

К ТЕОРИИ ЯВЛЕНИЙ ОГРАНИЧЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ И АВТОСИНХРОНИЗАЦИИ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРАХ С РЕЗКИМИ НЕЛИНЕЙНОСТЯМИ

В параметрических генераторах очень часто в качестве нелинейного элемента используется полупроводниковый диод, который, как хорошо известно [1, 2, 3], обладает резкой нелинейностью при отпирании. При этом обычно [1, 2] предполагается, что частоты ω^k ($k=1, 2, \dots$)¹ всех гармонических составляющих колебательного процесса, воздействующего на диод, удовлетворяют соотношению $\omega_k \tau \ll 1$ (τ — время жизни неосновных носителей [3]). Тогда можно пренебрегать влиянием диффузионной емкости и считать, что полупроводниковый диод обладает плавной барьерной емкостью и резкой активной проводимостью [3].

Однако во многих экспериментальных работах (например, в [4]), выполняется соотношение: $\omega_k \tau \gg 1$, т. е. пренебрежение резкой реактивной проводимостью, обусловленной диффузионной емкостью, становится несправедливым.

В данной работе рассматривается влияние резкой реактивной проводимости, обусловленной диффузионной емкостью полупроводникового диода, на стационарные характеристики одночастотных и двухчастотных параметрических генераторов.

При составлении укороченных уравнений, описывающих поведение колебательных систем, необходимо вычислять амплитуды компонентов тока, проходящего через полупроводниковый диод при его отпирании [1, 2].

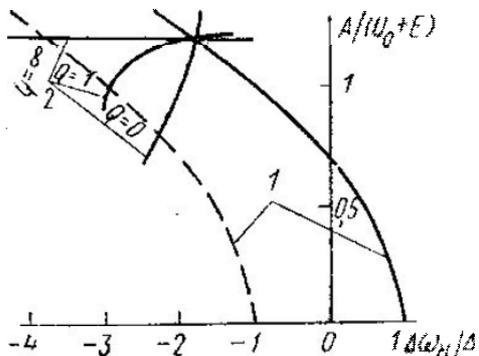
Используя результаты работ [5, 6], можно показать, что амплитуды компонентов тока $I_{\begin{smallmatrix} kc \\ ks \end{smallmatrix}}$, проходящего через диод при учете диффузионной емкости его, выражаются через амплитуды компонентов тока $i_{\begin{smallmatrix} kc \\ ks \end{smallmatrix}}$ для случая пренебрежения диффузионной емкостью полупроводникового диода (I_{kc} , i_{kc} — косинусоидальные, I_{ks} , i_{ks} — синусоидальные компоненты на ω_k частоте [4]):

$$I_{\begin{smallmatrix} kc \\ ks \end{smallmatrix}} = i_{\begin{smallmatrix} kc \\ ks \end{smallmatrix}} + Q_k \begin{Bmatrix} i_{ks} \\ -i_{kc} \end{Bmatrix}. \quad (1)$$

Здесь Q_k — добротность диффузионной емкости на ω_k частоте (величина Q_k не зависит от амплитуд колебаний) [5, 6].

Первые слагаемые в (1) обусловлены активной проводимостью диода, а вторые — диффузионной емкостью его. Следовательно, зная амплитуды компонентов тока $i_{\begin{smallmatrix} kc \\ ks \end{smallmatrix}}$ (см. например, [1, 2]), всегда можно найти в силу (1) и амплитуды компонентов для случая учета диффузионной емкости полупроводникового диода — $I_{\begin{smallmatrix} kc \\ ks \end{smallmatrix}}$.

Имея же выражения для амплитуд компонентов тока $I_{\begin{smallmatrix} kc \\ ks \end{smallmatrix}}$, уже легко составить укороченные уравнения, описывающие поведение колебательной системы.



