04

Трехэлектродная газоразрядная система — плазмохимический микрореактор

© Л.М. Порцель, Ю.А. Астров, А.Н. Лодыгин, Е.В. Берегулин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: leonid.portsel@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 18 декабря 2024 г.
В окончательной редакции 18 марта 2025 г.
Принято к публикации 07 апреля 2025 г.

Изучена возможность использования трехэлектродной системы „полупроводник-газовый разряд“ в качестве микрореактора для плазмохимической обработки поверхности полупроводниковых материалов. Система состоит из двух разрядных промежутков, разделенных металлической сеткой, которая является общим электродом. В первом промежутке формируется самостоятельный стационарный таунсендовский разряд. Заряженные частицы разряда проходят сквозь ячейки сетки и двигаются в электрическом поле второго промежутка. Обработка поверхности образца происходит во втором промежутке в результате взаимодействия потока заряженных частиц с полупроводником. Эксперименты проводились в трехэлектродной системе, заполненной аргоном. В качестве образца использовался GaAs. Изменения свойств поверхности определялось с помощью метода спектральной эллипсометрии. Показано, что облучение полупроводника ионами аргона Ar^+ приводит к очистке поверхности от слоя окисла и образованию измененного приповерхностного слоя толщиной 5−20 nm. Состав слоя представляет собой смесь кристаллического и аморфного GaAs.

Ключевые слова: газовый разряд, полупроводник GaAs, модификация свойств поверхности, эллипсометрия.

DOI: 10.61011/JTF.2025.10.61354.462-24

Введение

Методы плазмохимической обработки находят применение в самых различных областях науки и техники, начиная от обеззараживания пищевых продуктов [1] и заканчивая плазменной обработкой графена [2]. К перспективным технологиям относятся методы, где используются малые интенсивности плазмохимического воздействия на обрабатываемый объект. Одним из способов модификации свойств поверхности материалов является обработка полупроводников стационарным таунсендовским разрядом (low-energy DC Townsend discharge). Такой разряд возникает в системе „полупроводник-газовый разряд“ (semiconductor-gas-discharge system) (SGD) [3,4]. Эта система представляет собой тонкий газоразрядный промежуток, один из электродов которого изготовлен из высокоомного фоточувствительного полупроводникового материала — полуизолирующего (SI) GaAs.

При приложении к электродам газоразрядного промежутка относительно высокого напряжения $\sim 300-500$ V, в SGD-системе возникает стационарный таунсендовский разряд с пространственно-однородным распределением тока. При типичных значениях длины газоразрядного промежутка $d_1 \approx 50-200\,\mu$m и концентрации ионов на катоде разряда $\sim 0.02-2.0 \cdot 10^9\,\text{cm}^{-3}$ искажение электрического поля пространственным зарядом ионов незначительное. Поэтому при всех значениях плотности тока, которые использовались в экспериментах, напряжение поддержания разряда оставалось постоянным.

В газовом разряде могут развиваться различные типы неустойчивостей, которые в системах с металлическими электродами приводят к колебаниям или к образованию нитей тока [5,6]. В газоразрядной системе с высокоомным электродом рост флуктуаций тока и развитие неустойчивостей подавляется. Это связано с локальным падением напряжения на распределенном сопротивлении электрода и возникновением отрицательной обратной связи между током и напряжением в промежутке. Такой „стабилизированный“ разряд при малых межэлектродных расстояниях обладает всеми признаками стационарного таунсендовского разряда: объемное горение и независимость напряжения поддержания разряда от тока. Разряд существует в широком диапазоне давлений газа $p \approx 10-500$ hPa и плотностей тока $J \approx 10-500\,\mu\text{A/cm}^2$. Полупроводниковый электрод при этом должен иметь достаточно высокое удельное сопротивление $\rho > 10^6\,\Omega\cdot$cm. При меньших значениях сопротивления электрода в SGD-системе возникают неустойчивости в виде колебаний тока или пространственно-временных структур [7].

В работах [8–10] сообщалось о применении SGD микроразрядных устройств для получения слоев окислов с толщиной в несколько нанометров на поверхности полупроводниковых соединений, таких как GaAs, InAs и InAlAs. Обрабатываемый образец использовался в качестве одного из электродов SGD-системы. В экспериментах полярность приложенного к электродам системы напряжения была выбрана так, что образец служил анодом разрядной области, и окисление поверхности полу-

проводника происходило за счет воздействия электронов и продуктов таунсендовского разряда. В случае обратной полярности [8] образец являлся катодом разрядного промежутка, и облучение поверхности полупроводника происходило ионами газового разряда. В результате взаимодействия ионов с полупроводником происходили структурные изменения поверхностного слоя материала.

Требование высокого удельного сопротивления образца, который обрабатывается в SGD-системе, ограничивает возможности применения данного метода. В работе [11] была предложена трехэлектродная конструкция микрореактора, в которой обеспечивается пространственно-однородная обработка образцов в случае их высокой проводимости. Такая система состоит из двух разрядных промежутков, которые имеют общий электрод в виде металлической сетки. В первом промежутке реализуется самостоятельный таунсендовский разряд с устойчивым пространственно-однородным состоянием. Эта область устройства возбуждает во втором промежутке несамостоятельный разряд, который поддерживается потоком заряженных частиц, прошедших сквозь сетку. Обработка образца в этой области микрореактора происходит за счет продуктов газового разряда. В результате устойчивость работы устройства не зависит от сопротивления обрабатываемого образца, что представляет несомненные преимущества по сравнению с описанным выше двухэлектродным SGD-устройством. Отметим, что подобные трехэлектродные планарные системы использовались ранее для исследования фотографического процесса в AgBr [12] и преобразователе инфракрасных (ИК) изображений [13].

Настоящая работа посвящена исследованию возможности применения трехэлектродной системы, предложенной в [11], для обработки полупроводникового материала ионами газового разряда. Целью настоящей работы также является изучение нейтрализации ионов с малой кинетической энергией на поверхности полупроводника и определение состава нарушенного (модифицированного) приповерхностного слоя, который образуется в результате этого процесса.

