

ЗАДЕРЖКА ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЛАВИННЫХ S-ДИОДОВ В СХЕМЕ С ОПТИЧЕСКИМ ЗАПУСКОМ

© 2011 г. И. А. Прудаев, М. С. Скакунов, О. П. Толбанов, С. С. Хлудков, К. М. Дегтяренко

Томский государственный университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36
E-mail: prudaev@rid.tom.ru

Поступила в редакцию 13.01.2010 г.

Представлены результаты исследования лавинных S-диодов в схеме с импульсным оптическим запуском. Приведены экспериментальные зависимости времени задержки переключения S-диодов из закрытого в открытое состояние от энергии лазерного излучения с длиной волны 0.78 мкм. Показано, что задержка переключения лавинных S-диодов обусловлена процессом перезарядки глубоких ловушек в области пространственного заряда.

ВВЕДЕНИЕ

Лавинный импульсный S-диод относится к классу приборов с в.ч.-электроники. На обратной ветви его вольт-амперной характеристики (в.а.х.) наблюдается участок отрицательного дифференциального сопротивления. S-диоды используются в качестве пороговых элементов в схемах импульсного питания различных радиоэлектронных устройств [1]. Особенностью такого прибора являются малые времена переключения (<1 нс) при больших значениях коммутируемого напряжения (до 1000 В) и тока (до 50 А).

В основе конструкции лавинного S-диода лежит полупроводниковая структура π - v - n -типа, полученная путем компенсации n -GaAs примесью, создающей глубокие акцепторные центры в запрещенной зоне полупроводника. Механизм переключения связан с перезарядкой глубоких центров в условиях микроплазменного лавинного пробоя π - v -перехода. Структуры обладают чувствительностью к и.к.-излучению, в связи с чем ранее было предложено использовать их в качестве оптоэлектронной пары, что позволило бы создать гальваническую развязку цепей входа и выхода в устройствах формирования импульсов [2]. В литературе отсутствует информация о работе S-диодов в условиях импульсной засветки.

В настоящей работе представлены результаты исследования S-диодов в схеме с импульсным оптическим запуском, анализируются закономерности задержки переключения от энергии излучения, обсуждается механизм формирования задержки.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовались S-диоды, электронно-дырочный переход которых создавался диффузией хро-

ма в GaAs [3]. Исходная концентрация донорной примеси в GaAs составляла $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Распределение концентрации хрома имело вид функции дополнения интеграла ошибок до единицы с поверхностной концентрацией, равной $9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Градиент концентрации примеси в области π - v -перехода составлял $a_k = 10^{19} \text{ см}^{-4}$. Усредненное значение удельного сопротивления π -области равно $10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Лавинные S-диоды изготавливали по мезапланарной технологии. Размер кристаллов составлял $0.8 \times 0.8 \text{ мм}$, диаметр мезаструктуры — 300 мкм. В качестве контактов использовали сплав Pb(6%)-Sn(91%)-Ag(3)%, который вплавляли с обеих сторон кристаллов в потоке водорода при температуре 580°C. Диоды изготавливались в бескорпусном исполнении.

Блок-схема измерительной установки представлена на рис. 1. Измеряли зависимости времени задержки переключения от энергии излучения в импульсе. Запуск диодов осуществляли одиночными оптическими импульсами с длиной волны $\lambda = 0.78 \text{ мкм}$; засветку проводили в направлении, параллельном плоскости контактов S-диода. Каждую точку на зависимости времени задержки от энергии излучения измеряли 3 раза. Всего было измерено 10 диодов.

В качестве емкости использовали коаксиальную линию с волновым сопротивлением 50 Ом, в качестве источника питания — Keithley SourceMeter 2410. Измерения проводили с помощью осциллографа LeCroy 104 Xs (полоса пропускания 1 ГГц, частота выборки 5 Гвыб/с). В качестве фотоприемника использовали фотодиод ФД256 (собственное время срабатывания $\leq 2 \text{ нс}$). Источником излучения служил лазер на органических красителях (длина волны $\lambda = 0.78 \text{ мкм}$), оптиче-

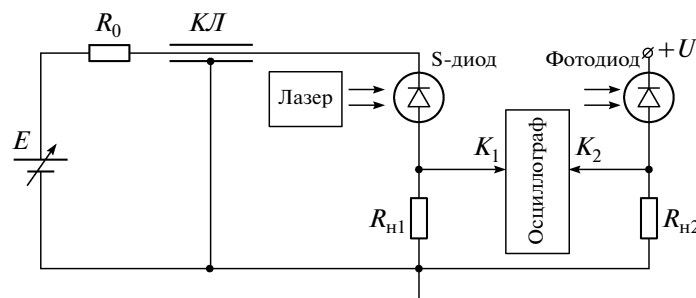


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки. E – источник питания S-диода (до 1000 В); KL – коаксиальная линия; K_1, K_2 – первый и второй каналы осциллографа; R_0 – ограничительное сопротивление; $R_{н1}, R_{н2}$ – нагрузочные сопротивления в измерительных цепях; напряжение питания фотодиода $U = 60$ В.

