

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ СИСТЕМ

Л.С.Альперович, С.А.Грачев, Ю.А.Гурвич*, Л.Б.Литвак-Горская*,
А.П.Мельников*, И.А.Чайковский†*

*Tel Aviv University
Ramat-Aviv 69978, Israel*

** Московский государственный педагогический университет
119882 Москва, Россия*

*† Ben-Gurion University of the Negev
Beer-Sheva, 84105, Israel*

Поступила в редакцию 11 декабря 1996 г.

Предложен новый тип модельных экспериментов в физике неоднородных систем. Метод основан на создании случайно неоднородного распределения носителей тока в однородном полупроводнике с помощью фотовозбуждения неоднородным потоком излучения. Метод позволяет в широких пределах легко варьировать характер неоднородностей. Он был применен для исследования эффективной поперечной проводимости неоднородных пластинок p -Si в магнитном поле (H). Обнаружена аномальная поперечная проводимость, предсказанная ранее в ряде теоретических работ. С ростом электрического поля (E) аномальная проводимость уменьшается вследствие сглаживания неоднородностей. Неоднородности практически не влияют на проводимость в режиме разомкнутой холловской цепи.

PACS: 72.20.-i, 72.80.-r

1. Экспериментальное изучение процессов переноса в неоднородных системах представляет значительную трудность. Достаточно сложно изготовить образцы с заданными параметрами, характеризующими неоднородности. Еще сложнее, а часто и просто невозможно, менять эти параметры в процессе эксперимента или даже от эксперимента к эксперименту. Приходится прибегать к искусственным моделям. Так, например, некоторые результаты были получены на квадратной металлической сетке, проводящие пути которой разрезались случайным образом [1]; на трехмерной кубической решетке, состоящей из резисторов и конденсаторов [2]; на листах электропроводной графитовой бумаги со случайно расположенными отверстиями [3]. В экспериментах имелась возможность менять соотношение между объемными долями проводящей и диэлектрической фаз. Однако невозможно было управлять величинами проводимостей двух фаз, в частности, моделировать ситуацию "хорошо и плохо проводящий металл".

2. Мы предлагаем использовать неоднородное освещение однородных полупроводников для создания проводящей среды с неоднородным распределением концентрации носителей $n(r)$. Один из возможных путей реализации этого состоит в засветке полупроводниковой пластинки через специальную пленку - маску, различные участки которой имеют различную прозрачность. Метод позволяет моделировать не только системы металл-диэлектрик, но также системы, содержащие две проводящие фазы с различными проводимостями. Легко варьировать размеры, форму и концентрацию неоднородностей, степень корреляции в их расположении. Все это достигается подбором соответствующих

масок, изготовление которых не представляет особого труда. Замена одной маски на другую может быть проведена в ходе одного эксперимента. Это выгодно отличает наш метод от использованных ранее способов моделирования неупорядоченных систем.

Цель настоящей работы – исследование эффективной поперечной электропроводности в полях E и H с помощью оптического метода.

3. Эксперименты на полупроводниках с высокой подвижностью, например в InSb , показали, что поперечное магнитосопротивление в них растет линейно с увеличением H , в то время как из классической теории следует насыщение магнитосопротивления в сильных H . Херринг [4] указал на то, что это связано с влиянием неоднородностей, размеры которых малы по сравнению с размерами образца, но существенно превышают длины свободного пробега носителей.

При экспериментальном изучении неоднородных сред измеряется эффективная проводимость σ^{eff} , определяемая соотношением

$$\langle j(r) \rangle = \sigma^{eff} \cdot \langle E(r) \rangle, \quad (1)$$

где $j(r)$ и $E(r)$ – локальные плотность тока и поле, угловые скобки – усреднение по объему образца. Для слабо неоднородных сред σ^{eff} мало отличается от $\langle \sigma(r) \rangle$. В классически сильном H ($\beta = \mu H/c \gg 1$, μ – подвижность) проводимость становится сильно анизотропной: диагональные компоненты тензора локальной поперечной проводимости $\sigma_{xx}(r) = \sigma_{yy}(r) = \sigma_{\perp}(r)$ (поле H вдоль Z) пропорциональны H^{-2} , недиагональные $\sigma_{xy}(r) \sim H^{-1}$, продольная $\sigma_{zz}(r)$ не зависит от H . Так же ведут себя и средние значения $\langle \sigma_{ik}(r) \rangle$. В этом случае $\sigma_{\perp}^{eff}(H)$ может сильно отличаться от $\langle \sigma_{\perp}(r, H) \rangle$. Херринг вычислил разность $\delta\sigma_{\perp}^{eff} = \sigma_{\perp}^{eff} - \langle \sigma_{\perp} \rangle$ в низшем порядке по величине

