

УДК 537.311.3:537.633.2

КВАНТОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ: СВЯЗЬ С НЕСТАЦИОНАРНЫМ ЭФФЕКТОМ ДЖОЗЕФСОНА

А. И. Головашкин, А. Н. Жерихин, Л. Н. Жерихина,
Г. В. Кулешова¹, А. М. Цховребов

Исследованы ультратонкие пленки висмута, выращиваемые методом импульсного лазерного напыления, в которых ранее наблюдались размерные аномалии фотоэлектронных и гальваномагнитных свойств, а также мезоскопические осцилляции сопротивления в магнитном поле. Обнаружен эффект квантования проводимости, зафиксированный в процессе роста пленки. Предложена модель квантования сопротивления, построенная на аналогии с нестационарным эффектом Джозефсона.

Освоение технологии лазерного напыления тонких ($500\text{Å} \leq L \leq 5000\text{Å}$) и ультратонких ($50\text{Å} \leq L \leq 500\text{Å}$) висмутовых пленок [1] позволило обнаружить на этих объектах различные размерные аномалии [2, 3], а также необычные гальваномагнитные эффекты в слабых [4], квантующих [5] и промежуточных [6, 7] полях.

Установка импульсного лазерного напыления, использовавшаяся нами в работах [1 – 7] (рис. 1), состояла из эксимерного лазера LPX-200 и технологической камеры на основе вакуумного поста ВУП-6 с кварцевыми окнами, установленными для ввода ультрафиолетового излучения. Внутренняя часть диффузионных насосов поста дополнительно полировалась, сами насосы вместо обычного масла заполнялись полифениловым эфиром, что в целом позволило повысить предельный вакуум примерно на порядок. В камере импульсное излучение направлялось на V_i мишень, которая медленно вращалась для постоянного обновления участка, откуда на фианитовую подложку направлялся плазменный факел напыляемого вещества. При импульсной мощности свыше 10 МВт ,

¹Московский инженерно-физический институт (Государственный университет).

фокусируемой кварцевой линзой на площадке Vi мишени размером $300 \times 300 \text{ мкм}^2$ происходит неравновесная сублимация вещества (абляция). Во избежание попадания “тяжелых медленных фракций” (кластеры Vi , капли и т.п.) вещество факела пропускается на подложку механическим сепаратором скоростей [8]. Он представлял собой быстро вращающийся диск (около ста об/сек) с отверстием для подвижных нейтральных атомов, проходящих сепаратор с малой временной задержкой по отношению к лазерному импульсу, а также специальным отверстием для светодиод/фотодиодной пары, генерирующий сигнал запуска эксимерного лазера.

В работе [9] нами рассматривалась природа слабых осцилляций сопротивления, наблюдавшихся на макроскопических пленочных образцах Vi с периодом по магнитному полю, примерно равным $\Delta B \approx 0.04 \text{ Т}$. Характерная площадь мезоскопического кольца, как аналога DC-SQUID'а, или сплошной мезообласти, как аналога Джозефсоновского мостика с широкими берегами, определялись в этом случае через “одноэлектронный” квант потока $\Phi_0^{(1e)} = 2\pi\hbar/e$, как $S \approx \Phi_0^{(1e)2}/\Delta B \approx 2500 \times 2500 \text{ \AA}^2$. Для объяснения, каким образом область микроскопических размеров может давать регистрируемый вклад в сопротивление макроскопического образца, следует учесть, что мезоскопические осцилляции возникают благодаря интерференции волновых функций нормальных носителей заряда (что собственно и позволяет проводить аналогию с эффектом Джозефсона), а необходимое условие интерференции – наличие большой длины свободного пробега носителя (порядка размера всей области), иначе когерентные эффекты окажутся подавлены. Но при большой длине свободного пробега микрообласть должна обладать также и высокой проводимостью, что вызывает в ее окрестности концентрацию тока и обеспечивает большой вклад осциллирующей части ее сопротивления в общий сигнал на потенциальных контактах всего образца.