ская накачка которого реализована при помощи коммерческого лазера Solar LQ 129 с длиной волны $\lambda = 0.53$ мкм. Измерение энергии излучения проводили с помощью прибора Gentec-e ED-100A UV.

Использовали схему релаксатора на S-диоде [1]. Прикладываемое постоянное смещение было меньше напряжения переключения, но достаточным для развития микроплазменного лавинного пробоя (на статической вольт-амперной характеристике при напряжениях эксперимента наблюдается экспоненциальный рост силы тока с напряжением). При засветке диод переключался в открытое состояние за время ≤ 0.5 нс, что приводило к разрядке накопительной емкости и формированию импульса напряжения на нагрузке. Под временем задержки понималось время между фронтом запускающего импульса по уровню 0.5, измеренного при помощи фотодиода, и фронтом импульса в цепи лавинного S-диода по уровню 0.5.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены типичные зависимости времени задержки от энергии излучения. Видно, что при увеличении энергии время задержки уменьшается. Увеличение напряжения, поданного на S-диод, также приводит к уменьшению времени задержки. Во всех случаях при изменении энергии в 5 раз время задержки изменяется в среднем в 4 раза. Стоит отметить, что временная нестабильность переключения слабо изменяется при увеличении энергии излучения, на рис. 2 она обозначена в виде доверительных интервалов и составляет в среднем 0.4 нс.

Обсудим полученные результаты.

Ранее было показано, что в схемах обострения, когда на S-диод, помимо постоянного напряжения, подается импульсное, задержка переключения обусловлена процессами перезарядки глубоких уровней и может быть представлена следующим выражением [2, 4]:

$$t_3 = \frac{1}{\sigma_p V_s p}, \quad (1)$$

где σ_p – сечение захвата дырок на глубокие уровни хрома, V_s – скорость насыщения дырок в области пространственного заряда (о.п.з.), p – общая концентрация дырок, которая в нашем случае складывается из фотоносителей (p_ϕ) и лавинных дырок (p_n). Концентрация фотодырок зависит от энергии поглощенного излучения (E_n), а величина p_n – от приложенного постоянного напряжения смещения (U). Соответственно формулу (1) можно переписать в следующем виде:

$$t_3^{-1} = \sigma_p V_s p_\phi(E_n) + \sigma_p V_s p_n(U) = \sigma_p V_s p_\phi(E_n) + f(U). \quad (2)$$

Функция $f(U)$ не зависит от энергии поглощенного излучения, а зависимость от напряжения смещения может носить сложный характер, так как она должна учитывать микроплазменный характер лавинного пробоя.

Для того чтобы вывести зависимость p_ϕ от E_n , учтем, что часть излучения отражается от цилинд-

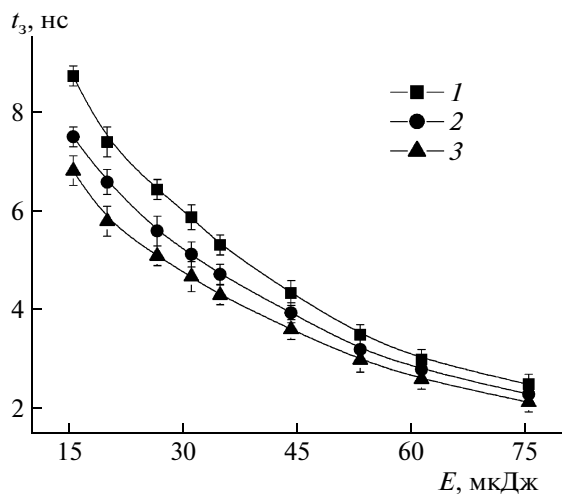


Рис. 2. Зависимости времени задержки от энергии излучения в линейных координатах для напряжения питания S-диода: 1 – 200 В, 2 – 250 В, 3 – 300 В.

