ставлено в виде суперпозиции таких сферич. В., выходящих из разных точек, т. е. выражаться интегралом

$$\psi \sim \int \frac{F(R-vt)}{R}\, dV, \qquad (21б)$$

где dV — элемент объёма, R — расстояние между точкой источника и точкой наблюдения. Ур-ние (5) имеет ещё и другое решение, сходящееся к источнику и получаемое из (21а) заменой v на $-v$. Оно приближённо реализуется, напр., для акустич. или эл.-магн. В., создаваемых сферич. концентраторами или отражателями, фокусирующими излучение в центре ($r \approx 0$). В случае точечного источника в свободном пространстве оно отбрасывается из физ. соображений: считается, что источник является единств. поставщиком энергии и, следовательно, поток энергии должен быть направлен от него. Процесс уноса энергии от источника волнами наз. излучением, а соответствующие условия, выделяющие решение (21б) с «запаздывающими» аргументами $(R-vt)$ и отметающие решения с «опережающими» аргументами $(R+vt)$, наз. условиями излучения. На больших расстояниях от источника (в дальней, волновой зоне) решение (21б) превращается в сферич. неоднородную (несимметричную) В.:

$$\psi \sim D(\theta,\ \varphi) \cdot F(r-vt)/r, \qquad (21в)$$

где θ, φ — углы сферич. системы координат, а $D(\theta, \varphi)$ — диаграмма направленности источника излучения (см. *Антенна*).

Набор сферич. В., как и плоских, является полным,— через них можно представить произвольное волновое поле. В частности справедлив *Гюйгенса — Френеля принцип*, согласно к-рому поле в любой точке, находящейся вне произвольной поверхности S, окружающей источник, можно представить как результат интерференции вторичных сферич. В., излучаемых каждой точкой (элементом) этой поверхности.

В линейных средах с дисперсией выражения (21) справедливы только для гармонич. В.; сигналы др. формы испытывают искажения, т. к. каждая гармонич. составляющая распространяется со своей фазовой скоростью, зависящей от её частоты.

Другой важный тип симметрич. В.— *цилиндрическая волна*, расходящаяся, напр., от точечного источника на плоскости (поверхность воды, мембрана, плоский волновод) или источников, равномерно распределённых вдоль оси в однородном трёхмерном пространстве. Структура цилиндрич. В. сложнее, чем сферической,— даже в среде без дисперсии её форма не повторяет временно́го поведения ф-ции источника, как в случае (21а),— В. тянет за собой длинный «шлейф» и только на больших (по сравнению с λ) расстояниях этим «шлейфом» можно пренебречь, представив В. в виде, сходном с (21а):

$$\psi \approx D(\theta)\, F(r-vt)/\sqrt{r}. \qquad (22)$$

Волновые пучки и лучи. Из набора плоских гармонич. В. в линейных средах можно сформировать любое распределение волнового поля. Суперпозиция плоских В. с $\boldsymbol{k}$, близкими по направлениям, может дать локализованное в поперечном направлении поле — волновой пучок или луч с почти плоским волновым фронтом, причём поперечные размеры пучка d значительно превышают длину В., но малы по сравнению с его длиной. Величина d ограничена снизу пространственным соотношением неопределённости, связывающим пространственный масштаб любой ф-ции с шириной её пространственного спектра:

$$\Delta k \cdot d = \frac{\Delta k}{k} \cdot kd \approx \alpha\,(kd) \gtrsim \pi, \qquad (23)$$

где Δk — поперечный разброс волновых векторов, характеризуемый углом α (рис. 11). При $\alpha \ll 1$ (т. н. малоугловое приближение) $kd \gg 1$. Такие пучки можно считать нерасходящимися на расстояниях $R < d^2/\lambda$ (в ближней, прожекторной зоне). Для коротких В. это могут быть совсем немалые расстояния. Так, идеальный оптич. прожектор (при $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см, $d = 100$ см) в вакууме, т. е. при отсутствии атм. рассеяния, способен создать однородный пучок вплоть до удаления в 2000 км.

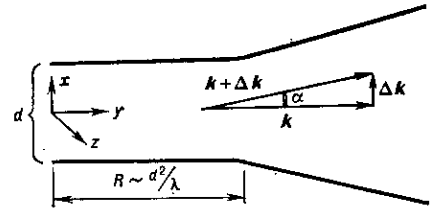

Рис. 11. Волновой пучок.

При $R \sim d^2/\lambda$ (зона дифракции Френеля) начинает сказываться неоднородность амплитудной структуры поля в поперечном сечении пучка, из-за чего пучок плавно расширяется, и на ещё больших расстояниях, где $R \gg d^2/\lambda$ (дальняя зона, или зона Фраунгофера), он превращается в В. с локально сферич. фронтом.

Понятие луча лежит в основе *геометрической оптики* — приближения, справедливого для волнового поля, амплитуда и волновой вектор к-рого изменяются плавно, на масштабах, существенно превышающих длину В. В этом случае поле может быть представлено как набор независимых лучей. В однородной среде лучи прямолинейны, в неоднородной — искривлены в соответствии с законами преломления (рефракции). С помощью лучей можно построить изображение любого предмета, размеры к-рого велики по сравнению с λ. На этом основаны принципы работы мн. оптич. приборов (линза, телескоп, микроскоп, глаз и т. д.), а также нек-рых типов радиотелескопов. В аналогичных ситуациях для акустич. волн говорят о *геометрической акустике*.

Ход лучей может быть описан также с помощью нек-рых вариац. методов (см. *Наименьшего действия принцип*). В этом обнаруживается аналогия между поведением полей и частиц, стимулировавшая в своё время развитие квантовой (волновой) механики. Лучи в неоднородных средах ведут себя как траектории частиц в соответствующих силовых полях; отсюда проистекает, в частности, сходство принципов действия оптических и электронных микроскопов, а также, в более широком смысле, сходство обычной оптики с электронной или «оптикой» любых др. частиц.

В рамках чисто лучевого описания интенсивность поля в точках пересечения лучей (фокусы) или их касания (каустики) обращается в бесконечность. На самом деле, в этих областях приближение геом. оптики неприменимо, и для уточнения волновой картины необходимо обращаться к исходным ур-ниям В., описывающим все детали волновой структуры. Часто, однако, достаточно ограничиться промежуточным приближением, считая, что поле представляет собой почти плоскую В. с медленным (в масштабе пространственных периодов) изменением комплексной амплитуды $A = A(\boldsymbol{r})$. В результате, напр., волновое ур-ние (5) (при $f=0$) сводится к ур-нию параболич. типа (Леонтовича ур-ние)

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{v}{2i\omega}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\right), \qquad (24)$$

сходному с *Шрёдингера уравнением*.

Теория волновых пучков, развитая методом параболич. ур-ния [иногда наз. также методом поперечной диффузии амплитуд, поскольку ур-ние (24) описывает диффузионное расплывание амплитуды в поперечном сечении пучка], составляет один из важнейших и, до нек-рой степени, самостоят. разделов волновой теории (см. *Квазиоптика*).