

Фотоэмиссия неравновесных носителей заряда в высокоомный полупроводник при локальном освещении

*В.А. Голубятников, Ф.И. Григорьев, А.П. Лысенко, Н.И. Строганкова, *А.Г. Белов*
Москва, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
Мясницкая ул., д. 20,
**Москва, ОАО «ГИРЕДМЕТ», Б. Толмачевский пер., д.5, стр. 1*
E-mail: aplysenko@hse.ru

Исследована фотоэмиссия неравновесных носителей заряда в высокоомный арсенид галлия. Установлено, что освещение даже небольшой локальной области образца, расположенной вдалеке от контактов, влияет как на переходное сопротивление контакта, так и на объемную проводимость кристалла. На люкс-амперных зависимостях наблюдается линейный участок, угловой коэффициент которого пропорционален диаметру освещаемой поверхности. Предложена модель, качественно объясняющая полученные экспериментальные результаты.

The photoemission of excess charge carriers into high-ohmic semiconductor upon local light illumination

*V.A. Golubyatnikov, F.I. Grigoryev, A.P. Lysenko, N.I. Strogankova, *A.G. Belov*
National Research University Higher School of Economics,
20 Myasnitskaya Ulitsa, Moscow 101000, Russia,
** 'Giredmet'*
E-mail: aplysenko@hse.ru

The photoemission of excess charge carriers into high-ohmic gallium arsenide was investigated. It was revealed, that the illumination even small local sample areas located far from contacts, influences both on contacts transition resistance and on volume conductivity of the crystal. On Lux-voltage dependencies there is a linear plot, angular coefficient which is directly proportional to the diameter of the illuminated surface. The model qualitatively explain the experimental results.

При исследовании влияния облучения на свойства омических контактов к высокоомным полупроводникам было обнаружено, что освещение малой приконтактной области светом с энергией квантов больше ширины запрещенной зоны приводит к двум эффектам. Во-первых, существенно уменьшается переходное сопротивление омических контактов и, во-вторых, хотя размеры образца много больше диффузионной длины, увеличивается концентрация основных носителей заряда во всем образце.

Исследуемый образец (рис.1) был выполнен из полупроводящего арсенида галлия *n*-типа проводимости в виде пластины размером $10 \times 10 \text{ мм}^2$ и толщиной 1.7 мм. По углам квадрата были нанесены индиевые контакты диаметром $\approx 1.0 \text{ мм}$. Вся поверхность за исключением малой области (с зазором 1 мм) вблизи контактов была закрыта светонепроницаемой маской.

Для засветки области контактов использовались светодиоды марки EDEF-1LS3, энергия квантов излучения которых больше ширины запрещенной зоны полупроводника. Интенсивность излучения пропорциональна току через светодиоды. Снималась зависимость тока через контакты 1-3 при постоянном напряжении $\pm 10 \text{ В}$ от тока через светодиоды, задействованные в разной комбинации. Задействованные светодиоды включались последовательно.

Общий характер наблюдаемых зависимостей $I_{1-3} = f(I_{\text{св}})$ имел вид кривой 3, изображенный на рис.2.

Первоначально нами предполагалось, что ситуация соответствует эквивалентной схеме, изображенной на рис.2а. Поскольку освещались области кристалла непосредственно у контактов, а диффузионная длина неосновных носителей заряда очень мала (много меньше линейных размеров кристалла), то ожидалось, что освещение действует только на переходное сопротивление омических контактов, сопротивление же объема образца останется неизменным. В этом случае зависимость тока через контакты 1 и 3 при неизменном внешнем смещении 10В должна иметь вид кривой с насыщением (кривая 1 на рис.2) из-за того, что сопротивление контактов при большой интенсивности света становится много меньше сопротивления образца.

Экспериментальные результаты показали, однако, что ток не выходит на насыщение и при токах через светодиоды больше 50 мА люкс-амперные характеристики становятся линейными (рис.1 и кривая 3 на рис.2). Удивительнее всего оказалось, что даже освещение контактов 2 и 4 приводит к аналогичной зависимости I_{1-3} от интенсивности света, хотя и в меньшей степени. Наибольший эффект имеет место при освещении всех четырех контактов.

