

Гексагональные структуры тока в системе „полупроводник—газоразрядный промежуток“

© Ю.А. Астров, А.Н. Лодыгин, Л.М. Порцель

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

(Поступило в Редакцию 7 июня 2010 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования границы устойчивости пространственно однородного состояния горения разряда в плоском зазоре криогенной системы „полупроводник—газоразрядный промежуток“, заполненной азотом. Полупроводниковый катод изготавливался из монокристаллического кремния, легированного глубокой примесью. Получены количественные данные относительно условий возникновения гексагональной диссипативной структуры в распределении тока для двух значений длины разрядного промежутка при изменении давления газа и проводимости катода. Обнаружено, что при фиксированной величине зазора появление критического состояния может быть приближенно описано некоторой универсальной функцией проводимости электрода и давления газа.

Введение

Спонтанное формирование пространственно неоднородных состояний — диссипативных структур (ДС) происходит в неравновесных системах различной природы, в том числе гидродинамических, химических, оптических, биологических и электронных [1,2]. Разнообразие сценариев самоорганизации ДС наблюдается в криогенном электронном устройстве „полупроводник—газоразрядный промежуток“ (ПП—ГРП) [3]. Устройство включает разрядную область с типичной величиной межэлектродного расстояния $d = 0.5–1.0$ mm и диаметром разрядного канала 20–30 mm. Эффект наблюдается при температуре T , близкой к 100 K, при использовании полупроводниковых катодов, которые изготавливаются из монокристаллического кремния, легированного глубокой примесью (Zn, Pt или Au). При этом катод имеет высокое сопротивление в неосвещенном состоянии, и его проводимость может легко контролироваться инфракрасным (ИК) светом малой интенсивности.

В работах [4–6] было обнаружено образование регулярных гексагональных и полосовых структур в распределениях тока. Могут наблюдаться и более сложные ДС, такие, например, как спирали и мишени (targets) [7], а также стационарные структуры, состоящие из нитей тока большой плотности [8]. Опытные данные свидетельствуют, что ДС в системах ПП—ГРП могут существовать в широкой области изменения фиксированных и управляющих параметров. В цитируемых работах величина σ находилась в интервале $10^{-9}–10^{-7}$ ($\Omega \cdot \text{cm}$) $^{-1}$, диапазон изменения $d = 0.3–1.5$ mm, величина давления газа p (измеряемая в охлажденном состоянии системы) внутри диапазона 100–400 hPa. В диссертации [9] исследовалось многообразие ДС в криогенных системах ПП—ГРП с кремниевыми электродами в условиях запол-

нения промежутка как азотом, так и другими газами: Ar, He и Ne.

В ряде работ, где рассматривался механизм образования структур в данных системах, предполагалось, что в основе явления лежит отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС) разрядной области [8,10,11]. В качестве причины ОДС полагался переход режима разряда от таунсендовского к тлеющему при увеличении плотности тока, что обусловлено накоплением объемного заряда ионов в промежутке. Однако критическая величина плотности тока j_{cr} , при которой в опытах возникают ДС в распределении тока, может быть крайне мала — $\sim 1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ [4–7], т.е. на порядки ниже значений j , при которых следует ожидать перехода разряда к тлеющему [12].

Существенный прогресс в понимании явления самоорганизации пространственных ДС в рассматриваемых системах достигнут в недавней работе [13]. Основываясь на том экспериментальном факте, что образование структур происходит при горении разряда на правой ветви кривой Пашена, авторы предположили, что в основе эффекта лежит нагрев газа током разряда. Увеличение локального тепловыделения в некоторой области разрядного промежутка приводит к расширению газа и уменьшению здесь его плотности, что, в свою очередь, сопровождается снижением напряжения поддержания горения разряда. Как было установлено авторами [13], джоулев нагрев газа и его перераспределение в поперечному к току направлении может дать регулярные в пространстве ДС при значениях j_{cr} , которые хорошо соответствуют данным экспериментов, т.е. данный механизм может выполнять роль ОДС, необходимого для образования ДС.

