причём существенной оказывается корреляция фаз волны, соответствующих этим точкам. Эта корреляция не изменится, если размеры орбиты изменить на целое число длин волн. Поскольку диаметр орбиты $r_L \sim \sim H^{-1}$, α периодически зависит от H^{-1}. Т. к. общий вклад в поглощение в $l/r_L \gg 1$ раз больше вклада за один оборот, во столько же раз α больше значений коэф. поглощения α_0 в отсутствие поля H. Глубина модуляции осцилляц. картины при этом невелика $(\approx 1/\sqrt{kr_L})$, поскольку в поглощение дают вклад разные траектории (с разными расстояниями между точками 1 и 2). В итоге картина частично «замазывается», а осн. вклад дают такие сечения поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной H, где разность $p_y^{(1)} - p_y^{(2)}$ экстремальна (здесь p_y — проекция импульса электрона p). Эти сечения и определяют период Г. о.

Впервые на опыте Г. о. наблюдал Х. Бёммель в Sn [2]; их теорию построили А. Б. Пиппард [3] и В. Л. Гуревич [4]. Наблюдение Г. о. используют для определения геометрии и характерных размеров поверхности Ферми металлов. Г. о.— частный случай более широкого класса магнетоакустических явлений.

Лит.: 1) Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; 2) Bömmel H. E., Attenuation in superconducting and normalconducting tin at low temperatures, «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 758; 3) Pippard A. B., A proposal for determining the Fermi surface by magneto-acoustic resonance, «Phil. Mag.», 1957, v. 2, p. 1147; 4) Гуревич В. Л., Поглощение ультразвука в металлах в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1959, т. 37, с. 71. *Ю. М. Гальперин.*

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ФАКТОР — величина, определяющая геометрию пучка излучения; используется в *фотометрии*, космофизике при регистрации излучений и потоков частиц. Г. ф. G зависит от размеров и взаимного расположения диафрагм, совместно выделяющих из всех возможных прямых то множество направлений, к-рое определяется пучком излучения и угл. апертурой приёмника излучения. Г. ф. инвариантен относительно любых поверхностей, пересекаемых прямыми, входящими в данное множество направлений, и принимается за меру этого множества (понятие о мере множества лучей впервые введено А. А. Гершуном в 30-х гг. 20 в.). Напр., для сопряжённых диафрагм источника и приёмника $A_и$ и $A_п$ (или сопряжённых начальной и конечной диафрагм оптич. системы) $dG = dA_и \cos\theta_и \, d\Omega_п = = dA_п \cos\theta_п \, d\Omega_и$, где $dA_и$ и $dA_п$—площади сопряжённых участков диафрагм источника и приёмника; $\theta_и$ и $\theta_п$ — углы между направлением излучения и перпендикулярами к излучающей и освещаемой поверхностям; $d\Omega_и$ и $d\Omega_п$ — телесные углы, под к-рыми видны $dA_и$ и $dA_п$ со стороны диафрагм $A_и$ и $A_п$. Инвариантность Г. ф. сохраняется и для широких пучков. Г. ф. используется также при построении системы фотометрич. величин: яркость вдоль луча $L = d\Phi/dG$, где Φ — световой поток.

Лит.: Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977; Международный светотехнический словарь, 3 изд., М., 1979. *А. А. Волькенштейн.*

ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ МЕТОД — приближённый асимптотич. метод вычисления волновых полей, опирающийся на представление о лучах, вдоль к-рых распространяется энергия волны. Г. о. м. отвечает широкому, «волновому», пониманию геом. оптики, в противоположность геом. оптике в узком, «лучевом», смысле, ориентированной на построение изображений при помощи лучей. Первоначальный, лучевой, период развития Г. о. м. был завершён трудами У. Гамильтона (W. Hamilton) и его последователей, тогда как начало современному, волновому, периоду положил П. Дебай (P. Debye) в 1911.

Уравнения геометрической оптики. Переход от волнового ур-ния к ур-ниям геом. оптики проще всего продемонстрировать на примере скалярного монохроматич. волнового поля $u(r)$, удовлетворяющего ур-нию Гельмгольца $\Delta u + k_0^2 n^2(\boldsymbol{r}) u = 0$, где $n(\boldsymbol{r})$ — коэф. преломления, $k_0 = \omega/c$ — волновое число, ω — частота [зависимость от времени даётся множителем $\exp(-i\omega t)$, к-рый для простоты не выписывается]. В рамках Г. о. м. волновое поле представляют в виде $u(\boldsymbol{r}) = A(\boldsymbol{r}) \times \times \exp[ik_0\psi(\boldsymbol{r})]$, причём параметры волны — амплитуду $A(\boldsymbol{r})$ и градиент фазы $\boldsymbol{p} = \nabla\psi$ — считают ф-циями, медленно меняющимися в масштабе длины волны λ:

$$\lambda|\nabla A| \ll A, \quad \lambda|\nabla p_j| \ll p, \quad j = 1, 2, 3, \qquad (1)$$

