

**ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ** — распространение излучения в среде при наличии процессов многократного поглощения и последующего некогерентного испускания фотонов. Д. и. характерна для молекулярных и атомарных систем, в к-рых имеется полное или частичное перекрытие спектров поглощения и испускания, типичное в случае реабсорбции излучения. Примером среды, в к-рой лучистой перенос энергии осуществляется путём Д. и., может служить оптически плотная газовая плазма (см. *Излучение плазмы*). В ней кванты резонансного излучения многократно перепоглощаются и переизлучаются, прежде чем покидают излучающий объём.

Независимость направления спонтанного испускания кванта от направления распространения кванта, приведшего к фотовозбуждению атома среды, ещё в нач. 20-х гг. [А. Комптон (A. Compton)] привела к попытке рассмотреть перенос излучения в условиях перепоглощения как процесс, аналогичный диффузии классич. частиц. В рамках этой аналогии приближённая связь потока  $I_v$  квантов заданной частоты  $\nu$  с их плотностью  $N_v$  даётся выражением  $I_v = -D_v \Delta N_v$ , где  $D_v = l_v c/3$  — коэф. «диффузии» квантов, аналогичный коэф. диффузии атомов и молекул:  $c$  — скорость «движения» квантов,  $l_v$  — длина их пробега в веществе.

Условием применимости диффузионного приближения при рассмотрении лучистого переноса энергии, как и в случае диффузии частиц, является малость изменения плотности излучения на масштабах порядка длины пробега  $l_v$ . При выполнении этого условия диффузионное приближение даёт неплохие результаты и используется, напр., при рассмотрении *лучистого теплообмена* в среде при небольших отклонениях от термодинамич. равновесия [1].

В действительности аналогия между Д. и. и диффузией частиц не является точной. Важная особенность распространения фотонов в среде состоит в том, что после поглощения кванта заданной частоты в месте поглощения может быть испущен новый квант др. частоты и в произвольном направлении. Более строгое рассмотрение процесса Д. и. проводится с учётом распространения всех фотонов, относящихся к данной спектральной линии вещества. В этом случае ослабление пучка фотонов, распространяющихся в среде, уже не удовлетворяет обычному экспоненциальному *Бугера — Ламберта — Бера закону*, а описывается интегральным выражением вида

$$I = I_0 \int w_\nu \exp(-k_\nu l_\nu) d\nu,$$

где  $w_\nu$  — вероятность испускания фотона частоты  $\nu$ ,  $k_\nu$  — коэф. поглощения на данной частоте. Строгая теория Д. и. приводит к интегродифференциальному уравнению для определения распространяющегося потока квантов [2, 3]; при этом ядро уравнения есть медленно убывающая с расстоянием функция, вид к-рой определяется типом уширения спектральной линии. Разработаны методы расчёта задач Д. и. в строгой постановке [3, 4], дающие хорошие результаты при интерпретации данных о распределении поля и распространении излучения в резонансных средах.

Иногда термин «Д. и.» применяется при описании распространения излучения в неоднородных (рассеивающих) средах, однако это употребление не общепринято.

*Лит.:* 1) Зельдович Я. В., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., 1963; 2) Виберман Л. М., К теории диффузии резонансного излучения, «ЖЭТФ», 1947, т. 17, с. 416; 3) Пирожников И. Н. Г., Спектроскопия оптически плотной плазмы, Новосибирск, 1971; 4) Виберман Л. М., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982.

В. Л. Комолов.

**ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ** — распространение нейтронов в веществе, сопровождающееся многократным

изменением их энергии и направления движения в результате столкновений с атомными ядрами. Д. н. аналогична *диффузии* атомов и молекул в газах и подчиняется тем же закономерностям. Важнейшими характеристиками столкновений нейтронов с атомными ядрами, определяющими Д. н., являются длины свободного пробега до рассеяния  $l_s = 1/n\sigma_s$  и до поглощения  $l_c = 1/n\sigma_c$  ( $n$  — число атомов среды в 1 см<sup>3</sup>,  $\sigma_s$  и  $\sigma_c$  — сечения рассеяния и поглощения нейтронов) и ср. косинус угла рассеяния (в лаб. системе)  $\cos \theta$ . Величина  $l_{tr} = l_s / (1 - \cos \theta)$ , называемая *транспортной длиной* свободного пробега, равна ср. расстоянию, проходимому нейтроном в направлении первоначального движения (в среде, не поглощающей нейтроны). Величины  $D = l_{tr} v/3$  и  $T = l_c / v$  ( $v$  — скорость) наз. коэф. диффузии и средним временем жизни в среде.

Быстрые нейтроны (с энергией, во много раз большей энергии теплового движения частиц среды) при диффузии отдают энергию среде и замедляются (*Замедление нейтронов*). В слабопоглощающих средах значит. доля нейтронов замедляется до тепловой энергии — *термализуется*. Тепловой нейтрон (ТН) диффундирует в среде, пока не поглотится одним из атомных ядер или не выйдет за её границу (*бета-распад нейтрона* крайне редок в конденсированной среде).

Осн. параметры диффузии ТН — усреднённый по *Максвелла* распределению их скоростей (соответствующему темп-ре среды) коэф. диффузии  $D_T$  и ср. квадрат расстояния между точками образования и поглощения ТН в безграничной однородной среде, равный  $6L^2$ , где  $L = \sqrt{D_T T}$  — т. н. длина диффузии ТН ( $T$  — ср. время жизни ТН в среде). Соответственно ср. квадрат расстояния между точками образования быстрого нейтрона (в ядерной реакции) и его поглощения равен  $6M^2 = 6(\tau + L^2)$ , где  $\tau$  — т. н. возраст ТН; величина  $M$  наз. длиной миграции нейтронов.

Параметры диффузии тепловых нейтронов для некоторых веществ

Параметры	Вещество				
	H <sub>2</sub> O	D <sub>2</sub> O	Be	BeO	Графит (плотность 1,6)
$L$ , см	2,76	160	20,8	32,7	51
$D_T \cdot 10^{-4}$ , см <sup>2</sup> /с	3,6	20	12	12	21
$l_s^*$ , см	0,29	2,2	1,16	1,32	2,6

\* Усреднённая по спектру тепловых нейтронов.

Осн. закономерности диффузии ТН можно рассмотреть с помощью уравнения диффузии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla (D_T \nabla \rho) - \frac{\rho}{T} + S, \quad (1)$$

где  $\rho(r, t)$  — число ТН в 1 см<sup>3</sup> вблизи точки  $r$  в момент времени  $t$ ,  $S$  — т. н. плотность замедления нейтронов (число нейтронов в 1 см<sup>3</sup>, пересекающих за 1 с данное значение энергии при движении по энергетич. шкале) до тепловой энергии. В случае ограниченной среды (в отсутствие потоков ТН извне) граничное условие для уравнения (1):  $\rho = 0$  на границе, удалённой от истинной границы среды на расстояние  $l_0 = 0,71 l_{tr}$ . В случае импульсного источника нейтронов и ограниченного объёма среды при  $t \rightarrow \infty$   $\rho \sim \exp(-\lambda t)$ , где  $\lambda = 1/T + D_T B^2$ ,  $B^2$  — т. н. геом. параметр [для куба со стороной  $a$   $B^2 = 3\pi^2 / (a + 2l_0)^2$ ]. Это свойство диффузии ТН используется для измерения  $D_T$  и  $T$ . Величину  $L$  можно измерять непосредственно: на большом расстоянии  $z$  от плоского стационарного источника  $\rho \sim \exp(-z/L_T)$ .