[3] *Рыков В. Г., Янтовский Е. И.* Тез. VIII Межд. конф. по МГД преобразованию энергии. М., 1983.
[4] *Спринг Е.* В кн.: Прямое преобразование энергии. М.: Мир, 1969, с. 384—413.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
24 февраля 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 11, 1988

ЗАВИСИМОСТЬ ЗАРЯДА МОП СТРУКТУРЫ ОТ ТОКА ЧЕРЕЗ ДВУМЕРНЫЙ КАНАЛ В РЕЖИМЕ МАГНИТНОГО КВАНТОВАНИЯ

А. А. Шашкин, В. В. Ларкина

Существует ряд работ [1-4], в которых исследовано распределение тока в МОП транзисторах в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ), когда ток по образцу не мал. В этом случае создаваемый током градиент потенциала двумерного электронного слоя влияет на распределение этого тока [1-3], что и является причиной нелинейности, наблюдаемой при измерении ρ_{xx} (или σ_{xx}). При этом распределение тока не будет однородным и, как показано в [2, 3], возникнет токовый шнур, перемещающийся по образцу при изменении напряжения на затворе.

С появлением шнура сопряжено возникновение зависимости концентрации двумерных электронов N_S от координаты. Экспериментально факт координатной зависимости N_S был обнаружен в работе [4]. Через образец холловской геометрии пропускался постоянный ток I и измерялся ток заряда I^* емкости затвор — электронный слой при линейном по времени изменении напряжения на затворе V_g. В окрестности $V_g = V_g^0$ (V_g^0 соответствует целочисленному фактору заполнения $n = N_s hc/eH$) наблюдались особенности в зависимости $I^*(V_g)$ [4].

Цель настоящей работы состоит в расчете формы наблюдавшихся в [4] особенностей и анализе возможности извлечения параметров двумерных электронов из измерений такого рода.

Для расчета используем модель [2], в которой предполагается, во-первых, существование двух порогов подвижности на соседних уровнях Ландау

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 e^{-\Delta/kT} \operatorname{ch} \varepsilon_F/kT \tag{1}$$

(здесь ε_F — фермиевская энергия, отсчитанная от середины между уровнями Ландау, Δ — энергия активации при $\varepsilon_F = 0$); во-вторых, плотность состояний электронов D постоянна вблизи $\varepsilon_F = 0$. В рамках упомянутой модели легко получить выражение для разности потенциалов между затвором и слоем электронов

$$U = V_g^0 + \nu T \operatorname{Arsh}(\operatorname{sh} t + \delta_0 y/d), \quad \delta_0 = 2 \operatorname{sh} a \operatorname{ch}(t + a), \tag{2}$$

где введены обозначения

$$\nu = keD/C_1, \quad a = I\rho_{xy}/2\nu T, \quad t = (V_g - V_g^0)/\nu T,$$

C_1 — емкость затвор—электронный слой, приходящаяся на единицу площади; координата y направлена поперек образца; d — ширина образца. Ток заряда I^*

$$I^* = C\dot{V}_g, \quad C = C_0 d^{-1} \int\limits_0^d \frac{\partial U}{\partial V_g}\, dy,$$

C_0 — емкость МОП структуры. Отсюда

$$C/C_0 = 1 + (a \operatorname{cth} ta - 1) \operatorname{ch}^{-2}(t + a). \tag{3}$$

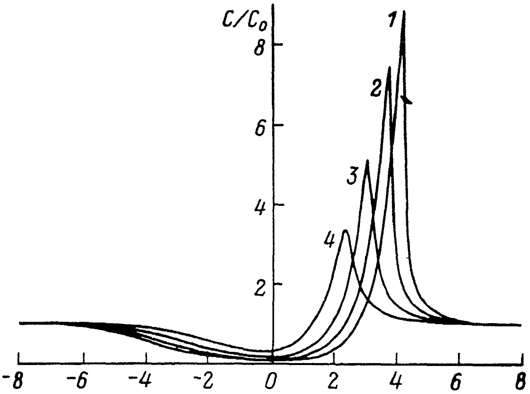
Полученная формула (3) качественно описывает экспериментальную зависимость. Однако она не дает значений $C/C_0 < 1$, наблюдавшихся в эксперименте при сравнительно больших разностях $|V_g - V_g^0|$, так как соотношение (1) перестает быть справедливым вблизи порога подвижности. По значению сигнала в максимуме $C_{\max}/C_0 = a \operatorname{cth} a$ может быть определена плотность состояний D. Для реализации такой процедуры необходимо иметь образец, длина которого $l \gg d$, поскольку у концов образца формула (2) не справедлива.

