

исследование [9] показало неустойчивость одномодовых колебаний обеих мод. Расчет производился для $\mu_1 = \mu_2 = 10$, $\Delta_1 = 0,6$, $\Delta_2 = 0,7$, $Q_1 = 4 \cdot 10^3$, $Q_2 = 800$ и двух значений параметров тока. Для $I_1 Q_1 = 0,15$ и $I_2 Q_2 = 0,075$ (т. е. в принятых в [5-9] обозначениях $I_1^0 = 7,5$, $q = 1$) зависимость амплитуд мод от времени $\tau = \tau' / Q_1$ приведена на рис. 5 В стационарном режиме КПД мод составляют $\eta_{11} = 0,33$ и $\eta_{12} = 0,04$. Следует отметить, что при отсутствии второй мод парциальный КПД первой составляет $\eta_{11}^0 = 0,26$. Таким образом, в этом режиме вторая мода не существует без генерации первой, а КПД первой повышается при наличии второй

Данный эффект можно объяснить тем, что при одномодовой генерации первого типа колебаний имеет место сильная перегруппировка $((I_1 Q_1)_{\text{опт}} = 0,04)$, а наличие паразитной генерации ухудшает группировку полей рабочей моды. Соответствующие зависимости КПД обеих мод и общего КПД от текущей координаты x в стационарном режиме приведены на рис. 6.

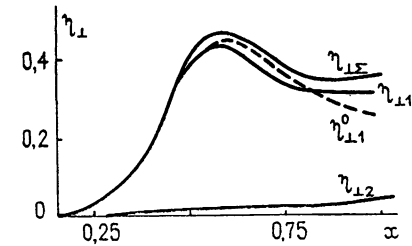


Рис. 6.

Для $I_1 Q_1 \neq 0,3$, $I_2 Q_2 = 0,15$ зависимости амплитуд мод от времени имеют качественно тот же характер. Стационарные значения КПД составляют соответственно $\eta_{11} = 0,32$, $\eta_{12} = 0,07$, $\eta_{11}^0 = 0,2$. Таким образом, и в этом случае имеет место повышение КПД рабочей моды. Следует отметить, что в отсутствие паразитной генерации снижение КПД с ростом тока происходит быстрее, чем при ее наличии.

Полученные результаты свидетельствуют об устойчивости одномодовых колебаний в оптимальных по КПД условиях и в то же время демонстрируют возможность возникновения в гиротронах устойчивой двухмодовой генерации мод, резонансных как с одной, так и с разными гармониками гирочастоты, при достаточно больших токах пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нусинович Г. С. — Электронная техника. Серия Электроника СВЧ, 1974, № 3, с. 44.
2. Nusinovich G. S.— Int. J. Electron., 1981, 51, № 4, p. 457.
3. Kreischer K. E., Temkin R. J.— Int. J. Infrared Millimeter Waves, 1981, 2, № 2, p. 175.
4. Carmel Y., Chu K. R., Dialetis D., Fliflet A., Read M. E., Kim K. J., Arfin B., Granatstien V. L.— Int. J. Infrared Millimeter Waves, 1982, 3, № 5, p. 645.
5. Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. — Изв вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 3, с. 461.
6. Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 2, с. 303
7. Нусинович Г. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 8, с. 1043.
8. Моисеев М. А., Нусинович Г. С. — Изв вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 11, с. 1709
9. Запевалов В. Е.— Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 12, с. 1593.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
11 февраля 1983 г.

УДК 621 391 822 4

ФЛИККЕРНЫЕ ШУМЫ ТОКОВ УТЕЧКИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ

А. В. Якимов

В работе [1] исследованы фликкерные флуктуации напряжения холостого хода в диодах с $p-n$ -переходами и барьерами Шоттки, работающими в режиме микро-токов, т. е. при прямых токах, имеющих величину порядка обратного тока насыщения I_0 . Выявлено существование эффекта максимизации шумов при достижении током смещения определенного значения I_1 . С увеличением тока диода I , при $I > I_1$, шумы начинают уменьшаться до тех пор, пока ток I не превысит ток насыщения примерно на два порядка [2]. Температурная зависимость высоты «микро-токового» максимума шумов исследована в [3]. Оказалось, что и здесь наблюдается максимизация шумов при некоторой температуре T_1 . Убедительного объяснения обнаружен-

