

ЛАЗЕРЫ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

* *

§ 120. Принципы работы лазера

1. Спонтанное излучение некогерентно. В этом случае атомы источника излучают свет независимо друг от друга. Фазы волн, испускаемых различными атомами, их поляризация и направления распространения никак не связаны между собой. Обычные источники света — пламена, лампы накаливания, газоразрядные трубки, люминесцентные лампы и пр. — излучают некогерентно. В них свечение вызывается либо столкновениями между атомами, совершающими тепловое движение, либо электронными ударами. Правда, в таких источниках наряду со спонтанным происходит и индуцированное излучение. Однако оно возбуждается некогерентным спонтанным излучением, а потому и само некогерентно. Испускаемый свет характеризуется большей или меньшей степенью беспорядка. Максимальный беспорядок достигается в равновесном излучении в полости. В нем представлены всевозможные фазы и частоты, всевозможные направления колебаний, всевозможные направления распространения света. Если заимствовать терминологию из акустики и радиотехники, то можно сказать, что указанные источники света генерируют не правильные или упорядоченные волны, а шумы, пригодные только для освещения, грубой сигнализации, получения изображений, фотографирования и пр., но не для передачи речи, телевидения и т. д., осуществляющихся посредством радиоволн, излучаемых радиостанциями.

Однако можно создать и когерентно излучающие источники света, в которых бы различные атомы излучали волны согласованно, подобно радиостанциям, т. е. с одинаковыми частотами, фазами, поляризацией и направлением распространения. Такие источники открыли широкие возможности для разнообразных научных и технических применений. Они называются *оптическими квантовыми генераторами* или *лазерами*. Слово «лазер» образовалось из первых букв полного английского названия «Light amplification by stimulated emission of radiation», что в переводе означает: усиление света посредством индуцированного излучения. Созданию лазеров предшествовало изобретение *мазеров*, т. е. усилителей микроволн, работающих также на принципе индуцированного излучения. Поэтому первоначально лазеры назывались *опти-*

ческими мазерами. Подробное рассмотрение устройства и работы лазеров и мазеров дается в квантовой электронике. Здесь, в оптике, мы ограничимся только кратким изложением принципов работы лазеров.

Лазер работает на принципе *индуцированного излучения*. Допустим, что на атом падает фотон с энергией $\hbar\omega = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$, где \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 — какие-либо два энергетических уровня атома. Если атом находится на нижнем уровне \mathcal{E}_1 , то падающий фотон может поглотиться. Если же атом находится на верхнем уровне \mathcal{E}_2 , то может произойти вынужденный переход на нижний уровень \mathcal{E}_1 с испусканием второго фотона. Индуцированно излученный фотон характеризуется не только *той же частотой* ω (как и при спонтанном излучении), но также *теми же фазой, поляризацией и направлением распространения*. Вместо одного падающего фотона получается *два тождественных фотона*. Эта особенность индуцированного излучения и используется в лазерах.

2. Рассмотрим теперь не единственный атом, а *среду из атомов*. Обозначим через N_1 и N_2 числа атомов в единице объема на уровнях \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 соответственно. Допустим, что в среде распространяется плоская монохроматическая волна, частота которой определяется условием $\hbar\omega = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$. За время $dt = dx/v$, где v — скорость распространения, а dx — расстояние, пройденное волной, с нижнего уровня на верхний переходит в среднем $u(\omega) B_1^2 N_1 dt$ атомов и такое же число фотонов поглощается. Из-за индуцированного излучения с верхнего уровня на нижний перейдет $u(\omega) B_2^1 N_2 dt$ атомов и родится такое же число фотонов той же поляризации и направления распространения, что и у рассматриваемой волны. Фотоны, излученные спонтанно, а также фотоны, индуцированные другими волнами, можно не учитывать, так как среди них только ничтожная часть распространяется в нужном направлении и обладает нужной поляризацией. Увеличение числа фотонов в единице объема при прохождении волной расстояния $dx = v dt$ представится выражением

