

УДК 535.361.2

Е. М. Кошеляев
 В. П. Бородулин
 А. П. Замбрицкий
 А. А. Пузанов

ДИФFUЗНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Дан краткий обзор математических моделей рельефа шероховатых поверхностей, статистический обзор которых может быть описан с помощью функций распределения высот и углов наклона граней при заданных средней высоте неровностей и среднем угле наклона граней. Предложена упрощенная модель диффузного отражения электромагнитных волн от шероховатых поверхностей. Приведена зависимость поля рассеянной радиации от геометрических и оптических характеристик рельефа, угла падения, длины волны и масштаба взаимодействия волны с отражающей поверхностью.

Исследованию проблемы отражения электромагнитных волн от шероховатых поверхностей посвящено много работ в различных областях физики, например [1, 2, 3]. Теоретически анализ этой проблемы обычно проводится в случаях отражения по законам волновой ($h_i/\lambda \ll \ll 1$) или геометрической ($h_i/\lambda \gg 1$) оптики. В данной работе дается анализ экспериментальных данных по отражению света различными рельефами шероховатых поверхностей с позиций волновой и геометрической оптики.

Модель рельефа шероховатой поверхности. В обобщенном виде рельеф поверхности удобно характеризовать с помощью распределения высот h_i и уклонов неровностей γ_i . В первом приближении можно описать изменение высот с помощью регулярных функций [4] или неортгональных полиномов [5]. Результаты исследований показывают, что, когда мы имеем дело с поверхностью, рельеф которой сложился под воздействием случайных взаимно независимых факторов, наиболее подходящей оказывается нормальная плотность распределения высот неровностей

$$f(h_i) = (1/\sigma_0 \sqrt{2\pi}) \exp(-h_i^2/2\sigma_0^2). \quad (1)$$

У рельефа Земли, например, наблюдаются участки поверхности с нормальным распределением высот [6]. Однако из [1] не следует переход к функции распределения углов наклона, поскольку эта работа не несет информации о расстояниях между неровностями. Удачным развитием вероятностного подхода к описанию рельефа является модель, предложенная в [4, 6—8], где рельеф рассматривается как стационарный процесс с функцией распределения высот (1) и корреляционной функцией расстояний между неровностями

$$k(x) = \exp(-x^2/T^2), \quad (2)$$

где T -корреляционная дистанция, на которой $k(x)$ уменьшается в e раз. Корреляционная дистанция T между неровностями аналогична периоду изменения периодической функции, а σ_0 в (1) — средней амплитуде колебаний. При $T \gg \sigma_0$ имеем слегка холмистую поверхность.

Можно показать [4], что соответствующая (1) и (2) функция распределения углов наклона имеет вид

$$f(\gamma_i) = (\operatorname{ctg} \gamma_0 / \cos^2 \gamma_i \sqrt{\pi}) \exp(-\operatorname{tg}^2 \gamma_i / \operatorname{tg}^2 \gamma_0), \quad (3)$$

где $\gamma_0 = \operatorname{arctg}(2\sigma_0/T)$ — средний наклон неровностей рельефа с дисперсией углов $\sigma_\gamma = (\operatorname{tg} \gamma_0)/2$.

В частности, при $2\sigma_0 \ll T$ имеем

$$f(\gamma_i) = (1/\gamma_0 \sqrt{\pi}) \exp(-\gamma_i^2/\gamma_0^2)$$

с дисперсией углов $\sigma_\gamma = \gamma_0/\sqrt{2}$.

Функция $f(\gamma_i)$ нормирована на интервале $-\frac{\pi}{2} \leq \gamma_i \leq \frac{\pi}{2}$, и для нее справедливо

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} f(\gamma_i) d\gamma_i = 1. \quad (4)$$

Анализ опытных данных пока не позволяет сделать определенный вывод об общем виде функции $f(\gamma_i)$. Например, данные, полученные оптическими методами [1], аппроксимированы функцией

$$f(\gamma_i) = (1 + a \operatorname{tg}^2 \gamma_i)^{-1},$$

где a — постоянная, отличающаяся у разных поверхностей.

Прямые измерения углов лунной поверхности, обработанные в предположении нормальности распределения наклонов вдоль и поперек трассы движения «Лунохода 1» [9], приводят к релеевскому закону распределения уклонов

$$f(\gamma_i) = 14 \gamma_i \exp(-\gamma_i^2/1,28 \cdot 10^{-4}),$$

где γ_i — угол наклона в радианах.

