для идеально проводящей поверхности ($|\varepsilon| \to \infty$)

$$\eta_{\mu\nu}(\mathbf{k}_\perp)=k^{-1}\int d\varkappa\,\varkappa_z^{-1}\Big[\varkappa_z^2(\delta_{\mu\nu}k^2-k_\mu k_\nu)+k^2(k_\mu-\varkappa_\mu)(k_\nu-\varkappa_\nu)\Big]S_\xi(\varkappa-\mathbf{k}_\perp).$$

При рассеянии волн на изменяющейся во времени границе раздела, возмущения к-рой можно представить в виде суперпозиции бегущих плоских волн с волновыми векторами $\boldsymbol{p}$ и частотами $\Omega(\boldsymbol{p})$, происходит изменение частоты рассеянных волн по сравнению с частотой падающей волны ω. В борновском приближении спектр рассеянного поля в зоне Фраунгофера состоит из двух комбинац. частот:

$$\omega_\pm=\omega\pm\Omega(\boldsymbol{q}_\perp).$$

Затухание поверхностных волн $[\mathrm{Im}\,\Omega(\boldsymbol{p})\neq 0]$, а также след. порядки в ММВ отражаются в расширении спектра рассеянного поля и появлении др. комбинац. частот.

В ближней зоне (зоне Френеля) интерференция рассеянных волн приводит к флуктуациям амплитуды и фазы волнового поля, характер к-рых определяется значением волнового параметра $D = R/kl^2\cos\theta_0$, равного по порядку величины ср. числу неровностей в первой зоне Френеля: при $D \ll 1$ — флуктуации амплитуды малы, а дисперсия флуктуаций фазы равна параметру Рэлея P; при $D \gg 1$ — флуктуации амплитуды и фазы некоррелированы, а их дисперсии совпадают и равны $P/2$.

Метод касательной плоскости (МКП), или метод Кирхгофа, применяют для решения задач о Р. в. на с. п. с большими по сравнению с λ неровностями. При этом допустимы сколь угодно большие значения параметра Рэлея, однако неровности должны быть достаточно гладкими $-ka\cos^3\theta' \gg 1$, где a — характерный радиус кривизны поверхности, а θ' — локальный угол падения, $\cos\theta' = -(\boldsymbol{n}\boldsymbol{\alpha})$. В основе МКП лежит предположение о том, что поле U в каждой точке $\boldsymbol{R}_S$ поверхности S можно представить в виде суммы полей падающей волны и волны, зеркально отражённой от плоскости, касательной к поверхности в точке $\boldsymbol{R}_S$; поле в произвольной точке $\boldsymbol{R}$ затем определяют по *Грина формуле* в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля. После усреднения по ансамблю реализаций $\xi(r)$ когерентное поле $\langle U\rangle$ распространяется только в направлении зеркального отражения от ср. плоскости $z = 0$, отличаясь от поля нулевого приближения U_0 на эфф. коэф. отражения $V_э$:

$$\langle U\rangle=V_эU_0;\;\; V_э=\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\xi w(\xi)\exp\left(-2ik\xi\cos\theta_0\right), \qquad (3)$$

$w(\xi)$ — плотность распределения вероятности случайных отклонений ξ от ср. плоскости $z = 0$. Для нормальной случайной поверхности, отклонения к-рой от ср. плоскости соответствуют *Гаусса распределению*, $V_э = \exp(-P/2)$.

Некогерентное рассеяние в заданном направлении при больших значениях параметра Рэлея определяется вероятностью зеркально отражающих из $\boldsymbol{\alpha}$ в $\boldsymbol{\beta}$ наклонов поверхности $\gamma_3 = -\boldsymbol{q}_\perp/q_z$ (с нормалью $\boldsymbol{n}_3 = \boldsymbol{q}/q$):

$$\tilde\sigma(\boldsymbol{\alpha},\boldsymbol{\beta})=\pi|V(\theta_3)|^2(q/q_z)^4w_\gamma(\gamma_3), \qquad (4)$$

где w_γ — плотность распределения вероятностей наклонов $\gamma = \nabla\xi(r)$, а $V(\theta_3)$ — коэф. отражения Френеля при зеркальных углах падения, $\cos\theta_3 = (\boldsymbol{n}_3\boldsymbol{\beta}) = -(\boldsymbol{n}_3\boldsymbol{\alpha})$.

