

МЕТОДЫ И ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЙ MEASUREMENT METHODS AND TECHNOLOGY

УДК 621.315.592

Влияние размера области засветки образца высокоомного арсенида галлия на его проводимость

А.П. Лысенко¹, А.Г. Белов², В.А. Голубятников¹, Н.И. Строганкова¹

¹Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»

²ОАО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «ГИРЕДМЕТ» (г. Москва)

Influence of High-Ohmic Semiconductor Sample Location Illumination upon Sample Conductivity

A.P. Lysenko¹, A.G. Belov², V.A. Golubyatnikov¹, N.I. Strogankova¹

¹ Moscow Institute of Electronics and Mathematics
of National Research University Higher School of Economics

² State Scientific Center of Russian Federation Joint Stock Company State
Scientific Research and Design Institute of Rare Metal Industry
«GIREDMET», Moscow

Исследовано влияние засветки центральной части образца полуизолирующего арсенида галлия *n*-типа на его проводимость. Показано, что люкс-амперная характеристика, начиная с некоторого значения интенсивности света, выходит на линейную зависимость, угловой коэффициент которой растет с увеличением диаметра освещаемой области. Зависимость носит степенной характер и находится между квадратичной и линейной. Ток отсечки – значение тока, полученное при экстраполяции линейного участка люкс-амперной характеристики до пересечения с осью токов при нулевой интенсивности освещения, – суперлинейно зависит от диаметра освещаемой области. Приведена качественная модель, объясняющая экспериментальные результаты.

Ключевые слова: полуизолирующий полупроводник; омические контакты; локальная засветка образца; концентрация свободных носителей заряда; фотопроводимость.

The influence of the illumination of the *n*-type semi-insulating gallium arsenide sample central part upon the sample conductivity has been investigated. The lux-ampere dependence beginning from some light intensity has been

shown to become linear, and its angular coefficient increased with illuminated area diameter increasing. This dependence has been described by the degree function between linear and square ones. The cut-off current dependence upon the illuminated area diameter has been shown to be superlinear. The qualitative model, explaining the observed experimental data, has been proposed.

Keywords: semi-insulating semiconductor, ohmic contacts, sample local illumination, free charge carrier concentration, photoconductivity.

Введение. Измерение электрофизических параметров полупроводников, например удельного сопротивления, концентрации свободных носителей заряда и их подвижности, связано в первую очередь с созданием омических контактов к образцам. Достоверность полученных результатов в большой степени определяется их качеством. Контакты должны иметь не только линейную вольт-амперную характеристику (ВАХ), но и низкое переходное сопротивление [1–3]. Обычно для снижения влияния контактов на результаты измерений используют четырехзондовые методы. Однако в случае высокоомных полупроводников (полуизолирующий арсенид галлия, детекторный теллурид кадмия-цинка и т.п.) для экспресс-анализа эти методы мало пригодны. Чаще всего удельное сопротивление таких материалов оценивают по ВАХ двухполюсника [4]. Очевидно, что при этом ошибка измерения удельного сопротивления может оказаться непредсказуемо большой.

Переходное сопротивление омических контактов зависит от очень большого числа факторов, но общей закономерностью является то, что с увеличением концентрации свободных носителей заряда этот параметр уменьшается. Увеличить концентрацию свободных носителей заряда и повлиять на величину переходного сопротивления омических контактов к высокоомным полупроводникам возможно, освещая приконтактную область полупроводника светом с энергией квантов, превышающей ширину запрещенной зоны [5].

В настоящей работе анализируются люкс-амперные характеристики образцов изолирующего арсенида галлия в зависимости от диаметра возбуждающего светового пятна с целью последующей разработки принципиально новой методики определения электрических параметров высокоомных полупроводниковых материалов.

Первичные эксперименты. В первичных экспериментах исследовался образец полуизолирующего теллурида кадмия *p*-типа электропроводности с удельным электрическим сопротивлением $\rho \geq 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при комнатной температуре. Образец имел форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $3 \times 3 \times 23$ мм. На торцы образца наносились индиевые контакты, которые обеспечивали линейную ВАХ двухполюсника в интервале напряжений от +10 до – 10 В.

