

УДК 539.293.536.21

В. Л. Бонч-
БруевичКУЛОНОВСКАЯ ШЕЛЬ
В НЕУПОРЯДОЧЕННОМ
ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Условия возникновения кулоновской щели в энергетическом спектре неупорядоченных полупроводников изучаются без предположений модельного характера (в частности, без специализации явного вида экранированного потенциала взаимодействия).

Введение. Как известно, в запрещенной зоне неупорядоченного полупроводника имеется набор дискретных уровней. Теоретическое рассмотрение показывает (см., например, обзор [1]), что при наличии случайного поля спектр их — всюду плотный: плотность состояний, $\rho(E)$, строго говоря, отлична от нуля при всех энергиях E (хотя, может быть, и очень мала кое-где в запрещенной зоне). Этот вывод, однако, был получен в рамках «одноэлектронного» подхода, в котором кулоновское взаимодействие между электронами учитывается лишь приближенно — через условие полной нейтральности, экранирование и обычную перенормировку энергии (см. ниже — текст после уравнений (6), (7)).

В работах [2—5] и [6] (см. также [7] исследовалось поведение плотности состояний вблизи энергии Ферми, F , с более полным учетом кулоновского взаимодействия между электронами, локализованными на дискретных уровнях (уровень Ферми также лежит в запрещенной зоне). В рамках определенных моделей был сделан вывод, что функция $\rho(E)$ обращается в нуль в области энергий вблизи уровня Ферми. Суть дела, видимо, проще всего уяснить себе с помощью использованной в [2] известной модели плотности состояний [8] (см. рис. 1). Здесь следует обратить внимание на два обстоятельства. Во-первых, благодаря перекрытию хвостов плотности состояний, отходящих от валентной зоны и от зоны проводимости, даже при нулевой температуре имеются центры, заряженные положительно и отрицательно. Следует ожидать, что пространственное их распределение будет очевидным образом скоррелировано так, что вблизи заряженного центра окажутся в основном отрицательные и наоборот¹. Во-вторых, один из типов возбуждения рассматриваемой системы состоит в переброске электронов из «донорных» состояний при $E < F$ в «акцепторные» состояния при $E > F$. При этом возникают центры, заряженные соответственно положительно и отрицательно. В обоих случаях кулоновское взаимодействие понижает энергию системы. Иначе говоря, взаимодействие электронов друг с другом и с неподвижными зарядами центров локализации воспринимается как эффективное межэлектронное взаимодействие типа притяжения, т. е. как взаимодействие между электронами и дырками.

Очевидно, этот вывод не связан непременно с моделью рис. 1. Важно лишь, чтобы имело место хотя бы одно из указанных выше обстоятельств. Так, в модели, принятой в работах [3—5], сохраняется

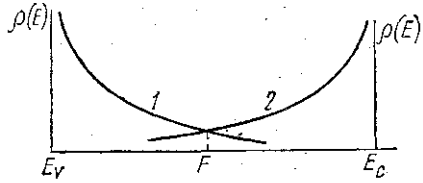
¹ Во избежание недоразумений подчеркнем, что для возникновения такой корреляции требуется лишь перемещение электронов, а не самих потенциальных ям.

(хотя и не отмечается словесно) второе из них¹, а в модели Мотта, Стрита и Дэвиса [9—11] — первое.

