

АНИЗОТРОПНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА И 1/f-ШУМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Орлов В. Б., Якимов А. В.

Показано, что известные эксперименты по исследованию фликкерных шумов в полупроводниках при скрещенных электрическом и магнитном полях не противоречат модели флуктуаций подвижности носителей тока. Объяснение заключается в учете анизотропии рассеяния носителей комплексами, имеющими несимметричную конфигурацию, например парными дефектами. При этом среднестатистическое значение подвижности остается скалярной величиной.

В литературе продолжают дискуссии о природе электрического 1/f-шума в твердом теле. Для полупроводников обсуждается проблема связи такого шума с флуктуациями концентрации либо подвижности носителей тока [1, 2]. Многие эксперименты свидетельствуют в пользу модели с флуктуирующей подвижностью ($\delta\mu$ -модель) [3]. Однако эксперименты [4, 5] в скрещенных электрическом и магнитном полях $E \perp B$, казалось бы, опровергают эту модель, указывая на флуктуации концентрации как на источник фликкерного шума (δn -модель). Как показано далее, трактовка экспериментов [4, 5] неявно предполагает изотропность флуктуаций подвижности, что, вообще говоря, не является обязательным [2]. Эксперименты [4, 5] могут быть объяснены в рамках модели анизотропных флуктуаций подвижности. Анизотропия возникает при рассеянии носителей комплексами, имеющими несимметричную конфигурацию, например парными дефектами.

1. Анализ процесса токопереноса в условиях геометрического магнитосопротивления удобно проводить в образце, имеющем форму диска [6]. Уравнения движения носителей тока в проекциях на радиальное (r) и тангенциальное (φ) направления (рис. 1) имеют вид

$$v_r = \mu_r (E - v_\varphi B), \quad v_\varphi = \mu_\varphi v_r B. \quad (1)$$

Здесь μ_r и μ_φ — подвижности носителей по ортогональным направлениям, подверженные флуктуациям:

$$\mu_r = \bar{\mu}_r + \Delta\mu_r(\mathbf{f}), \quad \mu_\varphi = \bar{\mu}_\varphi + \Delta\mu_\varphi(\mathbf{f}), \quad \bar{\mu}_r = \bar{\mu}_\varphi = \mu.$$

Вклад в ток дает только радиальная компонента скорости $v_r = \mu_B E$, где эффективная подвижность μ_B , согласно (1), есть

$$\mu_B = \frac{\mu + \Delta\mu_r}{1 + (\mu + \Delta\mu_r)(\mu + \Delta\mu_\varphi) B^2}. \quad (2)$$

Учитывая малость флуктуаций $\Delta\mu_r$ и $\Delta\mu_\varphi$, найдем относительные локальные флуктуации эффективной подвижности μ_B :

$$\frac{\Delta\mu_B}{\mu_B} = \frac{\Delta\mu_r}{\mu} - \frac{(\mu B)^2}{1 + (\mu B)^2} \left(\frac{\Delta\mu_r}{\mu} + \frac{\Delta\mu_\varphi}{\mu} \right). \quad (3)$$

Если, следуя [4, 5], принять $\Delta\mu_r = \Delta\mu_\varphi$ (скалярные флуктуации подвижности), то приходим к зависимости

$$\frac{\Delta\mu_B}{\mu_B} = \frac{1 - (\mu B)^2}{1 + (\mu B)^2} \frac{\Delta\mu_r}{\mu}, \quad (4)$$

флуктуации уменьшаются при росте B , достигая минимума при $\mu B = 1$. В экспериментах [4, 5] этот прогноз не подтвердился: спектр относительных флуктуаций не изменялся при наложении магнитного поля (конфигурация образцов в [4] отличалась от диска, однако условия геометрического магнитосопротивления были выполнены). Отсюда авторы [4, 5] заключили, что $\delta\mu$ -модель не объясняет наблюдаемый шум, и сделали вывод в пользу флуктуаций концентрации носителей как первичного источника.

Как следует из вышеизложенного, результаты [4, 5] можно сформулировать более детально: источником наблюдавшихся шумов не могут быть изотропные флуктуации подвижности. Целью настоящей работы является объяснение результатов [4, 5] в рамках модели [2] анизотропных флуктуаций подвижности. Анизотропия связывается с рассеянием носителей на дефектах, имеющих несимметричную конфигурацию.

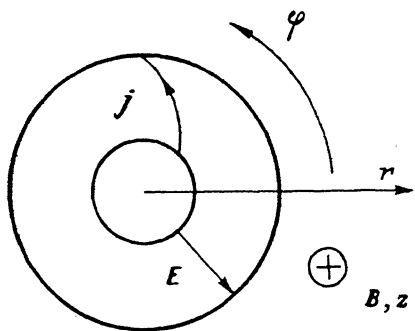


Рис. 1.