Для того чтобы исключить влияние освещения непосредственно на полупроводник, образец покрывался светонепроницаемым покрытием за исключением приконтактных областей шириной ~1 мм. Именно эти незащищенные области освещались интегральным световым потоком от галогеновых ламп (по четыре со стороны каждого контакта и со стороны каждой грани) (рис.1,а). Для образцов высокоомных полупроводниковых материалов из-за их большого удельного электрического сопротивления время установления измеряемого сигнала может составлять десятки секунд. При увеличении интенсивности подсветки сопротивление образца заметно уменьшается, соответственно, уменьшается и время установления сигнала. Во всех описываемых экспериментах выполнение условий стационарного процесса строго обязательно: измеряемый сигнал регистрировался только после установления стационарного значения.

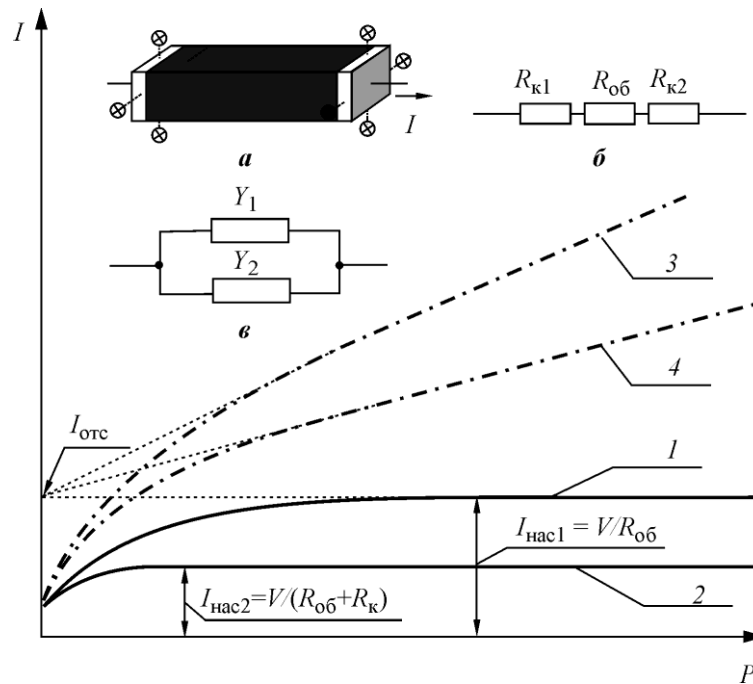


Рис.1. Схема эксперимента (а), предполагаемые эквивалентные схемы (б, в), предполагаемые люкс-амперные характеристики образца (кривые 1, 2) и реальные (кривые 3, 4) (з)

Так как использовался длинный образец, его длина много больше биполярной диффузионной длины и создаваемые при освещении приконтактных областей неравновесные электронно-дырочные пары снижают только переходное сопротивление контактов, не оказав большого влияния на сопротивление самого полупроводника.

Эквивалентная схема образца представлена в виде последовательно соединенных сопротивлений контактов $R_{к1}$, $R_{к2}$ и собственно объема $R_{об}$ (рис.1,б). Предполагалось, что при увеличении интенсивности освещения должна возрастать концентрация неравновесных носителей заряда и, следовательно, должно уменьшаться сопротивление контактов при неизменном сопротивлении полупроводника. Таким образом, сопротивление двухполюсника, определенное по наклону ВАХ, при увеличении интенсивности светового потока должно уменьшаться за счет уменьшения сопротивления контактов. Ожидалось, что как только сопротивление контактов станет значительно меньше сопротивления образца, ВАХ двухполюсника перестанет зависеть от интенсивности падающего света, т.е. зависимость тока через образец при фиксированном напряжении смещения 10 В от мощности P галогеновых ламп (люкс-амперная характеристика) выйдет на насыщение (рис.1,з, кривая 1). По величине тока насыщения $I_{нас}$ легко будет рассчитать сопротивление собственно объема полупроводника: $R_{об} = \frac{V}{I_{нас}}$, где V – на-

пряжение питания образца. Если сопротивление контактов заметно превосходит сопротивление объема образца, то при освещении только одного контакта ток через образец вообще не должен меняться (или будет меняться незначительно) и люкс-амперная характеристика должна выглядеть так, как показано на рис.1,з, кривая 2.

