

## ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫПРЯМЛЕНИЯ ПЕРЕМЕННОГО СИГНАЛА В ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ

В. С. Егоров, М. С. Нунупаров

Зависимость продольной проводимости  $\sigma$  двумерной электронной системы ( $2D$ -системы) от положения уровня Ферми  $\varepsilon_F$ , в особенности ее нелинейный характер, приводит к ряду существенных явлений в транспортных свойствах системы. Наиболее сильно зависимость  $\sigma$  ( $\varepsilon_F$ ) проявляется вблизи порога подвижности при переходе металл—диэлектрик [1], а также в сильных магнитных полях в режиме квантового эффекта Холла, когда уровень Ферми проходит между уровнями Ландау [2]. В обоих этих случаях величина  $\sigma$  изменяется на несколько порядков в сравнительно узком диапазоне значений  $\varepsilon_F$ , что обуславливает и большие изменения термоэдс, в простейшем приближении пропорциональные логарифмической производной проводимости  $Q \sim T \partial \ln \sigma / \partial \varepsilon_F$  [1, 3].

В настоящем сообщении проводится обсуждение еще одного эффекта, обязанного зависимости  $\sigma$  ( $\varepsilon_F$ ), а именно возможности появления неоднородных стационарных распределений потенциала  $2D$ -системы в условиях, когда извне задается переменный ток.

Схема эксперимента показана на рис. 1, а (образец заштрихован). Образцы представляли собой МДП структуру в геометрии диска Корбино. Толщина подзатворного диэлектрика  $d=800$  Å, подвижность  $2D$ -электронов при  $T=4.2$  К и напряжении на затворе  $V_g \approx 5$  В составляла  $\sim 8000$  см<sup>2</sup>/В·с. Размеры образцов  $\sim 0.2 \div 1$  мм. Напряжение на затворе  $V_g$  изменялось в диапазоне 0—10 В и подавалось на  $X$ -координату самописца. На  $Y$ -координату подавалось напряжение  $v$  на нагрузочном сопротивлении  $R$  в цепи сток—исток. На рис. 1 показаны характерные зависимости  $v$  ( $V_g$ ) при различном включении источников напряжения либо в положение  $U_1$ —цепь сток—исток, либо в  $U_2$ —цепь затвора.

Включение  $U_1 = \text{const}$  естественным образом приводило к напряжению  $v$ , пропорциональному проводимости образца  $\sigma$  ( $V_g$ ) — кривая 1 ( $T = 4.2$  К). При более высоких температурах переход диэлектрик—металл размывается, его начало смещается влево, зависимость  $\sigma$  ( $V_g$ ) становится более пологой. ВАХ образцов при  $U_1 \ll V_g$  линейна и не зависит от знака  $U_1$ . Отклонения от закона Ома становятся заметными лишь при сравнительно больших  $U_1$  и также симметричны. Тем не менее включение переменного напряжения  $U_2 = u_0 \cos \omega t$  (в цепь затвора) приводит к возникновению «выпрямленного» напряжения  $v$  ( $V_g$ ) — кривая 2. Отсутствие тривиального диодного выпрямления, обусловленного симметричностью ВАХ, подтверждается результатом включения этого же напряжения на место  $U_1$  (в цепь сток—исток). В этом случае (кривая 3) эффект оказывается более чем на порядок величины меньше, хотя при обычном диодном выпрямлении результат должен был быть противоположным. Описываемый эффект отсутствует при низких частотах  $f < 1$  МГц, его амплитуда своеобразно зависит от частоты в диапазоне  $2 < f < 10$  МГц (рис. 2), и он существенно меньше при больших частотах. Область частот, где проявляется этот эффект, для различных образцов одна и та же, однако сама форма зависимости  $v$  ( $f$ ) видоизменяется.