Учёт затенений поверхности в рамках МКП сводится к тому, что в ф-лах (3) и (4) под ф-циями $w(\xi)$ и w_γ следует понимать плотности распределения высот и наклонов только освещённых (по отношению к направлениям $\boldsymbol{\alpha}$ и $\boldsymbol{\beta}$) участков поверхности. Величина $\tilde\sigma$ в форме (4) не зависит от длины волны излучения и по сути является следствием применения *геометрической оптики метода*. Расчёт дифракц. эффектов приводит к поправкам к МКП $\sim \sigma^2/k^2l^4$, а для эл.-магн. волн в радиолокац. случае ($\boldsymbol{\beta} = -\boldsymbol{\alpha}$) — к появлению деполяризации рассеянного поля, что не удаётся выявить в рамках ММВ и МКП.

Двухмасштабную модель (ДММ) применяют для интерпретации эксперим. данных по Р. в. на с. п. с широким спектром вертикальных и горизонтальных масштабов неровностей, когда не выполняются условия применимости ни ММВ, ни МКП. Шероховатую поверхность в ДММ рассматривают как суперпозицию мелкомасштабной «ряби» (для расчёта рассеяния на к-рой применим ММВ) и гладких крупномасштабных неровностей $z = Z(r)$ с наклонами $\Gamma = \nabla Z$, удовлетворяющими МКП. В результате $\tilde\sigma$ представляется в виде суммы (4) (где следует заменить γ на Γ) и усреднённой по наклонам крупномасштабной поверхности Γ величины $\tilde\sigma_N(\boldsymbol{\alpha},\ \boldsymbol{\beta})$, рассчитанной по ф-ле (1) для шероховатой плоскости со ср. нормалью $\boldsymbol{N} = (\boldsymbol{N}_0 - \boldsymbol{\Gamma})(1 + \Gamma^2)^{-1/2}$:

$$\tilde\sigma(\boldsymbol{\alpha},\boldsymbol{\beta})=\int d\boldsymbol{\Gamma}w(\boldsymbol{\Gamma})N_z^{-1}\tilde\sigma_N(\boldsymbol{\alpha},\boldsymbol{\beta}),$$

где $w(\boldsymbol{\Gamma})$ — плотность распределения вероятностей наклонов $\boldsymbol{\Gamma}$. С помощью ДММ описывают рассеяние радиоволн взволнованной морской поверхностью и поверхностью Луны, рассеяние звука поверхностью и дном океана.

Метод малых наклонов (ММН) применяют для расчёта Р. в. на с. п. с неровностями произвольной высоты, но достаточно пологими ($\gamma_0^2 \ll 1$). Для низких неровностей ММН приводит к ф-лам ММВ, для высоких — к МКП. Первый член ряда по γ_0 получается из ф-лы (1) борновского приближения для $\tilde\sigma$ (определённого для полного рассеянного поля, а не только флуктуационного) заменой:

$$S_\xi(\boldsymbol{q}_\perp)\to(2\pi q_z)^{-2}\int d\boldsymbol{\rho}\exp\left[i\boldsymbol{q}_\perp\boldsymbol{\rho}-q_z^2D_\xi(\boldsymbol{\rho})/2\right],$$

где $D_\xi(\boldsymbol{\rho}) = \langle[\xi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{\rho}) - \xi(\boldsymbol{r})]^2\rangle$ — структурная ф-ция неровностей нормальной (гауссовой) поверхности. Учёт когерентности волн, испытывающих многократные рассеяния на сильношероховатой поверхности и распространяющихся в противоположных направлениях по одним и тем же траекториям, приводит к явлению усиления обратного рассеяния, аналогичного тому, к-рое имеет место при рассеянии волн на объёмных неоднородностях. См. также *Дифракция волн*, *Рассеяние звука*, *Рассеяние света*.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1955; Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн вдоль земной поверхности, М., 1961; Басс Ф. Г., Фукс И. М., Рассеяние волн на статистически неровной поверхности, М., 1972; Шмелев А. Б., Рассеяние волн статистически неровными поверхностями, «УФН», 1972, т. 106, с. 459; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2— Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978, гл. 9; Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 2, М., 1981, гл. 21; Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П., Теоретические основы акустики океана, Л., 1982.

И. М. Фукс.

РАССЕ́ЯНИЕ ЗВУ́КА — рассеяние звуковых волн на пространственно-временны́х флуктуациях плотности и упругости разл. сред (напр., на поверхности океана, на неровном и неоднородном его дне, на пересечённой местности, на искусств. периодич. структурах и неоднородных поглощающих поверхностях, применяемых для улучшения акустич. свойств больших помещений, на дискретных неоднородностях — воздушных пузырьках в жидкости, твёрдых взвешенных частицах в жидкости или газе, на рыбах и макропланктоне в океане,