

## ИССЛЕДОВАНИИ ТРЕТЬЕМ ПОКОЛЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

<https://doi.org/10.5281/zenodo.17498817>

**Али Абдреймов**

**Амангул Арзиева**

*<sup>1</sup>Каракалпакский государственный университет имени Бердаха, ул. Ч.Абдиров  
№1, 742012 Нукус, Узбекистан, \**

### **Аннотация.**

Надежность полупроводниковых приборов прежде всего существенно определяется степенью совершенства исходного материала в тоже время, и очень сильно зависит от используемых методов технологической обработки. Большая ширина запрещенной зоны материала также позволяет значительно уменьшать размеры транзистора по сравнению с кремнием, в котором при значительном уменьшении начинает происходить электрический пробой. Ведь чем шире запрещенная зона, тем большую энергию нужно сообщить электрону для перехода между состояниями. Более того, все известные в настоящий момент полупроводниковые материалы устроены таким образом, что и энергия связи частиц в атоме возрастает монотонно с увеличением ширины запрещенной зоны.

### **Ключевые слова**

широкозонных полупроводник, электрический пробой, ширина запрещенной зоны, нагрев прибора

### **Введение**

Настоящий обзор посвящен исследованиям процессов для получения коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок необходимы измерения электронно- и дырочно-инжектированных фототоков. Поскольку GaN является полупроводником с прямой запрещенной зоной, как глубина проникновения света, расположенного над запрещенной зоной, так и длина диффузии носителей чрезвычайно малы ( $<1$  мкм) [1–3]. Ударной ионизации в полупроводниковых объемных гетероструктурах и наногетероструктурах на основе гетеропереходов [4–7]. Процессы ударной ионизации в сильном электрическом поле или при освещении высокоэнергетическими фотонами играют важную роль в физике полупроводников и являются основой работы целого ряда полупроводниковых приборов (лавинных фотодиодов, фототранзисторов, лавинно-пролетных диодов, солнечных фотоэлементов)

[8]. Однако до недавнего времени явление ударной ионизации не использовалось для улучшения характеристик светоизлучающих структур и приборов на их основе светодиодов в плане повышения квантовой эффективности и оптической мощности.

**Целью** этих исследований являлось улучшение излучательных характеристик в светоизлучающих структурах, главным образом, на основе ширакозонных соединений. Обзор состоит из **Введения**, шесть разделов (1–6) и **Заключения**.

### 1.Ширакозонные полупроводники GaN

Сегодня много говорят о третьем поколении полупроводниковых материалов — широкозонных полупроводниках, чьи физические свойства позволяют использовать их при гораздо более высоких температурах, напряжениях и частотах, чем кремний и другие полупроводники предыдущих поколений. В последнее время эти возможности находят все более широкое практическое применение. Не только диоды и транзисторы на основе SiC и GaN нашли свое применение во всех областях промышленности. Карбид кремния вовсе является компромиссной заменой алмазу во многих ситуациях, например абразивах и корпусах. Это давно исследованный элемент, сложность использования которого заключается в трудности получения и обработки. В первую очередь – из-за образования дефектов. Будущее карбида кремния и в первую очередь, электроники на его основе, зависит от улучшения имеющихся, и возможно, создания новых технологических процессов получения и обработки. Увеличение доли карбида кремния на рынке говорит о успехах в этой области. Нитрид галлия – куда более молодой материал, но уже нашедший свое незаменимое применение в оптоэлектронике и СВЧ силовой электронике Сдиапазона и выше. Но сложности при формировании р-п структур и отсутствие собственной подложки, а также малый для промышленности срок освоения пока ограничивают применение этого материала. Оба материала являются перспективными, в некоторых случаях уже незаменимыми, а в других, способными заменить кремний и арсенид галлия. Нам остается только работать над технологическими открытиями в сфере обработки и применения этих материалов. Так как перспективность этих материалов может сделать общедоступными многие типы электроники и сфер деятельности для потребителей и промышленности.

