

## АНОМАЛЬНАЯ СПИНОВАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ДЫРОК В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ КРЕМНИИ

*П. Д. Алтухов, К. Н. Ельцов, А. А. Рогочев*

Исследованы парамагнитные свойства дырок в сильно легированном Si: В при температуре  $T = 1,9\text{К}$ . В области перехода Мотта с металлической стороны обнаружено усиление спиновой восприимчивости дырок, обусловленное аномально большим спиновым магнитным моментом дырок вблизи поверхности Ферми.

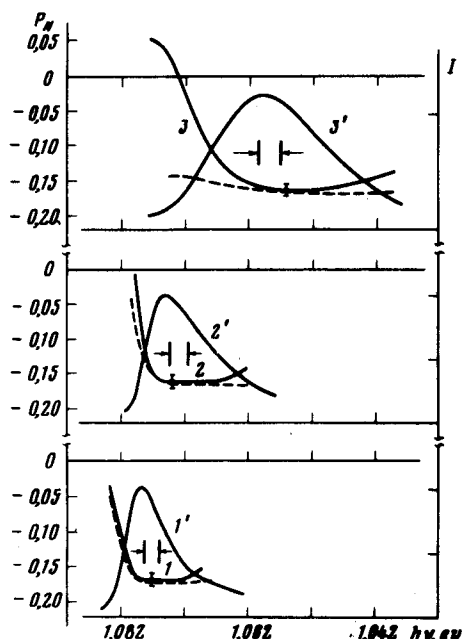
Один из способов исследования перехода Мотта в примесной зоне в полупроводниках основан на измерении спиновой восприимчивости электронов с помощью ЭПР [1 — 3]. Однако в случае акцепторных примесей этот способ не применим, и для измерения спиновой восприимчивости дырок может быть использован метод, основанный на измерении степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения в продольном магнитном поле [4, 5].

В настоящей работе этот метод использован для исследования примесной зоны в кремнии, легированном бором, в области концентраций акцепторов  $n_A \approx (2 \cdot 10^{18} + 8 \cdot 10^{18}) \text{ см}^{-3}$ , т. е. непосредственно в области перехода Мотта как с диэлектрической, так и с металлической стороны (в Si: В концентрация акцепторов  $n_C$ , определяющая переход Мотта, равна  $n_C \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [1]). Одно из достоинств такого метода заключается в возможности измерения спектрального распределения средней проекции спинового момента дырок  $\langle j_z \rangle$  на направление магнитного поля  $H$  в примесной зоне.

В работе [5] было обнаружено, что в Si: В при  $n_A \approx (1 \cdot 10^{17} + 3 \cdot 10^{18}) \text{ см}^{-3}$  в поле  $H \lesssim 50 \text{ кЭ}$  и  $T = 1,9\text{К}$   $\langle j_z \rangle = 0$ , что свидетельствует об антиферромагнитной упорядоченности дырок в примесной зоне. Широкие линии излучения при таких  $n_A$  связаны с образованием экситонно-примесной зоны, а квазичастица, отвечающая этой зоне, представляет собой экситон (фотовозбужденную  $e - h$ -пару), который связан на группе ближайших примесей и способствует антиферромагнитной ориентации ближайших дырок, т. е. приводит к образованию спинового полярона [1].

Как показывают оценки, при  $n_A \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  вклад в энергетическую ширину экситонно-примесной зоны, связанный с интегралом переноса [1], сравним с вкладом, вызванным хаотическим расположением примесей в кристалле, и, таким образом, не исключено, что при  $n_A \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  состояния экситонов не являются локализованными в смысле Андерсона, и экситоны могут двигаться по кристаллу.

Экситонно-примесная зона может существовать при  $n_A < n_C$ . При  $n_A > n_C$  в кристалле возникает металлическая проводимость, носители тока экранируют кулоновское взаимодействие электрона и дырки, и излучение Si : В при  $n_A > n_C$  обусловлено рекомбинацией свободных электронов и дырок из примесной зоны. В этом случае спектр излуче-



Спектральное распределение излучения  $I$  ( $1'$ ,  $2'$ ,  $3'$ ) и степени циркулярной поляризации  $P_N$  ( $1$ ,  $2$ ,  $3$ ) в Si : В в магнитном поле  $H = 50 \text{ кЭ}$  при температуре  $T = 1,9 \text{ К}$  и  $H \parallel [111]$  (TO/LO-линии).  $1, 1'$  —  $n_A \approx 2,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ;  $2, 2'$  —  $n_A \approx 3,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ;  $3, 3'$  —  $n_A \approx 7,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Сплошные кривые — эксперимент. Пунктирные — спектральное распределение величины  $\frac{1}{2} \phi_N$  обусловленное TO/LO-расщеплением (расчет). Вертикальные отрезки указывают погрешность

ния при низком уровне возбуждения отражает плотность состояний дырок в примесной зоне, а ширина линий излучения определяется энергией Ферми дырок  $E_F^h$ .