ным эффектам до сих пор не имеется, хотя аналогичные токовые зависимости получены и в других работах (см, например, [4])

В то же время известны экспериментальные работы, в которых обнаружены совсем другие токовые зависимости шумов. Так, в [5] выявлен эффект насыщения величины шумов при превышении током диода значения I_0 . Из [6] следует, что данный эффект при больших токах диода, $I \approx I_2 \gg I_0$, может сменяться эффектом минимизации шумов. Эффект насыщения феноменологически объяснен в [7]. В [8] оба упомянутых эффекта количественно объяснены на основании физической модели фликкерных флуктуаций [9]

Целью настоящей работы является объяснение полученных Головкин результатов [1-3] путем учета флуктуаций поверхностного тока утечки диода.

1. Рассмотрим эквивалентную низкочастотную схему плоскостного диода, изображенную на рис 1. Здесь R_s — поверхностное сопротивление утечки, R_b — объемное сопротивление базы диода (участка слаболегированного полупроводника, распространяющегося от границы перехода на расстояние не более длины свободного пробега неосновных носителей [6, 8]), R_k — сопротивление контактов (включающих в себя оставшуюся область базы), R_d — дифференциальное сопротивление перехода, I_d и I_s — объемная и поверхностная компоненты полного тока диода, $I = I_d + I_s$. При описании вольт-амперной характеристики перехода соотношением $I_d = I_0 (\exp(V/V_T) - 1)$, где V — напряжение, приложенное к переходу, V_T — тепловой потенциал, дифференциальное сопротивление перехода равно $R_d = V_T / (I_d + I_0)$.

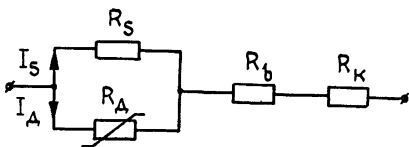


Рис. 1.

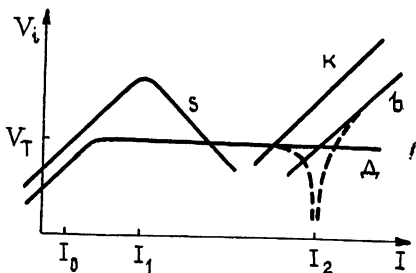


Рис. 2.

Считаем, что указанные сопротивления испытывают флуктуации. Их относительные значения обозначим через $\delta R_i(t)$, $i = s, b, k, d$. Тогда при возбуждении диода фиксированным током I будет генерироваться шумовое напряжение

$$V_{ш}(t) = \sum_i V_i \delta R_i(t), \quad i = s, b, k, d. \quad (1)$$

Здесь $V_s = I_s R_s (1 + R_s / R_d)^{-1}$, $V_b = I R_b$, $V_d = I_d R_d (1 + R_d / R_s)^{-1}$, $V_k = I R_k$ — коэффициенты пересчета флуктуаций, имеющие размерность напряжения. Качественный вид зависимостей этих коэффициентов от тока представлен на рис. 2, где использован двойной логарифмический масштаб. Здесь учтено, что сопротивления R_b и R_k в реальных диодах можно считать не зависящими от величины тока I . Сопротивление утечки R_s тоже считаем линейным (хотя в общем случае его величина может зависеть от I).

Иследуем зависимость $V_s(I)$, характеризующую, в предположении независимости флуктуаций δR_s от величины тока I , токовую зависимость напряжения шумов диода, обусловленных флуктуациями сопротивления утечки. Обнаружим, что при малых токах величина коэффициента V_s пропорциональна I ; при больших токах данная зависимость сменяется на обратную, $V_s \sim I^{-1}$. Таким образом, в диоде наблюдается эффект максимизации шумов, вызванных флуктуациями δR_s .

