УДК 537.311.33

СТОХАСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭКСИТОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ

В.В.Поморцев

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова Российской академии наук, 117977, Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 6 января 1994 г.
В окончательной редакции 30 марта 1995 г.)

Развита стохастическая теория экситонной оптической бистабильности. Из первых принципов выведено уравнение Фоккера–Планка для функции распределения амплитуды электромагнитного поля в пассивной нелинейной среде в адиабатическом приближении. Рассмотрение релаксации метастабильного и нестабильного состояний системы опирается на анализ низших собственных состояний эквивалентного уравнения Шредингера.

1. Существуют два подхода к описанию явления оптической бистабильности (ОБ) в твердых телах. В одном из них [1] основное внимание концентрируется на взаимодействии экситонов друг с другом, в другом [2] — на нелинейном взаимодействии экситонов с фотонами. Неоднозначность трактовки отражает реальную сложность проблемы многочастичного характера поглощения света в твердых телах, и, вероятно, еще потребуются усилия как экспериментаторов, так и теоретиков для построения законченной теории ОБ.

Далее проводится обобщение хорошо зарекомендовавшей себя модели «двухуровневых атомов» [3] на экситонную проблему. Простота предлагаемой модели позволяет провести детальное исследование статистических свойств света, взаимодействующего с экситонами, и построить нестационарную теорию ОБ в полупроводниках, предсказания которой могут оказать стимулирующее воздействие на постановку дальнейших экспериментов.

Будем считать, что электронно-дырочные пары описываются гамильтонианом [4]

$$\sum_n \hbar\omega' a_n^+ a_n + \sum_n \hbar\omega'' d_n^+ d_n + \sum_{nm} W(n-m) a_m^+ d_m^+ d_n a_n, \tag{1}$$

где a_n и d_n — операторы уничтожения электрона и дырки соответственно на узле n, $W(n-m)$ — матричный элемент перехода между состояниями Ванье. Взаимодействие электронно-дырочных пар с модой k электромагнитного поля имеет вид [4]

$$H = i\hbar g(a^+ B - aB^+), \tag{2}$$

где

$$B = \sum_n d_n a_n e^{-ikn}.$$

В резонансном приближении матрица плотности рассматриваемой системы в представлении взаимодействия удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho = \frac{i}{\hbar}\left[\left(H + \frac{W}{N}B^+B\right), \rho\right] + (\Lambda_{\rm ph} + \Lambda_e)\rho. \tag{3}$$

Здесь $W = \sum e^{ikn}W(n)$. Релаксационный оператор $\Lambda_{\rm ph}$ имеет вид

$$\Lambda_{\rm ph} = \gamma_c\left\{\left[(a-\alpha), \rho(a^+-\alpha)\right] + \left[(a-\alpha)\rho, (a^+-\alpha)\right]\right\}, \tag{4}$$

где γ_c — константа затухания полевой моды, α — собственное значение оператора внешнего электромагнитного поля в когерентном состоянии $|\alpha\rangle$, поддерживаемом лазерным излучением. Релаксация экситонной системы определяется феноменологической константой γ и задается выражением

$$\Lambda_e = \gamma\sum_{j=1}^{N}\left([d_ja_j, \rho a_j^+d_j^+] + [d_ja_j\rho, a_j^+d_j^+]\right). \tag{5}$$

Статистические свойства системы удобно исследовать при помощи характеристической функции

$$\Phi(\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\nu}) = {\rm Sp}\exp(i\xi^*B^+)\exp(i\eta D)\exp(i\xi B)\exp(i\zeta^+a^+ + i\zeta a)\rho(t), \tag{6}$$

где

$$\boldsymbol{\sigma} = (\xi, \xi^*, \eta), \quad \boldsymbol{\nu} = (\zeta, \zeta^*), \quad D = \frac{1}{2}\sum_n(a_n^+a_n - d_nd_n^+).$$

Следуя стандартной процедуре [5], нетрудно получить уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t}\Phi = \left\{i\left(\gamma_c\alpha\zeta - 2g\zeta\frac{\partial}{\partial\eta} + \text{c.c.}\right) + \left[-\gamma_c\zeta\hat{J} + (g - \gamma\xi + g\xi\hat{J})\frac{\partial}{\partial\xi} + \text{c.c.}\right] + \right.$$

$$\left. + gT\left(\frac{\partial\hat{J}}{\partial\xi^*} + \text{c.c.}\right) + \gamma T^* - \frac{W}{N}\left(2i\xi\frac{\partial}{\partial\eta}\frac{\partial}{\partial\xi} - \xi^2\frac{\partial}{\partial\xi^2} + \text{c.c.}\right)\right\}\Phi(\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\nu}),$$

