

ЛИТЕРАТУРА

1. Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г.—Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 12, с. 1894.
2. Бабич В. М., Булдырев В. С. Асимптотические методы в задачах дифракции и распространения волн.—М.: Наука, 1972.
3. Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г.—Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 9, с. 1269.
4. Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г. Сб. Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн.—М.: Наука, 1981, ч. 1, с. 309.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
22 июня 1982 г.

УДК 538.56 : 519 25

ПАРАМЕТР БИФУРКАЦИИ СТОХАСТИЧЕСКИХ АВТОКОЛЕБАНИЙ В ДИОДЕ ГАННА

Е. П. Бочаров, Г. Н. Коростелев

1. В последние годы значительный интерес вызывают стохастические автоколебания в распределенных динамических системах [1, 2]. Для стохастических автоколебаний характерны сплошной шумоподобный спектр, большая интенсивность, эффективная синхронизация внешним гармоническим сигналом. Стохастические автоколебания подчиняются законам подобия, выведенным из уравнений динамики системы. Это проявляется в существовании безразмерного параметра, определяющего бифуркации системы [1, 2].

Интенсивные шумоподобные колебания, возникающие в диодах Ганна на начальном отрезке «падающего» участка вольт-амперной характеристики, проявляют некоторые типичные для стохастических автоколебаний признаки [3]. Однако, поскольку неизвестен бифуркационный параметр для диода Ганна, остается все-таки до конца неясным, обусловлены ли наблюдаемые шумоподобные колебания усилением микрофлуктуаций, либо мы имеем дело со стохастическими автоколебаниями. В настоящей работе сделана попытка на основе экспериментальных исследований найти бифуркационный параметр автоколебаний генератора на диоде Ганна.

2. Как известно, стохастические автоколебания возникают в области параметров системы, которым соответствуют неустойчивости периодических решений. В рассматриваемом случае периодические автоколебания имеют место при распространении в диоде стационарной нелинейной волны — домена (солитона) сильного поля*. Анализ динамики домена, движущегося вдоль бесконечно длинного, однородно легированного образца, показал, что для устойчивости такого типа решения необходимо выполнение следующего соотношения [5]:

$$G_R < 1, \quad (1)$$

где

$$G_R = [R_n / (U_0 - U_{r\min})^{3/2}] C, \quad (2)$$

R_n — сопротивление нагрузки, последовательное с источником напряжения, U_0 — напряжение, приложенное к диоду, $U_{r\min}$ — минимальное падение напряжения вне домена [5], C — постоянный для каждого диода коэффициент,

$$C = \varepsilon^{1/2} q^{1/2} n_0^{1/2} \mu_1 E_c^2 S / 2 \sqrt{8\pi}. \quad (3)$$

Здесь q — заряд электрона, n_0 — равновесная концентрация электронов, μ_1 — подвижность электронов в нижней долине, ε — диэлектрическая проницаемость, S — площадь поперечного сечения диода, E_c — постоянная [5]. Отметим, что соотношение (1) эквивалентно критерию устойчивости, приведенному в [5], но отличается более удобной для последующих рассуждений формой записи. Полезно, кроме того, представить C в виде

$$C = \sqrt{\frac{n_0}{n_{kp}}} \frac{\mu_1^{3/2} E_c^3 \varepsilon S}{8\pi \sqrt{2D}}, \quad (4)$$

где $n_{kp} \approx \varepsilon \mu_1 E_c^2 / 4\pi q D$ — параметр, равный для арсенида галлия $\approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, D — коэффициент диффузии [5]. Отметим, что критерий (1) выведен для случая $n_0 \ll n_{kp}$ [5].

* На идентичность домена уединенной волне (солитону) указывается в [4].