Эффект обусловлен двумя причинами. При увеличении (от нуля) тока диода I происходит, во-первых, его перераспределение между компонентами I_s и I_d в сторону уменьшения удельного вклада поверхностного тока (первый множитель в выражении для коэффициента V_s , $I_s R_s = V$). Во-вторых, при этом уменьшается дифференциальное сопротивление перехода R_d . А это приводит к уменьшению коэффициента передачи напряжения шумов утечки в полное напряжение шумов (второй множитель)

Расчет зависимости $V_s(I)$ при произвольном значении сопротивления утечки требует применения численных методов. Однако при условии $R_s \gg R_d$, естественном для реальных диодов, анализ существенно упрощается. Для тока I_1 , при котором значение V_s максимально, получим

$$I_1 / I_0 = e - 1 + (1 + 1/e) V_T / (I_0 R_s). \quad (2)$$

Здесь e — основание натурального логарифма. Поскольку $R_s \gg R_d$, последним слагаемым в правой части соотношения (2) можно пренебречь. Это означает возможность пренебрежения при вычислении R_d разницей между токами I и I_d . В результате получим

$$V_s = \left(V_T^2 / (R_s (I + I_0)) \right) \ln (1 + I/I_0), \quad (3)$$

что является аналитическим описанием рассматриваемого эффекта

В случае преобладающего влияния флуктуаций сопротивления перехода и независимости их мощности от величины тока I в диоде наблюдается эффект [5] насыщения фликкерных шумов. Указанные флуктуации, согласно [8, 9], обусловлены флуктуациями концентрации легирующих примесей в базе диода, их мощность, действительно, не зависит от I . Но этот же механизм вызывает и вариации сопротивления базы. В результате $\delta R_d(t)$ и $\delta R_b(t)$ полностью коррелированы и оглаживаются только знаком, $\delta R_d(t) = -\delta R_b(t)$. Суммарный эффект флуктуаций сопротивления перехода и базы представлен на рис. 2 зависимостями d и b , переходящими в окрестности тока I_2 в зависимость, представленную пунктирной линией, отражающую возникновение эффекта минимизации флуктуаций. Величина тока I_2 определяется соотношением

$$I_2 = -I_0 + V_T/R_b.$$

При таком токе сопротивления перехода и базы совпадают, а их флуктуации полностью компенсируют друг друга. Для существования эффекта минимизации необходимо, чтобы сопротивление базы было не слишком мало, так чтобы величина тока I_2 находилась в диапазоне рабочих токов диода (см. также [8]).

При достаточно большой мощности абсолютных флуктуаций сопротивления контактных областей диода R_k , $\delta R_k(t)$ эффект минимизации может оказаться замаскированным за счет шумов, вызываемых этими флуктуациями.

Перейдем к обсуждению результатов работ [1-3].

2. В [1, 2] выявлены токовые зависимости шумов, аналогичные представленной на рис. 2 кривой s . Более того, приводимые эмпирические соотношения с точностью до обозначений совпадают с (2) и (3). Это позволяет заключить, что источником наблюдавшихся шумов являлись флуктуации сопротивления утечки перехода.

Следует, однако, отметить, что данные [1-3] не позволяют определить величину R_s , а также интенсивность флуктуаций этого сопротивления. Тем не менее, сделаем следующие грубые оценки для диода, обследованного в [1], где $I_0 = 3 \cdot 10^{-7}$ А, а спектр напряжения шумов холостого хода (имеющих фликкерный характер) на частоте $f = 900$ Гц равен $\langle V_{ш}^2 \rangle_f = 3,8 \cdot 10^{-11}$ В²/Гц. Полагая $R_s = 9 R_d$, найдем, что такие шумы могут быть обусловлены флуктуациями сопротивления утечки, обладающими спектром,

$$\langle \delta R_s^2 \rangle_f = 5,2 \cdot 10^{-3} / f, \text{ [Гц]}^{-1}.$$

Поскольку в основе проведенного рассмотрения лежит предположение о линейности сопротивления утечки, указанная оценка спектра может быть проверена при возбуждении диода током в обратном направлении, $I < 0$. Исключительно высокий уровень спектра $\langle \delta R_s^2 \rangle_f$ может быть объяснен технологически несовершенной защитой внешней поверхности перехода. В результате, утечки могут происходить, например, за счет наличия пленки адсорбированной влаги.

3. Перейдем к анализу температурной зависимости шумов, выявленной в [3]. Она аналогична наблюдаемой для фликкерных флуктуаций сопротивления в тонких проводящих пленках [10]. Это представляется естественным, поскольку в диоде основная компонента флуктуационного тока имеет не объемный, а поверхностный характер, т. е. концентрируется в тонком приповерхностном слое вдоль периметра перехода.