где

$$T = \exp(i\eta) - 1, \quad \hat{J} = \zeta^*/2 + \frac{\partial}{\partial\zeta}.$$

Для функции распределения

$$P(F, E) = \frac{1}{(2\pi)^5}\int dEdF\exp[-i(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{s} + \boldsymbol{\nu}\mathbf{b})]\Phi(\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\nu}),$$

$$dE = d(\operatorname{Re}\xi)d(\operatorname{Im}\xi)d\eta, \quad \mathbf{b} = (\beta, \beta^*),$$

$$\mathbf{s} = \left(-\frac{N}{2}v, -\frac{N}{2}v, -\frac{2}{N}m\right), \quad dF = d(\operatorname{Re}\zeta)d(\operatorname{Im}\zeta),$$

имеем

$$\gamma^{-1}\frac{\partial}{\partial t}P(F, E) = (\hat{L}_1 + \hat{L}_2)P(F, E). \tag{7}$$

Операторы $\hat{L}_1$ и $\hat{L}_2$ задаются выражениями

$$\hat{L}_1 = \varepsilon \frac{\partial}{\partial x}(\hat{X} - y + 2Cv) + \text{c.c.},$$

$$\hat{L}_2 = \frac{\partial}{\partial m}(m - 1 + \hat{X}v^*) + \frac{\partial}{\partial v}(v - m\hat{X}) +$$
$$+ \frac{1}{N}\left[-\frac{\partial^2 vx}{\partial v^2} + \frac{\partial}{\partial m^2}(1 - m + v^* x)\right] + iW\frac{\partial}{\partial v}vm + \text{c.c.},$$

где

$$\hat{X} = x + \frac{1}{2n_S}\frac{\partial}{\partial x^*}, \quad \varepsilon = \frac{\gamma_c}{\gamma},$$

$C = g^2 N/2\gamma_c\gamma$ — кооперативный параметр; $n_S = \gamma^2/2g^2$ — число фотонов, соответствующих интенсивности насыщающего поля, $x = \beta/\sqrt{n_S}$, $y = \alpha/\sqrt{n_S}$.

2. Используя соотношение

$$P(F, E) = P(E|F)P(F),$$

получаем из (7)

$$\gamma^{-1}\frac{\partial}{\partial t}P(F) = \langle\hat{L}\rangle P(F), \tag{8}$$

где

$$\langle L_1\rangle = \int d(\operatorname{Re} v)d(\operatorname{Im} v)dm\hat{L}_1 P(E|F).$$

Для условной функции распределения имеем

$$\gamma^{-1}\frac{\partial}{\partial t}P(E|F) = \hat{L}_1 P(E|F) - P(E|F)\langle\hat{L}_1\rangle + \hat{L}_2 P(E|F). \tag{9}$$

Пусть

$$P(E|F) = P_0(E|F) + P_1(E|F),$$

$P_1(E|F)$ — величина порядка ε. Из (9) получаем

$$\frac{\partial}{\partial t}P_0(E|F) = \gamma\hat{L}_2 P_0(E|F),$$

$$\gamma^{-1}\frac{\partial}{\partial t}P_1(E|F) = \hat{L}_1 P_0(E|F) - P_0(E|F)\langle\hat{L}_1\rangle_0 + \hat{L}_2 P_1(E|F). \tag{10}$$

С помощью (10) нетрудно написать в низшем порядке по W для условных средних

$$\langle v\rangle_p - \hat{X}\langle m\rangle_p = \delta_{p,1}\hat{A} - iW\langle v\rangle_p\langle m\rangle_p,$$
$$\langle m\rangle_p + \frac{1}{2}\Big(x\langle v^*\rangle_p + x^*\langle v\rangle_p\Big) = \delta_{p,0} + \delta_{p,1}\hat{B}, \tag{11}$$