Хотя к настоящему времени опубликован значительный объем экспериментальных данных, касающихся формирования ДС в системах ПП—ГРП, эти результаты носят в основном иллюстративный характер; они пока-

зывают, что рассматриваемая система способна демонстрировать многообразие ДС, которые хорошо известны из исследований сред совершенно другой природы — таких, как гидродинамические, химические и др. В то же время ощущается недостаток детальнейших экспериментальных исследований этого явления, которые дали бы возможность сравнения теории и эксперимента и дальнейшего развития теории.

В настоящей работе предпринята попытка систематического исследования одной из важных характеристик процесса самоорганизации ДС в системе ПП–ГРП — условий формирования из однородного состояния пространственно структурированного (гексагонального) распределения тока. Эффект изучался для условий образования малоамплитудных ДС — структур, в которых модуляция плотности тока по пространству сравнительно невелика — меньше или порядка самой величины средней плотности тока. В работе также исследовалось влияние управляющих параметров на период ДС. Соответствующие измерения выполнялись для некоторых типичных значений фиксированных параметров устройства. Полученные в работе данные будут, на наш взгляд, способствовать дальнейшему совершенствованию теоретического описания формирования ДС в системах ПП–ГРП.

Методика эксперимента

Исследуемая система схематически показана на рис. 1. В данной работе использовался полупроводниковый катод, изготовленный из монокристаллического кремния, легированного платиной (Si : Pt) [14]. Катод имел форму диска диаметром 30 mm и толщиной $d_s = 1$ mm и служил также фотоприемником устройства. На внешней стороне фотоприемника изготавливался полупрозрачный электрический контакт. В качестве анода использовалась стеклянная пластина толщиной 2 mm и диаметром 30 mm, покрытая прозрачной проводящей пленкой SnO₂. Анод отделялся от катода диэлектрической прокладкой, содержащей отверстие диаметром 20 mm, внутри которого протекал разрядный ток. Толщина прокладки определяла длину газоразрядного промежутка d . Отметим, что активная площадь устройства соответство-

вала площади круга диаметром 19 mm и определялась условиями освещения катода источником ИК-излучения.

Исследуемая система ПП–ГРП охлаждалась до температуры, близкой к температуре жидкого азота. С этой целью она устанавливалась в газоразрядную камеру криостата таким образом, что фотоприемник находился в тепловом контакте с металлическим хладопроводом криостата, имеющим форму кольца и охлаждаемым жидким азотом. Диэлектрическая прокладка и стеклянный электрод прижимались к фотоприемнику с помощью специального держателя. Оценка температуры газа T_g в промежутке производилась путем измерения температуры полупроводника и стеклянного электрода. Это выполнялось в специальных опытах, в которых холодный конец термодпары прижимался к внутренней поверхности полупроводникового катода либо стеклянного анода. Типичное значение T_g , полученное как среднее значение этих измерений, составляло ~ 105 K (см. также [15]).

Газоразрядная камера имела входное и выходное окна, высоковольтный разъем, датчик давления газа и вакуумный кран. Объем камеры заполнялся газообразным азотом при пониженных давлениях, далее исследуемая структура охлаждалась. Давление газа p измерялось в охлажденном состоянии газоразрядной структуры. Входное окно камеры использовалось для освещения фотоприемника исследуемой системы светом лампы накаливания. При приложении к электродам системы постоянного напряжения, превышающего некоторое критическое значение U_{cr} , в исследуемой структуре зажигается разряд. При прочих равных условиях ток разряда определяется напряжением питания U_0 и величиной проводимости полупроводникового катода σ . Применение прозрачного анода в исследуемой структуре позволяет регистрировать свечение разряда через выходное окно камеры с помощью телевизионной камеры и, таким образом, наблюдать форму ДС.

В настоящей работе выполнены количественные исследования перехода системы ПП–ГРП в состояние с гексагональной ДС для некоторых типичных параметров разрядной области, при которых этот эффект наблюдается.