Наличие эффективного притяжения естественно приводит к мысли о перестройке спектра типа экситонного спаривания. По этой причине основной вывод работ [2—6] кажется правильным. Однако некоторые пункты расчета кажутся не вполне ясными. Это относится, прежде всего, к возможной роли статистической корреляции между уровнями и к роли экранирования. Действительно, при определенных условиях корреляционная длина может возрастать с уменьшением разности энергий рассматриваемых уровней (так обстоит дело [1] при моттовской и δ -корреляции). Поэтому тот факт, что в задаче о щели существенны большие расстояния [3—5], сам по себе еще не означает, что корреляцией можно пренебречь (особенно если корреляционная длина больше характерной «длины экранирования», что, видимо, не невозможно). Отметим в связи с этим, что корреляция между уровнями может быть обусловлена не только квантовыми эффектами (перекрытием соответствующих волновых функций), но и автокорреляцией потенциальной энергии электрона в случайном поле [12]. Корреляционная длина, отвечающая последнему механизму, может оказаться порядка «длины экранирования» (в частности, так заведомо обстоит дело, если случайное поле создано совокупностью хаотически распределенных заряженных центров). Далее, не вполне очевидна возможность пренебречь эффектом экранирования (что сделано в [3—5]). Правда, при $\rho(F) = 0$ характер экранирования при очень низких температурах существенно меняется², и явный вид экранированного потенциала заметно отличается от обычно употребляемого. Это, однако, означает лишь, что вид потенциала взаимодействия и ход плотности состояний при $E \rightarrow F$ взаимосвязаны: задача носит самосогласованный характер. Отметим, также, что экранирование может быть обусловлено и «технологической» корреляцией в пространственном распределении заряженных центров локализации.

Наконец, сам факт возникновения кулоновской щели кажется слишком фундаментальным; чтобы основывать суждение о нем лишь на основании соображений сугубо модельного характера (хотя, видимо, в первых работах их и трудно было избежать).

В настоящей работе делается попытка несколько более общей трактовки задачи: сохраняется основное предположение об эффективном притяжении, и носители заряда считаются локализованными, но явный вид потенциала взаимодействия не специализируется. Расчет (в условиях слабого взаимодействия) ведется для произвольной конфигурации случайного поля, что в известной мере снимает проблему учета статистической корреляции между уровнями. Естественно, таким путем трудно найти явное выражение для щели, однако в неупорядоченной системе последняя задача, видимо, менее интересна, чем могло бы показаться: как мы увидим (и как уже отмечалось в работе [4]), флуктуации случайного поля «замазывают» щель, оставляя в силе лишь вывод об обра-



Схематический вид плотности состояний в запрещенной зоне в модели [8]. 1 — хвост плотности состояний «донорного» типа ($\rho_d(W)$): они нейтральны, будучи заполнены; 2 — хвост плотности состояний «акцепторного» типа ($\rho_a(W)$): они нейтральны, будучи вакантны. При $T \rightarrow 0$ состояния, соответствующие кривой 1 при $E > F$, несут положительный заряд, а состояния, соответствующие кривой 2 при $E < F$, несут отрицательный заряд

¹ Это видно, например, из формулы (6) работы [4].

² Это обстоятельство отмечалось в [3—5].

щении плотности состояний в нуль при $E=F^1$. При этом явный вид функции $\rho(E)$ вблизи уровня Ферми устанавливается без предположений модельного характера.

§ 1. Гамильтониан и уравнения движения

Обозначим через γ набор квантовых чисел, описывающих состояния электронов на дискретных уровнях в «одноэлектронном» приближении. В интересующей нас системе вырождение дискретных уровней маловероятно; соответственно γ есть совокупность радиуса-вектора центра локализации, R_γ , спинового квантового числа s_γ , и энергии электрона на данном уровне, W_γ (мы будем отсчитывать ее от уровня Ферми, полагая $F=0$). Соответствующие волновые функции обозначим через $\psi_\gamma(\mathbf{x})$. Поскольку они описывают локализованные состояния, гамильтониан задачи можно записать в виде

$$\mathcal{H} = \sum_{\gamma} W_{\gamma} a_{\gamma}^{*} a_{\gamma} + \frac{1}{2} \sum_{\gamma \neq \gamma'} V(\gamma, \gamma') a_{\gamma}^{*} a_{\gamma'}^{*} a_{\gamma'} a_{\gamma}, \quad (1)$$