В продольном направлении средний угол наклона составил 0,001 рад, в поперечном — 0,013 рад, что свидетельствует о небольшой асимметрии $f(\gamma_i, \varphi)$ по азимуту φ . В [10] принята нормальная функция распределения наклонов лунной поверхности (см. (1), где вместо h_i подставлено γ_i , а $\sigma_0 = \sigma_\gamma$ — дисперсия углов наклона). В [11] к аналогичной функции распределения наклонов взволнованной поверхности моря вводится поправка на направление и скорость ветра. Азимутальное изменение уклонов рельефа зависит от природы шероховатой поверхности и в анализе не учитывается.

Как видно из краткого обзора, функции (1) и (3), характеризующие рельеф шероховатой поверхности, удобны, наглядны и содержат минимальное число констант, которые имеют простое геометрическое толкование. Комбинацией σ_0 , γ_0 достигается описание особенностей рельефа рассматриваемых шероховатых поверхностей.

Модель диффузного отражения волн от шероховатых поверхностей. При анализе процесса отражения от шероховатой поверхности следует учитывать явления волновой и геометрической оптики. Как известно [1, 2, 4, 12, 13], с уменьшением параметра $\sigma_0 \cos i_0/\lambda$ возрастают зеркальные свойства шероховатых поверхностей, а при $\sigma_0 \cos i_0/\lambda \leq 10^{-3}$ поверхность можно считать зеркальной. Из волновой теории [14, 15] следует, что волна распространяется в пространстве в основном внутри объема, охватывающего луч s (первая зона Френеля). Этот объем имеет форму эллипсоида, в фокусах которого находятся источник и приемник

излучения. Зеркальное отражение от поверхности происходит также в пределах площадки определенных размеров, зависящих от величины первой зоны Френеля и ориентации площадки относительно луча s . Используя принцип Гюйгенса — Френеля [14] и опыт создания и эксплуатации приемопередающих антенн в радиотехнике [15], можно оценить размер зеркально отражающей площадки равным $l = \lambda/2 \cos i_0$. Из теории излучения волноводов и рупоров, кроме того, следует, что волна не может проникать во впадины шероховатой поверхности размером $< l$, отражаясь от них зеркально. На этом явлении основан принцип работы сеточных антенн с размером ячеек l . Зеркальное отражение волн как от площадок, так и от впадин, расположенных на различной высоте в слое шероховатой поверхности, объясняет появление на индикатрисе отражения зеркального пика [1, 2, 4, 12]. Средняя глубина впадин, в которые не проникает волна, составляет

$$\Delta h_{\text{вп}} = \frac{\lambda \operatorname{tg} \gamma_0}{4 \cos i_0}, \text{ а при } \frac{\sigma_0 \cos i_0}{\lambda \operatorname{tg} \gamma_0} \ll 10^{-3}$$

волна вообще не проникает в шероховатый слой.

Среднеквадратичная высота неровностей шероховатой поверхности, от плоских граней которых возможно зеркальное отражение волны, может быть найдена из выражения

$$\sigma_s^2 = \sigma_0^2 - (\Delta h_{\text{в}}/2)^2 - (\Delta h_{\text{вп}}/2)^2, \quad (5)$$

где $\Delta h_{\text{вп}} \leq h_{\text{в}}$ — верхняя часть неровностей, на которых имеет место только дифракционное рассеяние волны. В случае конической формы этих неровностей средняя высота вершин, на которых наблюдается дифракция, составляет $\Delta h_{\text{в}} = \lambda \operatorname{tg} \gamma_0/4$.

Кроме того, в описываемом явлении имеет место дифракция волн на части боковых граней (при больших углах падения) и расширение пучка света при зеркальном отражении его от криволинейной поверхности неровности.

Таким образом, по высоте слоя шероховатой поверхности можно выделить три зоны отражения: зона дифракционного рассеяния на вершинах; переходная зона зеркального отражения и дифракционного рассеяния на боковых гранях неровностей; зона зеркального отражения от впадин размерами $\leq l$.

По мере увеличения угла падения волны i_0 происходит расширение третьей зоны за счет уменьшения второй зоны. После исчезновения второй зоны третья зона начинает вытеснять первую, статистически выравнивая эффективный профиль шероховатой поверхности. Поскольку при изменении эффективной среднеквадратичной высоты неровностей корреляционная дистанция T мало меняется, происходит изменение среднего эффективного угла наклона граней рельефа

$$\operatorname{tg} \gamma_s = \frac{2\sigma_0}{T} = \operatorname{tg} \gamma_0 \sqrt{1 - (\lambda \operatorname{tg} \gamma_0/8\sigma_0)^2 - (\lambda \operatorname{tg} \gamma_0/8\sigma_0 \cos i_0)^2}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что волновые свойства, как это было экспериментально показано в [16], начинают проявляться при $\lambda/\sigma_0 \cos i_0 \geq 1$. Зеркальные свойства шероховатой поверхности возрастают с увеличением длины волны λ и угла падения i_0 , а эффективный угол наклона граней рельефа стремится к нулю.