Экспериментальные результаты

На рис. 2 показаны примеры вольт-амперных характеристик (ВАХ) устройства, измеренные при различной проводимости полупроводникового электрода σ для некоторого выбранного значения p . Величина σ определялась из наклона ВАХ в области малого падения напряжения на катоде. Интенсивность света, которой определяется значение σ , изменялась с помощью нейтральных фильтров. Точка пересечения кривых с осью x ($j = 0$) дает напряжение поддержания разряда U_{bd} при малых токах системы. Для данных условий опыта величина $U_{bd} \approx 2330$ V. Отметим, что слабо выраженное отклонение ВАХ от линейной, которое наблюдается

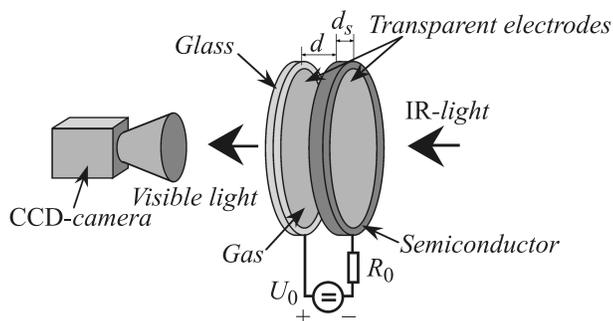


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

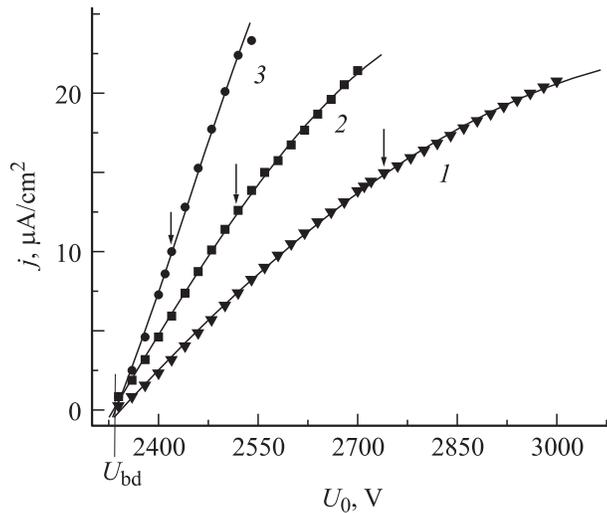


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики системы при типичных условиях экспериментов, которые соответствуют наблюдению диссипативных структур в распределении тока. Стрелками показаны точки перехода в состояние с гексагональной структурой. Условия эксперимента: $d = 0.44$ mm; $p = 282$ hPa; $\sigma, (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$: 1 — $4.0 \cdot 10^{-9}$; 2 — $6.3 \cdot 10^{-9}$; 3 — $1.3 \cdot 10^{-8}$.

в широкой области изменения приложенного напряжения, обусловлено особенностями транспортных свойств полупроводникового электрода.

Наблюдение пространственного свечения разряда свидетельствует, что при достижении некоторой величины напряжения питания пространственная однородность горения разряда нарушается, и в системе возникает диссипативная структура: см. рис. 3, *a–c*, где приведен пример последовательности изображений разрядной области в области перехода в состояние с ДС. Данные получены для некоторых типичных условий опытов, при которых в распределении свечения разряда — и соответственно тока — возникает гексагональная структура. Изображение (*a*) соответствует начальной стадии образования ДС. С дальнейшим увеличением тока ДС занимает все большую площадь разрядного промежутка (рис. 3, *b, c*).

Экспериментальное определение порога образования ДС требует использования некоторого количественного критерия наступления такого события. Такой критерий получен нами из анализа двумерных фурье-спектров изображений свечения разряда. На рис. 3, *d–f* показаны соответствующие спектры для представленных на рис. 3, *a–c* изображений разрядной области. Отметим, что прежде, чем выполнить фурье-преобразование, в исходном изображении размером 472×460 $pxl \times pxl$ подавлялись высокие пространственные частоты, связанные с шумами разряда и системы приема изображений. Для этого использовался сглаживающий фильтр (маска 3×3).

