

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ СОСТАВА И ЛЕГИРОВАНИЯ НА НЕРАВНОВЕСНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКА

Петросян С. Г., Шик А. Я.

Георетически рассмотрены неравновесные свойства полупроводниковых твердых растворов, содержащих случайные флуктуации состава и легирования.

Подробно изучено влияние флуктуаций гетеро- и электростатического потенциалов различных масштабов на кинетику рекомбинации и спектры люминесценции твердых растворов. Показано, в частности, что при наличии крупномасштабных флуктуаций состава и легирования с соизмеримыми характерной длиной и амплитудой существует целый набор рекомбинационных барьеров, приводящих к долговременным релаксациям и существенной неэкспоненциальности кинетики неравновесных явлений. Это обстоятельство сказывается и на форме спектра люминесценции в процессе ее спада. Как правило, в этом случае коротковолновое крыло люминесценции затухает со временем значительно медленнее, чем длинноволновое. С ростом интенсивности возбуждения релаксационные процессы ускоряются за счет экранировки рекомбинационных барьеров неравновесными носителями. Этими же закономерностями характеризуются и неравновесные свойства сильно легированных компенсированных твердых растворов с крупномасштабными флуктуациями состава.

1. Хорошо известно, что наличие неоднородностей в реальных полупроводниках может существенно изменять их физические свойства. При этом эффекты, связанные с межзонным возбуждением неравновесных носителей (фотопроводимости, люминесценция и др.), существенно зависят от характера неоднородностей. При антипараллельной модуляции зон, реализующейся в твердых растворах с флуктуациями состава (рис. 1, а), неравновесные электроны и дырки локализируются в одних и тех же областях, соответствующих минимальной ширине запрещенной зоны ϵ_g . В этом случае время жизни и концентрация неравновесных носителей во всех локальных экстремумах приблизительно одинаковы [1, 2]. Если же зоны модулированы параллельно (рис. 1, б), например, за счет флуктуации концентрации примесей, то разделение неравновесных носителей приводит к резкому возрастанию времени жизни и появлению долговременных релаксационных процессов. При этом распределение носителей по экстремумам во многих случаях носит квазиравновесный (больцмановский) характер [3].

Однако встречаются ситуации, когда в образце одновременно существуют неоднородности как с параллельной, так и с антипараллельной модуляцией зон [4-6]. С достаточной достоверностью это установлено, например, для метастабильных твердых растворов Ge—GaAs [7] и нейтронно-легируемых твердых растворов $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ [8]. Очевидно, что неравновесные явления в рассматриваемых системах должны характеризоваться своими специфическими особенностями.

На рис. 1, в показана зонная диаграмма полупроводника, в котором оба типа флуктуаций имеют сравнимую величину. Видно, что экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся в различных точках. Это означает наличие рекомбинационных барьеров и связанных с ними долговременных релаксаций (ДР) фотопроводимости и других неравновесных свойств. Однако в отличие от рис. 1, б для электронов в данном минимуме зоны проводимости (то же самое справедливо и для дырок в валентной зоне) величина рекомбинационного барьера, вообще говоря, не скоррелирована с энергией этого минимума.

При этом для излучательной рекомбинации на фиксированной частоте существует целый набор рекомбинационных барьеров. Наличие такого набора приводит к тому, что релаксация любого неравновесного процесса (фотопроводимости, люминесценции и др.) будет существенно неэкспоненциальной даже при малой неравновесности. Это отличается как от случая чисто параллельной модуляции зон, где ДР неэкспоненциальны лишь при достаточно сильной неравновесности [3], так и от случая чисто антипараллельной модуляции, где ДР нет вообще.

