

СТОХАСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

В.В.Осипов, Е.В.Понизовская

Научный центр Российской Федерации НПО "ОРИОН"

111123 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 августа 1999 г.

Рассмотрена разогретая в процессе оже-рекомбинации фотогенерируемая электронно-дырочная плазма и показано, что в ней вблизи порога возникновения однородных релаксационных автоколебаний малые шумы трансформируются в стохастическую последовательность пиков большой амплитуды. Дополнительный оптический периодический сигнал, имеющий амплитуду примерно в пять раз меньшую дисперсии шума, в зависимости от формы этого сигнала переводит эти стохастические колебания в малоамплитудные квазигармонические или в периодические пиковые автоколебания огромной амплитуды.

PACS: 05.45.-a, 72.70.+m

Стохастический резонанс (СР) является ярким нелинейным эффектом, который проявляется, как правило, в бистабильных системах и связан с переходом под действием шума из одного состояния системы в другое [1,2]. Уникальное свойство СР состоит в том, что отношение сигнал/шум увеличивается с ростом шума и достигает максимума при некотором достаточно большом уровне шума. Однако практически все основные результаты по СР получены, в основном, при анализе аксиоматических химических и биологических моделей. Недавно мы также на примере некоторых аксиоматических моделей показали, что СР может реализовываться вблизи порога возникновения релаксационных автоколебаний [3,4]. В этом случае СР связан со стимулированными шумом переходами из состояния малоамплитудных квазигармонических колебаний в состояние пиковых релаксационных колебаний большой амплитуды, по виду совпадающих с колебаниями, изображенными, соответственно, на рис.1а и 1б. Вместе с тем релаксационные автоколебания возникают в целом ряде конкретных физических систем, в том числе в неравновесной электронно-дырочной плазме (ЭДП), разогретой в процессе оже-рекомбинации [5]. В данной работе мы обнаружили и численно изучили СР в ЭДП, однородно фотогенерируемой в тонкой CdHgTe пленке.

Невырожденную однородную ЭДП достаточно высокой плотности можно рассматривать как единую систему, которая описывается двумя уравнениями для концентрации горячих электронов (n) и дырок ($p = n$) и их эффективной температуры T [5-7]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \kappa \Phi - G(T)n^3 - \frac{n}{\tau_r}, \quad (1)$$

$$\frac{3}{2}Kn \frac{\partial T}{\partial t} = E_g G(T)n^3 - P. \quad (2)$$

Здесь K – постоянная Больцмана, κ – коэффициент поглощения, Φ – скорость фотогенерации, E_g – ширина запрещенной зоны, τ_r – время рекомбинации Шокли-Рида. Для некоторого упрощения в (1) мы пренебрегли излучательной рекомбинацией, что