где a_{γ}^{*} , a_{γ} — обычные операторы порождения и уничтожения

$$V(\gamma, \gamma') = \int d\mathbf{x} d\mathbf{x}' |\psi_{\gamma}(\mathbf{x})|^2 V(\mathbf{x} - \mathbf{x}') |\psi_{\gamma'}(\bar{\mathbf{x}}')|^2,$$

а $V(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$ — эффективная энергия взаимодействия в координатном представлении; согласно сказанному выше это есть в основном энергия притяжения². При достаточно сильной локализации функций ψ_{γ} мы имеем:

$$V(\gamma, \gamma') \simeq V(R_{\gamma} - R_{\gamma'}).$$

Гамильтониан (1) написан для «жесткой» системы атомов; положения равновесия их (и частоты нормальных колебаний) считаются фиксированными и не изменяются при изменении состояния электронов. Это означает, в частности, что мы принимаем во внимание только безынерционную поляризацию системы. Очевидно, учет инерционной поляризации приведет лишь к большей энергетической выгоды заряженных состояний центров локализации. Количественные следствия из этого поляронного эффекта требуют специального рассмотрения; однако принципиальной роли в задаче, нас здесь интересующей, они, по-видимому, не играют.

Заметим, что гамильтониан (1) коммутирует с оператором $n_{\gamma} = a_{\gamma}^{*} a_{\gamma}$, а потому и с суммой $N = \sum_{\gamma} a_{\gamma}^{*} a_{\gamma}$, взятой по какой-либо

области изменения γ . Это позволяет воспользоваться для исследования энергетического спектра методикой, развитой в старой работе [13] (см. Приложение). Все же в рамках принятой выше постановки задачи более удобным оказывается метод функций Грина с учетом аномальных спариваний. Пусть (все обозначения и нормировка такие же, как в книге [14]):

$$G(\gamma, \gamma') = \langle \langle a_{\gamma} | a_{\gamma'}^{*} \rangle \rangle^{(+)}, \quad G'(\gamma, \gamma') = \langle \langle a_{\gamma}^{*} | a_{\gamma'} \rangle \rangle^{(+)}. \quad (2)$$

Согласно (1), для Фурье-образов G и G' по времени получаются уравнения

¹ Подобный результат давно известен в теории сверхпроводимости.

² Точный смысл слов «в основном» выясняется ниже — см. формулу (17).

$$(E - W_\gamma)G(\gamma, \gamma'; E) - \sum_{\gamma_1 \neq \gamma} V(\gamma_1, \gamma) \langle \langle a_\gamma a_{\gamma_1}^* a_{\gamma_1} | a_{\gamma'}^* \rangle \rangle_{E^*}^{(+)} = -\frac{1}{2\pi} \delta_{\gamma\gamma'}, \quad (3)$$

$$(E + W_\gamma)G'(\gamma, \gamma'; E) + \sum_{\gamma_1 \neq \gamma} V(\gamma_1, \gamma) \langle \langle a_\gamma^* a_{\gamma_1}^* a_{\gamma_1} | a_{\gamma'}^* \rangle \rangle_E^{(+)} = 0. \quad (4)$$

Обозначим совокупность квантовых чисел W_γ и s_γ через ν_γ , $a\{W_\gamma, -s_\gamma\}$ — через $\tilde{\nu}_\gamma$. При слабом взаимодействии естественно считать, что

$$G(\gamma, \gamma') = \delta_{\nu\nu'} G(\mathbf{R}, \mathbf{R}'; E); \quad G'(\gamma, \gamma') = \delta_{\tilde{\nu}\tilde{\nu}'} G'(\mathbf{R}, \mathbf{R}'; E). \quad (5)$$

