

06; 12

© 1991 г.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ ФОТОРЕЗИСТОРОВ С БАРЬЕРАМИ ШОТТКИ

В. А. Вдовенков, С. П. Прокофьева

Исследованы фотоприемники с конструкцией фоторезистора на основе однородного арсенида галлия, компенсированного хромом и кислородом с удельным сопротивлением $\sim 10^6$ Ом·см, с перекрывающимися областями обеднения контактов Шоттки. Показано, что в электрических полях выше $1.3 \cdot 10^3$ В/см фоточувствительность стремится к насыщению, быстродействие падает, а вольт-амперная характеристика суперлинейна из-за ударной ионизации электронно-колебательных центров с глубокими энергетическими уровнями при участии акустических фононов. Измерены энергии уровней и частоты фононов. Фононы способны стимулировать ударную ионизацию центров. Поперечное к току магнитное поле с индукцией до 1.8 Тл устраняет ударную ионизацию в электрических полях вплоть до пробоя, что может способствовать увеличению быстродействия и фоточувствительности приборов.

Развитие оптоэлектроники и техники генерирования коротких лазерных импульсов поставило задачу создания быстродействующих фотоприемников для волоконно-оптических линий связи. Одними из наиболее простых и дешевых приборов этого типа, обладающих временами отклика в несколько десятков пикосекунд, являются приемники на основе однородных полупроводников (например, GaAs) с конструкцией фоторезистора и барьерами Шоттки в контактных областях [1, 2]. Однако до настоящего времени расчетные возможности этих приборов не реализованы, чему препятствует, в частности, ограничение чувствительности, сопровождающееся уширением импульсов фототовета приемников при напряженностях электрического поля $E > 10^4$ В/см.

Типичные зависимости амплитуды фототовета U от E , полученные нами в таких фотоэлектрических преобразователях на ряде материалов (GaAs, InP, GaInAs), приведены на рис. 1. Здесь же на вставке показано изменение формы импульса при увеличении напряженности электрического поля. Причина насыщения амплитуды импульсов фототовета при напряжениях смещения, не достигающих предела разрушения материала (например, для GaAs $E_{пр} \sim 3 \times 10^5$ В/см [3]), в настоящее время не установлена. Этот эффект нельзя объяснить только ограничением дрейфовой скорости носителей зарядов, которая в GaAs составляет $\sim 2.6 \cdot 10^7$ см/с. Такая скорость носителей может быть достигнута в электрических полях порядка 10^3 В/см, что на порядок ниже экспериментальных значений напряженностей полей в области насыщения импульсов фототовета [4].

Можно предположить, что одной из причин снижения быстродействия в полях менее $E_{пр}$ является взаимосвязанное движение электронов с фононами в полупроводниках, содержащих локальные электронно-колебательные центры. Такие центры и связанные с ними эффекты электрон-фононного взаимодействия мало изучены, однако есть данные о их влиянии на электрические и оптические свойства полупроводников A^3B^5 . В [5], в частности, было показано, что центры, ответственные за увеличение константы электрон-фононного взаимодействия на 1—2 порядка, возникают при облучении полупроводников быстрыми заряженными частицами и γ -квантами, при анодном, термическом и плазмохимическом оксидировании, а также возникают в области контактов различных полу-

проводников с металлами и представляются собой ассоциация атомов кислорода с дефектами решетки и другими примесями. Для создания быстродействующих фоторезисторов обычно используют сильно компенсированные полупроводники, а чувствительный элемент представляет собой структуру металл—полупроводник—металл, которая в процессе формирования проходит стадию термообработки. В связи с этим представляется интересным исследовать эффекты электрон-фононного взаимодействия в этих структурах на основе однородных полупроводников, содержащих кислород в качестве компенсирующей примеси, например в традиционных для этих применений GaAs(CrO) с удельным сопротивлением $\rho > 10^6$ Ом·см.