Весьма интересно также изменение спектра люминесценции в процессе ее релаксации. При параллельной модуляции зон (рис. 1, б) излучательная рекомбинация электронов в потенциальных ямах связана с туннелированием в электрических полях неоднородностей (аналог эффекта Франца—Келдыша). Чем глубже яма, тем меньше энергия излучаемого кванта и меньше вероятность

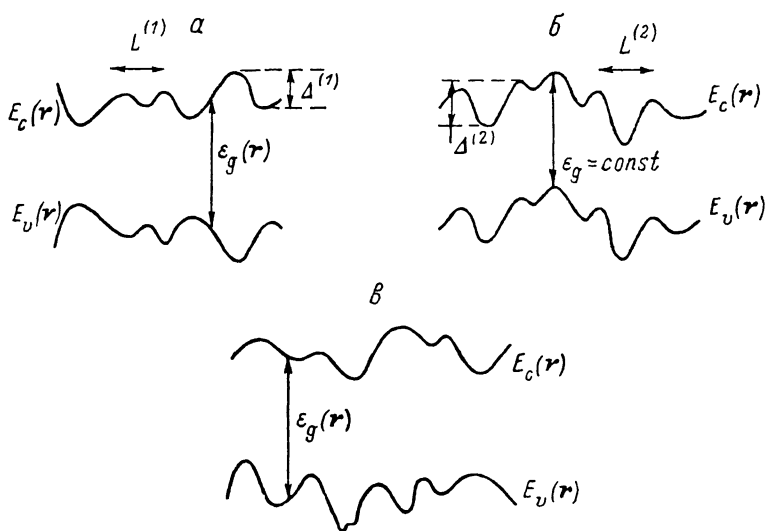


Рис. 1. Схематический ход энергетических зон в полупроводниках с флуктуациями состава (а), флуктуациями легирования (б) и обоими указанными типами флуктуаций (в).

туннелирования. Поэтому длинноволновое крыло полосы люминесценции затухает со временем значительно медленнее, чем коротковолновое [9]. При смешанном характере модуляции зон в силу сказанного можно ожидать относительно равномерного по спектру спада люминесценции. Более того, из строгого анализа (см. далее) видно, что в ситуации, отвечающей рис. 1, в, между энергией минимума и величиной рекомбинационного барьера может даже существовать обратная корреляция, приводящая к более медленному спаду коротковолнового крыла полосы люминесценции, т. е. к еще большему отличию от ситуации рис. 1, б.

2. Строгое рассмотрение задачи о люминесценции неоднородных полупроводников с флуктуациями ширины запрещенной зоны (рис. 1, а) проводилось в [10], а с флуктуациями легирования (рис. 1, б) — в [11]. Рассмотрим случай одновременного наличия обоих типов флуктуаций. Для понимания основных качественных закономерностей вначале изучим упрощенную ситуацию, когда флуктуации каждого типа можно характеризовать одной амплитудой $\Delta^{(i)}$ и одним пространственным масштабом $L^{(i)}$ ($i=1$ описывает флуктуации ϵ_g , а $i=2$ — флуктуации легирования).

Если $\Delta^{(1)}/L^{(1)} < \Delta^{(2)}/L^{(2)}$ (т. е. флуктуации состава являются более плавными, чем флуктуации легирования), то образец ведет себя как совокупность большого числа полупроводников с флуктуациями легирования, обладающих различной шириной запрещенной зоны. При этом флуктуации ϵ_g не сказываются на кинетике люминесценции, и она описывается известными закономерностями [11], а спектр люминесценции получается путем простого усреднения

по ε_{gr} , т. е. описывается формулой (3) работы [10], где $\Phi_0(\omega, \varepsilon_{gr})$ — полученный в [11] спектр люминесценции однородного по составу полупроводника.

Более сложен обратный случай

$$\Delta^{(1)}/L^{(1)} > \Delta^{(2)}/L^{(2)}. \quad (1)$$

Если при этом $L^{(2)} < L^{(1)}$, то электростатический потенциал вообще не сказывается на движении носителей, и закономерности люминесценции описываются формулами работы [10]. Поэтому можно ограничиться случаем $L^{(2)} \geq L^{(1)}$.

