

1/f-ШУМ ЭДС ХОЛЛА В $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Бакши И. С., Кодалашвили М. З., Сальков Е. А., Хижняк Б. И.

Экспериментально исследованы флуктуации типа 1/f холловского напряжения монокристаллического $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в области слабых и классически сильных магнитных полей $0.02 \leq (\mu_H B)^2 \leq 20$. Установлено, что спектральная плотность холловского шума $S_{V_H}(f)$ квадратично зависит от величины ЭДС Холла V_H . Величина $S_{V_H}(f)/V_H^2$ совпадает с относительной спектральной плотностью $S_V(f)/V^2$ шума, измеряемого вдоль протекания тока в отсутствие магнитного поля, что полностью соответствует модели возникновения 1/f-шума из-за флуктуаций числа носителей.

Теоретически проанализированы следствия, к которым приводит известная гипотеза Кляйнпеннинга и Белла (о порождении холловского шума флуктуациями подвижности) в области классически сильных магнитных полей, и показано противоречие этой гипотезы полученным экспериментальным данным.

Многолетняя дискуссия о том, что приводит к наблюдаемому в полупроводниках 1/f-шуму — флуктуации подвижности носителей заряда или их числа, до сих пор не завершена [1, 2]. Для простейшего случая примесного полупроводника вопрос, казалось бы, может быть решен сопоставлением спектральной плотности $S_V(f)$ флуктуаций напряжения V , возникающих при протекании через образец тока I , и спектральной плотности $S_{V_H}(f)$ флуктуаций холловского напряжения $V_H = R_H IB/d$ (B — магнитная индукция, d — толщина образца, $R_H = r/en$ — коэффициент Холла, n — концентрация носителей, e — их заряд, r — фактор Холла). Брофи и Ростокер [3] обнаружили близость величин $S_V(f)/V^2$ и $S_{V_H}(f)/V_H^2$ для одного и того же участка образца $n\text{-Ge}$ в слабых магнитных полях $(\mu_H B)^2 \ll 1$ (μ_H — холловская подвижность) и сделали вывод о том, что оба процесса порождены одним источником — флуктуациями концентрации носителей (см. также [4]). Однако, согласно Кляйнпеннингу и Беллу [5], этот результат можно интерпретировать и как проявление флуктуаций подвижности $\mu(E)$ электронов с различными энергиями E , которые модулируют проводимость и фактор Холла $r = \langle \mu^2(E) \rangle / \langle \mu(E) \rangle^2$ [6] (угловые скобки обозначают усреднение по энергиям). Из исследований холловского шума при $(\mu_H B)^2 \leq 1$ был сделан [7] (хотя и не вполне убедительно [8, 9]) вывод, что именно флуктуации подвижности вызывают наблюдаемый шум, в то время как флуктуации магнитосопротивления интерпретированы как результат флуктуаций концентрации носителей [9] (дальнейшее обсуждение см. в [10]).

В данной работе шум Холла исследован в более широком диапазоне магнитных полей. Эксперименты проведены на $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, во-первых, потому, что высокая подвижность электронов в этом материале позволяет легко достичь классически сильных магнитных полей, для которых две гипотезы возникновения 1/f-шума предсказывают, как показано, существенно различные результаты. Во-вторых, шумовые свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ представляют самостоятельный интерес в связи с его растущим практическим применением. Кроме того, сопоставление данных для элементарных и составных полупроводников необходимо для определения чувствительности 1/f-шума к структурным, зонным и другим особенностям.

1/f-шум в отсутствие магнитного поля. Мы приводим данные для двух образцов, изготовленных из одной пластины монокристаллического $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.21$). Форма образцов приведена на рис. 1, а, их размеры в плоскости составляли 3×0.75 мм, толщины — 90 и 200 мкм. Омические контакты получены электрохимическим осаждением индия на свежепротравленную поверхность.