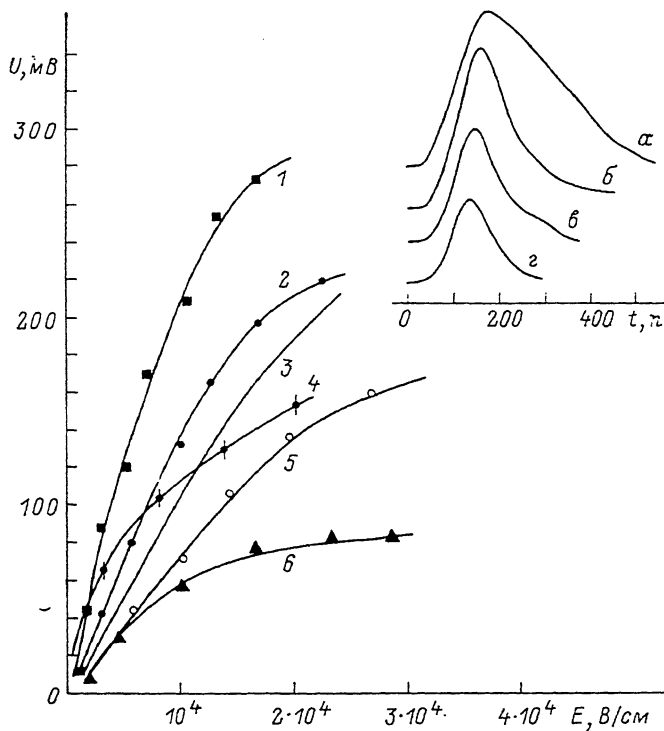


Рис. 1. Зависимости амплитуды сигнала фотоэлектрических преобразователей от напряженности электрического поля E для образцов GaInAs (1—3), GaAs (4, 5), InP (6). На вставке эволюция импульсной характеристики для образца 5 при $E = 3 \cdot 10^4$ (а), $1.7 \cdot 10^4$ (б), $1.1 \cdot 10^4$ (в), 10^4 (г).

Чувствительный элемент планарной конструкции представлял собой блок полупроводника шириной 0.1—0.5 мм и длиной 1.5—2.0 мм, вырезанный по плоскости (100), с нанесенными на его поверхность методом вакуумного распыления золотыми электродами. Вжигание золота проводилось при температуре 400 °C в течение 15 мин. Межэлектродные расстояния d в различных образцах составляли от 15 до 100 мкм. Межэлектродные расстояния выбирались из условия $d \gg l$, где l — длина свободного пробега носителей заряда, составляющая по нашим экспериментальным данным не более 10 мкм в полях $4—5 \times 10^5$ В/см.

Во всех исследованных образцах обеспечивалось перекрытие областей пространственного заряда контактов Шоттки. Высота барьера Шоттки составляла ~ 0.95 эВ. Исследования высоты барьера проводились методами энергии активации и спектральной зависимости фотоэдс. При исследовании температурной зависимости сопротивления обратно смещенного контакта Шоттки обнаружены помимо энергии активации, совпадающей с высотой барьера Шоттки ($\sim 2/3$ ширины запрещенной зоны), уровни энергии локальных центров, лежащие ниже дна зоны проводимости на 0.32 и 0.65 эВ. Последний из этих уровней обнаружен также и методом фотоэдс [2].

Проведено исследование зависимости статических вольт-амперных характеристик ВАХ фотоприемных элементов от температуры, магнитного поля, интенсивности освещения в области собственного поглощения полупроводника и частоты переменного питающего напряжения.

На рис. 2 приведены типичные ВАХ образцов с $d=100$ ($T=300$ К) и 25 мкм (80 К). Измерения проводились в темноте и при освещении активного элемента светом некогерентного источника в спектральной области собственного поглощения полупроводника. Видно, что с ростом напряженности электрического поля ток в образце монотонно увеличивается по закону $I \sim E^\beta$, где β на различных участках ВАХ принимает дискретные значения 1.0, 1.25, 2.5, 5.0, 10.0. В слабых полях характеристики подчиняются закону Ома $\beta=1$, а при $E > 1.3 \cdot 10^3$ В/см

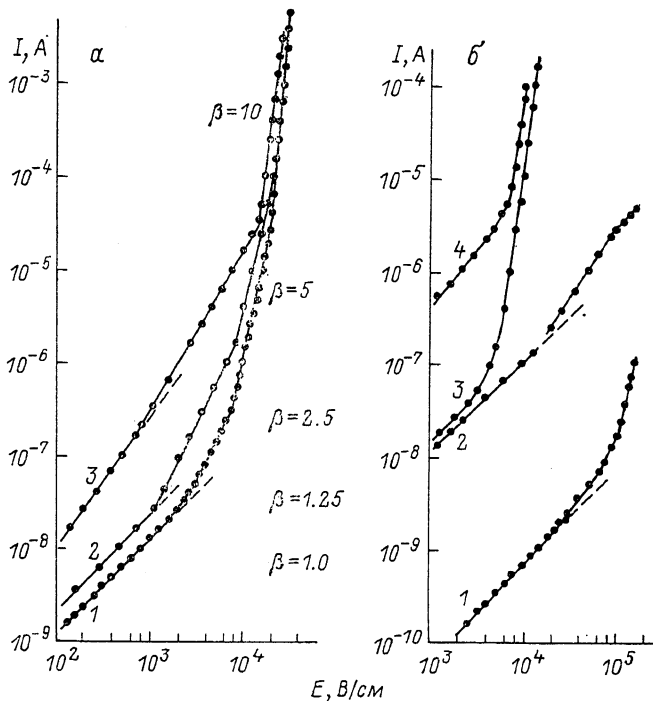


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики образцов.