$$dN_{\text{фот}} = (B_2^1 N_2 - B_1^2 N_1) u(\omega) \frac{dx}{v}.$$

Коэффициенты Эйнштейна B_2^1 и B_1^2 связаны соотношением $g_2 B_2^1 = g_1 B_1^2$, где g_1 и g_2 — кратности уровней \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 . Используя это соотношение, перепишем предыдущее уравнение в виде

$$dN_{\text{фот}} = \left(\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right) g_1 B_1^2 u(\omega) \frac{dx}{v}. \quad (120.1)$$

Чтобы при распространении в среде волна усиливалась, необходимо выполнение условия

$$\frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1}. \quad (120.2)$$

Его можно записать в виде

$$n_2 > n_1, \quad (120.3)$$

где $n_1 = N_1/g_1$ и $n_2 = N_2/g_2$ — числа атомов на каждом из простых уровней, из которых состоят сложные уровни \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 .

В обычных условиях, когда среда находится в *термодинамическом равновесии*, $n_2 < n_1$, т. е. на каждом простом верхнем уровне находится меньше атомов, чем на нижнем. Это непосредственно следует из формулы Больцмана

$$n = n_0 e^{-\mathcal{E}/kT}.$$

Можно искусственно получить *термодинамически неравновесную среду*, у которой выполняется соотношение, обратное (120.3) или (120.2). Такая среда называется *активной* или *средой с инверсной заселенностью по отношению к энергетическим уровням \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2* . Следовательно, для усиления световой волны необходимо, чтобы среда, в которой волна распространяется, была активной. Идея использования индуцированного излучения для усиления волны была впервые высказана в 1939 г. в докторской диссертации В. А. Фабрикантом (р. 1907) и впоследствии (в 1951 г.) на нее было выдано авторское свидетельство. В то время на идею Фабриканта не было обращено должного внимания. Казалось, что создание систем с инверсной заселенностью энергетических уровней — дело бесперспективное.

3. Усиление света в активной среде обычно сравнивают с нарастанием лавины, изображая фотоны в виде шариков. Летящий фотон-шарик порождает второй фотон-шарик с переходом атома с верхнего уровня на нижний. Получаются два одинаковых шарика, летящих в прежнем направлении, затем четыре шарика и т. д. Но эта грубая иллюстрация не объясняет, как в результате наложения фотонов формируется монохроматическая волна строго определенного направления. Эта сторона дела становится понятной, если сравнить изучаемое нами явление с классической картиной распространения плоской монохроматической волны в однородной среде. Волна вызывает колебания в атомах и молекулах среды. Последние переизлучают шаровые волны, когерентные друг с другом и с падающей волной. Эти шаровые волны, интерферируя между собой, создают снова плоский волновой фронт, распространяющийся в среде. Они влияют только на фазовую скорость волны. Если среда абсолютно прозрачна, то амплитуда волны должна оставаться постоянной, как того требует закон сохранения энергии. В поглощающих средах энергия волны частично переходит в тепло — амплитуда волны убывает. Но в активной среде молекулы и атомы находятся в возбужденных состояниях. За счет энергии возбуждения вторичные световые волны, излучаемые молекулами и атомами, усиливаются. Однако их фазы и поляризация

остаются прежними. Поэтому остаются прежними поляризация и фаза также и результирующей волны, возникающей в результате интерференции таких вторичных волн. Усиливается только ее амплитуда.

4. Индуцированное излучение было использовано для *генерации когерентных световых волн*. Идея этого впервые была высказана в 1957 г. А. М. Прохоровым (р. 1916) и Н. Г. Басовым (р. 1922) и независимо от них Ч. Таунсом (р. 1915). Чтобы активное вещество превратить в генератор световых колебаний, надо осуществить *обратную связь*. Необходимо, чтобы часть излученного света все время находилась в зоне активного вещества и вызывала вынужденное излучение все новых и новых атомов. Для этого активное вещество помещают между двумя параллельными зеркалами. Допустим, например, что оно представляет собой цилиндр, а плоскости зеркал S_1 и S_2 перпендикулярны к оси этого цилиндра (рис. 345).

