

Сравнение (1) и (3) показывает, что в последнем случае процедура обработки спектров проще и требует меньшего количества данных, в рабочую формулу не входят экспоненциальные зависимости от величин измеряемых параметров, что улучшает точность определения S_d .

Описанный метод был использован вместе с [3] при исследовании изменений S_d тонких варизонных структур $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава на подложках $n\text{-GaAs}$, в результате их облучения электронами ($E_e=1$ МэВ) и отжига ($T < 360^\circ\text{C}$) в атмосфере H_2 . Характерные спектры излучения ФЛ, возбуждаемой и регистрируемой с широкозонной стороны (использован «обратный» косой

шлиф [3]), одной из исследованных структур ($|\nabla E_G|=215$ эВ/см) до и после радиационно-термического воздействия показаны на рисунке, результаты обработки спектров по формулам (1)–(3) — в таблице.

Из сравнения полученных данных видно, что для исходного спектра (кривая 1) оба метода определения S_d дают хорошо согласующиеся значения. Однако

для кривой 2 небольшая неопределенность в положении $h\nu_{\text{пер}}$ дает большой разброс S_d при расчете по формулам (1) и (2), полученный по формуле (3) результат является более надежным. Определение S_d из спектра излучения (кривая 3) методом [3] вообще оказалось невозможным вследствие большой неопределенности в положении точек $h\nu^*$, в то время как использование предложенного метода определения S_d дает однозначный результат.

Таким образом, предложенный здесь простой метод определения S_d из спектров излучения варизонных структур обладает более высокой точностью и существенно расширяет возможности использования люминесцентных методов контроля их параметров.

Список литературы

- [1] Базык А. И., Коваленко В. Ф., Краснов В. А., Пека Г. П. // ЖПС. 1986. Т. 45. В. 2. С. 274—279.
 [2] Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Шепель Л. Г. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 7. С. 1421—1423.
 [3] Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Шепель Л. Г. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 7. С. 1350—1354.

Получено 26.01.1988

Принято к печати 2.02.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

О «НУЛЕВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ» В СТРУКТУРАХ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОНЫМ ГАЗОМ

Копьев П. С., Надточий М. Ю., Устинов В. М.

При исследовании гальваномангнитных свойств селективно легированных гетероструктур $\text{GaAs}/(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ с двумерной проводимостью в квантующих магнитных полях нами, как и в [1], наблюдались осцилляции напряжения в отсутствие измерительного тока через образец. Период этих «нулевых осцилляций» (НО) и температурная зависимость совпадали с осцилляциями Шубникова—де-Гааза (ОШГ). НО аддитивно складывались с ОШГ, часто существенно искажая их форму. Амплитуда НО могла быть различной и в некоторых слу-

чаях значительно превосходила амплитуду ОШГ при типичных для нас измерительных токах (единицы микроампер), затрудняя интерпретацию экспериментов. В большинстве случаев НО были стабильны во времени и не зависели от направления и скорости развертки магнитного поля. Различные режимы охлаждения образца (в том числе медленное с замкнутыми между собой контактами) не приводили к существенному изменению НО. Было замечено, что амплитуда и форма НО менялись от образца к образцу и могли быть существенно различными для двух образцов, изготовленных из соседних участков одной пластины. Это заставило нас усомниться в фундаментальности природы НО.

Эксперименты были выполнены на селективно легированных гетероструктурах GaAs/(Al, Ga)As, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Холловские подвижности при 4.2 К составляли $(30\text{--}400) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, концентрации двумерных электронов — $(2\text{--}10) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Измерения проводи-

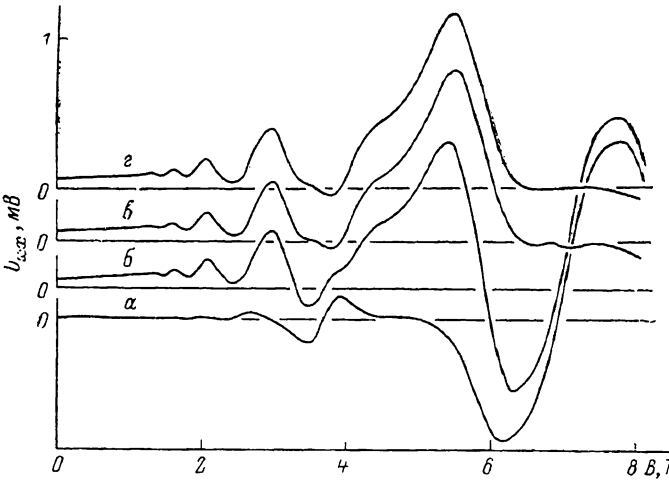


Рис. 1. Зависимость напряжения от магнитного поля для прямоугольного образца.