$a - d=100$ мкм, $T=300$ К; 1 — в темноте; 2, 3 — при различных интенсивностях освещения; $b - d=25$ мкм, 1 — в темноте, 2 — при освещении при $T=80$ К; 3 — в темноте, 4 — при освещении при $T=300$ К.

β превышает 1 и они становятся нелинейными. Рост интенсивности освещения вызывает смещение точек, разделяющих участки ВАХ при 300 К с различными значениями β , в область меньших напряженностей электрического поля. При 80 К такой эффект не обнаружен (рис. 1, б). Величина фототока практически не зависит от E , что свидетельствует о независимости от напряженности поля сечения захвата и скорости тепловой генерации носителей зарядов. На нелинейном участке ВАХ отклоняется от омической зависимости на несколько порядков, что может быть объяснено только увеличением концентрации подвижных носителей зарядов в электрических полях с $E > 1.3 \cdot 10^3$ В/см. Причиной нелинейности ВАХ не может быть инжекция через контакты, так как имеющийся в них потенциальный барьер препятствует инжекции. Реальным механизмом, ответственным за наблюдаемую нелинейность ВАХ и способным обеспечить увеличение концентрации носителей зарядов на несколько порядков, является ударная ионизация локальных центров, энергетические уровни которых лежат ниже дна зоны проводимости на 0.32, 0.65 и 0.95 эВ [2]. На последнем из уровней фиксируется уровень Ферми полупроводника, чем и определяется высота барьера Шоттки в контактах.

Различие в характере зависимости ВАХ от интенсивности освещения при 300 и 80 К свидетельствует об участии фононов в процессах ударной ионизации центров, подтверждая их электронно-колебательную природу.

Величины напряженностей полей, соответствующих участкам ВАХ с различными β , отличаются примерно вдвое. Эта закономерность дает повод предполагать, что различные β относятся к процессам ионизации, когда носитель заряда ионизирует 1, 2 и более локальных центров по мере увеличения его кинетической энергии в возрастающем электрическом поле.

Выявленные дискретные значения β и величины пороговых полей на соответствующих участках ВАХ свидетельствуют о квантовом характере ионизации локальных центров. Энергетические уровни этих центров лежат именно в за-

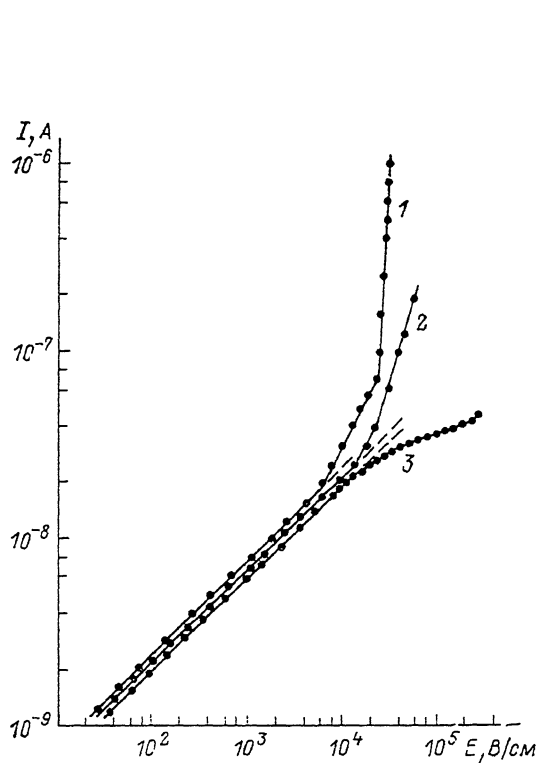
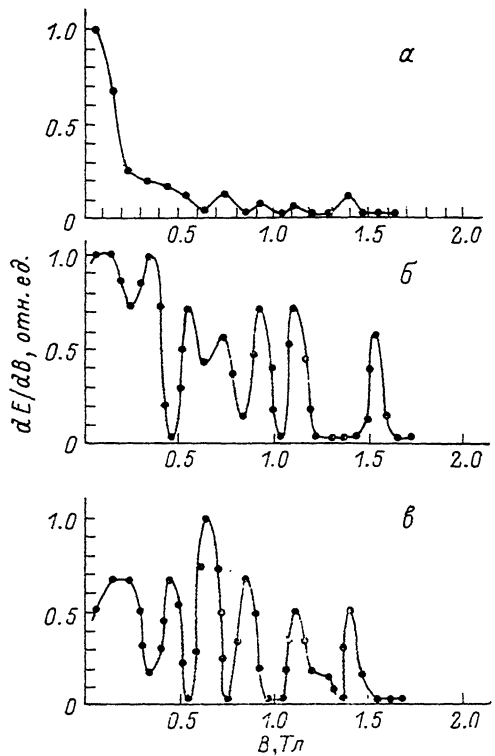


