

2. Мишель Н. Отражение радиолокационных эхо-сигналов от морской поверхности // Зарубежная радиоэлектроника. - 1972. - №7. - С. 13-26.
3. Особенности рассеяния СВЧ излучения на обрушивающихся морских волнах / А.И.Калмыков, А.С.Кузнецов, Ю.А.Лементов и др. // Изв. вузов. Радиофизика. - 1976. - 19, №9. - С. 1315-1321.
4. Справочник по теории корабля / Под ред. Я.И. Войткунского. - Л.: Судостроение. - 1985. - Т. I. - 764 с.
5. Луценко В.И., Сугак В.Г. Статистическая модель сигнала, рассеянного поверхностью Земли // III Всесоюзная школа-семинар по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере: Тез. докл. Харьков: ИРЭ АН УССР. - 1989. - С. 274.
6. Рассеяние СВЧ радиоволн гидродинамическими образованиями типа "фростовская волна" / В.Н. Горобец, В.Г. Гутник, Ф.В. Кивва, Г.Г. Майков // III Всесоюзная школа по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере: Тез. докл. - Харьков: ИРЭ АН УССР. - 1989. - С. 184-185.

УДК 621.385.6

Е.Н. Одаренко, А.А. Шматко

ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНЫХ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ С НАКЛОННЫМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Магнитостатическое поле в резонансных генераторах 0-типа с длительным взаимодействием (оротрон, ГДИ, резонансная ЛОВ, ладдер-трон и др.) применяется в основном для фокусировки электронного потока. Параметры фокусирующего поля во многом определяют эффективность работы приборов. В ряде случаев отклонение этих параметров от обычно используемых для фокусировки пучков позволяет дополнительно улучшить их эксплуатационные характеристики. Так, в работе [1] представлены экспериментальные данные, свидетельствующие о возможности использования в ГДИ неоднородного фокусирующего поля для повышения эффективности взаимодействия как на линейной, так и на нелинейной стадиях развития автоколебаний. Наилучшие результаты получены в случае оседания всех электронов пучка на замедляющую систему (ЗС). Следовательно, в пространстве взаимодействия имелись участки, где электронный поток движется наклонно к плоскости ЗС. Кроме того, известны положительные результаты применения наклонно движущихся пучков в ЛОВ. Такие приборы получили название клинотроны [2].

В данной работе теоретически исследуется генератор с фиксированной структурой СВЧ поля (для примера рассмотрим ГДИ и ЛОВ-клинотрон), в котором наклонное движение электронов обеспечивается соответствующей конфигурацией силовых линий фокусирующего поля. Используется двумерная модель пространства взаимодействия, в которой все векторные величины имеют две координатные компоненты: продольную (перпендикулярно образующим ламелей решетки) и поперечную (параллельно оси резонатора) (рис. 1). Отметим, что в рамках данной мо-

дели рассматриваемая конфигурация силовых линий магнитостатического поля является базовой для любого пространственного распределения фокусирующего поля, поскольку криволинейные участки траекторий электронов можно рассматривать как некую суперпозицию прямолинейных наклонных участков.

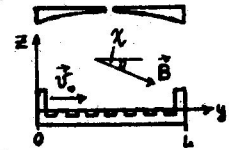


Рис. 1. Схема двумерной модели пространства взаимодействия.

Анализ электронно-волнового взаимодействия проводился на основе решения самосогласованной системы уравнений генератора. Рассмотрены две предельные ситуации - приближение слабого сигнала (случай самовозбуждения колебаний) и режим сильного поля с учетом нелинейных явлений (установившиеся колебания). Поле пространственного заряда считается малым для простоты анализа. Значение индукции постоянного фокусирующего поля B_0 полагается достаточно большим, чтобы можно было пренебречь пульсациями границ пучка и взаимодействием электронов с поперечной составляющей поля волны ЗС. Нормированные на B_0 продольную (B_y) и поперечную (B_z) компоненты вектора индукции фокусирующего поля представим в виде

$$B_y = \cos \chi; \quad B_z = \sin \chi, \quad (1)$$

где χ - угол наклона магнитного поля к ЗС. Компоненты высокочастотного (ВЧ) электрического поля замедленной волны, в котором группируются электроны, запишем в виде

$$E_y = C f(\xi) \psi(z) \exp[i(\beta y - \omega t)]; \quad E_z = i E_y, \quad (2)$$

