

$$2) \frac{2A\mu_d}{k_0} \ll T \ll T_K.$$

При этом будем иметь

$$\mu_d = \mu_0 - \frac{1}{4} q_{\max}^3 \Omega_0 \left(\frac{k_0 T}{\pi D_0} \right)^{3/2}, \quad (13)$$

$$\mu_f = \text{th} \frac{A\mu_d}{k_0 T}, \quad (14)$$

где D_0 — постоянная порядка температуры Кюри.

Таким образом, из выражений (11) — (14) видно, что в рассматриваемой модели помимо температуры Кюри появляется еще одна характерная температура $T^* = A\mu_d/k_0$. Температурная зависимость намагниченностей для обеих подсистем при $T \ll T^*$ подчиняется закону « $T^{3/2}$ » Блоха, а при $T \approx T^* \ll T_K$ температурная зависимость намагниченности f -подсистемы определяется молекулярным полем, действующим со стороны d -подсистемы, т. е. отклонения от закона « $T^{3/2}$ » должны проявляться при температурах, значительно меньших температуры Кюри.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Тейлор К. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов. М., 1974, 374 с. [2] Бердышев А. А., Летфулов Б. М. Обобщенная модель ферромагнитного металла. — Физ. мет. и металловедение, 1974, 37, с. 427—429. [3] Тяблицов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. М., 1975, с. 262. [4] Зубарев Д. Н. Двухвременные функции Грина в статистической физике. — Успехи физ. наук, 1960, 71, с. 71—117. [5] Уайт Р. М. Квантовая теория магнетизма. М., 1972, с. 27. [6] Изюмов Ю. А., Кассан-Оглы Ф. А., Скрыбин Ю. Н. Полевые методы в теории ферромагнетизма. М., 1974, с. 142.

Поступила в редакцию
12.03.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 2

УДК 539.293.011.2

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ГЛАДКОГО СЛУЧАЙНОГО ПОЛЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. Л. Бонч-Бруевич

(кафедра физики полупроводников)

Модель гладкого случайного поля, предложенная в работе [1], позволила дать теоретическую трактовку ряда явлений, наблюдаемых в неупорядоченных полупроводниках [2—15]. В частности, таким путем удается объяснить возникновение «хвоста» коэффициента поглощения света при низких температурах («правило Урбаха»). Удобство этой модели состоит в том, что гладкость поля оправдывает квазиклассический метод расчета плотности состояний, комплексной электропроводности и т. д., причем свойства случайного поля характеризуются лишь небольшим числом параметров. Так, в макроскопически изотропном и однородном гауссовом поле их два: $\psi_1 = \langle V^2 \rangle$, $\psi_2 = \frac{1}{2} \langle (\nabla V)^2 \rangle$. Здесь угловые скобки обозначают усреднение по случайному полю, V — потенциальная энергия электрона в нем, нормированная так, что $\langle V \rangle = 0$. Аналогично обстоит дело и в негауссовых полях [16].

Природу гладкого поля можно трактовать двояко. Во-первых, оно может быть обусловлено непосредственно источниками того или иного типа; во-вторых, это может быть «вторичное» поле, отражающее неизбежное наличие в таких системах плавного случайного искривления зон [16, 17]. В известной мере это различие условно, ибо указанное искривление зон обусловлено просто длинноволновой частью полного случайного поля в образце. Удобно, однако, рассматривать эти две возможности по отдельности. Дело в том, что понятие «плавности» искривления зон имеет точный смысл лишь по отношению к той или иной конкретной задаче (поле должно в среднем мало изменяться на некоторой характерной длине). С другой стороны, гладкое поле определяется условием возрастающей (в среднем) малости производных от V с возрастанием их порядка:

$$\frac{\hbar^2 \psi_2}{4\pi \psi_1^{3/2}} \ll 1, \quad (1)$$

где m — эффективная масса носителя заряда, соответствующая вспомогательной задаче с периодическим полем [1]. Аналогичные соотношения связывают и средние значения производных более высокого порядка.