Эксперименты проводились в трехэлектродной системе при возбуждении таунсендовского разряда в аргоне Ar при давлениях газа $p = 20 - 200$ hPa. Изучались особенности горения разряда с сетчатым катодом и формирование потока ионов в области микрореактора, где происходила обработка полупроводника. Свойства приповерхностного слоя образца изучались методом спектральной эллипсометрии.

1. Методика эксперимента и результаты измерений

Схема трехэлектродной системы показана на рис. 1. Первый промежуток *1* сформирован отверстием в диэлектрической прокладке *6*, помещенной между полупроводниковым электродом *4* и металлической сеткой *3*. Электрод изготовлен из фоточувствительного полуизолирующего (SI) GaAs. Область спектральной чувствительности такого материала составляет $\lambda = 0.8 - 1.7\,\mu$m. На внешней поверхности электрода сформирован прозрачный электрический контакт путем термического напыления в вакууме металла (Ni). GaAs-электрод освещался источником инфракрасного ИК излучения, что позволяло регулировать его сопротивление с помощью изменения интенсивности света.

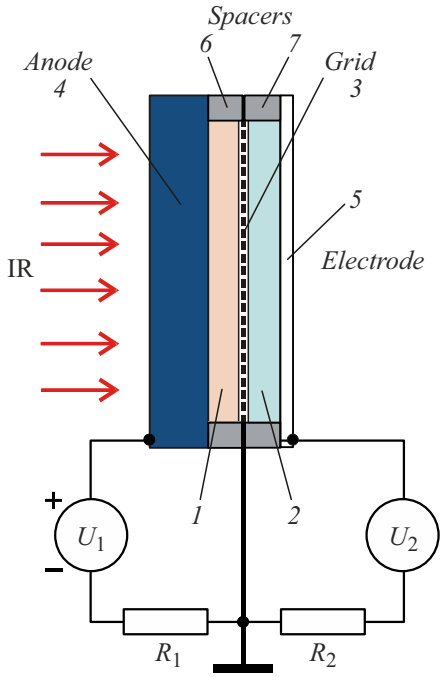

Рис. 1. Схема трехэлектродной SGD-системы: *1* — газоразрядный промежуток, в котором возбуждался таунсендовский разряд, *2* — второй промежуток, *3* — сетка, *4* — полупроводниковый электрод, *5* — электрод второго промежутка, *6*, *7* — диэлектрические прокладки, U_1 — источник напряжения газового разряда. U_2 — источник напряжения, IR — поток ИК излучения.

Второй промежуток *2* образован отверстием в диэлектрической прокладке *7*, помещенной между сеткой и электродом *5*. В качестве электрода применялась стеклянная пластина с проводящим покрытием SnO_2. Сопротивление такого электрода составляло $\sim 100\,\Omega$. В экспериментах по обработке полупроводникового материала ионами газового разряда в качестве электрода использовался образец GaAs с низким удельным сопротивлением.

Электрод *3* изготовлен из плетеной металлической сетки с пространственным периодом 15 l/mm и расстоянием между центрами квадратных ячеек $a = 66\,\mu$m. Диаметр проволоки d составлял $18\,\mu$m. Размер свободного пространства — „апертуры“ — в ячейке сетки равнялся $\sim 48 \times 48\,\mu$m.

Устройство питалось двумя источниками напряжения в полярностях, показанных на рис. 1. Сопротивления R_1

и R_2 служили для измерения тока разряда в первом промежутке *1* и тока заряженных частиц во втором промежутке *2* соответственно.

Трехэлектродная SGD-система помещалась в герметическую камеру с оптическими окнами для освещения электрода и наблюдения пространственной однородности горения разряда. Изображение газового разряда регистрировалось CCD-камерой PIEPER. В качестве источника света использовалась лампа накаливания. Камера заполнялась Ar при давлении газа $p = 20 - 200$ hPa. Между электродом *4* и сеткой *3* приложено положительное напряжение $+U_1$. При значении U_1, превышающем напряжение пробоя газа, в первом промежутке формируется самостоятельный таунсендовский разряд с пространственно-однородным распределением плотности тока J_1. Ток разряда определялся давлением газа, приложенным напряжением U_1 и сопротивлением электрода *4*, которое зависело от интенсивности освещения полупроводника. Питание системы осуществлялось источником постоянного напряжения High Voltage Power Supplies PS300 Stanford Research Systems. Для поддержания постоянного значения J_1 источник напряжения работал в режиме стабилизации тока. Почти во всех экспериментах плотность тока газового разряда в промежутке *1* поддерживалась равной $J_1 = 50\,\mu\text{A/cm}^2$. В случае измерений, проведенных при другом значении J_1, в соответствующем месте текста будет дано необходимое пояснение. Кроме того, все эксперименты данного исследования проводились в SGD-системе, длины газоразрядных промежутков в которой составляли: первого $d_1 = 200\,\mu$m и второго $d_2 = 120\,\mu$m. Площади первого и второго промежутков составляли $S_1 = 2\,\text{cm}^2$ и $S_2 = 1\,\text{cm}^2$ соответственно.

Полярность приложенного к электродам первого промежутка напряжения U_1 в экспериментах была выбрана так, что сетка являлась катодом газового разряда, и ток в области сетки был обусловлен потоком ионов. Часть заряженных частиц проходила сквозь ячейки сетки и попадала в промежуток *2*. При этом в цепи сетка — электрод *5* — источник напряжения — сопротивление R_2 возникал электрический ток J_2. Значение тока определялось как падение напряжения на сопротивлении R_2. Напряжение измерялось вольтметром KEITHLEY 2000 с высоким входным сопротивлением $> 10\,\text{G}\Omega$. Величина и полярность напряжения U_2 определяли вид вольт-амперной характеристики (ВАХ) промежутка *2*.

