

- [8] *Kliava I.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1986. Vol. 134. N 2. P. 411—457.
 [9] *Dowsing R., Gibson I.* // J. Chem. Phys. 1969. Vol. 50. N 1. P. 294—303.
 [10] *Глейтер Г., Чалмерс Б.* Большеугловые границы зерен. М.: Мир, 1975. 376 с.

Научно-производственное объединение
 «Монокристаллреактив»
 Харьков

Поступило в Редакцию
 11 января 1989 г.

05; 09

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ СО СЛАБОШЕРОХОВОЙ ГРАНИЦЕЙ ПО ЕЕ РАДИОТЕПЛОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

Н. П. Жук, О. А. Третьяков, А. Г. Яровой

Повышение надежности интерпретации наблюдаемых данных относится к числу главных теоретических проблем в дистанционных методах исследования Земли и других небесных тел [1-3]. Одна из граней указанной проблемы — учет влияния помех и случайных вариаций свойств зондируемой среды на точность восстановления электрофизических параметров последней. Погрешность в определении ϵ почвы за счет шумов канала связи рассмотрена в [4], а роль пространственной неоднородности почвы при пассивной радиолокации исследована в [5]. Цель данной работы — анализ влияния случайных шероховатостей применительно к задаче, вынесенной в заголовок.

Опишем наши исходные представления. Пусть нижнее полупространство $-\infty < z < 0$, $-\infty < x, y < +\infty$ заполнено однородной средой с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_k = \epsilon(1 + i\delta)$, а верхнее является свободным. Здесь ϵ — (вещественная) диэлектрическая проницаемость, а δ — тангенс угла диэлектрических потерь среды. Магнитная проницаемость всюду равна 1. Излучательную способность этой среды на вертикальной s или горизонтальной p поляризации в данном направлении обозначим через e_s и e_p . Как известно [1],

$$e_s = 1 - \left| \frac{\epsilon_k \cos \alpha - m}{\epsilon_k \cos \alpha + m} \right|^2, \quad e_p = 1 - \left| \frac{\cos \alpha - m}{\cos \alpha + m} \right|^2, \quad (1)$$

где α — угол визирования, отсчитываемый от надира, $m = \sqrt{\epsilon_k - \sin^2 \alpha}$, ($0 \leq \arg \sqrt{} < \pi$).

Внесем в описанную среду возмущение, которое пока не конкретизируем. Излучательную способность некоторой фиксированной точки на границе $z=0$ возмущенной среды на q -й поляризации в том же направлении обозначим через \tilde{e}_q , $q=s, p$. Считаем, что в результате измерений известны \tilde{e}_s , \tilde{e}_p и, как следствие, величина [5]

$$\tilde{F} = \frac{(1 + \sqrt{1 - \tilde{e}_s})(1 + \sqrt{1 - \tilde{e}_p})}{(1 - \sqrt{1 - \tilde{e}_s})(1 - \sqrt{1 - \tilde{e}_p})}. \quad (2)$$

Свяжем ее с искомым параметром ϵ .

Примем, что возмущение является слабым в смысле выполнения условий $|\Delta e_s| \ll e_s$, $|\Delta e_p| \ll e_p$, где $\Delta e_q = \tilde{e}_q - e_q$. Тогда определение (2) для \tilde{F} с точностью до исчезающе малых величин порядка $(\Delta e_{s,p})^2$ преобразуется к виду

$$\tilde{F} = \left(1 - \sum_{q=s,p} \Delta e_q / (\tilde{e}_q \sqrt{1 - \tilde{e}_q}) \right) F. \quad (3)$$

Здесь F — характеристика невозмущенной среды, получаемая из (2) заменой $\tilde{F} \rightarrow F$; $\tilde{e}_{s,p} \rightarrow e_{s,p}$.

Ограничимся случаем малых потерь и углов визирования, несколько меньших квазибрюстеровского угла α_B : $\delta \leq 0.1$, $0 \leq \alpha \leq \alpha_B - 5^\circ$. С учетом формул (1) нетрудно убедиться,

что величина F с относительной погрешностью не превышающей 1 %, равна ϵ . Отсюда и из (3) получаем

$$\epsilon = \left(1 + \sum_{q=s, p} \Delta e_q / (\bar{\epsilon}_q \sqrt{1 - \bar{\epsilon}_q}) \right) \bar{F}. \quad (4)$$

Положим, что для данной модели возмущения известны функциональные зависимости $\Delta e_{s, p} \equiv \Delta e_{s, p}(\epsilon)$. Тогда соотношение (4) можно рассматривать как уравнение относительно ϵ . Решив его с учетом членов первого порядка малости, приходим к итоговому аналитическому результату — приближенному выражению проницаемости регулярной среды $\epsilon_{\text{пробл}}$ через наблюдаемые характеристики e_s, e_p среды с возмущением

$$\epsilon_{\text{пробл}} = \bar{\epsilon} + \Delta\epsilon; \quad (5)$$

$$\bar{\epsilon} = \bar{F}, \quad \Delta\epsilon = \bar{F} \sum_{q=s, p} \Delta e_q(\bar{F}) / (\bar{\epsilon}_q \sqrt{1 - \bar{\epsilon}_q}). \quad (6)$$

В этих формулах $\bar{\epsilon}$ имеет смысл «кажущейся» проницаемости нерегулярной среды при интерпретации результатов наблюдения с позиций регулярной модели, а $\Delta\epsilon$ — поправка, учитывающая наличие возмущения.