Заранее ясно, что гладкое (в смысле (1)) поле может, вообще говоря, возникнуть лишь в условиях, когда имеется систематическая причина, обеспечивающая малость коротковолновых фурье-компонент функции V . Так, например, обстоит дело при взаимодействии носителей заряда с совокупностью звуковых волн со случайными амплитудами и фазами [8]. Интересен, однако, и случай системы с дальнедействующими (кулоновскими) силами. Как известно (см., например, [3]), в системе точечных зарядов условие (1) не реализуется, ибо параметр ψ_2 расходится из-за кулоновской особенности на малых расстояниях. На этом основании высказывалось даже мнение, что представление о гладком поле вообще не отвечает физически интересным ситуациям. Заметим в связи с этим, что примеры неслучайных гладких силовых полей кулоновского происхождения хорошо известны — достаточно вспомнить об искривлении зон вблизи разного рода контактов при не слишком малом радиусе экранирования. Суть дела очевидна: в системе с кулоновскими силами гладкое (в том числе и случайное) поле может возникнуть, если набор точечных зарядов можно заменить непрерывным распределением плотности заряда. Иначе говоря, речь идет об условиях, в которых оправдан подход, характерный для макроскопической электродинамики. Так обстоит дело, например, при рассмотрении сравнительно крупномасштабных («полумакроскопических») структурных дефектов, связанных с флуктуациями концентрации заряженной примеси. Такие флуктуации могут возникнуть, в частности, в результате случайных вариаций температуры и ее градиента в процессе приготовления образца [18]. Пусть концентрация таких дефектов, их характерный линейный размер и характерное отклонение концентрации примеси в них от среднего значения суть соответственно N , R и δn_i . Обозначим, далее, через r_0 радиус экранирования, обусловленного либо свободными зарядами, либо какими-либо иными причинами. Интересующая нас ситуация реализуется, например, когда

$$R^3 \delta n_i \gg 1, \quad R < r_0, \quad NR^3 < 1. \quad (2)$$

Первое из этих неравенств оправдывает указанный выше макроскопический подход, второе исключает условие нейтральности в пределах

дефекта, третье означает, что дефекты (но не созданные ими электрические поля!) не перекрываются в пространстве.

В иллюстративных целях рассмотрим очень специальный случай — набор хаотически распределенных сферических областей фиксированного радиуса R . Роль δn_t в данном случае играет флуктуация концентрации нескомпенсированных доноров, остающаяся постоянной в пределах каждой области и равная нулю вне ее. Экранирование обусловлено свободными электронами, избыточная концентрация которых есть $\delta n = n_0 \exp(e\phi/T)$. Здесь n_0 — средняя концентрация электронов, T — температура в энергетических единицах, e — абсолютная величина заряда электрона, ϕ — электростатический потенциал. Будем считать для простоты, что $e\phi \ll T$. Отметим, что эта аппроксимация, равно как и использование статистики Больцмана, не носит принципиального характера и не влияет на основной качественный вывод, к которому мы придем. В условиях (2) совокупность таких дефектов создает пуассоновское случайное поле, причем потенциал отдельного дефекта есть

$$\phi = \begin{cases} ar_0^2 \left[1 - (r_0/r) \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) \exp \left(-\frac{R}{r_0} \right) \operatorname{sh} \frac{r}{r_0} \right], & r \leq R, \\ ar_0^3 \left[\frac{R}{r_0} \operatorname{ch} \frac{R}{r_0} - \operatorname{sh} \frac{R}{r_0} \right] \frac{\exp(-r/r_0)}{r}, & r \geq R, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$a = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \delta n_t, \quad r_0^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{\varepsilon T}.$$

Величины ψ_1 и ψ_2 даются выражениями

$$\psi_1 = N \int d\mathbf{r} e^2 \phi^2(\mathbf{r}), \quad \psi_2 = \frac{1}{2} N \int d\mathbf{r} e^2 (\nabla \phi)^2.$$

Подставляя сюда $\phi(\mathbf{r})$ из формул (3), находим в условиях (2):

$$\psi_1 = \frac{4\pi a^2}{3} r_0^2 R^5 e^2 N, \quad \psi_2 = \frac{4\pi a^2}{15} R^5 e^2 N.$$

Соответственно условие (1) принимает вид

$$\frac{\varepsilon \hbar^2}{m e^2 R} \cdot \frac{1}{4\pi R^3 \delta n_t (N r_0^3)^{1/2}} \ll 1. \quad (4)$$

По смыслу задачи $\varepsilon \hbar^2 / m e^2 R \ll 1$, и условие (4) заведомо выполняется уже при $N r_0^3 \sim 1$.

Переходя от этого иллюстративного примера к реальным материалам, мы должны были бы выполнить усреднение по значениям R и δn_t и по форме рассматриваемых объемов, а также, может быть, и принять во внимание корреляцию во взаимном их расположении. Видимо, обилие неизбежно возникающих здесь предположений модельного характера делает такой расчет мало оправданным. Отметим лишь, что процедура усреднения не может изменить вывода о гладкости поля, приводя лишь к замене модельных величин R и δn_t характерными (средними) их значениями. При этом величины ψ_1 и ψ_2 или их аналоги в случае негауссо-

вого поля проще рассматривать как феноменологические (что и делалось в цитированных выше работах). Изложенное выше дает микроскопическое тому обоснование.

