

01;06

Перемежаемость состояний неравновесных носителей в n -GaAs

© П.Н. Горлей, П.П. Горлей, П.М. Томчук

Черновицкий государственный университет
Институт физики НАНУ, Киев

Поступило в Редакцию 24 июля 1997 г.

С помощью численных методов в условиях существования эффекта Ганна на примере полупроводника с параметрами n -GaAs доказано наличие перемежаемости устойчивых и хаотических состояний нестационарной системы неравновесных носителей, а также изучены изменения количественных характеристик эволюции фазовых переменных (максимального ляпуновского показателя и хаусдорфовой размерности) в зависимости от величины внешнего поля.

В последнее время достаточно интенсивно исследуются явления самоорганизации и динамического хаоса в полупроводниках в области сильных электрических полей при наличии нелинейностей разных типов (см. напр. [1,2]). В частности, подобная задача исследовалась экспериментально для полуизолирующего GaAs в [3] и теоретически для n -GaAs в [4], где с помощью численных методов при условиях существования эффекта Ганна показана возможность перехода от колебаний тока к хаотическому состоянию электронной системы в полупроводнике. Однако сценарий такого перехода и его характеристики, такие как трансформации фазового портрета, зависимость хаусдорфовой размерности от управляющего параметра и т. п. в этих работах не рассматривались. Знание вышеуказанного дало бы возможность, с одной стороны, лучше выяснить физику неравновесных процессов, а с другой — выработать рекомендации о возможности управления такими процессами.

Задача подобного типа решается в данной работе.

Будем исходить из одномерной полевой модели эффекта Ганна в полупроводниках. При наличии переменного электрического поля $E(x, t)$ соответствующее уравнение для полупроводника n -типа имеет вид [4]:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = D \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + v(E) \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{en_0}{\varepsilon \varepsilon_0} v(E) + \frac{j_0(t)}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (1)$$

Здесь n_0 — равновесная концентрация электронов, D — независимый от координаты и электрического поля коэффициент диффузии, e — абсолютное значение заряда электрона, ε_0 и ε — соответственно статические диэлектрические проницаемости вакуума и материала полупроводника, а $j_0(t)$ — постоянная интегрирования. Зависимость дрейфовой скорости носителей от электрического поля $v(E)$ обычно описывают следующей формулой [5]:

$$v(E) = \frac{u_1 E + v_s (E/E_a)^\gamma}{1 + (E/E_a)^\gamma}, \quad (2)$$

где u_1 — дрейфовая подвижность носителей в слабых электрических полях, а $v_s E_a$ и γ — подгоночные параметры.

Решение (1) ищется стандартным методом в виде разложения $E(x, t)$ в ряд Фурье вблизи однородного распределения электрического поля $E_0(t)$ вдоль образца [4]:

$$E(x, t) = E_0(t) + \sum_{m \neq 0} E_m(t) \exp(imk_0 x). \quad (3)$$

Здесь $E_m(t) = E_{mr}(t) + iE_{mi}(t)$ — комплексная амплитуда m -й гармоники колебаний, $k_0 = 2\pi/L$, где L — характерное значение длины волны в кристалле, являющееся параметром задачи. Если в (3) ограничиться значениями $m = \pm 1, \pm 2$ и перейти к безразмерным переменным $y_1 = E_{1r}/E_0$, $y_2 = E_{1i}/E_0$, $y_3 = E_{2r}/E_0$, $y_4 = E_{2i}/E_0$, $x = \omega_0 t$, то (1) может быть переписано в виде системы:

$$\frac{\partial y_i}{\partial x} = a_i y_i + c_i B_i + b_i \sum_{s=2}^4 \frac{1}{s!} A_{si} \Psi_s, \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad (4)$$

Здесь ω_0 — характерная частота колебаний в кристалле, a_i , b_i и c_i — безразмерные величины, зависящие от параметров задачи, A_{si} и B — громоздкие нелинейные функции y_i , а

$$\Psi_s(\gamma, E_0/E_s, v_s/u_1 E_a) = \frac{E_0^{s-1}}{u_1} \frac{\partial^s v}{\partial E^s} \Big|_{E=E_0} \quad (5)$$

тоже сложная функция своих параметров. Именно из-за громоздкости эти функции не могут быть приведены в работе.

В качестве управляющего параметра выбрана величина напряженности внешнего электрического поля. Решение системы (4) проводилось

с использованием параметров n -GaAs, приведенных в работе [4]. При этом, в отличие от [4], разложение дрейфовой скорости носителей $v(E)$ в ряд Маклорена производилось до четвертой степени включительно относительно отклонения $\Delta E = E(x, t) - E_0(t)$.

