

$$B_m = 4 \left( \frac{\omega_0}{k_0 v_0} \right)^2 \left[ \frac{1 - \frac{1}{\nu \tau}}{1 - \frac{k_0 v_0}{\omega_0}} \right]^{1-1/\nu \tau} \quad (7)$$

Условием применимости (6) является  $z < z_1 < v_0/\nu$ , где  $z_1$  — точка опрокидывания волны. В работах [7, 8] сообщалось о наблюдении максимума усиления фотостимулированного полевого GaAs-транзистора при некотором напряжении на стоке именно в случае, соответствовавшем генерации избыточных носителей в узком поверхностном слое.

Автор благодарит Г. Г. Акчурина и А. Ю. Огнищева за обсуждения.

#### Список литературы

- [1] Киреев П. С. Физика полупроводников. М., 1975. 584 с.
- [2] Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М., 1977. 367 с.
- [3] Бхатнагар П. Нелинейные волны в одномерных дисперсных системах. М., 1983. 136 с.
- [4] Зайко Ю. Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 11. С. 108—110.
- [5] Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М., 1984. 432 с.
- [6] Зайко Ю. Н. // ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 12. С. 2429—2432.
- [7] Noad J. P., Elmer H. N., Hum R. H., Macdonald R. I. // IEEE Trans. 1982. V. ED-29. N 11. P. 1792—1797.
- [8] Gammel J. G., Ballantyne J. M. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 2. P. 149—151.

Получено 16.01.1990

Принято к печати 30.03.1990

ФТП, том 24, вып. 8, 1990

## О СВЯЗИ ШУМОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК С ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Антохин А. Ю. Козлов В. А.

Одной из принципиальных задач, возникающих при разработке информационных систем на базе термоэлектрических преобразователей, является задача повышения значения параметра эффективности преобразования Иоффе  $Z$  в рабочей области температур [1]:

$$Z = \alpha^2 \sigma / \kappa, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — дифференциальная термоэдс,  $\sigma$  и  $\kappa$  — электропроводность и удельная теплопроводность образца соответственно. Именно на решение указанной проблемы и направлены усилия разработчиков. В настоящей работе обращено внимание на другой аспект данной проблемы, тесно связанный с повышением чувствительности информационных термоэлектрических преобразователей. При этом, как будет показано далее, увеличение  $Z$  непосредственно ведет к увеличению абсолютного уровня тепловых флуктуаций электрического тока.

Анализ данной задачи проведем в рамках стандартного феноменологического подхода неравновесной термодинамики [2, 3], который наиболее удобен для использования флуктуационно-диссипационной теоремы (ФДТ). При этом поток тепла и электрический ток имеют вид

$$U = L_{11} \nabla T + L_{12} E, \quad (2)$$

$$I = L_{21} \nabla T + L_{22} E, \quad (3)$$

а скорость диссипации энергии в системе определяется формулой

$$\dot{Q} = \int [\gamma_1 (\nabla T \nabla T) + 2\gamma_2 (\nabla T E) + \gamma_3 (E E)] d^3 x', \quad (4)$$

где интеграл берется по объему образца и введены обозначения

$$\gamma_1 = -T(\kappa/T^2 - 2\alpha\beta' - \alpha^2\beta'), \quad \beta = -\alpha\sigma,$$

$$\gamma_2 = -T(\beta' + \beta/T)/2, \quad \gamma_3 = -\sigma,$$

а  $\kappa = -L_{11} - (L_{12}L_{21}/L_{22})$  — полная с учетом тепла, переносимого электронами, удельная теплопроводность образца, штрих означает дифференцирование по температуре.

Сложность применения ФДТ в рассматриваемом случае заключается в следующем. Если в качестве случайных сил, обуславливающих флуктуации в системе, принять градиент температуры  $\nabla T$  и электрическое поле  $E$ , как это обычно делается в подобных задачах, то одновременно удовлетворить всем условиям, необходимым для применения ФДТ, невозможно. Для исключения возникающих проблем была разработана специальная процедура выбора случайных сил [4].

Следуя общей теории флуктуаций [5, 6], выберем флуктуирующие потоки  $x_i$ . В нашем случае это — поток тепла и электрический ток:

$$X_1 = -\kappa\nabla T, \quad (5)$$

$$X_2 = \beta\nabla T + \sigma E, \quad (6)$$

а случайные силы, соответствующие данным потокам, удобно записать в форме [2, 4]

$$f_1 = a\nabla T + bE, \quad (7)$$

$$f_2 = c\nabla T + dE. \quad (8)$$

Необходимые коэффициенты, фигурирующие в формулах (7), (8), можно определить, используя метод, описанный в [4]. Для этого представим скорость диссипации энергии в виде

$$\dot{Q} = -\sum_i X_i f_i, \quad (9)$$

а флуктуирующие потоки запишем как

$$X_i = \sum_k \alpha_{ik}(\omega) f_k. \quad (10)$$

Тогда, используя совместно формулы (4), (9) и приравняв коэффициенты при  $(\nabla T \nabla T)$ ,  $(\nabla T E)$ ,  $(EE)$ , можно получить три условия для определения коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ . Четвертое условие можно получить из формул (5), (6) и (10), если выразить из них обобщенные восприимчивости  $\alpha_{ik}(\omega)$  как функции от  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  и воспользоваться соотношением взаимности Онзагера. Полученное представление позволяет найти необходимую обобщенную восприимчивость и, используя стандартную форму ФДТ, получить формулу для среднего квадрата флуктуаций электрического тока

$$\langle I^2 \rangle_\omega = \frac{2(\gamma_1 L_{22}^2 - 2L_{21}L_{22}\gamma_2 + \gamma_3 L_{21}^2)}{\gamma_1 \gamma_3 - \gamma_2^2}. \quad (11)$$

