

ницей, что квантовые свойства этих кристаллов выражены слабее, а темп-ра сверхпроводящего перехода T_c в них ниже.

Лит.: 1) Wigner E., Huntington H. B., On the possibility of a metallic modification of hydrogen, «J. Chem. Phys.», 1935, v. 3, p. 746; 2) Stevenson D. J., Interiors of giant planets, «Ann. Rev. Earth Planet. Sci.», 1982, v. 10, p. 257; 3) Каган Ю., Пушкарёв В., Холас А., Уравнение состояния металлической фазы водорода, «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 967; 4) Жарков В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983, гл. 10; 5) Григорьев Ф. В. и др., Экспериментальное определение сжимаемости водорода при плотностях $0,5 + 2 \text{ г/см}^3$, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 286; 6) Ross M., Matter under extreme conditions of temperature and pressure, «Repts Progr. Phys.», 1985, v. 48, p. 1; 7) Min B. I., Jansen H. J. F., Freeman A., Structural properties superconductivity and magnetism of metallic hydrogen, «Phys. Rev. B», 1984, v. 30, № 9, p. 5076. В. В. Авилов.

МЕТАЛЛОПТИКА — раздел физики, в к-ром изучаются оптич. и эл.-динамич. свойства металлов и взаимодействие с ними оптич. излучения.

В ИК- и видимой области оптич. диапазона металлы отражают падающее излучение (металлич. блеск). Это объясняется преимущественным рассеянием света при его взаимодействии со свободными электронами, концентрация к-рых N достигает в металлах $\sim 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Электроны излучают в процессе рассеяния вторичные волны, к-рые при сложении формируют сильную отражённую волну. Поглощение квантов света непосредственно электронами проводимости возможно только при их одновременных (относительно редких) столкновениях с фононами, примесями, друг с другом, поверхностью металла, границами зёрен и кристаллитов. Столкновения и формирование из рассеянного света отражённой волны происходят в тонком приповерхностном слое (скин-слое толщиной $\delta \ll 1 \text{ мкм}$), в к-ром затухает проникающее в металл излучение.

Роль свободных электронов во взаимодействии эл.-магн. излучения с металлами является определяющей в широком диапазоне частот (от радиодиапазона до ближнего ИК-диапазона).

В результате такого влияния оптич. и электр. свойства металлов взаимосвязаны: чем больше статич. проводимость металла, тем сильнее он отражает свет. Отклонения возникают при низких темп-рах и на высоких частотах (видимая область спектра), когда важную роль играют квантовые эффекты, связанные с электронным рассеянием, межзонными переходами и др. В УФ- и более КВ-диапазонах с излучением взаимодействуют электроны внутр. оболочек атомов, и, напр., в рентг. области спектра металлы уже не отличаются от диэлектриков по оптич. свойствам.

Оптич. свойства металлов непосредственно связаны с величиной их проводимости $\sigma(\omega)$, зависящей от частоты ω . В рамках классич. электродинамики оптич. свойства однородных изотропных металлов можно описать с помощью комплексного показателя преломления $n' = \sqrt{\epsilon} = n + ik$, где n — показатель преломления, k — показатель поглощения, $\epsilon = \epsilon' + i$ ($4\pi\sigma/\omega$) — диэлектрич. проницаемость. Для анизотропных металлов ϵ — тензор. В радиодиапазоне свойства металлов характеризуются связанным с n' поверхностным импедансом $Z = 4\pi/cn'$. Оптич. постоянные n и k зависят от частоты. При таком рассмотрении формализм М. и оптики прозрачных сред совпадает (то же волновое ур-ние, ф-лы Френеля и т. п.). При этом постоянная распространения света в металле является также комплексной величиной, как ϵ и n' , что означает затухание эл.-магн. волны. Глубина, на к-рой величина эл.-магн. поля уменьшается в e раз (глубина скин-слоя), $\delta = c/\omega k$.

Оск. представления теоретич. М. и объяснение спектральных зависимостей коэф. отражения $R(\omega)$ и поглощения $A(\omega)$ базируются на теории твёрдого тела и скин-эффекта в металле.