где $f(\xi)$ и $\psi(z)$ - продольное и поперечное амплитудные распределения; $\xi = y/L$; $z = z/H$; $H = 2L/\Phi$; L - длина пространства взаимодействия; $\Phi = \omega L/v_0$; ω - частота автоколебаний; v_0 - начальная продольная скорость электронов; $\beta = \omega/v$; v - фазовая скорость замедленной волны; C - комплексная амплитуда поля.

Исходную нелинейную систему уравнений с учетом (1) - (2) выпишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \theta}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{\Phi}{2} f(\xi) \psi(z) \cos(\theta + \Phi \beta \xi + \varphi) - \Phi \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 B_z v_x \right\}; \\ \frac{d^2 z}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{\Phi}{2} f(\xi) \psi(z) \left[-\frac{\Phi}{2} \sin(\theta + \Phi \beta \xi + \varphi) + \frac{dz}{d\xi} \cos(\theta + \Phi \beta \xi + \varphi) \right] - \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \left[\frac{\Phi}{2} B_y + \frac{dz}{d\xi} B_z \right] v_x \right\}; \end{aligned} \quad (3)$$

$$v_x = \frac{2}{\Phi} B_y (z - z_0) - B_z \xi;$$

$$\frac{dF}{d\tau} + [1 - GS_1(F)] F = 0;$$

$$\frac{d\delta}{d\tau} + \frac{\omega - \omega_s'}{\omega_s'} 2Q_s + GS_2(F) = 0;$$

$$\eta = S_1(F) F^2;$$

с начальными условиями

$$\xi = 0; \theta = \frac{d\theta}{d\xi} = \frac{dz}{d\xi} = 0; z = z_0.$$

Здесь $\theta = \omega t - \beta_0 y - \varphi_0$; $\beta_0 = \omega/v_0$; F и δ - модуль и фаза медленно изменяющейся комплексной амплитуды колебаний; $S = 1 - v_0/v$;

$\varphi = \varphi_0 + \delta$; $\omega_0 = \frac{e}{m} B_0$ - циклотронная частота; ω_s' - частота собственных колебаний "холодного" резонатора на S -й моде; Q_s - нагруженная добротность; G - параметр эффективности взаимодействия; $\tau = \frac{\omega_s'}{2Q_s} t$; η - электронный КПД; $S(F) = S_1(F) + iS_2(F)$ - комплексная крутизна колебательной характеристики генератора, определяемая выражением

$$S(F) = \frac{H}{2\pi \Delta F} \int_0^1 f(\xi) \int_{z_1}^{z_2} \psi(z) \int_0^{2\pi} \left(1 - i \frac{2}{\Phi} \frac{dz}{d\xi}\right) \exp[i(\theta + \Phi \xi + \varphi)] d\varphi dz d\xi; \quad (4)$$

где Δ - толщина пучка.

В приближении слабого сигнала ($F \rightarrow 0$) пусковые характеристики можно выразить через действительную и мнимую части величины $S(F)$:

- инкремент нарастания амплитуды колебаний

$$\alpha = GS_1(0) - 1;$$

- электронное смещение частоты

$$\delta\omega = -S_2(0)/S_1(0);$$

- пусковое значение параметра G

$$G_n = 1/S_1(0).$$

Крутизну колебательной характеристики $S(0)$ в этом случае можно представить следующим образом [3]:

$$S(0) = i \frac{\Phi H}{4\Delta} \int_0^1 f_1(\xi) \int_{z_1}^{z_2} \psi^2(z_0) \int_0^{2\pi} f_1(\xi') (\xi - \xi') \exp[i\Phi \xi (\xi - \xi')] d\xi' dz_0 d\xi;$$