Анализ компонентов однократного поверхностного отражения. Зеркальный пик. В области углов зеркального отражения экспериментальное подтверждение получили методы волновой оптики.

В частности, было показано, что появление зеркального пика на индикатрисе отражения может быть объяснено явлениями интерференции лучей в зоне наблюдения при наложении волн, отраженных на различной глубине шероховатого слоя. Например, при нормальном распределении высот неровностей коэффициент отражения для зеркального пика в соответствии с [1, 4, 12, 13] описывается зависимостью

$$r_{zk,\lambda} = r_{\Phi,\lambda}(i_0) \exp[-k(\sigma_0 \cos i_0/\lambda)^2], \quad (7)$$

где $r_{\Phi,\lambda}(i_0)$ — среднее значение коэффициента отражения Френеля от впадин и горизонтальных площадок шероховатого слоя, k — постоянный множитель (из теории следует $k=8\pi$ [4, 12], из опыта $k=9,77$ [11]).

На коэффициент k в (7) можно смотреть как на квантиль нормального распределения высот неровностей [16]. Действительно, из найденного в [13] значения $k=9,7$ с вероятностью $P=0,999$ вытекает зависимость $h_{\max} = \sigma_0 \sqrt{k}$. При вероятностном подходе к объяснению значения k в (7) выясняется возможность его изменения, если при оценке σ_0 и k по опытным данным размеры отражающей площадки dF окажутся недостаточно велики (мал объем выборки из генеральной совокупности $\{h_i\}$). Например, если размеры dF дают оценку σ_0 и k с вероятностью $P=0,9$, то мы должны получить $k=2,7$.

Следует отметить, что зависимость (7) получена без учета затенения входящих и выходящих из шероховатого слоя лучей в предположении об интерференции лучей, отраженных только горизонтальными микроплощадками рельефа внутри шероховатого слоя.

Индикатриса однократного диффузного рассеяния. Пусть на шероховатую поверхность, имеющую развитую структуру рельефа и относительно гладкие склоны, падает неполяризованная электромагнитная волна (см. рис. 1). Явления дифракции, поляризации и расширения зеркально отражаемых криволинейными неровностями лучей не учитываются. Опыты показывают [1, 17], что если поляризация падающего света влияет на угловое распределение рассеянного поля, то дифракция не искажает индикатрису отражения. Случайный характер отражения приводит к частичной деполяризации падающего поляризованного света. Многократные переотражения в слое не будем учитывать.

Наблюдаемая с достаточного расстояния шероховатая поверхность включает в себя множество случайно наклоненных площадок (гипотеза Бугера).

Согласно [1, 18] яркость света, зеркально отраженного в направлении $\mathbf{K}(\varepsilon_0, \varphi)$, случайно наклоненными площадками без учета затенения падающего и отражающего лучей может быть описана выражением

$$B_{\lambda}(\beta) = r_{\Phi,\lambda}(\beta/2) I_{\lambda,0}(s) \cos(\beta/2) f(\beta/2) d\omega_0/4 \cos \beta, \quad (8)$$

где $d\omega_0$ — элемент телесного угла источника, β — угол между падающим s и отраженным лучом \mathbf{K} , $f(\beta/2)$ — функция распределения наклонов площадок по отношению к направлению падающего луча s , $I_{\lambda,0}(s)$ — интенсивность излучения падающей волны.

Следует отметить, что практическое применение (8) затруднено неопределенностью функции $f(\beta/2)$. Угол β , отсчитываемый от направления \mathbf{k} , зависит от угла падения i_0 и азимута наблюдения φ . Лучше использовать функцию распределения $f(\gamma_i)$, в который угол γ_i отсчи-

тывается от макронормали OZ . Тогда спектральный коэффициент однократного отражения в направлении K определится из выражения

$$r_{\lambda}(\mathbf{k}, \mathbf{s}) = 2r_{\Phi, \lambda}(i) f(\gamma_i) P_3(\mathbf{k}, \mathbf{s}) \quad (9)$$

где $f(\gamma_i)$ — функция распределения углов наклона рельефа (3), $r_{\Phi, \lambda}(i)$ — коэффициент отражения Френеля для угла падения на грань i , $P_3(\mathbf{k}, \mathbf{s})$ — вероятность взаимного затенения неровностей [19].

$$P_3(\mathbf{k}, \mathbf{s}) = \begin{cases} P_3(i_0) P_3(\varepsilon_0) & \text{при } \varepsilon_0 > i_0 \\ P_3(i_0) & \text{при } \varepsilon_0 < i_0, \varphi < \frac{\pi}{2} \\ P_3(i_0) P_3(\varepsilon_0) & \text{при } \varepsilon_0 < i_0, \varphi > \frac{\pi}{2}. \end{cases} \quad (10)$$

$P_3(i_0) = \exp \left[-\frac{1}{4} \operatorname{tg} i_0 \operatorname{erfc} \frac{1}{\operatorname{tg} i_0 \operatorname{tg} \gamma_0 \sqrt{2}} \right]$ — вероятность затенения луча, падающего на шероховатый слой под углом i_0 , $P_3(\varepsilon_0)$ — вероятность затенения отраженного под углом ε_0 луча, $P_3(\varepsilon_0)$ определяется из $P_3(i_0)$ заменой i_0 на ε_0 .