Тогда, производя в (3) и (4) обычное расщепление высших функций Грина, мы получаем, опуская впредь индекс γ при W и аргументы E у функций Грина:

$$(E - W + M)G(\mathbf{R}, \mathbf{R}') + \sum_{\mathbf{R}_1 \neq \mathbf{R}} V(\mathbf{R} - \mathbf{R}_1) \{ \langle \langle a_{\nu\mathbf{R}_1}^* a_{\nu\mathbf{R}} \rangle \rangle G(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}') + \langle \langle a_{\nu\mathbf{R}} a_{\tilde{\nu}\mathbf{R}_1} \rangle \rangle G'(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}') \} = -\frac{1}{2\pi} \delta_{\mathbf{R}, \mathbf{R}'}, \quad (6)$$

$$(E + W - M)G'(\mathbf{R}, \mathbf{R}') + \sum_{\mathbf{R}_1 \neq \mathbf{R}} V(\mathbf{R} - \mathbf{R}_1) \times \langle \langle a_{\tilde{\nu}\mathbf{R}_1}^* a_{\tilde{\nu}\mathbf{R}} \rangle \rangle G(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}') - \langle \langle a_{\tilde{\nu}\mathbf{R}} a_{\nu\mathbf{R}_1} \rangle \rangle G'(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}') \} = 0. \quad (7)$$

Здесь $M = \sum_{\gamma_1 \neq \gamma} V(\gamma_1, \gamma) n(\gamma_1)$.

Понимая под W в (1) уже перенормированную энергию электрона, слагаемые M в (6) и (7) следует опустить. По той же причине следует опустить и первые слагаемые в фигурных скобках в (6) и (7): легко убедиться, что они также приводят лишь к перенормировке W .

В силу вещественности гамильтониана (1) и условия (5):

$$\langle \langle a_{\nu\mathbf{R}} a_{\tilde{\nu}\mathbf{R}_1} \rangle \rangle = \langle \langle a_{\tilde{\nu}\mathbf{R}_1}^* a_{\nu\mathbf{R}}^* \rangle \rangle \equiv n'(\mathbf{R}, \mathbf{R}_1). \quad (8)$$

Вещественная функция n' определяется этим соотношением.

Таким образом, мы получаем из (6) и (7):

$$G'(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = -\frac{1}{E + W} \sum_{\mathbf{R}_1 \neq \mathbf{R}} V(\mathbf{R} - \mathbf{R}_1) n'(\mathbf{R}, \mathbf{R}_1) G(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}'), \quad (9)$$

$$(E^2 - W^2)G(\mathbf{R}, \mathbf{R}') - \sum_{\mathbf{R}_2} K(\mathbf{R}, \mathbf{R}_2)G(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}') = -\frac{E + W}{2\pi} \delta_{\mathbf{R}, \mathbf{R}'}, \quad (10)$$

где

$$K(\mathbf{R}, \mathbf{R}_2) = \sum_{\mathbf{R}_1 \neq \mathbf{R}, \mathbf{R}_2} V(\mathbf{R} - \mathbf{R}_1) V(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) n'(\mathbf{R}, \mathbf{R}_1) n'(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2). \quad (11)$$

Очевидно, ядро K вещественно, симметрично и не отрицательно.

§ 2. Функции Грина и плотность состояний

Для решения системы (9) и (10) воспользуемся обычной самосогласованной процедурой. Именно, будем сначала рассматривать ядро K как заданное и введем вспомогательную систему собственных его функций, ϕ_λ , полагая

$$\sum_{\mathbf{R}_2} K(\mathbf{R}, \mathbf{R}_2) \phi_\lambda(\mathbf{R}_2) = W_\lambda^2 \phi_\lambda(\mathbf{R}). \quad (12)$$

Через λ здесь обозначен набор соответствующих «квантовых чисел».