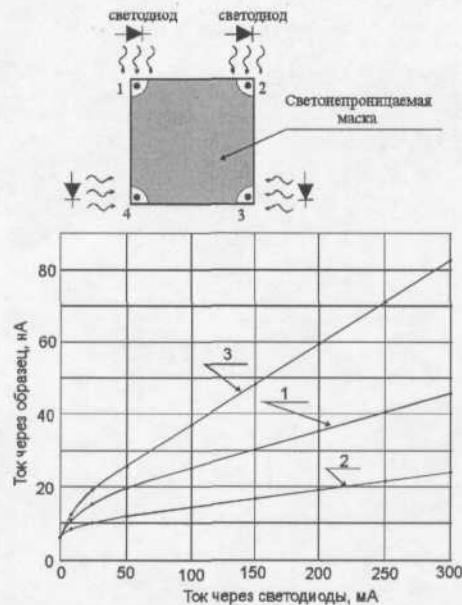


Рис.1. Схема эксперимента и зависимость тока I_{1-3} через контакты 1-3 от тока через светодиоды (1- включены светодиоды 1 и 3, 2- включены светодиоды 2 и 4, включены все четыре светодиода)

Модель наблюдаемого эффекта может быть объяснена с помощью эквивалентной схемы, изображенной на рис.2b.

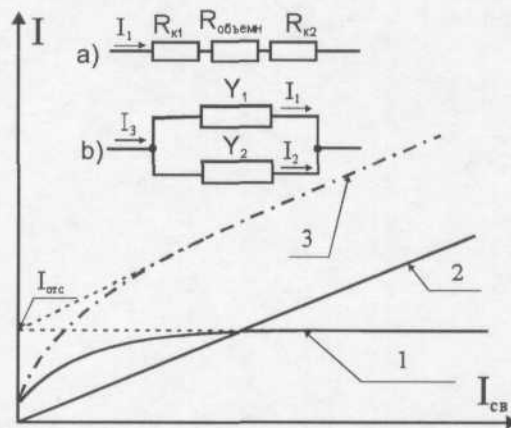


Рис.2. Эквивалентные схемы исследуемого двухполюсника (а – в виде последовательно включенных сопротивлений объема образца и двух контактных сопротивлений; б – в виде параллельно включенных проводимостей: проводимость Y_1 представляет исходную систему, в которой свет воздействует только на приконтактные области; проводимость Y_2 связана с рожденными светом носителями заряда) и люкс-амперные характеристики: 1- проводимости Y_1 , 2- проводимости Y_2 , 3- образца в целом

Зависимость тока через образец от освещенности приконтактных областей (люкс-амперная характеристика) изображена на рис.2 (кривая 3). Ее можно представить как результат суперпозиции двух токов, текущих через сопротивления с проводимостью Y_1 и Y_2 соответственно (рис.2b). Проводимость Y_1 представляет исходную систему (рис.2a), в которой свет воздействует только на приконтактные области и снижает только переходное сопротивление контактов, не затрагивая объем образца. Тогда люкс-амперная характеристика этой цепочки сопротивлений должна выглядеть, как кривая 1 на рис.2. Проводимость же Y_2 связана с рожденными светом носителями заряда, которые модулируют проводимость объема образца. Тогда эта проводимость должна линейно зависеть от числа рождаемых в единицу времени избыточных носителей заряда. В свою очередь, их число должно быть пропорционально количеству поглощенных квантов света, т.е. интенсивности падающего на образец света. Соответственно, люкс-амперная характеристика проводимости Y_2 от интенсивности света должна быть линейной функцией (кривая 2 на рис.2).

Отсечку на оси ординат $I_{отс}$ можно трактовать, как $V/R_{объемн}$ (где $R_{объемн}$ – исходное объемное сопротивление) и таким образом отделить объемное сопротивление от сопротивления контактов.

Используя контакты 2-4 можно измерить ЭДС Холла и определить концентрацию электронов внутри кристалла и ее зависимость от уровня освещения контактов 1-3. Эксперимент показал, что концентрация строго

линейно зависит от тока через светодиоды во всем диапазоне освещенности, а значит и от интенсивности облучения.

Таким образом, эксперименты подтверждают парадоксальный факт, что освещение малой области кристалла вблизи любого из контактов приводит к повышению концентрации основных носителей заряда во всем кристалле, в том числе и на расстоянии много большем диффузионной длины от освещаемого контакта.

Исходя из имеющихся экспериментальных результатов, логично было предположить, что концентрация основных носителей заряда в образце изменяется не только при освещении контактов, но и при локальной засветке образца в любой точке. Для проверки этого предположения был проведен эксперимент, в котором была заменена подсветка приконтактных областей локальным освещением центральной области образца, создаваемым одним светодиодом через единственное калиброванное отверстие в диэлектрическом светонепроницаемом экране (см. рис.3). Подсветка производилась со стороны, противоположной контактам. Для выяснения размерного фактора диаметр отверстия менялся в пределах от 0,5 мм до 3 мм.

