

тов сканирования. Светосила однокристалльного метода оказалась в 60–80 раз меньше, чем у двухкристалльного, что выражалось в увеличении времени экспозиции для получения одной топограммы до 20 час по сравнению с 15–20 мин для случая двухкристалльной методики.

Таким образом, рентгеновская топография стоячих ПАВ позволяет исследовать взаимодействие бегущих ПАВ с дефектами поверхности кристалла. В отличие от стробоскопической топографии методика со стоячими ПАВ позволяет исследовать кристаллические устройства с любыми частотами ультразвука. Возможные ограничения методики для устройств с частотами большими 100 МГц связаны с разрешением малых периодов на фотопластинках. Эта трудность может быть преодолена путем использования для регистрации топограмм фоторезистов типа РММА, на которых можно получить субмикронное разрешение. Несмотря на то что их чувствительность на порядок меньше, чем у фотопластинок, высокая светосила двухкристалльной методики позволит получать на них топограммы за несколько часов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Адхамов А.А., Шкляр А.Н., Бондаренко В.С. и др. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 6. С. 1689–1693.
- [2] Погосян А.С., Алешко-Ожевский О.П., Чуховский Ф.Н., Калашникова И.И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 1224–1226.
- [3] Serwa H., Graeff W. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. V. 82. С. 34–45; 1985. V. 87. С. 507–516.

Институт кристаллографии  
АН СССР им. А.В. Шубникова,  
Москва

Поступило в Редакцию  
7 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 17      12 сентября 1990 г.  
06.2; 06.3; 07

© 1990

О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ СТИМУЛИРОВАННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ  
УДАРНО-ИОНИЗАЦИОННЫХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.В. Греков, В.М. Ефанов

Необходимым условием возбуждения мощного стимулированного излучения в полупроводниках является создание достаточно боль-

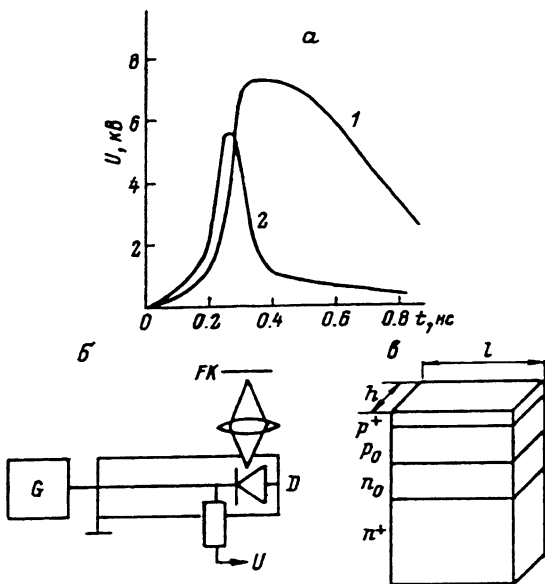


Рис. 1. а) Форма импульса напряжения: 1 - на выходе генератора, 2 - на исследуемом диоде. б) Схема экспериментальной установки:  $D$  - исследуемый диод;  $G$  - генератор импульсов напряжения,  $FK$  - фотокатод электронно-оптического преобразователя,  $U$  - регистрация напряжения на исследуемом диоде. в) Конструкция исследуемых  $GaAs$  диодов. Толщины слоев:  $n^+$ -подложка -  $2.5 \cdot 10^{-2}$  см, высокоомная  $p_0 n_0$ -база -  $10^{-2}$  см,  $p^+$ -эмиттер -  $3 \cdot 10^{-3}$  см; размеры контактов;  $l = 1.5 \cdot 10^{-2}$  см,  $h = 9 \cdot 10^{-3}$  см.

шого объема инверсной электронно-дырочной плазмы. Обычно эта проблема решалась либо использованием оптической накачки, либо облучением полупроводника электронами высоких энергий. Обнаруженное сравнительно недавно [1, 2] явление возбуждения ударно-ионизационных волн в полупроводниках при сверхбыстром перенапряжении обратносмещенного р-п-перехода дало новый высокоэффективный способ быстрой генерации плазмы. Возможность возбуждения таких волн в  $GaAs$  была показана в [3, 4], причем косвенные оценки свидетельствовали о том, что этот процесс (в отличие от стримерного разряда в полупроводниках, сопровождающегося лазерной генерацией [5-7]) способен обеспечить довольно однородное заполнение плазмой объема полупроводника.

В настоящей работе впервые экспериментально показано, что процесс генерации плазмы ударно-ионизационной волной в  $GaAs$  может быть однородным и может обеспечивать создание плазмы

с инверсной концентрацией; в этих условиях получено стимулированное излучение при комнатной температуре.

Согласно оценкам, сделанным в [4], для получения стимулированного излучения в плазме, созданной ударно-ионизационной волной в GaAs, концентрация носителей заряда должна быть более  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует плотности тока после переключения  $j > 10^6 \text{ А/см}^2$ . Площадь контактных площадок образцов, которые еще можно достаточно точно устанавливать в коаксиальном волноводе, составляла  $(1-4) \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ . Таким образом, импульс тока через образец должен быть не менее  $(1-4) \cdot 10^2 \text{ А}$  при напряжении порядка  $10^4 \text{ В}$ , причем длительность переднего фронта, необходимая для возбуждения ударно-ионизационной волны, не должна превышать  $100-200 \text{ пс}$  [3, 4].

