

ных волн с частотой  $\omega$  (как в линейной оптике) (см. Гюйгенса — Френеля принцип), а также с частотой  $2\omega$ , к-рым соответствуют макроскопич. показатели преломления  $n(\omega)$  и  $n(2\omega)$ . Вследствие дисперсии среды  $n(\omega) \neq n(2\omega)$  и, следовательно, в среде образуются две преломлённые волны с частотами  $\omega$  и  $2\omega$ , распространяющиеся по разл. направлениям. При этом интенсивность преломлённой волны на частоте  $2\omega$  значительно меньше интенсивности на частоте  $\omega$  (подробнее см. в ст. *Нелинейная оптика*).

Лит.: Ландсберг Г. С., *Оптика*, 5 изд., М., 1976; Сивухин Д. В., *Общий курс физики*, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985. В. И. Малышев.

**ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЬ** (преломления коэффициент) — оптич. характеристика среды, связанная с преломлением света на границе раздела двух прозрачных оптически однородных и изотропных сред при переходе его из одной среды в другую и обусловленная различием фазовых скоростей распространения света  $c_1$  и  $c_2$  в средах. Величина П. п., равная отношению этих скоростей  $n_{21} = c_1/c_2$ , наз. относительным П. п. этих сред. Если свет падает на вторую или первую среду из вакуума (где скорость распространения света  $c$ ), то величины  $n_2 = c/c_2$  и  $n_1 = c/c_1$  наз. абсолютными П. п. данных сред. При этом  $n_{21} = n_2/n_1$ , а закон преломления может быть записан в виде  $n_2 \sin \phi_1 = n_1 \sin \phi_2$ , где  $\phi_1$  и  $\phi_2$  — углы падения и преломления.

Величина абсолютного П. п. зависит от природы и строения вещества, его агрегатного состояния, темп-ры, давления и др. При больших интенсивностях П. п. зависит от интенсивности света (см. *Нелинейная оптика*). У ряда веществ П. п. изменяется под действием внеш. электрич. поля (*Керра эффект* — в жидкостях и газах; *электрооптич. Показателя эффект* — в кристаллах).

Для данной среды П. п. зависит от длины волны света  $\lambda$ , причём в области полос поглощения эта зависимость носит аномальный характер (см. *Дисперсия света*). В рентг. области П. п. практически для всех сред близок к 1; в видимой области для жидкостей и твёрдых тел — порядка 1,5; в ИК-области для ряда прозрачных сред — 4,0 (для Ge).

Анизотропные среды характеризуются двумя П. п.: обыкновенным  $n_o$  (аналогично изотропным средам) и  $n_e$  — необыкновенным, величина к-рого зависит от угла падения луча и, следовательно, направления распространения света в среде (см. *Кристаллооптика*). Для сред, обладающих поглощением (в частности, для металлов), П. п. является комплексной величиной и может быть представлен в виде  $n' = n(1 - ik)$ , где  $n$  — обычный П. п.;  $k$  — показатель поглощения (см. *Поглощение света*, *Металлооптика*).

П. п. является макроскопич. характеристикой среды в связан с её *диэлектрической проницаемостью*  $\epsilon$  и магн. проницаемостью  $\mu$ :  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ . Классич. электронная теория (см. *Дисперсия света*) позволяет связать величину П. п. с микроскопич. характеристиками среды — *электронной поляризуемостью* атома (или молекулы)  $\alpha$ , зависящей от природы атомов и частоты света, и плотностью среды:  $n^2 = 1 + 4\pi N\alpha$ , где  $N$  — число атомов в единице объёма. Действующее на атом (молекулу) электрич. поле  $E$  световой волны вызывает смещение оптич. электрона из положения равновесия; атом приобретает индуциров. дипольный момент  $p = \alpha E$ , являющийся во времени с частотой падающего света, и является источником вторичных когерентных волн, к-рые, интерферируя с падающей на среду волной, образуют результирующую световую волну, распространяющуюся в среде с фазовой скоростью  $c_1 < c$ , и поэтому  $n = c/c_1 > 1$ .

