

ВНУТРЕННЕЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ОПТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ В $P-i-N$ -ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ПРИ ЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА

Бугусов Д. М., Гоцадзе Г. Г., Рыкин Б. С., Сурис Р. А.

Показано, что перераспределение электрического поля в пределах i -слоя $P-i-N$ -гетероструктур за счет дрейфа фотоносителей, образованных при электропоглощении света, приводит к сильной оптической нелинейности вплоть до проявления оптической бистабильности. Описанная $P-i-N$ -гетероструктура позволяет в принципе осуществить одновременное независимое функционирование на ее площади большого числа элементов типа SEED без разделения ее на отдельные части: каждый независимый элемент может быть выделен своим пятном засветки.

В последнее время интенсивно исследуются различные типы оптоэлектронных элементов типа SEED (Self—Electrooptic—Effect—Devices). Принцип действия этих элементов [1-7] заключается в следующем. Полупроводниковая структура, в которой под действием света генерируется фототок и чья поглощательная способность зависит от приложенного к ней напряжения, включается в цепь вместе с элементом, протекание тока через который вызывает существенное падение напряжения на нем. Наличие такого элемента позволяет реализовать сильную обратную связь в цепи (положительную или отрицательную), когда изменение фототока вызывает изменение падения напряжения на элементе и собственно изменение напряжения, приложенного к структуре, что в свою очередь меняет ее поглощение, а с ним и фототок и т. д. На перераспределении электрического поля между структурой (точнее, ее активным слоем, в котором имеет место поглощение) и внешним элементом основана работа исследованных до сих пор SEED.¹

В [10, 11] теоретически рассматривалась ситуация для случая SEED на основе двойной $P-i-N$ (точнее, $P-n^0-N$)-гетероструктуры, когда сопротивление внешнего по отношению к структуре элемента близко к нулю и напряжение на n^0 -слое структуры в процессе ее работы поддерживается постоянным, приблизительно равным напряжению внешнего источника питания. Электропоглощение имело место во всем однородном узкозонном n^0 -слое структуры. Анализировался случай больших интенсивностей света, когда дрейф значительного числа носителей тока приводит к перераспределению напряженности электрического поля $E(x)$ по толщине n^0 -слоя структуры. Поле уменьшается в центре n^0 -слоя и увеличивается на его краях так, что $\int_0^L E(x) dx \approx U_{см}$, где L — толщина n^0 -слоя, $U_{см}$ — приложенное запирающее электрическое смещение. Было показано, что такое перераспределение поля в случае

¹ Отметим, что ситуация, описанная в [4, 8, 9], когда структура представляет собой фотодиод, работающий в вентильном режиме, является крайним случаем общей ситуации, когда внешний элемент обладает бесконечным сопротивлением.

эффекта Келдыша—Франца может вызвать рост поглощательной способности структуры с ростом интенсивности падающего на нее света. Однако реализующаяся в этом случае внутренняя обратная связь работает неэффективно, так как напряженность электрического поля в одной части n^0 -слоя увеличивается, в другой — уменьшается, а электропоглощение происходит по всей толщине слоя. Для того чтобы внутренняя обратная связь работала эффективно, необходимо использовать $P-i-N$ -гетероструктуру с неоднородным n^0 -слоем, которой дрейф фотоносителей приводит к однозначному изменению напряженности электрического поля в той части n^0 -слоя, где имеет место электропоглощение света. В этом случае мы опять приходим к ситуации с «внешним» по отношению к поглощающей части n^0 -слоя элементом (непоглощающей частью n^0 -слоя), дрейф фотоносителей через который меняет электрическое поле в по-