3. Для того, чтобы выяснить, является ли G_R бифуркационным параметром, проводилось исследование арсенид-галлиевых диодов Ганна, помещенных в низкодобротные резонаторы СВЧ диапазона. Диоды имели $n_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, длину $L \approx 10 \text{ мкм}$, 15 мкм и $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, длину $L \approx 15 \text{ мкм}$ *. Остальные параметры диодов были приблизительно одинаковы. При U_0 , превышающем пороговое U_p ($U_p \sim 4-5,5 \text{ В}$), наблюдалась интенсивные стохастические автоколебания, типичный спектр которых представлен на рис. 2 работы [3]. С ростом U_0 мощность стохастических автоколебаний растет, и при некотором U_b , зависящем от R_h ($U_b \sim 8-13 \text{ В}$), генератор переходит скачком в режим неустойчивых многочастотных автоколебаний, сменяющийся одночастотным при незначительном ($\sim 0,1 \text{ В}$) увеличении приложенного напряжения. С дальнейшим ростом U_0 наблюдалась типичная для пролетного режима работы диода Ганна зависимость частоты сигнала от U_0 . В то же время центральная частота спектра стохастических автоколебаний практически не зависит от U_0 . Измеряя U_b при разных R_h , а также определяя $U_{r\min}$, как U_b при $R_h=0$, можно представить результаты на плоскости $G_R - R_h$. Так как для каждого диода C постоянно, то удобно вместо G_R пользоваться параметром $G'_R = R_h(U_0 - U_{r\min})^{-3/2}$.

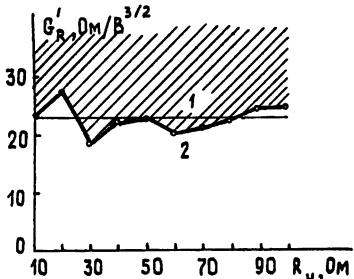


Рис. 1.

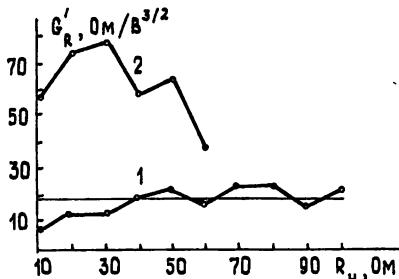


Рис. 2.

Соответствующие результаты, полученные для диода с $n_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($n_0/n_{kp} \approx 0,5$), $L \approx 10 \text{ мкм}$, представлены на рис. 1. Точки, отвечающие описанной бифуркации стохастического режима в периодический, лежат вблизи прямой $G'_R = \text{const}$. Заштрихованной области 1 на рис. 1 соответствуют стохастические автоколебания, области 2 — периодические автоколебания, сплошная линия $G'_R = \text{const}$ — результат усреднения. Аналогичная зависимость для диода с такой же величиной $n_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, но длиной $L \approx 15 \text{ мкм}$ представлена на рис. 2 (кривая 1). Эти результаты (наряду с большой интенсивностью стохастических автоколебаний и их эффективной синхронизацией внешним гармоническим сигналом [2, 3]) свидетельствуют в пользу того, что параметр G_R является в случае $n_0/n_{kp} \lesssim 1$ бифуркационным параметром данной автоколебательной системы.

На рис. 2 (кривая 2) представлены результаты, полученные для диода с $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($n_0/n_{kp} \approx 5$), $L \approx 15 \text{ мкм}$ (диод имел значительно большие, по сравнению с предыдущими, рабочие токи, поэтому исследования проводились в несколько меньшем диапазоне значений R_h). Очевидно, что в этом случае точки, соответствующие бифуркации стохастического режима в периодический, составляют линию, заметно отличающуюся от прямой $G'_R = \text{const}$, и, следовательно, при достаточно больших n_0/n_{kp} параметр G_R перестает быть бифуркационным. Этот результат согласуется с выводами теории устойчивости доменного решения, поскольку соотношение (1) выведено в предположении $n_0 \ll n_{kp}$ [5]. В связи с этим представляет интерес поиск универсального бифуркационного параметра, пригодного и для диодов с $n_0 \gg n_{kp}$. Возможность постановки такой задачи вполне обоснована, поскольку и при $n_0/n_{kp} \approx 5$ наблюдались такие характерные для стохастических автоколебаний признаки, как большая интенсивность и эффективная синхронизация внешним гармоническим сигналом.