Аналогия мезоскопических осцилляций сопротивления микрообласти с осцилляциями критического тока в DC-SQUID'е является весьма упрощенной, однако, в целом, она правильно отражает их интерференционную природу, а также связь этого эффекта с эффектом Бома/Ааронова и стационарным эффектом Джозефсона. Развивая эту параллель, следовало бы поискать и аналог нестационарного эффекта Джозефсона среди свойств исследуемой микрообласти. Выглядеть это должно было бы примерно так: воздействуем на пленку СВЧ-излучением и наблюдаем вместо ступенек Шапиро (возникающих на ВАХ при облучении Джозефсоновского перехода) периодические отклонения от линейной зависимости, т.е. периодически расположенные участки неоммичности ВАХ.

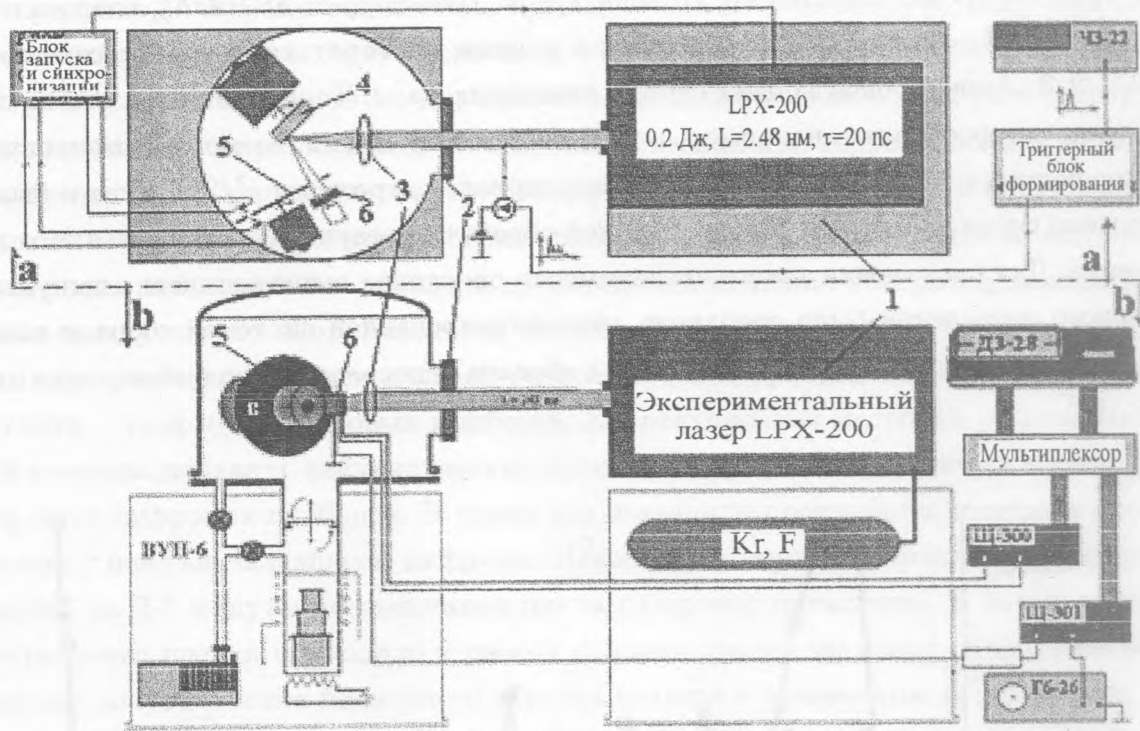


Рис. 1. Установка импульсного лазерного напыления пленочных образцов. Над пунктиром (\uparrow а): вид сверху, схема оптоэлектронной синхронизации механического фильтра капель с импульсным лазером [8] и триггерный формирователь для счета лазерных импульсов на частотомере. Ниже пунктира (\downarrow б): боковой вид вместе с электроникой для корреляционного измерения сопротивления висмутовой пленки [1]. 1 – эксимерный лазер; 2 – кварцевое окно для ввода ультрафиолетового излучения лазера; 3 – кварцевая линза; 4 – вращающаяся висмутовая мишень; 5 – диск механического сепаратора; 6 – держатель образца с подогревом подложки.