Создание генераторов с такими параметрами, работающих в частотном режиме, стало возможным с появлением двух новых классов быстродействующих приборов ключевого типа - дрефового диода с резким восстановлением напряжения (ДДРВ) - наносекундного диапазона [8] и диодного обострителя на основе ударно-ионизационных волн (ДО) - пикосекундного диапазона [9]. Для выполнения данной работы был создан на основе этих приборов генератор, формирующий импульсы напряжения амплитудой  $2-10 \text{ кВ}$  с фронтом  $100 \text{ пс}$  и длительностью  $1-3 \text{ нс}$ , работающий на частоте до  $1 \text{ кГц}$ ; форма импульса напряжения на нагрузке  $50 \text{ Ом}$  показана на рис. 1, а, кривая 1.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1, б. Исследуемый диод  $D$ , конструкция которого показана на рис. 1, в, помещался в разрыв коаксиальной линии с волновым сопротивлением  $\rho = 50 \text{ Ом}$  без согласующего сопротивления. Диод изготавливался путем откалывания от  $p^+p, p, p^+$ -структуры большой площади, полученной стандартным методом газотранспортной эпитаксии. Излучение из боковых граней образца через фокусирующую систему попадало на фотокатод электронно-оптического преобразователя (ЭОП) „Агат СФ“.

Форма импульса напряжения на диоде показана на рис. 1, а, кривая 2. Со скоростью более  $5 \cdot 10^{13} \text{ В/с}$  оно нарастает примерно до  $5,5 \text{ кВ}$ , что более чем в 3 раза превышает статическое напряжение лавинного пробоя диода, а затем резко (за время порядка  $100 \text{ пс}$ ) падает до величины менее  $1 \text{ кВ}$ ; именно за это время, согласно [1-4], через область  $p, p_0$  проходит ударно-ионизационная волна, оставляющая за собой инверсную электронно-дырочную плазму. Так как эффективное сопротивление образца во включенном состоянии  $R_{эф} \ll \rho$ , то ток через него равен  $U/\rho$ , где  $U$  - амплитуда падающей волны напряжения.

Необходимо отметить, что, несмотря на отсутствие защитного покрытия на боковых гранях образца, поверхностный и воздушный пробой не успевали развиваться, хотя среднее значение поля на поверхности было более  $5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ .

На рис. 2, а показана фотография рекомбинационного излучения из образца в режиме одиночного импульса тока длительностью

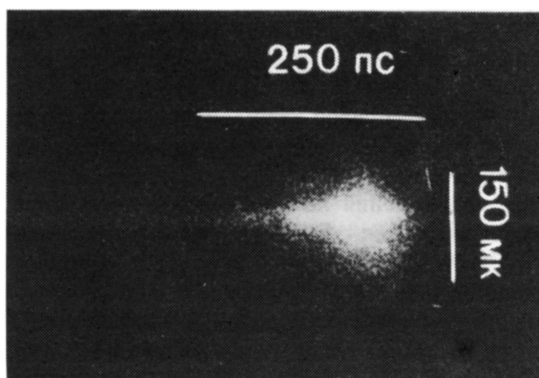
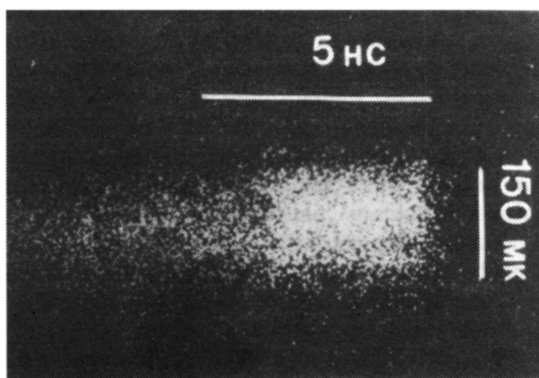
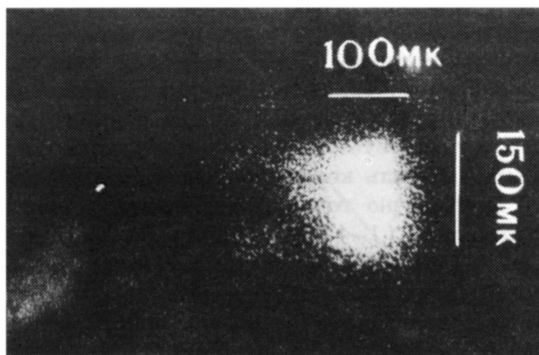


Рис. 2. а) Фотография излучения из боковой грани образца от одиночного импульса тока при плотности  $1 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> в статическом режиме (без развертки). б) Хронограмма того же излучения. в) Хронограмма излучения из боковой грани образца от одиночного импульса тока при плотности  $2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>.