На рисунке показаны спектры излучения и поляризации TO/LO — линий излучения образцов Si : В. Рассмотрим сначала данные при  $n_A < n_C$ . Как известно, TO- и LO-линии в кремнии расщеплены в спектре на величину  $E_{LO} - E_{TO} = 1,8 \text{ мэВ}$ , и LO-линия находится выше по энергии TO-линии. Отношение интенсивностей этих линий  $I_{LO}/I_{TO} \approx 0,11$  [6], а константы, характеризующие поляризацию излучения, имеют противоположные знаки ( $\phi_{TO} = 0,4$ ,  $\phi_{LO} = -0,45$  [4]). Вследствие этого величина  $-\frac{1}{2} \phi_N$ , равная степени поляризации TO/LO-линии излучения в поле  $H \gtrsim 50 \text{ кЭ}$  при  $\langle j_z \rangle = 0$ , зависит от энергии кванта излучения  $h\nu$ , при этом среднее значение величины  $-\frac{1}{2} \phi_N$ , равно  $P_N^0 = -\frac{1}{2} \phi_N^0 \approx 0,16$  [4, 5]. Величина  $-\frac{1}{2} \phi_N$ , показанная пунктиром на рис. 1, практически постоянна в основной части линии излучения и уменьшается по абсолютной величине на коротковолновом краю. Из рис. 1 видно,

что теоретические кривые при  $n_A \approx 2,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $n_A \approx 3,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  практически совпадают с экспериментальными, и, таким образом, при этих  $n_A$  (вблизи  $n_C$  с диэлектрической стороны)  $\langle j_z \rangle \approx 0$ .

Для широкой линии излучения при  $n_A \approx 7,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $TO - LO$ -расщепление не существенно, и величина  $-\frac{1}{2}\Phi_N$  слабо зависит от  $h\nu$ . Однако экспериментальная кривая при  $n_A \approx 7,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (вблизи  $n_C$  с металлической стороны) в коротковолновой части линии излучения сильно отличается от теоретической, и, следовательно, в этом случае  $\langle j_z \rangle \neq$

$\neq 0$ . Можно показать, что при  $|\frac{P_N - P_N^0}{P_N^0}| \ll 1$ , где  $P_N$  — средняя степень поляризации линии излучения, средний момент дырок в примесной

зоне и в поле  $H \gtrsim 50 \text{ кЭ}$  равен  $\langle j_z \rangle \approx \alpha_N \frac{P_N - P_N^0}{P_N^0}$  (для  $TO/LO$ -линии

$\alpha_N \approx 0,78$ ). По кривым 3,3' мы определили, что при  $n_A \approx 7,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в поле  $H = 50 \text{ кЭ}$   $\langle j_z \rangle = -0,11$ . Для вырожденных дырок в кремнии парамагнетизм Паули дает  $\langle j_z \rangle^P = -\frac{15}{8} g_1 \frac{\mu_0 H}{E_F^h}$  [4], где  $g_1 \approx 1,2$  [4] —

$g$  — фактор дырок,  $\mu_0$  — магнетон Бора. При  $n_A \approx 7,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в кремнии  $E_F^h \approx 25 \text{ мэВ}$ , и в поле  $H = 50 \text{ кЭ}$   $\langle j_z \rangle^P \approx -0,027$ . Следовательно, фактор усиления спиновой восприимчивости дырок при  $n_A \approx 7,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  равен  $\frac{\chi_h}{\chi_h^P} = \frac{\langle j_z \rangle}{\langle j_z \rangle^P} \approx 4$ , где  $\chi_h^P$  — восприимчивость Паули,  $\chi_h$  — наблюдаемое значение восприимчивости. Это значительное усиление восприимчивости связано с аномально большим магнитным моментом дырок вблизи поверхности Ферми, поскольку существенное изменение степени поляризации излучения наблюдается в коротковолновой части линии. Фактически разность между экспериментальной и теоретической кривой отражает спектральное распределение величины  $\langle j_z \rangle$  в примесной зоне, и по кривой 3 на рис. 1 можно определить, что величина магнитного момента дырок вблизи поверхности Ферми более чем на порядок превышает значение, обусловленное парамагнетизмом Паули.