В (9) коэффициент 2 введен потому, что фактически интервал изменения случайных углов наклона при однократном отражении составляет $0 \leq \gamma_i \leq \frac{\pi}{2}$, что отличается от принятого при нормировке (4).

Для определения наклона γ_i и азимута макронормали \mathbf{n}_i к площадке dF , зеркально отражающей в направлении $K(\varepsilon_0, \varphi)$, исходим из закономерностей геометрической оптики:

1. Симметричность \mathbf{k} и \mathbf{s} относительно \mathbf{n}_i ; $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_i) = (\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{s})$
2. Копланарность векторов $(\mathbf{s} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{n}_i = 0$. (11)

Косинус угла падения волны на dF составит $\cos i = (\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{s})$.

Результирующая индикатриса отражения. В рассмотренном приближении в отраженном поле можно выделить зеркальную и диффузную составляющие, причем на долю диффузного компонента приходится энергия, остающаяся после зеркального отражения волны. Как уже отмечалось, зеркальное отражение волны от поверхности происходит в пределах площадки, заключенной внутри первой зоны Френеля величиной $l = \lambda / 2 \cos i_0$. Средний размер участка шероховатого слоя, в пределах которого реализуется полный спектр изменения высот и углов наклона неровностей, оценим $\tau = 4k\sigma_0 / \operatorname{tg} \gamma_0$, где $k = h_{\max} / \sigma_0$. Например, для распределения (1) с вероятностью $P = 0,999$ имеем $k = 3$ (естественные поверхности без эрозийного износа наружной части шероховатого слоя). Доля площади зеркально отражающих элементов в участке шероховатого слоя пропорциональна квадрату размеров $f = \left(\frac{\lambda \operatorname{tg} \gamma_0}{24 \sigma_0 \cos i_0} \right)^2$. Тогда результирующая индикатриса отражения от шероховатого слоя для элемента телесного угла $d\omega$ определится из выражения

$$I_{\lambda}(\mathbf{k}, \mathbf{s}) = \left[r_{3k, \lambda} f \delta(\varepsilon_0 - i_0) \delta(\varphi - \pi) + \frac{d\omega}{\pi} (1 - f) (\mathbf{k}, \mathbf{s}) \right] I_{\lambda, 0}(\mathbf{s}) \cdot (\mathbf{oz}, \mathbf{s}), \quad (12)$$

где $r_{3k, \lambda}$ и $r_{\lambda}(\mathbf{k}, \mathbf{s})$ — зеркальная (7) и диффузная (9) составляющие, $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака ($\delta(0) = 1$, $\delta(z \neq 0) = 0$).

На рис. 1 показана деформация результирующей индикатрисы отражения алюминия $\kappa(k, s) = I_{\lambda}(k, s) / I_{\lambda, 0}(s) (\text{oz} \cdot s)$ в широком диапазоне

