Динамич. теория дифракции последовательно учитывает взаимодействие между всеми волнами в кристалле. Учёт этого взаимодействия приводит к расщеплению Д. п. (снятию вырождения) вдоль линий пересечения сфер (линии вырождения). В результате этого структура Д. п. становится существенно более сложной. В двухлучевом случае, напр., сечение Д. п. вблизи точки вырождения плоскостью рисунка имеет вид гипербол (рис. 2). Д. п. в непосредств. окрестности линии вырождения получается вращением

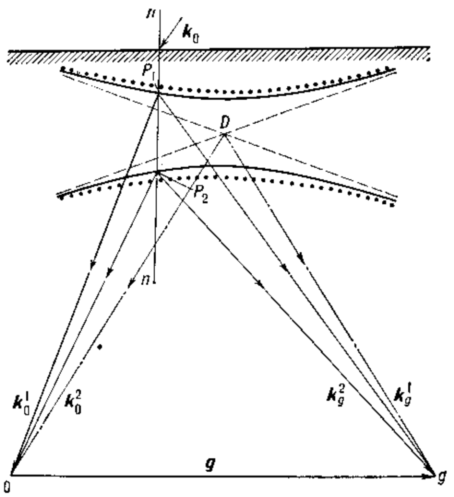

Рис. 2. Сечение дисперсионной поверхности плоскостью рисунка вблизи точки вырождения в симметричном двухлучевом лауэвском прохождении при нек-ром отклонении угла скольжения первичного луча с волновым вектором $\boldsymbol{k}_0$ от угла Брэгга, $\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности кристалла; отражающая система атомных плоскостей перпендикулярна поверхности кристалла и плоскости рисунка; P_1 и P_2 — центры распространения на сечениях листов дисперсионной поверхности для p-поляризованного излучения; пунктирными линиями показаны дисперсионные поверхности для s-поляризованного излучения, штриховыми — поверхности в кинематическом приближении, штрихпунктирными — волновые векторы проходящей $\boldsymbol{k}_0$ и дифракционной $\boldsymbol{k}_g$ волн в кинематическом приближении согласно (1, 2). Положение центров распространения P_1 и P_2 на дисперсионной поверхности определяет величины и направления волновых векторов проходящих ($k_0^{1,2}$) и дифракционных ($k_g^{1,2}$) волн. При увеличении (уменьшении) угла скольжения P_1 и P_2 смещаются влево (вправо) по дисперсионной поверхности.

гипербол вокруг вектора $\boldsymbol{g}$. Миним. величина расщепления (расстояние между вершинами гипербол) прямо пропорциональна дифракц. фурье-компонентам *поляризуемости рентгеновской*.

Фазовые скорости s- и p-поляризованных по отношению к плоскости падения волн различны. Поэтому в общем случае неполяризов. излучения Д. п. состоит из четырёх листов — по два для каждой поляризации, а в кристалле распространяются восемь волн: по четыре в прямом и дифракционном направлениях. Интерференц. взаимодействие этих волн между собой обусловливает особенности динамич. дифракции. Вообще, если в кристалле одновременно распространяется n лучей, то Д. п. имеет $2n$ листов, и всего в кристалле возникает $2n^2$ волн.

Точки Д. п., из к-рых выходят волновые векторы, наз. центрами распространения. Для однозначной фиксации на Д. п. положения центров распространения используются условия непрерывности тангенциальных компонент волновых векторов на границе кристалла. Если направление падения первичного луча на кристалл изменяется, то центры распространения перемещаются по Д. п. (рис. 2). При этом для удовлетворения условию дифракции (2) длины волновых векторов $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{k}_g$ изменяются, что обеспечивается резкой пространственной дисперсией фазовой скорости волн в узком угловом (частотном) интервале вблизи угла Брэгга. Важное свойство Д. п. состоит в том, что *Пойнтинга вектор* для каждой пары волн (в двухлучевом случае), исходящих из одного центра распространения, перпендикулярен касательной к Д. п. в центре распространения.

Д. п. можно также вести и для искажённых кристаллов.

Лит. см. при ст. *Дифракция рентгеновских лучей.*

А. В. Колпаков.

