

ков зависят от строения (атомного состава и структуры) и размера рассеивающего объекта, а также длины волны де Бройля частиц.

Д. ч. — следствие их волновой природы. Идея Л. де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме материи впервые получила эксперим. подтверждение с открытием дифракции электронов (1927); позднее наблюдалась также дифракция атомов, молекул, нейтронов, протонов.

Поведение микрочастиц подчиняется квантовым законам и описывается Шрёдингера уравнением (в нерелятивистском приближении):

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x, y, z)]\psi = 0, \quad (1)$$

где ψ — волновая ф-ция частицы, E и U — её полная и потенц. энергии.

В соответствии с общей постановкой задачи дифракции решение этого ур-ния представляет собой сумму двух ф-ций: $\psi_0 + \psi_s$, где ф-ция ψ_0 свободного движения частицы ($U=0$) имеет вид плоской волны:

$$\psi_0 = A \exp(ik_0z), \quad (2)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, а длина волны $\lambda = 2\pi\hbar/mv = 2\pi\hbar/\sqrt{2mE}$, т. е. определяется массой m и энергией E (или импульсом mv , v — скорость) частицы, а ψ_s — ф-ция дифрагированных (рассеянных) частиц, не содержащая в себе волн, идущих из бесконечности (причинности принцип). Нач. волна ψ_0 взаимодействует с объектом, характер этого взаимодействия и строение объекта описываются ф-цией $U(x, y, z)$. Решение ур-ния (1) даёт описание дифракц. картины в реальном координатном пр-ве, причём $|\psi_s|^2$ определяет вероятность попадания рассеянной частицы в данную точку.

При дифракции частиц того или иного сорта проявляется физ. специфика их взаимодействия с веществом. Так, рассеяние электронов определяется эл.-статич. потенциалом атомов $\phi(\mathbf{r})$, так что $U = e\phi(\mathbf{r})$, где e — заряд электрона; при рассеянии нейтрона осн. вклад в потенц. энергию U вносит их взаимодействие с ядром, а также с магн. моментом атома (см. Дифракция электронов, Дифракция нейтронов, Дифракция атомов и молекул). Тем не менее явления Д. ч. всех типов, а также дифракции рентгеновских лучей очень сходны и описываются одинаковыми или очень близкими ф-лами, различающимися множителями — атомными амплитудами. Мн. явления дифракции света также находят аналоги в Д. ч.

Д. ч. используется в структурном анализе вещества (см. Нейтронография, Электронная микроскопия, Электроннография).

Лит.: Тартаковский П. С., Экспериментальные основания волновой теории материи, Л.—М., 1932; Пинскер З. Г., Дифракция электронов, М.—Л., 1949; Вайнштейн Б. К., Структурная электронография, М., 1956; Кяули Д. Ж., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Лаус М. Вон, Materiewellen und ihre Interferenzen, 2 Aufl., Lpz., 1948. Б. К. Вайнштейн.

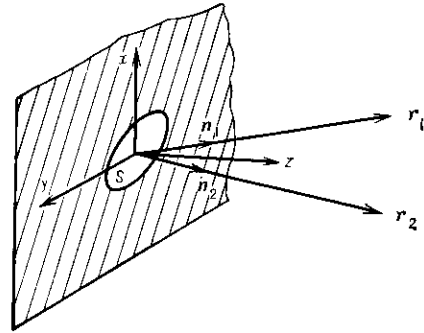
ДИФРАКЦИЯ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНЫХ ПОЛЕЙ — спец. случай дифракции (в оптике, радиофизике, акустике), когда падающая волна является частично когерентной (см. Когерентность). Флуктуации падающей волны приводят к аналогичным флуктуациям дифрагированной волны и влияют на её статистич. характеристики, такие как распределение ср. интенсивности, ср. диаграмма направленности, ср. размеры дифракц. пятен в фокусах линз и т. д. Если, напр., в оптич. системе регистрируются средние по времени величины, к-рые при наличии эргодичности совпадают со средними по статистическому ансамблю, то частичная когерентность падающей волны может изменять (как уменьшать, так и увеличивать) пределы разрешения такой системы.