где

$$\hat{A} = 2\varepsilon C\left(\frac{\partial}{\partial x}\Delta_{\mathrm{vv}} + \frac{\partial}{\partial x^*}\Delta_{\mathrm{vv^*}}\right), \quad \Delta_{\mathrm{vv^*}} = \langle\Delta v\Delta v^*\rangle_0,$$

$$\hat{B} = \varepsilon C \left(\frac{\partial}{\partial x} \Delta_{mv} + \frac{\partial}{\partial x^*} \Delta_{\mathrm{mv}^*} \right), \quad \Delta v = v - \langle v \rangle_0.$$

При учете (11) уравнение (8) принимает вид

$$\gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial t} P(F) = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(x - y + 2Cx \frac{\langle m \rangle}{1 - iW \langle m \rangle} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial^2}{\partial x^2} D_{xx} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial D_{\mathrm{xx}^*}}{\partial x^*} + \text{c.c.} \right] P(F), \tag{12}$$

где

$$D_{\mathrm{xx}} = 4\varepsilon C^2 \langle m \rangle \left[\frac{\Delta_{\mathrm{mv}}}{2} + \left(\frac{|x|^2}{2} + 1 \right) \Delta_{\mathrm{vv}} - \frac{x^2}{2} \Delta_{\mathrm{vv}^*} - \frac{x^2}{2\varepsilon C n_S} \right],$$

$$D_{\mathrm{xx}^*} = \delta\varepsilon C^2 \langle m \rangle \left[\frac{x}{2} \Delta_{mv} - \frac{x^2}{2} \Delta_{\mathrm{vv}} + \left(\frac{|x|^2}{2} + 1 \right) \Delta_{vv^*} + \frac{\langle m \rangle}{4\varepsilon C n_S} \right].$$

Согласно (12), диффузионные процессы в фотонной системе определяются неравновесными флуктуациями в экситонной системе, интенсивность которых рассчитывается с помощью (10),

$$\Delta_{\mathrm{mv}} = \frac{x}{N} |x|^2 \langle m \rangle,$$

$$\Delta_{vv} = \frac{x^2}{N} \langle m \rangle^2,$$

$$\Delta_{\mathrm{vv}^*} = \frac{|x|^2}{N} \langle m \rangle (1 - \langle m \rangle). \tag{13}$$

Переходя к полярным координатам и линеаризуя по фазе, получим для функции распределения амплитуды поля

$$\gamma_c^{-1} \frac{\partial}{\partial t} P(r) = -\frac{\partial}{\partial r} \left[A(r) - q \frac{\partial}{\partial r} D(r) \right] P(r), \tag{14}$$

где

$$A(r) = y - r - 2C \frac{r(1 + r^2)}{(1 + r^2) + W^2},$$

$$D(r) = \frac{1}{2C} + \frac{r^4 r^2 + 1}{(1 + r^2)^3}, \quad q = C/2n_S.$$

3. Согласно (14), существуют два наиболее вероятных стабильных стационарных состояния системы, определяемых корнями уравнения $A(r) = 0$. Нетрудно показать, что для кооперативной ветви

$$r_3 = C/y(1 + W^2) + \left[C^{(2)}/y^2(1 + W^2) - 1 \right]^{1/2},$$

в то время как

$$r_1 = y/2 + (y^2/4 - 2C)^{1/2}$$

представляет одноэкситонное стационарное состояние. Подстановкой

$$P(f) = \exp[-V(f)/2g]G(f),$$

где

$$f = \int D^{-1/2}(r)dr, \qquad U = -\int \alpha(r)dr,$$

$$\alpha(r) = D^{-1/2}(r)\left[A(r) - \frac{q}{2}\frac{\partial}{\partial r}D(r)\right],$$

выражение (14) сводится к уравнению типа Шредингера, методы решения которого более разработаны. Для G получаем

$$\frac{\partial}{\partial \tau}G(f) = \left(q^2\frac{\partial^2}{\partial f^2} - V\right)G(f), \tag{15}$$

где

$$V = -\frac{\alpha^2}{4} + \frac{q}{2}\frac{\partial}{\partial f}\alpha, \qquad \tau = \frac{\gamma_c}{q}t.$$

Ищем решение этого уравнения с начальным условием $P = \delta(r - r_0)$ в виде

$$G = \exp\left[\frac{U(f_0)}{2q}\right]\sum_{n\geqslant 0}\varphi_n(f_0)\varphi_n(f)\exp(-\tau\lambda_n). \tag{16}$$