На рис. 2 представлена типичная ВАХ промежутка *2*, электродом которого была стеклянная пластина с проводящим покрытием. Как видно из рисунка, при нулевом напряжении $U_2 = 0$ в промежутке *2* протекал ток J_0, обусловленный ионами, инжектированными из разряда в промежутке *1*. Значение тока J_0 отмечено на графике горизонтальной стрелкой.

На рис. 3 показано изображение излучения разряда в первом промежутке при значении $U_2 = 0$. Светлое изображение соответствует свечению разряда, которое видно

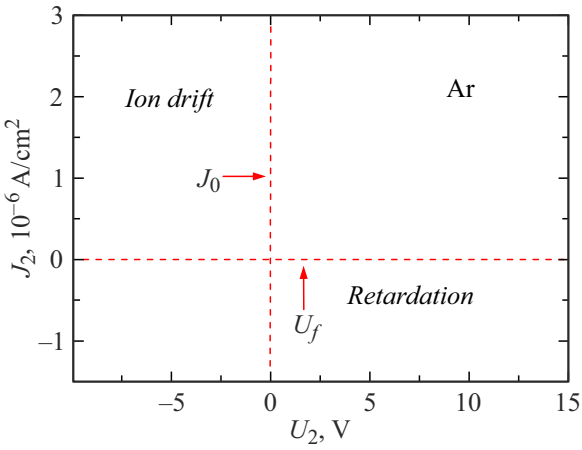

Рис. 2. Зависимость плотности тока в промежутке (2) от напряжения. Давление газа $p = 50$ hPa. Плотность тока разряда $J_1 = 50\,\mu\text{A/cm}^2$. Пояснения в тексте.

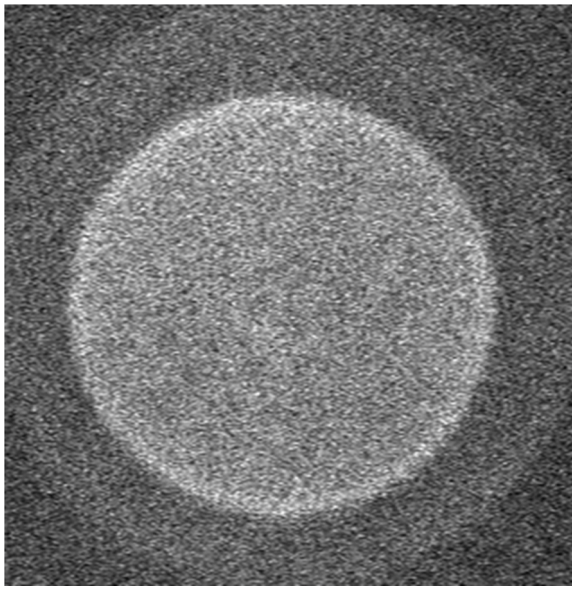

Рис. 3. Изображение излучения разряда в первом промежутке. Диаметр темного кольца соответствует размеру отверстия в прокладке (*6*), которая формирует газоразрядную область. Светлый диск — изображение разряда, которое видно сквозь сетку и второй промежуток.

сквозь сетку и ограничено размером отверстия в диэлектрической прокладке *7*. Диаметр отверстия в прокладке *6*, которое формирует газоразрядную область, больше, чем диаметр области второго промежутка. Часть изображения разряда видна сквозь сетку и прокладку *7*, изготовленную из слюды. Поэтому изображение в этой области более темное. Разряд имеет объемную форму горения с пространственно-однородным распределением тока. Инжектированные из разряда во второй промежуток ионы также имеют пространственно-однородное распределение.

При отрицательном значении приложенного к электроду *5* напряжения U_2 ионы во втором промежутке ускоряются (ion drift), что приводит к увеличению ионного тока J_2. Такой режим использовался при работе трехэлектродной SGD-системы в качестве микрореактора для обработки полупроводниковых материалов. При взаимодействии потока ионов во втором промежутке с полупроводником происходит изменение свойств поверхности образца. Пространственно-однородное распределение потока ионов обеспечивает однородность изменения свойств поверхности.

При положительном значении напряжения U_2 происходит торможение ионов (retardation), прошедших сквозь сетку (рис. 2). Плотность тока J_2 уменьшается, и при некотором значении напряжения U_2 ток становится равным нулю. При дальнейшем увеличении U_2 происходит смена знака тока и наблюдается отрицательная ветвь ВАХ. Ток в этой области, по-видимому, связан с электронами, которые образуются в результате фотоионизации атомов газа излучением разряда в первом промежутке.

ВАХ (рис. 2) по форме напоминает ВАХ ленгмюровского зонда. По аналогии значение напряжения U_f, при котором ток ионов J_2 становится равным нулю, можно определить как плавающий потенциал (floating potential). Это значение отмечено на графике вертикальной стрелкой.

Как выяснилось в ходе экспериментов, значение тока J_2 при $U_2 = 0$ зависело от величины сопротивления R_2. Для изучения такой особенности работы системы эксперименты проводились без источника питания второго промежутка. Для этого сопротивление R_2 подключалось непосредственно между сеткой *3*, находящейся при нулевом потенциале, и электродом *5*. В качестве электрода использовалась стеклянная пластина. Падение напряжения на сопротивлении R_2 соответствовало потенциалу электрода *5*.

На рис. 4, *a* представлена зависимость потенциала $U(R_2)$ электрода *5* от величины сопротивления R_2, построенная в двойном логарифмическом масштабе. На рис. 4, *b* — зависимость плотности тока инжектированных ионов $J_2(R_2) = U(R_2)/R_2$. Данные показаны для трех давления $p = 20$, 50 и 150 hPa. Длина газоразрядного промежутка *1* составляла $d_1 = 200\,\mu$m. При таких параметрах системы значения $p \cdot d_1$ разряда соответствовали минимуму и правой ветви кривой Пашена.