т. е. предполагают, что поле $u(\boldsymbol{r})$ имеет структуру квазиплоской волны. Амплитуду A разлагают далее в ряд по безразмерному малому параметру $\mu = 1/k_0 L = = \lambda/2\pi L$, где L — характерный масштаб задачи: $A = = A_0 + (\mu/i)A_1 + \ldots$ (процедура Дебая — Рытова). Чтобы получить ур-ния для *эйконала* ψ и амплитуд A_m, в ур-нии Гельмгольца следует приравнять нулю коэф. при одинаковых степенях k_0^{-1} или μ. Ур-ния для ψ и амплитуды нулевого приближения A_0 (соответственно ур-ние эйконала и ур-ние переноса) имеют вид

$$(\nabla\psi)^2 = n^2, \quad \operatorname{div}(A^2\nabla\psi) = 0. \qquad (2)$$

Характеристики ур-ния эйконала в Г. о. м. наз. лучами. Ур-ния лучей можно записать в разл. формах. Чаще всего употребляются лагранжева форма

$$\frac{d}{d\sigma}\left(n\frac{d\boldsymbol{r}}{d\sigma}\right) = \nabla n \qquad (3)$$

и гамильтонова форма

$$\frac{d\boldsymbol{r}}{d\tau} = \boldsymbol{p}, \quad \frac{d\boldsymbol{p}}{d\tau} = \frac{1}{2}\nabla n^2. \qquad (4)$$

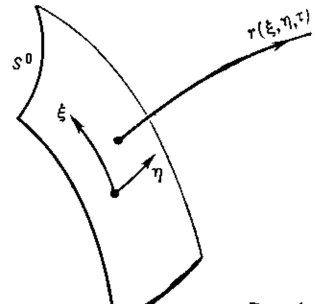

Рис. 1.

Здесь $d\sigma$ — элемент длины луча, $d\tau = d\sigma n^{-1}$, $\boldsymbol{p} = \nabla\psi$— вектор, касательный к лучу. В однородной среде $(\nabla n = = 0)$ лучи являются прямыми линиями. Если известно двупараметрич. семейство лучей $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(\xi, \eta, \tau)$, покидающих нач. поверхность S^0 (рис. 1), то решения ур-ний (2) с нач. значениями $\psi^0(\xi, \eta)$ и $A_0^0(\xi, \eta)$, заданными на S^0, можно выразить через параметры семейства лучей:

$$\psi = \psi^0 + \int_0^\tau n^2 d\tau = \psi^0 + \int_0^\sigma n\, d\sigma, \quad A_0 = A_0^0 [D(0)/D(\tau)]^{1/2},$$

где интегрирование ведётся вдоль лучей, а $D(\tau) = = \partial(x, y, z)/\partial(\xi, \eta, \tau)$ — якобиан перехода от лучевых координат к декартовым. Т. о., лучи в Г. о. м. образуют костяк, на к-рый «нашивается» волновое поле, наз. в этом случае лучевым полем. Согласно (2), поток энергии $\boldsymbol{I}_0 = A_0^2\nabla\psi = A_0^2\boldsymbol{p}$ направлен по касательной к лучу. В одномерных задачах Г. о. м. равносилен *ВКБ-методу*.

Ур-ния Г. о. м. значительно проще, чем исходное волновое ур-ние, т. к. сводятся к системе обыкновенных дифференц. ур-ний (3) или (4). Для сравнительно просто устроенных сред эти ур-ния допускают аналитич. решения, в т. ч. методом разделения переменных, но чаще используют приближенные решения методом возмущений и численными методами. В рамках Г. о. м. легко описать слабое поглощение в среде (вводя соответств. фактор ослабления вдоль криволинейного луча), а также отражение и преломление на криволинейных границах раздела, для чего используют *Френеля формулы*.

Условия применимости. Рассматривая луч как физ. объект, его можно окружить «френелевским объёмом», к-рый содержит все первые *Френеля зоны*, «нанизанные» на луч (рис. 2). Френелевский объём определяет область, влияющую на формирование поля в точке наблюдения. Исходя из этого, можно сформулировать достаточные условия применимости Г. о. м., к-рые сводятся к требованию, чтобы в поперечном сечении френелевского объёма с радиусом a_f параметры волны A и $\boldsymbol{p}$ практически не менялись:

$$a_f|\nabla_\perp A_0| \ll A_0, \quad a_f|\nabla_\perp p_j| \ll p.$$