Согласно сказанному выше, собственные значения, W_λ^2 не отрицательны. Далее, функции φ_λ можно выбрать вещественными. Представляя G и G' в виде билинейных разложений по $\varphi_\lambda(\mathbf{R})\varphi_\lambda(\mathbf{R}')$, легко находим

$$G(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = -\frac{E+W}{2\pi} \sum_{\lambda} \frac{\varphi_{\lambda}(\mathbf{R})\varphi_{\lambda}(\mathbf{R}')}{(E-E_{+})(E-E_{-})}, \quad (13)$$

где

$$E_{\pm} = \pm \sqrt{W^2 + W_{\lambda}^2}. \quad (14)$$

Полагая далее,

$$n'(\mathbf{R}, \mathbf{R}_1) = \sum_{\lambda} b_{\lambda} \varphi_{\lambda}(\mathbf{R}) \varphi_{\lambda}(\mathbf{R}_1) \quad (15)$$

и, с другой стороны, выражая n' через G' , получаем стандартное уравнение для коэффициентов разложения:

$$b_{\lambda} = -\sum_{\lambda'} b_{\lambda'} \frac{V_{\lambda\lambda'}}{\sqrt{W_{\lambda'}^2 + W^2}} \operatorname{th} \left(\frac{\beta}{2} \sqrt{W^2 + W_{\lambda'}^2} \right). \quad (16)$$

Здесь (см. сноску 2 на стр. 82)

$$V_{\lambda\lambda'} = \int d\mathbf{q} V(\mathbf{q}) \left| \sum_{\mathbf{R}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{R}} \varphi_{\lambda}(\mathbf{R}) \varphi_{\lambda'}(\mathbf{R}) \right|^2, \quad (17)$$

β — обратная температура, а через $V(\mathbf{q})$ обозначен Фурье-образ потенциала $V(\mathbf{R}-\mathbf{R}')$.

Согласно (13), плотность состояний (еще не усредненная по случайному полю) дается выражением

$$\rho(E) = \frac{2}{\Omega} \sum_{\lambda, W} \frac{E+W}{\sqrt{W^2 + W_{\lambda}^2}} \{ \delta(E-E_{+}) - \delta(E-E_{-}) \}. \quad (18)$$

Здесь Ω — объем системы. Вводя невозмущенную (и также еще не усредненную) плотность состояний с обеими ориентациями спина, $\rho_0(W)$, можем переписать (18) в виде

$$\begin{aligned} \rho(E) = & \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \theta(E^2 - W_{\lambda}^2) [\theta(E) - \theta(-E)] \left\{ \rho_0 \left(\sqrt{E^2 - W_{\lambda}^2} \right) - \right. \\ & \left. - \rho_0 \left(\sqrt{E^2 - W_{\lambda}^2} \right) + \frac{E}{\sqrt{E^2 - W_{\lambda}^2}} \left[\rho_0 \left(\sqrt{E^2 - W_{\lambda}^2} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \rho_0 \left(-\sqrt{E^2 - W_{\lambda}^2} \right) \right] \right\}. \quad (19) \end{aligned}$$

Легко проверить, что правая часть (19) не отрицательна; при $W_{\lambda}^2 = 0$ она равна $\rho_0(E)$. Интересуясь лишь малым интервалом энергий вблизи уровня Ферми и считая, что $\rho_0(0) \neq 0$, можем заменить невозмущенную плотность состояний в правой части (19) на $\rho_0(0)$. При этом

$$\rho(E) \simeq \rho_0(0) \sum_{\lambda} \theta(E^2 - W_{\lambda}^2) \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - W_{\lambda}^2}}. \quad (19')$$

Поведение $\rho(E)$ при $E \rightarrow 0$ определяется низшими собственными значениями W_λ^2 . Оценить их с помощью уравнения (12) трудно. Однако из результатов Приложения явствует, что с большой вероятностью $W_\lambda^2 = 0$.