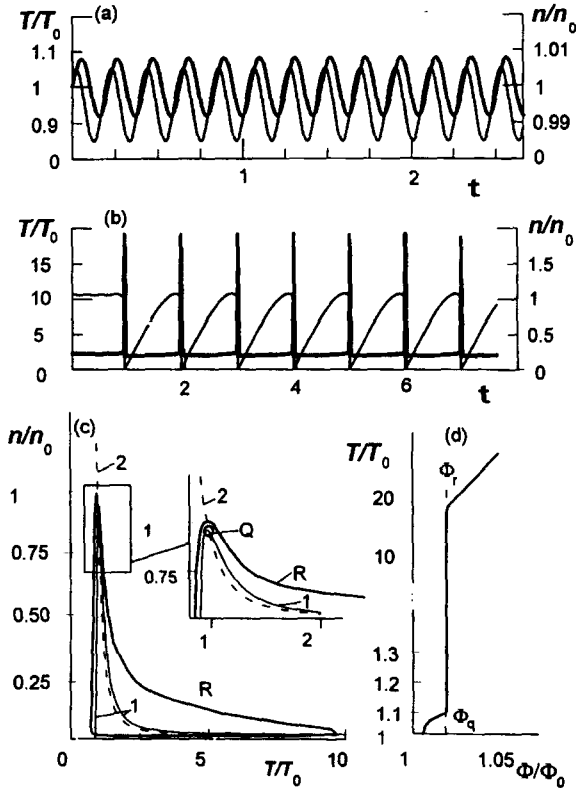


Рис.1. Квазигармонические и релаксационные автоколебания ЭДП: (а) и (б) – изменения во времени температуры T (жирная кривая) и концентрации n (тонкая кривая), время измерялось в единицах τ_d ; (с) – вид предельных циклов, отвечающих этим колебаниям (жирные кривые Q и R , соответственно), и вид нуль-изоклин уравнений (8) и (9) (тонкая сплошная кривая 1 и тонкая штриховая кривая 2, соответственно); (д) – бифуркационная диаграмма – зависимость амплитуды колебаний температуры от скорости фотогенерации Φ . Результаты численных исследований уравнений (8) и (9) для приведенных в тексте параметров CdHgTe и $T_f = 30 \text{ K}$, $\tau_d = 4.8 \cdot 10^{-9} \text{ c}$, $\Phi = 1.01 \Phi_0$ (для а) и $\Phi = 1.05 \Phi_0$ (для б)

не существенно для наших целей и оправдано, например, для CdHgTe [8]. В уравнениях (1) и (2) члены, пропорциональные n^3 , описывают оже-рекомбинацию, в процессе которой возникают горячие электроны. Эти горячие электроны, сталкиваясь с другими электронами и дырками, отдают ЭДП энергию порядка E_g , разогревая плазму до некоторой температуры T . Мощность, поступающую от горячих электронов к ЭДП описываем первым членом в правой части уравнения (2), второй член представляет собой мощность P , поступающую от горячей ЭДП к решетке. Последнюю можно представить в виде [7]

$$P = Kn(T - T_f) \nu_{ea} \left(\frac{T}{T_f}\right)^{1/2} + n\nu_{e0}h\nu_0 \left(\exp\left(-\frac{h\nu_0}{KT}\right) - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{KT_f}\right)\right), \quad (3)$$

где T_f – температура решетки, ν_{ea} , ν_{e0} – характерные значения частот релаксации энергии горячих носителей на акустических и оптических фонах, соответственно, ν_0 – предельная частота продольных оптических фононов.

В большинстве полупроводников скорость оже-рекомбинации $G(T)n^3$, точнее коэффициент $G(T)$, является экспоненциально возрастающей функцией температуры электронов и дырок. В частности, для невырожденных полупроводников с квадра-

тичным законом дисперсии [9]

$$G(T) = \frac{\gamma}{n_{i0}^2} \left(\frac{KT}{E_g} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_g}{KT} \right), \quad \gamma = \frac{8(2\pi)^{5/2} q^4 m_e |F_1 F_2|^2}{h^3 (4\pi\epsilon_0\epsilon_r)^2 n_i^2} \left(\frac{E_g}{K \cdot 300 \text{ К}} \right)^{-3/2}, \quad (4)$$

$$n_i^2 = n_{i0} \left(\frac{T_f}{300 \text{ К}} \right)^3 \exp \left(-\frac{E_g}{KT_f} \right), \quad n_{i0} = (2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}) \left(\frac{m_n m_p}{m_0^2} \right)^{3/4}. \quad (5)$$

Здесь m_0 – масса электрона, h – постоянная Планка, q – заряд электрона; ϵ_r – диэлектрическая постоянная; F_1 и F_2 – коэффициенты, определяемые интегралами перекрытия соответствующих функций Блоха. Отметим, что для выполнения выражения (3) практически достаточно, чтобы невырожденными были только тяжелые дырки в CdHgTe, что выполняется для рассматриваемых здесь параметров ЭДП.

Спонтанное возникновение автоколебаний связано с положительной обратной связью, обусловленной возрастающей зависимостью $G(T)$ [5,6]. Действительно, повышение температуры приводит к увеличению скорости оже-рекомбинации $G(T)n^3$, что, в свою очередь, приводит к дальнейшему повышению температуры ЭДП. Благодаря возрастающей зависимости $G(T)$ нуль-изоклина уравнения (2), то есть зависимость $n(T)$, которая определяется уравнением (2) при $\partial T/\partial t = 0$, имеет N -образный вид (тонкая кривая 1 на рис.1с). Из (1) видно, что эта нуль-изоклина не зависит от скорости фотогенерации Φ . Напротив, нуль-изоклина уравнения (1) (штриховая кривая 2 на рис.1с) определяется величиной Φ и при значениях $\Phi > \Phi_0$ пересекает N нуль-изоклину (2) в точке, отвечающей ее падающему участку. Значение $\Phi = \Phi_0$ определяет экстремальную точку n_0 и T_0 N нуль-изоклины. Согласно уравнениям (1) и (2), значения $\Phi = \Phi_0$ и величины n_0 и T_0 при $T \ll E_g$ определяются уравнениями

$$T_0 = T_f \left(1 + \frac{KT_f}{E_g} \right), \quad \frac{n_0}{n_{0i}} = 0.6 \cdot \sqrt{\frac{\nu_{e0}}{\gamma}} \left(\frac{KT_f}{E_g} \right)^{7/4}, \quad (6)$$

$$\kappa\Phi_0 = 0.6n_{0i}(\nu_{e0})^{3/2}(\gamma)^{-1/2} \left(\frac{KT_f}{E_g} \right)^{15/4}. \quad (7)$$