В заключение авторы выражают признательность Д. И. Трубецкову за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рабинович М. И.— УФН, 1978, 125, вып. 1, с. 123.
2. Безручко Б. П., Кузнецов С. П., Трубецков Д. И.— Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, вып. 3, с. 180.

* При исследовании нескольких образцов каждого из трех типов диодов качественных различий не обнаружено, поэтому приводятся результаты, полученные для одного из образцов каждого типа диодов.

3. Коростелев Г. Н., Бочаров Е. П., Бочкарев А. Н.— Изв. вузов — Ра-
диофизика, 1981, 24, № 6, с. 779.
4. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме.— М.: Наука, 1976.
5. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна.— М.: Сов.
радио, 1975.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию
3 мая 1982 г.,
в окончательном варианте
6 сентября 1982 г.

УДК 538.574

РЕЗОНАНСНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВОЛН В ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СРЕДАХ

C. H. Столяров

1. Вопросам распространения и излучения электромагнитных волн в нестационарных средах посвящено большое число работ (см. обзор [1], работы [2–4] и приведенную там литературу). Значительно меньше работ по периодически нестационарным средам [5–8]. В данной работе рассмотрено резонансное преобразование волн в таких средах в условиях, когда период модуляции параметров среды кратен половине периода колебаний электромагнитного поля.

Пусть диэлектрическая проницаемость $\epsilon(t)$ покоящейся однородной немагнитной среды зависит от времени произвольным образом. Тогда из уравнений Максвелла можно получить следующее уравнение для амплитуды $U(t)$ в разложении индукции поля $D(r, t) = \int dk U(t) D_k(r)$ по ортонормированным пространственным функциям $D_k(r)$ непрерывного (или дискретного) спектра:

$$d^2 U(t)/dt^2 + (\omega_0^2/\epsilon(t)) U(t) = 0, \quad (1)$$

где $\omega_0 = kc = 2\pi/T_0$. Это уравнение формальной заменой t на x/c , $\epsilon^{-1}(t)$ на $\epsilon^{-1}(x)$ и $U(t)$ на $\tilde{U}(x)$ сводится к обычному волновому уравнению для волн частоты ω_0 в плоскоисотных средах, для которых имеются хорошо разработанные методы решения [9, 10]. Поэтому задача трансформации волн в нестационарных средах полностью аналогичны задачам распространения волн в неоднородных средах.

Решение уравнения (1) можно искать в виде

$$U(t) = [p(t)]^{-1/2} \{a(t) \exp[i\Phi(t)] + b(t) \exp[-i\Phi(t)]\}, \quad (2)$$

где $\Phi(t) = \omega_0 \int_{t_0}^t p(t') dt'$, а $p(t) = [\epsilon(t)]^{-1/2} = [n(t)]^{-1}$. Амплитуды $a(t)$ и $b(t)$ определяются из решения точной системы:

$$\begin{aligned} \frac{da(t)}{dt} &= \frac{1}{2p(t)} \frac{dp(t)}{dt} \exp[-2i\Phi(t)] b(t), \\ \frac{db(t)}{dt} &= \frac{1}{2p(t)} \frac{dp(t)}{dt} \exp[2i\Phi(t)] a(t). \end{aligned} \quad (3)$$

Эти уравнения можно решать так, как это сделано, например, в работе [11] для неоднородных сред с различным законом изменения показателя преломления. В частности, при постоянных амплитудах $a(t)$ и $b(t)$ решения (2) аналогичны приближениям геометрической оптики для плавно неоднородных сред. Для периодически нестационарных сред можно использовать метод решения работы [12], примененный к периодически неоднородным средам и основанный на регулярном способе разложения в асимптотический ряд по малому параметру [13].

2. Пусть показатель преломления $n(t)$ периодически меняется во времени так, что

$$n(t) = \bar{n} \{1 + \delta_0 \theta(t)\}, \quad \bar{n} = (1/T) \int_0^T n(t) dt, \quad (4)$$

$$n(t+T) = n(t), \quad \theta(t+T) = \theta(t), \quad \bar{\theta} = (1/T) \int_0^T \theta(t) dt = 0,$$