При значениях сопротивления нагрузки, меньших $10^5\,\Omega$, наблюдается линейная зависимость $U(R_2)$, а при дальнейшем увеличении сопротивления напряжение на электроде *5* достигает предельного значения U_0. При малых значениях сопротивления нагрузки плотность тока J_2 остается практически постоянной и уменьшается с увеличением R_2.

Такую зависимость напряжения U и плотности тока J_2 от сопротивления R_2 можно объяснить, рассмотрев эквивалентную схему электрической цепи, которая состоит

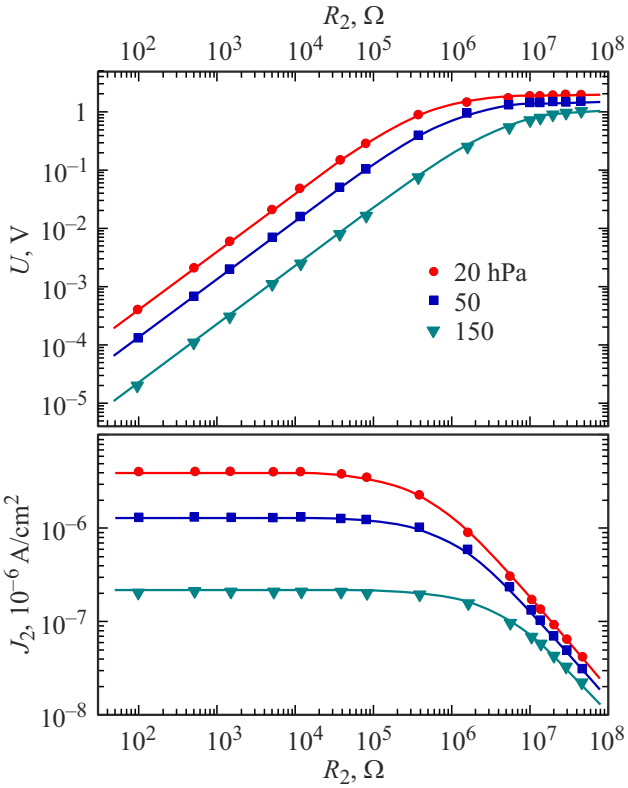

Рис. 4. *a* — зависимость напряжения U на электроде (*5*) от сопротивления R_2; *b* — плотность тока инжектированных ионов во втором промежутке J_2. Символы соответствуют значениям, измеренным при давлениях газа $p = 20$, 50 и 150 hPa. Сплошные кривые — расчет по формуле (1), в качестве подгоночных параметров использовались U_0 и R_{D2}.

из источника питания U_0 с внутренним сопротивлением R_{D2} и сопротивления нагрузки R_2. Напряжение на нагрузке U, в этом случае равно

$$U = \frac{U_0 R_2}{R_{D2} + R_2}. \qquad (1)$$

Значение тока $J = U/R_2$ в такой цепи зависит от соотношения внутреннего сопротивления источника напряжения R_{D2} и сопротивления нагрузки R_2. Так, при сопротивлении нагрузки, значительно меньшем R_{D2}, ток мало зависит от сопротивления R_2 и равен $J \approx U_0/R_{D2}$. Как видно из графика, такое значение тока сохраняется в пределах изменения величины нагрузочного сопротивления до $R_2 \approx 10^5 - 10^6\,\Omega$. С увеличением сопротивления нагрузки при $R_2 > R_{D2}$ ток резко уменьшается и стремится к значению $J = U_0/R_2$.

Сплошными линиями на рис. 4 показаны зависимости $U(R_2)$ и $J_2(R_2)$, рассчитанные по формуле (1). Подгоночными параметрами были U_0 и R_{D2}. В табл. 1 приведены значения U_0, R_{D2} и J_0, полученные в результате обработки экспериментальных данных для давлений газа $p = 20 - 150$ hPa.

Измерения ВАХ второго промежутка (рис. 2) проводилось при значении сопротивления нагрузки

Таблица 1. Значения U_0, R_{D2} и $J_2(R_2 = 100\,\Omega)$, измеренные для давлений газа $p = 20 - 150$ hPa

d_2, μm	Данные	p, hPa					
		150	100	75	50	35	20
120	U_0, V	1.1	1.2	1.3	1.5	1.62	2
	R_{D2}, Ω	$5 \cdot 10^6$	$3.2 \cdot 10^6$	$2.0 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^5$	$5.0 \cdot 10^5$
	$J_2(100)$, μA/cm^2	0.2	0.4	0.7	1.3	2.2	4.0

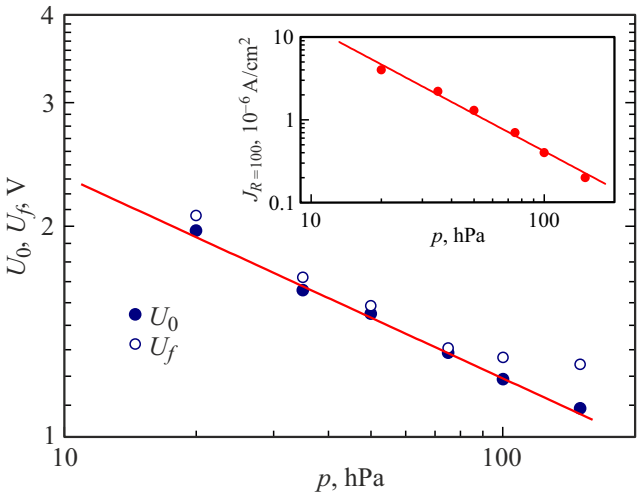

Рис. 5. Зависимость напряжения U_0 и „плавающего потенциала“ U_f от давления газа. На вставке — зависимость плотности тока $J_{R=100}$ от давления, измеренная при $R_2 = 100\,\Omega$ и $U_2 = 0$.