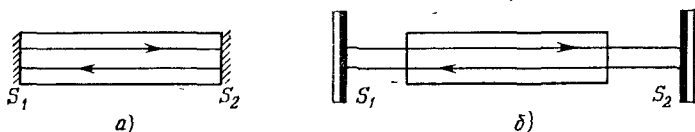


Рис. 345.

Тогда луч света, претерпевая многократные отражения от зеркал S_1 и S_2 , будет проходить много раз через активное вещество, усиливаясь при этом в результате вынужденных переходов атомов с высшего энергетического уровня \mathcal{E}_2 на более низкий уровень \mathcal{E}_1 . Получается *открытый резонатор*, представляющий собой в сущности интерферометр Фабри — Перо, только заполненный активной средой.

Такой резонатор будет *не только усиливать свет*, но также *коллимировать* и *монохроматизировать* его. Для простоты предположим сначала, что зеркала S_1 и S_2 идеальные. Тогда лучи, параллельные оси цилиндра, будут проходить через активное вещество туда и обратно неограниченное число раз. Все же лучи, идущие наклонно, в конце концов попадут на боковую стенку цилиндра, где они рассеются или выйдут наружу. Ясно поэтому, что максимально усилятся лучи, распространяющиеся параллельно оси цилиндра. Этим и объясняется коллимация лучей. Конечно, строго параллельные лучи получить нельзя. Этому препятствует дифракция света. Угол расхождения лучей принципиально не может быть меньше *дифракционного предела* $\delta\theta \approx \lambda/D$, где D — ширина пучка. Однако в лучших газовых лазерах такой предел практически достигнут.

5. Объясним теперь, как происходит *монохроматизация света*. Для простоты проведем рассуждение применительно к рис. 345, а,

когда роль зеркал S_1 и S_2 выполняют отполированные и посеребренные торцы цилиндра активного вещества, перпендикулярные к его геометрической оси. Пусть L — длина цилиндра. Если $2L = m\lambda$, т. е. на длине L укладывается целое число полуволи m , то световая волна, выйдя от S_1 , после прохождения через цилиндр туда и обратно вернется к S_1 в той же фазе. Такая волна усилится при втором и всех следующих прохождениях через активное вещество в прямом и обратном направлениях. Ближайшая длина волны $\lambda \pm \Delta\lambda$, для которой должно происходить такое же усиление, найдется из условия $2L = (m \pm 1)(\lambda \mp \Delta\lambda)$. Следовательно, $\Delta\lambda = \lambda/m$, т. е. $\Delta\lambda$, как и следовало ожидать, совпадает со спектральной областью интерферометра Фабри — Перо.

Учтем теперь, что энергетические уровни \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 и спектральные линии, возникающие при переходах между ними, не бесконечно тонкие, а имеют *конечную ширину*. Предположим сначала, что ширина спектральной линии, излучаемой атомами, меньше дисперсионной области прибора. Тогда из всех длин волн, излучаемых атомами, условию $2L = m\lambda$ может удовлетворять только одна длина волны λ . Такая волна усилится максимально. Это и ведет к сужению спектральных линий, генерируемых лазером, т. е. к монохроматизации света.