Перевести электроны из состояния валентной зоны на состояний зоной проводимости, им нужно сообщить некоторую энергию, которая обозначается как ширина запрещенной зоны. Чтобы перевести электроны из

первого состояния во второе, им нужно сообщить некоторую энергию, которая обозначается как ширина запрещенной зоны. В нитриде галлия запрещенная зона 3,4 эВ, в карбиде кремния - 3,2 эВ, в оксиде олова - 3,6 эВ. Чем больше ширина запрещенной зоны, тем большие токи может через себя пропускать транзистор на основе данного материала. Для сравнения, у кремния ширина запрещенной зоны около 1,1 эВ. Нитрид галлия выдерживает в 10 раз большее напряжение, чем кремний. Помимо прочих характеристик, ее значение напрямую влияет на такие важнейшие параметры, как допустимая рабочая температура прибора и пороговое напряжение, которое еще не приводит к электрическому пробоя. Большая ширина запрещенной зоны материала также позволяет значительно уменьшать размеры транзистора по сравнению с кремнием, в котором при значительном уменьшении начинает происходить электрический пробой. Ведь чем шире запрещенная зона, тем большую энергию нужно сообщить электрону для перехода между состояниями. Более того, все известные в настоящий момент полупроводниковые материалы устроены таким образом, что и энергия связи частиц в атоме возрастает монотонно с увеличением ширины запрещенной зоны. А это значит, что при прочих равных через полупроводники из материалов с широкой запрещенной зоной мы можем позволить себе гонять большие токи и прикладывать к контактам большие напряжения без опасения сжечь прибор. Кроме того, одновременно мы получаем возможность еще и разместить эти контакты ближе друг к другу без риска пробоя, уменьшая при этом сопротивление прибора во включенном состоянии (а значит, сокращая потери энергии на нагрев прибора). А чем меньше масса, тем меньше необходимость отводить лишнее тепло; да и просто сам по себе небольшой размер прибора в электронике имеет колоссальную важность! Одним из материалов, способных уже в обозримом будущем составить серьезную конкуренцию кремнию, является нитрид галлия (GaN) – широкозонный полупроводник, обладающий высокой термической, химической и радиационной стойкостью. Его фундаментальный потенциал делает возможным работу электронных компонентов в неблагоприятных условиях и агрессивных средах, а также позволяет осуществлять модернизацию электронной компонентной базы в первую очередь в области силовой, сверхвысокочастотной (СВЧ) и оптоэлектроники. Нитрид галлия GaN имеет ширину запрещенной зоны еще большую, чем карбид кремния SiC. Поэтому высокая рабочая температура твердотельных устройств на основе GaN также, как и для карбида кремния, является одним из преимуществ этого материала.

### **3. Лавинного пробой р-n переходе в полупроводниковым диоде GaN**

Процесс ударной ионизации, приводящий к лавинному пробое р-n-перехода, неразрывно связан с образованием микроплазмы. Микроплазма – это локальная область пробоя перехода, чаще всего возникающая в местах дефектов и их скоплений. Такие области были обнаружены в кремниевых р-n-переходах, переходах на основе арсенидов и фосфидов галлия, германиевых, гомо- и гетеропереходах [9-21]. Отсюда следует заключить, что микроплазменные явления неотъемлемо сопровождают ударную ионизацию.

