

нений (4), (5) приведены на рис. 1, 2. Расчеты проведены для концентрации электронов проводимости пленки  $N \sim 10^{27} \text{ м}^{-3}$  и при значениях параметров  $U = 16 \text{ Дж} \cdot 10^{-19}$ ,  $\Gamma = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ ,  $\epsilon_a = 0.8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$  и  $(\gamma/\beta) = 1$ . Зависимость  $\langle n_a \rangle$  от толщины  $L$  пленки показана на рис. 1. В отсутствие косвенного взаимодействия (3) эта зависимость носит осцилляционный характер (кривая (1) [4]). При учете взаимодействия (3) качественный ха-

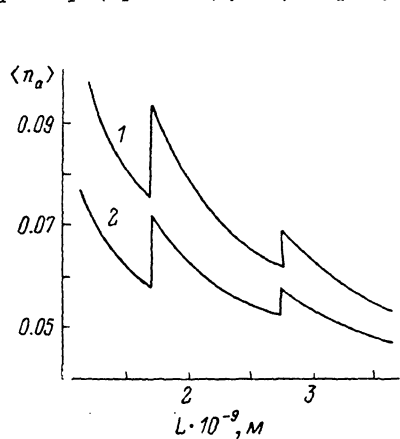


Рис. 1. Зависимость возмущения электронной плотности адатома от толщины  $L$  пленки.

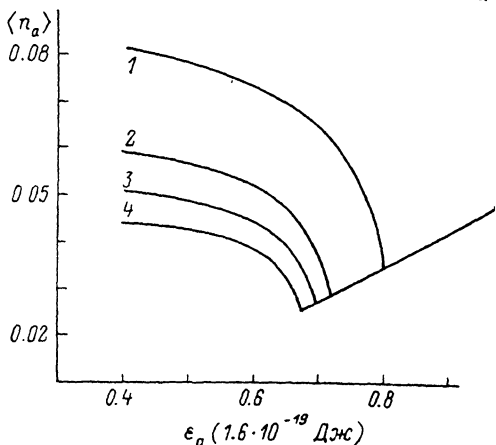


Рис. 2. Зависимость возмущения электронной плотности адатома от энергии адатома.

рактер зависимости степени переноса заряда при хемосорбции от толщины пленки  $L$  сохраняется (кривая 2,  $\epsilon_a = \epsilon_b$ ). На рис. 2 показана зависимость  $\langle n_a \rangle$  от значения энергии адатома при  $n_F = 1, 2, 3, 4$  соответственно для кривых 1, 2, 3, 4. Как видно, эта зависимость носит пороговый характер.

Указанные особенности хемосорбции в системе адсорбат—РК пленка—адсорбат могут быть обнаружены в экспериментах по измерению энергии адатома. Особый интерес с практической точки зрения представляет наличие порогового характера в зависимости  $\langle n_a \rangle$  от взаимного расположения энергетических уровней адатомов.

Автор выражает искреннюю благодарность Ю. М. Гальперину за полезное обсуждение и интерес к работе.

#### Список литературы

- [1] Джабраилов В. В., Мейланов Р. П. // Поверхность. 1989. Т. 3. С. 5—11.
- [2] Anderson P. W. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 1. P. 41—53.
- [3] Newns D. M. // Phys. Rev. 1969. V. 178. N 3. P. 1123—1135.
- [4] Мейланов Р. П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 270—272.

Институт проблем геотермии  
Дагестанский филиал АН СССР  
Махачкала

Поступило в Редакцию  
26 марта 1990 г.

## СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ НЕЙТРОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

В. А. Бордовицын

В работе [1] отмечается возможность существования связанного состояния нейтрона в поле магнитного вихря сверхпроводника второго рода. В известном приближении эта задача эквивалентна двумерной кулоновской

задаче с полем  $1/r$ . Можно показать, что радиус «первой борновской орбиты»  $r_1 \approx 2.08 \lambda_{\text{эфф}}$ , где  $\lambda_{\text{эфф}} \ll \xi$  — эффективная глубина проникновения магнитного поля,  $\xi$  — длина когерентности. Магнитный поток через площадь орбиты в предположении  $\xi \ll r_1$  совпадает с элементарным квантом  $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ .

Условие  $\xi \ll r_1$  лучше всего реализуется в ВТСП [2]. Пусть, например,  $\lambda_{\text{эфф}} = 50 \text{ \AA}$  (при лондоновской глубине проникновения  $\lambda_L = 10^3 \text{ \AA}$  это соответствует сверхпроводящей пленке толщиной  $2 \cdot 10^4 \text{ \AA}$ ). Энергия основного состояния нейтрона равна  $1.7 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$ , что соответствует ультрахолодным нейтронам с длиной волны  $\lambda = 220 \text{ \AA}$ . Величина магнитного поля  $H(r_1) \approx 3.3 \text{ Тл}$ . Для ВТСП это значение хорошо укладывается в неравенство  $H_{c1} \ll H_1 \ll H_{c2}$ . При более низких энергиях нейтронов связанные состояния возникают и в НТСП второго рода.

### Список литературы

- [1] Рудько В. Н., Сугаков В. И., Шевцова-Казимирчук О. Н. // Препринт КИЯИ-89-34. Киев, 1989.  
 [2] Горьков Л. П., Копнин И. Б. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 117—135.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
9 февраля 1990 г.  
В окончательной редакции  
4 апреля 1990 г.

УДК 539.945 : 535.343

© Физика твердого тела, том 32, № 9, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 9, 1990

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Ю. М. Гальперин, В. И. Козуб

Цель настоящей заметки — рассмотреть распространение поверхностной вихревой электромагнитной волны ( $H$ -волны или поляритона) у поверхности раздела вакуум—сверхпроводник. Хорошо известно (см., например, [1]), что у поверхности раздела вакуум—проводящая среда может распространяться такая волна, причем закон ее дисперсии определяется уравнением

$$q^2 c^2 = \omega^2 \frac{\epsilon_f(\omega)}{1 + \epsilon_f(\omega)}. \quad (1)$$

Здесь  $q$  — волновой вектор волны;  $\omega$  — ее частота;  $c$  — скорость света;  $\epsilon_f(\omega)$  — поперечная диэлектрическая проницаемость проводящей среды, связанная с эффективной поперечной проводимостью  $\sigma(\omega)$  соотношением

$$\epsilon_f(\omega) = 1 + 4\pi i \sigma(\omega) / \omega. \quad (2)$$

Указанная волна существует и является слабозатухающей в области частот, определяемой условиями

$$\tau^{-1} \ll \omega \leq \omega_p / \sqrt{2}, \quad (3)$$

где  $\tau$  — время релаксации импульса электрона,  $\omega_p$  — плазменная частота. Величина  $\omega_p / \sqrt{2}$  представляет собой частоту поверхностного плазмона. Дисперсионное уравнение в указанной области частот имеет вид

$$q^2 c^2 = \omega^2 (\omega_p^2 - \omega^2) / (\omega_p^2 - 2\omega^2). \quad (4)$$