© Физика твердого тела, том 33, № 4, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 4, 1991

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭНЕРГИЮ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВАННОЙ ПЛЕНКЕ

Э. П. Синявский

В квантованной пленке (КП) энергия связанного состояния (СС) примесного центра существенным образом зависит от толщины пленки d. Если локальный центр с короткодействующим трехмерным потенциалом расположен в точке с координатой d/a, то в рассматриваемой ниже модели СС существует при $d/a > 2\ln 2$ (a — боровский радиус локализованного состояния). Для мелких примесных центров (например, $D^{(-)}$ центры в Ge [1]) при $d < 10^2$ Å СС отсутствуют, и примесь влияет только на процессы неупругого рассеяния носителей. Включение внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ приводит к тому, что эффективный боровский радиус уменьшается и при определенных значениях H возникают СС. Эти индуцированные магнитным полем СС могут принимать активное участие в процессах рекомбинации, люминесценции, поглощении света.

В данной работе методом потенциала нулевого радиуса [2] исследуется влияние магнитного поля на энергетический спектр мелких примесных центров в КП. Рассмотрим размерно-квантовую пленку, потенциал которой $V(z)$ вдоль оси Oz представляет собой прямоугольную яму шириной d с бесконечно высокими стенками. Если напряженность магнитного поля перпендикулярна поверхности пленки, то гамильтониан исследуемой задачи (в калибровке Ландау) записывается в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + W(\mathbf{r}), \tag{1}$$

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m}\left[\left(\hat{p}_x + \frac{eH}{c}y\right)^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2\right] + V(z),$$

$$W(\mathbf{r}) = V_0\delta(x)\delta(y)\delta(z-z_0)\left[1 + x\frac{\partial}{\partial x} + y\frac{\partial}{\partial y} + (z-z_0)\frac{\partial}{\partial z}\right],$$

$W(\mathbf{r})$ — оператор взаимодействия заряженной частицы с примесным центром, расположенным в точке с координатами $\mathbf{r}_0\,(0,\,0,\,z_0)$; V_0 — определяет мощность потенциальной ямы, которая связана с феноменологическим параметром E_0 — глубиной залегания уровня в массивном образце. Уравнение для энергии связанного состояния (ЭСС) в модели потенциала нулевого радиуса записывается в виде [3]

$$V_0\tilde{G}(0,\,z_0) = 1, \tag{2}$$

$$\tilde{G}(0,\,z_0) = \left[1 + x\frac{\partial}{\partial x} + y\frac{\partial}{\partial y} + (z-z_0)\frac{\partial}{\partial z}\right]G(\mathbf{r},\,\mathbf{r}_0)\Big|_{\substack{x=y=0\\ z=z_0}}.$$

Если $\Psi_\alpha(\mathbf{r})$, E_{Nn} — собственные функции и собственные значения гамильтониана $\hat{H}_0$, то функция Грина $G(\mathbf{r},\,\mathbf{r}')$ определяется соотношением.

$$G(\mathbf{r},\,\mathbf{r}') = \sum_{nNk_x}\frac{\Psi_{nNk_x}(\mathbf{r})\,\Psi^*_{nNk_x}(\mathbf{r}')}{E_{Nn} - E} =$$

$$= \frac{1}{dR^2\pi}\exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\xi + \frac{i}{R^2}(x-x')(y+y')\right]\right\}\sum_{nN}\sin\frac{\pi nz}{d}\sin\frac{\pi nz'}{d}\frac{L_n(\xi)}{E_{nN} - E}, \tag{3}$$

$$\xi = \frac{1}{2R^2}\left[(y-y')^2 + (x-x')^2\right],\quad R^2 = \frac{c\hbar}{eH} = \frac{\hbar}{m\omega_c},$$

$L_n(\xi)$ — полиномы Лагерра; R — магнитная длина; ω_c — циклотронная частота; N, n — числа, описывающие соответственно уровни Ландау и уровни размерного квантования. Если $E=-E^{(0)}$ ($E^{(0)}$ ЭСС в магнитном поле), то сумма по N вычисляется точно [2]. В результате, согласно (3), можно записать уравнение для ЭСС

$$(2\delta)^{1/2}+\frac{R}{2\delta d}\int\limits_0^\infty d\tau e^{-\tau}\left\{\frac{1}{1-e^{-\tau/\delta}}\left[\Theta_3\left(\beta\frac{\pi}{2}\middle|\frac{i\tau}{\pi\delta\delta_0}\right)-\Theta_3\left(0\middle|\frac{i\tau}{\pi\delta\delta_0}\right)\right]+\right.$$

$$\left.+\delta\sqrt{\pi\delta\delta_0}/\tau\sqrt{\tau}\right\}=\frac{R}{a_0}, \tag{4}$$

$$\delta_0=2\left(\frac{d}{\pi R}\right)^2,\quad \delta=\frac{1}{2}\left(\frac{E^{(0)}}{\hbar\omega_c}+1\right)=\frac{E(H)}{\hbar\omega_c},\quad \beta=\frac{2z_0}{d},$$

$$\Theta_3(u\,|\,v)=2\sum_{s=1}^\infty\cos(2us)\,e^{-is^2v\pi}+1,$$

$E(H)$ — ЭСС в магнитном поле, отсчитанная от дна зоны проводимости; a_0 — радиус связанного состояния в отсутствие магнитного поля.

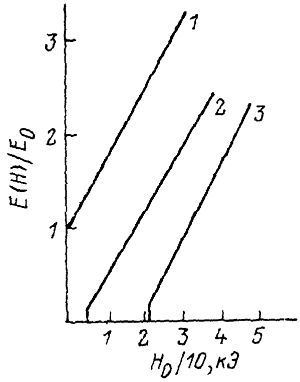

Рис. 1. Зависимость энергии связанного состояния от напряженности магнитного поля. $\gamma_0=d/a_0=20$ (1), 1.2 (2), 1 (3).

