

сильная зависимость спектра генерируемого излучения от спектрального состава и расходимости накачки. Так, ширина спектра генерации РОС-лазера  $\delta\lambda_r$  при монохроматич. накачке с расходимостью  $\delta\theta$ :

$$\delta\lambda_r = \lambda_r \sqrt{\left(\frac{\lambda_r}{\lambda_n} \frac{n_{np}}{n_c}\right)^2 - 1} \delta\theta,$$

где  $\lambda_r, \lambda_n$  — длины волны генерации и накачки;  $n_{np}, n_c$  — показатели преломления пумы и активной среды. Несомненные преимущества РОС-лазера состоят в простоте конструкции селективного резонатора и компактности.

В тонкоплёночных лазерах (прежде всего полупроводниковых) РОС реализуется обычно с помощью гофрировки ограничивающей боковой поверхности оптич. волновода. Для гофрировки может быть использовано, в частности, травление плёнки через защитную маску, созданную из тонкой плёнки фоторезиста с помощью засветки интерферирующими световыми пучками.

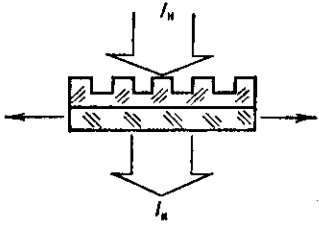


Рис. 3.

В тонкоплёночных лазерах РОС реализует дополнение, преимущество, связанное с возможностью дифракц. вывода генерируемого излучения через боковую поверхность волновода (рис. 3). Это уменьшает расходимость выходного излучения и снижает лучевую нагрузку на торцевые поверхности волновода.

Лит.: Лукьянов В. Н. и др., Лазеры с распределенной обратной связью, «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 11, с. 2373; Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш., Лазеры на красителях со светондупцированной распределенной обратной связью, там же, 1982, т. 9, № 12, с. 2359. С. М. Копылов.

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН** — процесс передачи в пространстве эл.-магн. колебаний радиодиапазона (см. Радиоволны). В естеств. условиях Р. р. происходит в разл. средах, напр. в атмосфере, космич. плазме, в поверхностном слое Земли.

**Общие закономерности распространения радиоволн.** Скорость Р. р. в свободном пространстве в вакууме равна скорости света  $c$ . Полная энергия, переносимая радиоволной, остаётся постоянной, а плотность потока энергии убывает с увеличением расстояния  $r$  от источника обратно пропорционально  $r^2$ . Р. р. в др. средах происходит с фазовой скоростью, отличающейся от  $c$ , и в равновесной среде сопровождается поглощением эл.-магн. энергии. Оба эффекта объясняются возбуждением колебаний электронов и ионов среды под действием эл. поля волны. Если напряжённость поля  $E$  гармонич. волны мала по сравнению с напряжённостью поля, действующего на заряды в самой среде (напр., на электрон в атоме), то колебания происходят также по гармонич. закону с частотой  $\omega$  пришедшей волны. Колеблющиеся электроны излучают вторичные радиоволны той же частоты, но с др. амплитудами и фазами. В результате сложения вторичных волн с приходящей формируется результирующая волна с новой амплитудой и фазой. Сдвиг фаз между первичной и переизлучёнными волнами приводит к изменению фазовой скорости. Потери энергии при взаимодействии волны с атомами являются причиной поглощения радиоволн.

Амплитуда волны убывает с расстоянием по закону  $A = (A_0/r) \exp[-(\omega/c) \kappa r]$ , а фаза волны изменяется по закону  $\psi = \omega t - (\omega/c) n r$ , где  $\kappa$  — показатель поглощения,  $n$  — показатель преломления;  $n$  и  $\kappa$  зависят от диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  среды, её проводимости  $\sigma$  и частоты волн  $\omega$ :

$$n = \left[ \frac{1}{2} \epsilon (\sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta} + 1) \right]^{1/2},$$

