

- [4] Черный И.В. Препринт № Пр-689. М.: ИКИ АН СССР, 1982, 19 с.
- [5] Черный И.В., Шарков Е.А. // III Всес. симп. по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Тез. докл. Горький, 1980. С. 314-315.
- [6] Черный И.В., Шарков Е.А. // XII Всес. конф. по распространению радиоволн, ч. II. Горький. М.: Наука, 1981. С. 111-113.
- [7] Lakhtakia A., Messier R., Varadan V.V., Varadan V.K. // J. Phys. A.: Math. Gen. 1987. V. 20. N 6. P. 1615-1619.
- [8] Райзер В.Ю., Шарков Е.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 7. С. 809-818.

Поступило в Редакцию  
6 сентября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 3

12 февраля 1991 г.

06.3; 07; 12

© 1991

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ НА  
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПОРОГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ФОТОПРИЕМНИКОВ НА КВАНТОВЫХ ЯМАХ  
СТРУКТУР *GaAs-ALGaAs*

Ф.Л. Серженко, В.Д. Шадрин

Фотоприемники, принцип действия которых основан на фотоионизации квантовых ям (КЯ), обладают при малых временах фотоотклика рекордными значениями чувствительности [1].

Они являются узкополостными, причем ширина полосы фотоотклика зависит как от параметров ям [2], так и от концентрации электронов в ямах через деполяризационный сдвиг и уширение кривой фотоотклика [3].

В работе [3] рассмотрено влияние деполяризации падающего излучения на коэффициент поглощения структур *GaAs-ALGaAs* с квантовыми ямами. Представляет практический интерес выяснить влияние деполяризационных эффектов на пороговые характеристики фотоприемника, прежде всего на удельную обнаружительную способность  $D_{\lambda}^*$  в наиболее благоприятном для фотоприема режиме ограничения чувствительности флуктуациями фонового излучения (режим ОФ). Удельная обнаружительная способность фоторезистора с длинноволновой границей  $\lambda_0$  в режиме ОФ равна [4]

$$D_{\lambda}^* = \frac{\lambda_0^2(\lambda)}{2hc} \left[ \int_0^{\lambda_0} d\lambda' \eta(\lambda') \Phi(\lambda') \left( 1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda' kT}\right) \right) \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

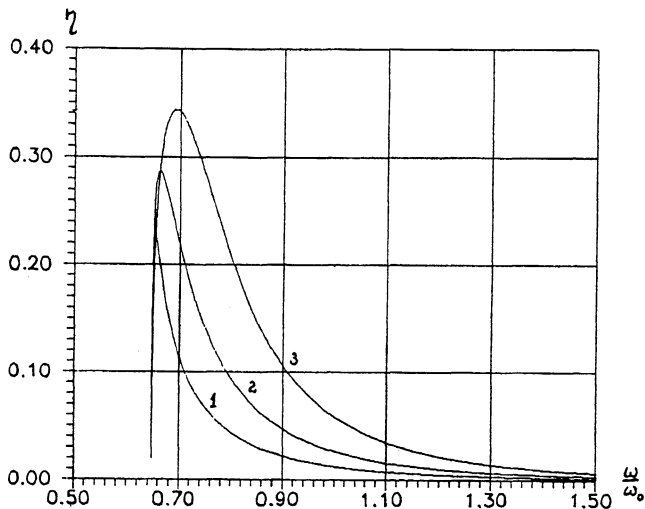


Рис. 1. Частотная зависимость квантовой эффективности фотоприемника с длинноволновой границей  $\lambda_0 = 12$  мкм,  $N = 50$ ,  $L = 250$  Å: 1 -  $\theta = 0.15$ ; 2 -  $\theta = 0.3$ ; 3 -  $\theta = 0.6$ . Частота  $\omega$  нормирована на  $\omega_0 = \frac{U_0}{\hbar}$ ,  $U_0$  - глубина ямы,  $E_f = 0.646 U_0$ .

где  $\eta(\lambda)$  - квантовая эффективность на длине волны  $\lambda$  принимаемого излучения,  $\Phi(\lambda)$  - спектральная плотность излучения абсолютно черного тела с температурой  $T$ . В одноэлектронном приближении без учета эффектов деполаризации коэффициент фотоионизации ямы пропорционален поверхностной концентрации  $n_s$  электронов в ямах  $\alpha(\lambda) \sim n_s$ . В фотоприемнике на КЯ с тыловой отражающей поверхностью квантовая эффективность к неполяризованному свету равна [5]

$$\eta(\lambda) = \frac{1}{2} [1 - \exp(-\alpha(\lambda) N \cdot L)], \quad (2)$$

где  $N$  - число ям,  $L$  - период структуры. Квантовая эффективность монотонно увеличивается с ростом  $\alpha$ , значит, и  $n_s$ .

При  $\alpha N L \ll 1$ ,  $\eta(\lambda) \sim \alpha(\lambda)$ ,  $D_\lambda^* \sim \sqrt{n_s}$  и в любом случае рост  $D_\lambda^*$  коррелирует с увеличением  $n_s$ .

Столь ясная картина нарушается при учете поляризационных эффектов. Как показано в [3], вклад электронов в ямах в поляризуемость структуры приводит к сдвигу максимума и уширению кривой  $\alpha(\lambda)$  в коротковолновую область. Схожим образом деполаризующее влияние электронов сказывается и на квантовой эффективности (2).