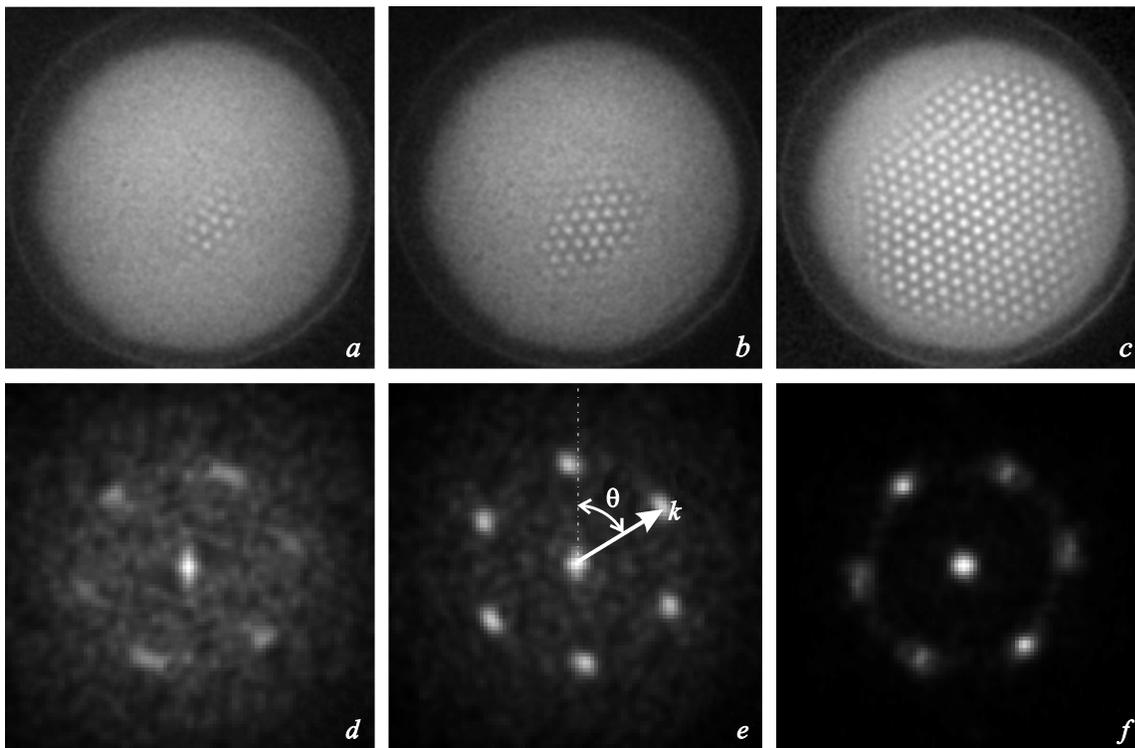


Рис. 3. Пример развития диссипативной структуры при росте тока за счет увеличения напряжения питания (изображения *a–c*) и соответствующие фурье-спектры пространственных распределений интенсивности свечения газа (*d–f*). Условия эксперимента: толщина зазора 0.44 mm, давление газа 282 hPa, диаметр разрядной области 19 mm. Напряжение поддержания горения разряда (при $j \rightarrow 0$) $U_{bd} = 2330$ V. Усредненная по области разрядного промежутка плотность тока, $\mu\text{A}/\text{cm}^2$: *a* — 13.9; *b* — 14.3; *c* — 16.8. Величина проводимости катода $\sigma \approx 4 \cdot 10^{-9} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$.

Из фурье-спектра определялись структурный фактор ДС $S(k)$ и угловое распределение волновых векторов $F(\theta)$. Структурный фактор находился как результат усреднения по углу компонент преобразования Фурье, которые имеют некоторое заданное значение амплитуды волнового вектора k . Функция $F(\theta)$ представляет собой зависимость от угла θ среднего значения амплитуд всех волновых векторов, которые имеются в фурье-образе ДС при заданном угле θ .