$R_2 = 12\,\mathrm{k}\Omega$. Таким образом, значение J_0, отмеченное стрелкой на рис. 2, соответствует постоянному значению J_2 и может служить одним из параметров состояния системы.

Ток второго промежутка при значении $U_2 = 0$ связан с диффузионно-дрейфовым движением ионов в слабом электрическом поле, которое вызвано искажением потенциала в ячейках сетки. Как было отмечено выше, размер свободного пространства (апертуры) в ячейке составлял $\sim 48 \times 48\,\mu$m. Длина промежутка $d_2 = 120\,\mu$m сравнима с размером ячейки сетки. При таком соотношении параметров системы возможно сильное искажение потенциала в ячейках сетки и проникновение электрического поля разряда во второй промежуток [14,15]. Усредненный потенциал в *2* можно сопоставить с напряжением источника питания эквивалентной схемы U_0, а R_{D2} — с сопротивлением второго промежутка, которое определяется потоком ионов.

Приложение к электроду *5* положительного напряжения U_2 при измерении ВАХ (рис. 2) вызывает появление дополнительного электрического поля во втором промежутке, которое тормозит ионы и приводит к уменьшению тока. Нулевое значение тока ионов $J_2 = 0$ достигается в случае, когда электрическое поле U_f/d_2 компенсирует поле, вызванное искажением потенциала в ячейках сетки. Таким образом, напряжение источника питания U_0 эквивалентной схемы и плавающий потенциал U_f по физическому смыслу близки друг к другу. На рис. 5 показана зависимость потенциала U_0 от давления газа. Данные построены в двойном логарифмическом масштабе. Увеличение давления приводит к уменьшению потенциала электрода *5*. На графике также показаны значения U_f, измеренные при тех же давлениях. Как видно, U_0 и U_f имеют примерно одинаковые значения при относительно малых давлениях и различаются при $p > 70$ hPa.

Зависимость плотности тока $J_{R=100}(p)$ от давления газа, измеренная при значении $R_2 = 100\,\Omega$ и $U_2 = 0$ (рис. 4, *b*), показана на вставке рис. 5. Увеличение давления газа приводит к уменьшению плотности тока. Уменьшение значений напряжения U_0 и тока $J_{R=100}$ с ростом давления, по-видимому, можно объяснить изменением электрической прозрачности сетки.

На рис. 6, *a* показаны ВАХ второго промежутка, измеренные при отрицательных значениях напряжения на электроде U_2 и давлениях газа $p = 50$, 75 и 100 hPa. При такой полярности напряжения инжектированные из разряда в первом промежутке ионы ускоряются в электрическом поле второго промежутка. При значениях напряжения $U_2 \approx 0 - 10$ V наблюдается нелинейность тока, а при бóльших напряжениях зависимость тока становится почти линейной. Значение концентрации ионов N_{ion} можно вычислить из величины дифференциального сопротивления второго промежутка:

$$N_{ion}(U_2) = \frac{\Delta J_2 d_2}{\Delta U_2 q \mu(p)}, \qquad (2)$$

где ΔJ_2 и ΔU_2 — изменения плотности тока и напряжения соответственно, q — заряд электрона, $\mu(p) = 1444/p\,\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{V}^{-1} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ (p измеряется в mmHg) — подвижность ионов [16].

Зависимости концентраций ионов $N_{ion}(U_2)$, рассчитанные по формуле (2) для давлений газа $p = 50$, 75 и 100 hPa, показаны на рис. 6, *b* сплошными линиями. Символы соответствуют значениям концентрации ионов на катоде разряда в первом промежутке — сетке *3*. Концентрации рассчитаны для указанных давлений газа и плотности тока $J_1 = 50\,\mu\mathrm{A/cm}^2$ как $N_{cathode} = J_1 d_1/(q\mu U_S)$. Напряжение поддержания разряда составляло $U_S = 207$, 227, 250 V для соответствующих давлений газа.

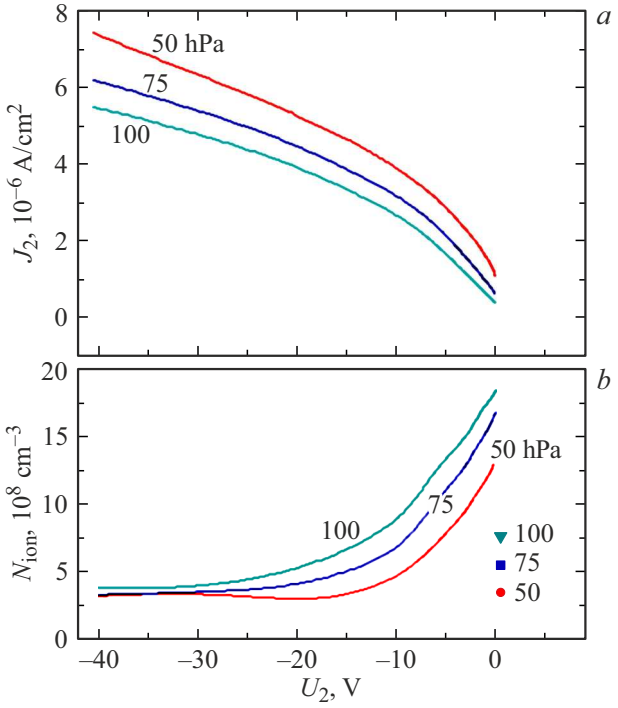

Рис. 6. *a* — зависимость плотности тока J_2 от напряжения на втором промежутке U_2 при давлениях газа $p = 50$, 75 и 100 hPa; *b* — концентрация ионов во втором промежутке в зависимости от напряжения U_2, определенная из ВАХ для разных давлений газа. Символами показаны значения концентрации ионов на катоде разряда в первом промежутке $N_{cathode}$.