При малых, но конечных значениях E равенство (19') можно переписать в виде

$$\rho(E) = \rho_0(0) \sum_{\lambda} \{ \theta(-W_\lambda^2) + SE^2 \delta(-W_\lambda^2) \} \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - W_\lambda^2}} \quad (20)$$

Здесь

$$S = \int_0^1 dt \exp(t^2/4) [1 - \varphi(t/2)],$$

$$\varphi(t/2) = 2\pi^{-1/2} \int_0^{t/2} \exp(-x^2) dx.$$

Поскольку сумма по λ фактически представляет собой интеграл, первое слагаемое в фигурных скобках не дает вклада в усредненную («сглаженную» [1]) плотность состояний, $\bar{\rho}(E)$, а второе приводит к выражению

$$\bar{\rho}(E) = \text{const} \cdot E^2 \quad (21)$$

(вблизи уровня Ферми, F , принятого за начало отсчета энергии). В силу непрерывности функции $\rho(E)$ равенство (21) должно сохраняться и при $E \rightarrow 0$ ¹. Таким образом, $\rho(0) = 0$, но $\bar{\rho}(E) \neq 0$ при сколь угодно малом, но конечном значении E («мягкая щель»).

Ситуация, однако, может измениться при появлении не случайных дискретных уровней в запрещенной зоне (они могут быть связаны, например, со структурными дефектами определенного типа). При этом уровень Ферми может столь сильно сдвинуться влево или вправо (на рис.), что заряженных центров локализации при $T=0$ не останется вовсе или будет очень мало. Тогда в достаточно большом числе конфигураций мы можем получить взаимодействие типа отталкивания, когда $b_\lambda = 0$ и щель исчезает.

Приложение. В рассматриваемых условиях «одноэлектронные» состояния можно разделить на два класса ($\gamma = \beta$ и $\gamma = \alpha$), полностью заполненные и вакантные при $T=0$ ². Очевидно, $W_\beta < 0$, $W_\alpha > 0$. Понимая под N сумму, взятую, например, по состояниям типа β^3 , мы можем классифицировать возбужденные состояния рассматриваемой системы многих частиц по числу электронов, «переброшенных» из состояний β в состояния α . Соответствующие уравнения для энергий и волновых функций были получены в [13]. Специализуя их на случай гамильтониана (1), легко найти энергию состояний с одним переброшенным электроном. Обозначая ее через $W_{\alpha\beta}$, мы получаем

$$W_{\alpha\beta} = W_\alpha - W_\beta + V(\alpha, \beta). \quad (22)$$

Согласно (12), энергии состояний с большим числом «переброшенных» электронов n , даются суммами выражений (22), коль скоро $n \ll N_t$ — общего числа центров локализации. Уравнение (22) есть не что иное, как уравнение (5) работы [4].

По определению величина $W_{\alpha\beta}$ должна быть не отрицательна. При $V(\alpha, \beta) > 0$ это условие выполняется автоматически. При $V(\alpha, \beta) < 0$ оно, вообще говоря, может и не выполняться, по крайней мере при том или ином специальном наборе перемен-

¹ Как видно из (19') (или из (19)) при $E^2 \rightarrow 0$, $W_\lambda^2 \rightarrow 0$ функция $\bar{\rho}(E)$ сингулярна: ее значение зависит от порядка предельного перехода, почему и необходимо привлекать дополнительные соображения.

² В системе многих тел такая возможность не тривиальна. Так, при учете взаимодействия между свободными электронами «одноэлектронные» состояния с заданными импульсами этим свойством не обладают.

³ Очевидно, $\sum_{\alpha} n_{\alpha} + \sum_{\beta} n_{\beta}$ есть полное число частиц в системе, которое мы считаем заданным. Таким образом, безразлично, понимать ли под N сумму по состояниям α или по состояниям β .

ных W_α , W_β и $R=R_\alpha-R_\beta$. По этой причине в работах [3—5] и был сделан вывод о существовании кулоновской щели. Однако в силу случайного характера величин W_α , W_β и R интерес представляет лишь реализация условия $W_{\alpha\beta} > 0$ в среднем по всем конфигурациям случайного поля (или эквивалентно фактически интересно лишь то, что происходит в «оптимальной» — наиболее вероятной — конфигурации).

