

Зависимость E_y от j нелинейна, поскольку безразмерное объемное холловское поле ξ , направленное перпендикулярно магнитному полю и параллельно оси CP , при достаточно большой величине плотности тока j зависит от нее. Величины j и ξ связаны соотношением [2]

$$\beta = \frac{\xi(1 + \xi^2)^2}{1 - 3\xi^2}, \quad (9)$$

где $\beta = (h_y \eta m_{\perp} d / en) j$ имеет смысл безразмерной плотности тока.

Графическое решение уравнения (9) показывает, что при $\beta > 2$ зависимость $\xi(\beta)$ становится неоднозначной. Это означает возможность «переключения» холловского поля с изменением знака (см. [2]). Как следует из (8), такое переключение сопровождается скачкообразным изменением поля ПЭХ E_y , которое при $\beta > 2$ также неоднозначно.

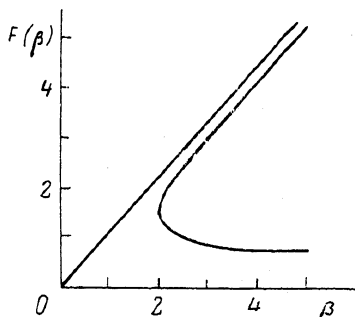
Формулы (8) и (9) можно представить в виде

$$v \equiv ed\tau E_y = -h_x \eta \frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp}} F(\beta), \quad (10)$$

где $F(\beta)$ параметрически определяется формулой

$$F(\beta) = \frac{\xi(1 + 5\xi^2)}{(1 - 3\xi^2)(1 + \xi^2)} \quad (11)$$

и соотношением (9). Явный вид функции $F'(\beta)$ показан на рисунке.



Неоднозначность поля ПЭХ в CP (как и объемного холловского поля в CP) связана с изменением знака компоненты тензора проводимости σ_{xx} при $\xi = 1/\sqrt{3}$. Последнее имеет ту же природу, что и отрицательная дифференциальная проводимость CP [6]: при $\xi \sim 1$ импульс, приобретаемый электроном в поле за время свободного пробега, становится сравнимым с размером мини-зоны Бриллюэна.

Список литературы

- [1] Шик А. Я. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 2. С. 261—269.
- [2] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1979. Т. 22. В. 3. С. 373—374.
- [3] Басс Ф. Г., Зорченко В. В., Шашора В. И. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. В. 6. С. 345—347. ФТП. 1981. Т. 15. В. 3. С. 459—466.
- [4] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1983. Т. 26. В. 5. С. 638—639.
- [5] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 616 с.
- [6] Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. N 1. P. 61—65.

Научно-производственное объединение
«Платан»
Фрязино

Получено 21.09.1990
Принято к печати 27.09.1990

ФТП, том 25, вып. 2, 1991

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НИЗКОЧАСТОТНОГО ШУМА В СТРУКТУРНО СОВЕРШЕННОМ И ПОДВЕРГНУТОМ ДЕСТРУКТИВНОМУ СЖАТИЮ GaAs

Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л.

Недавно в работах [1, 2] были исследованы шум $1/f$ и процесс долговременной фотопроводимости в GaAs, подвергнутом деструктивному сжатию. Было показано, что уровень объемного шума $1/f$ очень чувствителен к структурным несовершенствам, возникающим при деструкции. При относительно

слабой деструкции, когда сопротивление образцов возрастает не более чем на 10 %, а подвижность при 77 К практически не меняется, уровень шума $1/f$ возрастает на порядок.