где

$$f_1(\xi) = f(\xi) \exp[-\beta L (\xi - \sin(\Omega \xi)/\Omega) \sin 2\chi/2]; \quad \Omega = \Phi \omega_0/\omega.$$

Линеаризованная система уравнений генератора приведена в работе [3], поэтому здесь мы лишь кратко остановимся на некоторых результатах ее решения. Основные расчеты проводились для гауссовской формы продольной амплитудной огибающей $f(\xi)$. На рис.2 представлены угловые зависимости минимального по зоне генерации значения G_n при различной высоте вострела пучка в пространстве взаимодействия ($h/H = 0,125$ - кривая 1; $0,375$ - кривая 2; $0,5$ - кривая 3). Кривая 1 соответствует ситуации, когда пучок пропускается вплотную к плоскости ЗС. Естественно, что в этом случае минимум G_n наблюдается при $\chi = 0$. В двух других случаях между пучком и ЗС есть зазор. Очевидно, что в этом случае наклон фокусирующего поля приводит к снижению G_n по сравнению с режимом фокусировки при $\chi = 0$, что обусловлено преобразованием вида продольной амплитудной огибающей [3]. Возрастание G_n при больших χ связано с сокращением длины пространства взаимодействия из-за токооседания на ЗС. На рис.3 сплошными

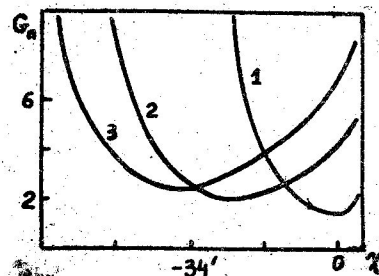


Рис.2. Угловые зависимости значения G_n .

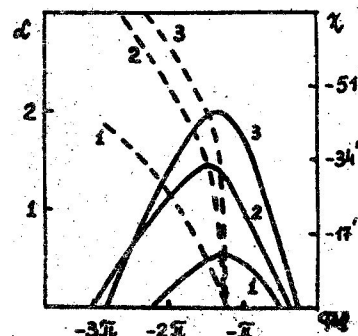


Рис.3. Зависимости α от $\Phi\xi$ при различных значениях χ .

линиями обозначены зависимости α ($\Phi\xi$) при различных значениях χ ($\chi = 0$ - кривая 1; $\chi = -25'$ - кривая 2; $\chi = -34'$ - кривая 3). Как максимальное значение инкремента α , так и диапазон значений $\Phi\xi$, при которых происходит самовозбуждение колебаний, зависят от угла наклона фокусирующего поля. В связи с этим оказывается возможным управлять характеристиками прибора в импульсном режиме работы посредством изменения χ . Время запаздывания импульса генерации относительно возбуждающего, длительность фронта импульса, длительность вершины импульса генерации можно выразить через инкремент нарастания амплитуды колебаний следующим образом [4]:

$$t_{\text{зап}} = 6,9/\alpha\omega_s'; \quad t_{\text{ф}} = 3/\alpha\omega_s'; \quad t_{\text{в}} = t_{\text{н}} - 9,9/\alpha\omega_s' + 0,2Q_s/\omega_s', \quad (5)$$

где t_n — длительность импульса. Кроме того, инкремент определяет длительность переходных процессов, т.е. время установления стационарных колебаний: $t_{уст} \sim 2Q_3 / \alpha \omega_s'$ [5].

Штриховыми линиями на рис.3 показано геометрическое место точек, соответствующих максимальной эффективности взаимодействия в режиме самовозбуждения колебаний (минимальному пусковому току) на плоскости параметров (Φ_B, χ) при различных значениях высоты встречного пучка в резонатор, соответствующих кривым 1, 2 и 3 на рис.2. Увеличение угла наклона сопровождается смещением оптимального значения (Φ_B) в сторону больших по модулю значений. Легко заметить, что отмеченное смещение происходит при наличии токооседания на ЗС, что свидетельствует о непосредственной связи между этими явлениями. Действительно, известным является факт, что минимальный пусковой ток реализуется в случае, когда электронный ступок за время пролета через пространство взаимодействия проходит всю тормозящую фазу ВЧ поля [6]. Вызванное токооседанием сокращение длины пространства взаимодействия обуславливает выполнение условия минимума G_n для больших χ по сравнению с ситуацией, когда ступок достигает коллектора.