$$\kappa = \left[ \frac{1}{2} \epsilon (\sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta} - 1) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\text{tg} \delta = \frac{\sigma}{\omega \epsilon}$  наз. тангенсом угла потерь. Фазовая скорость  $v = c/n$ , коэф. поглощения  $\beta = (\omega/c) \kappa$ . Среда ведёт себя как диэлектрик, если  $\text{tg}^2 \delta \ll 1$ , и как проводник, если  $\text{tg}^2 \delta \gg 1$ . В первом случае  $n \approx \sqrt{\epsilon}$ ,  $\kappa = \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon} \text{tg} \delta$ , во втором —  $n \approx \kappa = \sqrt{\epsilon/2} \cdot \text{tg} \delta$ , и волна затухает на расстояниях  $d = c/\omega \kappa = \frac{c}{2\text{tg} \delta}$ ,  $d$  — толщина скин-слоя (см. Скин-эффект). В среде  $\epsilon$  и  $\sigma$  являются ф-циями частоты (см. Дисперсия волн). Вид частотной зависимости  $\epsilon$  и  $\sigma$  определяется структурой среды. Дисперсия радиоволн особенно существенна в тех случаях, когда частота волны близка к характерным собств. частотам среды (напр., при Р. р. в ионосферной и космич. плазме, см. ниже).

При Р. р. в средах, не содержащих свободных электронов (тропосфера, толща Земли), происходит смещение связанных электронов в атомах и молекулах среды в сторону, противоположную полю волны  $E$ , при этом  $n > 1$ ,  $v_{\phi} < c$ . В плазме поле волны вызывает смещение свободных электронов в направлении  $E$ , при этом  $n < 1$  и  $v_{\phi} > c$ , т. е. фазовая скорость монохроматич. волны может быть как меньше, так и больше  $c$ . Однако для того чтобы передать при помощи радиоволн к.-л. информацию (энергию), необходимо иметь ограниченный во времени радиосигнал, представляющий собой нек-рый набор гармонич. волн. Спектральный состав сигнала зависит от его длительности и формы. Радиосигнал распространяется с групповой скоростью  $v_{гр}$ . В любой среде  $v_{гр} < c$ .

В однородных средах радиоволны распространяются прямолинейно, подобно световым лучам. Процесс Р. р. в этом случае подчиняется законам геометрической оптики. Однако реальные среды неоднородны. В них  $n$ , а следовательно, и  $v_{\phi}$  различны в разных участках среды, что приводит к рефракции радиоволн. В случае плавных (в масштабе  $\lambda$ ) неоднородностей справедливо приближение геом. оптики. Если показатель преломления зависит только от высоты  $h$ , отсчитываемой от сферической поверхности Земли, то вдоль траектории луча выполняется условие

$$n(h)[1 + h/R_0] \sin \varphi = \sin \varphi_0. \quad (2)$$

Соотношение (2) представляет собой Снелля закон преломления для сферической среды. Здесь  $R_0$  — радиус Земли,  $\varphi$  — угол наклона луча к вертикали в произвольной точке траектории. Если вместо действит. показателя преломления  $n$  ввести приведённый показатель преломления

$$n_{np} = n(h)[1 + h/R_0], \quad (3)$$

то закон преломления (2) получит вид

$$n_{np} \sin \varphi = \sin \varphi_0. \quad (4)$$

Соотношение (4) наз. законом преломления Снелля для плоскостной среды.

Если  $n$  убывает при увеличении  $h$ , то в результате рефракции луч, по мере распространения, отклоняется от вертикали и на нек-рой высоте  $h_m$  становится параллельным горизонтальной плоскости, а затем распространяется вниз (рис. 1, а). Макс. высота  $h_m$ , на к-рую луч может углубиться в неоднородную плоскостную среду, зависит от угла падения  $\varphi_0$  и определяется на условия

$$n(h_m) = \sin \varphi_0. \quad (5)$$

В область  $h > h_m$  лучи не проникают, и, согласно приближению геом. оптики, волновое поле в этой области должно быть равно 0. В действительности вблизи плоскости  $h = h_m$  волновое поле возрастает, а при  $h > h_m$  убывает экспоненциально (рис. 1, б). Нарушение законов геом. оптики при Р. р. связано также с дифракцией волн, вследствие к-рой радиоволны могут про-