Оказалось, что люкс-амперные характеристики (рис.1,з, кривые 3 и 4), начиная с некоторого значения интенсивности света, выходят на линейную зависимость, угловой коэффициент которой зависит от того, освещены оба контакта (кривая 3) или один (кривая 4). Люкс-амперная характеристика на линейном участке описывается уравнением

$$I_{1-3} = kI_{\text{св}} + I_{\text{отс}}, \quad (1)$$

где k – угловой коэффициент; $I_{\text{св}}$ – ток через светодиоды; $I_{\text{отс}}$ – ток отсечки, равный $\frac{V}{R_{\text{об}}}$.

Изображенные на рис.1,2 реальные люкс-амперные характеристики являются обобщенными по результатам измерений многих образцов, их вид носит иллюстративный характер. Никакие количественные данные из этих кривых в дальнейшем анализе не учитывались. Конкретные количественные люкс-амперные характеристики представлены, например, в работе [6], где предложена качественная модель, объясняющая экспериментальные результаты. Суть модели сводится к тому, что какой бы контакт (с положительным или отрицательным потенциалом) ни освещался, концентрация избыточных основных носителей заряда меняется во всем образце пропорционально интенсивности падающего на контакты, или на контакт, света. Этот парадоксальный вывод подтвержден экспериментально на образце полуизолирующего арсенида галлия с помощью измерения холловской ЭДС. Соответствующая этой модели эквивалентная схема изображена на рис.1,в. Проводимость $Y_1 = \frac{1}{R_{\text{об}}}$ представляет исходную систему

(см.рис.1,б), в которой за счет света сопротивлениям контактов можно пренебречь. Проводимость 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 поглощенным квантам света, т.е. интенсивности падающего на образец излучения. Соответственно, люкс-амперная характеристика проводимости Y_2 от интенсивности света должна быть линейной функцией.

Методика эксперимента и результаты. На основании изложенного предположим, что, освещая любую область структуры, можно снять люкс-амперную характеристику, экстраполировать ее линейный участок до пересечения с осью ординат и по току отсечки определить объемное (темновое) сопротивление образца за вычетом контактных сопротивлений.

Для проверки этой гипотезы исследован образец хорошо изученного материала – полуизолирующего арсенида галлия n -типа проводимости с исходной концентрацией основных носителей заряда порядка 10^7 см^{-3} . Образец (рис.2) выполнен в виде пластины размером 10×10 мм и толщиной 1,7 мм. По углам квадрата нанесены индиевые контакты диаметром $\approx 1,0$ мм. Во всех описываемых экспериментах источник напряжения 10 В подсоединялся к контактам 1 и 3. Через эти же контакты измерялся ток I_{1-3} через образец.

В эксперименте подсвечивалась центральная область образца (со стороны контактов) через единственное отверстие диаметром D (см. рис.2) в диэлектрическом светонепроницаемом экране. Для выяснения размерного фактора диаметр отверстия D

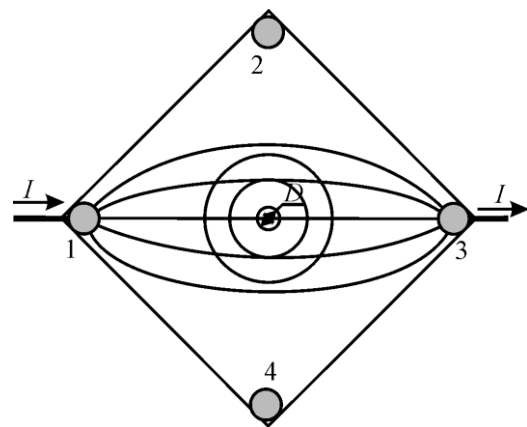


Рис.2. Схема эксперимента: 1–4 – омические контакты; D – изменяемый диаметр диафрагмы

менялся в пределах 0,5–4 мм. Для засветки использовался светодиод марки EDEF-1LS3, энергия квантов излучения которого больше ширины запрещенной зоны полупроводника (длина волны излучения в максимуме 740 нм). Интенсивность излучения контролировалась по величине прямого тока через светодиод.

Ожидалось, что для разных диаметров диафрагмы угловой коэффициент прямолинейных участков люкс-амперных характеристик $k = \frac{dI_{1-3}}{dI_{св}}$ будет изменяться пропорционально количеству рождаемых светом избыточных носителей заряда и, следовательно, пропорционально освещаемой площади ($k \sim D^2$). Также предполагалось, что независимо от диаметра диафрагмы экстраполяция линейных участков зависимостей $I_{1-3} = f(I_{св})$ будет давать одинаковое значение тока отсечки: $I = \frac{V}{R_{об}}$.