Пусть в отсутствие флуктуаций легирования вблизи какого-либо минимума ε_{gm} край валентной зоны меняется по закону $E_v = -\beta r^2$, а край зоны проводимости — по закону $E_c = \varepsilon_{gm} + \alpha r^2$. Поскольку в твердых растворах сдвиги краев зон при изменении состава пропорциональны друг другу, можно написать, что $\beta = \alpha(1-\lambda)/\lambda$, где $\lambda = dE_c/d\varepsilon_{gr}$. В силу условия $L^{(2)} > L^{(1)}$ поле электростатического потенциала E на интересующих нас масштабах можно считать однородным. Оно вызовет пространственное разделение минимума зоны проводимости

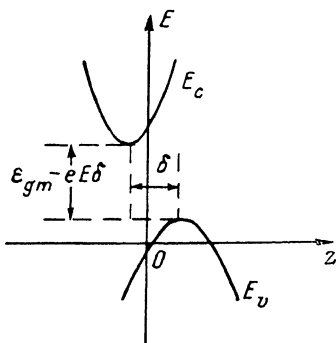


Рис. 2. Ход энергетических зон вблизи минимума ε_g при наличии электростатического поля.

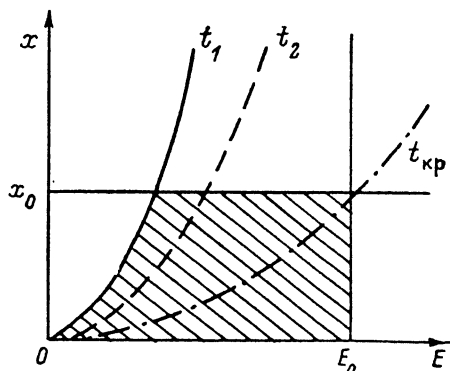


Рис. 3. Графическое представление области интегрирования в (4) в разные моменты времени ($t_1 < t_2 < t_{kp}$).

Заштрихованная область (отвечающая $t-t_1$) дает основной вклад в интеграл.

и максимума валентной зоны на величину $\delta = \frac{eE}{2} \frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta}$ (рис. 2). Это приведет: а) к искажению формы линии люминесценции данного минимума, б) к резкому замедлению скорости рекомбинации за счет появления рекомбинационного барьера, различного для различных минимумов.

Первое обстоятельство при достаточно большой амплитуде неоднородностей ($\Delta^{(1)} \gg kT$) не скажется на спектре люминесценции всего образца, который в этом случае фактически совпадает с функцией распределения ε_{gm} [10]. Второе обстоятельство на спектре стационарной люминесценции также не скажется, поскольку рекомбинационный барьер, увеличив время жизни носителей в данном минимуме, ровно во столько же раз увеличивает их стационарную концентрацию, оставляя без изменения скорость излучательной рекомбинации. Однако кинетика люминесценции изменится весьма существенно, что и будет вычислено далее.

Определим скорость рекомбинации в данном минимуме ε_g . Пусть электрон и дырка рекомбинируют в точке z_0 (ось z направлена параллельно E). Для попадания в эту точку и электрон, и дырка должны преодолеть параболический потенциальный барьер. Вероятность преодоления такого барьера с учетом как активации, так и тунелирования вычислялась в теории барьеров Шоттки [12]. С учетом этих результатов получаем формулу для вероятности описанного выше рекомбинационного процесса, которая, будучи проинтегрированной по z_0 , дает полную скорость рекомбинации,

$$R \approx \frac{1}{\tau_0} \exp \left[- \frac{(eE)^2}{4} \frac{(\alpha + \beta)^2}{kx\beta(\alpha T_0 + \beta T_h)} \right], \quad (2)$$

где τ_0 — время жизни в отсутствие неоднородностей, а

$$kT_{e,h} = \hbar \sqrt{\frac{\alpha, \beta}{2m_{e,h}}} \operatorname{cth} \left(\frac{\hbar \sqrt{\alpha, \beta/2m_{e,h}}}{kT} \right).$$