Эксперименты проведены при температуре 85 К. Концентрация электронов, определенная из холловских измерений в слабом поле, составляла $n = (2.5 \pm \pm 0.2) \cdot 10^{14}$ см⁻³, холловская подвижность — $\mu_H = (1.0 \pm 0.1) \cdot 10^5$ см²/В·с. Спектральную плотность избыточного шума измеряли по стандартной 2-, 3 и 4-зондовой методике в звуковом диапазоне частот анализатором спектра С4-48. Ток пропускали между контактами 1—4, а шумовое напряжение снимали либо с этих же контактов, либо с контактов 1—2, 2—4 и 2—3.

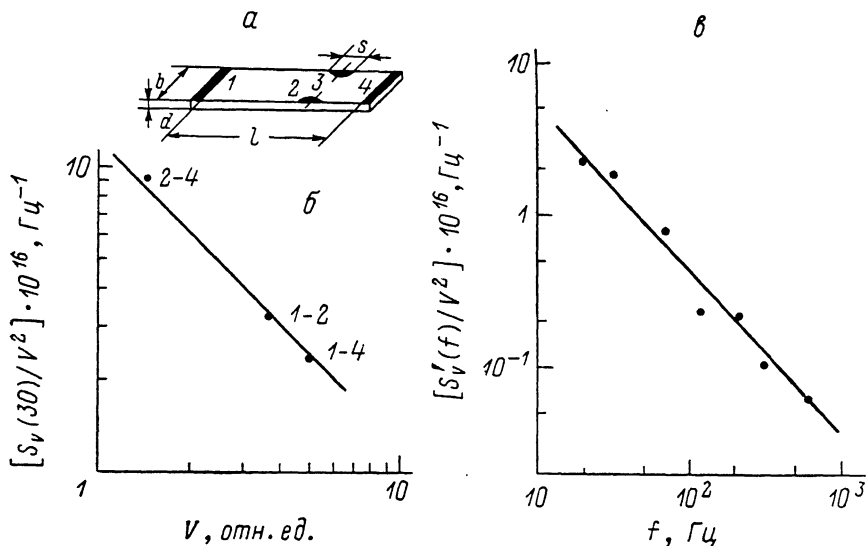


Рис. 1.

а — форма образцов, б — относительная спектральная плотность избыточного шума в зависимости от длины участка образца, измеряемой по падению напряжения [цифры около точек — номера контактов, на которых измерены шум и напряжение, прямая линия — закон $S_V(f)/V^2 \propto V^{-1}$], в — типичный спектр избыточного шума $S_V(f)$ после вычета ГР составляющей (данные для участка 1—4, прямая соответствует значению $\beta = 1.09$). Представлены результаты для образца толщиной 90 мкм.

Для исследованных образцов были характерны: а) линейные вольтамперные характеристики с малыми ($\leq 0.5\%$) отклонениями от симметричности; б) квадратичная зависимость спектральной плотности от протекающего тока, прослеженная при 10-кратном изменении тока вплоть до значений напряженности электрического поля ≈ 2.5 В/см; в) независимость уровня шума от направления протекания тока и величины сопротивления нагрузочного резистора; г) обратно пропорциональная зависимость величины $S_V(f)/V^2$ от длины измеряемого участка образца (рис. 1, б), свидетельствующая о равномерном распределении источников шума по длине образцов и отсутствии влияния контактных шумов. Избыточный шум состоял из суперпозиции $1/f^{\beta}$ и генерационно-рекомбинационного (ГР) шумов. Значения показателя β были близки к 1.0. Типичный спектр избыточного шума после вычитания ГР составляющей представлен на рис. 1, в.

Спектральные плотности поперечного шума (называемого так в отличие от продольного, измеряемого вдоль протекания тока) для обоих образцов отличались не более чем на $\pm 30\%$ от значения, рассчитанного по формуле [11, 12]

$$S_V^{2-3}(f) = x \frac{b}{l} S_V^{1-4}(f), \quad (1)$$

где верхние индексы — номера контактов, b и l — ширина и длина образца, $x = S_{V\perp}/S_{V\parallel} = 0.46$ — коэффициент связи поперечного и продольного шумов

при одинаковых расстояниях между зондами; значение χ' выбрано из расчетов работы [12] для реального отношения $b/s, s \approx 0.4$ мм — диаметр контактного пятна. Из (1) следует, что шум, измеряемый на контактах 2—3, соответствует по уровню продольному шуму, возникающему на части образца длиной b . Это будет использовано при анализе величины холловского шума.