Основным признаком микроплазменного пробоя является обратный импульсный ток через р-n-переход в режиме лавинного пробоя, который носит случайный характер. К настоящему времени существует несколько теорий о механизмах поставки носителей в область микроплазмы, такие как: диффузия запускающих носителей из базовых областей, термическая генерация носителей из области пространственного заряда, туннелирование с глубоких уровней. Неоднозначная ситуация с решением вопроса о причинах прерывания лавины, факторах, определяющих микроплазменный пробой, и способе описания этого пробоя. В основном отдается предпочтение причинам, связанным с саморазогревом микроплазмы. До настоящего времени, несмотря на значимость этого явления, законченной теории образования и функционирования микроплазменного пробоя до сих пор не существует, механизмы являются недостаточно изученными и способ описания данного явления не выработан. Исследования, посвященные анализу временного и частотного распределения импульсов тока при лавинном пробое, проводились в 50-80-е гг. XX века и не подтверждаются современными экспериментальными данными, которые показывают, что обратный ток носит не только случайный, но и самоподобный характер в разных временных масштабах. Самоподобие есть 5 свойство, при котором фрагмент временного ряда при масштабировании слабо меняется по структуре. Обнаруженное самоподобие свидетельствует о том, что в основе механизмов возникновения и рассасывания микроплазм лежат несколько конкурирующих факторов, которые необходимо рассматривать в совокупности. В отличие от традиционных методов исследований системный подход при математическом моделировании лавинного пробоя дает возможность рассмотреть процессы, происходящие при пробое, в совокупности и выявить причинноследственные связи, а практическое использование микроплазменного шума возможно только при наличии чётких связей между явлениями.

### **4. Лавинным пробой**

В механизме пробоя полупроводниковых силовых устройств обычно преобладают ударная ионизация носителей заряда и ее лавинное явление. Когда напряжение обратного смещения, приложенное к силовому устройству, увеличивается, электрическое поле в области истощения увеличивается, что приводит к ускорению носителей заряда до более высоких скоростей. При дальнейшем увеличении электрического поля подвижные носители получают от электрического поля достаточную кинетическую энергию, так что их взаимодействие с атомами решетки приводит к возбуждению электронов из валентной зоны в зону проводимости. Это называется «ударной ионизацией». Поскольку электронно-дырочные пары, созданные ударной ионизацией, также подвергаются ускорению электрическим полем в области обеднения, они участвуют в создании дальнейших пар электронов и дырок. Следовательно, ударная ионизация является микроскопическим явлением, которое создает каскад носителей заряда, транспортируемых через область обеднения, что приводит к протеканию через нее значительного тока. Устройство не может выдержать подачу более высокого напряжения из-за быстрого нарастания тока, возникающего из-за лавинного умножения, расходящегося к бесконечности. Это называется «лавинным пробоем». В идеале напряжение лавинного пробоя в силовом устройстве определяется распределением электрического поля в обедненном слое и коэффициентами ударной ионизации. Распределение электрического поля определяется концентрацией легирования (объемного заряда), толщиной блокировки напряжения и диэлектрической проницаемостью. Однако значения коэффициентов ударной ионизации в GaN до сих пор отсутствуют. Коэффициенты ударной ионизации, определяемые как «количество электронно-дырочных пар, генерируемых носителем, движущимся под действием электрического поля, на единицу расстояния», являются одним из наиболее важных физических свойств полупроводникового материала. Для точного моделирования лавинного пробоя в силовых устройствах на основе GaN существенны значения коэффициентов ударной ионизации. Экспериментальное определение коэффициентов ударной ионизации представляет собой весьма сложную задачу. Поскольку непосредственно измерить коэффициенты ударной ионизации невозможно, коэффициенты ударной ионизации получаются путем фотоумножения измерений [26–31]: лавинные умножения токов, индуцированных оптическим лучом, для условий инжекции электронов и дырок измеряются и анализируются в устройстве с обратным смещением. Хотя исследования для других зрелых полупроводниковых материалов были

проведены, метод не может быть перенаправлен на GaN. Автор описывает основные вопросы экспериментального определения коэффициентов ударной ионизации GaN.

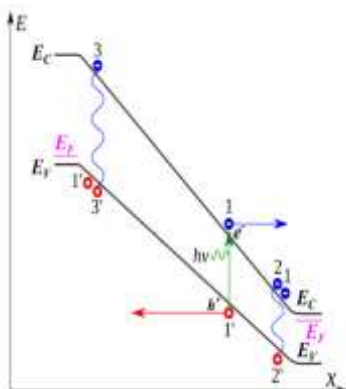


Рисунок 1. Схематическая зонная диаграмма лавинного умножения в полупроводниковом p-n-переходе при обратном смещении.

