

01;06

Времена жизни магнито-позитрония в полупроводниковых квантовых ямах

© Е.П. Прокопьев

Научно-исследовательский институт материаловедения
им. А.Ю. Малинина

Поступило в Редакцию 29 июля 1997 г.

В рамках экситонной модели рассчитаны времена жизни магнито-позитрония в полупроводниковой квантовой яме и сильном магнитном поле.

Экситонная модель позитрония [1] в полупроводниках широко используется для расчета его аннигиляционных характеристик. Особый интерес представляет теория позитрония в полупроводниках в сильном магнитном поле [2]. Эта задача во многом подобна задаче экситонов в полупроводниках [3–23]. В данном сообщении будем ориентироваться на результаты работы [24] по исследованию свойств экситона в полупроводниковой квантовой яме и сильном магнитном поле. В рамках этой экситонной модели удастся показать, что в однородном кристаллическом материале очень сильное магнитное поле H делает позитроний квазиодномерным, оставляя лишь одну степень свободы для трансляционного движения. Как и в случае экситона, эффект одномеризации приводит к росту энергии связи R [9,22,23] и силы осциллятора позитрония $f \sim |\Phi(0)|^2$ ($|\Phi(0)|^2$ — электронная плотность в нуле в атоме позитрония, характеризующая степень сжатия волновой функции и величину интеграла перекрытия электрона и позитрона). Относительная малость энергии связи R по отношению к сумме циклотронных энергий электрона и позитрона $\hbar\Omega$, участвующих в аннигиляционном переходе, должна входить в критерий сильного поля Эллиота и Лудона [3]: $\beta = (a^*/L)^2 \gg 1$, где a^* — радиус позитрония в полупроводниковом кристалле, а L — магнитная длина. Такого рода квазиодномерный позитроний может быть назван диамагнитным позитронием (или магнито-позитронием [4,14]), аннигиляционная спектроскопия которого несомненно несет уникальную информацию об энергетической зонной структуре, а именно об энергии переходов, эффективных

массах и их энергетической зависимости. В случае магнито-позитрония основной проблемой является установление точной величины $|\Phi(0)|^2$ в полупроводниковой квантовой яме, а также величины энергии связи. Краткий обзор методов расчета этих величин и вообще теории диа-магнитных экситонов даны в работе [24] (теория КНС). В данном сообщении в рамках теории КНС приводятся расчеты времен жизни магнито-позитрония относительно 2γ - и 3γ -аннигиляции в квантовых ямах полупроводниковых сверхструктур GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Так как задача аннигиляции позитрония в полупроводниковой квантовой яме во многом подобна таковой задаче для экситона, то можем воспользоваться выражением для энергии и волновой функции приближения КНС [24]. В частности, волновая функция магнито-позитрония записывается в виде

$$\Phi(\rho, z_e, z_p) = f(\rho)u_e(z_e)u_p(z_p). \quad (1)$$

Здесь $f(\rho)$ — функция относительного движения электрона и позитрона в плоскости ямы, $u_e(z_e)$ и $u_p(z_p)$ — электронная и позитронная огибающие по нормали к плоскости ямы. Исходя из волновой функции (1), нетрудно показать, что вероятность двухквантовой аннигиляции магнито-позитрония с $m = 0$ (m — магнитное квантовое число), просуммированная по поляризациям излучаемых фотонов и значениям импульсов центров масс аннигилирующих электронно-позитронных пар, в квантовой яме W_s пропорциональна квадрату перекрытия электронной и позитронной огибающих

$$J_{ep} = \int_0^{\infty} u_e(z)u_p(z)dz$$

и квадрату волновой функции относительного движения электрона и позитрона $f(\rho)$, взятой при совпадающих координатах электрона и позитрона. Таким образом, согласно теории КНС,

$$W_s = 4\pi r_0^2 c f^2(0) J_{ep}^2. \quad (2)$$

Приведем выражения для $f^2(0)$ и J_{ep}^2 теории КНС

$$J_{ep} = C_e C_p \left\{ \frac{\sin[(k_e + k_p)L_z/2]}{k_e + k_p} + \frac{\sin[(k_e - k_p)L_z/2]}{k_e - k_p} \right\} + 2 \frac{D_e D_p}{\chi_e + \chi_p}. \quad (3)$$

Здесь k_ν и χ_ν ($\nu = e, p$) равны

$$k_\nu = (2m_\nu E_\nu / \hbar^2)^{1/2}; \quad \chi_\nu = [2m_\nu(V_\nu - E_\nu) / \hbar^2]^{1/2}, \quad (4)$$

где L_z — ширина квантовой ямы, m_ν — эффективные массы электрона (позитрона), E_ν — их энергии размерного квантования, V_ν — глубина квантовой ямы, \hbar — постоянная Планка. Значения нормировочных постоянных C_ν и D_ν , согласно [24], равны

$$D_\nu = C_\nu \cos\left(k_z \frac{L_z}{2}\right), \quad (5)$$

$$C_\nu = \left[\frac{L_z}{2} \left(1 + \frac{\sin k_\nu L_z}{k_\nu L_z} + \frac{1 + \cos k_\nu L_z}{\chi_\nu L_z} \right) \right]^{-1/2}. \quad (6)$$

В свою очередь величина $f^2(0)$ равна

$$f^2(0) = \frac{2}{\pi(a_\perp/a_0)}. \quad (7)$$

Здесь a_\perp — эффективный радиус магнито-позитрония в плоскости квантовой ямы, определенный в [24] вариационным методом; a_0 — боровский радиус.

