

Поступило в Редакцию
31 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5 12 марта 1990 г.

01; 06.2; 07

© 1990

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ПРИМЕСЕЙ НА ДИСЛОКАЦИЯХ

М.В. Гольдфарб, М.И. Молоцкий

Опыты последних лет показывают, что осаждение примесей на дислокациях способно заметно изменить их электронную структуру и повлиять на электронные свойства полупроводников с дислокациями (см., например, [1]). Это открывает заманчивую перспективу управления электронными свойствами реальных кристаллов путем контролируемого осаждения примесей на дислокациях. Эффективность таких методов зависит от понимания электронной структуры дислокаций с примесями, однако до последнего времени такое понимание отсутствовало. Авторы немногочисленных теоретических работ [2-4] ограничивались анализом простейших моделей, не претендующих на объяснение конкретных экспериментов.

Во всех работах предполагалось, что кулоновский центр, описывающий поле примеси, расположен непосредственно на оси дислокации. Такое предположение противоречит эксперименту. Действительно, наложение полей примеси и дислокации приводит к гигантскому (на два порядка!) росту электронной плотности на примесном ядре после перехода примеси из объема полупроводника на дислокацию [4]. Соответственно должны возрасти константы сверхтонкого расщепления сигнала ЭПР. Однако опыты по ЭПР фосфора на дислокациях в кремнии [5] показывают, что сигнал ЭПР вообще не испытывает сверхтонкого расщепления с ядром фосфора.

Для разрешения этого противоречия нами была предложена новая модель электронной структуры донора на дислокации [6]. Согласно [6], примесь расположена не на самой оси дислокации, а вблизи нее на расстоянии порядка постоянной решетки. Электронное сродство дислокации по крайней мере на порядок превышает потенциал ионизации донора. Поэтому электрон донора практически полностью локализован на оборванных связях дислокации и не переносится с ядром примеси, расположенном в области лишней полуплос-

кости. Это согласуется с наблюдаемым отсутствием сверхтонкого расщепления сигнала ЭПР. Модель [6] также позволяет объяснить природу состояний, возникающих выше дна дислокационной зоны после осаждения фосфора на дислокации в кремнии. Такие состояния были исследованы в работе [7] методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней. Согласно [6] эти состояния могут быть связаны с резонансами, возникающими в одномерных дислокационных зонах при рассеянии электронов на отрицательных ионах фосфора.

Следовательно, существующие методы исследования [5, 7] не дают информации о важнейшей характеристике примесных центров на дислокациях – положении их локальных уровней. Покажем, что такую информацию можно получить из спектров поглощения. Огибающая волновая функция электрона, локализованного вблизи примесного иона на дислокации, имеет вид [6]

$$\psi_l(\rho, z) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_{\perp}^2 a_{\parallel}}} \exp\left(-\sqrt{\frac{\rho^2}{a_{\perp}^2} + \frac{z^2}{a_{\parallel}^2}}\right). \quad (1)$$

Для фосфора в кремнии $a_{\perp} = 3.68 \text{ \AA}$ и $a_{\parallel} = 9.09 \text{ \AA}$. Донорный уровень примеси $E_g = E - 0.70 \text{ эВ}$ расположен на 0.16 эВ ниже дна одномерной дислокационной зоны.

Рассмотрим поглощение, обусловленное переходами из локализованных состояний (1) в состояния зоны проводимости:

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\vec{r}},$$

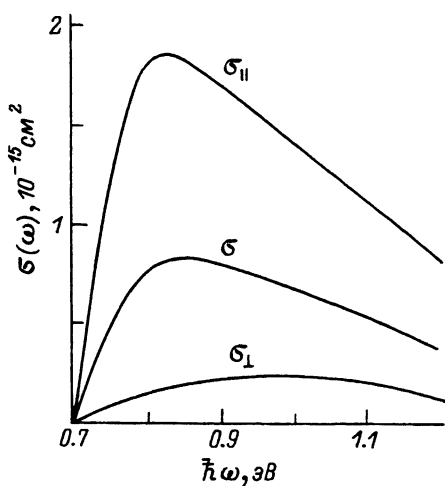
где \vec{k} – волновой вектор электрона, V – нормировочный объем. Сечение поглощения света с частотой ω

$$dG(\omega) = \frac{4\pi^2 \epsilon_0^2 \omega}{c\sqrt{\epsilon}} \left(\frac{E_{\text{ЭФ}}}{E_0}\right)^2 |\langle \vec{k} | \vec{E} | l \rangle|^2 \frac{V m_e \hbar k d\Omega}{(2\pi\hbar)^3} \quad (2)$$