Однако в ходе подготовки такого опыта стало ясно, что можно провести и более простой эксперимент, позволяющий обнаружить свойства микрообласти, связанные с нестационарным эффектом Джозефсона. Рассмотрим протяженную одномерную область (нить) с длиной когерентности фазы, большей ее геометрической длины. Тогда разность потенциалов U , приложенная к концам нити, “заставит” осциллировать фазу во времени с “джозефсоновской” частотой $2\pi f_\varphi = \omega_\varphi = eU/\hbar$. А временной интервал прохождения одного электрона по нити $T^{(1e)} = e/I$ определяется током и ему соответствует частота $f^{(1e)} = 1/T^{(1e)} = I/e$. При равенстве $f_\varphi = f^{(1e)}$ получается своеобразный параметрический резонанс, которому соответствует эффект “залипания” сопротивле-

ния нити на уровне квантового эталона $I/e = f^{(1e)} = f_\varphi = eU/(2\pi\hbar)$, следовательно, $R^{(wire)} = U/I = 2\pi\hbar/e^2$. Такой резонанс должен повторяться и при прохождении n ($n = 1, 2, 3, \dots$) электронов за один период изменения фазы. Тогда, плавно изменяя сопротивление микрообласти, например, в ходе напыления пленки, возможно зафиксировать повторяющиеся залипания проводимости с периодом, кратным $e^2/2\pi\hbar$. Это и было обнаружено после несложной статистической обработки результатов проведенного эксперимента. Для постановки такого эксперимента описанная выше установка импульсного лазерного напыления была дополнена автоматизированной системой сбора и накопления электрических сигналов, снимаемых с образца непосредственно в ходе роста пленки (рис. 1b).

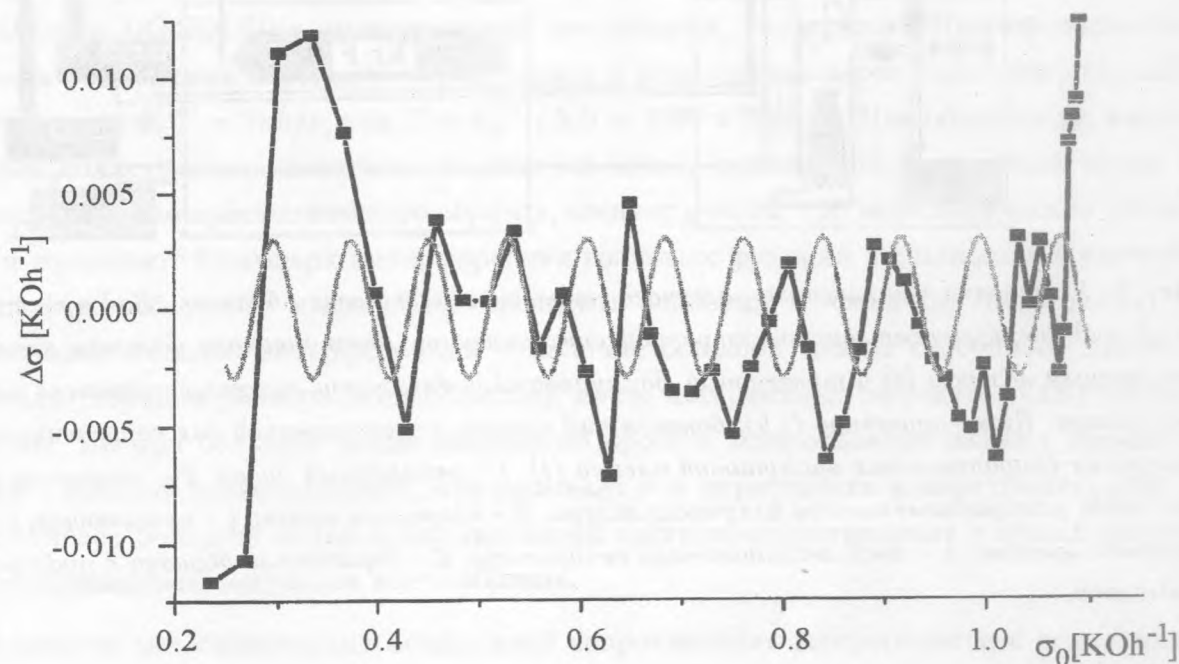


Рис. 2. По оси Y отклонение проводимости V_i пленки $\Delta\sigma = \sigma(L) - \sigma_0(L)$ от усредненной линейной зависимости $\sigma_0(L)$. Здесь $\sigma(L)$ – определенная в эксперименте проводимость пленки, $\sigma_0(L) \sim L$, L – толщина пленки. По оси X отложено $\sigma_0(L)$. Точки, соединенные отрезками ломанной – эксперимент; кривая отвечает теоретической формуле осцилляций $\sin(2\pi\hbar\sigma_0/2e^2)$ с периодом, соответствующим двухэлектронному ($n = 2$) квантовому эталону проводимости.

