

УДК 621.382

ВЛИЯНИЕ НЕКВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОВЕДЕНИЕ $1/f$ ШУМА В НЕВЫРОЖДЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г.В. АСРИЯН, Ф.В. ГАСПАРЯН, С.В. МЕЛКОНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 февраля 2002 г.)

Теоретически рассмотрено влияние внешнего неквантующего магнитного поля на уровень низкочастотного $1/f$ шума в невырожденном полупроводнике n -типа. Получена квадратичная зависимость спектральной плотности холловского токового шума от внешнего магнитного поля. Показано, что магнитное поле не влияет на спектральную плотность продольного токового шума. Обоснована роль флуктуации подвижности в формировании низкочастотного $1/f$ шума.

1. Введение

Магнитные эффекты, влияющие на поведение $1/f$ шума, могут служить важным фактором для определения доминирующего механизма низкочастотных флуктуаций в полупроводниках. Последние могут быть обусловлены как флуктуацией подвижности [1], так и флуктуацией числа свободных носителей [2]. Оба механизма имеют взаимно опровергающие экспериментальные подтверждения. В частности, в работе [1] экспериментально получена квадратичная зависимость спектральной плотности (СП) холловского напряжения от напряженности внешнего магнитного поля.

В настоящей работе представлены результаты теоретического рассмотрения влияния случайных флуктуаций фононной системы на систему электронов зоны проводимости невырожденного полупроводника n -типа при наличии внешних постоянных электрического и магнитного полей. Для получения СП низкочастотных шумов использованы взаимосвязанные кинетические уравнения Больцмана ланжевеновского типа.

2. Теория

В работе [3] нами рассмотрены кинетические уравнения Больцмана для электронной и фононной систем при наличии внешнего элек-

трического и магнитного полей. При отсутствии внешнего градиента температуры они соответственно имеют следующий вид¹:

$$\frac{\partial f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{v}_k \nabla_r f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) - \frac{e}{\hbar} (\mathbf{E} + \mu_0 \mathbf{v}_k \times \mathbf{H}) \nabla_k f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) = J[f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t), g(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial g(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{v}_q \nabla_r g(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t) = J[g(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)]. \quad (2)$$

Здесь $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ – функция распределения (ФР) электронов, $g(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)$ – ФР фононов, $\mathbf{v}_k = (1/\hbar) \nabla_k \varepsilon_k$ – скорость электрона с волновым вектором $\mathbf{k}$ (ε_k – энергия электрона с волновым вектором $\mathbf{k}$), $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ – напряженности приложенных к образцу электрического и магнитного полей, $J[f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t), g(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)]$ – интеграл столкновения, зависящий от механизмов рассеяния электронов, $\mathbf{r}$ – радиус вектор, $\mathbf{v}_q$ – скорость фононной моды с волновым вектором $\mathbf{q}$ (для акустических фононов, в частности, $\mathbf{v}_q = v_0 \mathbf{q}/q$, v_0 – средняя скорость акустических фононов), $J[g(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)]$ – интеграл столкновения, зависящий от механизмов рассеяния фононов. Представив ФР электронов в виде

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) = \bar{f}(\mathbf{k}) + \tilde{f}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t), \quad \bar{f}(\mathbf{k}) = f_0(\mathbf{k}) + f_1(\mathbf{k}), \quad g(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t) = g_0(q) + \tilde{g}(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t), \quad (3)$$

в [3] было показано, что из (1) и (2) для фурье-образов ФР электронов и фононов можно получить следующие соотношения:

$$f^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{\eta(k, \omega)} \left\{ F(\mathbf{k}, \mathbf{r}) + \Phi(\mathbf{k}, \mathbf{r}, E_0, H_0, \omega) - \right. \\ \left. - \frac{e}{\hbar} (E_0 + \mu_0 \mathbf{v}_k \times \mathbf{H}_0) \nabla_k \frac{F(\mathbf{k}, \mathbf{r})}{\eta(k, \omega)} \right\}, \quad (4)$$

$$\tilde{g}(\mathbf{q}, \mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iint d\mathbf{R} d\mathbf{r}_1 \frac{G(\mathbf{q}, \mathbf{r}_1) \exp(i\mathbf{R}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}))}{\alpha(q, \omega) - i\nu_q \mathbf{R}}. \quad (5)$$