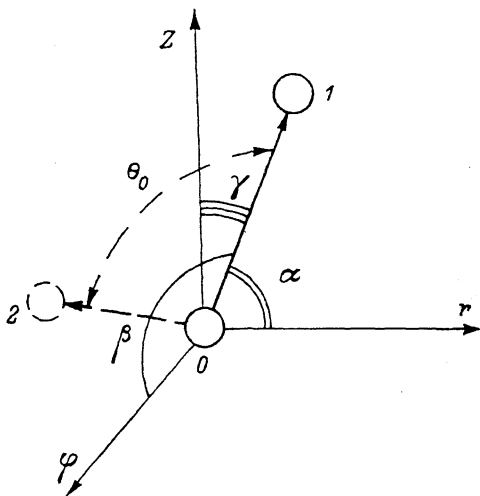


Рис. 2.

2. Примером рассеивателей, приводящих к анизотропии подвижности, являются парные дефекты: дивакансия, комплекс вакансия—междоузлие, примесный диполь и т. п. [7]. Остановимся на анализе дипольного рассеяния.

Из-за статистического разброса межпримесных расстояний часть ионов рассеивает носители как диполи. Расчет сечения рассеяния экранированной донорно-акцепторной пары приведен в [8]. В [9] даны полуэмпирические формулы расчета компоненты подвижности, связанной с рассеянием на примесных диполях, численные оценки вклада этого механизма в полную дрейфовую подвижность в эпитаксиальных образцах n -GaAs и сравнение оценок с экспериментом.

Суммируя данные [6-9], заключаем, что рассеяние на парных дефектах, в том числе и на примесных диполях, существенное для анизотропии подвижности, не является доминирующим и уступает в интенсивности рассеянию на колебаниях решетки. Экспериментально анизотропия наблюдалась в n -Ge лишь при низких температурах [6, гл. 7].

Возможность анизотропии флуктуаций подвижности, связанной со спонтанным изменением ориентации дефектов вследствие перехода одного из дефектов пары в соседний потенциальный минимум, впервые учтена в [10] для металлов (см. также [11]). В частности, это может быть термоактивационное «переключение» ориентации примесного диполя при диффузионном скачке одного из входящих в него ионов, сопровождающееся изменением угла между осью диполя и линией тока.

Наблюдение анизотропии флуктуаций проводимости в отсутствие магнитного поля представляется весьма сложным [2, 11]. Локальная анизотропия флук-

туаций при усреднении по большому количеству рассеивающих центров в образце практически не проявляется в токовом шуме. Иная картина наблюдается в скрещенных электрическом и магнитном полях. Идеальным объектом для исследования анизотропии локальных флуктуаций подвижности является диск Корбино, у которого в каждой точке объема существуют как бы два ортогональных потока носителей, влияющих друг на друга [см. (4)].

3. Исследуем физический процесс, порождающий анизотропный $1/f$ -шум в полупроводнике. Анализ основан на моделях [2, 10, 11], а также на представлении о связи фликкерных флуктуаций с диффузионной перестройкой атомарной структуры образцов [12, 13].

Такой подход противоречит гипотезе [1], связывающей $1/f$ -шум с рассеянием на колебаниях решетки. Он позволяет объединить δn - и $\delta \mu$ -модели, так как движение дефектов может сопровождаться стохастическим изменением как подвижности, так и числа носителей тока [12]. Использование данного подхода позволило непротиворечиво интерпретировать экспериментальные данные по зависимости $1/f$ -шум от температуры образцов и плотности легирования [12], а также от напряженности электрического поля (горячие носители) [13].

Следуя [10, 11], рассмотрим комплекс, изображенный на рис. 2. Атом 0 неподвижен, второй атом совершает случайные перескоки между состояниями 1 и 2, приводя к изменению ориентации всего дефекта на угол θ_0 . Через α , β и γ обозначены углы, образованные осью дефекта с направлениями r , φ и нормалью z к плоскости диска.

Угол θ_0 принимает дискретные значения, зависящие от типа кристаллической решетки и физической природы рассеивателей. Если перескоки подвижного атома происходят по междоузлиям вокруг атома в узле, то число значений θ_0 определяется числом возможных неэквивалентных переключений между ближайшими междоузлиями.

