

- [18] Бог олю б о в Н.Н., М и т р о п о л ь с к и й Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука. 1974. 411 с.
- [19] В ь ю н В.А., Р ж а н о в А.В., Я к о в к и н И.Б. Акустoeлектронные методы исследования поверхности полупроводников. Новосибирск: ИФП СО АН СССР. 1987. 126 с.
- [20] Г у л я е в Ю.В., М а н с ф е л ь д Г.Д., О р л о в а Г.А. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 1. С. 2197-2202.

Институт физики полупроводников
СОАН СССР, Новосибирск

Поступило в Редакцию
31 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5

12 марта 1990 г.

01; 05; 06

© 1990

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ЭЛЕКТРОНОВ В СТРУКТУРЕ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРИЕМНИКОВ НА КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Ф.Л. С е р ж е н к о, В.Д. Ш а д р и н

Фотоприемники, принцип действия которых основан на фотоионизации квантовых ям (КЯ), по основным параметрам не уступают ИК-приемникам на межзонных переходах. В значительной мере это связано с тем, что коэффициент поглощения излучения на КЯ не мал и сравним с таковым на прямых межзонных переходах [1-3]. Другой важной величиной, определяющей фотоэлектрические характеристики фотоприемника, является время жизни фотовозбужденных электронов в зоне проводимости. В слоистых структурах с КЯ на основе полярных полупроводников время жизни определяется процессами захвата электронов в ямы при испускании ими полярных оптических фотонов. В настоящем сообщении вычислена вероятность такого захвата и рассмотрены фотоэлектрические характеристики фоторезистора на КЯ.

Исходя из выражения для гамильтониана электрон-фононного взаимодействия

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{\vec{q}} c(\vec{q}) \exp(i\vec{q}\vec{r}^+) (\hat{a}_{\vec{q}}^+ + \hat{a}_{\vec{q}}),$$

где \vec{q} - волновой вектор фонона, $a_{\vec{q}}^+$ и $a_{\vec{q}}$ - операторы рождения и уничтожения фононов, получим следующее выражение для вероятности захвата в единицу времени в одну яму:

$$\tau^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{q}} |C(\vec{q})|^2 |I(q_{\perp})|^2 \theta(\rho_{\parallel} - \rho_F) \delta(E_i - E_f - \hbar\omega_L). \quad (1)$$

Для электронов, взаимодействующих с продольными полярными оптическими фононами $C(\vec{q}) = (C_0 / \sqrt{V} q)$, V - объем кристалла, $C_0 = 2\pi e^2 \hbar \omega_L [(1/\epsilon_{\infty}) - (1/\epsilon_0)]$ - константа взаимодействия [4], $\hbar\omega_L$ - энергия фонона, e - заряд электрона, ϵ_{∞} и ϵ_0 - высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости слоев, которые полагаем равными для полупроводников, составляющих структуру, отвлекаясь тем самым от квантования фононных мод. $\theta(x)$ - функция Хевисайда, ρ_F - импульс Ферми вырожденных электронов, заполняющих единственную двумерную подзону в яме, E_i - энергия электрона в зоне проводимости, $E_f = E_0 + ((\vec{p}_{\parallel})^2 / 2m)$ - энергия электрона в подзоне с параболическим спектром, E_0 - энергия отщепления дна подзоны от верха ямы, U_0 - глубина ямы,

$$I(q_{\perp}) = \int_{-L/2}^{L/2} \psi_f^*(x) \exp(iq_{\perp} x) \psi_i(x) dx,$$

$\psi_i(x)$, $\psi_f(x)$ - волновые функции электрона в начальном и конечном состояниях в плоскости, перпендикулярной слоям, L - нормировочная длина. В (1) начальный \vec{p}'_{\parallel} и конечный \vec{p}_{\parallel} импульсы электрона в плоскости слоев связаны законом сохранения $\vec{p}'_{\parallel} = \vec{p}_{\parallel} - \hbar q_{\parallel}$, $\vec{q} = (q_{\perp}; \vec{q}_{\parallel})$. Приняв во внимание, что при низких температурах $E_i \approx kT \ll \hbar\omega_L$, E_0 , получим из (1)

$$\tau^{-1} = \frac{N_{SS} C_0^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dq_{\perp} \frac{|I(q_{\perp})|^2}{q_{\perp}^2 + \frac{2m}{\hbar^2} (E_0 - \hbar\omega_L)},$$

где $N_{SS} = m / \pi \hbar^2$ - плотность состояний в подзоне.