Примеры изменения функций $S(k)$ и $F(\theta)$ при увеличении тока системы представлены рис. 4 и 5 соответственно. Зависимость $S(k)$ имеет максимум при некотором значении волнового вектора k_s , который соответствует пикам яркости на изображениях d , e , f на рис. 3. С увеличением тока и соответственно развития ДС в пространстве амплитуда этого максимума растет. При этом уменьшается относительный вклад в спектр волновых векторов, отличных от k_s . Отметим, что для выделения характерных особенностей функций $F(\theta)$ при их вычислении учитывались лишь фурье-компоненты с амплитудой, превышающей некоторое выбранное пороговое значение, которое определялось как среднее значение структурного фактора $S(k)$ с волновыми векторами, меньшими k_s .

Рассчитанная для изображения на рис. 3, a функция $F(\theta)$ имеет лишь слабо выраженные максимумы (кривая 1 на рис. 5) — их амплитуда незначительно выделяется на шумовом фоне. Для спектра рис. 3, b амплитуда максимумов функции $F(\theta)$ примерно одинакова (кривая 2 на рис. 5), что свидетельствует о правильной гексагональной структуре исходной ДС. Для изображения на рис. 3, c (кривая 3 на рис. 5) амплитуды одной пары пиков существенно выше двух других, т.е. для показанной здесь стадии развития системы обнаруживается тенденция перехода гексагональной структуры в поло-

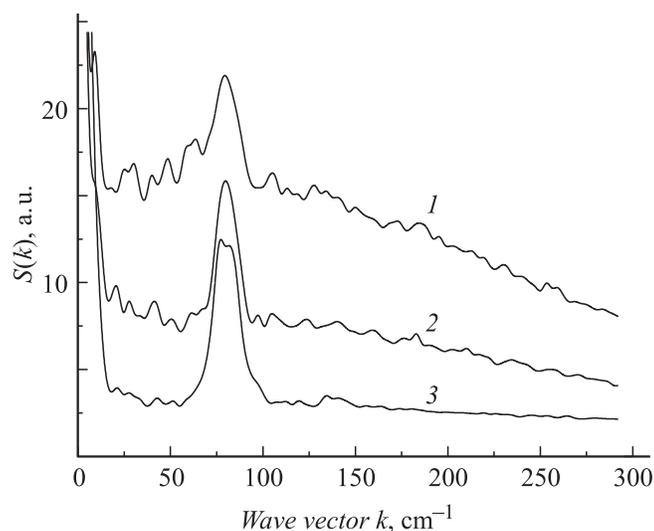


Рис. 4. Изменение структурного фактора ДС при увеличении тока системы. Кривые 1–3 относятся к изображениям a – c на рис. 3 соответственно.

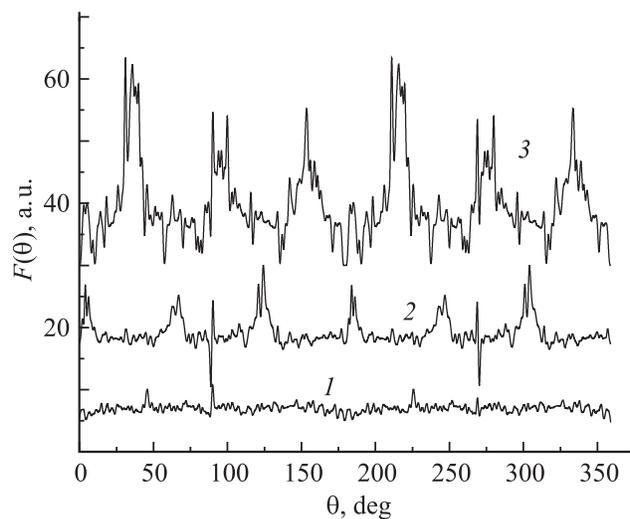


Рис. 5. Изменение функции $F(\theta)$ диссипативной структуры при увеличении плотности тока, усредненной по площади горения разряда. Кривые 1–3 относятся соответственно к изображениям a – c на рис. 3.

совую. Нами полагалось, что переход из однородного состояния к гексагональной структуре произошел, когда максимумы функции $F(\theta)$ вдвое превышают амплитуду шума. Такое состояние системы показано на рис. 3, b .