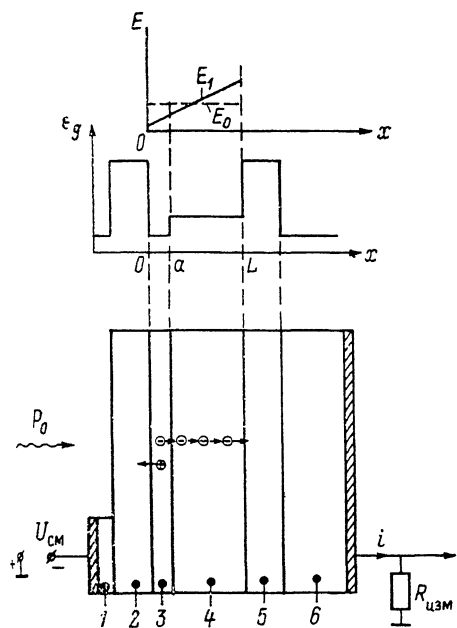


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной структуры, распределение ширины запрещенной зоны материала ее слоев (ϵ_g) по толщине структуры и распределение напряженности электрического поля E в n^0 -слое структуры.

1 — p^+ -GaAs, 2 — P^+ - $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$, 3 — n^0 -GaAs, $N \sim (5-7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 4 — n^0 - $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$, 5 — N^+ - $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$, 6 — n -GaAs. $a = 0.55 \text{ мкм}$, $l = 3.8 \text{ мкм}$, $E_0 = E(P_0 = 0)$, $E_1 = E(P_0 > 0)$. $R_{цзм} = 50 \text{ Ом}$.

глощающей части n^0 -слоя. Существенное отличие от ранее экспериментально реализованных SEED на основе двойных $P-i-N$ -гетероструктур заключается именно в том, что область объемного заряда структуры (n^0 -слой) включает в себе как поглощающую часть, так и «внешний» по отношению к ней элемент (непоглощающую часть). Это отличие приводит к интересным особенностям работы SEED, на которых мы остановимся далее.

Для предварительных экспериментов нами была выбрана двойная $P-i-N$ -гетероструктура (рис. 1), для которой во всей области электропоглощения (часть a n^0 -слоя) за счет дрейфа фотоносителей по всей толщине n^0 -слоя L имеет место, как будет показано далее, уменьшение напряженности электрического поля при увеличении интенсивности света.

Опишем работу такой структуры для случая, когда энергия квантов $\hbar\omega$ падающего на нее излучения порядка ширины запрещенной зоны слоя n^0 -GaAs и существенно меньше ширины запрещенной зоны слоя n^0 -AlGaAs и тем более меньше ширины запрещенных зон сильно легированных слоев P^+ -AlGaAs и N^+ -AlGaAs.

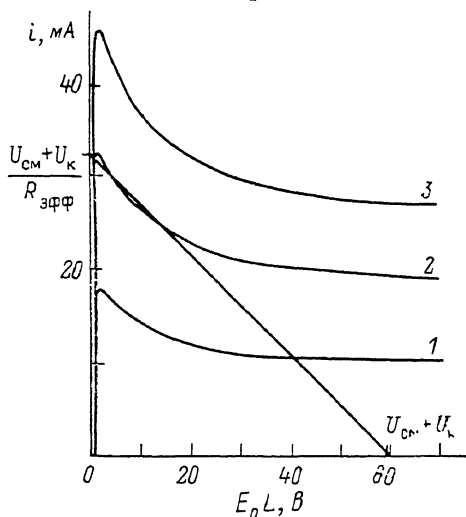


Рис. 2. Зависимость тока структуры i от величины E_0L для различных мощностей падающего на нее излучения.

P_0 , мВт: 1 — 105, 2 — 190, 3 — 270.

Таким образом, в процессе работы структуры, к которой приложено запирающее смещение $U_{см}$, электропоглощение света и рождение фотоносителей имеют место только в узкозонном слое n^0 -GaAs. В нашей структуре разогреть в слое n^0 -GaAs сильным электрическим полем носители тока легко преодолевают барьеры на границах этого слоя со слоями P^+ -AlGaAs и n^0 -AlGaAs с помощью туннельного и надбарьерного переходов. Пусть толщины слоев n^0 -GaAs и n^0 -AlGaAs выбраны таким образом, что $L \gg a$, т. е. источником, представляющим фотоносители, является узкий по сравнению со всем n^0 -слоем в котором происходит дрейф носителей, слой. Распределение электрического поля $E(x)$ во всем n^0 -слое структуры определяется распределением фотоэлектронов, так как фотодырки после рождения выносятся в P^+ -AlGaAs-слой. Если $a \ll L$, то изменением поля на толщине a можно пренебречь и всюду в поглощающей области a приближенно считать $E(x) = \text{const}(x) = E(0) = E_0$. В этом случае коэффициент электропоглощения в слое n^0 -GaAs не зависит от x : $\alpha(x) = \text{const}(x) = \alpha(E_0)$, и концентрация фотоэлектронов во всем n^0 -слое определяется из уравнения