В случае приложения к p-n-переходу напряжения в обратном направлении, он может перейти в режим пробоя, одним из видов которого является лавинный пробой, описываемый с помощью явления ударной ионизации [9-14] (рисунок 1). Ударной ионизацией в полупроводниках принято называть процесс соударения носителя заряда с неподвижным атомом кристаллической решетки и последующее образование электронно-дырочной пары. Коэффициент ионизации носителей заряда  $\alpha$  равен числу электроннодырочных пар, образуемых носителем заряда на единице пути в направлении электрического поля. Коэффициент ионизации зависит от напряженности приложенного поля  $E$ . Расчету коэффициентов ударной ионизации и функции их распределения в сильных полях посвящено большое количество работ [11, 15-25]. Зависимость  $\alpha(E)$  в общем виде:

$$\alpha = A \exp \left[ - \left( \frac{b}{E} \right)^m \right] \quad (1)$$

Однако из-за недостаточности знаний о механизмах взаимодействия носителей с решеткой (1) содержит экспериментально определяемые или подгоночные параметры. На сегодняшний день не существует универсальных методик получения этих зависимостей. По этой причине величина  $\alpha$  в некоторых материалах получается завышенной, а в некоторых – заниженной [9, 17]. Кроме того, в зависимости (1.1) не представляется возможным учесть тот факт, что вероятность возникновения ударной ионизации в местах дефектов и их скоплений выше, чем в остальном кристалле. Под действием сильного электрического поля неосновные носители зарядов ускоряются и могут набрать столь большую кинетическую энергию, что при соударении с неподвижными атомами кристаллической решетки произойдет ионизация атомов, т.е. генерация пары электрон-дырка. Данная энергия должна быть не менее ширины запрещенной зоны  $\Delta E$ . При

этом электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости, приводя к возникновению дырки в валентной зоне [8, 13]. Рождающиеся при ионизации электроны и дырки сами начинают ускоряться и рождать другие пары, тем самым процесс приобретает характер лавины. Для того чтобы лавинный процесс развивался, необходимо, чтобы р-n-переход был шире, чем длина свободного пробега носителей. Пороговая энергия ионизации может быть рассчитана теоретически и определена экспериментально [15], однако её определение не является достаточно точным [9]. Обычно пороговая энергия ударной ионизации принимается равной 1,5 Е.

Лавинный пробой достигается при одном и том же напряжении независимо от того, электроны или дырки инициируют лавинное размножение [9]. Процесс ударной ионизации неразрывно связан с образованием микроплазм. Микроплазмы были обнаружены в кремниевых р-n-переходах, переходах на основе арсенидов и фосфидов галлия, германиевых, гомо- и гетеропереходах [9-21]. Отсюда следует заключить, что микроплазменные явления неотъемлемо сопровождают ударную ионизацию. Согласно современным представлениям [9, 14] чаще всего пробой начинается вблизи скоплений несовершенств кристалла. Это могут быть вакансии, дислокации, включения второй фазы, неоднородности в распределении легирующих примесей, могут наличествовать и амфотерные примеси. Вблизи дислокации имеются области сжатия и расширения кристаллической решетки, что влияет на ширину запрещенной зоны. Например, в арсениде галлия в области растяжения решетки происходит уменьшение ширины запрещенной зоны [9]. Пороговая энергия ионизации принимается пропорциональной ширине запрещенной зоны [33], значит, происходит локальное увеличение коэффициентов ударной ионизации. Помимо этого, дислокации являются центрами осаждения примесей и вдоль них повышены коэффициенты диффузии примесей. Значит, вероятность того, что в области дефекта окажется порождающий лавину носитель, выше, чем для бездефектной области. Кроме того, концентрация носителей заряда в этом месте выше, а эффективная толщина обедненного слоя ниже. Локально повышается напряженность поля. Следовательно, уменьшается напряжение пробоя. Таким образом происходит формирование микроплазм. Ток, протекающий через каждую микроплазму, носит характер коротких импульсов, появляющихся и исчезающих в случайные моменты времени [9]. Кроме того, важной причиной образования микроплазм являются включения второй фазы, которые искажают распределение электрического поля в области пространственного заряда (ОПЗ) р-n-перехода [9, 17]. В работах [9, 17,