Характеристики импульсного режима (5), соответствующие максимальному значению инкремента α , будут отслеживать отмеченное смещение оптимального рассинхронизма Φ_B .

Таким образом, в приближении слабого сигнала наклон фокусирующего магнитного поля приводит к повышению эффективности энергообмена (при наличии зазора между пучком и ЗС). Токооседание уменьшает длину пространства взаимодействия и поэтому является негативным фактором. Кроме того, токооседание обуславливает смещение оптимального по пусковому току значения Φ_B в сторону больших значений при увеличении χ . Аналогично смещается и значение Φ_B , соответствующее условию $\delta\omega=0$, причем крутизна электронной перестройки частоты при этом несколько уменьшается [3]. Качественно характер зависимостей $\delta\omega(\Phi_B)$ не изменяется.

Перейдем к рассмотрению режима установившихся колебаний с учетом нелинейных явлений в генераторе с наклонным фокусирующим полем. На рис.4 представлены угловые зависимости максимального КПД η и оптимального значения Φ_B , при котором реализуется данный КПД (штриховые кривые). Графики построены для различных значений параметра h/H (0,375 — кривые 1; 0,5 — кривые 2; 0,625 — кривые 3) при фиксированном отношении рабочего тока к минимальному пусковому для каждого значения h/H .

Увеличение эффективности взаимодействия при $\chi < 0$ в данном режиме можно рассматривать как следствие смещения в область больших значений оптимальной по КПД величины скорости v_0 (или параметра несинхронности Φ_B). Это связано с увеличением кинетической энергии электронов в системе отсчета, движущейся с фазовой скоростью волны ЗС. Расчеты показывают, что, как и в приближении слабого сигнала, смещение оптимального значения Φ_B происходит только при оседании электронов на ЗС. Однако в данном случае механизм воздействия токооседания на оптимальное значение Φ_B существенно иной. Для выяснения его физической сущности обратимся к анализу распределения ВЧ тока в пространстве взаимодействия генератора. На рис.5 представлены зависимости модуля комплексной амплитуды первой гармоники ВЧ тока пучка от продольной координаты при различных значениях

χ ($\chi=0$ — кривая 1; $\chi=-34'$ — кривая 2; $\chi=-42'$ — кривая 3).

Сплошные участки кривых соответствуют нахождению электронного ступка в тормозящей фазе поля волны ЗС, штриховые — в ускоряющей. Из графиков видно, что в нелинейном режиме токооседание в конце пространства взаимодействия приводит к фазовой селекции электронов пучка (оседают преимущественно ускоряемые полем электроны). Понятно, что в такой ситуации реализуется возможность генерации при больших значениях начальной скорости электронов (из-за уменьшения количества частиц, отбирающих энергию у ВЧ-поля). Таким образом, повышение электронного КПД при фиксированном отношении рабочего тока к пусковому в конечном счете обусловлено токооседанием в конце пространства взаимодействия. Однако из графиков на рис.5 следует также вывод об отрицательном воздействии токооседания на эффективность энергообмена при больших χ , когда ближние к ЗС слои электронного потока начинают оседать в середине пространства взаимодействия. По-видимому, именно этот фактор ограничивает нарастание КПД при увеличении χ .