На рисунке 2 показаны осцилляции проводимости пленки висмута, полученные после вычитания линейного хода, с периодом, в среднем равным $2e^2/2\pi\hbar = 2/25813 \text{ Ом} = 0.0775 \text{ kОм}^{-1}$, что соответствует для приведенной выше модели $n = 2k$ ($k = 1, 2, 3$). Исходные данные по сопротивлению пленки накапливались по корреляционной методике, когда проводимость определяется через коэффициент корреляции тока и напряжения на напыляемом образце. Практически специальная программа в интервалах между циклами лазерного напыления выстраивала по методу наименьших квадратов линейную регрессию между током и напряжением на образце. В результате такой обработки коэффициент при линейном члене показывает точное значение проводимости, а регрессионная константа – уход нуля цифровых приборов. Корреляционная методика [1] позволяла, с одной стороны, подавить найквистовские шумы, а с другой – автоматически учитывать дрейф нуля цифровых приборов. В целом это позволило производить измерения сопротивления с шестью значащими цифрами. Накопление данных начиналось с задержкой примерно на 2-3 минуты по окончании цикла лазерного напыления. К этому моменту сопротивление пленки приходило к своему стационарному значению. Вероятнее всего, изменение сопротивления пленочного образца связано с процессами установления равновесия в ходе миграции атомов Bi до момента занятия ими на поверхности положения, отвечающего минимуму свободной энергии. В некоторой степени это подтверждается тем, что амплитуда вариаций δR свежеприготовленной пленки ощутимо увеличивалась по мере роста ее толщины (на самых малых толщинах $L < 50 \text{ \AA}$ сопротивление не изменялось сразу после выключения лазера).

Период осцилляций проводимости (период квантования), обнаруженный в ходе роста пленки, составил примерно 0.0775 kОм^{-1} , что соответствует заряду $2e$ ($n = 2, 4, 6, \dots$, рис. 2). Но, согласно [10], и период мезоскопических осцилляций R в магнитном поле тоже чаще соответствует двухэлектронному кванту $\Phi_0^{(2e)} = 2\pi\hbar/2e$, что отвечает магнитозависимому вкладу 2-го порядка в рассеяние носителей заряда. Это обстоятельство демонстрирует общность природы осцилляций R мезоскопической области в магнитном поле и квантования ее проводимости в процессе роста пленки.

Подобные эффекты квантования проводимости наблюдались и ранее, у объектов совершенно несхожей природы (зависимость сопротивления от положения иглы в туннельном микроскопе [11], поведение проводимости канала $AsGa$ НЕМТ-транзистора как функция напряжения на его затворе [12]). Однако ясной, объединяющей концепции, объясняющей физику наблюдавшихся эффектов, в этих работах не предлагалось. Обычно эффект квантования сопротивления оправдывается теоретически либо расче-

том квантово-полевых поправок второго порядка к формуле Кубо [13], либо на основе более феноменологичного подхода Ландауэра [14].

Возможности первого метода ограничены рамками теории возмущений. При этом более успешно на его основе описываются осцилляции сопротивления мезоскопических проводящих колец в магнитном поле с периодом, равным “половинному” кванту потока $\Phi_0^{(2e)} = \Phi_0^{(1e)}/2$. Последнее обстоятельство определяется тем, что сечение рассеяния зависит от фазы именно во втором порядке. Таким образом, осцилляционный вклад в R обеспечивают двухэлектронные корреляции (хотя никакой сверхпроводимости здесь, разумеется, не возникает). В то же время, получить “одночастичные” осцилляции с полным квантом потока $\Phi_0^{(1e)}$ в данной схеме оказывается не просто, и для объяснения квантования сопротивления здесь также требуются дополнительные существенные предположения.