По этой же причине набор значений α_1 , β_1 и γ_1 (индекс 1 соответствует начальному состоянию 1) в структуре, где ориентация линий тока относительно кристаллографических осей фиксирована, был бы конечен. В диске линии тока ориентированы к осям кристалла под всевозможными углами. Поэтому начальные углы считаем случайными, равномерно распределенными в интервале $[\theta; \pi/2]$. Увеличение интервала эквивалентно обмену местами состояний 1 и 2.

Конкретизируем тип парного дефекта: будем считать его примесным диполем. Расчет зависимости сечения рассеяния $\sigma_D(\theta)$ от угла ориентации диполя к линии тока [8] дает

$$\sigma_D(\theta) = \sigma_{\parallel} \cos^2 \theta + \sigma_{\perp} \sin^2 \theta,$$

где σ_{\parallel} и σ_{\perp} — сечения рассеяния при ориентации диполя вдоль и поперек линий тока, $\sigma_{\perp} \approx 3\sigma_{\parallel}$. Изменение сечения рассеяния (по проекциям) при смене ориентации диполя есть

$$\begin{aligned} (\Delta\sigma_D)_r &= \Delta\sigma (\cos^2 \alpha_1 - \cos^2 \alpha_2), \\ (\Delta\sigma_D)_{\varphi} &= \Delta\sigma (\cos^2 \beta_1 - \cos^2 \beta_2), \\ (\Delta\sigma_D)_z &= \Delta\sigma (\cos^2 \gamma_1 - \cos^2 \gamma_2). \end{aligned} \quad (5)$$

Индекс 2 относится к состоянию 2 после переключения, $\Delta\sigma = \sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}$.

Из (5), учитывая известное соотношение для направляющих косинусов, получим

$$(\Delta\sigma_D)_r + (\Delta\sigma_D)_{\varphi} + (\Delta\sigma_D)_z = 0. \quad (6)$$

Переключения дефекта носят стохастический характер. Поэтому проекции изменения сечения рассеяния — случайные процессы телеграфного типа. Уравнение баланса (6) удовлетворяется в каждый момент времени. Считая, что в образце нет выделенных направлений, и проводя усреднение по ансамблю хаотически ориентированных в объеме диполей, получим

$$\overline{(\Delta\sigma_D)_r^2} = \overline{(\Delta\sigma_D)_{\varphi}^2} = \overline{(\Delta\sigma_D)_z^2} \equiv D, \quad (7)$$

дисперсии случайных процессов совпадают,

$$\overline{(\Delta\sigma_D)_r (\Delta\sigma_D)_\varphi} = \overline{(\Delta\sigma_D)_r (\Delta\sigma_D)_z} = \overline{(\Delta\sigma_D)_\varphi (\Delta\sigma_D)_z} = -\frac{D}{2}, \quad (8)$$

флуктуации попарно антикоррелированы с коэффициентом 0.5.

Перейдем к анализу флуктуаций подвижности.

Изменение сечения рассеяния диполя при смене его ориентации приводит к локальным флуктуациям компоненты подвижности μ_D , связанной с рассеянием на дефектах:

$$\frac{1}{\mu_D} (\Delta\mu_D)_{r, \varphi} = -\frac{1}{N_D \sigma_D} (\Delta\sigma_D)_{r, \varphi},$$

где $N_D = n_D V$ — число диполей, n_D — их средняя концентрация, V — объем образца, $\sigma_D = (\sigma_+ + \sigma_-)/2$ — среднее значение $\sigma_D(\theta)$.

Полагая, что рассеяние на диполях не доминирует, а другие механизмы рассеяния «не шумят», найдем флуктуации полной подвижности

$$\frac{1}{\mu} \Delta\mu_{r, \varphi} = -\frac{\mu}{\mu_D} \frac{1}{N_D \sigma_D} (\Delta\sigma_D)_{r, \varphi}. \quad (9)$$

Возвращаясь к (3) и учитывая (8) и (9), обнаружим, что флуктуационные члены во втором слагаемом (3) могут взаимно компенсироваться. Основной вклад в спектр относительных флуктуаций сопротивления образца даст первое слагаемое, связанное с флуктуациями радиальной компоненты дрейфовой подвижности.

Для перехода к спектрам необходимо сделать дополнительные замечания о стохастических свойствах первичного источника флуктуаций.

4. Ограничимся рассмотрением однородного материала с постоянной плотностью дефектов n_D . Считаем, что отдельные дефекты переключаются независимо и удалены друг от друга на расстояния, превышающие несколько дебаевских радиусов, что согласуется с оценками [7, 9]. Тогда они дают некоррелированные вклады во флуктуации сопротивления образца. Возмущения носителей тока, рассеянных в окрестности одного дефекта, коррелированы. Это объясняет, почему в знаменателе соотношения (9) стоит полное число дефектов в объеме, а не носителей тока.