При выводе (7) мы использовали тот факт, что характерное время оже-рекомбинации $\tau_A = \gamma^{-1}(n_{i0}/n_0)^2 (KT_0/E_g)^{3/2} \ll \tau_r$ (см. ниже).

Из уравнений (1) и (2) следует, что автоколебания спонтанно возникают при некотором $\Phi_c = \Phi_0(1 + \alpha KT_f E_g^{-1})$, где $\alpha = \tau_e/\tau_A \ll 1$. Уравнения (1) и (2) удобно переписать в безразмерных переменных $\theta = T/T_0$, $\theta_f = T_f/T_0$, $\eta = n/n_0$, $\zeta = E_g/KT_0$, $\varphi = \kappa\Phi\tau_A n_{0i}^{-1}$:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \varphi - \frac{\theta^{3/2}}{\theta_f^3} \eta^3 \exp \left(-\zeta \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\theta_f} \right) \right) - \eta \frac{\tau_A}{\tau_r}, \quad (8)$$

$$\alpha \frac{\partial \theta}{\partial t} = \alpha \zeta \frac{\theta^{3/2}}{\theta_f^3} \eta^2 \exp \left(-\zeta \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\theta_f} \right) \right) - (\theta - \theta_f). \quad (9)$$

Для численных исследований мы использовали параметры, характерные для узкозонного CdHgTe [10]: $E_g = 0.1$ эВ, $\kappa = 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $m_e = 0.01 \cdot m_0$, $m_p = 0.5 \cdot m_0$, $\epsilon_r = 13.3$, $|F_1 F_2| = 0.2$, $h\nu_0 = (25 \div 30)$ эВ, $\nu_{ea} = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\nu_{e0} = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\tau_r = (1 \div 5) \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Из уравнений (6) и (7) следует, что для $T_f \simeq 30 \text{ К}$ в экстремальной точке $T_0 = 30.7 \text{ К}$, $n_0 = 5.0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\Phi_0 = 1.14 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$,

что соответствует излучению черного тела с $T \simeq 310$ К. Для таких параметров ЭДП характерное время оже-рекомбинации $\tau_A = 4.8 \cdot 10^{-9}$ с, $\zeta = 21.9$, $\alpha = 0.04$. Таким образом, в рассмотренном случае $\alpha \ll 1$ и $\tau_A \simeq 10^{-8} \div 10^{-9}$ с $\ll \tau_r$, то есть оже-рекомбинация доминирует над другими каналами рекомбинации. Для $T_f \simeq 25$ К величина $T_0 = 25.6$ К, $n_0 = 2.2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ и $\Phi_0 = 1.23 \cdot 10^{18}$ с $^{-1}$ · см $^{-2}$.

Численные исследования уравнений (8) и (9) показали, что на пороге выполнения условия $\Phi > \Phi_c$ в системе спонтанно возникают малоамплитудные квазигармонические колебания (рис.1а). Предельный цикл, соответствующий этим колебаниям, представлен кривой Q на рис.1с. При очень небольшом (в меру малости параметра α) превышении Φ над Φ_q такие малоамплитудные колебания скачкообразно трансформируются в релаксационные колебания (рис.1б), которые при $\alpha \ll 1$ имеют форму пиков большой амплитуды, величина которой пропорциональна α^{-1} . Предельный цикл, соответствующий этим колебаниям, представлен на рис.1с жирной кривой R.

Критическую величину Φ_q , при которой малоамплитудные квазигармонические колебания скачкообразно трансформируются в релаксационные автоколебания большой амплитуды, можно найти на основе метода Боголюбова–Митропольского [11]. После рутинной математики, аналогичной приведенной нами в [2,3], мы получили, что с точностью до α^2 величина $\Phi_q = \Phi_c(1 + 0.1\alpha)$. В то же время величину параметра $\Phi = \Phi_r$, при котором происходит обратный переход от релаксационных автоколебаний к квазигармоническим, можно вычислить, используя общее выражение, полученное авторами [12]. Как показали вычисления, величина Φ_r с точностью до α^2 совпадают с Φ_q . Это означает, что бифуркационная характеристика, то есть зависимость амплитуды колебаний от контролирующего параметра Φ имеет вид, изображенный на рис.1д.