Подход Ландауэра, наоборот, весьма просто объясняет квантование сопротивления при баллистическом пролете электрона в одномерных объектах. Электронная плотность состояний в одномерной системе $\frac{\partial n_F^{(1)}}{\partial E} = \frac{1}{2\pi\hbar V_F}$, где V_F – Фермиевская скорость. Из-за разницы электронной плотности, возникающей вследствие разности химических потенциалов на концах квантоворазмерной нити $\delta n_F^{(1)} = \frac{\partial n_F^{(1)}}{\partial E} eU = \frac{eU}{2\pi\hbar V_F}$, разность прямого и обратного электронного потока оказывается ненулевой, в результате чего возникает макроскопический электрический ток $I = eV_F \delta n_F^{(1)} = \frac{e^2 U}{2\pi\hbar}$. В итоге отношение разности потенциалов на концах нити к силе тока можно выразить через мировые константы, которые определяют квантовый эталон сопротивления $R^{(1)} = U/I = 2\pi\hbar/e^2$.

Однако объяснение мезоскопических осцилляций сопротивления в магнитном поле без серьезных дополнительных предположений в такой простой схеме вообще невозможно. Действительно, квантование проводимости здесь не связано с фазой волновой функции и поэтому не может быть сопоставлено с эффектом Боме/Ааронова. Такое сопоставление возможно лишь после искусственного введения в одномерный объект центров рассеяния. При этом зависимость от фазы возникает (задача о параллельном включении “квантовых кондактансов” в магнитном поле), но строгого квантования R , когда квант сопротивления равен квантовому эталону, при этом уже не получается. Более значимые трудности модели Ландауэра, по-видимому, связаны с требованием одномерности квантованного резистора и применимостью модели в целом лишь к идеальному электронному газу, т.е. к системе частиц без взаимодействия.

Если, благодаря одномерности, при расчете сопротивления квантовой нити “все лишнее” сокращается, оставляя в конечном выражении только мировые константы,

то идеальность электронного газа позволяет свести разницу химпотенциалов на концах нити не к приросту полной энергии при движении частицы из конца в конец, а именно к приращению ее кинетической части (баллистический пролет). Однозначная зависимость $eU = \delta E_{кин} = V_F \delta p$ без учета потенциальной энергии позволяет непосредственно связать (через мировые константы) приложенную разность потенциалов U (вместо обычного произведения напряженности поля на время релаксации $\delta p = eE\tau$) со смещением поверхности Ферми на δp относительно начала координат в импульсном пространстве.

При всей своей наивности представленная выше модель квантования сопротивления, построенная на аналогии с нестационарным эффектом Джозефсона, по существу, нигде не использует идеальность электронного газа. Действительно, джозефсоновская частота никак не привязана собственно к кинетической энергии носителя, а определяется разностью полных энергий “до и после” слабой связи. Кроме того, слабая связь, благодаря которой квантуется сопротивление, не обязательно должна здесь представляться одномерным объектом. Такой объект, например, может быть точечным (0-мерным), если при этом его характерный размер не превышает длину когерентности фазы волновой функции носителя. Модель квантования R , построенная на аналогии с эффектом Джозефсона, также позволяет с единых позиций описать мезоскопические осцилляции сопротивления проводящего кольца в магнитном поле (аналогия с DC-SQUID’ом, стационарный эффект Джозефсона) и собственно квантование сопротивления мезоскопической области (аналогия с нестационарным эффектом Джозефсона).

Некоторое преимущество в подходе к квантованию сопротивления, основанном на аналогии с эффектом Джозефсона, заключается также в том, что такой подход в отличие от модели Ландауэра позволяет, в принципе, объяснить и возможные эффекты квантования для двумерного случая, когда кратным квантовому эталону может оказываться сопротивление двумерного объекта в виде квадрата ($R/\square = (2\pi\hbar/e^2)/n$, где $n = 1, 2, 3, \dots$). “Затруднения” модели Ландауэра в двумерном случае проистекают из-за того, что квантование здесь допускается только в поперечном направлении, при этом в продольном направлении предполагается классический баллистический пролет.