Визуально наблюдаемый сигнал  $v \propto \partial \sigma / \partial V_g$ . В магнитном поле это проявляется особенно четко, когда  $\sigma_H$  ( $V_g$ ) становится осциллирующей функцией. Поскольку уровень Ферми  $2D$ -электронов  $\varepsilon_F \propto V_g$ , то можно заключить, что наблюдаемое напряжение есть термоэдс, возникающая в образце в результате градиента температуры. Однако оценки возможного



условие  $\varphi(0, t) = V_g + u_0 \cos \omega t$ , где потенциал  $V_g$  задает исходную концентрацию  $n_0$ . Это уравнение при  $u_0 \ll V_g$  имеет в нулевом приближении хорошо известное решение

$$\varphi_0(x, t) = V_g + u_0 \exp(-x/\delta) \cos(\omega t - x/\delta),$$

где  $\delta = (e\sigma_0/\omega C)^{1/2}$ ,  $\sigma_0 = \sigma(V_g)$ , которое приводит к «скин-эффекту» в квантовом эффекте Холла [4].

В следующем приближении с учетом первой производной проводимости  $\sigma(\varphi) = \sigma_0 + \sigma'_0(\varphi - \varphi_0)$  получается уравнение со стационарным источником, общее решение которого

$$\varphi(x, t) = V_g + u_0 \exp(-x/\delta) \cos(\omega t + x/\delta) + \frac{\sigma'_0}{4\sigma_0} u_0^2 [1 - \exp(-2x/\delta)]$$

приведит к появлению в системе постоянной разности потенциалов

$$v = \langle \varphi(0, t) - \varphi(\infty, t) \rangle = \frac{u_0^2}{4} \frac{d \ln \sigma_0}{dV_g}.$$

Очевидно, что зависимость от  $\omega$  должна появиться при учете конкретной формы образца. В эксперименте при малых  $u_0$  наблюдается зависимость  $v(u_0)$ , близкая к квадратичной, однако при увеличении  $u_0 \geq 10^{-2} V_g$  степень понижается.

Следует отметить, что при  $u_0 = 0$  остается небольшое аналогичное по характеру постоянное напряжение  $v \sim \partial\sigma/\partial V_g$  порядка нескольких микровольт. Естественно думать, что причиной его может быть коротковолновая помеха, проникающая в измерительную схему. Это подтверждается заметным влиянием экранов на амплитуду эффекта. В постоянном магнитном поле это остаточное напряжение осциллирует, как отмечалось выше, и периодичность соответствует заполнению уровней Ландау. Соответственно этому и в зависимости  $v(H)$  при  $V_g = \text{const}$  и  $u_0 = 0$  также наблюдаются осцилляции. О наблюдении такого рода осцилляций уже сообщалось ранее [5, 6]. Поскольку качественный характер описанных в [5, 6] осцилляций совпадает с поведением описанного «выпрямленного»  $v$ -сигнала, мы думаем, что эти эффекты имеют одинаковую природу.

В заключение мы хотим отметить некоторые экспериментальные следствия. Во-первых, тесная аналогия  $v$ -сигнала с термоэдс, отмеченная выше, позволяет значительно более простыми экспериментальными средствами изучать производную проводимости  $2D$ -электронных систем. Вторым важным следствием является, на наш взгляд, возможность точного определения точек с нулевой производной  $\partial\sigma/\partial\varepsilon_F$ , что представляет значительный интерес при изучении квантового эффекта Холла.

Авторы выражают благодарность Л. А. Максимову, М. И. Резникову, С. И. Дорожжину за полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ando T., Fowler A., Stern F. *Rev. Mod. Phys.*, 1982, vol. 54, N 2, p. 437—672.  
 [2] Von Klitzing K., Dorda G., Pepper M. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, vol. 45, p. 494—497.  
 [3] Zawadzki W. *Physica*, 1984, vol. 127 B, p. 388—392.  
 [4] Дорожжин С. И., Шашкин А. А., Житенев Н. Б., Долгополов В. Т. *Письма в ЖЭТФ*, 1986, т. 44, № 4, с. 189—192.  
 [5] Веселаго В. Г., Заварицкий В. Н., Нунупаров М. С., Беркут А. Б. *Письма в ЖЭТФ*, 1986, т. 44, с. 382—384.  
 [6] Сайдашев И. И., Савельев И. Г., Крещук А. М. *Письма в ЖЭТФ*, 1987, т. 45, № 2, с. 95—98.  
 [7] Зеегер К. *Физика полупроводников*. М.: Мир, 1977, с. 615.

Поступило в Редакцию  
21 марта 1988 г.