Этот результат согласуется с проведенными нами численными расчетами и означает, что малоамплитудные квазигармонические колебания и релаксационные колебания большой амплитуды при $\alpha \ll 1$ скачкообразно трансформируются друг в друга в очень узкой области вблизи точки $\Phi = \Phi_q = \Phi_r$ (рис.1д). Отсюда следует, что если взять Φ , близкую к Φ_q , то малые возмущения скорости фотогенерации Φ (рис.2а) могут трансформироваться во взрывные шумы в виде стохастических пиковых автоколебаний (рис.2б), связанные со случайными переходами под действием шума между малоамплитудными и релаксационными автоколебаниями. Для учета малых флуктуаций скорости фотогенерации в численных расчетах величина Φ задавалась как $\Phi = \Phi_q + \delta\Phi$, где $\delta\Phi$ представляет собой гауссов шум с дисперсией σ как по амплитуде, так и по времени. Было обнаружено, что такие стохастические автоколебания возникали в ЭДП только в случае, когда дисперсия флуктуаций Φ находилась в диапазоне $8 \cdot 10^{-5} < \sigma/\Phi_0 < 5 \cdot 10^{-4}$. Когда дисперсия флуктуаций выбиралась меньше $8 \cdot 10^{-5}\Phi_0$, в системе наблюдались квазигармонические колебания (рис.1а), а когда σ была больше $5 \cdot 10^{-4}\Phi_0$, система переходила в режим практически периодических релаксационных автоколебаний, по виду совпадающих с изображенными на рис.1б.

Численные исследования показали, что стохастические колебания (рис.2б), формирующиеся из-за слабых флуктуаций скорости фотогенерации Φ , очень чувствительны к слабым сигналам. Чтобы проанализировать этот эффект, в правую часть уравнения (1) к параметру Φ наряду с $\delta\Phi$ был добавлен дополнительный слабый гармонический оптический сигнал $\delta\Phi_s = a \cdot \cos \omega t$ (рис.2с). Такой сигнал с частотой ω_0 приблизительно равной частоте квазигармонических колебаний ω_q приводил к

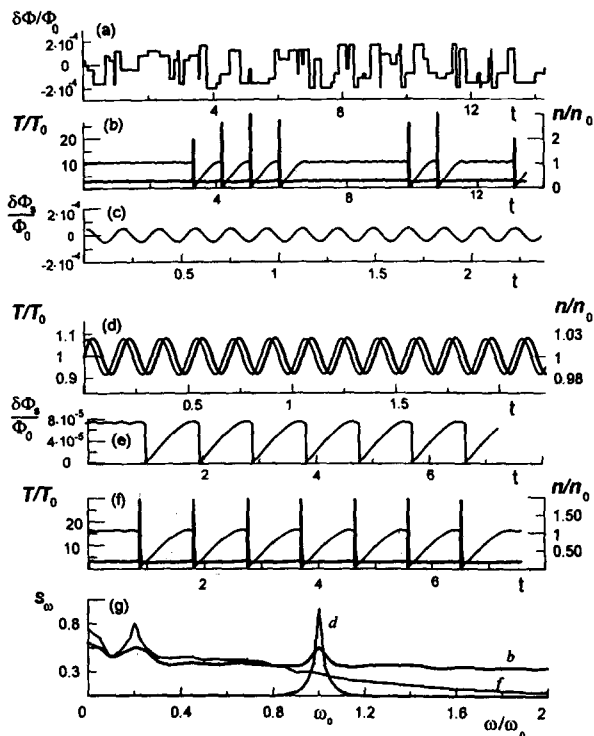


Рис.2. Автоколебания ЭДП при наличии шума и сигнала. Форма малых случайных изменений скорости фотогенерации $\delta\Phi$ (а) и соответствующая им форма автоколебаний (б), время измерялось в единицах τ_A ; (с) и (е) – вид сигнальных колебаний $\delta\Phi_s$, а (д) и (ф) – отвечающие им автоколебания температуры и концентрации ЭДП; (г) – спектральная плотность автоколебаний: кривые *b*, *d* и *f* на рис.г отвечают автоколебаниям, изображенным на рис.(б), (д) и (ф), соответственно. Результаты численных исследований уравнений (8) и (9) для приведенных в тексте параметров CdHgTe и $T_f = 30$ К, $\tau_A = 4.8 \cdot 10^{-9}$ с и $\Phi = 1.02 \Phi_0$