В качестве первого примера, рассматривая влияние резкой реактивной проводимости, обусловленной диффузионной емкостью, рассмотрим колебательные процессы в одночастотном параметрическом генераторе, когда амплитуда генерируемого колебания A намного превосходит амплитуду накачки A_H [1]. Учитывая, что при отпирании диода в системе резко возрастают диссипативные и расстроечные эффекты, а также $A \gg A_H$, для величины максимального напряжения на диоде получим алгебраическое соотношение, аналогичное соотношению работы [1]:

$$A + A_H \cos \alpha - E \simeq U_0. \quad (2)$$

здесь $\alpha = \varphi_H - 2\varphi$, φ_H , φ — фазы колебаний накачки и генерируемого колебания, U_0 — величина максимального напряжения на полупроводниковом диоде, характери-

¹ В одночастотном параметрическом генераторе на диод действуют две гармонические составляющие ($k=1, 2$), в двухчастотном — три ($k=1, 2, 3$).

зующая диапазон $[0, U_0]$ резкого возрастания диссипативных и расстройчных эффектов в системе, при этом $A, A_H \gg U_0$ [7], E — величина смещения.

Принимая во внимание, что при $A \gg A_H$ синусоидальный компонент тока на частоте генерации $i_s = 0$ [1], получим из (1) следующее соотношение, связывающее амплитуды компонентов тока при учете диффузионной емкости полупроводникового диода:

$$I_s = -QI_c, \quad (3)$$

которое позволяет получить следующую связь укороченных уравнений амплитудного и фазового [4]:

$$A\dot{\phi} + \Delta\omega_H/2 + Y(A, \alpha) = -Q[A + X(A, \alpha)]^2. \quad (4)$$

Здесь $\Delta\omega_H$ — линейная расстройка по частоте накачки; X, Y — члены укороченных уравнений (амплитудного и фазового), описывающие вклад плавной нелинейности — барьерной емкости p — n -перехода [1, 4].

Таким образом, для определения двух неизвестных α и A имеем два уравнения (2) и (4).

Зависимость $A(\Delta\omega_H)$ при аппроксимации вольт-кулоновой характеристики барьерной емкости p — n -перехода кубичным полиномом [3, 4] при нулевом холодном затухании в системе построена на рисунке для различных значений $Q(A_H/(U_0 + E) = 0, 2)$.

Когда добротность диффузионной емкости равна нулю ($\omega\tau \ll 1$), то в системе действует лишь резкий диссипативный механизм ограничения колебаний [1] (кривая $Q=0$ на рис.).

Если же $Q=1$ (см. рис.), что характерно для большинства типов диодов при достаточно высоких частотах [5, 6], то кривая $A(\Delta\omega_H)$ несколько отклоняется от кривой, соответствующей нулевой добротности диффузионной емкости. При этом величина амплитуды колебаний для тех же значений расстройки незначительно $\sim A_H \ll A$ увеличивается, что соответствует введению дополнительной регенерации в систему за счет модуляции диффузионной емкости.

Если $Q=\infty$ (реально Q порядка нескольких единиц в определенном интервале частот [5, 6]), то величина амплитуды генерации не зависит от расстройки (см. рис.). Объясняется это тем, что при отпирании диода сильно возрастают расстройчные эффекты, в результате чего «скелетная» кривая [4] становится параллельной оси расстройек.

Влияние резкой реактивной проводимости в случае двухчастотного параметрического генератора при амплитудах генерации, намного превышающих амплитуду накачки, проявляется аналогично тому, как было описано выше.

В качестве второго примера, иллюстрирующего влияние резкой реактивной проводимости, рассмотрим синхронный режим колебаний в двухчастотных параметрических генераторах.

Хорошо известно, что синхронный режим устанавливается в результате взаимодействия основных колебательных тонов с комбинационными [4]. Величины амплитуд комбинационных тонов, которые образуются на резкой активной проводимости полупроводникового диода, вычислены в работе [8]. А из (1) легко получить величины амплитуд комбинационных тонов, которые обязаны своему образованию наличию резкой реактивной проводимости:

$$I_{\{ks\}}^c \begin{cases} Q_k \\ -1 \end{cases} I_0 \frac{(-1)^k n_1 A_1}{n_1^2 A_1 + n_2^2 A_2} Z(\gamma)^2. \quad (5)$$

Здесь $Z(\gamma)$ — функция, зависящая от комбинации фаз генерируемых колебаний, при этом $\max |Z(\gamma)| \leq \pi$ [8]; $\begin{Bmatrix} k \\ l \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 \\ 2 \end{Bmatrix}$; $\begin{Bmatrix} 2 \\ 1 \end{Bmatrix}$; n_1/n_2 — отношение частот генерации при синхронном режиме колебаний ($n_1 + n_2 \gg 1$; A_k — амплитуды генерируемых колебаний, намного превосходящие амплитуду накачки, участие которой в автосинхронизации не является принципиальным [8]; I_0 — величина среднего тока, проходящего через полупроводниковый диод.