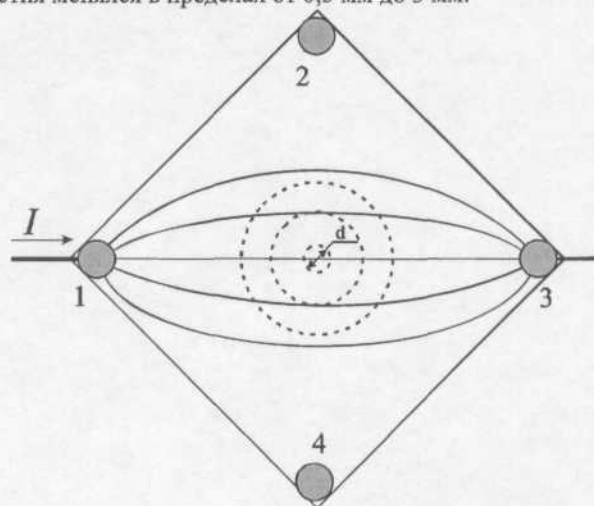


Рис.3. Схема эксперимента: 1-4- омические контакты, d – изменяемый диаметр диафрагмы

Ожидалось, что для разных диаметров диафрагмы будет изменяться наклон прямолинейных участков ($k = \frac{dI}{dI_{св}}$) люкс-амперных характеристик (см. рис.2, кривая 3) пропорционально количеству рождаемых светом избыточных носителей заряда, т.е. пропорционально освещаемой площади. Предполагалось также, что экстраполяция линейных участков люкс-амперных характеристик должна давать одинаковое значение токов отсечки, равное $I_{отс} = \frac{V}{R_{обр}}$, где $R_{обр}$ –сопротивление исследуемого двухполюсника между контактами 1 и 3 за вычетом контактных сопротивлений. Однако эксперимент показал ошибочность наших предположений. В таблице 1 приведены значения угловых коэффициентов k и токов отсечки $I_{отс}$ для различных диаметров световой диафрагмы.

Таблица 1.

Диаметр диафрагмы d , мм	Угловой коэффициент k	Ток отсечки $I_{отс}$, нА
0,5	0,008	6,73
1,0	0,01	7,46
1,5	0,019	8,55
2,5	0,035	10,47
3,0	0,03	11,32
Освещены контакты 1 и 3	0,105	14,5
Освещены контакты 2 и 4	0,05	9,1

На рис.4 приведена зависимость углового коэффициента k от диаметра диафрагмы d в двойном логарифмическом масштабе.

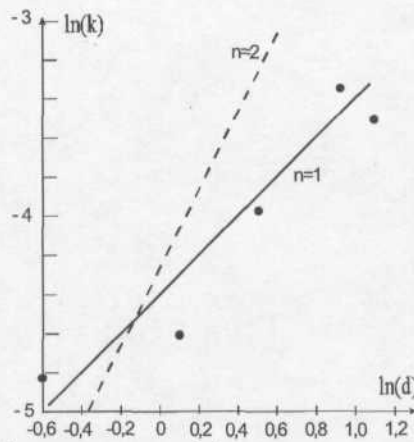


Рис.4. Зависимость логарифма углового коэффициента от логарифма диаметра диафрагмы

Из рисунка видно, что экспериментальные точки больше соответствуют зависимости $k \sim d$, чем $k \sim d^2$. Это означает, что угловой коэффициент линейных участков люкс-амперных зависимостей пропорционален не засвечиваемой площади, а ее линейным размерам. Экстраполяция линейных участков дала совершенно разные отсечки. Причем, величина тока отсечки тем больше, чем больше диаметр диафрагмы. Максимальная отсечка и максимальный угловой коэффициент имеют место при засветке приконтактных областей контактов 1 и 3 (см. рис.3).

Для объяснения зависимости фототока от линейных размеров облучаемой поверхности кристалла, а не от площади, предлагается качественная модель, поясняемая с помощью рис.5.

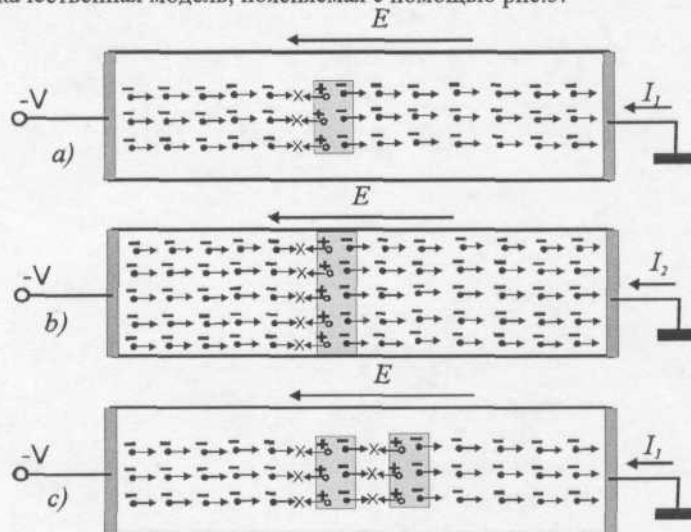


Рис.5. Качественная модель, объясняющая линейную зависимость фототока от размеров освещаемой области

Предположим, что освещается небольшая область поверхности кристалла (рис.5а), размер которой в направлении поля не превышает диффузионной длины неосновных носителей заряда. Тогда величина фототока будет равна

$I_f = q\Delta N E \mu_n$, где ΔN — количество рожденных светом электронно-дырочных пар в единицу времени, E — напряженность электрического поля в области засветки, q — заряд электрона, μ_n — подвижность электронов.