Этих трудностей можно избежать, если проводить измерения на образце геометрии Корбино. Аналогичные вычисления приводят в этом случае к ответу

$$C/C_0 = [(r_2/r_1)^2 - 1]^{-1} \operatorname{ch} t \int_0^{2\ln r_2/r_1} [1 + (\operatorname{sh} t - x/2\delta)^2]^{-1/2} e^x dx, \tag{4}$$

$$\delta = 2\pi\sigma_0 e^{-\Delta/kT} \nu T/I,$$

где r_1, r_2 — внутренний и внешний радиусы образца, а ток I через образец задан. В качестве примера набор расчетных кривых $C/C_0\,(t)$ для $r_2/r_1=3$ при различных значениях параметра δ представлен на рис. 1. Зависимость максимума $C_{\max}/C_0$ от соответствующего $t_{\max}$ и от δ



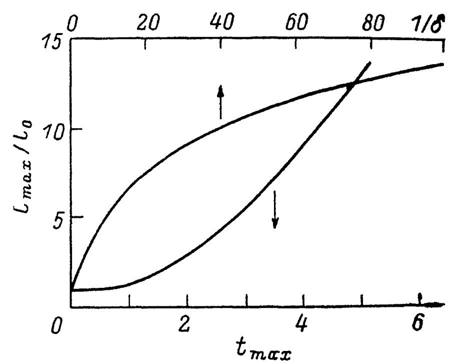


Рис. 1. Расчетная зависимость зарядного тока МОП структуры от напряжения на затворе для $r_2/r_1=3$. Указаны значения параметра $1/\delta$: 30 (*1*), 20 (*2*), 10 (*3*), 5 (*4*).

Рис. 2. Величина максимального тока заряда в зависимости от $1/\delta$ и от напряжения на затворе в точке максимума. $r_2/r_1=3$.

изображена на рис. 2. Координата шнура холловского тока r_0, отвечающая $t_{\max}$, при $1/\delta > 3$ оказывается равной $r_0/r_1 \approx 2.7$. При остальных δ в точке $t_{\max}$ $r_0 \geqslant r_2$, что означает исчезновение шнура у внешнего контакта, т. е. переход к линейному режиму. С учетом последнего обстоятельства легко определить D с помощью кривой $C_{\max}/C_0\,(t_{\max})$, если снять экспериментальную зависимость $C/C_0\,(t)$ при обеих полярностях тока I.

Отметим, что измерения следует проводить при достаточно медленной развертке напряжения на затворе ($\dot{V}_g \ll \sigma_{xx} V_g^0 / C_1 b^2$, где $b=r_2$ для Корбино и $b=d$ в случае образца холловской геометрии), чтобы эффекты скинирования [3] не были заметны.

Как видно из работы [4], формула (4) подтверждается экспериментом. Образец холловской геометрии, когда ток через него равен нулю, аналогичен образцу геометрии Корбино с $r_1=0$. Если скорость развертки напряжения $\dot{V}_g$ не мала (нестационарный случай), то разность потенциалов ΔU между внешним берегом и центром холловского образца будет иметь вид кривой с максимумом в районе $V_g = V_g^0$ (так как $\Delta U \sim C_0 \sigma_{xx}^{-1}$), которая подобна зависимости $\Delta U\,(V_g)$, измеренной в стационарных условиях для образца геометрии Корбино, по которому течет постоянный ток I. Следовательно, должны согласовываться и зависимости $C/C_0\,(V_g)$. Действительно, экспериментальные кривые (рис. 7 работы [4]) аналогичны расчетным (рис. 1).

