

© 1990

## ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ В ЛЕГИРОВАННЫХ МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

*Е. А. Андрияшин, А. П. Силлин*

В модели сильной анизотропии рассчитаны равновесная плотность, химический потенциал и фазовая диаграмма электронно-дырочной жидкости в легированных многодолинных полупроводниках.

Электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) в полупроводниках изучена достаточно хорошо (см., например, обзоры [1-3] и монографии [4, 5]). До сих пор, однако, нет окончательной ясности в вопросе о свойствах ЭДЖ в легированных полупроводниках. Экспериментальные и теоретические результаты в этой области довольно противоречивы [1-5]. В ряде работ [6-8] для случая однородного распределения примесей в различных приближениях были рассчитаны энергия основного состояния и равновесная плотность носителей в ЭДЖ.

В настоящей работе мы хотели бы рассмотреть вопрос об условиях применимости к расчету ЭДЖ в легированных полупроводниках приближения для энергии взаимодействия  $E_{xc}$  многочастичной кулоновской системы, которую мы условно называем моделью сильной анизотропии (МСА). Впервые в работе [9] было показано, что в полупроводниках с предельно сильной анизотропией электронного спектра роль корреляционных эффектов в образовании ЭДЖ оказывается аномально большей. Равновесная плотность  $n_0$  частиц в ЭДЖ и энергия электронно-дырочной пары  $E_{эдв}$  велики

$$n_0 \gg a_x^{-3}, \quad E_{эдв} \gg E_x, \quad (1), (2)$$

где  $E_x$ ,  $a_x$  — энергия связи и эффективный радиус водородоподобного экситона

$$E_x = me^4 / 2\epsilon_0^2 \hbar^2, \quad a_x = \epsilon_0 \hbar^2 / me^2, \quad m = m_e m_h / (m_e + m_h), \quad (3)$$

$\epsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость,  $m_{e(h)}$  — эффективная масса электрона (дырки). В дальнейшем  $E_x$  и  $a_x$  используются как единицы энергии и расстояния.

В работе [10] были рассмотрены различные анизотропные системы (слоистые, квазиодномерные и т. п.) и было показано, что для применимости МСА необходимо, чтобы анизотропия спектра приводила к малости энергии Ферми  $E_F$  по сравнению с плазменной частотой  $\omega_p$

$$\omega_p \sim n^{1/2} \gg E_F. \quad (4)$$

Из (4) и (1) можно получить параметр малости в каждом конкретном варианте анизотропии. При этом основной вклад в  $E_{xc}$  имеет вид

$$E_{xc} = -An^{1/4}, \quad (5)$$

где  $A$  — коэффициент, величина которого почти одинакова в разных системах [3].

Для ряда полупроводников наиболее существенной чертой анизотропии спектра является многодолинность. В [10] показано, что при  $\nu_{e,h} \gg 1$  в области плотностей

$$\nu_{e,h} \ll n \ll \nu_{e,h}^4 \quad (6)$$

справедлив закон (5). Здесь  $\nu_{e,h}$  — число эквивалентных электронных (дырочных) долин.

В реальных полупроводниках анизотропия спектра, по-видимому, недостаточна для выполнения условий (1), (4). Исключением могут быть полярные многодолинные полупроводники, где  $\omega_p$  значительно возрастает и условия применимости МСА улучшаются [11]. Однако уже в таких многодолинных полупроводниках, как Ge и Si, расчет  $E_{\text{ЭДЖ}}$  и  $n_0$  в соответствии с МСА дает довольно хорошие результаты (см. таблицу).

	$E_{\text{ЭДЖ}}$ , мэВ			$n_0$ , $10^{17}$ см $^{-3}$		
	МСА	теор.[ <sup>8</sup> ]	эксп.[ <sup>8</sup> ]	МСА	теор.[ <sup>8</sup> ]	эксп.[ <sup>8</sup> ]
Ge	5.4	6.1	6.0	1.8	2.2	2.3
Si	20	22.5	23	30	32	33

В работе [12] было эмпирически замечено, что полученные в численном расчете значения  $E_{xc}$  хорошо интерполируются как раз функциональной зависимостью  $E_{xc} \sim -n^{1/4}$ . Все это еще раз свидетельствует о том, что само существование ЭДЖ в Ge, Si и других полупроводниках обусловлено в основном анизотропией их электронного спектра [8].