Вид зависимостей $R(\omega)$ и $A(\omega)$ определяется соотношением длины свободного пробега электронов l , длины

пробега s электрона за период колебаний поля и величины скин-слоя δ или соотношением частот падающего излучения ω , плазменной частоты свободных электронов $\omega_p = (4\pi Ne^2/m^*)^{1/2}$, частоты электронных столкновений γ и величины $\Omega = v\omega_p/c$, характеризующей влияние на поглощение эффектов пространств. дисперсии проводимости. Здесь v — фермиевская скорость электрона, e — его заряд, m^* — эффективная масса. Типичные для металлов значения составляют: $l = 0,03 - 0,1 \text{ мкм}$, $\omega_p = (5 - 20) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\gamma = (2 - 50) \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\Omega = (1 - 10) \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

При $\gamma > \Omega$ связь между напряжённостью электр. поля и плотностью наведённого тока проводимости локальна, т. е. либо $l < \delta$, либо $s < \delta$. При этом свет затухает с глубиной экспоненциально (нормальная скин-эффект), а оптич. свойства описываются комплексной диэлектрич. проницаемостью $\epsilon = (n + ik)^2$. Входящие в неё показатели преломления $n(\omega)$ и поглощения $k(\omega)$ выражаются через ω_p и γ с помощью дисперсионных ф-л классич. электронной теории металлов (ф-лы Друде — Зинера):

$$\frac{n(\omega)}{k(\omega)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\left(\frac{\gamma}{\omega} \right)^2 - (y - \epsilon_\infty)^2 \right]^{1/2} \mp (y - \epsilon_\infty) \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где $y = \omega_p^2 / (\omega^2 + \gamma^2)$, $\epsilon_\infty \approx 1$ — высокочастотный предел диэлектрич. проницаемости металла при $\omega \gg \omega_p$. В ИК-области спектра ($y \gg 1$)

$$A(\omega) = \frac{4n}{(n+1)^2 + k^2} \approx 2\sqrt{2} \frac{\omega}{\omega_p} \left[\left(1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2} \right)^{1/2} - 1 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \left\{ \frac{2(\omega^2 + \gamma^2)}{\omega[\omega + (\omega^2 + \gamma^2)^{1/2}]} \right\}^{1/2}. \quad (3)$$

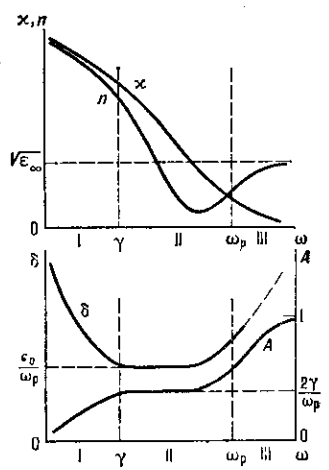
При низких частотах ($\omega \ll \gamma$; область I, рис. 1) выполняются соотношения Хагена — Рубенса:

$$n \approx k \approx \frac{\omega_p}{\sqrt{2}\gamma} \gg 1; \quad \delta = \frac{c}{\omega_p} \left(\frac{2\gamma}{\omega} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$A = 2\sqrt{2} \frac{\sqrt{\gamma\omega}}{\omega_p} = 2\sqrt{\frac{\omega}{2\pi\rho}},$$

где ρ — удельное статич. сопротивление металла. Для сплавов эти соотношения справедливы вплоть до средней ИК-области спектра (до длин волн $\lambda \sim 5 - 10 \text{ мкм}$), пока $\delta > l$. При этом $n \approx k \approx 10 - 50$, $A \approx 0,04 - 0,2$, $\delta \approx 0,1 - 0,3 \text{ мкм}$.

Рис. 1. Спектральные зависимости оптических характеристик металла n , k , δ , A по теории нормального скин-эффекта: I — область соотношений Хагена — Рубенса; II — область релаксации (средний и ближний ИК-диапазон); III — область прозрачности (УФ-диапазон). По оси абсцисс — логарифмический масштаб частоты.



В ВЧ-области ($\gamma < \omega \ll \omega_p$), охватывающей для хорошо отражающих металлов ближний и средний ИК-диапазон ($\lambda \sim 1 - 10 \text{ мкм}$), оптич. характеристики определяются преим. недиссипативным затуханием света в электронной плазме металла (область II, рис. 1). Из (2) следует, что

$$n \approx \frac{\gamma\omega_p}{2\omega^2} \lesssim 1, \quad k \approx \frac{\omega_p}{\omega} \gg 1, \quad (5)$$

$$\delta = \frac{c}{\omega_p}, \quad A = 2\frac{\gamma}{\omega_p}.$$

Глубина скин-слоя здесь составляет $\sim 0,02 - 0,05 \text{ мкм}$, а коэф. поглощения не зависит от частоты и определя-