$$n = \frac{g(0)}{v_n}, \quad (1)$$

где $g(0) = J_0(1 - e^{-\alpha(E_0)a})$ — темп генерации носителей, J_0 — интенсивность излучения на поверхности структуры, v_n — скорость электронов. В дальнейшем будем считать, что в области интервала изменения E в n^0 -слое его величина остается большей $5 \cdot 10^3$ В/см, так что v_n — скорость насыщения электронов.

Решение уравнения Пуассона для изменения поля из-за появления заряда фотоинжектированных носителей

$$\frac{d\delta E}{dx} = -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \frac{g(0)}{v_n} = -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \frac{J_0}{v_n} (1 - e^{-\alpha(E_0)a}) \quad (2)$$

для n^0 -области с учетом условия неизменности полного напряжения на структуре

$$\int_0^L \delta E(x) dx = 0 \quad (3)$$

имеет вид

$$\delta E(x) = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \frac{J_0}{v_n} [1 - e^{-\alpha(E_0)a}] \left(x - \frac{L}{2}\right), \quad (4)$$

где q — заряд электронов, ϵ , ϵ_0 — относительная и абсолютная диэлектрические проницаемости.

Для интересующей нас величины $\delta E(0) = \delta E_0$ имеем

$$\delta E_0 = \frac{qJ_0L}{2\epsilon\epsilon_0v_n} (1 - e^{-\alpha(E_0)a}). \quad (5)$$

Таким образом, если учесть, что в режиме генератора напряжения интеграл

от полного поля $\int_0^L E dx = U_{см} + U_k$, где $U_{см}$ — приложенное обратное смещение,

U_k — контактная разность потенциалов между слоями P^+ -AlGaAs— n^0 -GaAs, то будем иметь

$$\frac{U_{см} + U_k}{L} = E_0 + \frac{qP_0}{L\left(\frac{2\epsilon\epsilon_0S}{L}\right)} \left(\frac{L}{v_n}\right) (1 - e^{-\alpha(E_0)a}) = E_0 + \frac{i_\phi(E_0)}{L} \frac{\tau}{2C} \quad (6)$$

и окончательно

$$U_{см} + U_k = LE_0 + R_{эфф} i_\phi(E_0), \quad (7)$$

где $J_0 = \frac{P_0}{S}$, S — площадь пятна засветки, τ — время пролета электроном области объемного заряда L , C — геометрическая емкость n^0 -слоя с площадью поверхности S , $i_\phi = qP_0(1 - e^{-\alpha(E_0)a})$, $\frac{\tau}{2C} = R_{эфф}$ — эффективное сопротивление.

Качественное распределение напряженности электрического поля по толщине области объемного заряда структуры приведено на рис. 1. Структура по принципу работает при больших обратных смещениях. Однако инжекция электронов может привести к значительному уменьшению напряженности электрического поля E_0 , даже такому, что переход n^0 -GaAs— P^+ -AlGaAs кажется смещенным в прямом направлении. В этом случае из тока i_ϕ будет считаться ток инжекции из контакта, что приведет к резкому уменьшению общего тока структуры i . На рис. 2 построена зависимость тока i в используемой нами структуре от величины E_0L для разных мощностей падающего на нее излучения с $\lambda_0=0.87$ мкм с учетом известной зависимости $\alpha(E_0)$ для этой длины волны излучения [12]. Из рис. 2 видно, что нагрузочная прямая может