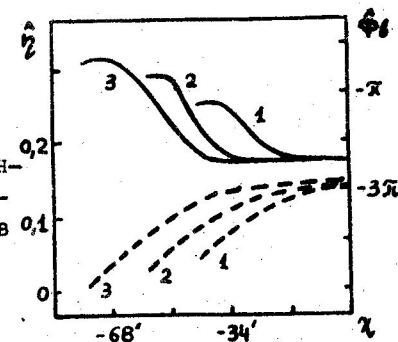


Рис.4. Угловые зависимости максимального η и оптимального значения Φ_B от χ

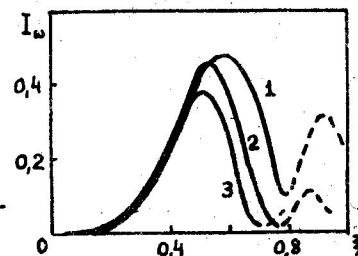


Рис.5. Зависимости I_ω от продольной координаты.

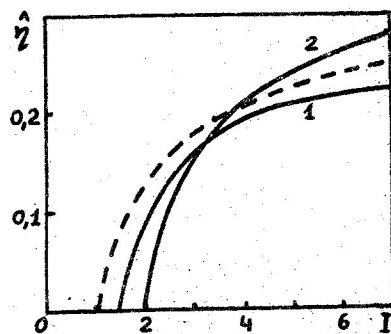


Рис. 6. Зависимости электронного КПД от параметра I/I_0 .

Известно [5], что электронный КПД генераторов рассматриваемого класса монотонно растет при увеличении отношения рабочего тока к поковому. Наклон фокусирующего поля не вносит качественных изменений в характер таких зависимостей. На рис. 6 представлены графики при различных значениях χ ($\chi = (-25)^\circ$ - кривая 1; $(-34)^\circ$ - кривая 2). Сплошные линии построены при $h/H = 0,375$, штриховая - при $h/H = 0,125$ и $\chi = 0$. I_0 - минимальный по зоне генерации пусковой ток, соответствующий ситуации, когда пучок пропускается вплотную к ЗС ($h/H = 0,125$; $\chi = 0$). Кривая 1 не пересекает штриховую кривую и располагается в области более низких значений электронного КПД. Иная ситуация наблюдается в случае $\chi = -34^\circ$. Здесь сплошная и штриховая кривые пересекаются и существует область значений параметра I/I_0 , где электронный КПД прибора с наклонным фокусирующим полем превосходит значение электронного КПД прибора с обычной фокусировкой и расположением электронного потока вплотную к ЗС. Причины данного явления непосредственно следуют из приведенного выше анализа процессов в генераторе. Таким образом, для достижения максимальной эффективности взаимодействия в режиме установившихся колебаний следует применять наклонное магнитное поле, обеспечивающее оседание всех электронов на ЗС. Рабочий ток при этом должен быть сравнительно большой (для $\chi = -34^\circ$ $I/I_0 \gg 4$). Легко понять, что при увеличении угла наклона χ значение необходимого рабочего тока будет нарастать.

Обратим внимание на тот факт, что крутизна кривой 1 на рис. 6 при $I/I_0 > 5$ становится меньше крутизны штриховой кривой. Это связано с тем, что, хотя при $\chi = -25^\circ$ не происходит полного токооседания, но вблизи коллектора оседают близкие к ЗС электроны. Расчеты показывают, что при больших значениях I/I_0 на длине пролета электронов через резонатор в пучке образуется три сгустка - два в тормозящей фазе ВЧ поля и один в ускоряющей. Второй сгусток тормозящихся электронов формируется в непосредственной близости от коллектора. Поэтому частичное токооседание пучка будет уменьшать количество электронов, отдающих свою энергию ВЧ полю и, следовательно, несколько ухудшать условия энергообмена.

И, наконец, вкратце приведем некоторые результаты расчетов для резонансной ЛОВ - клинотрона. Продольная амплитудная огибающая ВЧ поля выбиралась косинусоидальной: $f(\xi) = \sqrt{2} \cos[(\pi/2)\xi]$.