Чтобы продемонстрировать возможности аналогии с эффектом Джозефсона в двумерном случае, приравняем Джозефсоновскую частоту $f_\varphi = eU/(2\pi\hbar)$ средней частоте прохождения электронами двумерного объекта длиной X : $f_\varphi = eU/h = V/X$. Скорость V такого прохождения определяется плотностью тока J и площадью поперечного сечения объекта $S = YZ$: $I = SJ = YZen^{III}V = YZe(N/XYZ)V = eNV/X \Rightarrow V =$

XI/eN , где N – полное число электронов в объеме образца XYZ . Подставляя V в равенство, содержащее Джозефсоновскую частоту $f_\varphi = eU/h = V/X$, получим для отношения U/I : $R = U/I = h/e^2N = 2\pi\hbar/e^2N$. Далее, разобьем двумерный объект на квадраты такой площади, чтобы в них в среднем помещался бы только один электрон. Сопротивление такого “элементарного” квадрата равняется квантовому эталону, т.к. $N = 1$. Следовательно, если из таких малых квадратов удастся построить макроскопический квадрат, на размерах которого волновая функция сохраняет когерентность, то его сопротивление R/\square также окажется квантованным.

Анализ эффекта квантования сопротивления Bi пленки, наблюдавшегося в ходе описанных выше экспериментов, остается не завершенным без объяснения того, как по мере роста толщины при напылении образца проводимость последовательно проходит свои “резонансные” значения, периодически испытывая отклонения от закона монотонного роста (скорость роста уменьшается – происходит “залипание” проводимости вблизи значений, кратных квантовому эталону). Модель Ландауэра связывает переход проводимости с n на $n + 1$ квантованное значение, с таким изменением диаметра нити, при котором число уровней поперечного размерного квантования волновой функции электрона увеличивается на единицу. Однако дробление пленки на систему квантовых нитей представляется здесь маловероятным. Во-первых, пленки, изготовленные методом импульсного лазерного напыления, по рентгеновским данным оказывались практически эпитаксиальными в широком диапазоне толщин. Кроме того, наши эксперименты, специально поставленные с целью обнаружения эффекта неаддитивности сопротивления в пленке (напыление через “8-контактную” маску), характерного для модели Ландауэра (последовательное соединение “квантовых кондактансов” [15]), показали отсутствие подобного эффекта.

По-видимому, более реалистичная модель для описания изменения квантованных значений сопротивления по мере напыления пленки получается, если в основу положить связь роста общего числа свободных носителей в ней с увеличением ее толщины. При этом вероятность одновременного 2, 4, 6-электронного прохождения через слабую связь (мезоскопическую область) последовательно возрастает, что сопровождается периодическим прохождением проводимостью слабой связи различных квантованных значений.

На первый взгляд кажется удивительным, что Ландауэр, известный своими пионерскими работами в области теории квантового компьютера и обратимых вычислений [16, 17], не использовал в предложенной им модели квантования сопротивления одномерных объектов очевидной аналогии с нестационарным эффектом Джозефсона. Однако объяс-

няется это, по-видимому, довольно просто: первая работа Ландауэра по квантованию сопротивления относится к 1957 году [18], когда известная статья Джозефсона [19] не была еще написана.

Как отмечалось выше, в модели Ландауэра при квантовании сопротивления особую роль играет одномерность объекта. По-видимому, одномерность играет не меньшую роль в поведении системы при целочисленном квантовом эффекте Холла, хотя обычно такие системы в основном рассматриваются как двумерные.