Экспериментальные результаты приведены в таблице.

Экспериментальные результаты

Диаметр отверстия диафрагмы, мм	Угловой коэффициент k , нА/мА	Ток отсечки $I_{отс}$, нА
0,5	0,022	8,2
1,0	0,053	9,5
1,5	0,12	11,9
2,0	0,15	13,3
2,5	0,27	17,8
3,0	0,46	25,8
4,0	0,53	31,0

Чтобы оценить, по какому закону изменяется угловой коэффициент, на рис.3 приведена построенная в двойном логарифмическом масштабе зависимость углового коэффициента от диаметра диафрагмы. Пунктиром на рис.3 нанесены прямые, отражающие степенные зависимости $k \sim D^n$: линейную ($n = 1$) и квадратичную ($n = 2$). Из рисунка видно, что зависимость углового коэффициента от диаметра диафрагмы похожа на степенную, но показатель степени n нельзя достоверно считать равным двум ($1 < n < 2$). Ток отсечки, как видно из таблицы, не остается постоянным, а растет с увеличением диаметра диафрагмы.

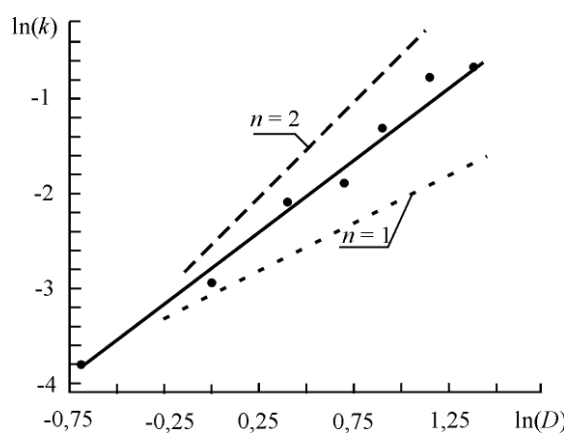


Рис.3. Зависимость углового коэффициента люкс-амперной характеристики от диаметра диафрагмы

Прежде чем объяснить экспериментальные результаты, необходимо убедиться, что светодиод освещает поле диафрагмы равномерно. Для этого на место образца помещался кремниевый фотодиод ФД-24 с рабочей областью, значительно превышающей площадь отверстия диафрагмы при фиксированном токе светодиода. В результате установлено, что ток фотодиода строго пропорционален площади диафрагмы. Это свидетельствует о равномерности освещения поля диафрагмы.

Можно полагать, что фототок через образец на линейном участке люкс-амперной характеристики должен зависеть, во-первых,

от количества электронно-дырочных пар, разделяемых полем в единицу времени, во-вторых, от величины напряженности электрического поля в области, где происходит разделение электронно-дырочных пар, и, в-третьих, от подвижности носителей заряда, участвующих в токе. Однако по всем трем позициям возникают вопросы. В работе [6] показано, что в токе в конечном счете принимают участие только основные носители заряда, концентрация которых повышается во всем образце вдоль силовой линии тока.

Фототок должен быть пропорционален количеству рожденных светом электронно-дырочных пар, которое, в свою очередь, пропорционально освещаемой площади, т.е. пропорционально квадрату диаметра диафрагмы. Однако это, по-видимому, слишком упрощенное представление. Поскольку равновесных носителей заряда в исходном материале очень мало, то даже относительно слабая интенсивность облучения создает в образце область с высоким уровнем возбуждения. Так как глубина поглощения применяемого света крайне мала (не превышает 1 мкм), при освещении в тонком слое на поверхности возникает область с высокой проводимостью (центральный, более темный круг на рис.4). Это существенно меняет картину силовых линий электрического поля. Если до освещения конфигурация поля выглядела так, как показано на рис.2, то после освещения – как на рис.4.