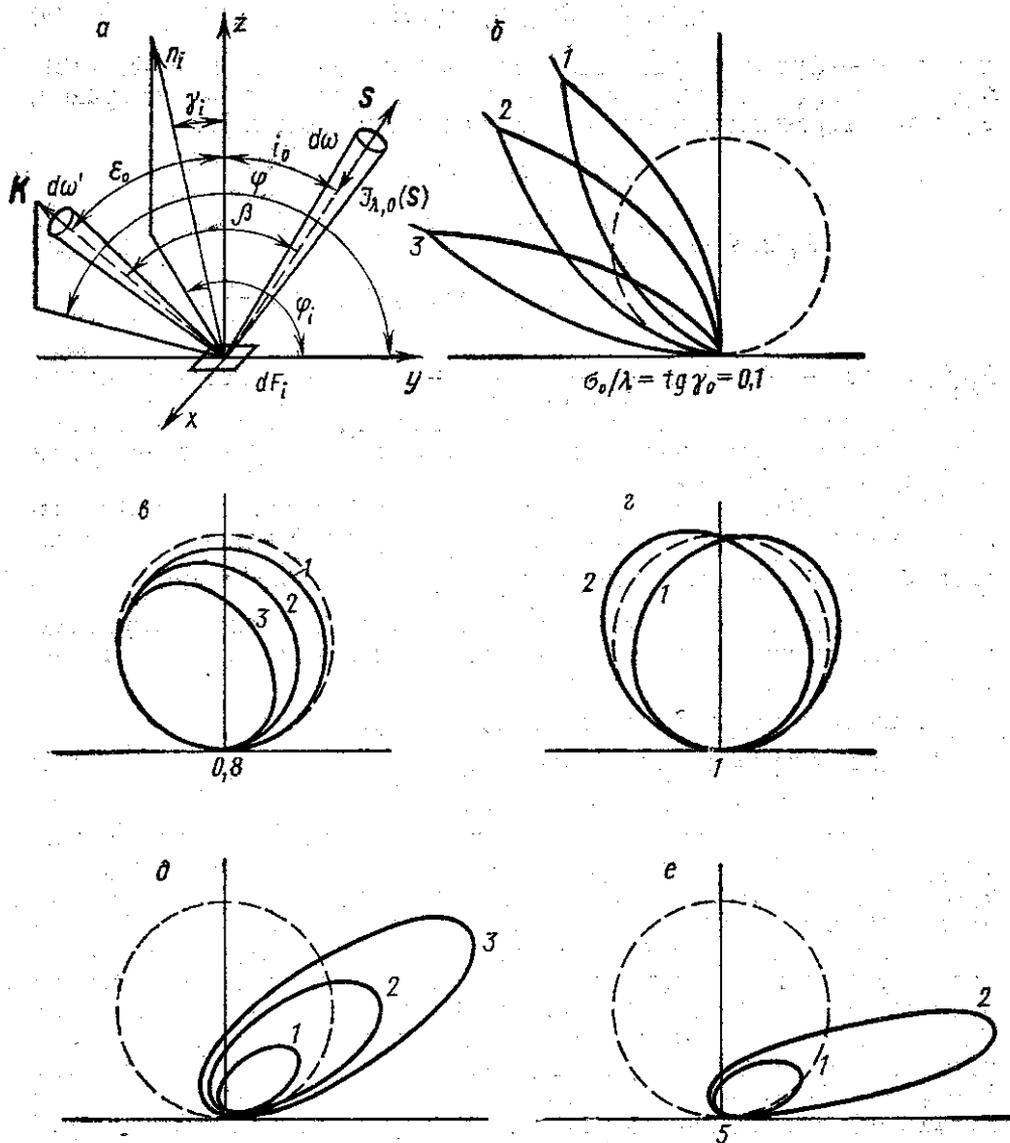


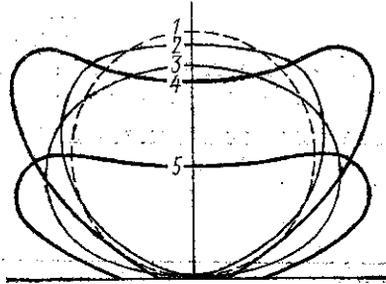
Рис. 1. Рассчитанные индикатрисы однократного отображения: а — схема модели отражения, б, в, г, д и е — зависимость спектральной индикатрисы отражения алюминия от угла падения i_0 и характеристик рельефа поверхности σ_0 и $\text{tg } \gamma_0$ для длины волны $\lambda = 500$ нм. Пунктиром показана изотропная индикатриса (по Ламберту) (б: 1 — $i_0 = 30^\circ$, 2 — $i_0 = 45^\circ$ и 3 — $i_0 = 60^\circ$; в: 1 — $i_0 = 30^\circ$, 2 — $i_0 = 60^\circ$; г: 1 — $i_0 = 30^\circ$, 2 — $i_0 = 45^\circ$ и 3 — $i_0 = 75^\circ$; д: 1 — $i_0 = 30^\circ$, 2 — $i_0 = 60^\circ$ и 3 — $i_0 = 75^\circ$; е: 1 — $i_0 = 60^\circ$ и 2 — $i_0 = 75^\circ$).

изменения параметров $0 \leq \frac{\sigma_0}{\lambda} = \text{tg } \gamma_0 \leq 5$; $30^\circ \leq i_0 \leq 75^\circ$. Комплексный показатель преломления для длины волны $\lambda = 500,0$ нм принят $n_{\lambda} = 7 + 37,5 \cdot i$. Коэффициент отражения Френеля в (12) определен методом, приведенным в [20, 21]. Из рис. 2 следует, что при малой

шероховатости рельефа $\sigma_0/\lambda = \text{tg } \gamma_0 < 1$ (технические материалы) индикатриса вытянута в зеркальном направлении; в области $\sigma_0/\lambda = \text{tg } \gamma_0 > 1$ с ростом $\text{tg } \gamma_0$ индикатриса начинает вытягиваться в направлении источника, как это имеет место при отражении света от естественных минералов [4].