$$\xi^2 = \langle \delta\sigma^2 \rangle / \langle \sigma \rangle^2, \quad (2)$$

считая ее малой. Здесь $\langle \sigma \rangle$ – средняя проводимость, $\langle \delta\sigma^2 \rangle$ – среднеквадратичная флуктуация проводимости при $H=0$. Оказалось, что σ_{\perp}^{eff} убывает с H медленнее, чем $\langle \sigma_{\perp} \rangle$: $\delta\sigma_{\perp}^{eff} \sim H^{-1}$. Поэтому даже при $\xi^2 \ll 1$ в сильных H поправка $\delta\sigma_{\perp}^{eff}$ может превосходить величину $\langle \sigma_{\perp} \rangle$: возникает аномальная поперечная проводимость. Результаты Херринга верны при $1 < \beta < \xi^2$. При $\beta > \xi^2$ имеет место зависимость $\delta\sigma_{\perp}^{eff} \sim H^{-4/3}$ [5–7]. Сказанное относится к трехмерным бесконечным образцам. В конечном образце возникает размерный эффект – зависимость $\sigma_{\perp}^{eff}(H)$ от размера образца L_z вдоль H [6, 7]. Для двумерных неоднородностей $\sigma(r) = \sigma(x, y)$ размерный эффект отсутствует. В этом случае при $\beta < \xi^{-1}$ [4] $\delta\sigma_{\perp}^{eff}$ от H не зависит, а при $\beta > \xi^{-1}$ [5, 8] ($\sigma_0 = \langle \sigma_{zz}(r) \rangle$)

$$\delta\sigma_{\perp}^{eff} \approx \frac{\xi}{\beta} \sigma_0. \quad (3)$$

Имеются расчеты для двухфазных систем [8, 9].

Из этого краткого обзора видно, что по данному вопросу имеется большое количество теоретических результатов. Однако нам не известны работы, специально посвященные экспериментальной проверке теории. По-видимому, дело в тех трудностях, о которых шла речь выше.

Подчеркнем, что, согласно теории, во всех случаях σ_{\perp}^{eff} с ростом H при $\beta > 1$ убывает медленнее, чем σ_{\perp} в однородном образце.

4. Здесь мы приводим первые результаты применения оптического метода моделирования. Изучалось влияние неоднородностей на эффективную поперечную проводимость в поле H пластинок кристаллического p -Si, помещенных в жидкий He. При гелиевых температурах (T) концентрация свободных носителей целиком определяется фотовозбуждением.

Измерения проводились на модифицированном диске Корбино – тонкая пластина (500 мкм) в форме диска с отверстием в середине. Наружный диаметр пластины – 10 мм, внутренний – 4 мм. К торцевым поверхностям большого и малого радиусов прикладывалась разность потенциалов. Магнитное поле было перпендикулярно плоскости пластины. В такой конфигурации в диске существует холловский ток, циркулирующий вокруг оси диска. Радиальный ток определяется проводимостью σ_{\perp}^{eff} . Использование диска с отверстием вместо сплошного позволило избежать высокой концентрации электрического поля вблизи центра диска.

Маска – сапфировая пластина толщиной ~ 200 мкм, на которую напылен ниобий. Неоднородности – светлые пятна на общем сером фоне – получены фотолитографическим способом. Маска изготавливалась так, чтобы на площади образца размещалось большое число неперекрывающихся неоднородностей. На участке 4×4 мм размещалось 100 прозрачных пятен размером $2R_p \sim 200$ мкм (рис.1, врезка). Среднее расстояние между центрами пятен $2R_c \sim 440$ мкм. Расстояние между краями пятен $L_k \sim (2R_c - 2R_p) \sim 240$ мкм. Отношение пропускания в пятне к пропусканию вне пятен $\sim 1/0.7 \approx 1.4$. Использовались также негативы масок – темные пятна на светлом фоне.