Исходя из (2), время жизни τ_s, s , магнито-позитрония в синглетном состоянии удобно записать в виде

$$\tau_s = 1.25 \cdot 10^{-10} \frac{|\Psi_0(0)|^2}{f^2(0)J_{ep}^2}. \quad (8)$$

Для триплетного магнито-позитрония время жизни τ_t, s , относительно трехквантовой аннигиляции в свою очередь получается равным

$$\tau_t = 1.4 \cdot 10^{-7} \frac{|\Psi_0(0)|^2}{f^2(0)J_{ep}^2}. \quad (9)$$

Оценки величины J_{ep} по формуле (3) с использованием (4)–(6) для характерных величин k_e, k_p, L_z [24] в GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As показали, что величина интеграла перекрытия $J_{ep} \sim 1$ в атомных единицах. Для оценок времен жизни магнито-позитрония использовали $|\Psi_0(0)|^2 = 1/8\pi$ (ат.ед.). Значение радиуса магнито-позитрония a_\perp , входящее в формулу (7), рассчитано в [24] в зависимости от ширины квантовой ямы при

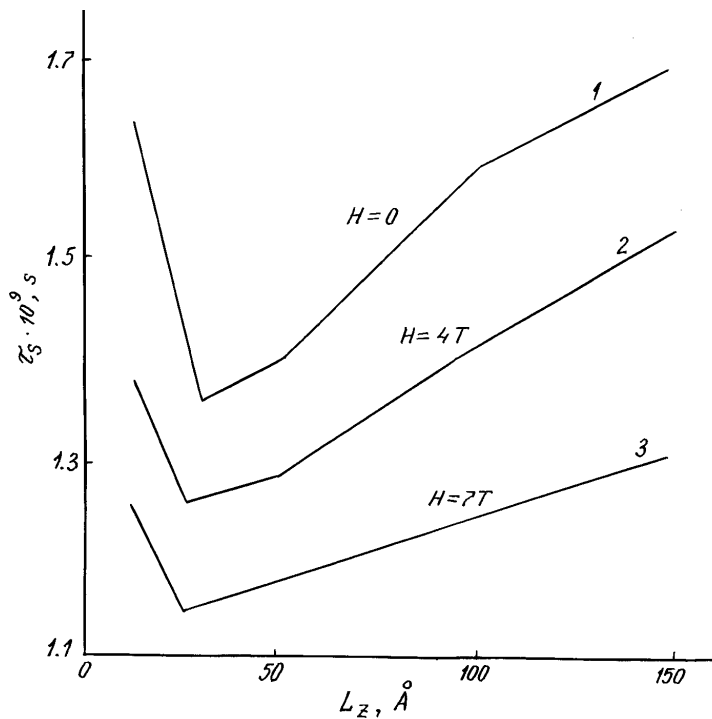


Рис. 1. Зависимость времени жизни τ_s синглетного магнито-позитрония от ширины квантовой ямы L_z при различных значениях магнитного поля H для случая системы GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As.

различных значениях приложенного внешнего магнитного поля H (см. рис. 1 работы [24]).

Таким образом, с учетом выражения (7) формула (8) принимает вид

$$\tau_s \approx 1.25 \cdot 10^{-10} a_{\perp} / 16a_0, \quad (10)$$

$$\tau_t \approx 1.4 \cdot 10^{-7} a_{\perp} / 16a_0. \quad (11)$$

Используя данные [24] зависимостей a_{\perp} от L_z при различных значениях H , вычислили и построили по формуле (10) зависимость τ_s от L_z при различных значениях H (рис. 1). На рис. 2 в свою очередь