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики образца с $d=25$ мкм при $T=300$ К.

1 — без магнитного поля; 2, 3 — в магнитном поле 0.5 и 1.5 Тл соответственно.

Рис. 4. Зависимости производной dE/dB от индукции магнитного поля B в образце с $d=100$ мкм, $T=300$ К.

1, А: а — $3.7 \cdot 10^{-8}$, б — $2 \cdot 10^{-8}$, в — $1.43 \cdot 10^{-8}$; Е, В/см: а — $2-3 \cdot 10^4$, б — $1-2 \cdot 10^4$, в — $0.8-1 \cdot 10^4$.



прецессной зоне полупроводника, рассматриваемая ионизация протекает в полях, напряженность которых недостаточна для зонно-зонной ударной ионизации в арсениде галлия.

Наибольшее число участков ВАХ с различными значениями β отчетливо проявляются в наших экспериментах при максимальных d (~ 100 мкм), когда $l \ll d$.

Вывождаемый при ионизации электронно-колебательного центра в магнитном поле электрон можно представить как своеобразный осциллятор и описать следующим дифференциальным уравнением:

$$\ddot{X} + (q/m) \dot{X}B - \omega^2 X = 0,$$

где X — обобщенная координата, q — заряд электрона, m — эффективная масса электрона, ω — циклическая частота колебаний, B — индукция магнитного поля.

Точки над X обозначают дифференцирование по времени. Слагаемое, содержащее \dot{X} , учитывает действие силы Лоренца, когда \dot{X} и B взаимно ортогональны.

Данное уравнение допускает осциллирующее решение только при условии $4\omega^2 - [qB/m]^2 > 0$ [6]. Колебательные движения возможны при $\omega > (qB/2m)$, т. е. когда B не слишком велико. Если частота колебаний высвобождаемого при ионизации электрона фиксирована и определяется свойствами электронно-колебательного центра, то при достаточном увеличении B условие колебаний с данной частотой будет нарушено, а колебания центра и его ионизация станут невозможными. Если электрон участвует в сложном колебании с несколькими независимыми частотами, то по мере увеличения B последовательно окажутся подавленными магнитным полем колебания с частотами в порядке их возрастания. Поэтому всегда можно подобрать магнитное поле, способное подавить колебания в любом диапазоне частот. Такой механизм подавления ударной ионизации и устранения нелинейности ВАХ возможен в нашем случае.

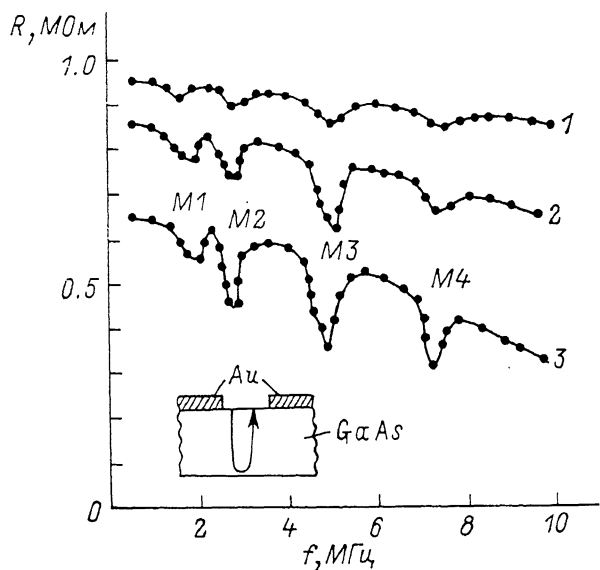


Рис. 5. Частотная зависимость дифференциального сопротивления образца с $d=100$ мкм и $W=200$ мкм, $T=300$ К при различных напряженностях электрического поля. E , В/см: 1 — 10^4 , 2 — $2 \cdot 10^4$, 3 — $3 \cdot 10^4$. На вставке стрелкой показано распространение упругой волны в образце.