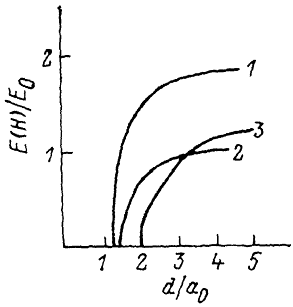

Рис. 2. Зависимость энергии связанного состояния от толщины квантовой пленки. $p^2=\hbar\omega_c/2E_0$. p, β: 1 — 1, 1; 2 — 0.1, 1; 3 — 0.5, 05.

Для массивного образца, когда $d/a\gg 1$, можно воспользоваться следующими асимптотическими разложениями:

$$\sum_{n=1}^\infty\cos\pi\beta\, e^{-\tau n^2/\delta_0}\simeq-\frac{1}{2}(\beta\neq 0),\quad \sum_{n=1}^\infty e^{-\tau n^2/\delta_0}\simeq\frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{\pi\delta_0}{\tau}}-1\right). \tag{5}$$

В этом случае (4) переходит в уравнение для ЭСС в магнитном поле, полученное в [2]. Если $H\to 0$, экспоненту в знаменателе подынтегрального выражения (4) можно разложить в ряд. Используя интегральное преобразование $\tau^{-1}=\int\limits_0^\infty dxe^{-\tau x}$, интегрирование в (4) по τ проводится элементарно, если учесть, что

$$\int\limits_0^\infty\Theta_3\left(\frac{\alpha}{2}\middle|\frac{i\beta\tau}{\pi}\right)e^{-\gamma\tau}d\tau=\frac{\pi}{\sqrt{\gamma\beta}}\,\frac{\operatorname{ch}\left[(\pi-\alpha)\sqrt{\gamma/\beta}\right]}{\operatorname{sh}\pi\sqrt{\gamma/\beta}}. \tag{6}$$

В результате получается уравнение для ЭСС в КП, совпадающее с [3]. Если примесь расположена в центре КП, то выражение для ЭСС записывается в виде ($\hbar^2k^2/2m=E_0$)

$$(ka_0)=\frac{a_0}{d}\ln\left[\frac{1}{2}e^{d/a_0}-\sqrt{\frac{1}{4}e^{2d/a_0}-e^{d/a_0}}\right]. \tag{7}$$

Как непосредственно следует из (7), СС в КП возникают, когда $d/a_0 > 2\ln 2$. При $d/a_0=2\ln 2$ СС сливается с непрерывным спектром.

На рис. 1 приведена зависимость ЭСС (в относительных единицах) от напряженности магнитного поля. Оценки проводились для полупроводниковой пленки типа Ge (E_0=0.57 МэВ [5]). Кривая *1* описывает зависимость ЭСС от напряженности магнитного поля для массивного образца [6].

На рис. 2 приведена зависимость ЭСС от толщины пленки для различных значений напряженности магнитного поля. Кривая *2* описывает поведение СС в отсутствие магнитного поля. С ростом H (кривая *2*) СС возникают при меньших толщинах КП.

Если примесь расположена не в центре КП ($\beta\neq 1$), то СС в магнитном поле появляются при больших значениях толщины пленки (кривая *3* на рис. 2 получена для p=0.5, β=0.5). Это связано с тем, что чем ближе примесный центр находится к поверхности, тем быстрее нарушается критерий существования СС в КП.

Список литературы

[1] E. M. Gershenzon, A. P. Mel'nukov and R. I. Rabinovich, Electron—Electron Interactions in Disorded Systems. Edited by A. L. Efros and M. Pollak, Elsevier Science Pubbishers B. V. 1985. P. 670.

[2] Демков Ю. Н., Островский В. Н. Метод нулевого радиуса в атомной физике. Л., 1975. С. 240.

[3] Кревчик В. Д., Ималов З. З. // ФТП. 1983. Т. 17. № 7. С. 1235—1241.

[4] Прудников А. Б., Брычков Ю. А., Марычев О. И. Интегралы и ряды (дополнительные главы). М.: Наука, 1986. С. 800.

[5] Masaki Taniguchi, Shin-ichiro Natita // J. Phys. Jpn. 1979. V. 47. P. 1503—1510.

[6] Синявский Э. П., Сафронов Е. Ю. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 1—5.

Институт прикладной физики
Кишинев

Поступило в Редакцию
17 июля 1990 г.

УДК 537.226

© *Физика твердого тела, том 33, № 4, 1991*
Solid State Physics, vol. 33, N 4, 1991

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА НЕСОРАЗМЕРНАЯ — СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ФАЗЫ В КРИСТАЛЛЕ ТМА — $ZnCl_4$

С. Н. Каллаев, И. К. Камилов

Известно, что теория фазовых переходов второго рода Ландау дает качественное, а во многих случаях и количественное описание аномалий при структурных фазовых переходах [1]. Однако в ряде кристаллов в области структурных фазовых переходов (в том числе и сегнетоэлектрических) обнаружены широкие интервалы температур, в которых для описания поведения термодинамических величин необходимо учитывать флуктуационные эффекты. В частности, для сегнетоэлектрических кристаллов Cs_2HPO_4 [2] и танана [3] на основании исследований диэлектрических и оптических свойств показано, что критический индекс для восприимчивости имеет неклассические значения: соответственно $\gamma\simeq 1.31$ в области температур $3 < T-T_c < 90$ K и $\gamma\simeq 1.28$ в области $1.5 < T-T_c < 11$ K. Поэтому в последнее время проявляется повышенный интерес к исследованиям критических явлений в области структурных фазовых переходов различного типа.