По существу, квантовый эффект Холла состоит в характерном поведении холловского сопротивления R_H в квантующих полях. Обычно R_H определяется как отношение холловского ЭДС на поперечных контактах U_Y к току I_X в образце $R_H = \frac{U_Y}{I_X} = \frac{\rho_H B I_X}{I_X} = \frac{B}{en^{III}L} = \frac{B}{en^{II}}$ (здесь B – магнитное поле, а двух- и трехмерная концентрации носителей связаны толщиной образца $n^{II} = n^{III}L$). В двумерном металле, когда занято основное состояние в $2D$ -подзонах, фермиевская энергия пропорциональна двумерной концентрации моноэлектронного слоя: $E_F^{II} = 2\pi\hbar^2 n^{II}/m^*$ (m^* – эффективная масса носителя) [20] и поэтому холловское сопротивление оказывается обратно пропорционально фермиевской энергии $R_H = \frac{B}{en^{II}} = \frac{2\pi\hbar^2 B}{m^* e E_F^{II}}$. Однако в области значений полей, при которых энергия носителей на N -ом уровне (N -ом “круге”) Ландау, пропорциональная циклотронному кванту $E_N = \hbar\omega_c(N + 1/2) = (\hbar e B/m^*)(N + 1/2)$, совпадает с энергией Ферми E_F^{II} двумерной системы, последняя при изменении поля следует за E_N (уровень Ландау увлекает за собой двумерный уровень Ферми). Таким образом, в некотором интервале полей, определяющем ширину N -квантовой “полки”, происходит захват фермиевской энергии соответствующим циклотронным уровнем, как того требует статистическая физика: $E_F^{II} \approx E_N = \hbar\omega_c(N + 1/2) = (\hbar e B/m^*)(N + 1/2)$, $B \approx B_N$. Следовательно, в некотором интервале полей, отвечающем “полочке” холловского сопротивления, E_F^{II} меняется пропорционально B , при этом числитель и знаменатель в выражении для холловского сопротивления оказываются одинаково пропорциональны полю, благодаря чему R_H^{II} вообще перестает зависеть от B и, таким образом, на гальваномангнитной характеристике образуется плато: $R_H^{II} = \frac{U_Y}{I_X} = \frac{4\pi\hbar^2 B}{2m^* e E_F^{II}} = \frac{4\pi\hbar}{2e^2(N+1/2)}$.

К настоящему моменту, однако, не существует общепринятой теории [21 – 27], позволяющей в случае целочисленного квантового эффекта Холла (N -целое), хотя бы примерно оценивать ширину квантовой полочки (т.е. интервал значений магнитного поля, внутри которого R_H^{II} с высокой точностью остается постоянным) и вообще убедительно объяснить, почему эта ширина оказывается конечной, ненулевой величиной [21]. В качестве наиболее вероятной причины возникновения квантовых полочек конечного

размера фон Клитцинг [21] рассматривает локализованные состояния, лежащие на “хвостах” уровней Ландау. Основываясь на расчетах Пранге, Аоки и Андо [23, 24], Клитцинг утверждает, что когда уровень Ферми лежит в зазоре между уровнями Ландау, холловская проводимость, несмотря на наличие неподвижных носителей, определяется полным числом электронов под уровнем Ферми. Это означает, что делокализованные состояния создают дополнительный холловский ток, в точности компенсирующий отсутствие тока в локализованных состояниях. Поэтому можно ожидать, что независимо от числа заполненных состояний величина холловской проводимости σ_H принимает постоянное значение $\sigma_H = Ne^2/(2\pi\hbar)$ при условии, что E_F^{II} лежит в области локализованных состояний (в зазоре) между $(N - 1)$ и N подзонами Ландау. Однако использованный здесь механизм компенсации требует выполнения определенных (довольно жестких) условий на электрон/электронное взаимодействие [24], но главное, при этом оказывается, что ширина полочки определяется, по существу, шириной области локализованных состояний. Из последнего следует совершенно не реалистичное предсказание – чем хуже образец (больше локализованных состояний), тем шире полочки (т.е. ярче проявляется квантовый эффект Холла). Стоит ли говорить, что эксперименты демонстрируют абсолютно противоположное. Возможно, разрешить это противоречие удастся, если рассмотреть особенности поведения носителей заряда в условиях “двойного” квантования – размерного и магнитного. Очевидно, что размерное квантование понижает число степеней свободы носителя на единицу, впрочем, то же относится и к магнитному квантованию. Следовательно при совместном размерно/магнитном квантовании, условия которого как раз и реализуются в случае квантового эффекта Холла, носителю остается лишь одна степень свободы и таким образом объект становится одномерным.

В одномерных системах, как известно [28, 29], в условиях достаточно сильного эффекта случайного сбоя фазы волновой функции носителя на каждом элементарном участке системы, во всем объекте происходит андерсоновская локализация носителей заряда. При этом, с одной стороны, именно одномерные объекты особенно склонны к андерсоновской локализации, с другой стороны, такой объект должен быть практически идеальным, в том смысле, что сбой фазы не должен сопровождаться захватом носителя или другими диссипативными процессами. Для андерсоновской локализации важно, чтобы фаза сбивалась только исключительно за счет абсолютно упругого отражения от случайного потенциального барьера. Возможно, именно андерсоновская локализация, которая может наблюдаться только в образцах с высоким технологическим совершенством (большие длины свободного пробега в отсутствие сбоя фазы) и создает в усло-

виях размерно/магнитной одномеризации электронного газа те самые локализованные состояния на “хвостах” уровней Ландау, которые необходимы, согласно Клитцингу, для объяснения конечного “размера” квантовой полочки.