Величина R определяет скорость, с которой концентрация носителей, а следовательно, и интенсивность излучения в данном минимуме спадают после выключения возбуждения. Поэтому закон релаксации всего спектра люминесценции нетрудно получить, введя в формулы для стационарного спектра, полученные в [10], множитель $\exp(-Rt)$. Для наиболее интересного случая, когда носители до рекомбинации успевают прийти в квазиравновесие внутри отдельных экстремумов (согласно введенной в [10] классификации, это случай B), соответствующая формула имеет вид

$$\Phi(\omega, t) \sim \int_0^\infty \frac{dx}{\sqrt{x}} W_3(\hbar\omega, 0, x) \int dE f(E) \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_0} \left[\frac{e^2 E^2}{2kx} \frac{1}{\lambda(1-\lambda)[\lambda T_h + (1-\lambda)T_e]} \right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь $f(E)$ — функция распределения электрического поля, $W_3(\varepsilon_g, \varepsilon'_g, \varepsilon''_g)$ — совместная функция распределения ε_g и ее пространственных производных.

Проиллюстрируем основные свойства $\Phi(\omega, t)$ на примере гауссова потенциала, для которого

$$W_3(\hbar\omega, 0, x) \sim \exp \left\{ -\frac{1}{2\gamma} [\Delta_2^2 (\hbar\omega - \bar{\varepsilon}_g)^2 + 2\Delta_1^2 (\hbar\omega - \bar{\varepsilon}_g) x + \Delta^2 x^2] \right\}, \quad (4)$$

где $\bar{\varepsilon}_g$ — средняя по образцу ширина запрещенной зоны, Δ , Δ_1 и Δ_2 — дисперсии одномерных распределений ε_g , ε'_g и ε''_g а $\gamma = \Delta^2 \Delta_2^2 - \Delta_1^4$.

Если в гетеропотенциале, связанном с флуктуациями состава твердого раствора и приводящем к антипараллельной модуляции зон, отсутствует корреляция между энергиями минимумов ε_{gm} и значениями параметров α и β в них, то, как уже говорилось, спектр люминесценции не меняется в ходе релаксации. Действительно, отсутствие указанной корреляции формально соответствует предельному переходу $\Delta_1 \rightarrow 0$. При этом частотная зависимость $\exp \left[-\frac{1}{2\Delta^2} \times (\hbar\omega - \bar{\varepsilon}_g)^2 \right]$ выносится из (3) в виде постоянного множителя, а оставшийся интеграл не зависит от ω и описывает медленный, существенно неэкспоненциальный спад интенсивности со временем. Однако в реальных потенциалах, как правило, $\Delta_1 \neq 0$. При этом множитель $\exp \left[-\frac{\Delta_1^2}{2\gamma} (\hbar\omega - \bar{\varepsilon}_g) x \right]$ приводит к эволюции спектра в ходе релаксации. Нетрудно видеть, что спад люминесценции будет происходить тем быстрее, чем меньше частота ω (ситуация, противоположная той, что имеет место при параллельной модуляции зон). Фактически эффект связан с тем, что источниками излучения с большими ω являются высоко расположенные минимумы зоны проводимости и низко расположенные максимумы валентной зоны. Такие экстремумы в среднем являются более «мелкими», т. е. характеризуются меньшими значениями α и β , а поэтому и большими рекомбинационными барьерами.

Чтобы приблизительно выразить высказанные утверждения в аналитической форме, заметим, что в силу резкой (экспоненциальной) зависимости подынтегрального выражения в (3) от переменных интегрирования x и E величина $\Phi(\omega, t)$ пропорциональна площади участка плоскости $x-E$, на котором абсолютная величина показателей экспонент ≤ 1 . Этот участок схематически показан на рис. 3. Справа он ограничен характерным электрическим полем $E_0 \simeq \Delta^{(2)}/eL^{(2)}$, при котором $f(E)$ имеет резкий спад. Выходящая из нуля парабола соответствует уравнению

$$x \ln \frac{t}{\tau_0} \simeq \frac{e^2 E^2}{2k} \frac{1}{\lambda(1-\lambda)[\lambda T_h + (1-\lambda)T_e]}. \quad (5)$$