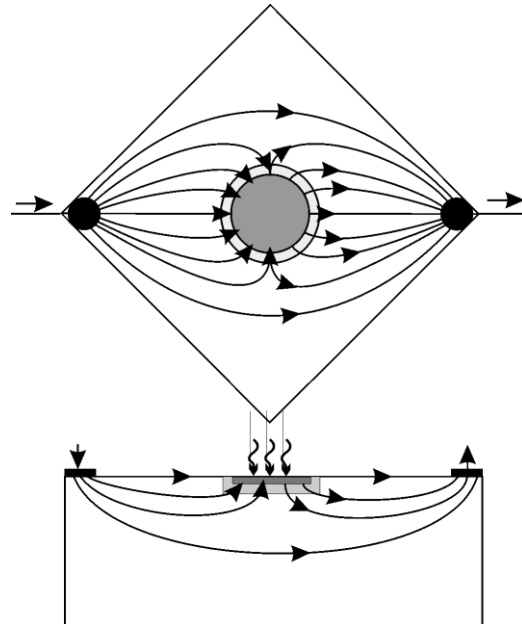


Рис.4. Картина силовых линий электрического поля в образце при локальной засветке

При подаче внешнего смещения очень маленькая его доля приходится на освещенную область с высокой концентрацией неравновесных носителей. Следовательно, в этой области сколько-нибудь заметное поле отсутствует. Неравновесные электронно-дырочные пары в этой области не разделяются, и избыточная их концентрация должна определяться процессами генерации, рекомбинации и диффузии. Те электронно-дырочные пары, которые диффундируют из этой области в неосвещаемую часть кристалла на диффузионную длину (более светлая область на рис.4) попадают в область действия электрического поля, разделяются им и создают наблюдаемый фототок. Если бы толщина образца не превышала глубины поглощения, то согласно изложенной модели фототок должен быть пропорционален длине периметра освещаемого пятна, т.е. пропорционален диаметру диафрагмы. В рассматриваемом случае толщина образца много больше глубины поглощения и силовые линии поля подходят к освещаемой области не только по поверхности, но и снизу. В этом случае фототок должен быть пропорционален количеству силовых линий, замыкающихся на освещенной области. Очевидно, что в такой модели количество свободных носителей заряда, разделяемых полем и участвующих в токе, будет меньше общего количества сгенерированных неравновесных носителей заряда. Это косвенно подтверждается сравнением тока фотодиода и тока через образец при одинаковом освещении. Ток фотодиода в фотодиодном режиме оказывается на три порядка больше.

Напряженность электрического поля, в котором происходит разделение электронно-дырочных пар, существенно зависит от длины силовой линии поля. Длины силовых

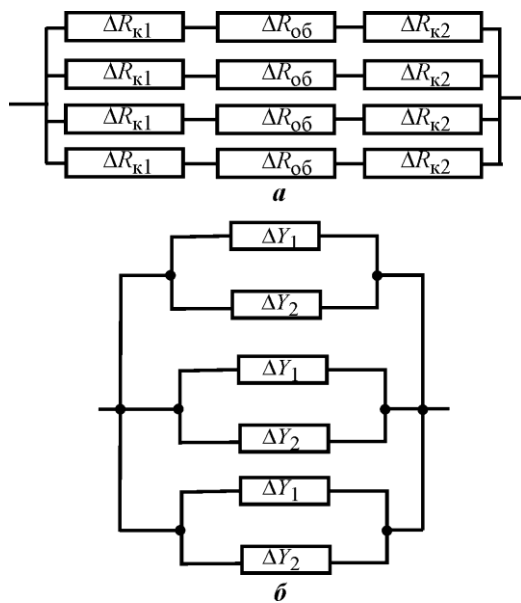


Рис.5. Уточненные эквивалентные схемы двухполюсника: *а* – без освещения (ΔR_k – сопротивление контакта, $\Delta R_{об}$ – сопротивление объема образца, относящиеся к данной силовой линии); *б* – при освещении

исходит разделение пар, а $\Delta I_{отсi} = \frac{V}{\Delta R_{обi}}$.

Если освещается z силовых линий, то результирующий ток через структуру в первом приближении будет равен $I_{рез} = \sum_{i=1}^z \Delta I_i = \left(\sum_{i=1}^z k_i \right) I_{св} + \sum_{i=1}^z \Delta I_{отсi} = k I_{св} + I_{отс}$.

Таким образом, результирующий угловой коэффициент и результирующий ток отсечки будут зависеть от числа силовых линий поля, подходящих к освещаемому участку образца.