Система уравнений (4) в стационарном состоянии $\partial y_i / \partial x = 0$ кроме тривиального решения $y_i = 0$ имеет решения, которые в аналитической форме определить невозможно. Оказывается, что для анализа состояний такой системы достаточно ограничиться сечением области возможных решений (4), например, плоскостью $y_1 = y_2 = 0$. Если при этом дополнительно принять $\Psi_4 = 0$, то решениями (4) будут:

$$\begin{cases} Y_3 = \pm y_4 \\ y_4 = \pm \{-4a[1 \pm (b/a\Psi_1 + d)] / (\Psi_2 \pm b\Psi_3)\}^{1/2} \end{cases} \quad (6)$$

где a , b и d — коэффициенты, которые зависят от параметров задачи.

Из (6) следует, что при сделанных приближениях в зависимости от соотношения между параметрами задачи система может иметь 4 или 8 нетривиальных решений, или вообще не иметь их. По всей вероятности, авторы [4] исследовали такую область значений параметров, когда дополнительные стационарные решения системы (4) отсутствуют. В четырехмерном пространстве решений $y_i \neq 0$ множество возможных решений (4) в сравнении с рассмотренным случаем может только расширяться.

Численное интегрирование (4) производилось методом Рунге–Кутты четвертого порядка, а расчет максимального ляпуновского показателя λ и хаусдорфховской размерности D_H — с помощью методики, развитой в [2].

Полученные результаты показали, что изменение напряженности внешнего электрического поля E_0 , как управляющего параметра, в небольшом интервале значений $4.11 \cdot 10^5 - 4.14 \cdot 10^5$ V/m приводит к значительной трансформации фазовых портретов системы (рис. 1) и их численных характеристик (рис. 2).

Оказывается, что трансформация состояний нестационарной системы начинается переходом от равновесного фокуса ($E_0 < 4.11204 \times 10^5$ V/m, $D_H = 0$, $\lambda < 0$) к граничному циклу (рис. 1, *a*), а затем путем удвоения периода (рис. 1, *b*) к образованию четырех новых граничных циклов (рис. 1, *c*). Дальнейший рост величины управляющего параметра приводит к увеличению линейных