Стрелками на рис. 2 отмечены точки ВАХ системы, соответствующие — согласно приведенному выше критерию — образованию ДС. Переход в состояние с гексагональной структурой наблюдается при значениях плотности тока, которые находятся в согласии с ранее полученными данными [4–6]. Отметим также, что для рассматриваемых условий опытов формирование ДС не приводит к заметным особенностям на ВАХ полного тока устройства. Такое поведение характеристик обусловлено тем, что в данном случае образование ДС не приводит к существенному перераспределению тока по площади системы и практически не изменяет его полного значения.

Данные рис. 3 показывают, что при увеличении напряжения питания системы — и соответственно величины тока — протяженность ДС в пространстве возрастает. По-видимому, данный эффект связан, главным образом, с существованием радиальной неоднородности распределения температуры в разрядной области. Действительно, конструкция экспериментального устройства такова, что наименее эффективно охлаждается центральная часть газоразрядной структуры. Таким образом, плотность газа здесь оказывается несколько ниже, чем на периферии. Поскольку работа системы осуществляется на правой ветви кривой Пашена, в центральной части разрядной области напряжение горения разряда оказывается пониженным, т.е. при увеличении напряжения питания состояние, которое является критическим для образования ДС, в этой части разрядной системы достигается

раньше, что и обуславливает эффект „разрастания“ ДС в поперечном направлении (от центра к периферии) с ростом U_0 . Некоторая погрешность в определении наступления критического состояния, которая обусловлена рассмотренным эффектом, нами в данной работе не рассматривается.

На рис. 6, 7 — в координатах падения напряжения на катоде и его проводимости — показаны примеры фазовых диаграмм состояний системы для двух значений d и различных давлениях p . Порог образования ДС при

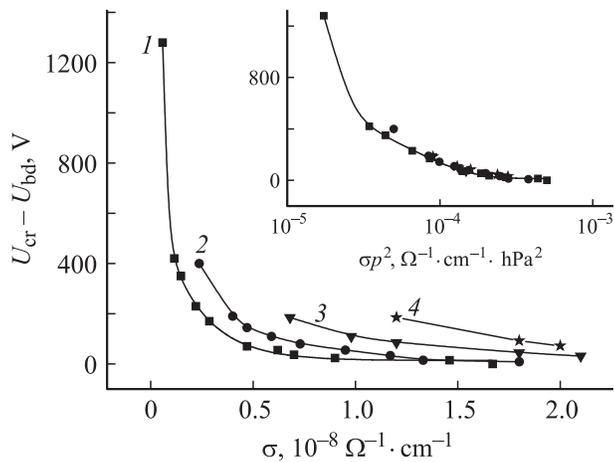


Рис. 6. Фазовая диаграмма перехода в состояние с гексагональной диссипативной структурой для разрядного промежутка длиной $d = 0.86$ mm. На основной части рисунка показана зависимость критического напряжения перехода из однородного состояния системы в структурированное от проводимости катода при давлении p , hPa: 1 — 173; 2 — 145; 3 — 115; 4 — 86. На вставке те же данные перестроены в виде функции произведения σp^2 .

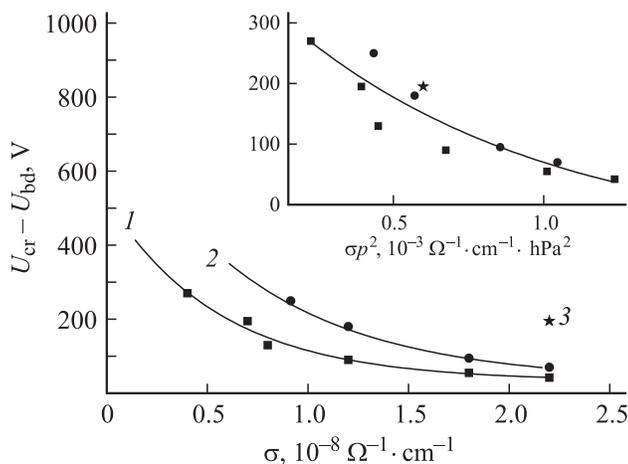


Рис. 7. Фазовая диаграмма перехода в состояние с гексагональной диссипативной структурой для разрядного промежутка длины $d = 0.44$ mm, при давлении p , hPa: 1 — 237; 2 — 218; 3 — 165. На вставке те же данные перестроены в виде функции произведения σp^2 .

