Письма в ЖТФ, том 18, вып. 22 26 ноября 1992 г.

01; 07

НЕЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ МЕЛКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТОК ВБЛИЗИ АНОМАЛИИ ВУДА

А.А. Ковалев, П.С. Кондратенко, Б.Н. Левинский

При исследовании дифракции света на металлических решетках большой интерес представляют резонансные ситуации, когда какой-либо порядок дифракции попадает в область аномалии Вуда. Для мелких решеток с амплитудой профиля $b \ll \frac{\lambda}{2\pi}$, λ – длина волны падающего излучения, этот интерес последние годы в основном был связан с возбуждением поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). При определенных условиях возбуждение ПЭВ приводит к сильным изменениям в спектре дифрагированных волн, наиболее ярким проявлением которых является эффект полного подавления зеркально отраженной волны, сопровождающийся практически полным поглощением энергии падающего излучения металлической поверхностью [1, 2]. В настоящей работе показано, что на мелких решетках для ИК области длин волн аналогичный эффект сильного подавления зеркально отраженной волны может иметь место за счет перекачки энергии падающего излучения в объемную волну, распространяющуюся под малым углом к поверхности металла. Отметим, что образование скользящих волн заметной интенсивности при расстройке резонанса относительно возбуждения ПЭВ экспериментально наблюдалось в работах [3, 4].

Рассмотрим падение плоской монохроматической волны на мелкую решетку с периодом $d \sim \lambda$ и поверхностным импедансом металла $\zeta = \zeta' - i\zeta''$, $|\zeta| \ll 1$, ζ' и ζ'' – положительные вещественные числа. Интерес представляют ситуации, когда вдоль поверхности распространяется либо одна волна в порядке дифракции с номером $|l| = 1$ (невырожденный случай), либо одновременно две волны с $l = \pm 1$ (вырожденный случай).

В невырожденном случае, например, при $l = 1$ амплитуда электрического поля дифрагированной волны в области аномалии Вуда описывается выражением [5]

$$E_1^p = \frac{2i\varepsilon_1 E}{\sin\varphi + \tilde{\zeta}}. \quad (1)$$

Здесь E_l^σ – проекция амплитуды поля на плоскость, проходящую через векторы $\vec{n}$ и $\vec{k}_l$, при $\sigma = p$ или на перпендикуляр к ней при $\sigma = s$, $\vec{n}$ – внешняя нормаль к невозмущенной поверхности металла, $\vec{k}_l$ – волновой вектор волны в порядке дифракции с номером l ; $|E_1^s| \ll |E_1^p|$; $E = E^p \cos\varphi - E^s \sin\varphi \cos\theta$, E^σ – амплитуда р и s – поляризованных компонент падающего поля, θ – угол падения, φ – угол между плоскостью падения и вектором обратной решетки $\vec{g}$, $|\vec{g}| = g = \dfrac{2\pi}{d}$; $\varepsilon_\gamma = \dfrac{b_\gamma g}{2} \ll 1$, b_γ – компоненты фурье – разложения функции профиля решетки; ψ – угол скольжения дифрагированной волны относительно невозмущенной поверхности металла, $\psi \ll 1$; $\tilde{\zeta} = (\tilde{\zeta}' - i\tilde{\zeta}'')$ – перенормированный поверхностный импеданс, $\tilde{\zeta}' = \zeta' + |\varepsilon_1|^2 f \Delta'$, $\tilde{\zeta}'' = \zeta'' + |\varepsilon_1|^2 f \Delta''$, $f = 1 - \sin^2\varphi \sin^2\theta$, вещественные величины Δ' и Δ'' для решеток синусоидального профиля и решеток с медленно убывающими коэффициентами b_γ , $|b_{\gamma,n}| \gg |b_\gamma|^n$, определяются выражением

$$\Delta = \Delta' - i\Delta'' = k \sum_{l \neq 1} \frac{(l-1)^2}{(\vec{n}\vec{k}_l)} \left| \frac{\varepsilon_{l-1}}{\varepsilon_1} \right|^2, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \tag{2}$$

Доля энергии падающего излучения, уносимая в первый резонансный порядок дифракции, определяется выражением

$$\eta = \frac{\sin\psi \, |E_1^p|^2}{\cos\theta (|E^p|^2 + |E^s|^2)}. \tag{3}$$

Проанализируем выражение (3) с целью оценки возможного эффекта. Для простоты будем считать, что падающая волна плоскополяризована. При заданных значениях λ и d величина η является функцией четырех независимых параметров ψ , $|\varepsilon_1|$, $h = \dfrac{E^s}{E^p}$ и θ , поскольку углы θ и φ связаны соотношением

$$\cos^2\theta = \frac{\lambda}{d}\left(2\sin\theta\cos\varphi + \frac{\lambda}{d}\right), \tag{4}$$