Рассматривая отдельные дефекты как двухуровневые системы, в которых состояния 1 и 2 подвижного атома равновероятны и разделены энергетическим барьером со случайной высотой \mathcal{E} , приходим к модели $1/f$ -шума, предложенной в [14] (см. также [2]).

Выделим в образце физически малый объем dV , к которому применимы уравнения сплошной среды (в частности, определена подвижность носителей тока). В силу некоррелированности флуктуаций, вызванных отдельными дефектами, спектр относительных флуктуаций сопротивления обратно пропорционален числу дефектов, попавших в объем dV :

$$R^{-2}(dV) \langle \Delta R^2(dV) \rangle_f = \frac{C_D}{n_D dV} \frac{\mathcal{K}(B)}{f}, \quad (10)$$

где $R(dV)$ — сопротивление выделенного объема,

$$C_D = \frac{kT}{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_0} \left(\frac{\mu}{\mu_D} \right)^2 \frac{D}{\sigma_D^2}$$

— коэффициент, описывающий усредненный вклад от переключения одного дефекта [см. (7)–(9)],

$$\mathcal{K}(B) = 1 - x(B) + x^2(B) \quad (11)$$

— функция, определяющая зависимость спектра (10) от величины магнитного поля,

$$x(B) = \frac{(\mu B)^2}{1 + (\mu B)^2}.$$

Предполагается, что в выделенном объеме существует необходимое экспоненциально широкое распределение высот энергетических барьеров [14], относительная ширина которого характеризуется сомножителем $(\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_0)/kT \gg 1$, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Конкретизируем схему расчета для диска. Следуя [15], выберем в качестве границ объема dV кольцо радиусом r и шириной dr . Его толщина совпадает с толщиной диска W . Это дает

$$dV = 2\pi W r dr, \quad R(dV) = (2\pi W)^{-1} \rho_B \frac{dr}{r}.$$

Спектр локальных флуктуаций сопротивления получим из (10)

$$\langle \Delta R^2(dV) \rangle_f \equiv \langle \Delta R^2(dr) \rangle_f = \frac{C_D \rho_B^2 \mathcal{H}(B)}{n_D (2\pi W)^2 f} \frac{dr}{r^3}.$$

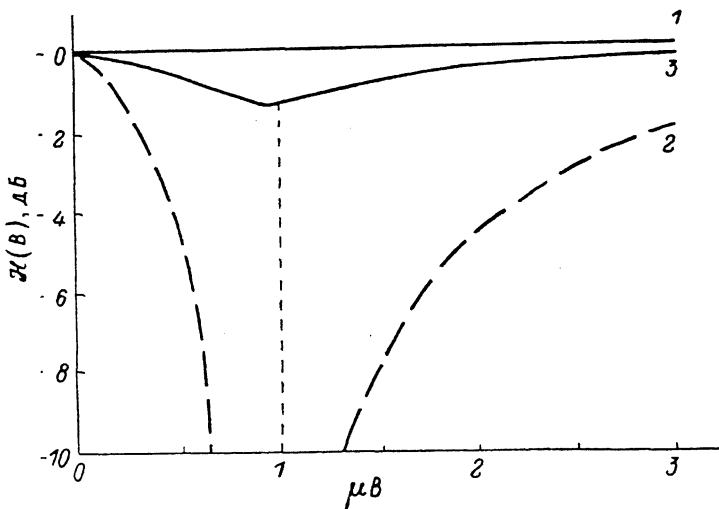


Рис. 3.

Для полного сопротивления образца, просуммировав некоррелированные вклады всех элементарных объемов, найдем

$$\langle \Delta R^2 \rangle_f = \int_{r_1}^{r_2} \langle \Delta R^2(dr) \rangle_f,$$

где r_1 и r_2 — внутренний и внешний радиусы диска.

Переходя к относительным флуктуациям, получим

$$R^{-2} \langle \Delta R^2 \rangle_f = \frac{C_D}{n_D V_{\text{эфф}}} \frac{\mathcal{H}(B)}{f}.$$

Сюда входят

$$R = (2\pi W)^{-1} \rho_B \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)$$

— полное сопротивление диска,

$$V_{\text{эфф}} = 4\pi W (r_1^{-2} - r_2^{-2})^{-1} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)$$

— эффективный объем, очевидно, не равный физическому объему образца $V = \pi W (r_2^2 - r_1^2)$.