тому, что стохастические колебания (рис.2б) трансформировались в автоколебания, форма которых изображена на рис.2д. Соответствующий им спектр имеет вид кривой *d* на рис.2г. Существенно, что этот эффект наблюдался даже при амплитудах сигнала примерно в пять раз меньших дисперсии шума параметра Φ . Если частота внешнего оптического сигнала существенно, но менее чем в два раза отличалась от ω_q , форма квазигармонических колебаний температуры и концентрации несколько искажалась, а при отличии ω_0 от ω_q в несколько раз квазигармонические колебания начинали перемежаться редкими пичками.

Когда слабый сигнал имел форму релаксационных периодических колебаний малой амплитуды (рис.2е), стохастические пиковые автоколебания превращались в релаксационные периодические автоколебания большой амплитуды. Соответствующий им спектр колебаний показан кривой *f* на рис.2г. Заметим, что такое гигантское усиление слабого периодического сигнала также наблюдалось даже в том случае, когда амплитуда сигнала была примерно в пять раз меньше, чем дисперсия шума.

Одним из существенных свойств СР является зависимость отношения сигнал/шум от дисперсии флуктуаций контролирующего параметра. Отношение сигнал/шум определяется как отношение спектральной мощности колебаний к спектральной мощности шума на частоте сигнала [2]. Расчеты отношения сигнал/шум в зависимости от дисперсии флуктуаций Φ показали, что как для квазигармонических сигналов, так и для релаксационных, это отношение имеет характерный для СР [1,2] максимум примерно в середине диапазона $8 \cdot 10^{-5} < \sigma/\Phi_0 < 5 \cdot 10^{-4}$, то есть в области существования стохастических автоколебаний. На краях этой области отношение

сигнал/шум падает, при этом для квазигармонических сигналов оно опять начинает расти с уменьшением дисперсии, а для релаксационных, наоборот, с увеличением дисперсии шума.

Таким образом, мы показали, что при определенных параметрах фотогенерируемой ЭДП в ней реализуется эффект СР, благодаря которому можно обнаружить слабый подпороговый сигнал, амплитуда которого в несколько раз меньше дисперсии шума. При этом коэффициент усиления фотосигнала может достигать нескольких порядков.

Считаем своим приятным долгом выразить благодарность А.Ю.Селякову за стимулирующие дискуссии.

-
1. M.I.Dykman, D.G.Luchinsky, R.Mannella et al., *Nuovo Clim.* **D17**, 661 (1995).
 2. В.С.Анищенко, А.Б.Нейман, Ф.Мосс и Л.Шиманский-Гайер, *УФН* **169**, 1 (1999).
 3. В.В.Осипов и Е.В.Понизовская, *Р и Э* **186**, 2 (1998).
 4. V.V.Osipov and E.V.Ponizovskaya, *Phys. Lett.* **A360**, 369 (1998).
 5. Н.Н.Дегтяренко, В.Ф.Елесин, *Письма в ЖЭТФ* **13**, 456 (1971); Н.Н.Дегтяренко, В.Ф.Елесин и В.А.Фурманов, *ФТП* **7**, 1716 (1973).
 6. Б.С.Кернер и В.В.Осипов, *ЖЭТФ* **83**, 2201 (1982).
 7. Ф.Г.Басс и Ю.Г.Гуревич, *Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда*, М.: Наука, 1975.
 8. А.А.Другова и В.В.Осипов, *ФТП* **15**, 2384 (1981).
 9. A.R.Beattie and P.T.Landsberg, *Proc. R. Soc.* **A249**, 16 (1959); Л.Гельмонт, *ЖЭТФ* **75**, 536 (1978).
 10. A.Rogalski, *Infrared Phys.* **28(3)**, 139 (1988).
 11. Н.Н.Воголюбов и Ю.А.Митропольский, *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний*, М.: Наука, 1983.
 12. S.M.Baer and T.Erneux, *SIAM J. Appl.* **46**, 721 (1986); S.M.Baer and T.Erneux, *SIAM J. Appl.* **52**, 1651 (1992).