Здесь φ_n — регулярные и нормированные собственные функции уравнения

$$-q^2\frac{\partial^2\varphi_n}{\partial f^2} + V(f)\varphi_n = \lambda_n\varphi_n. \tag{17}$$

Для волновой функции основного состояния получим

$$\varphi_0 = Z^{1/2}\sum_{j=1,3}\exp\left[-\frac{U_i + \frac{1}{2}U_j''(f-f_j)^2}{2q}\right],$$

$$Z = (2\pi q)^{-1/2}\left[\sum_{j=1,3}\left(\frac{D_j}{U_j''}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{U_j}{q}\right)\right]^{-1},$$

$$U_j = U(f)\Big|_{f=f_j}, \quad U_j'' = U''(f)\Big|_{f=f_j}.$$

С помощью соотношения $P_{\mathrm{st}} = \varphi_0^2(f)$ нетрудно вычислить амплитуду поля в среде, пропорциональную первому моменту

$$\langle r\rangle_{\mathrm{st}} = (2\pi q)^{1/2}Z\sum_{j=1,3}r_j\left(\frac{D_j}{U_j''}\right)^{1/2}\exp(-U_j/q). \tag{18}$$

Вследствие конкуренции экспоненциальных статистических факторов в (18) вклад кооперативной ветви существен только вблизи нижнего порога бистабильности.

4. Согласно (16), временная эволюция рассматриваемой системы на больших временах (режим Крамерса) определяется плотностью распределения

$$P(f) = \frac{\varphi_0(f)}{\varphi_0(f_0)}\Big[\varphi_0(f_0)\varphi_0(f) + \varphi_1(f_0)\varphi_1(f)\exp(-\tau\lambda_1)\Big]. \tag{19}$$

Для построения волновых функций низших стационарных состояний необходимо аналитически продолжить функции Вебера D_ν, представляющие решения уравнения (17) вблизи минимумов потенциала V, в области ВКБ-решений [6]. Так, регулярные решения в ВКБ-области $|y_3|^\nu \exp(-y_3^2/4)$ переходят для гармонической области в $D_\nu(-y_3)$. Здесь $\nu = \lambda/qU_3''$, $y_3 = (f - f_3)(U_3''/q)^{1/2}$. В пренебрежении экспоненциально малыми по туннельному расщеплению членами проведение подобной процедуры позволяет получить для φ_1

$$Z^{-1/2}\varphi_1 = \left(\frac{D_3U_1''}{D_1U_3''}\right)^{1/4} \exp\left[-\frac{U_3}{2q} - \frac{U_1''}{4q}(f-f_1)^2\right] - \left(\frac{D_1U_3''}{D_3U_1''}\right) \times$$
$$\times \exp\left[-\frac{U_1}{2q} - \frac{U_3''}{4q}(f-f_3)^2\right].$$

Собственное значение первого возбужденного состояния, пропорциональное туннельному расщеплению, находится из условия регулярности волновой функции при $y_1 = (f - f_1)(U_1''/q)^{1/2} \gg 1$ и равно

$$\lambda_1 = \frac{q}{2\pi}\sum_{j=1,3} U_j'' \exp(-2S_j),$$

$$S_j = \frac{U_2 - U_j}{2q} - \frac{1}{4}\ln(|U_2''|/U_j'').$$

Для нестационарной части среднего поля получаем в режиме Крамерса

$$\langle r\rangle_1 = (2\pi q)^{1/2} Z(r_1 - r_3)\frac{(e_{13} + e_{31})\exp(-\tau\lambda_1)}{\sum_{j=1,3}\exp\left[-\frac{U_j}{2q} - \frac{U_j''}{4q}(f-f_j)^2\right]}, \tag{20}$$

где

$$e_{ij} = \left(\frac{D_j}{U_j''}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{1}{q}\left[U_j + \frac{U_i}{2} + \frac{U_i''}{4}(f_0 - f_j)^2\right]\right\}, \quad i,j = 1,3.$$

Для случая распада метастабильного состояния его выражение упрощается. Пусть в начальный момент времени система находится на метастабильной ветви r_3. Полагая в (20) $f_0 = f_3$, получим

$$-\langle r\rangle_1 = (2\pi q)^{1/2} Z(r_1 - r_3)\exp\left(-\frac{U_1}{q}\right)\exp(-\lambda_1\tau)\left(\frac{D_1}{U_1''}\right)^{1/2} \tag{21}$$

Зависимость скорости распада метастабильного состояния от величины расстройки амплитуды падающего света относительно порога бистабильности будет проанализирована далее.