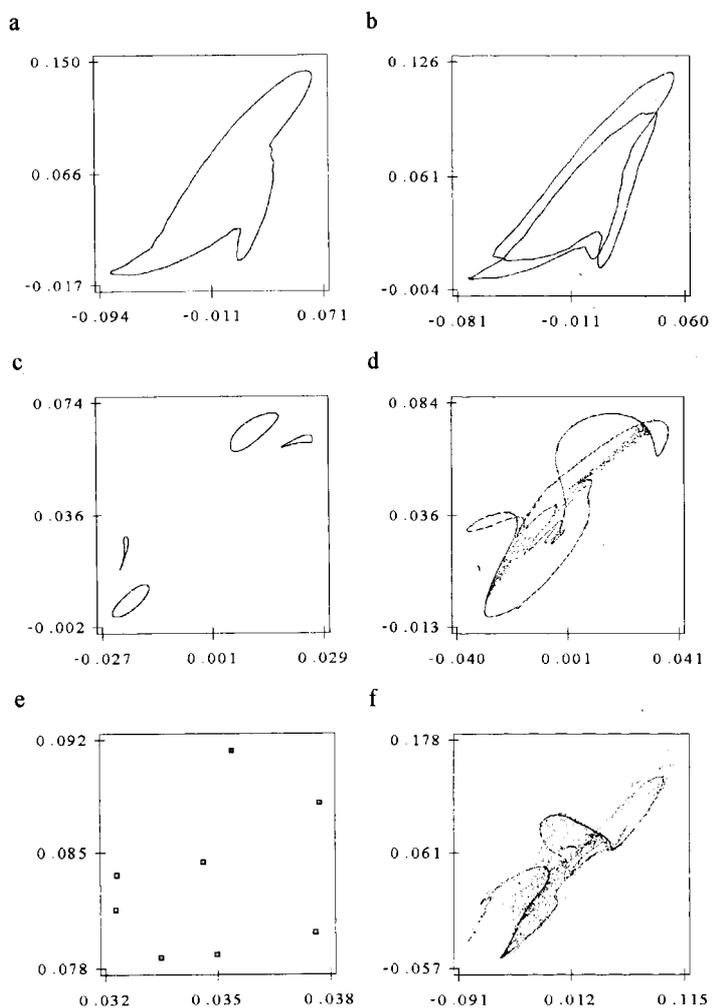


Рис. 1. Эволюция фазового портрета в проекции на плоскость u_2u_4 и значения его численных характеристик в зависимости от управляющего параметра E_0 : $a - E_0 = 4.12578 \cdot 10^5$ V/m, $\lambda = 0.6$, $D_H = 2.07$; $b - E_0 = 4.12728 \cdot 10^5$ V/m, $\lambda = 0.65$, $D_H = 2.26$; $c - E_0 = 4.1316 \cdot 10^5$ V/m, $\lambda = -0.2134$, $D_H = 1.62$; $d - E_0 = 4.13298 \cdot 10^5$ V/m, $\lambda = 10.21$, $D_H = 2.25$; $e - E_0 = 4.1361 \cdot 10^5$ V/m, $\lambda = -0.5309$, $D_H = 1.0$; $f - E_0 = 4.13916 \cdot 10^5$ V/m, $\lambda = 28.44$, $D_H = 2.49$.

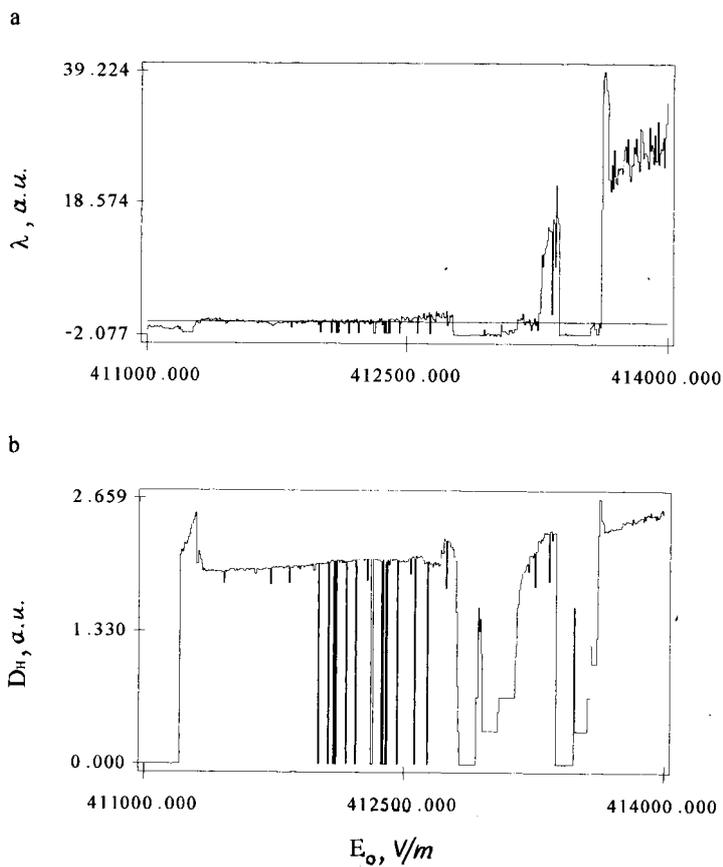


Рис. 2. Эволюция численных характеристик фазового портрета в зависимости от управляющего параметра E_0 : *a* — максимальный ляпуновский показатель; *b* — хаусдорфова размерность.

размеров граничных циклов, их слиянию сначала попарно, а затем в хаотизированную структуру — странный аттрактор (рис. 1, *d*). Разрушение странного аттрактора происходит резко, с последующим образованием устойчивой системы сначала с одним, а потом с 2, 4 и 8 дискретными состояниями (рис. 1, *e*), что соответствует проведенному

выше качественному анализу системы (4). При дальнейшем увеличении управляющего параметра состояние системы быстро хаотизируется, (рис. 1, f), а затем система вообще становится несовместимой.

Результаты проведенных исследований впервые показывают, что нестационарная система неравновесных носителей в полупроводнике с параметрами n -GaAs при наличии эффекта Ганна характеризуется сложной динамикой переменяемости состояний. При этом, как следует из рис. 2, существуют такие интервалы значений управляющего параметра, при которых система устойчива (когда $\lambda < 0$) и может быть использована в практических целях.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства Украины по вопросам науки и технологий (грант № 2.4/745).

Список литературы

- [1] Дерягин А.Г., Кучинский В.И., Соколовский Г.С. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 7. С. 44–49.
- [2] Горлей П.Н., Горлей П.П., Томчук П.М. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 20. С. 82–86.
- [3] Piazza F., Christianen P.C.M., Maan J.C. // Acta Phys. Pol. 1995. A88. N 5. P. 865–868.
- [4] Zongfu J., Benkun M. // Phys. Rev. 1991. B44. N 20. P. 11072–11074.
- [5] Дьяконов М.И., Левинштейн М.Е., Симин Г.С. // ФТП. 1981. Т. 15. № 11. С. 2116–2126.