Магнитное поле, направленное вдоль тока между электродами фотоприемника, практически не изменяет ВАХ. Напротив, будучи направленным нормально к току, оно заметно изменяет ВАХ главным образом в области ее нелинейности (рис. 3). По мере увеличения B от 0 до 1.8 Тл нелинейность устраняется и ВАХ приближается к линейной (омической). Наблюдаемый эффект обратим и безынерционен.

Зависимости E_{np} от B не установлено, что указывает на принципиальное различие механизмов, ответственных за нелинейность ВАХ при $E < E_{np}$ и ударную зонно-зонную ионизацию при $E \approx E_{np}$. На наш взгляд, характер изменения ВАХ под действием магнитного поля подтверждает предположение об осцилляциях ионизируемых локальных центров и высвобождаемых при этом носителей зарядов.

В исследованных фотоприемниках наблюдается ступенчатое уменьшение тока по мере увеличения B при фиксированном E , а также ступенчатое увеличение E по мере возрастания B при фиксированном токе. Характерные зависимости dE/dB от B приведены на рис. 4. Видны пики, соответствующие различным частотам колебаний центров, подавляемых магнитным полем. Такие зависимости наблюдаются только в области нелинейности ВАХ. Это доказывает, что нелинейности ВАХ обусловлены ионизацией электронно-колебательных центров.

Оценка частоты колебаний центров с учетом значений V в максимумах зависимости dE/dB (рис. 4) и данных об эффективной массе электрона в арсениде галлия дает значение $6 \cdot 10^{10} - 3.6 \cdot 10^{11}$ Гц, что соответствует частотному диапазону акустических колебаний кристаллической решетки. Из рис. 4 также видно, что при увеличении E наиболее активны низкочастотные фононы.

Об участии фононов в ионизации локальных центров свидетельствуют также исследования зависимости дифференциального сопротивления R образцов от частоты f подводимого к ним напряжения в мегагерцовом диапазоне частот. Для проведения этих исследований образец подключался параллельно колебательному контуру, в котором возбуждались колебания на резонансной частоте f с амплитудой не более 0.2 В. Кроме того, к образцу подводилось постоянное напряжение, создававшее электрическое поле с напряженностью от 10^4 до $3 \cdot 10^4$ В/см. Характерные зависимости $R(f)$, измеренные при 300 К, представлены на рис. 5 для образца с толщиной полупроводникового блока $W = 200$ мкм. Из рис. 5 видно, что R уменьшается по мере роста E , что соответствует характеру изменения статических ВАХ. На кривых $R(f)$ имеются минимумы M_1, M_2, M_3, M_4 , наличие которых можно объяснить эффектом синхронизма, когда совпадает период $(1/f)$ подводимого к образцу переменного напряжения и время пролета звука $2W/v$ из активной области прибора сквозь толщину полупроводникового блока и обратно со скоростью v , как показано стрелкой на вставке рис. 5.

Минимумы M_2 и M_3 на кривых $R(f)$ можно объяснить эффектом синхронизма с участием поперечных (TA) и продольных (LA) упругих волн, скорости которых в арсениде галлия для кристаллографического направления (100) соответственно равны $v_{TA} = 1.01 \cdot 10^5$ см/с и $v_{LA} = 1.9 \cdot 10^5$ см/с [7]. Частотное положение минимумов M_1 и M_4 соответствует условию синхронизма с участием упругих волн, распространяющихся со скоростями v_{LA}, v_{TA} соответственно.

Данные об участии акустических фононов в ударной ионизации в магнитном поле согласуются с частотной зависимостью дифференциального сопротивления образцов. Эти результаты свидетельствуют не только о генерации фононов при ионизации, но и о их способности стимулировать ионизацию центров, что в принципе может найти важное техническое применение.

Список литературы

- [1] Фотоприемники и фотопреобразователи / Под ред. Ж. И. Алферова, Ю. В. Шмарцева. Л.: Наука, 1986.
- [2] Вдовенков В. А., Прокофьева С. П., Усачева Т. Н. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 2. С. 213—216.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 1. 455 с.
- [4] Вдовенков В. А., Лукьянов В. Н., Прокофьева С. П. и др. // Тез. XIII Всесоюз. конф. по высокоскоростной фотографии. М., 1987. С. 83.
- [5] Вдовенков В. А. // Электронная техника. Сер. 6. Материалы. 1988. № 2 (288). С. 51—54.
- [6] Калке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1976. 576. с.
- [7] Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
9 июля 1990 г.