Вероятность реализации указанного неравенства можно оценить, вычислив величину

$$P = \langle \theta(W_\alpha - W_\beta + V(\alpha, \beta)) \rangle_R,$$

где символ $\langle \dots \rangle_R$ означает усреднение по всем векторам R при заданном значении $W_\alpha - W_\beta$.

Вероятность найти два центра локализации в интервале dR на расстоянии R друг от друга есть

$$\frac{dR}{\Omega} \Psi(W_\alpha, W_\beta; R),$$

где Ψ — функция корреляции уровней. Она нормирована условием

$$\int_{\Omega} \frac{dR}{\Omega} \Psi = 1; \quad \Omega — \text{объем системы.}$$

Таким образом,

$$P = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ds}{s - i\epsilon} \frac{\exp[(is | W_\alpha - W_\beta |)]}{\Omega} \int dR \Psi(W_\alpha, W_\beta; R) \exp[isV(\alpha, \beta)]. \quad (23)$$

Интеграл по R , фигурирующий в (23), можно тождественно переписать в виде

$$\frac{1}{\Omega} \int dR \Psi \{ e^{isV(\alpha, \beta)} - 1 \} + 1.$$

При учете экранирования интеграл $\int dR \Psi V(\alpha, \beta)$ остается ограниченным при $\Omega \rightarrow \infty$. Следовательно,

$$P = \theta(W_\alpha - W_\beta) + 0(\Omega^{-1}).$$

Видим, что при $W_\alpha - W_\beta > 0$ условие $W_{\alpha\beta} > 0$ выполняется с вероятностью единица. Следовательно, возникновение кулоновской щели в обычном смысле слова в рассматриваемой неупорядоченной системе не обязательно. Требуется лишь исчезновение усредненной по случайному полю плотности состояний в точке $W_\alpha = W_\beta$, т. е. при $W = F$ — уровню Ферми при $T = 0$. Для расчета плотности состояний в рамках принятой выше постановки задачи более удобной кажется методика, использованная в основном тексте статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bonch-Bruевич V. L., Mironov A. G., Zviagin I. P. «La Rivista del Nuovo Cim.», 1973, 3, N 4, 321.
2. Srinivasan G. «Phys. Rev.», 1971, B4, 2581, 95.
3. Efros A. L., Shklovskii B. I. «J. Phys. C. Solid St. Phys.», 1975, 8, L49—51.
4. Efros A. L. «J. Phys. C. Solid St. Phys.», 1976, 9, 2021—2030.
5. Эфрос А. Л. Труды 6-й междуна. конф. по аморфн. и жидким полупроводникам. Л., 1976, с. 126—129.
6. Kurosawa T., Sugimoto H. «Progr. Theor. Phys. Suppl.», 1975, N 57, 217.
7. Mott N. F., «J. Phys. C. Solid St. Phys.», 1975, 8, L234—240.
8. Cohen M. H., Fritzsche H., Ovshinsky S. R. «Phys. Rev. Lett.», 1969, 22, 1065.
9. Street R. A., Mott N. F. «Phys. Rev. Lett.», 1975, 35, 1293.
10. Mott N. F., Davis E. A., Street R. A. «Phil. Mag.», 1975, 32, 961.
11. Street R. A. Труды 6-й междуна. конф. по аморфн. и жидким полупроводникам. Л., 1976, с. 116—120.
12. Pollak M. «Phys. Stat. Sol.», 1974, 66, 483.
13. Бонч-Бруевич В. Л. ЖЭТФ, 1953, 25, 417—428.
14. Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В. Метод функций Грина в статистической механике. М., 1961.

Поступила в редакцию
14.12 1976 г.
Кафедра
физики полупроводников