20] были определены геометрические размеры микроплазм, исходя из того, что длина микроплазмы совпадает с шириной ОПЗ р-n-перехода. Диаметр микроплазмы по разным источникам при небольших напряжениях при комнатной температуре (300 K) колеблется в пределах от 0,5 до 5 мкм, а длина – в пределах от 0,14 до 0,31 мкм. Кроме того, ширина ОПЗ не является фиксированной величиной и меняется в зависимости от величины лавинного тока через микроплазму. В работах [17, 34] также указано, что диаметр микроплазмы слабо зависит от температуры, незначительно уменьшаясь с её ростом. Однако, в случае рассмотрения факторов разогрева структуры, может произойти существенное изменение геометрических размеров микроплазм и механизмов поставки носителей в область пробоя. Согласно теории лавинного пробоя р-n-перехода [9-12, 13, 20, 23, 35, 36], считается, что в область микроплазмы поставляются неосновные носители в результате диффузии из базы р- и n-типа. Неосновные носители, находящиеся вблизи микроплазмы, подхватываются полем и залетают в неё. Концентрация носителей вблизи структурных дефектов может быть повышена по сравнению с остальными областями. Дислокации являются центрами ассоциации примесей и создают для последних каналы ускоренной диффузии. Повышение концентрации может происходить в результате повышения температуры р-n-перехода. Термогенерация носителей в ОПЗ является преобладающим механизмом поставки носителей в канал микроплазмы в высоковольтных переходах и в переходах на основе широкозонных полупроводников. Широкозонными принято называть полупроводники, у которых энергия межзонных электронных переходов превосходит значение, близкое к 2 эВ [37]. Тем не менее, существенным является рассмотрение и других механизмов. Запускающие носители могут поставляться в канал микроплазмы и в результате туннелирования. Туннельный эффект обычно наблюдается в тонких сильнолегированных переходах, однако при лавинном пробое он тоже может иметь место, но не как основной механизм. Может происходить туннелирование с ловушек [9], а в гетероструктурах – из зоны в зону, например, из сильнолегированной р-базы в тонкий активный слой InGaN с последующим дрейфом в смежные квазинейтральные и заряженные n-области, что описано в [32]. В последнем случае именно туннелирование электронов вызывает ударную ионизацию. В публикациях [9, 16, 38] отмечается, что при низких температурах возможна реэмиссия с ловушек носителей, захваченных в период протекания предшествующего импульса тока. Известно, что для получения красного свечения полупроводниковые структуры на основе фосфида галлия (GaP) легируют цинком и кислородом.

Кислород, введенный в GaP, не является ни мелким донором, ни акцептором, но создает глубокий донорный уровень [39-41], с которого и могут туннелировать носители заряда. В работах [25, 42, 49, 49] подробно исследовано влияние глубоких центров на свойства микроплазм и механизмы поставки носителей в канал микроплазмы. Измерения проводились на промышленных светодиодах свечение которых соответствовало красному цвету AL102 [16, 34, 42] при температурах от 100 до 380 К. Во всем температурном диапазоне импульсы имели «пакетный» характер. Исследовалось влияние глубоких центров на задержку пробоя. Для исключения влияния предыдущего цикла пробоя проводилась выдержка светодиода при так называемом напряжении заполнения, меньшем, чем напряжение пробоя первой микроплазмы. Средняя длительность задержки пробоя  $t_0$  для равных коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в GaP ( $\alpha_p = \alpha_n$ ) представлена в виде:

