

(поверхности равных фаз — сферы), но излучение не имеет сферич. симметрии: давление зависит от угла  $\theta$  между направлением осцилляций и направлением в точку наблюдения по закону косинуса. Для осциллирующих тел картину излучения даёт ещё одна теоретич. модель — излучатель первого порядка — осциллирующая сфера (рис. 3), или диполь. Характеристика направленности диполя — тело вращения с меридианом в виде восьмёрки, образованной двумя касающимися окружностями единичного диаметра.

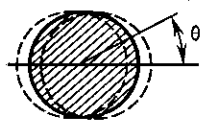


Рис. 3. Осциллирующая сфера (диполь).

При малом радиусе сферы ( $ka \ll 1$ ), давление, создаваемое диполем, равно:

$$p = i\rho\omega \cdot 2\pi a^3 u \frac{ikr-1}{4\pi r^2} \exp(ikr) \cos \theta,$$

где  $u$  — амплитуда скорости осциллирующей сферы. Отсюда видно, что излучение диполя определяется произведением объёма осциллирующей сферы на скорость осциллирующей сферы. Закон убывания давления в поле диполя при  $kr \gg 1$  такой же, как у монополя ( $p \sim 1/r$ ), но вблизи излучателя давление изменяется быстрее и при  $kr \ll 1$   $p \sim 1/r^2$ . Закон убывания  $p \sim 1/r$  при больших расстояниях имеет место для излучателей любого типа, даже не малых по сравнению с длиной волны. Такое убывание начинается с расстояний  $D^2/\lambda$ , где  $D$  — размер излучателя.

При малых  $ka$  механич. импеданс сферы, т. е. отношение силы, с к-рой сфера действует на среду, к скорости осцилляций, равен:

$$Z_m = -i\rho\omega \frac{2}{3} \pi a^3 \left[ 1 + \frac{i(ka)^2}{2} \right].$$

Ср. излучаемая мощность

$$W = \frac{1}{2} \operatorname{Re} Z_m u^2 = \frac{1}{6} \rho \pi a^2 (ka)^4 u^2.$$

При заданных  $a$  и  $u$   $W \sim \omega^4$  и, следовательно, убывает с уменьшением частоты ещё быстрее, чем мощность излучения монополя. С этим связано, напр., то обстоятельство, что струны музыкальных инструментов сами по себе дают ничтожное излучение звука и их приходится укреплять на деках, к-рым передаются колебания струн и к-рые в силу своих больших размеров эффективно излучают звук. Реактивная часть импеданса диполя эквивалентна реакции присоединённой массы, равной массе среды в половинном объёме осциллирующей сферы. Дипольное излучение можно представить себе как совместное излучение двух монополей, пульсирующих в противофазе и расположенных друг от друга на расстоянии, малом по сравнению с длиной волны.

Для получения острой направленности излучения применяют либо протяжённые излучатели (напр., большой поршень или системы излучателей с общей протяжённостью, достаточно большой по сравнению с длиной волны), либо сверхнаправленные системы, в к-рых сужение характеристики направленности достигается за счёт значит. увеличения реактивной мощности системы.

Лит.: Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973. М. А. Исакович.

**ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ** — поток энергии эл.-магн. волн (в диапазоне от радио- до рентгеновских), испускаемых частицами плазмы при их индивидуальном или коллективном движении. Интенсивность и спектральный состав излучения отражает состояние плазмы, благодаря чему И. п. служит одним из средств её диагностики. И. п. является также одним из гл. каналов её энергетич. потерь (радиаци. потери, РП), поэтому оно играет важную роль в энергобалансе плазм. систем. Существенна также роль И. п. в установлении термодинамического состояния плазмы — распределения ионов по кратностям ионизации, возбуждённым уровням и т. п.

Анализ И. п. включает установление характеристик трёх осн. типов (последоват. уровней описания): ин-

тенсивности элементарного механизма излучения; спектральной излучательной способности  $\eta(\omega)$ , т. е. распределения по частоте  $\omega$  фотонов, рождаемых в единице объёма оптически тонкого слоя плазмы; полного потока излучения плазм. системы с учётом возможной реабсорбции (многократного поглощения-испускания) излучения в её объёме (оптически толстая плазма).