Здесь $f_0(\mathbf{k})$ – ФР Ферми–Дирака, $g_0(q)$ – ФР Планка, $f_1(\mathbf{k})$ – неравновесная ФР электронов, обусловленная внешними возбуждениями (полями), $\tilde{f}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ и $\tilde{g}(\mathbf{q}, \mathbf{r}, t)$ – флуктуирующие составляющие ФР электронов и фононов, соответственно,

$$\Phi(\mathbf{k}, \mathbf{r}, E_0, H_0, \omega) = \frac{4m_e^*}{\hbar^2 (2\pi)^6} \int d\mathbf{q} W_0(q) \tilde{g}(\mathbf{k}, \mathbf{r}, \omega) \times \\ \times (qQ(\mathbf{k}, E_0, H_0)) \{ \delta(q^2 + 2\mathbf{kq}) - \delta(q^2 - 2\mathbf{kq}) \},$$

¹ Все уравнения представлены в системе СИ. Ввиду рассмотрения материалов, не выказывающих электромагнитных свойств, в (1) относительная магнитная постоянная μ берется равной единице.

$$Q(k, E_0, H_0) = \tau_e(k) \frac{e\hbar}{m_e^*} \frac{E_0 + \mathcal{G}_0(H_0 \times E_0) + \mathcal{G}_0^2 H_0(H_0 E_0)}{1 + \mathcal{G}_0^2 H_0^2} \frac{\partial f_0(k)}{\partial \epsilon_k}, \quad (6)$$

$$\eta(k, \omega) = i\omega + 1/\tau_e(k), \quad \alpha(q, \omega) = i\omega + 1/\tau_{ph}(q),$$

$$W_0(q) = \frac{\pi \Xi^2}{\rho V v_0} q, \quad \mathcal{G}_0 = \frac{e\tau_e(k)\mu_0}{m_e^*},$$

$F(k, r)$ и $G(q, r)$ – источники флуктуаций, возникающие при фурье-преобразовании (их спектры хорошо известны [4]), m_e^* – эффективная масса электронов зоны проводимости, Ξ – константа потенциала деформации, ρ и V – плотность и объем исследуемого полупроводника, соответственно, E_0 и H_0 – постоянные составляющие электрического и магнитного полей, $\tau_e(k)$ – время релаксации электронов при рассеянии на акустических фононах, $\tau_{ph}(q)$ – время релаксации акустических фононов при трехфононном рассеянии, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. Дальнейшие расчеты проведены при условии $\hbar\Omega \ll k_B T$ (k_B – постоянная Больцмана, $\Omega = e\mu_0 H_0 / m_e^*$ – циклотронная частота).

Ток проводимости через полупроводник определяется как

$$I = -\frac{2eS}{V} \sum_k v_k f(k, r, t),$$

где S – площадь поперечного сечения образца. СП токового шума определяется как $S_I = \langle \tilde{I}(\omega) \tilde{I}^*(\omega) \rangle$, где символ $\langle \dots \rangle$ указывает на усреднение по статистическому ансамблю, $\tilde{I}(\omega)$ – фурье-образ флуктуации тока, “*” указывает на комплексно-сопряженную величину. Разложим СП на две составные части по источникам F и G : $S_I(\omega) = S_{IF}(\omega) + S_{IG}(\omega)$. Как нами было показано ранее (см. ссылки в [3]), составляющая $S_{IF}(\omega)$ описывает тепловой шум. Так как нас интересуют те флуктуации ФР электронов, которые обусловлены флуктуацией ФР фононов, ограничимся рассмотрением члена $S_{IG}(\omega)$.

Воспользовавшись вышеприведенным определением для тока, а также используя свойства δ -функции Дирака, для $S_{IG}(\omega)$ получим:

$$S_{IG}(\omega) = \frac{(2\pi)^{12} A_1 V}{2k_B T} \int dq \frac{(qW_0(q))^2 g_0(q)(1+g_0(q))}{\tau_{ph}(q)\alpha_1(q, \omega)\alpha_1^*(q, \omega)} \times \left| \int_{q/2}^{\infty} \frac{m_e^* k f_0(k) q Q(k, E_0, H_0)}{e\hbar \eta(k, \omega)} \right|^2, \quad (7)$$

где $\alpha_1(q, \omega) = \alpha(q, \omega) - ev_q E_0 / k_B T$, $A_1 = 2 \left(\frac{16eS}{Vm_e^* (2\pi)^{14}} \right)^2$.