$$t_0 = \frac{1}{\nu P_{np}} \quad (2)$$

где  $\nu$  – частота появления электронно-дырочных пар в канале микроплазмы,  $P_{np}$  – вероятность запуска лавины электронно-дырочной парой. При этом считается, что  $P_{np}$  не зависит от местоположения генерации пары. Кроме того,  $\nu$  слабо меняется с температурой и зависит только от приложенного напряжения. Авторы интерпретируют данный факт, как указание на то, что в поставке носителей заряда для запуска лавины преобладающую роль играют туннельные механизмы [42]. Влияние глубоких уровней обычно проявляется при низких температурах. С помощью функции распределения задержки пробоя были определены параметры глубоких уровней, находящихся в микроплазменных каналах [16, 42-43]. В настоящее время сложно отдать предпочтение какому-нибудь одному из перечисленных механизмов.

#### Снижение тока утечки

В силовых устройствах GaN-на-Si обратный ток утечки очень велик и увеличивается с увеличением напряжения обратного смещения [37, 38]. Очень большой ток протекает до идеального напряжения лавинного пробоя, которое ограничивает напряжение пробоя устройства. Для четкого измерения лавинного умножения необходимо устройство с низким обратным током утечки. Устройства GaN-на-GaN с низкой плотностью пронизывающих дислокаций могут решить эту проблему.

#### 4.Заделка кромок для уменьшения скученности электрического поля

В реальном устройстве конечного размера на краю перехода возникает сгущение электрического поля, что приводит к локальному и прежде

временному пробое в том месте, где происходит сгущение электрического поля [32, 48]. При преждевременном пробое устройства в локальной точке протекает ток высокой плотности и значительный джоулевый нагрев вызывает разрушение устройства (катастрофический пробой). Чтобы применить сильное электрическое поле и измерить лавинное размножение, необходимо устройство с хорошим окончанием по краям, которое может в достаточной степени уменьшить скопление электрического поля. Следует отметить, что устройство с хорошим окончанием кромок может выдерживать джоулевый нагрев при пробое и воспроизводить те же характеристики пробоя, что позволяет надежно измерять лавинное умножение.

### **6. Фундаментальное исследование разрушения лавин**

Хотя в некоторых работах оценивалось электрическое поле пробоя в предположении о скупенности электрического поля [48, 48], экспериментальное значение электрического поля пробоя (пиковое электрическое поле в обедненном слое при пробое) в силовых устройствах на основе GaN до сих пор отсутствует. На основе исследования краевого согласования необходимо изготовление и определение характеристик силовых устройств на основе GaN без электрического поля. Фундаментальные данные по лавинному пробое в силовых устройствах на основе GaN имеют большое значение, что позволяет сопоставить полученные данные с теоретическими критическими электрическими полями, моделируемыми с использованием коэффициентов ударной ионизации.

### **Заключение**

Фототоки, инжектированные электронами и дырками, подробно анализируются на основе физики и извлекаются коэффициенты умножения.

При преждевременном пробое устройства в локальной точке протекает ток высокой плотности и значительный джоулевый нагрев вызывает разрушение устройства (пробой). Для исключения влияния предыдущего цикла пробоя проводилась выдержка светодиода при так называемом напряжении заполнения, меньшем, чем напряжение пробоя первой микроплазмы.

Наконец, обзор предлагает перспективы на будущее.

