

дается хорошая корреляция между поведением величин ΔH_M и ΔH_Q . Аналогичные результаты получены при измерении потерь в области СВЧ на частоте 9 ГГц, а также при различных температурах. Отметим, что с понижением температуры насыщение ΔH_M и ΔH_Q достигается в более сильных магнитных полях H_0 , а сами значения ΔH_M и ΔH_Q в области насыщения оказываются большими. Для примера на рис. 3 приведены зависимости ΔH_M от H_0 , полученные при ZFC и $T=77$ (1), 50 (2), 30 К (3).

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о связи ВЧ поглощения и намагниченности ВТСП, причем минимум потерь ВЧ и СВЧ мощности наблюдается в таких магнитных полях, где намагниченность образцов близка к нулю. Некоторое различие в значениях ΔH_M и ΔH_Q (рис. 2) связано, по-видимому, с тем обстоятельством, что намагниченность регистрируется в экспериментах от всего объема образца, а вклад в сигнал ВЧ поглощения дают только области, куда проникает переменное поле.

В заключение авторы выражают благодарность Б. П. Захарчене, В. Г. Флейшеру, М. Г. Семенченко за полезные обсуждения результатов и А. Г. Бадалян за помощь в проведении экспериментов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Blazeu K. W., Müller K. A., Bednorz J. G., Berlinger W., Amoretti G., Bulugin E., Vera A., Maticotta F. C. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7241—7243.
- [2] Кведер В. В., Мчелидзе Т. Р., Осипьян Ю. А., Шалынин А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 176—179.
- [3] Власенко Л. С., Семенченко М. Г., Степанов Ю. П. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 23. С. 1435—1439.
- [4] Александров В. И., Бадалян А. Г., Баранов П. Г., Вихнин В. С., Осико В. В., Удовенчик В. Т. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 3. С. 169—172.
- [5] Bhat S. V., Ganguly P., Ramakrishnan T. V., Rao C. N. P. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1987. V. 20. P. L559—L563.
- [6] Khachatryan K., Weber E. R., Tejedor P., Stacy A. M., Portis A. M. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 16. P. 8309—8314.
- [7] Блиннов Е. В., Семенченко М. Г., Флейшер В. Г., Захарченя Б. П., Кулешов П. П., Степанов Ю. П. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 3. С. 147—150.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
14 февраля 1989 г.

ОСОБЕННОСТИ ХЕМОСОРБЦИИ НА РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ

Р. П. Мейланов

Перенормировка электронного спектра хемосорбированного атома связана с особенностями плотности состояний электронной подсистемы подложки. В рамках модели Андерсона—Ньюнса [1, 2] энергия хемосорбированного атома определяется полюсами функции Грина адатома

$$G(\omega) = [\omega - E_a - \sigma_a(\omega)]^{-1},$$

E_a — затравочная энергия адатома, σ_a — массовый оператор, который в простейшем случае изолированного адатома дается выражением

$$\sigma_a(\omega) = \sum_{p,s} |V_{p,s;a}|^2 (\omega - E_{ps})^{-1} = \Delta(\omega) + i\Delta(\omega). \quad (1)$$

Здесь \mathbf{p} — двумерный квазиимпульс электрона; s — дискретное квантовое число, описывающее движение электрона в направлении, перпендикулярном к поверхности пленки; $E_{ps} = (p^2/2m + \varepsilon_s)$ — энергетический спектр электрона в пленке; $V_{ps; a}$ — потенциал гибридизации модели Андерсона — Ньюнса.

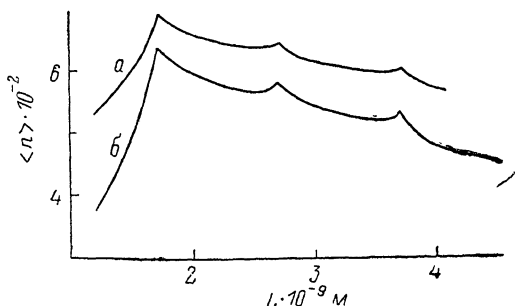
Затравочная энергия адатома E_a параметризуется параметром внутриатомного кулоновского отталкивания U

$$E_a = \varepsilon_a + U \langle n \rangle, \quad (2)$$

ε_a — энергия изолированного атома, $\langle n \rangle$ — возмущение электронной плотности адатома при хемосорбции

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\varepsilon_F} d\omega \frac{\Delta(\omega)}{(\omega - E_a - \Lambda(\omega))^2 + \Delta^2(\omega)}, \quad (3)$$

где ε_F — энергия Ферми.



Зависимость возмущения электронной плотности адатома при хемосорбции $\langle n \rangle$ от толщины пленки L .