Используя формулы для входящих сюда коэффициентов, (11) удобно преобразовать к виду

$$\langle I^2 \rangle_\omega = S_\omega K; \quad (12)$$

здесь  $S_\omega$  — шум Найквиста, а величина  $K$  определяется выражением

$$K = \frac{1 - \beta\beta'T^2/[\sigma\kappa + \sigma T^2(\beta^2/\sigma)']}{1 - T(\beta'T + \beta)^2/[4\kappa\sigma + 4\sigma T^2(\beta^2/\sigma)']}. \quad (13)$$

Формула (13) имеет довольно громоздкий вид, поэтому для дальнейшего анализа ее удобно упростить, используя малость произведения  $\eta = TZ$ :

$$K = 1 + \frac{\eta(1 - \beta'T/\beta)^2}{4[1 + T^2(\beta^2/\sigma)'\kappa]}. \quad (14)$$

Для получения окончательного результата предположим степенной характер зависимостей функций  $\beta(T)$  и  $\sigma(T)$ , что присуще большинству полупроводников и полуметаллов. Например, для области температур, близких к температуре жидкого азота, данные зависимости для германия имеют вид  $\beta \sim T^{-6}$ ,  $\sigma \sim T^{-3/2}$ , и для  $K$  получается наглядная формула

$$K = \frac{1 + 5\eta/(1 - 8.5\eta)}{1 - 4\eta/(1 - 8.5\eta)}. \quad (15)$$

Значения  $K$  в зависимости от  $\eta = ZT$  представлены в таблице, из которой видно, что увеличение параметра эффективности ведет к непосредственному увеличению абсолютного уровня флуктуаций тока, так что в условиях больших значений  $K$  формула Найквиста становится неприемлемой. В заключение отметим возможное применение полученных результатов. Как известно, современные спектральные анализаторы позволяют измерять токовые флуктуации с большой точностью. Следовательно, зная характер температурных зависимостей термоэдс и проводимости образца и измерив величины шума с помощью формулы типа (15), можно в независимом эксперименте определить  $Z$ .

$\eta = TZ$	$K$
0.00	1.0
0.02	1.2
0.05	2.2

#### Список литературы

- [1] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1962. 616 с.
- [2] Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М., 1964. 615 с.
- [3] Зубарев Д. Н. Неравновесная термодинамика. М., 1971. 415 с.
- [4] Антохин А. Ю., Козлов В. А. // Электрохимия. 1989. Т. 25. С. 1631—1635.
- [5] Bochkov G. N., Orlov A. L. // Int. Commun. Heat Mass. Trans. 1985. V. 12. P. 33—43.
- [6] Bochkov G. N., Orlov A. L. // Adv. Mod. Simulat. 1985. V. 3. P. 49—54.

Московский физико-технический институт  
Долгопрудный

Получено 13.02.1990  
Принято к печати 30.03.1990

ФТП, том 24, вып. 8, 1990

## ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА, СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФОСФИДА ИНДИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ЕВРОПИЕМ

Штельмах К. Ф., Захаренков Л. Ф., Романов В. В.,  
Терлецкий И. А., Штельмах С. В.

Результаты предварительных исследований ЭПР в фосфиде индия, легированном европием [1], показали отсутствие одиночных центров примеси обменно-связанных пар, причем каждый из ионов находится в зарядовом состоянии  $\text{Eu}^{2+}$ . Исследования эффекта Мессбауэра подтвердили выводы работы [1] и продемонстрировали отсутствие в кристаллах ионов в состоянии  $\text{Eu}^{3+}$  [2]. В связи с этим возникает вопрос о структуре обменно-связанной пары. Кроме того, существует возможность образования предвыделений второй фазы, что также требует экспериментальной проверки. В настоящей работе приведены результаты комплексного исследования кристаллов  $\text{InP} \langle \text{Eu} \rangle$ .

Статическая магнитная восприимчивость измерялась на установке MGD312 FG методом Фарадея в диапазоне температур 4—300 К.

Исследования однородности структуры проводились на установках рентгено-структурного анализа (РСА) «Дрон-2» и микрорентгеновского анализа MS-46 с пространственным разрешением  $\sim 1$  мкм.

Качественный анализ поверхности образцов проводился с помощью послонной локальной оже-спектроскопии. При поверхностном разрешении 5—10 мкм