Сплошной линией показан ее ход при некотором t_1 , штриховыми — при $t_2 > t_1$. Сверху область интегрирования ограничена прямой $x = x_0$, определяемой множителем

$$\exp \left\{ -\frac{1}{2\gamma} [2\Delta_1^2 (\hbar\omega - \bar{\epsilon}_g) x + \Delta^2 x^2] \right\}.$$

При $\Delta_1^2 (\hbar\omega - \bar{\epsilon}_g) \gg \Delta \sqrt{\gamma}$

$$x_0 = \gamma / \Delta_1^2 (\hbar\omega - \bar{\epsilon}_g),$$

при $|\hbar\omega - \bar{\epsilon}_g| \ll \sqrt{\gamma} \Delta / \Delta_1^2$

$$x_0 \approx 2 \sqrt{\gamma} / \Delta.$$

При $\hbar\omega - \bar{\epsilon}_g \ll -\sqrt{\gamma} \Delta / \Delta_1^2$ ситуация несколько сложнее, поскольку внутри области интегрирования при

$$x = x_0 \equiv \Delta_1^2 |\hbar\omega - \bar{\epsilon}_g| / \Delta^2$$

указанный множитель имеет максимум. Именно эта точка и определяет значение интеграла. Из рис. 3 видно, что при малых t площадь заштрихованного участка изменяется сравнительно слабо (в 3 раза при изменении t от нуля до $t_{\text{кр}}$).

По достижении значения

$$t = t_{\text{кр}} = \tau_0 \exp \left\{ \frac{e^2 E_0^2}{2kx_0} \frac{1}{\lambda (1-\lambda) [\lambda T_h + (1-\lambda) T_e]} \right\} \quad (6)$$

характер спада меняется. Подставляя в (6) полученные выше значения x_0 , получаем явные выражения для характерного времени $t_{\text{кр}}$ в различных спектральных областях.

При $t > t_{\text{кр}}$ спад люминесценции в основной части спектра идет по логарифмическому закону

$$\Phi(\omega, t) \sim \frac{E_0^3}{\lambda (1-\lambda) [\lambda T_h + (1-\lambda) T_e]} \left(\ln \frac{t}{\tau_0} \right)^{-1}, \quad (7)$$

но на длинноволновом крыле ($\hbar\omega - \bar{\epsilon}_g \ll -\sqrt{\gamma} \Delta / \Delta_1^2$) характер спада иной и в достаточно широком интервале t близок к экспоненциальному

$$\Phi(\omega, t) \sim \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_0} \exp \left[-\frac{e^2 E^2 \Delta^2}{2k\Delta_1^2 (\hbar\omega - \bar{\epsilon}_g) \lambda (1-\lambda) [\lambda T_h + (1-\lambda) T_e]} \right] \right\}. \quad (8)$$

Все полученные выше формулы относились к случаю достаточно малой интенсивности возбуждения G . С ростом G релаксационные процессы убаыстряются за счет экранировки рекомбинационных барьеров неравновесными носителями. Вывод о том, в какой части спектра рост интенсивности возбуждения

Свойства	Модуляция зон		
	параллельная	антипараллельная	смешанная при $\frac{\Delta^{(1)}}{L^{(1)}}$, $\frac{\Delta^{(2)}}{L^{(2)}}$
Наличие ДР	Есть	Нет	Есть
Кинетика ДР при малых интенсивностях	Экспоненциальная	—	Неэкспоненциальная
Кинетика ДР при больших интенсивностях	Неэкспоненциальная	—	То же
Изменение спектра люминесценции в ходе спада	Подавление коротковолнового крыла	Без изменений	Без изменений или подавление длинноволнового крыла
Изменение спектра люминесценции с ростом интенсивности возбуждения	Подавление длинноволнового крыла	То же	Без изменений
Изменение кинетики люминесценции с ростом интенсивности возбуждения	На фиксированной частоте без изменений	» »	Общее ускорение