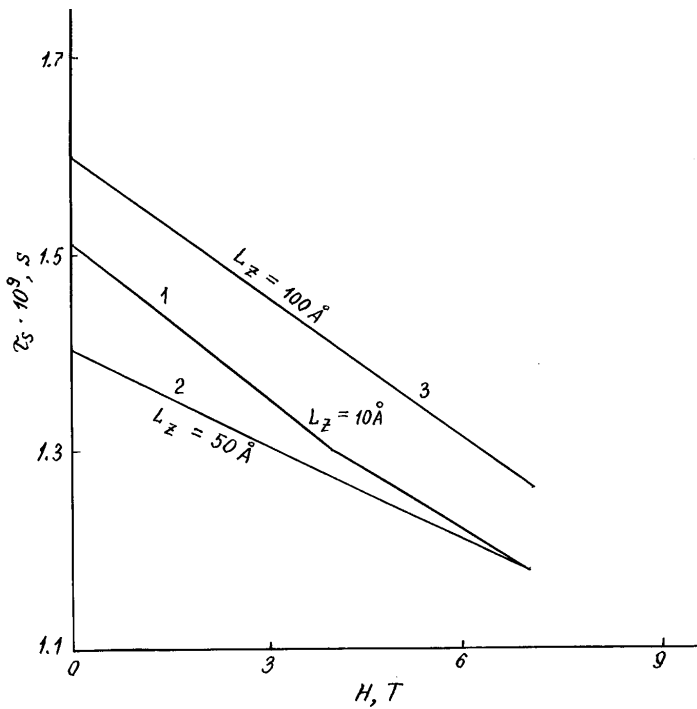


Рис. 2. Зависимость времени жизни τ_s синглетного магнитопозитрония в квантовой яме от величины внешнего магнитного поля H при различных значениях ширины квантовой ямы L_z для случая системы GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As.

построили зависимость τ_s от величины внешнего магнитного поля H для различных значений L_z . Эти данные рис. 1 и 2 указывают на довольно сильную зависимость τ_s от L_z и H . Причем зависимость τ_s от L_z имеет минимум примерно при $L_z \sim 25 \text{ \AA}$, а зависимость τ_s от H имеет практически линейный характер: с ростом H τ_s довольно резко уменьшается. Как следует из рис. 1 и 2, наблюдение магнитопозитрония в экспериментах — дело довольно реальное, ибо канал его собственного аннигиляционного распада в случае арсенид-галлиевой квантовой ямы равен примерно 15% [25]. Таким образом, наличие в полупроводниковых сверхструктурах GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As времени жизни $\tau \sim 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ и

влияние на это время жизни внешнего магнитного поля может служить экспериментальным доказательством существования магнитопозитрония в квантовых ямах.

Список литературы

- [1] Гольданский В.И., Прокопьев Е.П. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. № 5. С. 422.
- [2] Прокопьев Е.П. // Поверхность. 1994. № 12. С. 54.
- [3] Elliot R.I., Loudon R. // J. Phys. Chem. Solids. 1959. V. 8. N 1. P. 382; 1960. V. 15. N 1. P. 196.
- [4] Shinada M., Sugano S. // J. Phys. Soc. Japan. 1966. V. 21. N 5. P. 1936.
- [5] Akimoto O., Hasegawa H. // J. Phys. Soc. Japan. 1967. V. 21. N 1. P. 181.
- [6] Hasegawa H., Howard R.E. // J. Phys. Chem. Solids. 1960. V. 15. N 1. P. 196.
- [7] Lamb W. // Phys. Rev. 1952. V. 85. N 1. P. 259.
- [8] Буркова Л.А., Дзялошинский И.Е., Друкарев Г.Ф., Монозон Б.С. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 2. С. 526.
- [9] Loudon R. // Amer. J. Phys. 1959. V. 27. N 2. P. 649.
- [10] Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 2. С. 717.
- [11] Лернер И.В., Лозовик Ю.Е. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 5. С. 1167.
- [12] Green R.L., Vajaj K.K. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 11. P. 6498.
- [13] Эфрос Ал.А. // ФТП. 1986. Т. 20. № 5. С. 1281.
- [14] Eric Yang S.-R., Sham L.I. // Phys. Rev. Letters. 1987. V. 24. N 20. P. 2598.
- [15] Кохановский С.И., Макушенко Ю.М., Сейсян Р.П., Эфрос Ал.А., Язева Т.В., Абдуллаев М.А. // ФТП. 1991. Т. 33. № 6. С. 1719.
- [16] Deberovte E., Bevvoir I.M., Bastard G., Delalakovte C., Hong M., Chang L.L. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 9. P. 5891.
- [17] Прокопьев Е.П. // Химия высоких энергий. 1978. Т. 12. № 2. С. 172.
- [18] Прокопьев Е.П. // ФТТ 1977. Т. 19. № 2. С. 472.
- [19] Покутний С.И. // ФТП. 1991. Т. 25. № 2. С. 628.
- [20] Sanders G.D., Yia-Chung // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 7. P. 5517.
- [21] Сейсян Р.П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984. 252 с.
- [22] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 389 с.
- [23] Гостев В.Б., Гостев И.В., Френкин А.Р. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. и астрономия. 1987. Т. 28. № 1. С. 77.
- [24] Кавокин А.В., Несвижский А.И., Сейсян Р.П. // ФТП. 1993. Т. 27. № 2. С. 977.
- [25] Прокопьев Е.П. // ФТП. 1992. Т. 26. № 10. С. 1681.