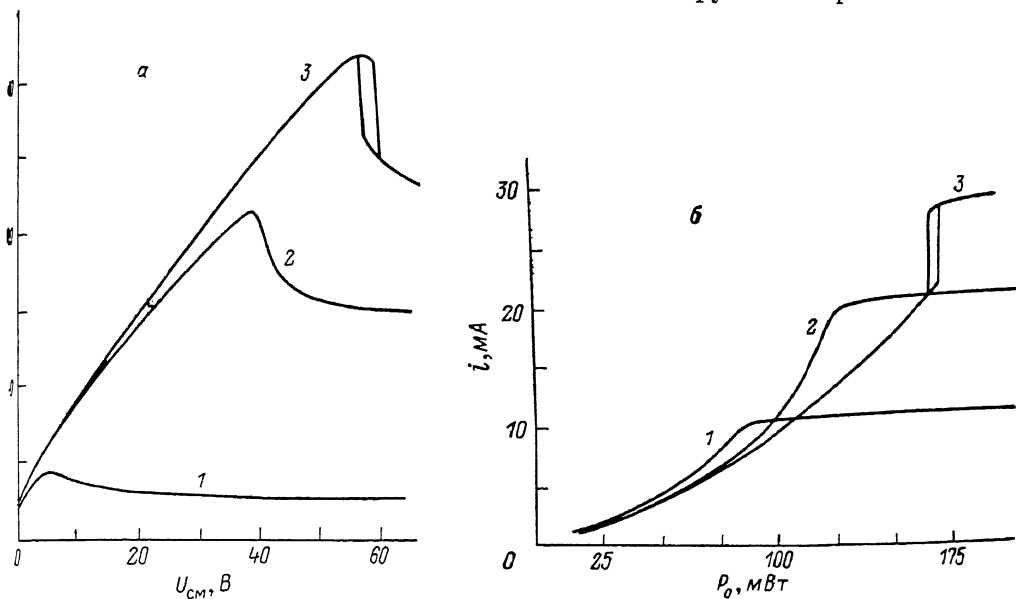


Рис. 3. Зависимость тока структуры от приложенного к ней смещения для различных мощностей падающего на нее излучения P_0 (а); зависимость тока структуры от мощности падающего на нее излучения для различных напряжений приложенного к ней обратного смещения $U_{см}$ (б).

а) P_0 , мВт: 1 — 25, 2 — 120, 3 — 180. б) $U_{см}$, В: 1 — 15, 2 — 35, 3 — 50.

пересекать зависимость $i(E_0L)$ в трех точках. Таким образом, в структуре может иметь место оптическая бистабильность как при изменении напряжения питания $U_{см}$ при постоянной мощности излучения, падающей на структуру (при $S = \text{const}$), так и при изменении последней при постоянном напряжении источника питания.

Эксперименты были проведены на структуре, выращенной методом жидкостной эпитаксии, с толщинами слоев $a=0.55$ мкм, $L=3.8$ мкм. Длина волны излучения используемого полупроводникового лазера $\lambda_0=0.87$ мкм при спектральной ширине линии излучения $\Delta\lambda \approx 20$ Å. Длительность импульсов излучения была ~ 40 нс. Излучение фокусировалось на поверхность структуры, у которой в области пятна засветки (диаметр пятна ~ 30 мкм) был удален контактный слой p^+ -GaAs. Кроме источника питания, в цепь включалось также измерительное сопротивление (рис. 1), влиянием падения напряжения на котором при протекании через него тока, так же как и влиянием падения напряжения на слоях, примыкающих к n^0 -слою, можно пренебречь.