которое следует из условия $\sin\psi \ll 1$. Правая часть формулы (3) с учетом (1) имеет максимум по параметрам ψ и h при

$$\sin\psi = \sqrt{(\tilde{\zeta}')^2 + (\tilde{\zeta}'')^2} \quad \text{и} \quad h = -\cos\theta \, \mathrm{tg}\, \varphi. \tag{5}$$

Подстановка соотношений (5) и (1)) в (3) приводит к выражению для величины η , из которого следует, что доля энергии уносимая волной, распространяющейся вдоль поверхности, растет с увеличением параметра $|\varepsilon_1|$ и при выполнении неравенств

$$|\varepsilon_1|^2 f \Delta' \gg \zeta', \quad |\varepsilon_1|^2 f \Delta'' \gg \zeta'' \tag{6}$$

стремится к величине

$$\eta_{max} = \frac{2}{\Delta' \cos\theta (1+\sqrt{1+u'})}, \quad u = \left(\frac{\Delta''}{\Delta'}\right)^2. \qquad (7)$$

Для решетки синусоидального профиля, как следует из (2), (4), $\Delta' = \cos^{-1}\theta$ и $u = (1 + \frac{2\lambda^2}{d^2\cos^2\theta})^{-1} < 1$. Оценим η_{max} для случая $\varphi = 0$, $E^s = 0$. Тогда, согласно (4), $u = \frac{2d-1}{2d+\lambda}$ и наибольшая величина $\eta_{max} \simeq 0.92$ достигается при $d \simeq \lambda$ ($\theta \ll 1$). С увеличением d и, в соответствии с (4), угла θ значение η_{max} уменьшается. Для решеток с медленно убывающими коэффициентами b_ν исследуемый эффект также имеет место, хотя в численном выражении он несколько слабее, чем на решетке синусоидального профиля. Например, для решетки прямоугольного профиля это следует из того обстоятельства, что $u \backsim \ln^2 (4 \, bg)$ [5], где, согласно сделанным предположениям, $bg \ll 1$, $2b$ – глубина канавки.

Рассмотрим теперь для синусоидальной решетки простейший вырожденный случай, когда $\varphi = \pi/2$ и $E^p = 0$. Несложно показать, что в данной ситуации амплитуды резонансных полей $E_1^p = E_{-1}^p$ определяются выражением (1), где $\Delta' = 2\cos^{-1}\theta$ и $\Delta'' = (\sqrt{3}\cos\theta)^{-1}$. Соответственно, для каждой из волн, распространяющихся в порядках дифракции с $l = \pm 1$, η_{max} описывается формулой (7), из которой следует, что величина η_{max} не зависит от отношения $\lambda/d = \cos\theta$ и равна 0.48. Таким образом, полная доля энергии излучения, испытывающего незеркальное отражение, в этом случае составляет 96 % от энергии падающей волны. Анализ, детали которого мы здесь опускаем, показывает, что на решетках с медленно убывающими коэффициентами b_ν в вырожденном случае существенной перекачки энергии падающего излучения в энергию дифрагированных волн не происходит. Исключение составляют решетки со специальной формой профиля, у которых $b_{\pm 2} = 0$.

В заключение отметим, что рассмотренный выше эффект незеркального отражения излучения от мелких металлических решеток может быть использован в лазерной технике для создания на его основе поляризаторов и делителей ИК излучения.

Список литературы

[1] Maystre D., Petit R. // Opt. Communs. 1976. V. 17. N 2. P. 196–200.

[2] Гандельман Г.М., Кондратенко П.С. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 5. С. 246–248.

[3] Бонч-Бруевич А.М., Коченгина М.К., Либенсон М.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 4. С. 193–197.

[4] B o n c h - B r u e v i c h A.M., G a g a - r i n A.P., L i b e n s o n M.N. et al. // Proceedings of the International Symrosium „Surface wave in solid and layered structures". USSR. Novosibirsk. 1986. V. 2. P. 34-37.

[5] К о в а л е в А.А., К о н д р а т е н к о П.С., Л е - в и н с к и й Б.Н. // РЭ. 1988. Т. 33. № 8. С. 1610-1616.

Поступило в Редакцию
18 апреля 1992 г.