В работе [1] было высказано предположение, что шум $1/f$ в образцах, подвергнутых деструкции, имеет ту же природу, что и в чистом, структурно совершенном GaAs, т. е. что деструкция увеличивает концентрацию структурных

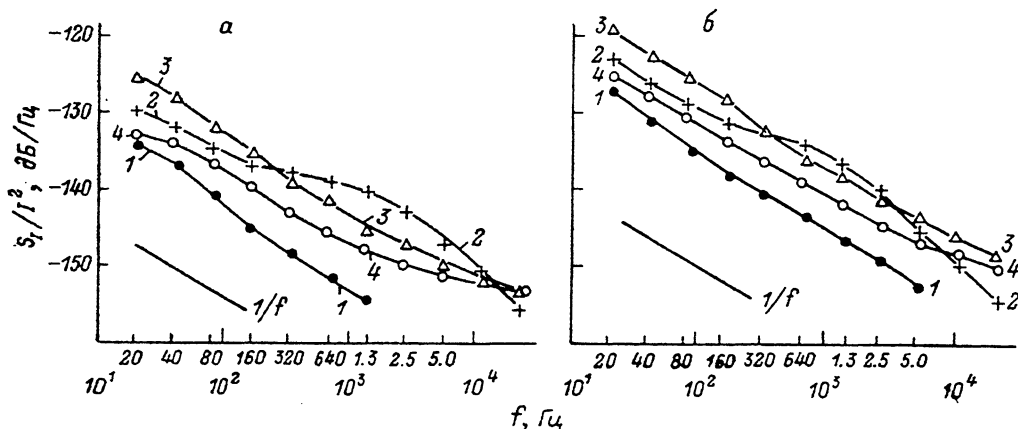


Рис. 1. Частотная зависимость спектральной плотности шума для исходного структурно совершенного GaAs (а) и для GaAs, подвергнутого деструкции ($R/R_0=1.52$) (б).

T , К: а) 1 — 110, 2 — 220, 3 — 300, 4 — 520; б) 1 — 90, 2 — 220, 3 — 300, 4 — 520.

дефектов, ответственных за возникновение шума $1/f$ в чистом GaAs [3], но не меняет механизма, формирующего низкочастотный шум.

В настоящей работе мы сравним температурные зависимости низкочастотного шума в чистом и подвергнутом деструкции GaAs и покажем, что полученные результаты подтверждают высказанное в работе [1] предположение.

Исследовались образцы, полностью аналогичные изученным в работе [1].

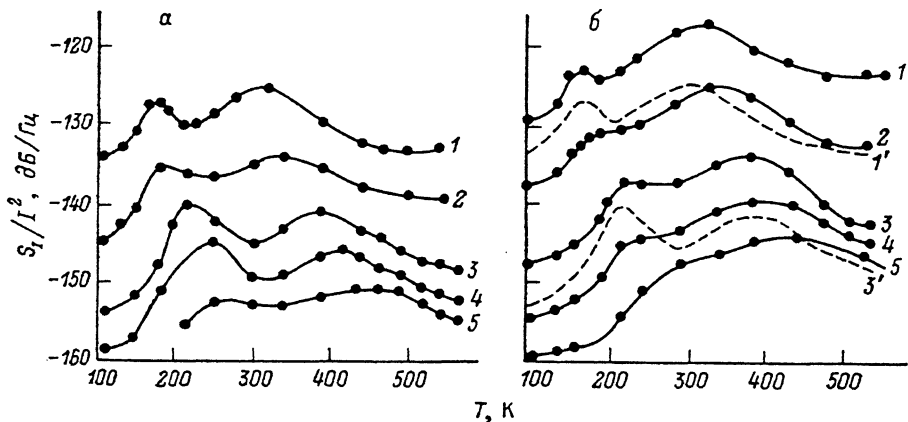


Рис. 2. Температурные зависимости спектральной плотности шума для тех же образцов, что и на рис. 1.

f , Гц: 1 — 20, 2 — 160, 3 — 1380, 4 — 5520, 5 — 22 080. 1', 3' (б) — то же, что и 1, 3 (а).

На рис. 1 для нескольких значений температуры (T) показаны спектральные зависимости низкочастотного шума для одного из исходных структурно совершенных образцов (а) и для образца, подвергнутого деструкции (б). Под влиянием деструкции сопротивление образца возросло в 1.52 раза ($R/R_0=1.52$; рис. 1, б). При таком сравнительно невысоком уровне деструкции подвижность в GaAs остается неизменной [1], однако, как видно из рис. 1, уровень шума в области низких частот ($\sim 20 \div 100$ Гц) возрастает на $7 \div 10$ дБ (в 5–10 раз).