Исходя из вышеизложенного, следует заметить, что применение МСА и употребление функциональной зависимости (5) обоснованы для анизотропных полупроводников и не оправданы для случая изотропного спектра, когда  $E_F \geq \omega_p$ . Расчет [8] характеристик ЭДЖ в легированном GaP основан на работе [13], где показано, что зависимость (5) можно получить в простом варианте модели плазменного полюса. Заметим, что затем в [14] был воспроизведен результат (5) в ПХФ. Естественно, что в обоих случаях требуется выполнение условий (1), (4), которые не могут быть выполнены для GaP. Поэтому для достижения согласия с экспериментальными данными в [8] учитывается энергия взаимодействия носителей с донорами и вводятся два подгоночных параметра. Это может иметь лишь эмпирический смысл, поскольку в МСА эта энергия мала по параметру (одного порядка с отбрасываемой обменной энергией и другими вкладками в  $E_{xc}$ ).

Запишем формулы, необходимые для расчета ЭДЖ в многодолинных легированных полупроводниках. Химический потенциал электронно-дырочной пары при нулевой температуре имеет следующий вид:

$$\mu(n, \bar{n}) = \left\{ -\frac{5}{4} \left( n + \frac{\bar{n}}{2} \right)^{1/4} + \frac{5}{8(1+D)} [n^{2/3} + D(n + \bar{n})^{2/3}] \right\} E_{\text{ЭДЖ}}, \quad (7)$$

$$E_{\text{ЭДЖ}} = A [3A/8(1+D)B]^{3/5}. \quad (8)$$

Здесь  $n$  — плотность доноров, отнесенная к величине

$$n_0 = [3A/8(1+D)B]^{12/5}, \quad (9)$$

коэффициент  $A$  (5) в данном случае есть [3, 11]

$$A = \frac{2^{13/2} \pi^{3/4}}{5 [\Gamma(1/4)]^2} \left( \frac{\epsilon_n}{\epsilon_\infty} \right)^{3/4} = 3.25 \left( \frac{\epsilon_n}{\epsilon_\infty} \right)^{3/4}, \quad (10)$$

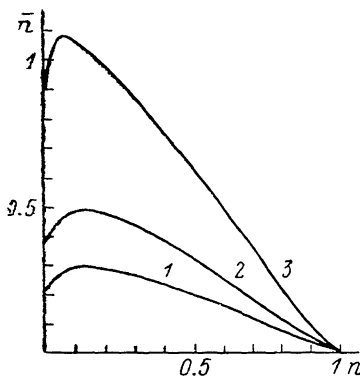
$\epsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость; коэффициент  $B$ , характеризующий кинетическую энергию, есть

$$B = \frac{3^{3/2} \pi^{1/2}}{10} \frac{1}{v_e^{2/3}} \frac{1}{1 + \sigma}, \quad (11)$$

$$\sigma = m_e/m_h, \quad D = \sigma (v_e/v_h)^{2/3}, \quad (12)$$

$E_{\text{ЭДЖ}}$ ,  $n_0$  — энергия электронно-дырочной пары и равновесная плотность ЭДЖ при  $\bar{n}=0$ ;  $n$  — плотность возбужденных электронно-дырочных пар, отнесенная к  $n_0$ . При написании формулы (7) учтено, что  $E_{xc}$  весьма слабо зависит от  $\sigma$  вплоть до различия масс на порядок [5]. Таким образом, вид фазовой диаграммы ЭДЖ при легировании определяется единственным параметром  $D$ .

Для построения фазовой диаграммы и определения равновесной плотности  $n_0$  ( $\bar{n}$ )



Фазовая диаграмма.

