

где N — периодическая с периодом T функция, отображающая периодическую амплитудную и фазовую модуляции суммы напряжений радиоимпульсов всех автогенераторов ансамбля.

Следовательно, представив N в виде ряда Фурье, получим

$$u_{\Sigma} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} U_{m\Sigma} \exp[j(\omega_0 + m\Omega)t],$$

где

$$U_{m\Sigma} = \frac{1}{T} \int N \exp(-jm\Omega t) dt.$$

Видно, что спектр суммы радиоимпульсов самосинхронизированного ансамбля эквидистантен с частотным интервалом, равным частоте повторения радиоимпульсов. Одна из частот спектра равна ω_0 . В то же время частота ω_0 линейно зависит от времени задержки T_a .

Основные результаты работы (кроме случая самосинхронизации через собственный задержанный сигнал) проверялись экспериментально на модели ансамбля из двух импульсных LC-автогенераторов (частота 25 МГц), на которые импульсы питания подавались синфазно с частотой около 40 кГц. Внешняя синхронизация ансамбля осуществлялась симметрично от общего источника. Даже исключительно малые уровни синхросигнала, соизмеримые с уровнем шума системы, обеспечивали существование линейчатого эквидистантного спектра колебаний ансамбля. При отсутствии синхросигнала спектр колебаний был сплошным шумовым с шириной полосы, равной по порядку полосе пропускания контуров автогенераторов. Величина и характер взаимной связи автогенераторов определяли лишь огибающую спектра колебаний системы.

Приведенный выше теоретический материал относился к случаю идентичных автогенераторов ансамбля. Учет разброса параметров автогенераторов вносит изменения в полученные результаты, но эти изменения тем меньше, чем меньше этот разброс. Как показал эксперимент, система не критична к малой неидентичности автогенераторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рапопорт Г. Н. — Радиотехника, 1951, № 4, с. 53.
2. Хохлов Р. В. — Радиотехника и электроника, 1956, № 1, с. 88.
3. Малафеев В. М., Полякова Н. С., Романовский Ю. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 6, с. 936.
4. Смольский С. М., Столетова О. Е. — Радиотехника и электроника, 1978, № 1, с. 102.
5. Дворников А. А., Уткин Г. М. Фазированные автогенераторы радиопередающих устройств. — М.: Энергия, 1980. — 176 с.
6. Григулевич В. И., Иммореев И. Я. Радиоимпульсное преобразование частоты. — М.: Сов. радио, 1966. — 335 с.
7. Сверхрегенераторы. / Под ред. М. К. Белкина. — М.: Радио и связь, 1983. — 248 с.

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
27 июля 1984 г.

УДК 621.391.822.4

ПРОБЛЕМА ОБОСНОВАНИЯ СПЕКТРА ВИДА $1/f$ В ТЕРМОАКТИВАЦИОННЫХ МОДЕЛЯХ ФЛИККЕРНОГО ШУМА

А. В. Якимов

1. Фликкерные шумы тонких проводящих пленок и точечных контактов обусловлены соответствующими флуктуациями их сопротивления. На достаточно низких частотах спектр относительных флуктуаций сопротивления образца имеет вид

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = B/f^\gamma. \quad (1)$$

Причина возникновения флуктуаций, обладающих таким спектром, где $\gamma \sim 1$, до сих пор является предметом дискуссий.

Так, в [1] предложено считать, что фликкерные флуктуации параметров радиоэлектронных приборов возникают из-за диффузии в их рабочий объем (и редиффузии)

примесных атомов и структурных дефектов. Для полубесконечных образцов получено значение $\gamma=3/2$. Предполагалось, что этот же механизм может привести и к другим значениям γ , в частности, $\gamma=1$. Последнее значение имеет место, если распределение длительностей θ пребывания атомов (дефектов) в рабочем объеме можно аппроксимировать зависимостью, предложенной ранее в работе [2],

$$W_{\theta}(\theta) = t_0 \theta^{-2} (1 - t_0/\theta). \quad (2)$$

Здесь $1(\dots)$ — единичная функция Хевисайда, t_0 — минимальная длительность пребывания.

Реальные образцы обладают конечным объемом. Поэтому распределение $W_{\theta}(\theta)$ может иметь вид (2) только для длительностей, малых по сравнению с характерным временем t_a диффузии атомов (дефектов) через образец. При $\theta \gg t_a$ это распределение принимает вид $\exp(-\theta/t_a)$ (см., например, [3]). В данном случае время t_a определяет частоту перегиба, ниже которой спектр (1) имеет плато, т. е. $\gamma=0$.

Таким образом, распределение (2), по сути, постулировано. Однако его использование позволило предложить объяснение характеристик фликкерных шумов и деградационного изменения параметров в ряде физических объектов [4, 5]. Поэтому основная идея модели [1], приведшая к распределению (2), представляется справедливой. Однако вопрос обоснования этого распределения остается открытым.

Проблема усложняется при анализе приборов с малым рабочим объемом, в которых времена t_a и t_0 имеют одинаковый порядок величины. Подобным объектом является точечный электрический контакт.

Согласно [1, 4] флуктуации типа $1/f$ и деградационное изменение сопротивления контакта могут быть обусловлены диффузией атомов металла из внутренней области контакта на его внешний периметр. Это приводит к созданию дополнительных проводящих перемычек, уменьшающих общее сопротивление контакта.

Атом металла, создавший перемычку, может удалиться от периметра контакта. В результате перемычка окажется разорванной. Для упрощения анализа считаем, что перемычка разорвется при уходе атома на расстояние, равное периоду кристаллической решетки.

Таким образом, для обоснования спектра (1) необходимо, чтобы распределение (2) имело место для времени пребывания диффундирующего атома в данном междуузлии, т. е. время элементарного диффузионного скачка должно быть распределено по закону (2).