Видно, что низкочастотный шум, как это почти всегда наблюдается в достаточно совершенных полупроводниковых материалах (см., например, [4-6]), представляет собой суперпозицию шума $1/f$ и отдельных лоренцианов. Видно также, что, хотя уровень шума возрос на порядок, формы спектральных зависимостей шума в исходном образце и в образце, подвергнутом деструкции, очень похожи при всех исследованных температурах. Из этого можно заключить, что вклад шума $1/f$ и отдельных лоренцианов в общий уровень низкочастотного шума возрастает при деструкции приблизительно в одинаковой степени.

Сходство формы спектров делается еще более очевидным, если представить их в виде зависимости спектральной плотности шума от температуры на данной частоте анализа f (рис. 2). Из рис. 2 видно, что положение максимумов на кривых $S_I(T)/T^2$ и их температурные зависимости практически одни и те же для исходного GaAs (рис. 2, а) и для GaAs, подвергнутого деструкции.

Обработка экспериментальных кривых стандартными для шумовой спектроскопии методами кривых Аррениуса и «наилучшей подгонки» (см., например, [7]) позволяет заключить, что наиболее высокотемпературный максимум, проявляющийся в области температур $T > 300$ К, связан с наличием в запрещенной зоне уровня с глубиной залегания $\mathcal{E}_i \sim 0.2$ эВ ниже края зоны проводимости \mathcal{E}_c . Сечение захвата электронов σ_n составляет $\sim 10^{-20} \div 10^{-19}$ см².

Максимум, проявляющийся в области более низких температур (170 ÷ 250 К), связан с наличием уровня с глубиной залегания $\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_i \sim 0.06 \div 0.1$ эВ и сечением захвата $\sigma_n \sim 5 \cdot 10^{-21} \div 5 \cdot 10^{-20}$ см².

Анализ методом наилучшей подгонки указывает на сильную температурную зависимость σ_n для обоих уровней. Сечение захвата растет с увеличением температуры. Концентрация обоих уровней составляет $\sim 10^{13}$ см⁻³ в исходных образцах и $\sim 10^{14}$ см⁻³ в образцах, подвергшихся деструктивному сжатию.

Уровень с глубиной залегания $\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_i \sim 0.2$ эВ наблюдался в работе [8] при использовании метода термостимулированного тока и, по мнению авторов, связан с наличием структурных дефектов решетки. Концентрация таких дефектов в широких пределах могла быть изменена выбором режима термообработки. По-видимому, этот уровень наблюдался в работах [4, 9] методом шумовой спектроскопии. Концентрация уровней этого типа составляла $10^{12} \div 10^{13}$ см⁻³ в работе [4] и $10^{14} \div 10^{15}$ см⁻³ в работе [9], сечение захвата $5 \cdot 10^{-19} \div 5 \cdot 10^{-18}$ см². Сечение захвата росло с увеличением температуры.

Полученные нами данные являются подтверждением того, что уровень с глубиной залегания $\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_i \sim 0.2$ эВ связан с наличием структурных дефектов, поскольку деструктивное сжатие заметно увеличивает его концентрацию. Из полученных результатов следует, что и более мелкий уровень, ответственный за появление низкотемпературного максимума на зависимости $S_I(T)/T^2$, тоже, по-видимому, обусловлен наличием структурных дефектов.

Деструктивное сжатие, увеличивая концентрацию локальных уровней обусловленных структурными дефектами, увеличивает (притом в той же степени) и уровень шума $1/f$. Это обстоятельство, следующее из данных, приведенных на рис. 1 и 2, служит дополнительным аргументом в пользу модели шума $1/f$, сформулированной в работе [3]. В соответствии с этой моделью источником шума $1/f$ служат флуктуации заполнения уровней, образующих хвост плотности состояний вблизи края зоны проводимости. Такой хвост всегда существует в реальных кристаллах, и одной из причин его возникновения в слабо легированных полупроводниках является наличие структурных дефектов.