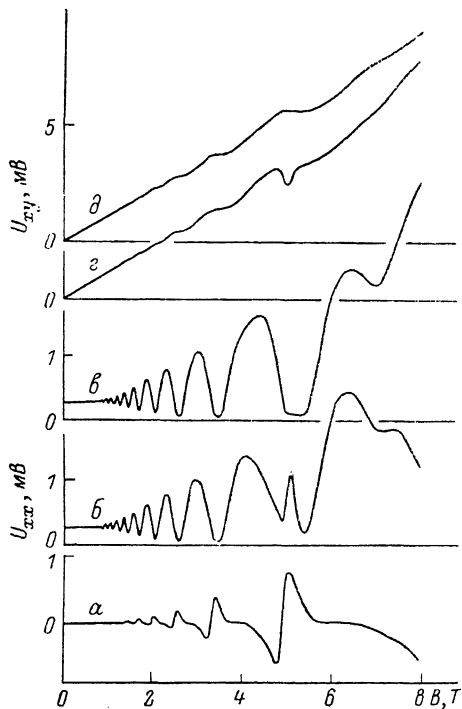
$n = 34\ 000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $n = 3.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. а — запись НО на постоянном токе; запись ОШГ на токе: б — постоянном, в — постоянном (образец зашунтирован емкостями), г — переменном.

лись на образцах произвольной формы (по методу Ван-дер-По) и на холловских мостиках. Контакты к образцам изготавливались сплавлением капелек индия либо диффузией сплава Au+Ge. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом.

На рис. 1, а приведен типичный вид НО для образца Ван-дер-По. Кривая б — ОШГ при измерительном токе 1 мкА, приведенные в том же масштабе. Видно, что амплитуда и форма ОШГ в этом случае в значительной степени определяются НО. Так как НО чаще всего сдвинуты по фазе относительно ОШГ, в наших экспериментах попытки компенсации НО изменением направления измерительного тока приводили либо к изменению структуры осцилляций, либо к их сглаживанию из-за разогрева электронного газа при достаточно больших токах. Однако было замечено, что при использовании в качестве источника тока специализированного высокостабильного блока с питанием от сети влияние НО на спектр ОШГ было гораздо сильнее, чем при работе с батарейным источником (хотя и сетевой источник тока, и измерительный усилитель имели «плавающий» выход и вход). Это заставило нас обратить внимание на защиту образца от возможных переменных наводок. На рис. 1, в приведен все тот же спектр ОШГ, но при его записи выводы образца непосредственно на выходе из металлического криостата были зашунтированы керамическими конденсаторами емкостью 0.1 мкФ. Амплитуда НО упала при этом более чем на порядок, и НО слабо искажали вид кривой ОШГ лишь в полях более 6 Т. Наконец, была произведена запись ОШГ на низкочастотном ($f = 37 \text{ Гц}$) переменном токе с применением методики синхронного детектирования (рис. 1, г). В этом случае влияния НО не наблюдалось во всем исследованном диапазоне магнитных полей. Участки

отрицательного напряжения на кривых β , γ обусловлены неправильной формой образца.

Таким образом, НО, по-видимому, представляют собой напряжение, возникающее вследствие выпрямления различных переменных электромагнитных наводок на нелинейностях контактов и (или) объема образца. Для борьбы с НО в большинстве случаев оказывается достаточным либо тщательная экранировка образца и всех измерительных цепей, либо проведение измерений на переменном токе. Лишь в исключительных случаях при очень большой величине эффекта указанные меры могут оказаться недостаточными из-за неполного подавления



наводок и возможного выпрямления образцом самого измерительного тока (или модулируемой им наводки) и получения в результате синхронного и синфазного с измерительным напряжением. В этом случае удастся уменьшить нелинейности образца и практически полностью избавиться от НО, пропустив через измерительные контакты постоянный ток, больший по величине, чем измерительный переменный ток (рис. 2, кривая a — НО, записанные на постоянном токе, кривая b — запись ОШГ на переменном токе, β — ОШГ на переменном токе при смещении постоянным током, при котором еще отсутствуют разогревные

Рис. 2. Зависимость напряжения от магнитного поля для холловского мостика.

$\mu = 170\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $\eta = 5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $T = 4.2 \text{ К}$.
Запись ОШГ на токе: a — постоянном, b — переменном, β — переменном при постоянном смещении; запись холловского напряжения на токе: γ — переменном, δ — переменном при постоянном смещении.