Интенсивность обычных (не лазерных) источников света относительно невелика, напряжённость электрич. поля  $E$  световой волны, действующего на атом, много меньше внутриатомных электрич. полей, и электрон в атоме можно рассматривать как гармонич. осцилля-

тор. В этом приближении величина  $\alpha$  и П. п.  $n = \sqrt{1 + 4\pi N\alpha}$  являются величинами постоянными (на данной частоте), не зависящими от интенсивности света. В интенсивных световых потоках, создаваемых мощными лазерами, величина электр. поля световой волны может быть соизмерима с внутриатомными электрич. полями и модель гармонич. осциллятора оказывается неприемлемой. Учёт ангармоничности сил в системе электрон — атом приводит к зависимости поляризуемости атома  $\alpha$ , а следовательно и П. п., от интенсивности света. Связь между  $p$  и  $E$  оказывается нелинейной; П. п. может быть представлен в виде  $n = n_0 + n_2 E^2 + n_4 E^4$ , где  $n_0$  — П. п. при малых интенсивностях света;  $n_2$  (обычно принятое обозначение) — нелинейная добавка к П. п., или коэф. нелинейности. П. п.  $n_2$  зависит от природы среды, напр. для силикатных стёкол  $n_2 = (1,4 \div 1,5) \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>/В<sup>2</sup>.

На П. п. влияет высокая интенсивность ещё и в результате эффекта *электрострикции*, изменяющего плотность среды, высокочастотного эффекта Керра для анизотропных молекул (в жидкостях); а также в результате повышения темп-ры, вызванного поглощением излучения. Все эти эффекты прямо пропорциональны интенсивности света ( $\sim E^2$ ) и дают вклад в величину  $n_2$ .

П. п. фоторефрактивных кристаллов (напр., LiNbO<sub>3</sub>) также зависит от интенсивности света в результате возникновения и пространственного перераспределения в кристалле электрич. зарядов; причём изменение П. п. сохраняется довольно долго и после прекращения засветки.

П. п. как оптич. характеристика среды в линейной оптике часто используется при физ.-хим. анализах. П. п. к.-л. вещества обычно измеряется по отношению к воздуху для  $\lambda = 589$ –589,6 нм (жёлтый дублет линии натрия), при  $t = 20$  °С, атм. давления и обозначается  $n_D$ . Для твёрдых тел величина  $n_D$  изменяется в пределах от 1,3 до 4,0, для жидкостей — от 1,2 до 1,9, для газов (при нормальных условиях) — от 1,000035 (He) до 1,000702 (Xe) для воздуха  $n_D = 1,00029$ . Измерение  $n_D$  производится с помощью *рефрактометра*.

Лит.: Ландсберг Г. С., *Оптика*, 5 изд., М., 1976; Сивухин Д. В., *Общий курс физики*, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985. В. И. Малышев.

**ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ** — сдвиг спектра сигнала по частоте без изменения формы спектра. П. ч. возникает при воздействии колебаний сигнала и гетеродина на нелинейное устройство, наз. смесителем; в результате в спектре выходного сигнала наряду с др. частотами образуются разностная и суммарная частоты: выделенные одной из них и является результатом работы смесителя. Величина сдвига определяется частотой вспомогат. генератора (гетеродина).

П. ч. используют в радиоприёмных устройствах, измерит. технике, эталонных генераторах и т. д., поскольку при этом усиление сигнала в широком диапазоне перестраиваемых частот заменяется усилением перестраиваемой комбинац. частоты, наз. промежуточной частотой. Постоянство промежуточной частоты  $\omega_{п} = \omega_c - \omega_r = \text{const}$  при перестройке частоты сигнала  $\omega_c$  обеспечивает одноврем. перестройку частоты гетеродина  $\omega_r$ . Т. о., усиление сигнала в устройствах с П. ч. осуществляется на сравнительно низкой, обычно стандартной частоте.

При передаче информации радиочастотное колебание можно модулировать по разл. параметрам: амплитуде  $E_c(t)$ , частоте  $\omega_c(t)$  и фазе  $\phi_c(t)$  (см. *Модулированные колебания*). Для того чтобы при П. ч. модуляция была передана на промежуточную частоту без искажений, необходимо выполнение след. условий: 1) нелинейное устройство (напр., полупроводниковый диод) должно иметь вольт-амперную характеристику, близкую к квадратичной или аппроксимируемую полиномом четной степени; 2) амплитуда сигнала  $E_c$  должна быть много меньше амплитуды колебаний гетеродина  $E_r$ ; 3) частота  $\omega_c$  должна быть выше  $\omega_r$ .

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