$10^{-9}$  с при плотности  $\sim 1 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> (ЭОП работал в статическом режиме, без развертки по времени). Хорошо видно довольно однородное свечение из области  $150 \times 100$  мкм, размер и положение которой соответствуют  $p, p_0$  - области на боковой грани образца.

На рис. 2, б показана хронограмма излучения этой же области; видно, что интенсивность свечения устанавливается за время не более 1 нс, а характерное время его спада порядка 10 нс.

Хронограмма того же излучения с более быстрой разверткой (0.25 нс/см) также показала довольно высокую однородность излучения по площади образца и во времени. Примерно такой же характер имеет излучение из всех других граней, а также при меньшей плотности тока (до  $4 \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup>). В целом эти данные убедительно свидетельствуют о том, что волновой пробой в исследуемых условиях происходит довольно однородно, без образования стримеров.

При увеличении плотности тока примерно до  $1.1 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> яркость излучения резко возрастает и становится столь высокой, что при фотографировании приходилось применять ослабляющие (примерно в 5 раз) фильтры, которые помещались перед фотокатодом. Хронограмма излучения, полученная с применением оптической щели и ослабляющего фильтра от одиночного импульса при  $j = 2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>, приведена на рис. 2, в; видно, что длительность излучения составляет около 100 пс, что на два порядка меньше, чем на рис. 2, б; размер оптической щели выбирался таким образом, чтобы отношение ширины изображения при развертке 250 пс/см к размеру в статическом режиме ЭОП было около 4. После окончания яркой вспышки продолжается излучение света меньшей интенсивности. Это излучение аналогично показанному на рис. 2, б; на рис. 2, в оно отрезано ослабляющим светофильтром.

Резкое увеличение яркости светового импульса на короткое время при сохранении длительности импульса накачки свидетельствует о переходе в режим стимулированного излучения. Об этом свидетельствует также пороговый характер наблюдаемого явления. Полную уверенность в том, что наблюдается стимулированное излучение, могло бы дать исследование спектральных характеристик излучения при переходе в режим яркой вспышки. Однако оказалось, что изучение спектра излучения в условиях наших экспериментов крайне сложно из-за чрезвычайно высокой мощности электромагнитного излучения генератора накачки; эти эксперименты будут являться темой дальнейшей работы.

Измерения калиброванным фотоприемником показали, что с каждой из граней через окно в коаксиальной линии диаметром 0.5 см, находящееся на расстоянии 1 см от образца, выводилось  $2.5 \cdot 10^{-10}$  Дж в свете на каждый импульс, т.е. полная мощность в импульсе составляла более 10 Вт.

В этих экспериментах нами не принималось мер по повышению эффективности вывода излучения, которое в принципе может быть гораздо более мощным. Действительно, при остаточном напряжении

на приборе менее  $10^3$  В среднее поле в образце не превышает  $10^5$  В/см, а скорость носителей заряда  $v = v_s \approx 10^7$  см/с и средняя концентрация плазмы  $\bar{n} \approx \frac{j}{2v_s} \approx 1.3 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ . При рабочем объеме  $\text{p}_0\text{p}_5$ -слоя порядка  $10^{-6}$  см $^3$  предельная световая энергия, выделяющаяся при их рекомбинации, составляет более  $10^{-7}$  Дж, т.е. мощность излучения может быть более  $10^3$  Вт.

Возможности генератора электрических импульсов, использовавшегося в наших экспериментах, достаточны для возбуждения рабочего объема около  $10^{-5}$  см $^3$ , а схемотехнические решения, лежащие в основе подобных генераторов, позволяют поднять их мощность по меньшей мере на порядок.

Таким образом, в перспективе реальным представляется создание полупроводниковых лазеров на основе ударно-ионизационных волн с длительностью импульса в десятки пикосекунд при мощности в десятки и сотни киловатт.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Ю.В. Жилиеву за предоставленные арсенидгалиевые  $\text{p}^+\text{r}_0\text{p}_0\text{p}^+$ -структуры большой площади, из которых методом откалывания изготавливались исследуемые диоды.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 15. С. 950-953.
- [2] Грехов И.В. // Вестник АН СССР. 1981. № 6. С. 18-25.
- [3] Алферов Ж.И., Грехов И.В., Ефанов В.М., Кардо-Сысоев А.Ф., Корольков В.И., Степанова М.И. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 18. С. 1089-1093.
- [4] Грехов И.В., Ефанов В.М. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 23. С. 2121-2124.
- [5] Nicoll F.M. // Appl. Phys. Lett., 1973. V.23. P. 465.
- [6] Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. // Письма в ЖТФ. 1974. В.19. С. 650.
- [7] Дубров В.Д., Исманов И., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А. Лазеры на  $\text{InP}$  и  $\text{GaAs}$ , возбуждаемые сильным электрическим полем. Препринт № 233, М., 1985.
- [8] Грехов И.В., Ефанов В.М., Кардо-Сысоев А.Ф., Шендерей С.В. // Письма в ЖТФ. 1983. В. 7. С. 435-439.
- [9] Грехов И.В., Ефанов В.М., Кардо-Сысоев А.Ф., Шендерей С.В. // ПТЭ. 1986. № 1. С. 93-94.