Степень монохроматизации нетрудно определить. Пусть свет проходит через активное вещество туда и обратно N раз. Для длины волны λ имеем $2LN = Nm\lambda$. Возьмем ближайшую длину волны λ' , удовлетворяющую условию $2LN = (Nm \pm 1)\lambda'$. Для такой длины волны каждый цуг волн, возникший при прохождении через активное вещество туда и обратно, будет отличаться по фазе от предыдущего и последующего цугов на $\pm 2\pi/N$. В результате все N цугов погасят друг друга — получится минимум интенсивности для λ' . Отсюда ясно, что ширина спектральной линии, усиливаемой лазером, будет $\delta\lambda = |\lambda - \lambda'| \sim \lambda/(Nm)$, т. е. она определяется разрешающей силой прибора. При $N \rightarrow \infty$ получится $\delta\lambda \rightarrow 0$, т. е. бесконечно тонкая спектральная линия. В действительности из-за неидеальности отражающих поверхностей зеркал $\delta\lambda$ остается конечной. Однако при хороших отражающих поверхностях лазер дает очень тонкую, практически монохроматическую линию. Допустим теперь, что спектральные линии, излучаемые атомами активной среды, шире дисперсионной области прибора $\Delta\lambda$. В этом случае вместо усиления одной спектральной линии может возникнуть усиление нескольких линий. Свет лазера будет состоять из близких, практически монохроматических линий.

6. В приведенных рассуждениях не принято во внимание, что в резонаторе Фабри — Перо могут усиливаться волны, распространяющиеся не только параллельно его оси, но и *под малыми углами* φ к ней. Условие усиления имеет вид $2L \cos \varphi = m\lambda$. Это, как и во всяком объемном резонаторе, создает систему стоячих

волн с узлами и пучностями. Каждой такой волне соответствует определенный *тип* или, как принято говорить, *мода колебаний*. Это обстоятельство отражается на распределении интенсивности в поперечном сечении пучка лучей, генерируемых лазером. Здесь наблюдается система светлых пятен, разделенных темными узловыми линиями. Это, конечно, усложняет дело. Но мы не будем входить в подробное обсуждение этого вопроса. Заметим только, что наряду с плоскими зеркалами в резонаторах употребляются длиннофокусные *сферические зеркала*. Они могут быть, например, вогнутыми конфокальными зеркалами, т. е. зеркалами, у которых главные фокусы совпадают и находятся в середине системы. Применение подобных зеркал, как показывают опыт и численные расчеты, позволяет значительно уменьшить потери света в лазерах и упрощает их юстировку.

7. Учтем теперь, что в реальном лазере часть света, чтобы ее можно было использовать, должна быть выпущена из активной среды наружу. С этой целью одно из зеркал, например S_2 , делается *полупрозрачным*. Кроме того, и зеркало S_1 лишь частично отражает свет, хотя коэффициент отражения его и близок к 100%. Это приводит к ослаблению светового пучка. Чтобы лазер был генератором света, необходимо, чтобы усиление светового пучка в активной среде превосходило некоторое минимальное — *пороговое* — значение. Именно, должно быть выполнено следующее условие. Световой пучок, вышедший от S_1 , после прохождения туда и обратно через активную среду и отражения от S_1 должен вернуться в исходное положение с неменьшей интенсивностью. Иначе в результате последовательного повторения этих процессов интенсивность пучка будет непрерывно убывать и лазер перестанет генерировать. Поэтому для генерации недостаточно выполнения простого неравенства (120.3). Оно должно быть выполнено с некоторым запасом, т. е. число атомов N_2 на верхнем уровне в единице объема активной среды должно превышать некоторое минимальное — *пороговое* — значение.

Конечно, нарастание интенсивности волны в активной среде не может продолжаться беспредельно, так как заселенность верхнего энергетического уровня ограничена. По мере обеднения атомами верхнего уровня \mathcal{E}_2 скорость нарастания интенсивности волны будет уменьшаться и волна начнет затухать еще до того, как перестанет выполняться условие (120.3).

§ 121. Рубиновый лазер

1. Существует много материалов, применяемых в качестве активных сред в лазерах. Сюда относятся различные диэлектрические кристаллы, стекла, газы, полупроводники и даже плазма. Эта сторона дела подробно изучается в квантовой электронике.