При нулевом и относительно малом напряжении U_2 концентрация ионов в промежутке *2* N_{ion}, как следует из рисунка, больше чем концентрация ионов на катоде $N_{cathode}$. По-видимому, поток инжектированных из разряда ионов больше, чем поток ионов, дрейфующих в слабом поле второго промежутка. При увеличении поля скорость потока ионов увеличивается, и уже при $U_2 > 10$ V концентрация N_{ion} становится меньше, чем на катоде. При таких условиях N_{ion} во втором промежутке ограничивается в основном током разряда J_1 и электрической прозрачностью сетки. ВАХ приближается к линейной зависимости. Нелинейности ВАХ при малых напряжениях связаны, таким образом, с избыточной концентрацией ионов во втором промежутке по сравнению с концентрацией ионов на сетке *3* — катоде разряда в первом промежутке $N_{cathode}$.

2. Пример обработки полупроводника ионами

В экспериментах по обработке поверхности полупроводника ионами газового разряда использовался образец *n*-GaAs с удельным сопротивлением $\rho \approx 1\,\Omega\cdot$cm. Исходные пластины GaAs диаметром 28 mm и толщиной 0.56 mm были механически отполированы. Затем поврежденный приповерхностный слой толщиной около 50 μm был удален с образца методом химико-механической полировки с использованием 5–8 % водного раствора NaOCl. После соответствующей обработки пластина GaAs была помещена в микрореактор (рис. 1).

Облучение проводилось при длине газоразрядного промежутка $d_1 = 200\,\mu$m, $d_2 = 120\,\mu$m и давлении газа Ar $p = 50$ hPa. Плотность тока газового разряда устанавливалась на уровне $J_1 = 200\,\mu$A/cm^2. Плотность тока J_2 определялась величиной напряжения U_2, а доза облучения $Q = J_2 \cdot t$ — плотностью тока и временем процесса t.

Для оценки структурных изменений поверхностного слоя полупроводника использовался метод спектральной эллипсометрии (SE). Измерения проводились до и после обработки ионами поверхности GaAs образца с помощью эллипсометра SEMILAB SE2000 при угле падения света $\varphi_0 = 70^\circ$ в диапазоне энергий фотонов $E = 1.5 - 5.0$ eV. Изменение поляризации света после отражения от поверхности образца определялось как комплексное число ρ, равное отношению коэффициентов отражения с параллельной R_S и перпендикулярной R_P к плоскости падения поляризацией:

$$\rho = \frac{R_P}{R_S} = \tan\Psi e^{i\Delta}, \tag{3}$$

где Ψ и Δ — поляризационные углы, которые измеряются эллипсометром в процессе эксперимента.

Структура и толщина поверхностного слоя были получены путем сравнения SE-данных с модельным расчетом. Использовалась трехслойная модель, состоящая из GaAs-подложки, поверхностного слоя и вакуума (воздуха). Диэлектрическая функция слоя соответствовала выбранному материалу, либо определялась в приближение эффективной среды Брюггемана (effective medium approximations EMA). Реальный поверхностный слой в этом приближении заменялся слоем, состоящим из разных материалов и имеющим эффективную диэлектрическую функцию среды [17]. Параметры модели, соответствующие толщине и составу слоя, варьировались для минимизации ошибки между экспериментальными и расчетными спектральными зависимостями поляризационных углов Ψ, Δ. Использовалось программное обеспечение эллипсометра.

Комплексная псевдодиэлектрическая функция (PD) $\varepsilon = \varepsilon_1 + i \cdot \varepsilon_2$ была рассчитана в модели отражения света от однородной полубесконечной среды [18]. Эта функция непосредственно связана с электронной структурой полупроводника и определяет оптические свойства поверхности.

На рис. 7 показаны зависимости мнимой части $\varepsilon_2(E)$ PD функции от энергии фотонов, определенные для различных доз облучения образца ионами Ar^+. Данные соответствуют образцу с необработанной поверхностью и образцу, облученному ионами с дозой $Q = 0.5$ C/cm^2.

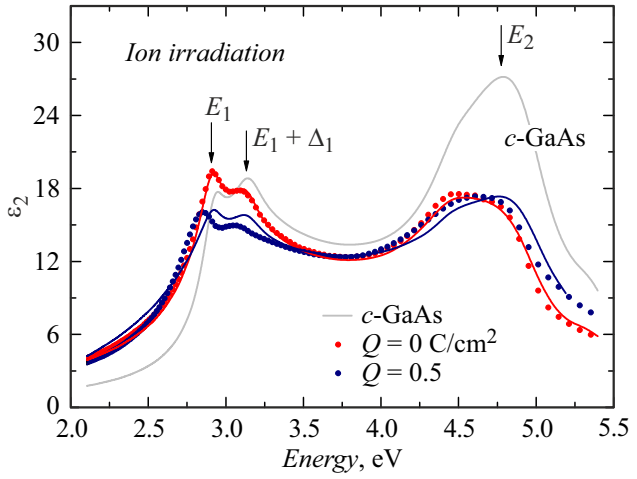

Рис. 7. Спектр мнимой части псевдодиэлектрической функции. Символы соответствуют экспериментальным значениям $\varepsilon_2(E)$, полученным из SE данных для образцов GaAs с разными дозами облучения ионами Ar^+ – Q = 0 и 0.5 C/cm^2. Сплошные линии — расчетные зависимости в EMA модели поверхностного слоя. Спектр PD функции кристаллического c-GaAs также показан на графике.

На графике также показана зависимость $\varepsilon_2(E)$ PD функции кристаллического c-GaAs. Спектр содержит пики при энергиях E_1, $E_1 + \Delta_1$ ($h\nu = 2.91$ и 3.14 eV) и E_2 (4.77 eV), которые соответствуют межзонным переходам в критических точках кристаллической структуры GaAs [19,20].