Рассмотрим возможный механизм, приводящий к такому распределению.

2. Известно [6], что среднее время пребывания атома в потенциальной яме глубиной E равно

$$\langle \theta \rangle_E = \text{const} = \tau_0 \exp(E/kT). \quad (3)$$

Здесь τ_0 — средний период тепловых колебаний атома, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Допустим, что величина E , имеющая смысл энергии активации диффузии, является случайной. Соотношение (3) рассмотрим как определяющее связь истинного времени θ диффузионного скачка с высотой E соответствующего барьера. Иначе говоря, пренебрежем случайностью значений θ , имеющей место при фиксированной энергии E . Поскольку целью исследования является обоснование вида (2) распределения, не обладающего конечным значением $\langle \theta \rangle$, то случайностью θ при $E = \text{const}$ можно пренебречь.

Таким образом, задача свелась к отысканию распределения $W_E(E)$ энергий активации диффузии, связанных с временем пребывания θ нелинейным соотношением типа (3). Используя стандартную методику (см., например, § 8 работы [7]), найдем

$$W_E(E) = (1/kT) \exp[(E_0 - E)/kT] 1(E - E_0). \quad (4)$$

Здесь минимальная энергия E_0 связана с минимальным временем диффузионного скачка t_0 соотношением, аналогичным (3).

Следовательно, для получения, с помощью модели [1], спектра типа $1/f$ (для флуктуаций сопротивления прибора с малым рабочим объемом) распределение превышений $\Delta E = E - E_0$ энергий активации над некоторым минимальным уровнем E_0 должно иметь больцмановский тип. Качественный вид такого распределения приведен на рис. 1 (кривая 1). Штриховыми линиями условно изображены допустимые отклонения от закона (4), влияющие на вид спектра (1) только на высоких частотах, $f \gg (2\pi t_0)^{-1}$.

Полученный результат отличается от предложенного в [8-10] равномерного, в диапазоне нескольких kT , распределения энергий активации генерационно-рекомбинационных процессов (кривая 2 на рис. 1). Это при том же конечном результате (1) обусловлено различием рассматриваемых физических процессов, предполагаемых ответственными за генерацию фликкерных шумов.

В [1] в качестве элементарного флуктуационного акта рассматривается диффузионное проникновение инородного атома (дефекта) в рабочую область прибора.

Здесь полная энергия элементарного возмущения пропорциональна длительности пребывания θ . В [8-10] подобным актом является захват и освобождение носителя тока центром рекомбинации. Полная энергия элементарного флуктуационного акта не зависит от величины времени релаксации, а определяется лишь элементарным зарядом. Поэтому для получения спектра типа (1) в моделях [8-10] удельный вклад медленных процессов должен быть выше, чем в [4], что и нашло отражение в (4) (см. также рис. 1).

Случайность энергии активации диффузии может быть обусловлена тепловыми колебаниями решетки, а также наличием других структурных несовершенств. Однако вопрос о виде распределения энергий активации до сих пор в литературе, по-видимому, не рассматривался. Поэтому распределение (4), равно как и распределения, предложенные в [8-10], является гипотетическим.

Результат, аналогичный (4), предложен в [11], где, однако, тоже не конкретизировались физические механизмы, приводящие к такому виду распределения.

Автор благодарен А. Н. Малахову и М. Е. Герценштейну за полезное обсуждение вопросов, затронутых в настоящей работе.

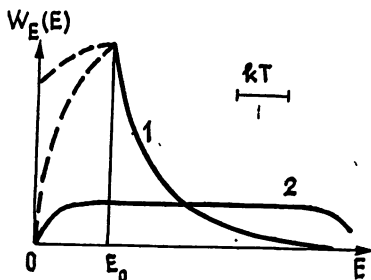


Рис. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 238.
2. Halford D. — Proc. IEEE, 1968, 56, № 3, p. 251.
3. Дубков А. А., Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 10, с. 1235.
4. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 3, с. 308; 1984, 27, № 1, с. 120; Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1983, 26, № 11, с. 68.
5. Кревский М. А., Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 12, с. 1552.
6. Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках. — М.: Физматгиз, 1961.—462 с.
7. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике.— М.: Сов. радио, 1961. — 559 с.
8. Van der Ziel A. — Physica, 1950, 16, № 4, p. 539.
9. Du Pre F. K. — Phys. Rev., 1950, 78, № 5, p. 615.
10. Dutta P., Dimon P., Horn P. M. — Phys. Rev. Lett., 1979, 43, № 9, p. 646.
11. Вайнштейн Л. А., Рождественский В. В. — ЖЭТФ, 1984, 87, № 6, с. 2142.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 4 октября 1984 г.

УДК 537.876.2

ТОЧНОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ТОКОВ ЧЕРЕЗ АСИМПТОТИКУ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ

А. В. Масюков

Представление Вейля—Зоммерфельда волнового поля в виде интеграла по плоским волнам, как и представление Рэлея в виде ряда по сферическим волнам, входит в активный арсенал для решения задач дифракции и обратных задач рассеяния. В связи с неустойчивостью этих представлений приобретает интерес предлагаемое упрощение представления Вейля—Зоммерфельда.

Для простоты изложения рассматриваем скалярное монохроматическое поле

$$F(r) = \int d r' g(r') \frac{\exp(-ik|r-r'|)}{|r-r'|},$$

где $k > 0$, функция источника $g(r)$ предполагается финитной и абсолютно интегрируемой. Как известно, поле $F(r)$ в дальней зоне определяется, с точностью до $O(|r|^{-2})$, фактором

$$f(\alpha, \beta) = \int d^3 r g(r) \exp[ikq(r, \alpha, \beta)], \quad (1)$$