Заключительные выводы:

1. Метод лазерного напыления позволяет увидеть в ходе роста висмутовой пленки эффект квантования сопротивления.

2. Предлагаемая модель квантования сопротивления, основанная на аналогии с нестационарным эффектом Джозефсона, кроме одномерного случая, описываемого моделью Ландауэра, позволяет также рассматривать эффекты квантования сопротивления в двумерном случае.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Жерихин А. Н., Шубный Г. Ю., Жерихина Л. Н. и др. Поверхность, N 6, 79 (2000).
- [2] Головашкин А. И., Жерихин А. Н., Жерихина Л. Н. и др. Научная сессия МИФИ-2002, т. 4, стр. 98.
- [3] Головашкин А. И., Жерихина Л. Н., Жерихин А. Н. и др. Тезисы 1-ой Международной конференции “Фундаментальные проблемы ВТСП”, стр. 248, 2004 г.
- [4] Головашкин А. И., Жерихин А. Н., Жерихина Л. Н. и др. Научная сессия МИФИ-2002, т. 4, стр. 100.
- [5] Жерихин А. Н., Жерихина Л. Н., Кулешова Г. В. и др. Научная сессия МИФИ-2001, т. 4, с. 110.
- [6] Головашкин А. И., Жерихин А. Н., Жерихина Л. Н. и др. Научная сессия МИФИ-2003, т. 4, стр. 134.
- [7] Головашкин А. И., Жерихин А. Н., Жерихина Л. Н. и др. Труды XXXIII совещания по физике низких температур, 17-20 июня 2003 г., стр. 274.
- [8] Жерихин А. Н. Итоги науки и техники. Серия “Современные проблемы лазерной физики”. М., ВИНТИ, 1990.
- [9] Головашкин А. И., Жерихин А. Н., Жерихина Л. Н. и др. ЖЭТФ, 126, вып. 2, 415 (2004).
- [10] Schwarzschild B. Physics Today, January 1986, p. 17.
- [11] Costa-Kroemer J. L. Phys. Rev. Lett., 78, N 26, 4990 (1997).

- [12] Hansen A. E. arXiv:cond-mat/9909246, 16 Sep. 1999.
- [13] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Спивак Б. З. Письма в ЖЭТФ, **33**, в. 2, 101.
- [14] Landauer R. IBM J. Res. Dev., **1**, 223 (1957).
- [15] Imry Y. Introduction to mesoscopic physics. Oxford. University press 2002.
- [16] Landauer R. IBM J. Res. Dev., **5**, p.183, July 1961.
- [17] Landauer R. Phys. Lett., **A217**, 188 (1996).
- [18] Landauer R. IBM J. Res. Dev., **1**, 223 (1957).
- [19] Josephson B. D. Phys. Lett., **1**, 251 (1962).
- [20] Girvin S. M. The Quantum Hall Effect. Lectures delivered at Ecole d'Ete Les Houches, July 1998, Indiana University, Bloomington, IN 47405.
- [21] Klitzing K. V. Festkörperprobleme XXI, 1981, p.1.
- [22] Baraff G. A., Tsui D. C. Physical Review B, **24**, N 4, 2274 (1981).
- [23] Prange R. E. Physical Review B, **23**, N 9, 4802 (1981).
- [24] Aoki H., Ando T. Solid State Communications, **138**, 1079 (1981).
- [25] Laughlin R. B. Physical Review B, **23**, 5632 (1981).
- [26] Halperin B. I. Physical Review B, **25**, N 4, 2185 (1982).
- [27] Ando T., Fowler A., Stern F. Reviews of Modern Physics, **54**, N 2, April 1982.
- [28] Гантмахер В. Ф. Электроны в неупорядоченных средах. Москва, Физматлит, 2003.
- [29] Ziman J. M. Models of Disorder. The Theoretical physics of homogeneously disordered systems. Cambridge University Press, 1979.

Поступила в редакцию 11 мая 2005 г.