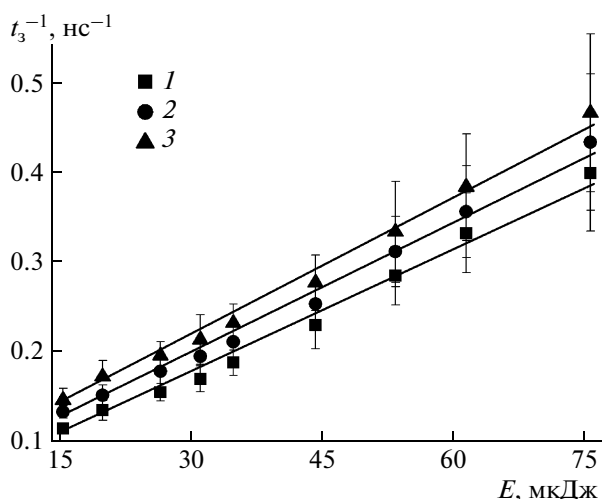


Рис. 3. Зависимости времени задержки от энергии излучения в координатах $1/t_3$, E для напряжения питания S-диода: 1 – 200 В, 2 – 250 В, 3 – 300 В.

дрической поверхности мезаструктуры. Тогда можно записать следующее [5]

$$p_{\Phi} = \frac{N_p}{V} = \frac{\eta N_{\Phi}}{V} = \frac{\eta E_{\Pi}}{V h\nu}, \quad (3)$$

где N_p – количество фотодырок, V – объем слоя поглощения фотонов, N_{Φ} – количество падающих фотонов, η – квантовая эффективность, $h\nu$ – энергия кванта излучения.

Учтем также, что не все излучение лазера с измеренной энергией E падает на поверхность активной области S-диода, т.е. $E_{\Pi} = KE$. Коэффициент $K \ll 1$ и определяется соотношением площади проекции о.п.з. на поверхность, нормальную к лазерному лучу, и площади сечения лазерного луча. При диаметре сечения луча 1 мм, диаметре мезы 300 мкм и ширине о.п.з. 13 мкм коэффициент $K \approx 5 \cdot 10^{-3}$.

С учетом вышеизложенного окончательное выражение для анализа экспериментальных зависимостей можно получить из формул (3) и (2):

$$t_3^{-1}(E) = \sigma_p V_s \frac{\eta K}{V h\nu} E + \text{const} = \gamma E + \text{const}. \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что в координатах t_3^{-1} , E зависимость будет иметь линейный вид с тангенсом угла наклона γ . Используя известные значения $\sigma_p \approx 10^{-15}$ см², $V_s = 10^7$ см/с [5, 6], $V \approx 15.32 \cdot 10^3$ мкм³ (толщина слоя поглощения при $h\nu = 1.59$ эВ составляет ≈ 2.5 мкм [7]), можно рассчитать тангенс угла, который равен $\gamma \approx 1.28 \times 10^{16} \eta$ (Дж · с)⁻¹.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости, перестроенные в координатах t_3^{-1} , E . В пределах погрешности эти зависимости являются прямолинейными. Расчет тангенса угла наклона из экспериментальных зависимостей для различных S-диодов и различных напряжений дает значения от $4 \cdot 10^{12}$ до $8 \cdot 10^{12}$ (Дж · с)⁻¹. Используя среднее экспериментальное значение $\gamma = 6 \cdot 10^{12}$ (Дж · с)⁻¹ и сопоставляя его с расчетным значением, можно оценить квантовую эффективность. Она равна $\eta \approx 4.69 \cdot 10^{-4}$, что является вполне приемлемой величиной для специально не подготовленной цилиндрической поверхности мезаструктуры (для сравнения, у промышленных солнечных элементов η составляет 0.15–0.20).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что экспериментально полученные зависимости времени задержки от энергии лазерного излучения спрямляются в координатах t_3^{-1} , E . При этом снижение энергии в 5 раз приводит к уменьшению времени задержки в 4 раза. Анализ результатов показал, что задержка переключения лавинных S-диодов в схеме с импульсным оптическим запуском обусловлена процессом перезарядки глубоких центров хрома в области пространственного заряда.

Работа выполнена в рамках проектов ФЦП “Кадры” (ГК № 16.740.11.0231, ГК № 02.740.11.0164) и РФФИ (грант № 07-02-00314).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пикосекундная импульсная техника / Под ред. В.Н. Илюшенко. М.: Энергоатомиздат, 1993.
2. Каримбаев Д.Д., Корецкий А.В., Павлов Ю.Д. и др. // Электрон. пром-сть. 1993. № 9. С. 62.
3. Прудаев И.А., Хлудков С.С., Скакунов М.С., Толбанов О.П. // ПТЭ. 2010. № 4. С. 68.
4. Белобородов П.Ю., Толбанов О.П., Хлудков С.С. // ФТП. 1988. Т. 22. № 4. С. 755.
5. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.
6. Хлудков С.С., Толбанов О.П., Лахтикова В.Г. // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18. № 9. С. 1893.
7. Арсенид галлия. Получение, свойства и применение / Под ред. Ф.П. Кесаманлы и Д.Н. Наследова. М.: Наука, 1973.