Видим, таким образом, что возникновения гладкого случайного поля следует ожидать в не слишком хорошо приготовленных материалах. Отметим в связи с этим, что, как экспериментально показано еще в работе [19], урбаховский хвост коэффициента поглощения в аморфных пленках кремния практически исчезает при достаточно длительном отжиге.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bonch-Bruевич V. L. Behaviour of the charge carriers in slowly varying random fields and semiphenomenological approach to the theory of electronic processes in disordered semiconductors. — *J. Non-Cryst. Sol.*, 1970, 4, p. 410—415. [2] Bonch-Bruевич V. L. Interband optical transitions in disordered semiconductors. — *Phys. Stat. Sol.*, 1970, 42, p. 35—41. [3] Бонч-Бруевич В. Л. Квазиклассическая теория движения частиц в случайном поле. — В кн.: Статистическая физика и квантовая теория поля. Под ред. Н. Н. Боголюбова. М., 1973, с. 337—391. [4] Esser B. Interband optical transitions in disordered semiconductors. — *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1972, 51, 725—732; Phonon assisted interband optical transitions in disordered semiconductors. — *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1973, 55, p. 503—512. [5] Esser B., Kleinert P. On the theory of interband $\epsilon(\omega)$ and external electric field modulated $\Delta\epsilon(\omega)$ in disordered semiconductors. — *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1975, 68, p. 265—273; On the influence of a smooth gaussian random field on optical threshold in disordered semiconductors and external electric field induced change. — *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1975, 72, p. 535—546. [6] Сморгонская Э. А. Нелинейное поглощение света в неупорядоченных полупроводниках. — В кн.: Тр. шестой межд. конф. по аморфным и жидким полупроводникам. Электронные явления в неупорядоченных полупроводниках. Л., 1976, с. 147—150. [7] Бурцев Е. В. К теории междузонного оптического поглощения в квазиклассическом случайном поле. — *Изв. вузов, Физика*, 1972, № 4, с. 121—130; К теории междузонного поглощения света в поле интенсивного звукового потока. — *Изв. вузов, Физика*, 1973, № 1, с. 111—116; Поглощение света глубокими ловушками в квазиклассическом случайном поле. — *Изв. вузов, Физика*, 1973, № 2, с. 96—102. [8] Burtshev E. V. On the theory of optical absorption spectra of disordered semiconductors. — *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1972, 51, p. 241—250. [9] Искра В. Д. Об экситонном поглощении света в гладком случайном поле. — *Изв. вузов, Физика*, 1975, № 5, с. 76—83. [10] Bonch-Bruевич V. L., Iskra V. D. On the theory of the exciton in disordered semiconductors. — *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1975, 68, p. 369—377. [11] Жуматий П. Г. Электронные свойства неупорядоченных полупроводников с плавно меняющимся случайным полем. Теплопроводность. — *Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон.*, 1976, 17, № 4, с. 436—441; Внутризонная электропроводность в полупроводниках с медленно меняющимся случайным полем. — В кн.: Тр. шестой межд. конф. по аморфным и жидким полупроводникам. Электронные явления в неупорядоченных полупроводниках. Л., 1976, с. 111—115. [12] Zhumatii P. G. Intraband conductivity and thermopower of semiconductors with slowly varying Gaussian random field. — *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1975, 75, p. 61—72. [13] Федирко В. А. К теории оптического поглощения в неупорядоченных системах. — *Изв. вузов, Физика*, 1974, № 2, с. 21—26. [14] Fedirko V. A. On the theory of optical absorption in narrow-gap disordered semiconductors. — *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1975, 68, p. 775—782. [15] Esser B., Herrog F.-N. Influence of the form of the random-field probability functional upon the interband dielectric function and its modulation by an external field. — *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1975, 71, p. 63—70. [16] Bonch-Bruевич V. L., Mironov A. G., Zviagin I. P. Behaviour of the charge carriers in a random force field and some problems of the electronic theory of disordered semiconductors. — *Riv. del Nuovo Cim.*, 1973, 3, N 4, p. 321—418. [17] Бонч-Бруевич В. Л. Дискретные уровни в запрещенной зоне неупорядоченного полупроводника. — *ЖЭТФ*, 1971, 61, с. 1168—1176. [18] Robert I. L., Pistoulet B., Raymond A., Aulombard R. L., Bernard C., Bousquet C. Nouveaux développements dans l'étude de phénomènes de transport en présence d'un désordre à moyenne distance. Application aux semiconducteurs. — *Rev. de Phys. Appl.*, 1978, 13, p. 246—251. [19] Pierce D. T., Spicer W. E. Electronic structure of amorphous Si from photoemission and optical studies. — *Phys. Rev.*, B5, 1972, 135, p. 3017—3027.