Из (5) видно, если изменяется порядок автосинхронизации $n = (n_1 + n_2) \gg 1$ (при $n_1/n_2 \sim \text{const}$), то амплитуды комбинационных тонов, а следовательно, малые полосы внутренней автосинхронизации и деления [8] изменяются так же, как и в случае, когда влиянием диффузионной емкости можно пренебречь — $Q_k = 0$, т. е. как $1/n$.

¹ Если $Q=0$, то (4) совпадает с соответствующим уравнением в [1].

^{*} Если $Q_k=0$, то (5) совпадают с соответствующими выражениями в [8].

Таким образом, влияние диффузионной емкости незначительно сказывается на определении величин стационарных амплитуд генерации и на определении характера зависимости стационарных характеристик синхронного режима от порядка автосинхронизации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лихарев К. К. «Радиотехника и электроника», 13, № 9, 1714, 1968.
2. Лагуткин А. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 15, № 1, 71, 1974.
3. Берман А. С. Нелинейная полупроводниковая емкость. М., 1963.
4. Каплан А. Е., Кравцов Ю. А., Рылов В. А. Параметрические генераторы и делители частоты. М., 1966.
5. Парыгин В. Н., Манешин Н. К. «Радиотехника и электроника», 11, № 7, 1275, 1966.
6. Романова Р. М. «Радиотехника», 25, № 4, 36, 1970.
7. Лагуткин А. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 15, № 2, 210, 1974.
8. Лагуткин А. Н., Лихарев К. К. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 14, № 5, 565, 1973.

Поступила в редакцию
17.12 1974 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 539.17.014

Ю. В. МЕЛИКОВ, А. Ф. ТУЛИНОВ, Н. Г. ЧЕЧЕНИН

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ БОЛЕЕ КОРОТКИХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ СОСТАВНЫХ ЯДЕР МЕТОДОМ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

Значения времен протекания ядерных реакций, доступные в настоящее время для измерения с помощью эффекта теней, лежат в области 10^{-10} — 10^{-16} с в зависимости от импульса, переданного составному ядру (см., например, обзор [1]). Но из всего многообразия ядерных реакций в этот диапазон попадает довольно ограниченное их число, большинство же характеризуется более короткими временами протекания. Поэтому большой интерес представляет проблема расширения указанного диапазона в сторону меньших значений времен.

В нашей предыдущей работе [2] были приведены оценки в рамках предположения об одном акте соударения частицы с кристаллографической плоскостью, которые показали, что такое увеличение чувствительности метода в принципе возможно, если область формирования углового распределения расположена вблизи поверхности кристалла.

В данной работе мы рассмотрим более реальную модель для описания процесса формирования плоскостных теней на малых толщинах кристалла и зависимости формы теней от величины смещения составного ядра $v_{\perp}\tau$ (v_{\perp} — скорость движения составного ядра перпендикулярно к плоскости, τ — среднее время жизни составного ядра).

Рассмотрим функцию распределения положения составного ядра относительно кристаллографической плоскости. Эта функция определяется суперпозицией смещений в результате тепловых колебаний атомов решетки и смещений за счет импульса частицы, вызывающей ядерную реакцию:

$$g(x; v_{\perp}\tau, \rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho v_{\perp}\tau}} \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{2\rho^2}\right] \exp\left[-\frac{x'}{v_{\perp}\tau}\right] dx', \quad (1)$$

где ρ — амплитуда тепловых колебаний атомов перпендикулярно плоскости. Из формулы (1) видно, что функция $g(x)$ асимметрична относительно кристаллографической плоскости, а именно $g(x) \neq g(-x)$. Однако если толщина кристалла, проходимость