Спектральная зависимость мнимой части PD для образца с необработанной поверхностью отличается от PD кристаллического c-GaAs. Основные изменения наблюдаются в спектральной области $\sim 4.5 - 5$ eV. Глубина проникновения света при таких энергиях фотонов минимальна, значения ε_2 PD в этой спектральной области наиболее чувствительны к состоянию поверхности. Как показали XPS (X-ray photoelectron spectroscopy — рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия) измерения [6], на поверхности образцов GaAs присутствует слой окисла — Ga_2O_3 и As_2O_3. Наиболее устойчивым является соединение Ga_2O_3. Поэтому в SE расчетах использовалась модель слоя с диэлектрической функцией этого материала. Толщина слоя, полученная в результате сравнения расчета с экспериментом, составила 3 nm. Сплошной линией на графике показана расчетная зависимость $\varepsilon_2(E)$.

Облучение поверхности образца ионами Ar^+ приводит к уменьшению амплитуды максимумов спектра и небольшому сдвигу энергий дублетов E_1, $E_1 + \Delta_1$ в область меньших энергий. Аналогичные изменения в спектрах диэлектрической функции образцов GaAs наблюдались в [8,21,22] при обработке поверхности полупроводника ионами газового разряда и ионной имплантации. Изменение оптических свойств поверхности полупроводника авторы этих работ связывали с образованием области материала с поврежденной кристаллической структурой. Накопление структурных дефектов в решетке приводит к образованию аморфных слоев на поверхности полупроводника. Определение диэлектрической функции слоев с нарушенной структурой обычно проводится в предположении, что материал представляет собой физическую смесь кристаллического и аморфного GaAs, и используется EMA приближение эффективной среды.

Измерения профиля химического состава образцов, проведенные в [8] XPS- методом, не выявили изменения состава полупроводникового материала и появления оксидов в результате облучения полупроводника ионами N_2^+. В цитируемой работе предполагалось, что модифицированный слой состоит из смеси c-GaAs, a-GaAs и Void. Материал „Void“ имеет диэлектрическую функцию вакуума, и включение в состав слоя такого элемента физически означает либо шероховатость поверхности, либо пористость материала.

Сплошными линиями на рисунке показаны зависимости мнимой части PD ε_2, полученные путем подгонки экспериментальных SE и расчетных данных в модели модифицированного c-GaAs, a-GaAs, Void слоя. Процентное соотношение материалов и толщина слоя для разных доз облучения $Q = 0.023 - 0.5$ C/cm^2 приведены в табл. 2. В таблице также указано значение толщины слоя Ga_2O_3 окисла на необработанной поверхности полупроводника.

На рис. 7 видно, что модель GaAs с природным оксидным слоем хорошо описывает оптические свойства необработанной поверхности. Для образца, облученного ионами Ar^+, к сожалению, не наблюдается такого совпадения расчетной и экспериментальной зависимостей $\varepsilon_2(E)$. Как отмечали авторы [22], модель EMA не всегда способна правильно описать поведение спектра диэлектрической функции при переходе от кристаллического материала к аморфному. Лучшего результата можно достичь в приближении, в котором диэлектрическая функция представляется в виде суперпозиции гармонических осцилляторов. Тем не менее для анализа эффекта облучения поверхности GaAs ионами мы ограничились рассмотрением модели EMA, которая позволяет определить толщину нарушенного слоя.

На рис. 8 показана толщина нарушенного слоя в зависимости от дозы облучения образца ионами $Q = J_2 \cdot t$ C/cm^2. Как было отмечено выше, на необработанной поверхности GaAs имеется слой окисла Ga_2O_3 толщиной ~ 3 nm. Облучение полупроводника Ar^+ с малой дозой $Q = 0.025$ C/cm^2 приводит к незначительным изменениям SE данных по сравнению с необработанной поверхностью. Удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей Ψ, Δ удалось получить путем включения в модель модифицированного слоя вместе с Ga_2O_3 небольшого количества аморфного a-GaAs (табл. 2). При увеличении дозы облучения оксидный слой исчезает, и на поверхности образуется нарушенный слой, состав которого указан в табл. 2.

Таблица 2. Параметры модели модифицированного слоя GaAs образцов с разной дозой облучения ионами Ar^+, полученные в результате сравнения экспериментальных и расчетных SE данных

Доза, C/cm^2	Модифицированный GaAs-слой				Толщина, nm
	Ga_2O_3, %	*c*-GaAs, %	*a*-GaAs, %	Void, %	
0	100				3.2
0.025	92	–	8	–	2.9
0.056		67	12	21	6.88
0.1		67	20	13	12.6
0.3		67	20	13	14.5
0.5		63	27	10	15.7

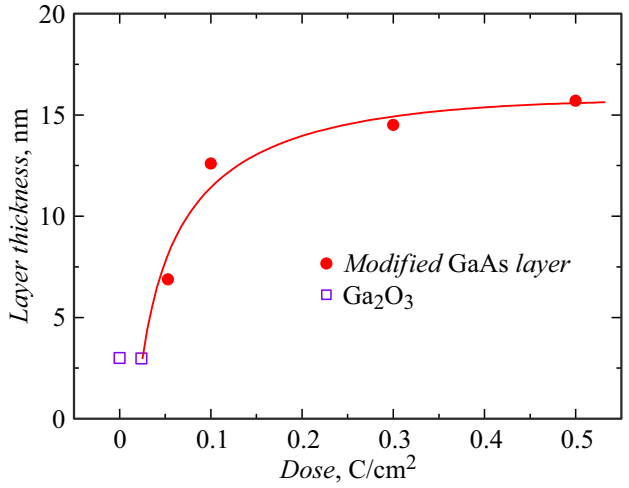

Рис. 8. Зависимость толщины нарушенного слоя от дозы облучения GaAs ионами Ar^+.

Состав слоя незначительно меняется с увеличением дозы облучения. Зависимость толщины слоя от дозы имеет нелинейный характер.