получении этих данных определялся при фиксированной величине σ и изменении напряжения питания устройства. Видно, что при увеличении p переход в состояние с ДС происходит при меньших напряжениях на катоде и соответственно меньших токах системы. Увеличение σ также сопровождается снижением напряжения, критического для образования ДС.

Как известно, ряд характеристик газоразрядных систем подчиняется так называемым соотношениям подобия. Например, в условиях таунсендовского механизма пробоя величина пробивного напряжения промежутка достаточно хорошо описывается функцией произведения pd (см., например, [12]). Очевидно (и это следует, например, из данных рис. 2), что образование ДС в рассматриваемой системе не может определяться лишь величиной pd . Представляло интерес выяснить, подчиняется ли порог возникновения ДС в исследуемом нами случае также каким-либо универсальным соотношениям.

Предварительные данные свидетельствуют, что переход системы в состояние с гексагональной структурой тока при фиксированной величине d и различных значениях σ и p может быть приближенно описан некоторой универсальной функцией: см. вставки на рис. 6, 7, где величина падения напряжения на катоде в точке перехода ($U_{cr} - U_{bd}$) представлена в виде функции произведения σp^2 . Видно, что соответствующие экспериментальные точки для различных значений σ и p укладываются на некоторую универсальную зависимость (которая представлена сплошной кривой на вставках на рисунках). При этом для системы с большим межэлектродным расстоянием отмеченный „закон подобия“ выполняется лучше.

В области существования гексагональной структуры ее пространственный период зависит как от значений фиксированных параметров эксперимента, так и управляющих параметров — величины проводимости катода и напряжения питания системы. Последнее утверждение иллюстрируется на рис. 8, где показаны зависимости волнового вектора гексагональной ДС $k = 2\pi/\lambda$ от приложенного напряжения для трех значений проводимости электрода. (Величина λ определялась как расстояние между соседними рядами максимумов тока в ДС.) Результаты получены для некоторых фиксированных значений d и p . Экспериментальные данные изображены символами, кривые соответствуют линейной аппроксимации этих данных.

Следует отметить, что, как правило, ДС не является стационарной. Ее динамика проявляется как в существовании направленного дрейфа ДС в пределах активной области системы, так и в динамических нарушениях пространственной симметрии, что выражается в генерации дефектов ДС, их движении и исчезновении. Нарушение симметрии структуры приводит к разбросу экспериментальных точек на рис. 8 (каждая точка на этом рисунке получена из результатов обработки одного снимка разрядной области). Как следует из графика,

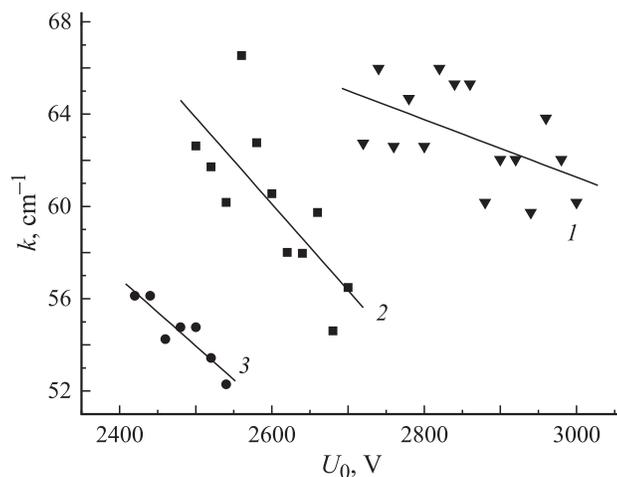


Рис. 8. Примеры зависимостей волнового вектора гексагональной структуры от напряжения питания устройства для различных значений проводимости полупроводникового катода. Прямые соответствуют линейной аппроксимации экспериментальных данных: $d = 0.44$ mm, $p = 343$ hPa. Пробивное напряжение промежутка $U_{bd} = 2660$ V; $\sigma, (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$: 1 — $4.2 \cdot 10^{-9}$; 2 — $6.2 \cdot 10^{-9}$; 3 — $1.11 \cdot 10^{-8}$.