Ранее в опытах по ЭПР в Si: P [2, 3] наблюдалось усиление спиновой восприимчивости электронов, которое было интерпретировано как следствие существования локализованных моментов в металлических образцах. Эта точка зрения получила дальнейшее подтверждение в работах [7, 8]. Как показано в [1], однократно занятые локализованные состояния, дающие вклад в усиление спиновой восприимчивости, должны находиться вблизи поверхности Ферми, и, таким образом, предположение о существовании локализованных моментов не противоречит результатам настоящей работы. Вместе с тем существует и другая точка зрения [1, 9, 10], согласно которой усиление спиновой восприимчивости может быть связано с возникновением сильно коррелированного газа Бринкмана и Райса [9], и вопрос о том, какой из этих механизмов приводит к аномально большому магнитному моменту дырок вблизи поверхности Ферми, требует более подробного рассмотрения.

Ранее в опытах по ЭПР в Si: P [2, 3] наблюдалось усиление спиновой восприимчивости электронов, которое было интерпретировано как следствие существования локализованных моментов в металлических образцах. Эта точка зрения получила дальнейшее подтверждение в работах [7, 8]. Как показано в [1], однократно занятые локализованные состояния, дающие вклад в усиление спиновой восприимчивости, должны находиться вблизи поверхности Ферми, и, таким образом, предположение о существовании локализованных моментов не противоречит результатам настоящей работы. Вместе с тем существует и другая точка зрения [1, 9, 10], согласно которой усиление спиновой восприимчивости может быть связано с возникновением сильно коррелированного газа Бринкмана и Райса [9], и вопрос о том, какой из этих механизмов приводит к аномально большому магнитному моменту дырок вблизи поверхности Ферми, требует более подробного рассмотрения.

Ранее в опытах по ЭПР в Si: P [2, 3] наблюдалось усиление спиновой восприимчивости электронов, которое было интерпретировано как следствие существования локализованных моментов в металлических образцах. Эта точка зрения получила дальнейшее подтверждение в работах [7, 8]. Как показано в [1], однократно занятые локализованные состояния, дающие вклад в усиление спиновой восприимчивости, должны находиться вблизи поверхности Ферми, и, таким образом, предположение о существовании локализованных моментов не противоречит результатам настоящей работы. Вместе с тем существует и другая точка зрения [1, 9, 10], согласно которой усиление спиновой восприимчивости может быть связано с возникновением сильно коррелированного газа Бринкмана и Райса [9], и вопрос о том, какой из этих механизмов приводит к аномально большому магнитному моменту дырок вблизи поверхности Ферми, требует более подробного рассмотрения.

Ранее в опытах по ЭПР в Si: P [2, 3] наблюдалось усиление спиновой восприимчивости электронов, которое было интерпретировано как следствие существования локализованных моментов в металлических образцах. Эта точка зрения получила дальнейшее подтверждение в работах [7, 8]. Как показано в [1], однократно занятые локализованные состояния, дающие вклад в усиление спиновой восприимчивости, должны находиться вблизи поверхности Ферми, и, таким образом, предположение о существовании локализованных моментов не противоречит результатам настоящей работы. Вместе с тем существует и другая точка зрения [1, 9, 10], согласно которой усиление спиновой восприимчивости может быть связано с возникновением сильно коррелированного газа Бринкмана и Райса [9], и вопрос о том, какой из этих механизмов приводит к аномально большому магнитному моменту дырок вблизи поверхности Ферми, требует более подробного рассмотрения.

В заключение авторы приносят благодарность В.М.Аснину за полезные дискуссии, а также Б.С.Явичу и Л.А.Делимовой за предоставленные образцы Si: В.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
6 января 1980 г.

### Литература

- [1] Н.Ф.Мотт. Переходы металл – изолятор, М., изд. Наука, 1979.
  - [2] H. Ue, S.Maeda. *Phys. Rev.*, В, 3, 4232, 1971.
  - [3] J.D.Quirt, J.R.Marko. *Phys. Rev.*, В, 7, 3842, 1973.
  - [4] П.Д.Алтухов, Г.Е.Пикус, А.А.Рогачев. *ФТТ*, 20, 489, 1978.
  - [5] П.Д.Алтухов, К.Н.Ельцов, А.А.Рогачев. *Письма в ЖЭТФ*, 31, 30, 1980.
  - [6] R.B.Hammond, D.L.Smith, T.C.McGill. *Phys. Rev. Lett.*, 35, 1535, 1975.
  - [7] W.Sasaki, S.Ikehata, N.Kobayashi, S.Kobayashi. *Proc. 14-th – ICPS, Edinburgh, 1978, p. 923.*
  - [8] H.Kamimura. *Proc. 14-th – ICPS, Edinburgh, 1978, p. 981.*
  - [9] W.F.Brinkman, T.M.Rice. *Phys. Rev. B.*, 2, 4302, 1970.
  - [10] K.A.Chao, K.F.Berggren. *Phys. Rev. Lett.*, 34, 880, 1975.
-