Таким образом, предложенная модель описывает экспериментальные результаты работы [4] и позволяет определить плотность состояний электронов D в режиме шнурования холловского тока.

Авторы выражают искреннюю благодарность В. Т. Долгополову, В. М. Пудалову, С. Г. Семенчинскому и В. С. Эдельману за полезные обсуждения.

Литература

[1] *Пудалов В. М., Семенчинский С. Г.* Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, № 5, с. 188—190.
[2] *Шашкин А. А., Долгополов В. Т., Дорожкин С. И.* ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 11, с. 1897—1904.
[3] *Дорожкин С. И., Шашкин А. А., Житенев Н. Б., Долгополов В. Т.* Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 4, с. 189—192.
[4] *Семенчинский С. Г.* ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 11, с. 1804—1814.

Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка Моск. обл.

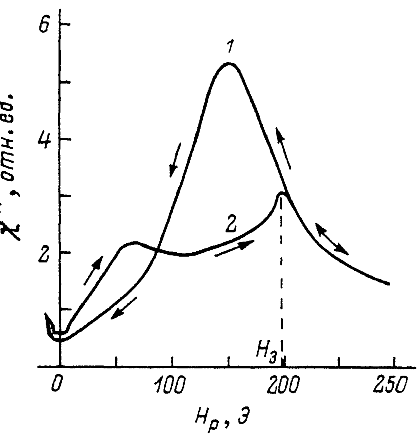
Поступило в Редакцию
26 февраля 1987 г.

УДК 539.23 · *Журнал технической физики, т. 58, в. 11, 1988*

ОСОБЕННОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Ф. Г. Барьяхтар, А. В. Зиновук, А. Ф. Коновалов, Л. И. Приходько

В последнее время появился ряд работ [1-4], в которых рассматриваются вопросы, связанные с преобразованием внутренней структуры доменных границ (ДГ) во внешнем планарном магнитном поле. Интерес к этой проблеме стимулирован тем, что исследования показали возможность создания ЗУ большой емкости на основе вертикальных блоховских линий (ВБЛ).



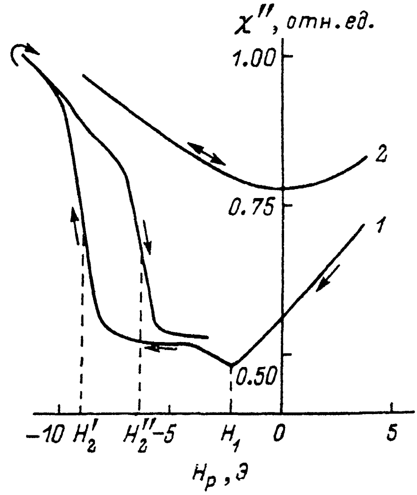


Рис. 1. Зависимость мнимой части высокочастотной восприимчивости от планарного магнитного поля H_p для пленки с поляризованными (*1*) и содержащими ВБЛ (*2*) доменными границами.

Стрелками показано направление изменения поля. $\nu=90$ мГц, $T=293$ K.

Рис. 2. Детальный вид зависимости $\chi''(H_p)$ в области малых полей при $T=300$ (*1*), 430К (*2*). $\nu=90$ мГц.

В данной работе экспериментально изучены вопросы преобразования структуры ДГ полосовых доменов в феррит-гранатовых пленках, а также зависимость их от температуры и величины поля одноосной анизотропии.

Методика эксперимента базировалась на исследовании зависимости мнимой части восприимчивости χ'' от магнитного поля H_p, приложенного в плоскости пленки параллельно ДГ. Измерения χ'' проводились на частотах вблизи резонанса ДГ по изменению добротности колебательного контура, внутри катушки индуктивности которого помещался образец таким образом, чтобы высокочастотное поле было направлено вдоль оси легкого намагничивания пленки.