увеличение проводимости электрода и напряжения питания устройства приводят, при прочих равных условиях, к уменьшению значения волнового вектора ДС.

Заключение

В работе представлены результаты измерения порога образования периодических гексагональных структур в распределении тока для криогенной планарной системы „полупроводник–газоразрядный промежуток“. Эксперименты выполнялись для условий горения разряда в азоте при значениях давления газа, типичных для существования диссипативных гексагональных структур. С целью получения количественных данных выведен критерий образования структуры, полученный из анализа двумерного фурье-преобразования пространственного распределения свечения газа в промежутке.

Эксперименты показывают, что критическая плотность тока, соответствующая переходу системы в состояние с диссипативной структурой, зависит — при прочих равных условиях — от проводимости полупроводникового электрода. Найдено также, что при фиксированной длине газоразрядного промежутка и изменении давления газа фазовая диаграмма перехода может быть приближенно представлена в виде некоторой универсальной зависимости, где падение напряжения на полупроводниковом катоде является функцией произведения проводимости электрода и квадрата давления газа. Авторы полагают, что полученные экспериментальные данные будут способствовать дальнейшему развитию теории образования ДС в рассматриваемых электронных устройствах.

Авторы благодарят Ю.П. Райзера за полезные обсуждения проблем, связанных с темой настоящего исследования, а также за критические замечания по тексту статьи, сделанные в процессе подготовки работы к опубликованию.

Исследование частично поддержано РФФИ (грант № 07-2-00168) и грантом президента РФ НШ-3306.2010.2.

Список литературы

- [1] Cross M.C., Hohenberg P.C. // Rev. Mod. Phys. 1993. Vol. 65. N 3. P. 851–1112.
- [2] Kerner B.S., Osipov V.V. Autosolitons: A New Approach to Problems of Self Organization and Turbulence. Vol. 61. Of Fundamental Theories of Physics. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1994. P. 675.
- [3] Astrov Yu.A. // Int. J. Unconv. Comp. 2010. Vol. 6. N 1. P. 33–73.
- [4] Astrov Yu.A., Ammelt E., Teperick S.P., Purwins H.-G. // Phys. Lett. A. 1996. Vol. 211. N 3. P. 184–190.
- [5] Ammelt E., Astrov Yu.A., Purwins H.-G. // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55. N 6. P. 6731–6740.
- [6] Ammelt E., Astrov Yu.A., Purwins H.-G. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 58. N 6. P. 7109–7117.
- [7] Astrov Yu.A., Müller I., Ammelt E., Purwins H.-G. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. N 24. P. 5341–5344.
- [8] Astrov Yu.A., Logvin Yu.A. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. N 16. P. 2983–2986.
- [9] Shang W. A survey on pattern formation in DC gas discharge systems. PhD thesis. Universität Münster, 2007. P. 135. <http://deposit.dbb.de/cgi-bin/dokserv?idn=085723483>.
- [10] Radehaus C., Dirksmeyer T., Willebrand H., Purwins H.-G. // Phys. Lett. A. 1987. Vol. 125. N 2–3. P. 92–94.
- [11] Šijačić D., Ebert U. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. N 6. P. 066 410.
- [12] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Изд. дом „Интеллект“, 2009. 734 с.
- [13] Райзер Ю.П., Мокров М.С. Простая физическая модель гексагональных токовых структур в газовом разряде с полупроводниковым катодом. М.: Ин-т проблем механики РАН, 2009. 47 с.
- [14] Астров Ю.А., Ахмедова М.М., Лебедев А.А., Мамадалимов А.Т., Парицкий Л.Г., Порцель Л.М., Юсупов П. Полупроводниковая фотографическая система и преобразователь изображений ионизационного типа на основе кремния, компенсированного платиной. М.: Деп. ВИНТИ № 1976, 1976. 15 с.
- [15] Лодыгин А.Н., Порцель Л.М., Астров Ю.А. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 14. С. 61–67.