Как видно из рис. 1, изотропное отражение (по Ламберту) занимает промежуточное положение в области $0,5 \leq \text{tg } \gamma_0 \leq 1,5$; $\sigma_0 \cos i_0 / \lambda \geq$

Рис. 2. Сравнение спектральной индикатрисы отражения с ламбертовской (кривая 1) при диффузно падающем потоке света на шероховатую поверхность алюминия, длина волны $\lambda = 500$ нм; 2 — $\sigma_0/\lambda = \text{tg } \gamma_0 = 0,2$; 3 — $\sigma_0/\lambda = \text{tg } \gamma_0 = 3$; 4 — $\sigma_0/\lambda = \text{tg } \gamma_0 = 5$; 5 — $\sigma_0/\lambda = \text{tg } \gamma_0 = 10$



$\geq 0,5$. С увеличением угла расходимости падающего потока (в замкнутых и полужамкнутых системах лучистого теплообмена) пределы применимости изотропного приближения расширяются. Например, в случае диффузно падающего потока в телесном угле $\Omega = 2\pi$ индикатриса отражения определяется из выражения

$$I_{g,\lambda}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} I_{\lambda}(\mathbf{k}, \mathbf{s}) (\mathbf{oz} \cdot \mathbf{s}) d\omega,$$

где $d\omega = \sin i di d\varphi$ — элемент телесного угла, $i = \arccos(\mathbf{oz} \cdot \mathbf{s})$, φ — полярный и азимутальный углы падения волны.

Как видно из рис. 2, с погрешностью 10% изотропное приближение при диффузно падающем потоке становится применимо в более широком интервале $0 \leq \frac{\sigma_0}{\lambda} = \text{tg } \gamma_0 \leq 2,0$. Отметим, что приведенная оценка области применимости изотропного приближения является относительной, так как модель имеет ряд серьезных допущений.

Анализ диффузного отражения электромагнитных волн от шероховатых поверхностей показывает:

1. Индикатриса отражения существенно зависит от геометрических и оптических характеристик рельефа, направления и масштаба взаимодействия волны с отражающей поверхностью $\frac{\lambda \text{ tg } \gamma_0}{\sigma_0 \cos i_0}$.

2. В общем случае по глубине шероховатого слоя можно выделить три зоны отражения: зона дифракционного рассеяния на вершинах; переходная зона зеркального отражения и дифракционного рассеяния на боковых гранях; зона зеркального отражения от микровпадин. При изменении масштаба взаимодействия происходит перераспределение размеров зон отражения.

3. При малых углах расходимости падающих потоков можно выделить несколько режимов отражения (см. (12)):

- а. $\frac{\sigma_0 \cos i_0}{\lambda \text{ tg } \gamma_0} < \frac{1}{24}$ — зеркальное отражение от шероховатого слоя без расширения отраженного луча;
- б. $\frac{1}{24} < \frac{\sigma_0 \cos i_0}{\lambda} < \frac{1}{5}$ — вырождение зеркального пика и появление

$$в. \frac{\sigma_0 \cos i_0}{\lambda} > \frac{1}{5} —$$

диффузного компонента, обусловленного зеркальным отражением от граней, дифракционным рассеянием и многократными отражениями;

диффузное отражение от граней. В области $\text{tg } \gamma_0 < 1/2$ индикатриса вытянута в зеркальном направлении; в области $1/2 < \text{tg } \gamma_0 < 1$ индикатриса близка к ламбертовской; в зоне $\text{tg } \gamma_0 > 1$ индикатриса вытянута на источник.

4. При больших углах расходимости падающих потоков (в замкнутых и полужамкнутых системах) пределы применимости изотропного приближения расширяются до $0,2 \leq \frac{\sigma_0}{\lambda} = \text{tg } \gamma_0 \leq 2,0$ (для замкнутых систем).