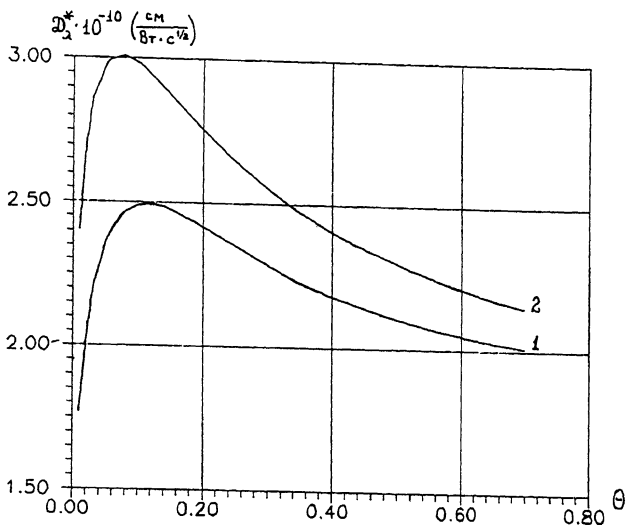


Рис. 2. Зависимость удельной обнаружительной способности фоторезистора на КЯ  $GaAs - AlGaAs$  в режиме ОФ от степени заполнения  $\theta = (n_s/n_0)$  электроны подзоны размерного квантования. 1 -  $N = 50$ , 2 -  $N = 100$ .

На рис. 1 изображены рассчитанные для трех значений степени  $\theta$  заполнения ямы электронами кривые  $\eta(\omega)$ . Как и в [3], расчет проведен для оптимальной, с точки зрения наибольшего фотопоглощения, „резонансной” структуры  $GaAs - AlGaAs$  с параметрами ям, соответствующими совпадению дна второй подзоны размерного квантования с верхом ямы [2]. При увеличении  $\theta$  растет деполаризационный сдвиг максимума  $\eta(\omega)$  при одновременном росте величины  $\eta_{max}$  и изменении относительного уширения кривой, т.е. отношения ширины к величине в максимуме. Проследим, как изменение этих параметров влияет на концентрацию зависимости  $D_{\lambda}^*$ . При неизменной форме кривой  $\eta(\omega)$  рост ее максимума приводит, как упоминалось выше, к увеличению

$D_{\lambda}^* \sim \sqrt{\eta_{max}}$ . С другой стороны, рост относительной ширины кривой  $\eta(\omega)$  приводит к увеличению принимаемого шума фонового излучения и может привести к уменьшению  $D_{\lambda}^*$ .

На рис. 2 изображены результаты расчета  $D_{\lambda}^*$  по формуле (1) с учетом деполаризации [3], которые подтверждают изложенные выше качественные соображения. Кривая  $D_{\lambda}^*(\theta)$  имеет максимум, возникающий в результате конкурентного влияния увеличения  $\eta_{max}$  и ширины кривой  $\eta(\omega)$ . При малых  $\theta$  максимум  $\eta_{max}$  растет быстрее относительной ширины кривой, что приводит к росту  $D_{\lambda}^*$ . При увеличении  $\theta$  растет степень влияния деполаризации на форму кривой  $\eta(\omega)$ , сказывающаяся в ускорении деполаризационного сдвига и роста относительной ширины кривой. Это приводит к уменьшению  $D_{\lambda}^*$ .

Таким образом, существует оптимальное значение концентрации электронов в ямах, соответствующее максимуму  $D_{\lambda}^*$ . Для рассчитанных структур  $GaAs - AlGaAs$  с  $N = 50$ ,  $L = 250 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_0 = 12 \text{ мкм}$  оптимальная степень заполнения мала  $\theta_{opt} = 0.11$  (рис. 2). Соответствующая концентрация донорной примеси при однородном легировании области ямы равна  $N_{opt} = \theta_{opt}(n_0/a)$ , где  $n_0$  - поверхностная концентрация, соответствующая полному заполнению ямы электронами  $n_0 = (m^*/\pi\hbar^2) \cdot E_1$ ,  $m^*$  - эффективная масса электронов,  $E_1$  - энергия фотоионизации ямы. Ширина "а" "резонансной" ямы определяется соотношением [2]:  $a = (\pi\hbar/\sqrt{2m^*E_1})$ . В итоге получим  $N_{opt} = (\pi/2) \cdot \theta_{opt} \cdot a^{-3}$ . Для фотоприемника на основе  $GaAs - AlGaAs$  с  $\lambda_0 = 12 \text{ мкм}$  ( $E_1 = 103 \text{ мэВ}$ ) ширина ямы  $a = 60 \text{ \AA}$ , отсюда  $N_{opt} = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Величина удельной обнаружительной способности в режиме ОФ составляет для данной концентрации и  $N = 50$ ,  $(D_{\lambda}^*)_{opt} = 2.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^2/\text{Вт} \cdot \text{с}^{1/2}$  на длине волны  $\lambda = 11.8 \text{ мкм}$ , соответствующей максимуму  $\eta_{max} = 0.23$  (рис. 1). Величина  $\eta_{max}$ , как и  $D_{\lambda}^*$ , может быть увеличена дальнейшим увеличением числа  $N$  ям. При этом возможно достичь  $\eta_{max} \approx 0.5$ , несколько проиграв в чувствительности резистора, являющейся слабо убывающей функцией  $N$  [5].

Авторы благодарны Л.Н. Курбатову и В.В. Осипову за стимулирующие обсуждения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Levine В.Ф., Bethea С.Г., Nasnari G., Walker J., Malik R.J. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 12. P. 747-749.
- [2] Осипов В.В., Серженко Ф.Л., Шадрин В.Д. // ФТП. 1980. Т. 23, № 5, С. 809-812.
- [3] Серженко Ф.Л., Шадрин В.Д. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, № 10. С. 34-38.
- [4] Ван-дер-Зип А. Флуктуационные явления в полупроводниках. М.: ИЛ. 1961. 232 с.
- [5] Серженко Ф.Л., Шадрин В.Д. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, № 5. С. 18-21.

Поступило в Редакцию  
15 октября 1990 г.