Расчет вероятности [2] проведем далее для "резонансных" параметров ямы, т.е. рассмотрим ситуацию, при которой дно второй подзоны размерного квантования совпадает с верхом ямы. Такая ситуация наиболее благоприятна для достижения наибольшей квантовой эффективности фотопоглощения. При этом не рассматриваются эффекты осцилляций величины τ в зависимости от параметров ямы, описанные в [5] для электронов, взаимодействующих с фононами через деформационный потенциал. Взяв в качестве волновых функций $\psi_i(x)$ и $\psi_f(x)$ приведенные в [1] решения уравнения Шредингера для прямоугольной ямы с совпадающими эффективными массами электронов в гетеропарах, получим из (2)

$$\tau^{-1} = \frac{e^2}{\hbar L} \frac{4\pi}{2 + \pi(E_0/U_0)^{1/2}} \left(\frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \frac{(\hbar\omega_L/E_0)(1 - (E_0/U_0))}{(1 + (1 - (\hbar\omega_L/E_0))^{1/2})^2}.$$

Безразмерная вероятность захвата электрона в одну яму при пролете над ней равна $W = (L / (v_{\perp} \tau))$, где v_{\perp} — перпендикулярная слоям составляющая скорости электрона в широкозонной части структуры.

При „резонансных“ параметрах ям коэффициент прохождения электронов над ямами равен единице, что позволяет рассматривать структуру как примесный фоторезистор, в котором выброс электронов в зону и их захват связан с одними и теми же ямами. Для токовой чувствительности имеем формулу $S_i = (e \eta G / \hbar \omega)$, где ω — частота падающего излучения, η — квантовая эффективность, G — коэффициент фотоэлектрического усиления. Квантовая эффективность фоторезистора на КЯ в структуре с зеркально отражающей задней поверхностью и для неполяризованного излучения равна

$$\eta = \frac{1}{2} (1 - \exp(-2NW_{\varphi})).$$

Здесь множитель $1/2$ учитывает то, что поглощается лишь нормальная поляризация (перпендикулярная слоям), N — число ям, W_{φ} — вероятность фотоионизации одной ямы при поглощении кванта [1]. Коэффициент фотоэлектрического усиления равен $G = (\tau / \tau_{np}) = (1 / (NW))$, где $\tau_{np} = (L / v_{\perp})$ — время пролета электроном периода структуры L . Удобно представить

$$S_i = \frac{e}{\hbar \omega} \frac{W_{\varphi}}{W} f(2NW_{\varphi}),$$

где $f(x) = \{ [1 - \exp(-x)] / x \}$ имеет максимум при $x \rightarrow 0$. Из (3) видно, что для увеличения токовой чувствительности следует уменьшать число ям до $x = 2NW_{\varphi} \ll 1$. При этом $(S_i)_{max} = ((e / \hbar \omega) W_{\varphi} / W)$. Столь необычная зависимость чувствительности от числа ям обусловлена тем, что процессы захвата и выброса электронов связаны с одними и теми же ямами. При этом падение квантовой чувствительности, происходящее при уменьшении числа ям с избытком компенсируется увеличением коэффициента усиления.

Приведем оценки для фоторезистора на основе слоистой структуры $GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$ с длинноволновой границей $\lambda_0 = 10$ мкм. Используя оценку [1] для вероятности фотоионизации $\langle W_{\varphi} \rangle$, усредненной по интервалу длин волн $\Delta \lambda / \lambda_0 = 0.1$ вблизи порога $\langle W_{\varphi} \rangle \approx 1\%$, получим

$$\langle S_i \rangle_{max} \approx \frac{e}{\hbar \omega_0} \frac{\langle W_{\varphi} \rangle}{W} \approx 2.4 (A/Bm).$$

Коэффициент фотоэлектрического усиления на одной КЯ $G = (1/W) \approx 30$ при дрейфовой скорости $v_{\perp} \approx 10^7$ см/с, достижимой в данной структуре в полях $\mathcal{E} \approx 10^3 - 10^4$ (В/см).

- [1] О с и п о в В.В., С е р ж е н к о Ф.Л., Ш а д р и н В.Д. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 809-812.
- [2] G o o s s e n K.W., L y o n S.A. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 10. P. 5149-5153.
- [3] Ш и к А.Я. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 8. С. 40-43.
- [4] К о н у э л л Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М. 1970. 384 с.
- [5] К о з ы р е в С.В., Ш и к А.Я. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 105-111.

Поступило в Редакцию
3 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5

12 марта 1990 г.

07; 09

© 1990

НАБЛЮДЕНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ
В РЕЗОНАТОРЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ
МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

С.В. Л е б е д е в

Проблема нелинейных взаимодействий спиновых волн стала в последнее время одной из ведущих в спин-волновой электронике СВЧ. При этом основная масса теоретических и экспериментальных работ посвящена либо нахождению и интерпретации спектральных характеристик прохождения сигнала по нелинейной среде, либо отысканию пороговых величин - высокочастотного поля, мощности или намагниченности, свойственных многочастичным нелинейным процессам. Автору не известны работы, где исследовались бы процессы, происходящие на границе линейной и нелинейной сред. В настоящей работе сообщается о наблюдении оптическим методом влияния локальной нелинейности на поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ) в структуре феррит-диэлектрик-металл (ФДМ). Отметим, что используемый при обсуждении наблюдаемого эффекта механизм нелинейного отражения позволяет качественно объяснить экспериментальные факты, но автор не исключает возможности иной интерпретации.

Используемая в работе структура ФДМ состояла из полированных пластин железиттриевого граната (размером $12 \times 6 \times 0.8$ мм³)