Если размер светового пятна увеличить в направлении, перпендикулярном силовым линиям тока (рис.5б), то при той же интенсивности светового потока ΔN возрастет, а значит, пропорционально увеличится и ток.

Если же дополнительные электронно-дырочные пары будут создаваться в продольном (с полем) направлении на расстоянии, не превышающем диффузионной длины, (см. рис.5с), то, как видно из рисунка, величина фототока не изменится.

Зависимость значений токов отсечки от диаметра диафрагмы можно объяснить с помощью более детальной, чем на рисунке 2б, эквивалентной схемы, изображенной на рис. 6.

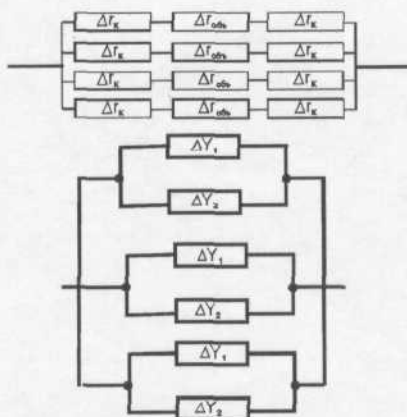


Рис.6. Модель растекания тока в образце

Поскольку концентрация избыточных основных носителей заряда меняется только вдоль силовой линии поля, проходящей под освещаемым пятном, то свет будет влиять только на несколько цепочек сопротивлений, а не на всю систему в целом. Соответственно модель изложенная с помощью рис.2, будет работать только для той части образца, которая освещена.

Источник электронов большой площади с заменяемой эмиссионной поверхностью для исследования плазмы

А.М. Соколов, Н.М. Галина, В.И. Юданов
 ОАО «НПП «Исток» им. Шокина», РФ, 141190 Московская обл.,
 г. Фрязино, ул. Вокзальная, д.2а
 E-mail: info@istok.mw.ru

Разработана базовая конструкция катода квадратной формы $5 \times 5 \text{ см}^2$. Большая площадь катода достигается путем увеличения количества базовых катодов, монтируемых на единой платформе. Конструкция предусматривает возможность замены отработавшей пластины с эмиссионным покрытием. Представлены катоды площадью $10 \times 10 \text{ см}^2$ и $15 \times 15 \text{ см}^2$ с эмиссионным покрытием в виде прессованной никелевой губки, пропитанной карбонатом щелочноземельных металлов.

The large area source of electrons with a replaceable emission surface for plasma investigation

A.M. Sokolov, N.M. Galina, V.I. Yudanov
 JSC "RPC "Istok" named after A.I. Shokin", 2a Vokzalnaya Str., Fryazino, Moscow Region,
 141190 Russia
 E-mail: info@istok.mw.ru

The basic design of a square shape cathode $5 \times 5 \text{ cm}^2$ has been developed. Large cathode area is reached by means of increasing the number of basic cathodes mounted on a single platform. The design provides a possibility of replacing worked-out wafers with emission coating. Cathodes $10 \times 10 \text{ cm}^2$ and $15 \times 15 \text{ cm}^2$ in area with emission coating as a pressed nickel sponge impregnated with a triple carbonate of earth metals are presented.

Конструкция катодно - подогревательного узла (КПУ) с эмиссионной поверхностью большой площади основывалась на опыте, накопленном в НПП «Исток», при конструировании катодов для вакуумных приборов диаметром до 10 см. Основная проблема, которую надо было решить, - это обеспечение равномерности температуры эмитирующей поверхности при малой высоте камеры подогревателя. В качестве источника электронов выбран прессованный металлооксидный катод (МОК), так как он имеет низкую рабочую температуру и прост в изготовлении. Прессованное металлооксидное покрытие более устойчиво к пробоям и обладает большей долговечностью, чем традиционное оксидное покрытие, наносимое на катод методом пульверизации [1]. Опыт эксплуатации МОК в вакуумных СВЧ - приборах показал их более высокую устойчивость к электронной и ионной бомбардировке, а также способность к восстановлению эмиссии после вскрытия рабочей камеры. Это имеет существенное значение, учитывая, что катод должен обеспечивать эмиссию электронов в условиях плохого