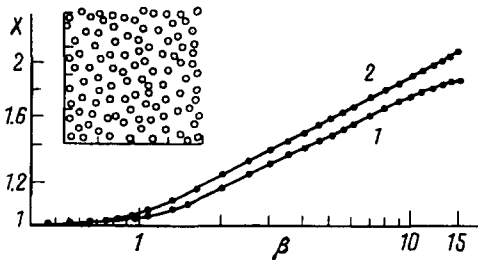


Рис.1. Зависимость $X(\beta)$ для образца 1: 1 – негатив, 2 – позитив. Врезка – увеличенный фрагмент маски

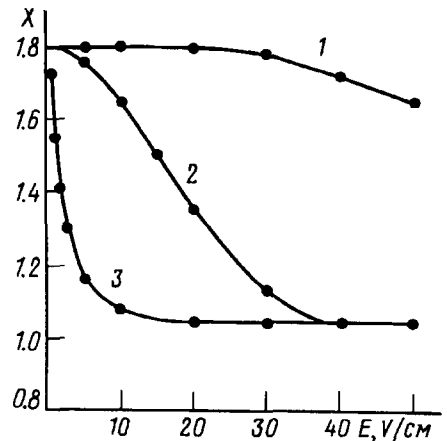


Рис.2. Изменение X с E при $H = 18$ кЭ для образцов 1, 2, 3. Маска – позитив

Генерация свободных носителей осуществлялась за счет примесного (фонового) излучения, проходящего параллельно H через фильтр из чистого Si и маску, прижатую к диску металлизированной стороной через изолирующую полиэтиленовую пленку 5 мкм (диапазон длин волн $1 \div 7$ мкм). В этом диапа-

зоне исследуемые образцы практически прозрачны и возбуждение оказывается равномерным по глубине образца. Чтобы избежать отражений излучения, замазывающих неоднородности, к задней поверхности образца прижимался поглотитель с близкой диэлектрической проницаемостью.

Эксперименты проводились на слабо легированных образцах Si:B с концентрацией основной примеси $N \sim 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При малых E подвижность определялась рассеянием на нейтральных примесях: $\mu = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Концентрация компенсирующей примеси (N_k), определяющая время жизни свободных носителей (τ), подбиралась так, чтобы концентрационные неоднородности как можно меньше замазывались за счет диффузии ($L_d \ll L_k$, L_d – диффузионная длина). Поле E соответствовало омическому участку вольт-амперной характеристики при равномерном возбуждении. Поле H менялось в диапазоне $0 < H < 30 \text{ кЭ}$ ($0 < \beta < 15$, параметр квантования для тяжелых дырок $\hbar\omega_c/kT < 0.5$, ω_c – циклотронная частота).

Влияние неоднородностей определялось из отношения σ_{\perp}^{eff} к $\langle \sigma_{\perp} \rangle$ при одинаковых H . В качестве $\langle \sigma_{\perp} \rangle$ использовалась поперечная проводимость (σ_{\perp}^h) при однородном возбуждении, подбираемом так, чтобы $\langle \sigma_{\perp} \rangle = \sigma_{\perp}^h$ при $H = 0$. Легко показать, что это равенство практически не нарушается в классически сильных H .

Результаты экспериментов иллюстрируются для образцов Si:B с близкими значениями N ($\sim 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), но с различной компенсацией: 1) $N_k \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; 2) $N_k \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$; 3) $N_k \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. На рис.1 приведены зависимости отношений $X = \sigma_{\perp}^{eff}/\sigma_{\perp}^h$ от β при малых E ($=1 \text{ В/см}$) для образца 1 для случаев: маски "негатив" (кривая 1) и маски "позитив" (кривая 2). Видно, что наличие неоднородностей приводит к уменьшению относительного магнитосопротивления (росту X), X начинает расти при $\beta > 1$ и при $\beta = 15$ достигает значений 1.9 и 2.1.

На рис.2 приведены зависимости $X(E)$ при $H = 18 \text{ кЭ}$ (позитив) для образцов 1, 2 и 3 (кривые 1, 2 и 3). Видно, что уменьшение X с ростом E тем существеннее, чем меньше N_k .

5. Обсудим полученные результаты сначала качественно. Из рис.1 видно, что при наличии неоднородностей поперечная проводимость убывает с H медленнее, чем для однородного случая: $X(H) > 1$. Это наблюдается при $\beta > 1$, то есть тогда, когда появляется анизотропия проводимости. Отношение $\delta\sigma_{\perp}^{eff}/\sigma_{\perp}^h$ достигает единицы при $\beta = 15$: имеет место аномальная поперечная проводимость ($\sigma_{\perp}^h = \langle \sigma_{\perp} \rangle$!).