сильнее ускоряет релаксацию, неоднородно и зависит от корреляционных характеристик потенциала неоднородностей. Ситуация существенно отлична от случая параллельной модуляции зон, где экранируются самые глубокие флуктуации, за счет чего подавляется длинноволновый край люминесценции, но в силу однозначной связи между величиной рекомбинационного барьера и энергией излучаемого кванта скорость релаксации на фиксированной частоте излучения не меняется.

В таблице суммированы все полученные выше основные качественные выводы, а также результаты работ [3, 10, 11], посвященных полупроводникам с неоднородностями лишь одного типа. В целом можно утверждать, что различные типы неоднородностей, показанные на рис. 1, характеризуются качественно сходным, неоднородно уширенным спектром стационарной люминесценции, но имеют существенно различные нестационарные фотоэлектрические свойства. Поэтому исследование неравновесных свойств позволяет сделать заключение о характере неоднородностей в исследуемом образце.

3. Использованное выше предположение об одномасштабности обоих типов флуктуаций в реальных полупроводниках зачастую не выполняется. Например, в сильно легированных компенсированных (СЛК) полупроводниках с некоррелированным распределением примесей имеются флуктуации электростатического потенциала с любыми пространственными размерами от $R_q = a^{2/3}/N_i^{1/3}$ до $R_s = N_i^{-1/3} (1-K)^{-2/3}$ (N_i — концентрация примесей, K — степень компенсации, a — боровский радиус основных носителей) [13]. Рассмотрим, как подобное усложнение модели скажется на полученных нами выводах.

Пусть на описанный выше параболический потенциал в твердом растворе вблизи точки минимума ϵ_{qm} наложен электростатический потенциал, созданный флуктуацией концентрации примесей в объеме радиусом r , амплитуда которого $\gamma(r) = e^2 \sqrt{N_i r} / \chi$ (χ — диэлектрическая проницаемость) [13]. Тогда при малых r среднее электростатическое поле $E \simeq \gamma(r)/er$ велико, и поэтому роль потенциала твердого раствора, в котором отсутствуют гармоники с таким периодом, несущественна. Электроны и дырки при этом разделяются потенциальным (рекомбинационным) барьером $\gamma(r)$. При очень больших r поле электростатического потенциала можно считать однородным и в согласии с рис. 2 рекомбинационный барьер $\Delta\epsilon \simeq \frac{\gamma^2(r)}{r^2} \frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta}$. Ясно, что максимальные рекомбинационные барьеры

$$\Delta\epsilon_{\max} \simeq \left(\frac{e^2}{\chi}\right)^{4/3} N_i^{2/3} \left(\frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta}\right)^{1/3} \quad (9)$$

создаются флуктуациями с характерными размерами

$$l \simeq N_i^{1/3} \left(\frac{e^2}{\chi} \frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta}\right)^{2/3}. \quad (10)$$

Причина в том, что электростатические флуктуации с очень большими r (которые в отсутствие флуктуаций состава являются самыми большими по амплитуде) обладают малой напряженностью внутреннего электрического поля, и превосходящее его квазиэлектрическое поле флуктуаций состава подавляет рекомбинационный барьер.

Приведенные выше соображения опирались на предположение о параболическом виде потенциала, связанного с неоднородностями состава. Это справедливо при $\Delta^{(1)} > \Delta\epsilon_{\max}$ и $L^{(1)} > l$, что, согласно (9) и (10), сводится к условию

$$(\Delta^{(1)})^2 > \frac{e^4}{\chi^2} N_i L^{(1)}, \quad (11)$$

где мы учли, что $\alpha \sim \beta \sim \Delta^{(1)}/(L^{(1)})^2$.