ДИСПЕРСИО́ННОЕ УРАВНЕ́НИЕ — соотношение, связывающее циклич. частоты ω и волновые векторы $\boldsymbol{k}$ собственных гармонич. волн (*нормальных волн*) в линейных однородных системах: непрерывных средах, волноводах, передающих линиях и др. Д.у. записывается в явном $\omega=\omega(\boldsymbol{k})$ или неявном $f(\omega,\ \boldsymbol{k})=0$ виде. В тех случаях, когда зависимость $\omega(\boldsymbol{k})$ неоднозначна, выделяют однозначные ветви Д.у.: $\omega=\omega_n(\boldsymbol{k})$ (где $n=1,\ 2,\ \ldots$), соответствующие нормальным *модам* системы, т. е. совокупностям нормальных волн с одинаковой (в т. ч. поляризационной) структурой. Графич. изображение корней Д. у. на плоскости $(k,\ \omega)$ наз. дисперсионной кривой.

Д. у. эквивалентно полному кинематич. описанию волновых процессов в системе. В частности, Д. у. определяет фазовые скорости гармонич. волн в направлении $\boldsymbol{k}$ $(v_ф=\omega/k)$, групповые скорости перемещения квазигармонич. одномодовых *волновых пакетов* $(\boldsymbol{v}_{гр}=\partial\omega/\partial\boldsymbol{k})$, расплывание пакетов (зависящее от величин вторых $\partial^2\omega/\partial k_i\,\partial k_j$ или более высоких производных). В области комплексных значений ω и $\boldsymbol{k}$ Д. у. определяет временные γ и пространственные Γ инкременты (или декременты) процессов распространения волн ($\gamma=-\mathrm{Im}\,\omega$, $\Gamma=\mathrm{Im}\,\boldsymbol{k}$) (см. *Дисперсия волн*).

Д. у. являются следствием динамических (в общем случае интегродифференциальных) ур-ний движения и краевых условий на границах раздела сред. И наоборот, по виду Д. у. иногда (при наличии определённой априорной информации о системе) или во всех случаях, когда Д. у. представлено через полиномы по ω и k, могут быть восстановлены динамич. ур-ния процессов с помощью замены

$$i\omega\longrightarrow\frac{\partial}{\partial t},\quad ik_x\longrightarrow-\frac{\partial}{\partial x},\quad \frac{1}{i\omega}\longrightarrow\int(\ldots)\,dt,$$
$$\frac{1}{ik_x}\longrightarrow-\int(\ldots)\,dx.$$

Д. у. позволяет установить общность между волновыми движениями разл. природы: так, напр., одно и то же соотношение $\omega^2=\omega_0^2+u^2k^2$ соответствует: 1) эл.-магн. волнам в изотропной плазме (при этом $\omega_0=\omega_{pe}$ — плазменная частота, $u=c$ — скорость света в вакууме); 2) плазменным волнам ($\omega_0=\omega_{pe}$, $u=\sqrt{3}\,v_{Te}$, v_{Te} — тепловая скорость электронов); 3) волнам в радиоволноводах ($u=c$, $\omega_0=\varkappa_1/c$, $\varkappa_1$ — поперечное волновое число, определяемое размерами, конфигурацией волновода, типом и номером моды); 4) волнам в *волноводах акустических* ($u=c_s$ — скорость звука, $\omega_0=\varkappa_1/c_s$); 5) элементарной частице в релятивистской волновой механике ($u=c$, $\omega_0=m_0c^2/\hbar$, m_0 — масса покоя).

В плавно неоднородных средах, где гармонические во времени поля можно представить в виде

$$A(\boldsymbol{r})\exp[i\omega t-i\Psi(\boldsymbol{r})],\quad (|\nabla A/A|\ll\nabla\Psi,\ |\nabla\Psi|\ll|\nabla\Psi|^2),$$

обобщением Д. у. является уравнение *эйконала* $\omega=\omega(\boldsymbol{k},\ \boldsymbol{r})$ $[\boldsymbol{k}=\nabla\Psi(\boldsymbol{r})]$, к-рое совпадает при фиксиров. значении координаты $\boldsymbol{r}$ с Д. у. в соответствующей однородной среде. Ур-нию эйконала можно сопоставить систему лучевых ур-ний (см. *Геометрической оптики метод*): $d\boldsymbol{r}/dt=\partial\omega/\partial\boldsymbol{k}$, $d\boldsymbol{k}/dt=-\partial\omega/\partial\boldsymbol{r}$. Аналогичным образом Д. у. обобщается на системы с медленно меняющимися во времени параметрами (*параметрические колебательные системы*).

При исследовании нелинейных систем Д. у. позволяет описать волновые процессы вблизи стационарных состояний и установить их устойчивость или характер