кадири

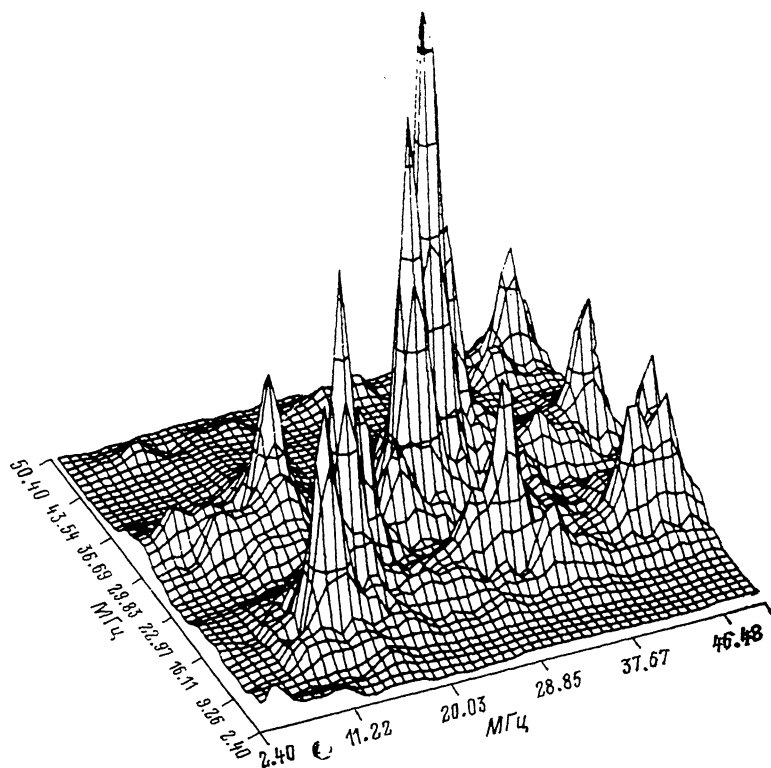
Поступило в Редакцию
25 мая 1990 г.

© Физика твердого тела, том 33, № 6, 1991
 Solid State Physics, vol. 33, N 6, 1991

НАБЛЮДЕНИЕ ЗАПРЕЩЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ В ДВУМЕРНЫХ СПЕКТРАХ ЯКР

В. С. Гречишкин, Н. Я. Синяевский

Для спинового квантового числа $J=5/2$ в случае нулевого параметра асимметрии тензора градиента электрического поля кристалла $\eta=0$ переход $\pm 1/2 \rightarrow \pm 5/2$ имеет нулевую вероятность перехода и его нельзя обнаружить [1].



Двумерный спектр ЯКР ^{127}I в CdI_2 .

Мы возбудили переходы $\pm 1/2 \rightarrow \pm 3/2$ в CdI_2 на ядрах ^{127}I (14.7 МГц) и $\pm 3/2 \rightarrow \pm 5/2$ (29.4 МГц) двумя парами импульсов длительностью t_w и t'_w , разделенными интервалом времени τ (программа «квадрат») [2]. Отклики спин-систем на частотах ω_1 и ω_2 после вторых импульсов $s_1(\tau, t)$ и $s_2(\tau, t)$ вводились в ПЭВМ «Компан», суммировались, и от этой