Самосогласованные решения системы (2), (3) определяют перенормировку энергии адатома при хемосорбции. Покажем, что в случае размерно-квантованной пленки возмущение электронной плотности $\langle n \rangle$ адатома является осциллирующей функцией толщины пленки. Для $\Delta(\omega)$ (считая $V_{p, s; a} \approx V$), как следует из (1), имеем

$$\Delta(\omega) = \pi |V|^2 \rho \sum_{s=1}^{n_\omega} \theta(\omega - \varepsilon_s).$$

Здесь $\theta(\omega)$ — единичная функция Хевисайда, $\rho = mS/(\pi\hbar^2)$, m — масса электрона, $S = L_x L_y$ — площадь поверхности пленки, $n_\omega = \max \{s \mid \varepsilon_s < \omega\}$.

Включая $\Lambda(\omega)$ в перенормировку ε_a [1], получим следующее выражение для $\langle n \rangle$:

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\pi} \sum_{s=1}^{n_F-1} \left\{ \text{arctg} \left[\frac{\varepsilon_{s+1} - \varepsilon_n - U \langle n \rangle}{s\Gamma} \right] - \text{arctg} \left[\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_a - U \langle n \rangle}{s\Gamma} \right] \right\}, \quad (4)$$

где $\Gamma = \pi |V|^2 \rho$, $\varepsilon_{n_F} = \varepsilon_F$.

Рассмотрим случай, когда пленочный потенциал аппроксимируется прямоугольной ямой с бесконечно высокими стенками. При этом энергетический спектр ε_s , энергия Ферми ε_F и толщина пленки L_s , при которой заполняется $(s+1)$ -энергетический уровень, даются соответственно выражениями [3]

$$\varepsilon_s = \frac{1}{2m} \left(\frac{\pi\hbar s}{L} \right)^2, \quad \varepsilon_F = \frac{\pi\hbar^2 N L}{m n_F} + \frac{1}{2m} \left(\frac{\pi\hbar}{L} \right)^2 (n_F + 1) (2n_F + 1),$$

$$L_s^2 = \frac{\pi}{12N} s(s+1)(4s+5),$$

где N — концентрация электронов в пленке.

На рисунке показаны результаты численного решения уравнения (4) для параметров: $N=10^{27} \text{ м}^{-3}$, $U=16 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, $\Gamma=1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, $\epsilon_a=0.8 \times 10^{-19} \text{ (а)}$ и $0.64 \cdot 10^{-19} \text{ Дж (б)}$. Как видно, зависимость $\langle n \rangle$ от толщины пленки L носит осцилляционный характер. Изменение энергии адатома при заполнении очередного уровня порядка $\Delta \epsilon_a \sim 10^{-20} \text{ Дж}$. Эта особенность хемосорбции на размерно-квантованной пленке может быть обнаружена в экспериментах по измерению энергии хемосорбции. Точность измерения современных экспериментов порядка $\sim 10^{-22} \text{ Дж}$ [4].

Автор признателен Ю. М. Гальперину за полезное обсуждение и интерес к работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Anderson P. V. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 1. P. 41—53.
 [2] Newns D. M. // Phys. Rev. 1969. V. 175. N 3. P. 1125—1135.
 [3] Кондратьев А. С., Кучма А. Е. Электронная ферми-жидкость нормальных металлов. ЛГУ, 1980. 200 с.
 [4] Электронная и ионная спектроскопия твердых тел / Под ред. Фирманса Л. М.: Мир, 1981. 468 с.

Институт проблем геотермии
 Дагестанский филиал АН СССР
 Махачкала

Поступило в Редакцию
 14 февраля 1989 г.

УДК 537.311

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

ЭФФЕКТ КОНДО И СТРУКТУРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В $A^{IV}B^{VI}$, СОДЕРЖАЩИХ НЕЦЕНТРАЛЬНЫЕ ИОНЫ РАЗЛИЧНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

А. И. Дмитриев, В. И. Лазоренко, Г. В. Лашкарев

Эффект Кондо, возникающий при рассеянии носителей тока (НТ) на локализованных магнитных моментах, являлся прерогативой магнитных явлений. Тем удивительнее наблюдение эффекта этого типа в твердых телах, не содержащих локализованных магнитных моментов. Причиной тому — рассеяние НТ на диполях нецентральных ионов, являющихся электрическими аналогами локализованных магнитных моментов. Возникновение диполей может быть обусловлено легированием, а также различного рода неоднородностями. Роль последних наименее изучена.

Стимулирование структурного фазового перехода (СФП) превращениями в системе диполей типа порядок—беспорядок не является редкостью и наблюдалось в КОН и КОД [1], а также в других многокомпонентных соединениях [2]. В [3] показано, что эффективность дипольного механизма СФП в полупроводниках типа $A^{IV}B^{VI}$ полностью обусловлена свойствами электронной подсистемы (большой диэлектрической проницаемостью ϵ).

Целью настоящей работы является изучение влияния нецентральных ионов различного происхождения (геометрический фактор, одноосная деформация) в полупроводниках типа $A^{IV}B^{VI}$ на СФП и проявление эффекта типа Кондо в области температур ниже T_c (аномалии типа Кондо при $T > T_c$ исследованы в [4]).