Воспользуемся рассмотрением [11], разработанным для объяснения температурных зависимостей шумов, приведенных в [10]. Обнаружим, что в диапазоне температур 180—270 К фликкерные шумы диода могут быть объяснены адсорбционным механизмом [11]. Фигурирование данных [3] приводит к следующим значениям энергии активации диффузии $E_d = 0,45$ эВ и энергии десорбции $E_a = 2,05$ эВ. На основании этих оценок можно предположить, что примесью, приводящей к появлению рассматриваемых флуктуаций сопротивления утечки, является кислород. Согласно данным [12], энергия активации его диффузии в арсениде галлия составляет примерно 0,5 эВ. При этом кислород проявляет донорные свойства, а энергия ионизации наиболее мелкого его уровня составляет 0,05 эВ.

Влияние нелинейных токов утечки на фликкерные шумы полупроводниковых диодов исследовалось в [13]. Эти результаты полностью согласуются с проведенным рассмотрением.

Показано, что наблюдающийся в режиме микротокков эффект максимизации фликкерных шумов полупроводниковых диодов обусловлен влиянием флуктуаций сопротивления утечки. В германиевых диодах этот эффект не наблюдался из-за сравнительно больших значений обратного тока насыщения, обусловленных малой шириной запрещенной зоны. Для возникновения эффекта диод должен обладать сравнительно большими токами утечки и мощными фликкерными флуктуациями соответствующего сопротивления. Разумеется, при практическом использовании диодов следует стремиться к обратной ситуации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Головкин А. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 10, с. 1531.
2. Головкин А. Г. — ФТП, 1978, 12, № 12, с. 2386.
3. Головкин А. Г. — ФТП, 1978, 12, № 9, с. 1842.
4. Kleinprenner T. G. M. — Physica, 1980, 98 В+С, № 4, p. 289.
5. Малахов А. Н. — Радиотехника и электроника, 1958, 3, № 4, с. 547.
6. Фонгер В. — В сб.: Шумы в электронных приборах / Пер. с англ. — М. — Л. Энергия, 1964, с. 409.
7. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 8, с. 1170.
8. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 6, с. 722.
9. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 238.
10. Eberhard J. W., Hoop R. M. — Phys. Rev., 1978, 18, № 12, p. 6681.
11. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 3, с. 308.
12. Шишнян Ф. С. Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборах. — Кншинев: Штаница, 1978.
13. Wall E. L. — Sol. Stat. Electr., 1976, 19, № 5, p. 389.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
6 января 1983 г.,
в окончательном варианте
7 июня 1983 г.

Примечание при корректуре. Аналогичный теоретический и экспериментальный анализ $p-n$ -переходов на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$ выполнен в работе [14]. Показано, что наличие флуктуаций сопротивления утечки действительно приводит к появлению эффекта максимизации шумов. При этом утечки контролировались по вольт-амперным характеристикам диода.

14. Климов А. Э., Неизвестный И. Г., Шумский В. Н. — ФТП, 1983, 17, № 10, с. 1766.

УДК 621.385.633

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ В РЕЖИМЕ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПРОДОЛЬНОМ СТАТИЧЕСКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Е. Д. Белявский

В [1] рассмотрена распределенная система, состоящая из периодической во времени последовательности протяженных электронных сгустков, захваченных продольной составляющей поля бегущей электромагнитной волны большой амплитуды в продольно ориентированном статическом электрическом поле. Показано, что в такой распределенной системе осуществляется устойчивое преобразование энергии статического поля в энергию электромагнитной волны (или обратное преобразование) с высоким значением КПД. В [2-4] описаны различные схемы реализации этого механизма преобразования энергии, а в [5] исследованы условия устойчивости его существования. В этих работах также показано, что отмеченный механизм преобразования энергии допускает значительный произвол в выборе величины и формы статического электрического поля. При этом естественно возникает задача оптимизации эффективности преобразования энергии путем выбора величины и формы этого поля.

В данной работе такая оптимизация осуществляется на основе вариационного метода.

1. **Исходные положения.** Преобразование энергии в рассматриваемой распределенной системе описывается следующей системой нелинейных уравнений и неравенств [5]:

$$E^2 = E_0^2 + 2RI_0 \int_0^z E_{ct} dz; \quad (1)$$