Значения параметра Хоуге [1, 2] $\alpha = [S_V(f)/V^2] fn\Omega$ (Ω — объем) для образцов разной толщины различались только на 20 %, что свидетельствует об объемном характере наблюдаемого шума. Полученные значения α составляли $\approx 3.1 \cdot 10^{-4}$ и были близки к данным работы [13] для малозумящих образцов.

Результаты для холловского шума и их обсуждение. Магнитное поле задавалось электромагнитом или постоянным магнитом перпендикулярно плоскости образца. Шумовые измерения проведены при $B \leq 0.43$ Т. Спектральная плотность не изменялась при изменении направлений магнитного или электрического поля на противоположные. Были приняты меры, чтобы микрофонный эффект не влиял на полученные результаты.

На рис. 2 представлены значения $S_{VH}(f) = S_V^{2-3}(f, B) - S_V^{2-3}(f, 0)$ на частоте

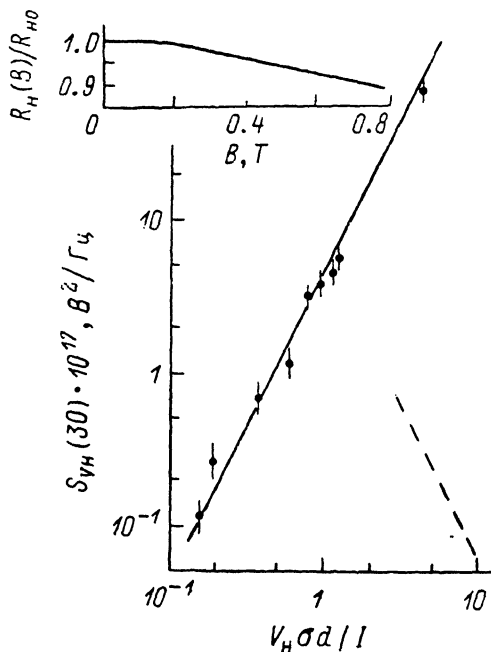


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности холловского шума от величины ЭДС Холла (в безразмерных единицах $V_H \sigma d / I = [R_H(B)/R_{H0}] \mu_H B$, σ — проводимость, R_{H0} — значение коэффициента Холла в слабых полях) для образца толщиной 90 мкм при $I = 7.6$ мА.

Приведены средние значения и среднеквадратичные отклонения, определенные по 3—5 единичным измерениям. Прямая линия — зависимость $S_{VH}(30) = (1.05 \cdot 10^{-15} \text{ Гц}^{-1}) V_H^2$, штриховая — результаты расчета по формуле (П. 4) для случая $\mu(E) \propto \sqrt{E}$. На вставке — полевая зависимость коэффициента Холла.

$f = 30$ Гц (вклад ГР составляющей не превышал 20 %) при изменении магнитной индукции и при фиксированном токе для образца толщиной 90 мкм. Результаты для второго образца аналогичны. Малые изменения коэффициента Холла (см. вставку на рис. 2) свидетельствуют о подавляющем вкладе электронной компоненты в образование ЭДС Холла и о возможности пренебрежения вкладом дырок в двухзонной модели (см., например, [14]).

Как следует из рис. 2, зависимость спектральной плотности холловского шума от напряжения Холла хорошо описывается выражением $S_{VH}(30) = (1.05 \times 10^{-15} \text{ Гц}^{-1}) V_H^2$. Уровень продольного шума для соответствующего участка образца в отсутствие магнитного поля был равен $S_V(30)/V^2 = (l/b) \times [S_V(30)/V^2]^{1-4} = 0.96 \cdot 10^{-15} \text{ Гц}^{-1}$. Отклонение параметра $\gamma_H = [S_{VH}(f)/V_H^2] / \times [S_V(f)/V^2]$ от значения 1.0, предсказываемого моделью возникновения $1/f$ -шума из-за флуктуаций концентрации носителей [3, 4], не превышает 10 % и лежит в пределах погрешности измерений.