Обсудим кратко нестабильное состояние оптически бистабильной системы. Пусть $\varphi_p^{(2)}(f)$ является затухающей компонентой волновой функции в квазиклассической области с центром локализации в гармонической области вблизи нестабильной точки $f_0 \simeq f_2$. Собственные значения, соответствующие таким состояниям, с точностью до экспоненциально малых туннельных поправок имеют вид

$$\lambda_p^{(2)} = (p+1)|U_2''|.$$

При этом имеем

$$P = \varphi_0^2(f) + \frac{\varphi_0(f)}{\varphi_0(f_0)}\left[\varphi_1(f)\varphi_1(f_0)\exp\left(-\frac{\tau}{\tau_1}\right) + \sum_{p\geqslant 0}\varphi_p^{(2)}(f)\varphi_p^{(2)}(f_0)\times\right.$$

$$\left.\times\exp\Big\{-|U_2''|(p+1)\Big\}\right]. \tag{22}$$

Вычислив $\varphi_p^{(2)}(f)$ и проведя суммирование в (20), получим для квазиклассической части функции распределения выражение

$$P_{\mathrm{qc}} = \left(\frac{D}{2\pi\tau'}\right)^{1/2}\frac{1+r^2}{|r-r_1|^{a_{21}}|r-r_3|^{a_{23}}}\exp\left[-\frac{(r-r_2)^2}{2\pi\tau'|r-r_1|^{2a_{21}}|r-r_3|^{2a_{23}}}\right],$$

где

$$\tau' = \frac{q\exp(2|U_2''|\tau)}{|U_2''||r_2-r_1|^{2a_{21}}|r_2-r_3|^{2a_{23}}},$$

$$a_{21} = \frac{|U_2''|(1+r_1^2)}{(r_1-r_2)(r_1-r_3)},\quad a_{23} = \frac{|U_2''|(1+r_3^2)}{(r_3-r_2)(r_3-r_1)}.$$

5. Развитая выше теория позволяет исследовать аналитически зависимость среднего поля в среде от амплитуды облучающего поля и параметров бистабильной системы. Вблизи нижнего порога бистабильности y_m получим

$$r_{1,2} = \frac{y_m}{2}\left(1 \pm \sqrt{2}\xi + \xi^2 + \xi^3\right),$$

$$\xi = (\Delta/y_m)^{1/2},\qquad \Delta = y - y_m.$$

В этом случае (18) принимает вид

$$\langle r\rangle_{\mathrm{st}} = \frac{s\varphi(\Delta)r_1 - r_3}{s\varphi(\Delta)+1}, \tag{23}$$

$$s = \exp\left[\frac{2C^2(3-\pi)}{q}\right],\quad \varphi_\Delta = \left(\frac{1}{\sqrt{2}\xi}\right)^{1/2}\exp\left[2C^2(4-\pi)\xi^2/q\right].$$

Простота этого выражения позволяет в принципе связать характеристики области перехода системы от кооперативной ветви на одноэкситонную с величиной кооперативного параметра C и коэффициента диффузии q.

Для потенциалов стабильного U_1 и нестабильного U_2 состояний имеем

$$U_{1,2} = \left(\frac{y_m}{2}\right)^{1/2} \left[\frac{\pi-3}{2} + \left(\frac{\pi}{2}-3\right)\xi^2 \mp \frac{4}{3}\sqrt{2}\xi^3\right].$$

Используя эти выражения, получим для времени установления равновесия в оптически бистабильной системе

$$t_{\rm eq} = \frac{q}{\gamma_c}\lambda_1^{-1} = \frac{\pi}{\sqrt{2}\gamma_c\xi}\frac{\exp(a\xi^3)}{1+C^{1/2}s\varphi(\Delta)\exp(a/2\xi^3)}, \tag{24}$$

$$a = \frac{1}{3\sqrt{2}}y_m^2/q.$$

Вблизи порога $t_{\rm eq}$ возрастает при уменьшении Δ в согласии с явлением критического замедления для нестабильных систем. Согласно (24), наиболее быстро распад метастабильного состояния происходит в области Δ порядка величины $y_m(\pi-3)/(4-\pi)$, отражая тем самым скачкообразный характер перехода системы в одноэкситонное устойчивое состояние.