Рассмотрим возмущение в виде статистически изотропных шероховатостей [1-3]. Высота последних в произвольной точке $\mathbf{r} = (x, y, 0)$ плоскости $z=0$ равна $\zeta(\mathbf{r})$, где ζ — случайная функция с нулевым средним значением $\langle \zeta(\mathbf{r}) \rangle \equiv 0$ и функцией корреляции $\langle \zeta(\mathbf{r}) \zeta(\mathbf{r}') \rangle \equiv \beta(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$. Предполагается, что среднеквадратичная высота $\sigma = \langle \zeta^2 \rangle^{1/2}$ значительно меньше характерного горизонтального размера неровностей и длины волны излучения в свободном пространстве λ_0 . Тогда зависимости «сдвига» Δe_q от ϵ_k (и прочих параметров) даются следующими выражениями [6-7]:

$$\begin{aligned} \Delta e_s(\epsilon_k) &= 4 \cos \alpha \operatorname{Re} [\epsilon_k^2 (\bar{\epsilon}_k^2 \cos^2 \alpha - \bar{\epsilon}_k + \sin^2 \alpha) d_s] / \epsilon_k \cos \alpha + m |^4 - Q_s, \\ \Delta e_p(\epsilon_k) &= 4 \cos \alpha \operatorname{Re} [(\sin^2 \alpha - \epsilon_k) (1 - \bar{\epsilon}_k) d_p] / \cos \alpha + m |^4 - Q_p, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} d_s &= m \bar{\epsilon}_k^{-1} (1 - \bar{\epsilon}_k^{-1}) [\epsilon_k - (1 + \epsilon_k) \sin^2 \alpha] (k_0 \sigma)^2 + \\ &+ (1 - \bar{\epsilon}_k^{-1})^2 k_0^4 \int_0^{+\infty} t dt \int_0^{2\pi} d\varphi \bar{B}(q_s) [(\epsilon_k t^2 \sin^2 \alpha - (\epsilon_k g + h) m t \sin \alpha \cos \varphi + \\ &+ h (\sin^2 \alpha - \epsilon_k) \cos^2 \varphi) / \Delta_1 - m \sin^2 \varphi / \Delta_2], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d_p &= m^{-1} (\epsilon_k - 1) (k_0 \sigma)^2 + (\epsilon_k - 1)^2 (\epsilon_k - \sin^2 \alpha)^{-2} k_0^4 \times \\ &\times \int_0^{+\infty} t dt \int_0^{2\pi} d\varphi \bar{B}(q_s) [\cos^2 \varphi / \Delta_2 - g h \sin^2 \varphi / \Delta_1], \end{aligned} \quad (8)$$

$$Q_s = 4 \cos \alpha |\epsilon_k - 1|^2 |\epsilon_k \cos \alpha + m|^{-2} k_0^4 \int_0^1 t dt \int_0^{2\pi} d\varphi \times$$

$$\times \bar{B}(q_s) g [|\epsilon_k g \cos \alpha - m h \cos \varphi|^2 / \Delta_1^2 + |\epsilon_k - \sin^2 \alpha| \sin^2 \varphi / \Delta_2^2],$$

$$\begin{aligned} Q_p &= 4 \cos \alpha |\epsilon_k - 1|^2 |\cos \alpha + m|^{-2} k_0^4 \int_0^1 t dt \int_0^{2\pi} d\varphi \times \\ &\times \bar{B}(q_s) g [\cos^2 \varphi / \Delta_2^2 + |\epsilon_k - t^2| \sin^2 \varphi / \Delta_1^2], \end{aligned} \quad (9)$$

$$q_s = k_0 (\sin^2 \alpha + t^2 - 2t \sin \alpha \cos \varphi)^{1/2}, \quad \Delta_1 = \epsilon_k g + h, \quad \Delta_2 = g + h. \quad (10)$$

Здесь $\bar{\epsilon}_k$ — величина, комплексно сопряженная к ϵ_k ; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; \bar{B} — спектр высот неровностей

$$\bar{B}(q_s) = (2\pi)^{-1} \int_0^{\infty} r dr J_0(q_s r) \beta(r), \quad (11)$$

J_0 — функция Бесселя, $g = \sqrt{1 - t^2}$, $h = \sqrt{\epsilon_k - t^2}$, $(0 \leq \arg \sqrt{\cdot} < \pi)$.

