

и в результате образуется резкий волновой фронт, к-рый из-за нелинейности переходит в ударную волну. Такие процессы типичны, в частности, для газодинамики. При наличии дисперсии энергия излучения распределяется среди разл. спектральных составляющих поля и характер излучения зависит от закона дисперсии. Так, при движении судна на глубокой воде энергия «носовой волны» сосредоточена в области, ограниченной углом (примерно 30°), не зависящим от скорости движения судна. В случае эл.-магн. излучения такое явление обычно наз. черенковским излучением (см. Черенкова — Вавилова излучение).

Равномерно движущийся объект может стать источником V и при небольших скоростях движения, если окружающая среда неоднородна. Такое излучение наз. переходным, а иногда дифракционным. Механизм его формирования прост: любой объект вносит в среду стационарно движущееся возмущение; в случае заряда — это статич. поляризация прилегающих областей, в случае движения тела в жидкости — поле скоростей, связанное с нарушением её равновесия. При движении в однородной среде со скоростью $V < v_\phi$ эти возмущения переносятся с телом как единое целое. Если среда неоднородна, напр. есть граница раздела или в зону стационарного возмущения попал др. объект, то эти неоднородности создают нестационарное возмущение, к-рое и порождает V . Характерный пример — переходное излучение, создаваемое заряд. частицей при пересечении границы раздела двух полупространств с разными проницаемостями.

Источниками V могут быть не только частицы, но и волновые поля др. природы; напр., поверхностные волны возбуждают шумовой звук в толще океана; лазерный импульс, поглощаясь в среде, возбуждает акустич. излучение; сейсмич. V возбуждают в океане V . цунами. Соответствующие процессы трансформации V обусловлены либо неоднородностями, либо нелинейностью сред (см. ниже).

При возбуждении источн. V в замкнутых объёмах (резонаторах) источники расходуют энергию на раскачку и поддержание колебаний поля, в частности на компенсацию тепловых потерь. Такое возбуждение оказывается наиболее эффективным в случаях резонанса, когда частота колебательного источника совпадает с одной из собственных частот резонатора. В неограниченной среде резонансные явления возникают в случае «синхронизма», когда скорость движения источника совпадает с фазовой скоростью одной из нормальных V . [напр., если в ур-нии (5) ф-ция источника имеет вид $f(x-vt)$, т. е. соответствует V ., бегущей со скоростью v]. Для распределённых источников в виде периодич. бегущих V такой синхронизм эквивалентен резонансу как во времени, так и в пространстве, т. к. совпадают и частоты, и волновые числа источника и возбуждаемой им V .

Эффект Доплера. Среды с переменными параметрами. Свойства излучения могут быть различными в зависимости от движения системы отсчёта, в к-рой находится принимающий его наблюдатель. Так, если осциллятор, колеблющийся (в совств. системе отсчёта) с частотой ω , движется относительно наблюдателя (на него или от него) с пост. скоростью v , то последний будет воспринимать колебания с частотой ω' , отличной от ω . Такие изменения частоты (и длины волны) поля при относит. движении источника и наблюдателя наз. Д о п л е р а э ф ф е к т о м. Этот эффект имеет чисто кинематич. природу; напр., при движении наблюдателя навстречу V . он быстрее «проскакивает» соседние максимумы или минимумы поля, что и ведёт к увеличению частоты. Связь между ω и ω' можно определить из условия неизменности числа максимумов и минимумов, что означает неизменность (инвариантность) фазы $\varphi = \omega t - kx$ при переходе из одной системы отсчёта в другую. Поскольку переменные x и t при таком переходе связаны с x' и t' преобразованиями Лоренца (а при нереля-

тивистском движении, когда $v \ll c$ — преобразованиями Галилея), то из равенства фаз $\varphi = \varphi'$ получается ф-ла

$$\omega' = \frac{\omega}{\gamma \left(1 - \frac{v}{v_\phi} \cos \theta\right)}, \quad (25)$$

где $\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$, θ — угол между направлениями волнового вектора V . и скорости движения v . При $v/c \ll 1$ выражение (25) стремится к виду $\omega' \approx \omega \{1 - (v/v_\phi) \cos \theta\}$. Отсюда видно, что при движении в сторону источника ($\theta = 0$) частота растёт, а при движении от источника ($\theta = \pi$) — уменьшается. Это заметно, напр., по изменениям тона гудка приближающегося и затем удаляющегося встречного поезда. При поперечном движении ($\theta = \pi/2$) частота изменяется только в релятивистском случае, когда γ заметно меньше единицы (поперечный эффект Доплера).

В средах с дисперсией, где фазовая скорость V . зависит от частоты, ф-ла (25) становится фактически ур-нием относительно ω' . В таких средах возможна неустойчивость, «самораскачка», движения колебат. источника V . (осциллятора) за счёт его поступат. движения, связанные с излучением V . в область черенковского конуса, определяемого равенством $\cos \theta = v_\phi/v$ (подробнее см. Доплера эффект).

Изменения частоты возникают и при любых изменениях во времени параметров среды, от к-рых зависит скорость распространения V . В таких случаях иногда говорят о параметрич. эффекте Доплера. Это относится, напр., к неоднородным движущимся средам, в частности к отражению V . от движущейся границы раздела сред, когда частоты падающей и отражённой V . отодвинуты в противоположные стороны относительно системы отсчёта, связанной с границей (двойной эффект Доплера). Частота V . изменяется и в неподвижных средах с перем. параметрами, напр. в нелинейном диэлектрике или магнетике, проницаемости к-рых меняются во времени за счёт внешнего управляющего поля. В таких средах энергия V . также изменяется за счёт работы сил, меняющих параметры среды. При достаточно медленном изменении параметров во времени и пространстве сохраняется постоянным отношение W/ω (адиабатич. инвариант), имеющее смысл числа квантов в волновом пучке с энергией $W (W = N \hbar \omega)$, где N — число квантов). При быстром изменении параметров среды возможны распады и слияния квантов (см. ниже).

Нелинейные волны. По мере увеличения амплитуды практически всегда (кроме эл.-магн. полей в вакууме в классич. приближении) V . становится нелинейной, т. е. её поведение и свойства начинают зависеть от амплитуды. При этом теряет применимость принцип суперпозиции — поля от независимых источников перестают существовать независимо и при совместном возбуждении уже не ведут себя как аддитивные (складывающиеся) величины. Математически это соответствует описанию движения с помощью нелинейных (для сплошных сред — обычно дифференциальных, реже — интегрально-дифференциальных) ур-ний. Мерой нелинейности служит отношение амплитуды волнового поля к век-рой величине той же размерности, характеризующей невозмущённое состояние системы или пространственно-временные параметры V . Для звукового поля это — акустич. число Маха, равное отношению амплитуды скорости смещения частиц в V . к скорости звука, для поверхностных гравитац. V . на глубокой воде — отношение высоты гребня к длине V . (или, что то же самое, отношение амплитуды скорости колебаний частиц к фазовой скорости V .), для эл.-магн. V . в веществе — отношение амплитуды электрич. или магн. поля к «внутреннему» полю, поддерживающему равновесную структуру среды, и т. д. На формирование волновой картины в нелинейных средах оказывают влияние в общем те же факторы, что и в линейных: дисперсия, диссипация и дифракция (в лучевом приближении — рефракция). В активных средах к ним добавляется ещё и отрицат.