**Основные механизмы И. п.** определяются как индивидуальными свойствами заряж. и нейтральных частиц, образующих плазм. систему, так и её коллективными свойствами — колебательно-волновыми характеристиками (см. *Волны в плазме*).

И. п., основанное на индивидуальных свойствах частиц, подразделяется на след. типы: **линейчатое излучение (ЛИ)**, возникающее при переходе электрона в атоме или ионе между двумя дискретными уровнями (связанно-связанный переход); **фотокатодное излучение (ФИ)**, возникающее при захвате свободного электрона на один из дискретных уровней атома или иона (свободно-связанный переход); **термозное излучение (ТИ)** свободного электрона в поле иона (свободно-свободный переход); **магнитотермозное, или циклотронное, излучение (ЦИ)** электрона при его вращении в магн. поле напряжённостью  $H$ . Эти типы И. п. имеют одинаковую микроскопич. основу — ускорение  $w$  электронов во внеш. поле, электрич. или магнитном. Характерные частоты И. п. определяются угл. скоростями поворота частиц при движении по криволинейным траекториям. Полная интенсивность излучения определяется величиной  $I = \frac{2}{3} \frac{e^2 w^2}{c^3}$  ( $e$  — заряд электрона), а распределение  $I_\omega$  интенсивности по спектру частот — фурье-компонентой  $I_\omega = \frac{2}{3} \frac{e^2 w_\omega^2}{c^3}$ . Различия в типе поля, вызывающего ускорение электронов, приводят к резким различиям как полных интенсивностей  $I$ , так и интенсивностей характерных излучаемых частот  $I_\omega$ . Напр., для ЛИ  $\omega_n = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/\hbar$  ( $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$  — энергии уровней); для ЦИ  $\omega_n = neHV \sqrt{1 - v^2/c^2}/mc$  ( $n=1, 2, 3, \dots, m, v$  — масса электрона и его скорость в плоскости, перпендикулярной к  $H$ ); для ТИ при классич. движении  $\omega_T \sim mv^3/Ze^2$  ( $Ze$  — заряд иона). Если вращение электрона периодически (например, в случае ЛИ и ЦИ), то спектр излучения дискретен, в противном случае он непрерывен (спектры ТИ и ФИ). Для структуры непрерывного спектра ФИ характерно наличие скачков, отвечающих рекомбинации на отд. дискретные уровни иона. Дискретность спектра может нарушаться, напр., вследствие доплеровского уширения, обусловленного разбросом скоростей излучающих частиц. В спектре ЛИ ввиду относительно малой скорости атомов или ионов доплеровские сдвиги невелики и дискретность спектра сохраняется. В спектре ЦИ эти сдвиги  $\omega_c$  обусловлены движением гораздо более быстрых электронов и приводят, уже начиная с  $T_e \sim 10$  кэВ, к слиянию высших ( $n \gg 1$ ) гармоник ЦИ в непрерывный спектр — континуум.

И. п. коллективного происхождения обусловлено ускорением электронов, движущихся сфазированно в поле плазм. колебаний и, следовательно, излучающих когерентно. Поэтому излучение оказывается связанным с частотными характеристиками плазм. колебаний, так что его можно рассматривать как проявление резонансов во взаимодействиях частица — волна, волна — волна, волна — частица — волна. Оно сильно зависит от степени неравновесности плазмы и её устойчивости по отношению к самовозбуждению тех или иных волн. Для устойчивой плазмы, близкой к состоянию термодинамич. равновесия, такое излучение носит спонтанный характер и определяется её диэлектрич. свойствами, а также граничными условиями. Осн. типы излучения в этом случае представлены ниже. а) **Черенковское излучение** частиц, движущихся со скоростью  $v$ , близкой к фазовой скорости эл.-магн. волн (напр., *геликоны*). Условие такого резонанса частица —