Исследуем влияние шероховатостей на точность восстановления ϵ в рамках регулярной модели, в которой граница полупространства принимается ровной. С этой целью промодели-

руем величины $\epsilon_s, \epsilon_p, \bar{R}$ путем расчетов на ЭВМ по формулам (1), (2), (7)–(10) и проанализируем относительную разность $\eta = (\epsilon - \bar{\epsilon})/\epsilon$ точного (задаваемого при моделировании) и «кажущегося» (восстановленного по формуле (6)) значений диэлектрической проницаемости среды со слабошероховатой границей. Ограничимся гауссовской функцией корреляции $\beta(r) = \sigma^2 \exp(-r^2/l^2)$, где l — характерный горизонтальный размер неровностей. Наложенные ранее ограничения $\delta \leq 0.1, 0 \leq \alpha \leq \alpha_B - 5^\circ, \sigma/\lambda_0 \leq 1, \sigma/l \leq 1$ считаются выполненными без особых оговорок. Нами обнаружены следующие закономерности.

При всех допустимых углах визирования $\eta > 0$, откуда следует, что оценка с позиций регулярной модели [при наличии шероховатостей оказывается заниженной. С изменением α от 0 до 40° вели-

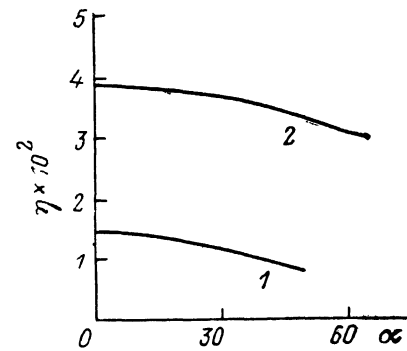


Рис. 1. Зависимость относительной ошибки η определения диэлектрической проницаемости от угла визирования $k_0 \sigma = 0.09, k_0 l = 1.0$.

1 — $\epsilon_k = 2 + 0.02 i, 2 - 5 + 0.05 i$.

чина η практически постоянна, если $k_0 l \leq 1.5$, и монотонно возрастает, если $k_0 l \leq 0.5, \epsilon \geq 60$; вблизи квазибрюстеровского угла η резко убывает (рис. 1). Рост ϵ от 1.5 до 20 сопровождается монотонным возрастанием η (рис. 2); увеличение потерь, характеризующихся δ , приводит к уменьшению η . Последнее означает, что методические ошибки определения диэлектрической проницаемости, вызванные потерями и шероховатостями, частично компенсируют друг друга. Частотная зависимость величины η рассчитывалась в пренебрежении дисперсией диэлектрической проницаемости. В интервале углов визирования $0 \leq \alpha \leq 30^\circ$

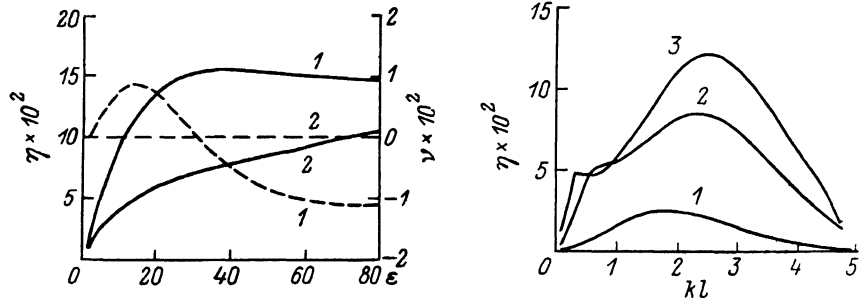


Рис. 2. Зависимость относительных ошибок η (сплошные линии) и ν (штриховые линии) определения диэлектрической проницаемости ϵ_k от величины ее реальной части ϵ ($k_0 \sigma = 0.09, \delta = 0.01, \alpha = 0$).

1 — $k_0 l = 0.5, 2 - 2.0$.

Рис. 3. Зависимость относительной ошибки η определения диэлектрической проницаемости от частоты ($\sigma/l = 0.1, \alpha = 0$).

1 — $\epsilon_k = 2 + 0.02 i, 2 - 20 + 0.20 i, 3 - 80 + 0.80 i$.

функция $\eta \equiv \eta(k_0)$ имеет один (при $\epsilon \leq 10$) или два (при $\epsilon \geq 60$) четко выраженных максимума (рис. 3): с уменьшением ϵ до значений $\epsilon \approx 40$ максимум, отвечающий меньшим значениям k_0 , исчезает.