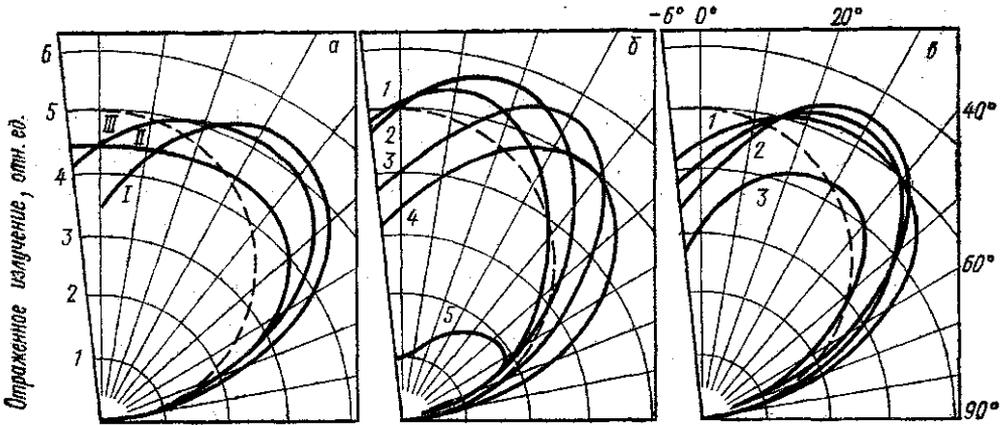


Рис. 3. Спектральные индикатрисы отражения от образцов плазменно напыленного алюминия (а); номера серий соответствуют таблице. Зависимость индикатрисы отражения от угла падения света (б); зависимость индикатрисы отражения образца (в). Область углов падения света i_0 находится слева от оси ординат (на рисунке не показана).

Экспериментальное исследование индикатрисы отражения покрытий, полученных плазменным напылением алюминия.

Изложенный выше метод анализа процесса отражения применим к материалам, толщина скин-слоя которых τ (глубина проникновения волны) намного меньше толщины неровностей $\theta/\tau \gg 1$, как это имеет место у металлов. Полученные результаты можно распространить и на некоторые металлические покрытия, которые наносятся на поверхность без связующих, например, плазменным напылением [22]. С помощью плазменного напыления алюминия в защитной среде аргона можно получить стойкие терморегулирующие покрытия с коэффициентом поглощения солнечной энергии $a_s \sim 1/5$ и степенью черноты $\epsilon = 0,2$ [23]. Рассмотрим представленные на рис. 3 результаты экспериментальных исследований индикатрисы отражения покрытий, полученных плазменным напылением алюминиевой проволоки АД-1 на подложку из сплава

МА-2 в среде аргона. Напыление проведено при токе дуги 180 А, напряжении 50 В дистанции напыления 80 мм и скорости подачи проволоки 7,84 м/мин. Напыляемый образец вращался вокруг оси, проходящей через его центр, горелка совершала возвратно-поступательное движение. Как видно из приведенной таблицы, варьирование технологических параметров напыления оказывает существенное влияние на терморadiационные коэффициенты получаемых покрытий. Измерение степени черноты ϵ проводилось при комнатной температуре термометром ТИС, а измерение коэффициента поглощения a_s на спектрофотометре ФМ-85.

Номер серви	Скорость вращения образца, об/мин	Скорость подачи горелки, мм/мин	Расход аргона, л/мин	Среднеквадратичная высота неровностей, мкм	Средний тангенс угла наклона	a_s	ϵ
I	100	200	56	7	0,7	0,25	0,2
II	9,5	80	48	11	0,9	0,29	0,32
III	9,5	200	42	14	1,2	0,34	0,34

Индикатриса отражения определена на установке, состоящей из спектрофотометра СФД-2 и приставки зеркального отражения ПЗО-1. За счет использования диафрагм угловая расходимость световых пучков не превышала $1,5^\circ$. Изменение углов наблюдения достигалось вращением фотоприемника с зеркалом относительно неподвижного образца.

На рис. 3, а представлены индикатрисы отражения покрытий I—III (см. табл.) в ультрафиолетовой области спектра ($\lambda=225$ нм) при угле падения луча $i_0=30^\circ$. Штрих-пунктирная линия соответствует ламбертовской индикатрисе отражения. Анализ профилограмм поверхности покрытий показал, что рельеф имеет следующие статистические характеристики: среднеквадратичная толщина шероховатого слоя $\sigma_0=7\div 14$ мкм, тангенс угла наклона граней (степень шероховатости) $\text{tg } \gamma_0=0,7\div 1,2$.

Поскольку $\sigma_0 \cos i_0/\lambda > 1$, то зеркальный пик отсутствует, а при $\text{tg } \gamma_0 < 0,8$ максимум на индикатрисе отражения, согласно рис. 1, наблюдается в зоне зеркального отражения. При увеличении угла падения (рис. 3, б) при $\lambda=320$ нм положение максимума также изменится, несколько отличаясь от угла зеркального отражения ($\epsilon_{\text{max}} \approx i_0$), что согласуется с работой [24].

На рис. 3, в показана зависимость индикатрисы отражения от длины волны λ при $i_0=30^\circ$. Уменьшение коэффициента отражения с увеличением длины волны пропорционально уменьшению коэффициента отражения Френеля от алюминия. Совместный анализ индикатрис отражения рис. 3 показывает, что имеется возможность путем изменения технологии нанесения покрытий изменять характеристики рельефа наружной поверхности в заданном направлении, что позволит получить покрытия с индикатрисой отражения, близкой к изотропной, а использование более чистого алюминия, например А-995Д позволяет повысить полусферический коэффициент отражения. Полученные таким образом покрытия могут быть использованы в спектрофотометрических измерениях, в интегрирующих камерах и в других оптических приборах, аналогично материалам, исследуемым в работе [25].