Поскольку концентрация избыточных основных носителей заряда меняется только вдоль силовой линии поля, проходящей под освещаемым пятном, свет будет влиять только на несколько цепочек сопротивлений, а не на всю систему в целом. Поэтому чем больше силовых линий поля освещено, тем больше суммарная проводимость (Y_1+Y_2) и, соответственно, значение тока отсечки, равное в данном случае $I_{отс} = V \cdot \sum_{i=1}^z \Delta Y_{li}$.

Заключение. В результате проведенной работы установлено, что освещение небольшой локальной области образца высокоомного арсенида галлия приводит к значительному возрастанию проводимости всего образца. Зависимость углового коэффициента от диаметра диафрагмы носит степенной характер и находится между квадратичной и линейной. Ток отсечки суперлинейно зависит от диаметра освещаемой области. Предложенная модель качественно объясняет экспериментальные результаты. Для получения более точной модели необходимы дополнительные эксперименты.

линий поля, замыкающихся на освещаемой области, различны, поэтому естественно ожидать, что разным будет и результирующий вклад в фототок от различных участков освещенной области. Поэтому зависимость углового коэффициента от диаметра диафрагмы не оказывается строго квадратичной.

Зависимость токов отсечки от диаметра диафрагмы можно объяснить с помощью более детальной эквивалентной схемы (рис.5), а не схемы на рис.1,б,в. Здесь каждой силовой линии электрического поля соответствует своя цепочка сопротивлений (или проводимостей).

Элемент тока ΔI_i вдоль i -й силовой линии можно записать по аналогии с выражением (1) как $\Delta I_i = k_i I_{св} + \Delta I_{отсi}$, где k_i – коэффициент пропорциональности, зависящий от количества рожденных светом электронно-дырочных пар в единицу времени в окрестности данной (i -й) силовой линии поля и от величины самого поля в зоне, где про-

Литература

1. **Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А.** Механизм протекания тока в омических контактах металл-полупроводник // ФТП. – 2007. – Т. 41. – Вып. 11. – С. 1281–1308.
2. **Ковалев А.Н.** Современные методы усовершенствования полевых AlGaIn/GaN-гетеротранзисторов // Изв. вузов. Материалы электронной техники. – 2007. – № 2. – С. 4–17.
3. Особенности механизма электропроводности полуизолирующих монокристаллов CdTe / **Л.А. Косяченко, О.Л. Масляничук, С.В. Мельничук и др.** // ФТП. – 2010. – Т. 44. – Вып. 6. – С. 729–734.
4. **Махний В.П.** Полуизолирующие слои теллурида кадмия // Журнал технической физики. – 2005. – Т. 75. – Вып. 11. – С. 122, 123.
5. Способы снижения переходного сопротивления омических контактов к высокоомным полупроводникам с помощью оптического излучения / **В.А. Голубятников, Ф.И. Григорьев, А.П. Лысенко и др.** // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2014. – Т. 80. – № 1. – С. 35–38.
6. Применение подсветки контактов для измерений проводимости высокоомных полупроводников / **А.Г. Белов, В.А. Голубятников, Ф.И. Григорьев и др.** // ПИТЭ. – 2014. – № 3. – С. 93–96.

Статья поступила
10 июля 2014 г.

Лысенко Александр Павлович – доктор технических наук, профессор кафедры электроники и нанoeлектроники МИЭМ НИУ ВШЭ. *Область научных интересов:* физика полупроводников и полупроводниковых приборов. **E-mail:** aplysenko@hse.ru

Белов Александр Георгиевич – кандидат технических наук, старший научный сотрудник ОАО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «ГИРЕДМЕТ» (г. Москва). *Область научных интересов:* физика полупроводниковых материалов.

Голубятников Вадим Александрович – ведущий электроник кафедры электроники и нанoeлектроники МИЭМ НИУ ВШЭ. *Область научных интересов:* электроника, физика полупроводников и полупроводниковых приборов.

Строганкова Наталия Ильинична – кандидат технических наук, доцент кафедры электроники и нанoeлектроники МИЭМ НИУ ВШЭ. *Область научных интересов:* физика полупроводников и полупроводниковых приборов.

Вниманию читателей журнала «Известия высших учебных заведений. Электроника»

Оформить годовую подписку на электронную
копию журнала можно на сайтах

- **Научной электронной библиотеки:** www.elibrary.ru
- **Национального цифрового ресурса «Рукопт»:** www.rucont.ru