Если записать формулу для флуктуаций плотности тока с учетом выражения (6), то можно показать, что при $E_0 \perp H_0$ низкочастотный член, обусловленный первым слагаемым выражения (6), характеризует СП продольного токового шума и равен

$$S_{IG,1/f}^x = \frac{I^2}{Nf} \frac{1}{\pi^3 \Gamma^2(2)} \frac{9n}{4k_T^3 \Delta_E^3} \left\{ \frac{8}{17^3} \Delta_E^{17/4} - \frac{4(2\nu_H)^{17}}{17} \ln \left[\frac{k_T^2}{4\nu_H^2} \right] \right\} \cong$$

$$\cong \frac{I^2}{Nf} \frac{1}{2\pi^3 \Gamma^2(2)} \frac{18n\Delta_E^{5/4}}{(17k_T)^3}, \quad k_T = \frac{\sqrt{2m_e^* k_B T}}{\hbar}, \quad \Delta_E = \frac{eE_0 \nu_0 \tau_{ph}(k_T)}{k_B T}. \quad (8)$$

Второе слагаемое в (7) (см. (6)) характеризует СП холловского токового шума и равно

$$S_{IG,1/f}^{Hall} = \frac{I^2}{Nf} \frac{1}{\pi^3 \Gamma^2(2)} \frac{9n\Delta_E^{3/4} \Delta_H^2}{7k_T^3}, \quad \Delta_H = \frac{eH_0 \mu_0 \tau_e(k_T)}{m_e^*}. \quad (9)$$

Здесь f – частота, $\Gamma(x)$ – гамма-функция, которая присутствует в (8) и (9) ввиду использования формулы усреднения времени релаксации электронов (в частности, $\Gamma(2)=1$).

3. Обсуждение результатов

Выражения (8) и (9) по форме совпадают с эмпирической формулой Хуга (см. ссылки в [5]). Второе слагаемое в фигурных скобках выражения (8) при некваंटующих магнитных полях пренебрежимо мало по сравнению с первым. Это указывает на то, что СП продольного токового шума практически не зависит от внешнего магнитного поля: первое слагаемое в этом выражении есть ничто иное, как СП токового шума при отсутствии внешнего магнитного поля (см., например, [5,6]).

Как и ожидалось, СП холловского токового шума (9) имеет квадратичную зависимость от внешнего магнитного поля. Такая зависимость наблюдалась экспериментально в образцах GaAs в [1]. Это указывает на приемлемость модели флуктуации подвижности [1], так как вышеприведенные расчеты основаны на решении взаимосвязанных кинетических уравнений Больцмана для электронов и фононов с учетом рассеяния электронов на акустических фононах в приближении времени релаксации. Как и в работах [3,5,6], $1/f$ компонента возникает из условия $\Delta_E > 1$, физическая трактовка которого приведена нами в [5].

Заметим, что данные расчеты можно также использовать при рассмотрении аналогичной задачи, но при наличии внутреннего встроенного поля.

Данная работа выполнена в рамках гранта МНТЦ А-322.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Ren, J.S. Liberis. *Physica B*, **40**, 183 (1993).
2. J. H. Song, A. N. Birdas, et al. *J. Appl. Phys.*, **64**, 727 (1988).
3. Փ.Վ.Գասպարյան, Դ.Վ.Ասրիյան. Մատ. Третьей Нац. конф. "Полупр. микроэл.", Севан, 10-12 сент. 2001. Изд. ЕГУ, Ереван, 2001, с.36.
4. K.M. van Vliet. *J. Math. Phys.*, **12**, N 9, part I,II, 1981,1998 (1971).
5. S.V.Melkonyan, F.V.Gasparyan, V.M.Aroutiounian, and H.V.Asriyan. *Int. J. Modern Phys. B*, **12**, 1245 (1998).
6. F.V.Gasparyan, S.V.Melkonyan, V.M.Aroutiounian, and H.V.Asriyan. *Modern Phys. Lett. B*, **14**, 751 (2000).

ԶԲՎԱՆՏԱՅՆՈՂ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՉԱՅԼԱՍԵՐՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՋԱՅՈՂ 1/f ԱՂՄՈՒԿԻ ՎԱՐՔԱԳԾԻ ՎՐԱ

Հ.Վ. ԱՍՐԻՅԱՆ, Ֆ.Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ս.Վ. ՄԵԼԵՈՆՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է n -տեսակի կիսահաղորդիչներում արտաքին չրվան-տացնող մագնիսական դաշտի ազդեցությունը ցածրահաճախային $1/f$ աղմուկի վրա: Հիմնա-վորված է շարժունակության ֆլուկտուացիայի դերը ցածրահաճախային $1/f$ աղմուկի ձևա-վորման գործում:

INFLUENCE OF A NON-QUANTIZING MAGNETIC FIELD ON THE BEHAVIOR OF THE LOW-FREQUENCY $1/f$ NOISE IN NON-DEGENERATE SEMICONDUCTORS

H.V. ASRIYAN, F.V. GASPARYAN, S.V. MELKONYAN

The influence of a non-quantizing magnetic field on the behavior of low-frequency $1/f$ noise in n -type non-degenerate semiconductors is considered theoretically. It is shown that the spectral density of the current noise is proportional to H_0^2 .