С ростом E при $H = \text{const}$ X уменьшается (рис.2). Уменьшение тем значительней, чем меньше N_k (больше время жизни τ). Это вполне понятно: неоднородности при наличии поля E дрейфуют в холловском направлении. Если E достаточно велико, то происходит сглаживание неоднородностей, и величина ξ уменьшается. Соответственно, уменьшается и эффект.

6. Перейдем к количественной стороне дела. Концентрация $n(\tau)$ пропорциональна локальной прозрачности маски. Несложные вычисления дают в нашем случае

$$\xi = \begin{cases} 0.13 & (\text{негатив}); \\ 0.15 & (\text{позитив}). \end{cases} \quad (4)$$

Таким образом, даже при малых ξ (≈ 0.1) в сильных H ($\beta = 15$) проводимость σ_{\perp}^{eff} в два раза превосходит $\langle \sigma_{\perp} \rangle$. Заметим, что для негатива и позитива

зависимости $X(H)$ при близких значениях ξ оказались близкими, хотя сами неоднородности в этих случаях существенно отличаются по своему характеру. Это согласуется с тем, что, по теории, влияние неоднородностей определяется одним параметром ξ .

Конфигурация опыта такова, что возникающие неоднородности двумерны: $n(r) = n(x, y)$. Тогда при $\xi\beta > 1$, используя (3) и учитывая, что $\langle \sigma_{\perp} \rangle = \sigma_0\beta^{-2}$ и $\sigma_{\perp}^{eff} \approx \delta\sigma_{\perp}^{eff}$, получаем оценку:

$$X(H) \approx \beta\xi. \quad (5)$$

При максимальном значении $\beta = 15$ формула (5) дает

$$X_{max} = \begin{cases} 2.0 & (\text{негатив}); \\ 2.4 & (\text{позитив}). \end{cases} \quad (6)$$

Экспериментальное значение $X_{max} \approx 1.9$ и 2.1 , соответственно. Это представляется неплохим совпадением. Однако в силу того, что экспериментальная ситуация усложнена рядом факторов (наличие легких дырок, слабое квантование в H), а также того, что зависимость $\langle \sigma_{\perp} \rangle$ от β оказывается слабее, чем по теории, правильнее говорить о совпадении по порядку величины.

7. Очень кратко о влиянии E . Легко показать, что при $\beta \gg 1$ за время жизни τ носитель успевает сместиться в холловском направлении на расстояние $L_{dr} \approx \mu E \tau \beta^{-1}$. При $E = 10$ В/см и $\beta = 10$ для образцов 1 и 3 $L_{dr} \approx 2$ мкм и 100 мкм, соответственно. В первом случае $L_{dr} \ll L_K$ и дрейф не играет роли. Во втором случае — $L_{dr} \approx L_K$ и сглаживание существенно. Результаты эксперимента полностью согласуются с этими оценками (см. рис.2).

8. Мы провели также серию экспериментов в отсутствие холловского тока. В этом случае при изменении H в диапазоне $0 \div 30$ кЭ неоднородности практически не влияют на проводимость.

Подведем итоги: 1) оптический метод моделирования неоднородной среды применительно к проблеме поперечной проводимости в магнитном поле оказался вполне адекватным поставленной задаче; 2) метод позволил получить прямое доказательство существования аномальной поперечной проводимости в классически сильном магнитном поле.

-
1. P.L.Watson, Leath, Phys. Rev. B 9, 4893 (1974).
 2. В.Е.Дубров, М.Е.Левинштейн, М.С.Шур, ЖЭТФ 70, 2014 (1976).
 3. М.Е.Левинштейн, М.С.Шур, А.Л.Эфрос, ЖЭТФ 69, 2203 (1975).
 4. C.Herring, J. Appl. Phys. 31, 1939 (1960).
 5. Ю.А.Дрейзин, А.М.Дыхне, ЖЭТФ 63, 942 (1972).
 6. Ю.М.Гальперин, Б.Д.Лайтман, ФТТ 13, 2102 (1971).
 7. О.Е.Квятковский, ЖЭТФ 85, 202 (1983).
 8. А.М.Дыхне, ЖЭТФ 59, 641 (1970).
 9. Б.Я.Балагуров, ЖЭТФ 108, 2202 (1995).