Зависимость равновесной плотности ЭДЖ от концентрации легирования  $n_0$  ( $\bar{n}$ ) представлена правой ветвью диаграммы  $n_c \leq n_0$  ( $\bar{n}$ )  $\leq 1$ . При малых  $\bar{n}$  плотность электронно-дырочных пар в пространстве, окружающем капле ЭДЖ, равна нулю. Значения  $D$ : 1 — 0, 2 — 1, 3 — 10.

ЭДЖ (см. рисунок) использована конструкция Максвелла [15]. При слабом легировании в низшем по  $\bar{n}$  приближении

$$n_0(\bar{n}) = 1 - [(9 + 5D)/(2 + 2D)] \bar{n}, \quad (13)$$

$$\mu_0(\bar{n}) = -E_{\text{ЭДЖ}} [1 + (1/(1 + D)) \bar{n}]. \quad (14)$$

При любом  $D$  на фазовой диаграмме существует критическая точка, параметры ( $n_c$ ,  $\bar{n}_c$ ) которой определяются уравнением относительно  $u = \bar{n}_c/n_c$

$$5D + 7Du + 5(1 + u)^{1/3} = 2u(1 + u)^{1/3}, \quad (15)$$

$$n_c = [3(D + 1)/4(1 + u/2)^{3/4}(1 + D/(1 + u)^{1/3})]^{12/5}. \quad (16)$$

При  $D=1$   $u=4.390$ ,  $n_c=0.111$ ,  $\bar{n}_c=0.486$ .

Таким образом, для полупроводников с достаточно анизотропным спектром равновесная плотность ЭДЖ при легировании всегда уменьшается, а энергия основного состояния по абсолютной величине увеличивается, что соответствует расчетам [6–8], а также согласуется с предложенной в [10] моделью образования каплей ЭДЖ в местах скопления примесных атомов. При достаточно сильном легировании  $\bar{n} > \bar{n}_c \sim n_0$  ЭДЖ не возникает. Эта граница лежит тем дальше по  $\bar{n}$ , чем больше  $D$ .

Следует заметить, что сделанные выводы являются точными в том смысле, что в МСА любые иные вклады в энергию (учет примесной зоны, изменения эффективных масс и т. д.) малы в силу условий (6).

### 【Список литературы

- [1] Андрушин Е. А., Силян А. П. // ФНТ. 1977. Т. 3. № 11. С. 1356–1394.
- [2] Тиходеев С. Г. // УФН. 1985. Т. 145. № 1. С. 3–50.
- [3] Keldysh L. V. // Contemp. Phys. 1986. V. 27. N 5. P. 395–428.
- [4] Райс Т., Хенсел Дж., Филлипс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. М.: Мир, 1980. 349 с.
- [5] Электронно-дырочные капли в полупроводниках / Под ред. К. Д. Джеффриса, Л. В. Келдыша. М.: Наука, 1988. 478 с.
- [6] Mahler G., Birman J. L. // Phys. Rev. 1975. V. 12. N 8. P. 3221–3227.
- [7] Bergersen B., Rostworowski J. A., Eswaran M., Parsons R. R., Jena P. // Phys. Rev. 1976. V. 14. N 4. P. 1633–1648; 1977. V. 15. N 4. P. 2432.
- [8] Rösler M., Thuselt F., Zimmermann R. // Phys. St. Sol. (b). 1983. V. 118. N 1. P. 303–317.
- [9] Келдыш Л. В., Онищенко Т. А. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. № 1. С. 70–73.
- [10] Андрушин Е. А., Бабиченко В. С., Келдыш Л. В., Онищенко Т. А., Силян А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. № 3. С. 210–213.

- [11] Андриюшин Е. А., Силин А. П. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 3. С. 839—842.  
[12] Reinecke T. L., Ying S. C. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. N 7. P. 1054—1059.  
[13] Thuselt F. // Phys. Lett. A. 1983. V. 94. N 2. P. 93—96.  
[14] Thuselt F. // Phys. St. Sol. (b), 1984. V. 123. N 1. P. 257—269.  
[15] Лавдау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. § 84. 567 с.  
[16] Журкин Б. Г., Карузский А. Л., Фрадков В. А. // Тр. ФИАН. 1988. Т. 188. С. 148—164.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Москва

Поступило в Редакцию  
10 апреля 1990 г.