эффекты; масштаб записи всех трех кривых одинаков). Измерительный ток в случаях a и b составлял 1 мкА, ток смещения через каждый контакт 2 мкА. Ток смещения подавался через отдельный высокоомный резистор на каждый из используемых контактов холловского мостика и отводился через один из неиспользуемых контактов. Использовался «плавающий» источник тока смещения (гальванический элемент). Следует отметить, что НО на рис. 2, a дают лишь приближенное представление о НО, искаживших кривую b , так как записаны на постоянном токе. Тем не менее видно, что искажения ОШГ на рис. 2, b примерно соответствуют рис. 2, a и что эти искажения отсутствуют на рис. 2, β .

НО проявляются и при записи холловского сопротивления (рис. 2, γ). Вызываемые ими искажения могут быть удалены аналогичным образом (рис. 2, δ).

Для проверки гипотезы о переменных электромагнитных наводках как источнике возникновения НО была проведена запись напряжения, возникающего на измерительных контактах образца при пропускании через него переменного ($f = 1 \text{ кГц}$) тока небольшой амплитуды. Источник тока был развязан от образца конденсаторами с малой утечкой. Запись НО проводилась по обычной схеме на постоянном токе. Амплитуда зарегистрированных при этом «искусственных» НО могла на порядок превосходить «естественные» НО и почти линейно зависела от приложенного переменного напряжения.

Таким образом, НО представляют собой результат детектирования различных переменных напряжений неомическими контактами и (или) неоднородностями объема образца и в большинстве случаев являются мешающим фактором при исследовании ОШГ. Специальная постановка эксперимента позволяет избавиться от паразитного влияния НО на спектр ОШГ.

[1] Сайдашев И. И., Савельев И. Г., Крепчук А. М. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 2. С. 95—98.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 25.01.1989
Принято к печати 8.02.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

Петросян С. Г., Шик А. Я.

Исследование и приборное применение кинетических эффектов в системах пониженной размерности требуют создания электрических контактов к двумерному (или одномерному) электронному газу (2МЭГ). Такой контакт обычно реализуется с помощью сильно легированного трехмерного полупроводника или металла и в отличие от обычного контакта к массивному образцу представляет собой переход между электронными системами различной размерности (подобные переходы имеют место и в структурах с микроконтактами и микросужениями). Рассматриваемые объекты имеют ряд качественных особенностей как за счет различия электронного энергетического спектра по обе стороны от контакта, так и за счет специфики экранирования в низкоразмерных системах.

Контакты к 2МЭГ как правило высокоомны и существенно неомичны. Действительно, уровень Ферми в 2МЭГ из-за энергии размерного квантования E_0 расположен выше, чем в трехмерной области даже при достаточно сильном ее легировании, что приводит к образованию в 2МЭГ приконтактного слоя обеднения.

В качестве примера мы рассмотрим контакт между тонкой пленкой (квантовой ямой), содержащей 2МЭГ с концентрацией n_{s0} , и массивной вырожденной областью (см. рисунок). Если контактная разность потенциалов eV превосходит энергию Ферми 2МЭГ $\epsilon_F = \pi \hbar^2 n_{s0} / m$, то приконтактный слой в пленке можно разделить на две области: область $x > l$, где локальная концентрация электронов линейно связана с потенциалом $n_s(x) = n_{s0} [1 + e\varphi(x)/\epsilon_F]$, и область полного обеднения $0 < x < l$, где $n_s(x) \simeq 0$. Для нахождения распределения потенциала достаточно решить уравнение Лапласа $\Delta\varphi = 0$ в области $x > 0$, $y > 0$ с граничными условиями

$$\varphi(0, y) = -V \quad (1)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial y}(x, 0) = \begin{cases} -\frac{2\pi e}{\kappa} n_{s0}, & x < l, \\ \frac{2\pi e}{\kappa} n_{s0} \frac{e\varphi(x, 0)}{\epsilon_F}, & x > l, \end{cases} \quad (2)$$

$$(3)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника (в случае квантовой ямы) или окружающей среды (в случае пленки).

При малых изгибах зон ($eV < \epsilon_F$) область полного обеднения (2) отсутствует, уравнение легко решается и ход потенциала в пленке ($y=0$) имеет вид

$$\varphi(x, 0) = -\frac{2V}{\pi} \left[\text{ci} \left(\frac{2x}{a_B} \right) \sin \left(\frac{2x}{a_B} \right) - \text{si} \left(\frac{2x}{a_B} \right) \cos \left(\frac{2x}{a_B} \right) \right], \quad (4)$$

где si и ci — интегральные синус и косинус, $a_B = \kappa \hbar^2 / m e^2$ — эффективный боровский радиус, играющий роль длины экранирования в вырожденном 2МЭГ [1]. Функция (4) монотонная и при $x \gg a_B$