На рис. 7 изображены угловые зависимости минимального по зоне генерации пускового значения G (кривая 1) и максимального электронного КПД (кривая 2). График для КПД построен при фиксированном отношении рабочего тока к пусковому. В приближении слабого сигнала наблюдается качественное совпадение зависимостей $\hat{G}_n(\chi)$ для гауссовского и косинусоидального законов распределения $f(\xi)$. В режиме установившихся колебаний ситуация несколько иная. В обоих приборах наклон фокусирующего поля приводит к увеличению КПД. Однако в случае гауссовской огибающей зависимость $\hat{\eta}(\chi)$ при больших χ достигает насыщения (рис. 4), а для косинусоидальной огибающей характерно монотонное увеличение электронного КПД с ростом величины угла наклона χ . Это объясняется наличием в ЛОВ интенсивного ВЧ поля в начале пространства взаимодействия. В этом случае оседание электронов на ЗС слабее влияет на эффективную длину пространства взаимодействия по сравнению со случаем гауссовской амплитудной огибающей. Следовательно, вид продольной амплитудной огибающей ВЧ поля может оказывать существенное влияние на нелинейные характеристики приборов рассматриваемого класса.

Полученные результаты указывают на перспективность использования наклонного магнитного поля в резонансных генераторах СВЧ различных видов. В рамках выбранной математической модели установлены и вынесены основные физические особенности процесса энергообмена пучка и поля.

1. Увеличение эффективности работы генераторов дифракционного излучения с магнитной фокусировкой/ И.М. Балакицкий, Г.С. Воробьев, А.И. Прык, В.П. Шестопалов// Изв. вузов. Радиоэлектроника. - 1977. - 20, № 10. - С. 93-96.
2. Усиков А.Я. Исследования и разработки в области электроники СВЧ, выполнение в ИРЭ АН УССР// Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. - 1972. - № 12. - С. 39-49.
3. Одаренко Е.Н., Шматко А.А. Самовозбуждение колебаний в резонансных генераторах 0-типа с длительным взаимодействием при наклонном магнитостатическом поле// Радиотехника и электрон. - 1992. - 37, № 2. - С. 303-310.
4. Бахриев Д.М., Третьяков О.А., Шматко А.А. Анализ нелинейных явлений в импульсных ГДИ// II Всесоюз. симпозиум по клинотронам.

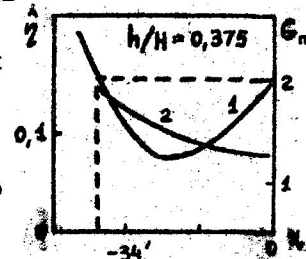


Рис. 7. Угловые зависимости минимального значения G и максимального КПД от параметра χ .

- и субмиллиметровым волнам. Тез. докл.: - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. АН УССР, 1978. - Т. I. - С. 62-63.
5. Ваврин Д.М., Третьяков О.А., Шматько А.А. Влияние поля пространственного заряда на выходные характеристики генераторов с распределенным взаимодействием // Радиотехника и электрон. - 1984. - 29, № 8. - С. 1571-1579.
6. Шевчик В.Н. Основы электроники сверхвысоких частот. - М.: Сов. радио, 1959. - 238 с.

УДК 621.371.332.029.65

Н.Г.Зердев, Г.П.Кулемин

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТИ МНОГОКАНАЛЬНЫМИ РАДИОЛОКАЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ

Удельная эффективная поверхность рассеяния (ЭПР) σ^0 зависит от диэлектрической проницаемости ϵ и шероховатости среды. На основе многоканальных измерений теоретически возможно разделить и оценить влияние эффектов шероховатости и влажности. По экспериментальным оценкам, в настоящее время модель малых возмущений (ММВ) является наиболее пригодной моделью обратного рассеяния. В ней удельная ЭПР представляется как произведение двух функций

$$\sigma_{pp}^0 = D [pp, \epsilon(f), \theta_i] \cdot S(\Lambda_i). \quad (1)$$

Первая из них (D) характеризует электрические свойства рассеивающих сред. Она зависит от поляризации ($pp = \Gamma\Gamma, \Gamma V, V\Gamma, VV$), угла облучения θ_i и диэлектрической проницаемости в функции от рабочей частоты f . Вторая функция $S = W(\Lambda_i) \cdot (k \cos \theta_i)^2$ учитывает влияние шероховатости поверхности. Здесь W представляет собой спектр поверхностных неровностей, а $\Lambda_i = 2k \sin \theta_i$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число. Расчет функции D с применением экспериментальных данных для влажных почв показывает, что она практически не зависит от частоты в микроволновом диапазоне. Ее значения на различных частотах укладываются в узкой полосе шириной 1-1,5 дБ. Это позволяет применить многоканальный подход к оценке статистических характеристик поверхности, основанный на соотношении