Воздействие магнитного поля полностью определяется функцией (11), описывающей изменение спектра относительных флуктуаций сопротивления образца. График функции представлен на рис. 3 (кривая 3). На этом же рисунке приведены теоретические результаты [4, 5], полученные для двух моделей пер-

вичного источника фликкерных шумов: 1 — $\delta\mu$ -модель, зависимость от магнитного поля отсутствует; 2 — $\delta\mu$ -модель [изотропные флуктуации подвижности, см. (4)], характерно резкое ослабление шумов при $\mu B=1$.

Спектр флуктуаций магнитосопротивления, рассчитанный с учетом анизотропии рассеивателей (кривая 3), слабо зависит от магнитного поля, отклоняясь от постоянного значения, соответствующего $\delta\mu$ -модели, всего лишь на 1.25 дБ при $\mu B=1$.

Как уже отмечалось, в экспериментах [4, 5] спектр относительных флуктуаций сопротивления не изменялся во всем диапазоне исследованных магнитных полей. Следовательно, можно однозначно утверждать лишь то, что в рассмотренных образцах изотропные флуктуации подвижности не являлись доминирующим источником шумов. Однако результаты [4, 5] не противоречат двум оставшимся трактовкам — ранее известной $\delta\mu$ -модели и рассмотренной здесь модели анизотропных флуктуаций подвижности. Для разделения этих двух механизмов нужны дополнительные эксперименты с точностью измерения спектра фликкерных шумов не хуже 0.5 дБ.

Если отсутствие флуктуаций концентрации носителей тока в аналогичных экспериментах будет доказано независимым способом, то результаты измерения фликкерных шумов в присутствии магниторезистивного эффекта можно рассматривать как экспериментальное подтверждение анизотропного характера флуктуаций подвижности.

5. Показано, что эксперименты [4, 5] по исследованию фликкерных шумов арсенид-галлиевых образцов, помещенных в скрещенные электрическое и магнитное поля, не дают ответа на вопрос: что флуктуирует — концентрация или подвижность носителей тока? Однако измерения [4, 5] однозначно опровергают модель изотропных флуктуаций подвижности.

Если причиной наблюдаемых шумов являются флуктуации подвижности, то они должны быть анизотропными. При этом среднестатистическое значение подвижности остается скалярной величиной.

Анизотропные флуктуации подвижности могут возникать вследствие вариаций сечения рассеяния парных дефектов, вызванных сменой ориентации дефекта при диффузионном скачке одного из членов пары. Расчет, проведенный для рассеяния на примесных диполях в присутствии магниторезистивного эффекта, показал, что флуктуации сопротивления образца определяются преимущественно флуктуациями радиальной составляющей подвижности носителей тока и слабо зависят от величины приложенного к образцу магнитного поля.

Авторы благодарны М. Е. Герценштейну за полезные дискуссии по физике фликкерных шумов, стимулировавшие выполнение данного исследования, а также А. Н. Малахову и А. А. Мальцеву за обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. // Rep. Progr. Phys. 1981. V. 44. N 5. P. 479—532.
- [2] Коган Ш. М. // УФН. 1985. Т. 145. В. 2. С. 285—328.
- [3] Kiss L. B., Kleinpenning T. G. M. // Physica. 1987. V. 145BC. N 2. P. 185—189.
- [4] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1830—1834.
- [5] Song M.-H., Min H. S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 11. P. 4221—4224.
- [6] Зеегер К. // Физика полупроводников / Под ред. Ю. К. Пожель. М., 1977. 616 с.
- [7] Ланно М., Бургуен Ж. // Точечные дефекты в полупроводниках. Теория / Под ред. В. Л. Гуревича. М., 1984. 264 с.
- [8] Самойлович А. Г., Нипович М. В. // ФТТ. 1963. Т. 5. В. 10. С. 2981—2984.
- [9] Козейкин В. В., Фролов И. А., Высоцкий С. А. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 1. С. 175—177.
- [10] Коган Ш. М., Нагаев К. Э. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 11. С. 3381—3388.
- [11] Black R. D., Restle P. J., Weissman M. B. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 16. P. 1476—1479.
- [12] Орлов В. Б., Якимов А. В. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1984. Т. 27. В. 12. С. 1584—1589. Physica. 1984. V. 125B. N 3. P. 314—318.
- [13] Орлов В. Б., Якимов А. В. // Изв. вузов. СССР. Радиофизика. 1987. Т. 30. В. 10. С. 1255—1260.
- [14] Коган Ш. М., Нагаев К. Э. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 5. С. 313—316.
- [15] Hooge F. N., Horpenbrouwers A. M. H. // Phys. Lett. 1969. V. 29A. N 11. P. 642—643.