зависит от ориентации единичного вектора поляризации света \vec{e} относительно оси дислокации. Здесь ϵ – диэлектрическая проницаемость, m_e – эффективная масса электрона в зоне проводимости, $d\Omega$ – элемент телесного угла, множитель $E_{\text{ЭФ}}/E_0$ учитывает поправку на локальное поле. В модели Лоренца

$$\frac{E_{\text{ЭФ}}}{E_0} = 1 + \frac{V_a}{V_l} \frac{\epsilon - 1}{3},$$

где V_a – объем, приходящийся на один атом кристалла, $V_l = \frac{4}{3} \pi a_{\perp}^2 a_{\parallel}$ – объем, в котором локализовано состояние (1). В кремнии $m_e = 0.26 m_0$, $\epsilon = 11.4$, $V_a = 2 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$.



Спектральная зависимость сечения фотоионизации атома фосфора на дислокации в кремнии.

Полное сечение поглощения может быть найдено из (2) после интегрирования по всем возможным направлениям вылета электрона. Тогда для света, поляризованного вдоль и поперек оси дислокации, получаем

$$\sigma_{||}(\omega) = 2^{11} \pi \left(\frac{E_{зф}}{E_0} \right)^2 \frac{e_0^2 \omega}{\hbar^2 c \sqrt{\epsilon}} a_1^2 a_{||}^5 k^3(\omega) m_e f_{||}(\omega),$$

$$\sigma_{\perp}(\omega) = 2^{11} \pi \left(\frac{E_{зф}}{E_0} \right)^2 \frac{e_0^2 \omega}{\hbar^2 c \sqrt{\epsilon}} a_1^6 a_{\perp} k^3(\omega) m_e f_{\perp}(\omega),$$

где $k(\omega) = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_e [\hbar\omega - (E_c - E_g)]}$,

$$f_{||}(\omega) = \int_0^1 \frac{\xi^2 d\xi}{\left\{ 1 + k^2(\omega) [a_{||}^2 \xi^2 + a_{\perp}^2 (1 - \xi^2)] \right\}^6},$$

$$f_{\perp}(\omega) = \int_0^1 \frac{\xi^2 F\left(\frac{1}{2}, 6; 1; \eta(\omega, \xi)\right) d\xi}{\left\{ 1 + k^2(\omega) [a_{\perp}^2 \xi^2 + a_{||}^2 (1 - \xi^2)] \right\}^6},$$

$F(\alpha, \beta; \gamma; z)$ - гипергеометрическая функция,

$$\eta(\omega, \xi) = \frac{k^2(\omega)(a_{II}^2 - a_I^2)(1 - \xi^2)}{1 + k^2(\omega)[a_I^2 \xi^2 + a_{II}^2(1 - \xi^2)]}$$

На рисунке представлены результаты расчетов сечений $\sigma_{//}, \sigma_{\perp}$ и их среднего значения $\sigma = \frac{1}{3} [2\sigma_{\perp} + \sigma_{//}]$ при хаотичном распределении дислокаций. Полученные средние значения близки к наблюдаемым значениям сечения фотоионизации других глубоких центров в полупроводниках. Так, например, для примесей группы железа $\sigma = (1-5) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [8].