Заключение

В работе исследуется инжекция положительно заряженных ионов из самостоятельного таунсендовского разряда, которые при взаимодействии с поверхностью полупроводниковых материалов изменяют их свойства. Эффект изучается в планарной трехэлектродной структуре, в которой металлическая сетка является общим электродом. Устойчивость пространственно-однородного состояния газоразрядных процессов в устройстве обеспечивается тем, что один из электродов области самостоятельного разряда выполнен из полупроводника с высоким удельным сопротивлением. Малая плотность объемного заряда в промежутках дает возможность интерпретировать наблюдаемые закономерности с привлечением простых представлений физики газового разряда. С экспериментальной точки зрения исследуемая структура интересна также тем, что позволяет исследовать процессы инжекции в газовую среду положительных ионов, а также изучать стационарные состояния несамостоятельных разрядов.

В трехэлектродной SGD-системе проведена экспериментальная обработка полупроводникового GaAs-образца ионами аргона при разных дозах облучения $Q = 0.025 - 0.5\,\mathrm{C/cm^2}$. Удельное сопротивление образца составляло $\sim 1\,\Omega\cdot\mathrm{cm}$. Показано, что взаимодействие Ar^+ с поверхностью GaAs приводит к удалению окисла и образованию слоя материала с нарушенной структурой, состоящей из смеси кристаллического и аморфного GaAs. Средняя кинетическая энергия движения ионов в экспериментах ненамного превышала энергию теплового движения атомов газа. Возникновение структурных изменений в приповерхностной области кристалла, возможно, связано с механизмом нейтрализации заряженных частиц на поверхности полупроводника. Нейтрализация ионов происходит в результате оже-процесса, в котором электрон валентной зоны полупроводника туннелирует в основное состояние иона [23]. Энергия, высвобождающаяся при нейтрализации иона, передается электронной подсистеме полупроводника и может приводить к возникновению структурных дефектов.

Мы полагаем, что рассматриваемый в работе способ инжекции ионов с малой кинетической энергией может быть использован — при соответствующем составе газов — для плазмохимической обработки конденсированных сред как диэлектрических, так и проводящих.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Толмачеву В.А. и Большакову В.О. за помощь в проведении эллипсометрических измерений.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] C. Pignata, D. D'Angelo, E. Fea, G. Gilli. J. Appl. Microbiol., **122**, 1438 (2017). DOI: 10.1111/jam.13412

[2] A. Dey, A. Chroneos, N.St.J. Braithwaite, R.P. Gandhiraman, S. Krishnamurthy. Appl. Phys. Rev., **3**, 021301 (2016).

[3] Ю.А. Астров, В.В. Егоров, Ш.С. Касымов, В.М. Муругов, Л.Г. Парицкий, С.М. Рывкин, Ю.Н. Шереметьев. Квантовая электроника, **4** (8), 1681 (1977).

[4] V.M. Marchenko, H.-G. Purwins, L.M. Portsel, Yu.A. Astrov. *Semiconductor-Gas-Discharge Device for Fast Imaging in the Infrared, Physics, Engineering and Applications* (Shaker Verlag, Aachen, 2016)

[5] Z.Lj. Petrović, A.V. Phelps. Phys. Rev. E, **27**, 2806, 2825 (1993).

[6] Е.Л. Гуревич, Ю.П. Райзер, Х.-Г. Пурвинс. ЖТФ, **76** (2), 36 (2006).

[7] L.M. Portsel, A.N. Lodygin, Yu.A. Astrov. J. Phys. D: Appl. Phys., **42**, 235208 (2009).

[8] E.L. Gurevich, S. Kittel, R. Hergenröder, Yu.A. Astrov, L.M. Portsel, A.N. Lodygin, V.A. Tolmachev, A.V. Ankudinov. J. Phys. D: Appl. Phys., **43**, 275302 (2010). DOI: 10.1088/0022-3727/43/27/275302

[9] M.S. Aksenov, A.Yu. Kokhanovskii, P.A. Polovodov, S.F. Devyatova, V.A. Golyashov, A.S. Kozhukhov, I.P. Prosvirin, S.E. Khandarkhaeva, A.K. Gutakovskii, N.A. Valisheva, O.E. Tereshchenko. Appl. Phys. Lett., **107**, 173501 (2015).

[10] M.S. Aksenov, A.K. Gutakovskii, I.P. Prosvirin, D.V. Dmitriev, A.A. Nedomolkina, N.A. Valisheva. Mater. Sci. Semicond. Process., **102**, 104611 (2019).

[11] Yu.A. Astrov, A.N. Lodygin, L.M. Portsel, A.A. Sitnikova. J. Appl. Phys., **124**, 103303 (2018). DOI: 10.1063/1.5042487

[12] Yu.A. Astrov, V. Zhelev, J. Malinowski, S.M. Ryvkin. Phys. Status Solidi (a), **61**, K127 (1980).

[13] Х.Т. Йулдашев, З. Хайдаров, Ш.С. Касымов. Успехи прикладной физики, **4** (6), 580 (2016).

[14] F.H. Read, N.J. Bowring, P.D. Bullivant, R.R.A. Ward. Rev. Sci. Instrum., **69**, 2000 (1998). DOI: 10.1063/1.1148888

[15] P.D. Goldan, F.L.J. Yadlowsky, E.C. Whipple Jr. J. Geophys. Res., **78**, 2907 (1973).

[16] A.L. Ward. Phys. Rev., **112** (6), 1852 (1958).

[17] D.A.G. Bruggeman. Ann. Phys. (Leipzig), **24**, 636 (1936).

[18] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light* (Amsterdam, North-Holland, 1977)

[19] P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis, M. Cardona. Phys. Rev. B, **35**, 9174 (1987).

[20] S. Ozaki, S. Adachi. J. Appl. Phys., **78**, 3380 (1995).

[21] E. Schubert, N. Razek, F. Frost, A. Schindler, B. Rauschenbach. J. Appl. Phys., **97**, 023511 (2005).

[22] M. Erman, J.B. Theeten, P. Chambon. J. Appl. Phys., **56**, 2664 (1984).

[23] H.D. Hagstrum. Phys. Rev., **122**, 83 (1961).