Осн. черты Д. ч. к. п. наглядно видны на простейшем примере дифракции случайного монохроматич. поля u_0 на отверстии S в плоском экране (рис.). Пусть

ср. значение $\langle u_0 \rangle = 0$ и поле u_0 в плоскости $z=0$ характеризуется ф-цией когерентности

$$\Gamma^0(\rho_\perp) = \langle u_0(\mathbf{r}_\perp + \rho_\perp) u_0^*(\mathbf{r}_\perp) \rangle$$

(\mathbf{r}_\perp — поперечная относительно z компонента \mathbf{r} , * — комплексное сопряжение). Выразив дифрагированное поле u при $z > 0$ через u_0 в приближении Кирхгофа



(см. Кирхгофа метод), для ср. интенсивности I дифрагированного поля вдали от отверстия получим:

$$I = \langle |u(\mathbf{r})|^2 \rangle \sim \int M(\mathbf{R}_\perp + \rho_\perp/2) M(\mathbf{R}_\perp - \rho_\perp/2) \Gamma^0(\rho_\perp) \times \exp(2\pi i \lambda^{-1} \mathbf{n} \rho_\perp) d\mathbf{R}_\perp d\rho_\perp. \quad (*)$$

Здесь λ — длина волны, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ — единичный вектор, определяющий угловое распределение I , $M(\mathbf{r}_\perp)$ — ф-ция пропускания отверстия, равная единице на S и нулю — вне S , и опущен медленно меняющийся коэф. пропорциональности.

В случае когерентной падающей волны, когда характерный размер отверстия a мал по сравнению с радиусом корреляции падающего поля l_k [характерным масштабом спадающего $\Gamma^0(\rho_\perp)$], в ф-ле (*) $\Gamma^0(\rho_\perp) \approx \Gamma^0(0)$, и ср. интенсивность равна

$$I \sim \Gamma^0(0) \left| \int M(\mathbf{R}_\perp) \exp(2\pi i \lambda^{-1} \mathbf{n} \mathbf{R}_\perp) d\mathbf{R}_\perp \right|^2,$$

откуда видно, что угловое распределение I определяется формой отверстия S , как это имеет место при дифракции регулярной плоской волны. В противоположном предельном случае некогерентного освещения, $a \gg l_k$, можно пренебречь ρ_\perp по сравнению с \mathbf{R}_\perp , тогда

$$I \sim S \int \Gamma^0(\rho_\perp) \exp(2\pi i \lambda^{-1} \mathbf{n} \rho_\perp) d\rho_\perp,$$

где S — площадь отверстия. При этом угловое распределение I определяется ф-цией Γ^0 , т. е. характером неоднородностей u_0 , и не зависит от формы отверстия. Поэтому если в отверстие поместить фокусирующую линзу с фокусным расстоянием F , то характерный размер фокального пятна будет в среднем равен $\lambda F/l_k$, а не $\lambda F/a$, как в случае когерентного освещения.

Корреляц. свойства излучения характеризуют степень когерентности $\gamma = \langle u(\mathbf{r}_1) u^*(\mathbf{r}_2) \rangle \cdot (I_1 I_2)^{-1/2}$. В случае когерентной падающей волны $\gamma = 1$. Для частично когерентного освещения $|\gamma| \leq 1$, при малых l_k величина γ пропорциональна фурье-преобразованию от распределения интенсивности по отверстию S (см. Ван-Циттерта — Цернике теорема).

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973, гл. 10; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Тартаковский В. И., Случайные поля, М., 1978, § 10, 11; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981, гл. 4, § 5. Л. А. Анресян.

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ — упругое рассеяние электронов на кристаллах или молекулах жидкостей и газов, при к-ром из первичного пучка образуются от-