Оценим вклад примесей на дислокациях в поглощение. Дальнедействующие упругие поля дислокаций не способны размыть край поглощения, так как даже при высоких плотностях дислокаций $\Lambda = 10^9 \text{ см}^{-2}$ величина размытия $\delta E \approx bD\sqrt{\Lambda} \approx 0.005 \text{ эВ}$ очень мала по сравнению с энергией перехода $\hbar\omega \geq E_c - E_g = 0.70 \text{ эВ}$; $b = 3.84 \text{ \AA}$ — величина вектора Бюргерса дислокации, $D \approx 5 \text{ эВ}$ — константа деформационного потенциала. Поэтому эффектами, обусловленными перекрытием упругих полей дислокаций можно пренебречь. Если примеси на оси дислокации расположены на среднем расстоянии L друг от друга, то их вклад в поглощение равен $K_L = \sigma\Lambda/L$. Расстояние между дефектами на линии дислокации обычно составляет $50-200 \text{ \AA}$. Для оценок снизу будем считать $L = 200 \text{ \AA}$. Значение $\Lambda = 10^9 \text{ см}^{-2}$ возьмем таким же, как и в опытах [9] по дислокационному поглощению в кремнии. Тогда при $\sigma = 6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$ получаем $K_L = 0.3 \text{ см}^{-1}$, что сравнимо с самим дислокационным поглощением [9]. Это неудивительно, так как поглощение света дислокациями в непрямозонных полупроводниках обусловлено поглощением небольшого числа собственных дефектов на линии дислокации, имеющих малые сечения фотоионизации ($\leq 10^{-17} \text{ см}^2$) [10].

Таким образом, осаждение доноров на дислокациях способно внести заметный вклад в дислокационное поглощение. Поэтому электронные состояния таких центров можно эффективно изучать оптическими методами.

Авторы выражают признательность К.А. Кикоину и В.Я. Кравченко за плодотворное обсуждение работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S u m i n o K. In: Defects and Properties of Semiconductors: Defect Engineering. Tokyo.: KTK Scientific Publishers. 1987. P. 227-259.
- [2] К е с h e c h y a n K.O., К i r a k o s s y a n A.A. // Phys. Stat. Sol. B. 1978. V. 87. N 2. P. K125-K126.
- [3] Б е л я в с к и й В.И., Д а р и н с к и й Б.М., Ш а л и м о в В.В. // Изв. вузов. Физика. 1981. В. 9. С. 73-78
- [4] М о л о ц к и й М.И. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 9. С. 1827-1829.

- [5] Weber E., Alexander H. // Solid State Commun. 1980. V. 37. N 5. P. 371-373.
- [6] Гольдфарб М.В., Молоцкий М.И. Тез. докл. 14-го Всес. Пекаровского совещания по теории полупроводников. Донецк: ДФТИ АН УССР, 1989. С. 53.
- [7] O m l i n g P., W e b e r E.R., M o n t e n - l i u s L., A l e x a n d e r H., M i - c h e l J. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 10. P. 6571-6581.
- [8] Гладков С.О., Кикоин К.А., Флевров В.Н. В сб.: Спектроскопия кристаллов. М.: Наука, 1985. С. 195-205.
- [9] Баженов А.В., Красильникова Л.Л. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 1. С. 235-241.
- [10] Молоцкий М.И. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 6. С. 1880-1882.

Воронежский государственный университет

Поступило в Редакцию
1 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5

12 марта 1990 г.

05.2; 05.4

© 1990

НЕОДНОРОДНЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ ФЕРРИТ-СВЕРХПРОВОДНИК С РЕШЕТКОЙ ВИХРЕЙ

С.В. М е р и а к р и

Периодические магнитные неоднородности в ферритах вызывают большой практический интерес в связи с использованием их при создании элементов для аналоговой обработки сигналов на основе дифракции спиновых волн [1], или лазерного излучения [2] на этих неоднородностях. Решетки вихрей Абрикосова представляют собой систему периодических магнитных неоднородностей. Поля рассеяния таких периодических магнитных неоднородностей, проникая в феррит, приведенный в контакт со сверхпроводником, вызовут в нем неоднородное магнитное состояние с симметрией и периодичностью решетки вихрей сверхпроводника. В работе рассчитаны неоднородные магнитные состояния, возникающие в однородномагнитном феррите, помещенном в нормальное к поверхности магнитное поле H_0 , при его контакте со сверхпроводником 2-го рода с решеткой вихрей (треугольной или квадратной). Взаимное влияние сверхпроводимости вблизи границы раздела сверхпроводник-ферромагнетик исследовалось в ряде работ [3-5]. Так, в [5] показано, что при