Для объяснения полученных данных с помощью гипотезы, предложенной в [5], необходим учет смешанного механизма рассеяния, отклонения закона дисперсии от параболичности и некоторого вырождения. Такая теория в настоящее время отсутствует. Поэтому мы ограничимся оценками γ_H для отдельных механизмов рассеяния с применением параболического закона дисперсии и Больцмановской статистики. При 85 К в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ доминирует рассеяние на ионизированных примесях и полярных оптических фононах [15]. Для примесного рассеяния $\gamma_H \approx 9.72$ [5], что на порядок превышает экспериментально наблюдаемое значение. Для полярного рассеяния в случае промежуточных тем-

ператур подход, использованный в [5], строго говоря, не применим, так как не может быть введено время релаксации. При низких ($kT \ll \hbar \omega_{LO}$) и высоких температурах (когда выполняется противоположное неравенство) времена релаксации $\tau(E) \propto E^0$ и $\tau(E) \propto \sqrt{E}$ [16] приводят к значениям $\gamma_H \equiv 0$ и $\gamma_H \approx 0.59$. Последнее из них не слишком сильно отличается от экспериментально наблюдаемой величины и позволяет предположить причастность флуктуаций подвижности с $\mu(E) \propto \sqrt{E}$ к возникновению наблюдаемого холловского шума. Однако это предположение не может быть принято по иной причине.

Описанные эксперименты проведены при $0.02 \leq (\mu_H B)^2 \leq 20$ (рис. 2). На нижнем краю этого диапазона справедливо принятое в [5] приближение слабых магнитных полей. Однако при переходе в область классически сильных полей $(\mu_H B)^2 \gg 1$ фактор Холла $r \rightarrow 1$ и исчезает зависимость r от времен релаксации, механизма рассеяния, степени вырождения и закона дисперсии [6, 16]. Поэтому должен исчезнуть и холловский шум, возникающий по механизму Кляйнпеннинга и Белла. Результаты соответствующего расчета для решеточных механизмов рассеяния приведены в *Приложении*. Согласно соотношению (П. 4), зависимость $S_{vH}(f) \propto V_H^2$, имеющая место для слабых полей, должна смениться законом $S_{vH}(f) \propto V_H^{-2}$ в области $(\mu_H B)^2 \gg 1$, причем для случая $\mu(E) \propto \sqrt{E}$ (рис. 2, штриховая линия) при достигнутом значении $\mu_H B \approx 4.3$ расхождение соответствующих прямых составляет более 2 порядков. Это качественно противоречит экспериментальным данным, которые описываются общим законом $S_{vH}(f) \propto V_H^2$ как в слабых, так и в сильных магнитных полях.

Таким образом, исследования холловского $1/f$ -шума и шума магнитосопротивления [9] в области слабых и классически сильных магнитных полей приводят к общему выводу, что $1/f$ -шум обусловлен флуктуациями числа носителей, а не их подвижности. При этом параметр $\gamma_H \approx 1$ как для n -Ge [3, 4], так и для исследованных нами образцов n -Cd_xHg_{1-x}Te. Следовательно, уровень холловского $1/f$ -шума, так же как и обычных $1/f$ -флуктуаций сопротивления [17], оказывается не чувствительным к особенностям зонной структуры полупроводников.

Приложение

Рассмотрим по аналогии с работой [5] флуктуации ЭДС Холла в области классически сильных магнитных полей $(\mu_H B)^2 \gg 1$ в невырожденном примесном полупроводнике, обладающем параболическим законом дисперсии и сферическими поверхностями равной энергии. Ограничиваясь членами порядка $(\mu_H B)^{-2}$ в разложении фактора Холла r по степеням $1/B$, имеем

$$r = 1 + \frac{\langle \mu^{-2}(E) \rangle - \langle \mu^{-1}(E) \rangle^2}{B^2}, \quad (\text{П. 1})$$

где

$$\langle \mu^m(E) \rangle = \left[\int_0^\infty \mu^m(E) E n(E) dE \right] / \left[\int_0^\infty E n(E) dE \right], \quad (\text{П. 2})$$

$n(E) dE$ — концентрация носителей, энергия E которых принадлежит интервалу $(E, E + dE)$, $n(E) \propto \sqrt{E} \exp(-E/kT)$.