¹ Мы для простоты считаем, что рекомбинационный барьер преодолевается активационно, т. е. вероятность рекомбинации $R \sim \exp(-\Delta\epsilon/kT)$. При необходимости можно, как и раньше, учесть туннелирование путем введения эффективных температур T_e , T_h .

Очевидно, что при наличии в образце рекомбинационных барьеров нескольких масштабов в условиях эффективного разделения носителей $\mu\tau\Delta\varepsilon_{\max}/el^2 \gg 1$ (где μ и τ — подвижность и время жизни неравновесных носителей) скорость рекомбинации будет определяться максимальным из них. Поэтому в зависимости от соотношения между R_q , R_s и l возможны три различные ситуации.

а) $l > R_s$. В данном случае потенциал твердого раствора более крупномасштабен, нежели любая компонента электростатического потенциала, и не видоизменяет рекомбинационных барьеров. При этом в малом объеме образца с размерами, много меньшими $L^{(1)}$, форма $\Phi_0(\omega)$ и ширина Δ_0 спектра люминесценции такие же, как и в СЛК полупроводнике, а роль флуктуаций состава сводится к дополнительному неоднородному уширению спектра. В результате спектр люминесценции описывается формулой (3) работы [9], а кинетика люминесценции в основном определяется теми же закономерностями, что и в СЛК полупроводнике [8], но при $\Delta_0 \ll \Delta$ является равномерной по спектру.

б) $R_q < l < R_s$. При этом в электростатическом потенциале имеются компоненты с пространственным размером l , и рекомбинационный барьер дается формулой (9). Люминесценция характеризуется теми же закономерностями, что и в простой модели п. 2, где следует заменить eE на $\frac{\Delta\varepsilon_{\max}}{l} \approx \left(\frac{e^4}{\chi^2} N_t \frac{\alpha\beta}{\alpha+\beta}\right)^{1/3}$.

в) $l < R_q$. Все компоненты электростатического потенциала можно считать крупномасштабными, как и в п. 2. Сохраняются все полученные там формулы, в которых роль E играет максимальное поле флуктуаций, равное $\gamma(R_q)/eR_q \approx eN_t^{1/3}/\chi a^{1/3}$.

Авторы благодарят В. В. Чалдышева за многочисленные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Петросян С. Г., Шик А. Я. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, в. 9, с. 357—359.
- [2] Асрия Л. В., Петросян С. Г., Шик А. Я. — Письма ЖЭТФ, 1987, т. 45, в. 4, с. 187—190.
- [3] Шейнкман М. К., Шик А. Я. — ФТП, 1976, т. 10, в. 2, с. 209—233.
- [4] Henoc P., Izrael A., Quillec M., Launois H. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 11, p. 963—965.
- [5] Власенко А. И., Гаврилук Ю. Н., Легута В. З., Любченко А. В., Сальков Е. А. — Письма ЖТФ, 1979, т. 5, в. 16, с. 1013—1017.
- [6] Осинский В. И., Привалов В. И., Тихоненко О. Я. Оптоэлектронные структуры на многокомпонентных полупроводниках. Минск, 1981. 208 с.
- [7] Вартанян Р. С. — Автореф. канд. дис. Л., 1984.
- [8] Забродский А. Г., Евсеев В. А., Коноплева Р. Ф., Чеканов В. А., Юрова Е. С., Федоров В. В., Саидов М. С., Юсупов А., Атабаев И. Г. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 2042—2051.
- [9] Леванюк А. П., Осипов В. В. — ФТП, 1973, т. 7, в. 6, с. 1069—1080.
- [10] Петросян С. Г., Чалдышев В. В., Шик А. Я. — ФТП, 1984, т. 18, в. 9, с. 1565—1572.
- [11] Леванюк А. П., Осипов В. В. — УФН, 1981, т. 133, в. 3, с. 427—456.
- [12] Padovani F. A., Stratton R. — Sol. St. Electron., 1966, v. 9, N 7, p. 695—707.
- [13] Шкловский Б. И., Эффрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.