Оценим погрешность $\nu = (\epsilon - \epsilon_{\text{прибл}})/\epsilon$ восстановления диэлектрической проницаемости в рамках предложенной нами модели, учитывающей наличие возмущений. Поскольку последние приводят к изменению излучательной способности e_q на величину $\Delta e_q \sim (k_0 \sigma)^2$, то поправка $\Delta \epsilon$ определения диэлектрической проницаемости оказывается пропорциональной квадрату среднеквадратичной высоты неровностей. Рассчитанная с привлечением формул (5), (6) зависимость ν от ϵ представлена на рис. 2. Видно, что для сред с $\epsilon \leq 8 \nu > 0$, а при $\epsilon \geq 40 \nu < 0$. По порядку величины ν примерно в 10 раз меньше η — погрешности восстановления проницаемости в рамках регулярной модели среды.

Авторы признательны рецензенту за высказанные им содержательные замечания.

- [1] Богородский В. В., Козлов А. И. Микроволновая радиометрия земных покровов. Л.: Гидрометеоздат, 1985. 272 с.
- [2] Арманд Н. А., Башаринов А. Е., Шутко А. М. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 6. С. 809—841.
- [3] Шутко А. М. СВЧ радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. М.: Наука, 1986. 190 с.
- [4] Яковлев В. П., Вуэман И. П. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1988. Т. 31. № 4. С. 421—425.
- [5] Богородский В. В., Шестопалов Ю. К. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1224—1227.
- [6] Жук Н. П., Облывач С. А., Яровой А. Г. Деп. в УкрНИИТИ. № 1034-Ук87. Харьков, 1987. 45 с.
- [7] Жук Н. П., Третьяков О. А., Фукс И. М., Яровой А. Г. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 8. С. 927—932.

Харьковский
государственный университет
им. А. М. Горького

Поступило в редакцию
25 января 1989 г.
В окончательной редакции
30 мая 1989 г.

01; 06

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ

Н. А. Азаренков, А. Н. Кондратенко, К. Н. Остриков

Нелинейная трансформация одних типов волн в другие является одним из возможных механизмов диссипации энергии в ограниченных плазменных структурах [1, 2]. Так, при отсутствии линейных механизмов диссипации поверхностная волна (ПВ) конечной амплитуды становится затухающей, если на одной из гармоник ее частоты возбуждается объемная волна, уносящая электромагнитную энергию в глубь плазмы. В [1, 3, 4] изучено нелинейное затухание высокочастотных и ионно-звуковых ПВ, распространяющихся вдоль плоской границы плазмы с вакуумом. В настоящем сообщении исследуется нелинейное затухание магнито-плазменной ПВ конечной амплитуды, существующей на границе полупроводника с металлом, обусловленное генерацией второй гармоники, уносящей энергию от границы плазмы.

Пусть полупроводник n -типа занимает полупространство $x > 0$ и в плоскости $x=0$ граничит с идеально проводящей металлической поверхностью. Система помещена в постоянное внешнее магнитное поле H_0 , направленное вдоль оси z . Будем рассматривать ПВ, распространяющиеся поперек H_0 (геометрия Фойгта [2, 5, 6]). Зависимость всех возмущений в ПВ выбираем в виде $\exp[i(\gamma y - \omega t)]$, γ — волновое число вдоль направления распространения. Дисперсионные свойства и топография полей рассматриваемых волн в линейном по амплитуде волны приближении изучены в [7]. Будем рассматривать нелинейный процесс генерации второй гармоники ПВ, частота которой порядка электронной плазменной частоты Ω_e . При этом $2\omega_e > 2\omega > \omega_e$, т. е. частота второй гармоники попадает в диапазон частот, где ПВ не существуют [7].

В рамках теории слабой нелинейности можно ограничиться рассмотрением генерации объемной волны только на второй гармонике ПВ, поскольку амплитуды высших гармоник в $\mu^{-(n-2)} \gg 1$ раз меньше амплитуды второй ($\mu = V_E V_\phi^{-1} \ll 1$ — параметр нелинейности, V_E — скорость осциллирующих электронов в поле волны, V_ϕ — фазовая скорость ПВ, $n \geq 3$) [1]. Методом, изложенным в [1], можно получить следующие выражения для вторых гармоник компонентов электромагнитных полей поверхностной волны:

$$\Phi^{(2)}(x, t) = \frac{1}{2} [\Phi_2(x) \exp(2i\Psi_1) + \Phi_2^*(x) \exp(-2i\Psi_1)], \quad \Phi = (E, H),$$

$$E_{y2}(x) = \frac{i}{\gamma} \frac{D_{12} A^2}{\epsilon_{12}^2 - \epsilon_{22}^2} [\exp(i\kappa_2 x) - \exp(-2\kappa_1 x)],$$