Считая $\mu(E)$ единственной флуктуирующей величиной и принимая гипотезу некоррелированности флуктуаций подвижности носителей с разной энергией [5], для среднего по времени относительного квадрата флуктуаций $\overline{\delta r^2}/r^2$ легко найти

$$\begin{aligned} \overline{\delta r^2}/r^2 = & (4x'/B^4) \left[\int_0^\infty \mu^{-4}(E) E^2 n(E) dE - 2 \langle \mu^{-1}(E) \rangle \int_0^\infty \mu^{-3}(E) E^2 n(E) dE + \right. \\ & \left. + \langle \mu^{-1}(E) \rangle^2 \int_0^\infty \mu^{-2}(E) E^2 n(E) dE \right] / \left[\int_0^\infty E n(E) dE \right]^2, \quad (\text{П. 3}) \end{aligned}$$

где α' — коэффициент пропорциональности, вводимый соотношением $\frac{\delta\mu^2(E)}{\mu^2(E)} = \alpha'/n(E)$.

Для экспериментальной проверки модели удобно связать уровни холловского шума в сильных и слабых магнитных полях. Обозначая соответствующие величины индексами ∞ и 0 , получаем

$$\left[\frac{S_{VH}(f)}{V_H^2} \right]_{\infty} = \frac{\eta}{(\mu_H B)^4} \left[\frac{S_{VH}(f)}{V_H^2} \right]_0, \quad (\text{П. 4})$$

где коэффициент пропорциональности η определяется из (П. 3) и [5]. Для случая рассеяния носителей на акустических фононах [$\mu(E) \propto E^{-1/2}$]

$$\eta = \frac{64}{9} \left(\frac{315\pi}{128} - \frac{61}{9} \right) \frac{1}{\gamma_H} \approx 11.3$$

($\gamma_H \approx 0.60$ [5]). Для полярного рассеяния при достаточно высоких температурах [$\mu(E) \propto \sqrt{E}$] $\eta \approx 1.36$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Коган Ш. М. — УФН, 1985, т. 145, в. 2, с. 285—328.
- [2] Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. — Rep. Progr. Phys., 1981, v. 44, N 5, p. 479—532.
- [3] Brophy J. J., Rostoker N. — Phys. Rev., 1955, v. 100, N 2, p. 754—756.
- [4] Brophy J. J. — Phys. Rev., 1957, v. 106, N 4, p. 675—678.
- [5] Kleinpenning T. G. M., Bell D. A. — Physica, 1976, v. 81B, N 2, p. 301—304.
- [6] Смит Р. Полупроводники / Пер. с англ. М., 1982. 560 с.
- [7] Kleinpenning T. G. M. — J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 6, p. 3438.
- [8] Weissman M. B. — J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 11, p. 5872—5875.
- [9] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. — ФТП, 1983, т. 17, в. 10, с. 1830—1834.
- [10] Kleinpenning T. G. M., Huinen P. P. J. — In: Noise in Phys. Syst. / Ed. by C. M. van Vliet. Singapore etc., 1987, p. 331—334.
- [11] Vandamme L. K. J., van Bokhoven W. M. G. — Appl. Phys., 1977, v. 14, N 2, p. 205—215.
- [12] Vandamme L. K. J., Kamp L. P. J. — J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 1, p. 340—342.
- [13] Hanafi H. I., van der Ziel A. — Physica, 1978, v. 94B, N 3, p. 351—356.
- [14] Tsidilkovskii I. M., Giriat W., Kharus G. I., Neifeld E. A. — Phys. St. Sol. (b), 1974, v. 64, N 2, p. 717—727.
- [15] Dubowski J. J., Dietl T., Szymanska W., Galazka R. R. — J. Phys. Chem. Sol., 1981, v. 42, N 5, p. 351—362.
- [16] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.
- [17] Weissman M. B. — Physica, 1980, v. 100B, N 2, p. 157—162.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 28.03.1988
Принята к печати 26.07.1988