## ЛИТЕРАТУРЫ:

1. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках (СПб., Изд-во ПИЯФ им. Б.П. Константинова РАН, 1997).
2. Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. ЖЭТФ, 101, 327 (1992).
3. B.A. Wilson. IEEE J. Quant. Electron., 24 (8) 1763 (1988).
4. A.P. Dmitriev, M.P. Mikhailova, I.N. Yassievich. Phys. Status Solidi (b), 140, 9 (1987).
5. M.P. Mikhailova, A.N. Titkov. Semicond. Sci. Technol., 9, R-109 (1994).
6. S.V. Ivanov, P.S. Kopev. In: Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices, V. 3. Antimonide-Related Stained-Layer Heterostructures, ed. by M.O. Manasreh (Amsterdam, Gordon and Breach Science Publishers, 1997) chap. 4, p. 109.
7. A.J. Nozik. In: Next Generation Photovoltaics. High efficiency through full spectrum utilization. Series in Optics and Optoelectronics, ed. by A. Marto and A. Loigue (Bristol and Phyladelphia, IOP Publishing, 2004) chap. 9. p. 196.
8. F. Capasso. " Avalanche Photodiodes" in: Semiconductors and Semimetals, Light-wave communication technology, v. 22, ed. by W.T. Tsang (Holmdel, N. Y., AT&T Bell Lab., 1982) Pt D. Photodetectors. [Техника оптической связи, пер. с англ. под ред. М.А. Трищенко (М., Мир, 1998)].
9. Грехов И.В., Сережкин Ю.Н. Лавинный пробой р-п-перехода в полупроводниках. – Л.: Энергия, Ленингр. отд-ние, 1980. – 152 с.
10. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: ФИЗМАЛИТ, 2008. – 488 с.
11. Тагер А.С. Лавинно-пролетный диод и его применение в технике СВЧ // Успехи физических наук. - 1966. - Т. 90. - Выпуск 4. – С. 631-666.
12. Гусев В.Г., Гусев Ю.М. Электроника. - М: Высшая школа, 1991. – 622 с.
13. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х книгах. Кн. 1. - Пер. с англ. – 2-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
14. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — Наука, 1992. — 536 с.
15. Шокли В. Проблемы, связанные с р-п-переходом в кремнии // Успехи физических наук. - 1962. - Т. 77. - С. 161-196.
16. Ионычев В.К. Влияние глубоких центров на задержку лавинного пробоя р-п-перехода: специальность 01.04.10 «Физика полупроводников и диэлектриков»: диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук; Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, 1999. – 191 с.

17. Chynoweth A. G. Charge multiplication phenomena // Semiconductors and semimetals. - 1968. - v. 4. - P. 263 - 325.
18. Келдыш Л. В. К теории ударной ионизации в полупроводниках // ЖЭТФ. -1965. - Т. 48. - С. 1692-1706.
19. Кюрегян А. С. Об ударной ионизации в полупроводниках в сильных электрических полях // Физика и техника полупроводников. - 1976. - Т. 10. - С.690-694.
20. Чуенков В. А. Влияние магнитного поля на ударную ионизацию в валентных полупроводниках с эллипсоидальными поверхностями равной энергии // Физика и техника полупроводников. - 1970. - Т. 4. - С.1667-1676.
21. Baraff G. A. Distribution functions and ionization rates for hot electrons in semiconductors // Phys. Rev. - 1962. - V. 128. - P. 2507-2517.
22. Ghosh R., Roy S. K. Effect of electron-electron interactions on the ionization rate of charge carriers in semiconductors // Solid - St. Electron. - 1975. - V.18. - P.945-948.
23. Moll J. L., Meyer N. Secondary multiplication in silicon // Solid - St. Electron. - 1961. - V.3. - P.155-158.
24. Nutall K. L, Nield M. W. Prediction of avalanche breakdown voltage in silicon step junctions // Int. J. Electron. - 1974. - V.37. - P.295-309.
25. Wolf P. A. Theory of electron multiplication in Si and Ge // Phys. Rev. - 1954. - V. 95. - P.1415-1419.
26. Ван Оверстратен Р., Де Ман Х. Электронная техника твердого тела. 13, стр. 583–608 (1970).
27. Г. Э. Булман, В. М. Роббинс и Г. Э. Стилман, IEEE Trans. Электронные устройства 32 (11), стр. 2454–2466 (1985).
28. Х. Нива, Дж. Суда и Т. Кимото, IEEE Trans. Электронные устройства 62(10), стр. 3326–3333 (2015).
29. Poleshuk M., Dowling P. H. Microplasma breakdown in germanium // J. Appl. Phys. - 1963. - V.34. - P.3069-3077.
30. Keil G., Ruge G. Microplasmas in GaAs diodes // J. Appl. Phys. - 1965. - V. 31. - P.2600-2602.
32. Верман Б.С, Евстропов В.В., Царенков Б.В. Свойства отдельных микроплазм в GaP p-n-структурах // Физика и техника полупроводников. - 1971. - Т.5. - В.1. - С.134-138.
33. Ковалев А.Н., Маняхин Ф.И., Кудряшов В.Е., Туркин А.Н., Юнович А.Э. Люминесценция p-n-гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN при ударной ионизации // Физика и техника полупроводников. - 1998. - Т.32, №1. - С.63-67.

34. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники: учеб. для студ. Вузов. 3-е изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2001. – 368 с.
35. Ионычев В.К., Кузьмин В.В., Серёжкин Ю.Н. Характеристики микроплазмы в фосфидгаллиевом р-п-переходе // Сборник научных трудов учёных Мордовского государственного университета им. Н. П. Огарёва. - 1998. - Ч. 3. – С. 34-37.
36. Войцеховский А.В., Ижнин И.И., Савчин В.П., Вакив Н.М. Физические основы полупроводниковой фотоэлектроники: учебное пособие. – Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, 2013. – 560 с.
37. Якимов А.В. Физика шумов и флуктуаций параметров: Эл. учеб. пособие. Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2013. – 85 с.
38. Вавилов В.С. Особенности физики широкозонных полупроводников и их практических применений // Успехи физических наук 164, 1994.
39. Haitz R.H. J. Appl. Phys., 1965.
40. Pilkuhn M.H. "Light-emitting diodes" in Handbook of Semiconductors edited by T.S. Moss, 4, edited by C. Hilsum, 1981. – 539 p.
41. Юнович А.Э. Излучательная рекомбинация и оптические свойства фосфида галлия // В сборнике «Излучательная рекомбинация в полупроводниках». – М.: Наука, 1972. – С. 224-304.
42. Schubert F. Light-emitting diodes Second edition. – Cambridge: Cambridge University Press, 2006. – 418 с.
43. Булярский С.В., Серёжкин Ю.Н., Ионычев В.К. Статистическая задержка пробоя микроплазмы в фосфидгаллиевых р-п-переходах // Физика и техника полупроводников. – 1999. – т. 33, вып.11. – С. 1345-1349.
44. Ионычев В.К., Ребров А.Н. Исследование глубоких центров в микроплазменных каналах кремниевых лавинных эпитаксиальных диодов // Физика и техника полупроводников. – 2009. – т. 43, вып. 7. – С. 980-984
45. B. J. Baliga, Fundamentals of Power Semiconductor Devices, (Springer, 2008), pp. 91–166.
46. Ю. Чжан, М. Сунь, Д. Пьедра, М. Азизе, К. Чжан, Т. Фудзисима и Т. Паласиос, IEEE Electron Device Lett. 35(6), стр.618–620 (2014).
47. Ю. Чжан, Х.-Ю. Вонг, М. Сан, С. Джоглекар, Л. Ю, Н. А. Брага, Р. В. Мицкевичюс и Т. Паласиос, IEDM Tech. Дайджест (2015) с. 35.1.
39. И. К. Кизилялли, Т. Прунти и О. Актас, IEEE Electron Device Lett. 36(10), стр.1073–1075 (2015).
48. К. Номото, Б. Сонг, З. Ху, М. Чжу, М. Ци, Н. Канеда, Т. Мисима, Т. Накамура, Д. Йена, Х.Г. Син и IEEE Electron Device Lett. 37(2), стр. 161–164 (2017).

49. Т. Хиёси, Т. Хори, Дж. Суда и Т. Кимото, IEEE Trans. Электронные устройства 55 (8), стр. 1841–1846 (2008).

50. Tagaev M.B., Abdreymov A.A. Modeling mikroplasmas p-n junction. EPRA International Journal of Multidisciplinary Research (IJMR) - Peer Reviewed Journal Volume: 8 | Issue: 6 | June 2022 | | Journal DOI: 10.36713/epra2013 | | SJIF Impact Factor 2022: 8.205 | | ISI Value: 1.188