На рис. 3, а приведены экспериментальные ВАХ исследуемой структуры при различных мощностях падающего на нее излучения P_0 . Из рис. 3, а видно, что наличие непоглощающего слоя n_0 -AlGaAs, в котором дрейфуют неравновесные фотоэлектроны, приводит к тому, что рост тока структуры имеет место вплоть до значительных величин приложенных к ней обратных смещений, тем больших, чем больше световая мощность P . Происходит это потому, что

заряд инжектированных фотоэлектронов настолько сильно уменьшает напряженность электрического поля в слое n^0 -GaAs, где формируется ток, что даже при значительных обратных смещениях ток инжекции из контакта, направленный противоположно фототоку, продолжает оставаться существенным, уменьшаясь с ростом обратного смещения. Используя рис. 2, легко проследить эволюцию тока структуры с ростом обратного смещения. Видно, что когда инжекционный ток становится исчезающе мал, уменьшение фототока i_f , генерируемого в слое n^0 -GaAs с ростом напряженности электрического поля в нем, может привести к оптической бистабильности. Именно такая ситуация имела место в эксперименте. На рис. 3, б приведены экспериментальные зависимости фототока структуры от мощности падающего на нее излучения при различных напряжениях обратного смещения $U_{см}$. Эти зависимости имеют нелинейный характер вплоть до проявления оптической бистабильности. Такой их вид может быть также легко объяснен с помощью рис. 2. Плавное изменение P_0 приводит к плавному изменению i_f и к соответствующей сильно нелинейной зависимости i от P_0 .

Отметим две важные особенности SEED на основе двойных $P-i-N$ -гетероструктур, работающих за счет эффекта электропоглощения, у которых оптическая нелинейность связана с перераспределением электрического поля в области объемного заряда (n^0 -слое) при больших интенсивностях излучения.

1. В таких SEED времена переключения между состояниями с различной поглощательной способностью определяются в принципе временем пролета носителей тока сквозь область объемного заряда структуры (n^0 -слой) [11]. В рассмотренном в статье случае через это время можно феноменологически ввести некое эффективное сопротивление, включенное последовательно с поглощающей частью n^0 -слоя, $R_{эфф} = \tau/2C$, где C — емкость области объемного заряда с площадью поверхности, равной площади пятна засветки. Таким образом, оставляя постоянной мощность излучения P_0 и меняя лишь площадь пятна засветки, а значит, и C , можно переключать SEED из одного состояния в другое.

2. В описанной $P-i-N$ -гетероструктуре большой площади возможно в принципе осуществить одновременное независимое функционирование большого числа элементов без разделения ее на отдельные части: каждый независимый элемент может быть выделен своим пятном засветки. Оценки показывают, что режим независимой работы элементов возможен, если расстояния между пятнами засветки больше толщины n^0 -слоя L .

Список литературы

- [1] Рывкин Б. С. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 5. С. 1380—1384.
- [2] Рывкин Б. С., Степанова М. Н. // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 14. С. 951—954.
- [3] Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C., Gossard A. G., Wiegmann W., Wood T., Burrus G. A. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 1. P. 13—16. IEEE J. Quant. Electron. 1985. V. QE-21. N 9. P. 1462—1476.
- [4] Рывкин Б. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 3—27. Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 567—574.
- [5] Miller D. A. B. // Opt. Eng. 1987. V. 26. N 5. P. 368—372.
- [6] Бутусов Д. М., Гоцадзе Г. Г., Ларионов В. Р., Рывкин Б. С. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 811—816.
- [7] Bar-Joseph I., Goosene K. W., Kuo J. M., Kopf R. F., Miller D. A. B., Chemla D. S. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 4. P. 340—342.
- [8] Аврутин Е. А., Бутусов Д. М., Гоцадзе Г. Г., Ларионов В. Р., Неменов М. И., Рывкин Б. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 900—903.
- [9] Garmire E., Jokerst N. M., Kost A., Danner A., Dapkus P. D. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 4. P. 579—587.
- [10] Кудряшов Н. А., Кучеренко С. С., Рывкин Б. С. // Тр. I Всес. конф. по оптической обработке информации. Л., 1988. Ч. II. С. 116.
- [11] Бутусов Д. М., Кудряшов Н. А., Кучеренко С. С., Рывкин Б. С. // Тр. I Всес. конф. «Физические основы твердотельной электроники». Л., 1989. Т. А. С. 36—37.
- [12] Бутусов Д. М., Гоцадзе Г. Г., Рывкин Б. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1604—1605.