Авторы признательны М. И. Дьяконову за внимание к работе и сделанные замечания.

Список литературы

- [1] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1807—1815.
- [2] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 1. С. 164—167.
- [3] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [4] Magarshack I., Mircea A., Roussel A. // Acta Electron. 1972. V. 15. N 3. P. 233—243.
- [5] Bosman G., Zijlstra R. J. J. // Sol. St. Electron. 1982. V. 25. N 4. P. 273—280.
- [6] Kugler S. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 4. P. 219—222.
- [7] Scholz F., Hwang J. M., Schroeder D. K. // Sol. St. Electron. 1988. V. 34. N 2. P. 205—317.

НЕМОНОТОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ ШУМА $1/f$ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОДСВЕТКИ В GaAs

Дьяконова Н. В.

Недавно в работе [1] при исследовании низкочастотного шума в кремнии была обнаружена немонотонная зависимость величины спектральной плотности шума от интенсивности подсветки. Наблюдаемое явление было объяснено в рамках модели объемного шума $1/f$ в полупроводниках [2]. Эта модель объясняет также все основные экспериментальные результаты по исследованию характера влияния света на шум $1/f$ в GaAs [3, 4]. Однако измеренная ранее [3] зависимость величины шума в GaAs от интенсивности падающего на образец света на частоте анализа 20 Гц немонотонного характера, предсказываемого моделью, не носила.

В настоящей работе на более высоких частотах анализа в GaAs обнаружено

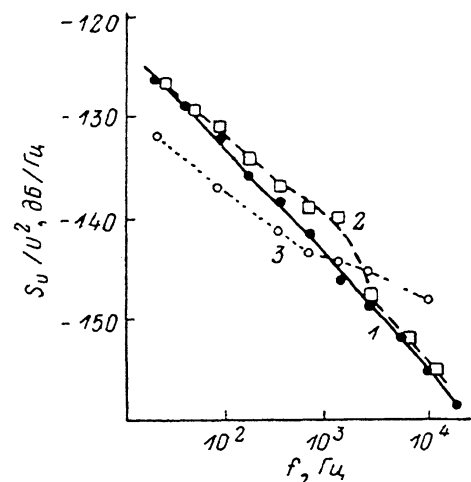


Рис. 1. Зависимость относительной спектральной плотности шума от частоты для образца GaAs. 1 — в темноте, 2 — при освещении светом интенсивности $10^{-3} I_0$, 3 — при освещении светом максимальной интенсивности I_0 .

явление немонотонной зависимости уровня шума от интенсивности подсветки, что подтверждает сделанное ранее предположение о природе объемного шума $1/f$ в арсениде галлия [2].

Исследовались образцы GaAs *n*-типа с концентрацией свободных носителей $n_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью электронов $\mu \approx 7 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при температуре 300 К и $\mu \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77 К. Форма и размеры образцов подробно описаны в работе [3]. Зависимость относительной спектральной плотности шума S_u/U^2 от интенсивности света снималась при освещении образцов лампой накаливания. Свет ослаблялся с помощью калиброванного набора нейтральных фильтров. Измерения проводились при комнатной температуре.

На рис. 1 показана зависимость от частоты относительной спектральной плотности флуктуаций напряжения S_u/U^2 на одном из образцов GaAs в темноте (кривая 1), при освещении его светом максимальной интенсивности I_0 (кривая 3) и при освещении светом интенсивности $10^{-3} I_0$ (кривая 2). Как видно из рисунка, под действием слабого света (вызывающего изменение сопротивления образца всего на $\approx 0.2\%$) спектральная плотность шума в диапазоне частот от 80 до 2000 Гц увеличивается на $1 \div 4$ дБ (кривая 2). При возрастании интенсивности света до максимальной (сопротивление образца при этом уменьшалось на 1.5%) увеличение шума в диапазоне частот анализа 80 \div 1000 Гц сменяется уменьшением относительно его темнового значения на $2 \div 6$ дБ.