Заметим, что режим Крамерса неблагоприятен для операций логических систем, поскольку, согласно (24), время переключения в этом режиме экспоненциально возрастает с увеличением параметра n_S. Из (22) и формы квазиклакссической функции распределения следует, что время образования макроскопического порядка в рассматриваемой системе равно

$$t^* = \frac{q}{2\gamma_c|U_2''|}\ln\frac{|U_2''||r_2-r_1|^{2a_{21}}|r_2-r_1|^{2a_{23}}}{q}. \tag{25}$$

Вблизи порога отсюда нетрудно получить

$$t^* = \frac{q}{4\sqrt{2}\gamma_c\xi}\ln\frac{4\xi^2 y_m}{q}. \tag{26}$$

Как легко заметить, время $t_{\rm eq}$ экспоненциально велико по сравнению с величиной t^*. Следовательно, представляется заманчивым исследование режима промежуточных времен для понимания процессов в оптических устройствах, имитирующих элементы логических вычислительных систем.

В одной из простейших экспериментальных схем бистабильного устройства [3] образец с нелинейной средой толщиной L помещается между двумя зеркалами с коэффициентами отражения и прохождения R и T соответственно. Роль остальных, полностью отражающих, зеркал заключается в обеспечении многократности прохождения светового пучка по кольцевому резонатору. В приближении среднего поля [3] нетрудно получить для такой модели соотношение $C = \alpha L/4T$, где α — коэффициент линейного поглощения. Рассматриваемая модель позволяет в принципе получить аналитические выражения для представляющих интерес стационарных и нестационарных физических характеристик системы, таких как амплитуда электромагнитного поля и плотность экситонов в образце, в зависимости от амплитуды падающего поля, толщины образца, коэффициентов поглощения и прохождения. Эти выражения, однако, довольно громоздки, и поэтому мы ограничимся обсуждением некоторых предельных ситуаций. Так, в кооперативном состоянии вблизи нижнего порога амплитуда проходящего поля порядка величины $1/\sqrt{C}$, а относительная плотность экситонов равна $1/C$. В одноэкситонном состоянии вблизи верхнего порога эти величины пропорциональны C и $1/C^2$ соответственно.

К существенным характеристикам бистабильного устройства относится время его включения. С практической точки зрения этой характеристике более соответствует время образования макроскопической амплитуды поля t^*, доступной экспериментальному наблюдению, нежели экспоненциально большое время установления полного равновесия в режиме Крамерса. Согласно (25), ниже верхнего порога при $y < y_M$ имеем

$$t^* = k\gamma_c^{-1},$$

где

$$k = \frac{1}{n_S\sqrt{\xi_M}} \ln n_S \xi^{3/2}, \qquad \xi_M = \frac{y_M - y}{y_M}.$$

Известно [3], что выше верхнего порога устройство включается за время порядка установления поля в пустом резонаторе γ_c^{-1}. Поэтому величина k должна быть больше единицы, что определяет соотношение между месторасположением рабочей точки включения y^* и числом фотонов в условиях насыщения.

Применение простой модели «двухуровневых атомов» к проблеме поглощения света в полупроводниках требует осторожности. Размер экситона может достигать 100 Å. Если в результате экситонного, зона-зонного поглощения или поглощения на состояния ниже края зоны создается плотность возбуждений порядка $10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$, то на объем экситона в среднем придется по носителю, что приведет к экранировке кулоновских взаимодействий и разрушению экситона.

Список литературы

[1] Ротару А.Х., Хаджи П.И., Базнат М.И., Шибаршина Г.Д. ФТТ **29**, *2*, 535 (1987).
[2] Goll J., Haken H. Phys. Rev. **A28**, 910 (1983).
[3] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М. (1988). 518 с.
[4] Хакен Г. Квантополевая теория твердого тела. М. (1980). 341 с.
[5] Хакен Г. Лазерная светодинамика. М. (1988). 350 с.
[6] Miller S.C., Good R.H. Phys. Rev. **91**, 171 (1953).