Приложение. Определение угловых координат положения нормали n_i к случайно наклоненной площадке dF_i , зеркально отражающей на наблюдателя (решение системы уравнений (11)).

Пусть направляющие косинусы векторов \mathbf{K} и \mathbf{S} (рис. 1, а) соответственно обозначены l_k, m_k, n_k и l_s, m_s, n_s . Определим угловые координаты γ_i и φ нормали \mathbf{n}_i к площадке dF_i , направляющие косинусы которой обозначим $l = \sin\gamma_i \cos\varphi$; $m = \sin\gamma_i \sin\varphi$; $n = \cos\gamma_i$. В скалярном виде система (11) может быть записана как

$$\begin{cases} -l(l_s - l_k) - m m_k + n(n_s - n_k) = 0, \\ l \cdot m_s n_s + m(l_s n_k - l_k n_s) - n m_k l_s = 0, \\ l^2 + m^2 + n^2 = 1, \end{cases}$$

откуда имеем

$$n = \left| \frac{db}{\sqrt{c^2 b^2 + a^2 d^2 + b^2 d^2}} \right|; \quad m = na/b; \quad l = nc/d;$$

где

$$b = m_k^2 n_s + (l_s n_k - l_k n_s)(l_s - l_k).$$

Если $b = 0$, то $n = n_s$, $l = l_s$, $m = 0$ (иначе $c = m_k a - b(n_s - n_k)$):

$$a = m_k l_s (l_s - l_k) + m_k n_s (n_s - n_k).$$

Если $d = 0$, то $c = b m_k l_s - a(l_s n_k - l_k n_s)$ и $d = b m_k n_s$.

Наклон микроплощадки $\gamma_i = \arccos(n)$. Для азимута нормали можно записать $\varphi = \pi - \varphi$, если $l < 0$; $\varphi = \varphi$, если $l > 0$, $m > 0$; $\varphi = 2\pi + \varphi$, если $m < 0$. Здесь $\varphi = \arcsin(m/\sin\gamma_i)$, при $\gamma_i = 0$ имеем $\varphi = 0$. Косинус угла падения луча на dF составляет $\cos\gamma_i = ll_s + nn_s$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред. М., 1969.
2. Топорец А. С. Исследование отражения света шероховатыми поверхностями и светорассеивающими средами, ГОИ. Автореф. Л., 1970.
3. Пришивалко А. П. Отражение света от поглощающих сред. Минск, 1963.
4. Вексман Р., Spizzichino A. The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surface, Pergamon of Press, 1963.
5. Mandelbaum H. «J. Geoph.», 1963, 68, 505.
6. Сб. Рельеф Земли и математика. М., 1967.
7. Басс Ф. Г., Фукс И. М. «Изв. вузов. Радиофизика», 1964, 7, 101.
8. Фукс И. М. «Изв. вузов. Радиофизика», 1969, 12, 552.
9. Сб. Передвижная лаборатория на Луне, «Луноход-1». М., 1971.
10. Троицкий В. С. и др. «Астрономический журнал», 1967, 44, 1070.
11. Сох С., Мунк W. H. «Bull. Scripps Inst. Oceanogr.», 1956, 6, 401.
12. Городинский Г. М. «Оптика и спектроскопия», 1963, 15, 113.
13. Топорец А. С. «Оптика и спектроскопия», 1964, 16, 102.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973.
15. Драбкин А. Л., Зазуленко В. Л. Антенно-фидерные устройства. М., 1974.
16. Пустыльник Е. И. Статистические методы анализа и наблюдений. М., 1968.
17. Полянский В. К. и др. «Оптика и спектроскопия», 1968, 25, 744.
18. Войшвилло Н. А. «Оптика и спектроскопия», 1967, 22, 956.
19. Вексман Р. «IEEE Trans on Antennas and propagation», 1965, AP-13, 384.
20. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. М., 1971.
21. Зельманович И. И. Труды Главной обсерватории им. С. И. Вавилова, т. 125, 1962, с. 27.
22. Замбрицкий А. П., Кудинов В. В. «Физика и химия обработки материалов», 1970, 2, 149.
23. Замбрицкий А. П. и др. Сб. Вопросы надежности и долговечности машин. Красноярск, 1972, с. 44.
24. Топорец А. С., Мазуренко М. М. «Журнал прикладной спектроскопии», 1968, 8, 161.
25. Кбнский В. А., Уханова З. И. «Оптико-механическая промышленность», 1972, 3, 70.

Поступила в редакцию
26.10 1976 г.
НИИЯФ