$$SR_i = \frac{\sigma_{pp}^0(\theta_i, f_1)}{\sigma_{pp}^0(\theta_i, f_2)} = \frac{D_{pp}[\theta_i, \epsilon(f_1)] W(\Lambda_{i1})}{D_{pp}[\theta_i, \epsilon(f_2)] W(\Lambda_{i2})}, \quad (2)$$

где незначительная частотная зависимость функций D в микроволновом диапазоне позволяет принять, что

$$D_{pp}[\theta_i, \epsilon(f_1)] \approx D_{pp}[\theta_i, \epsilon(f_2)]. \quad (3)$$

Это допущение вполне приемлемо с учетом инструментальной точности измерения удельной ЭПР ($\pm 1,5$ дБ), особенно если частоты зондирования f_1 и f_2 близки $[(f_2 - f_1) \ll (f_1 + f_2)/2 \text{ и } f_2/f_1 < 1,5]$. Таким образом, соотношение является однозначной функцией параметров поверхности и не зависит от $\epsilon(f)$. В большинстве случаев предполагается, что спектр поверхности описывается гауссовской или экспоненциальной формой:

$$\text{гауссовский} \quad W(\Lambda) = \frac{\sigma_h^2 \epsilon^2}{2} \exp(-\Lambda^2/4);$$

$$\text{экспоненциальный} \quad W(\Lambda) = \frac{\sigma_h^2 \epsilon^2}{2} \frac{1}{1 + \Lambda^2}.$$

Здесь ϵ - радиус корреляции неровностей поверхности; σ_h - среднеквадратичное отклонение высот. Надо отметить, что статистически изотропные поверхности, на которых не выделяется какой-либо масштаб, обладают спектром фрактального вида Λ^{-1}

$$W(\Lambda) = C/\Lambda^\alpha, \quad (4)$$

где $C = \text{const}$ называется "изрезанностью". Найдено, что наилучшие аппроксимационные значения степенного показателя α заключены в пределах от 1,07 до 3,03. Из SR_i можно получить простые выражения для оценки ϵ или α :

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{гаус.}} &= \left\{ SK_i \epsilon_n 10 / [5 \Lambda_{i1} (\Lambda_{i2} - \Lambda_{i1})] \right\}^{1/2}; \\ \epsilon_{\text{экс.}} &= \left\{ SK_i \epsilon_n 10 / [20 \Lambda_{i1} (\Lambda_{i2} - \Lambda_{i1}) - SK_i \Lambda_{i1}^2] \right\}^{1/2}; \\ \alpha &= \epsilon_g(SK_i) / \epsilon_g \frac{\Lambda_{i2}}{\Lambda_{i1}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $SK_i = SR_i \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^4$. Диэлектрическую проницаемость поверхности можно оценить, исходя из соотношения

$$S D_i = \sigma_{pp}^0[\theta_i, \epsilon(f)] / \sigma_{pp}^0[\theta_j, \epsilon(f)], \quad (6)$$

где $\theta_i \neq \theta_j$. Это соотношение не зависит от σ_h и, поскольку радиус корреляции ϵ или α уже известны, является однозначной функцией $\epsilon(f)$. Понятно, что последний неизвестный параметр σ_h легко можно получить путем прямого расчета из основного модельного уравнения. Надо сказать, что существует еще одна возможность для оценки статистических и диэлектрических характеристик поверхности. Она связана с угловой зависимостью диэлектрической функции D на вертикальной поляризации, которая показана на рис. 1 для различных значений ϵ , типичных для влажных почв. Как видно из нее, все кривые обла-