

Заметим в заключение, что все сказанное верно для обычных рентгеновских лучей с энергией фотонов, меньшей миллиона электронвольт. При больших энергиях коэффициент

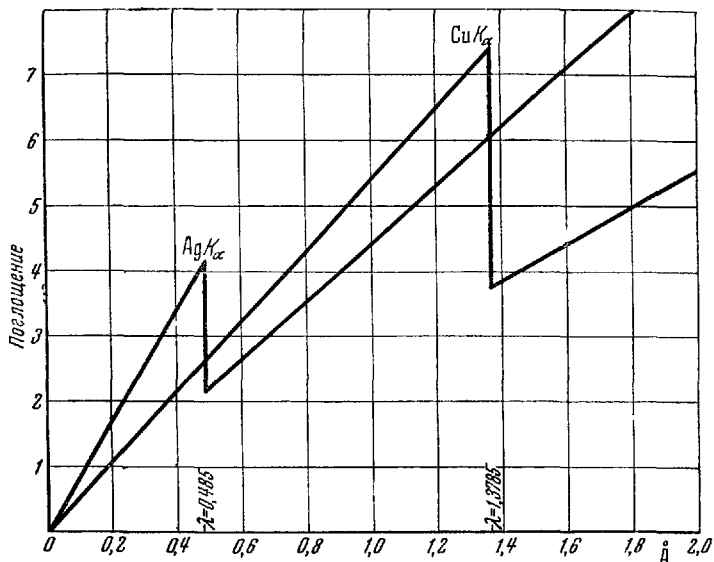


Рис. 2 30

поглощения начинает возрастать с ростом энергии (т. е. с уменьшением λ). Это происходит за счет возникновения нового эффекта, который будет описан в § 60, стр. 393—395.

§ 53. Лазеры

Рассматривавшиеся нами до сих пор механизмы взаимодействия излучения, проходящего сквозь вещество, с веществом — поглощение и рассеяние — приводили к ослаблению потока излучения. Однако возможны процессы, при которых поток излучения, проходя через вещество, будет не ослабляться, но усиливаться, на что впервые указал В. А. Фабрикант в 1939 г.

Подобные процессы реализуются в приборах, получивших название квантовых усилителей и квантовых генераторов, принцип действия которых мы кратко опишем. За создание этих приборов Н. Г. Басов, А. М. Прохоров и американский физик Ч. Таунс были удостоены Нобелевской премии 1964 г.

Квантовые генераторы, излучающие в диапазоне видимого и инфракрасного излучения, получили название л а з е р о в (сокращение, образованное первыми буквами выражения: light

amplification by stimulated emission of radiation — усиление света индуцированным излучением; в генераторах, работающих в микроволновом диапазоне, буква l (light — свет) заменена на m — м а з е р).

В 1915 г. Эйнштейном впервые были введены понятия о спонтанном (самопроизвольном) и индуцированном (вынужденном) излучениях *).

В лазере усиление света производится излучением, и н д у ц и р о в а н н ы м светом, проходящим сквозь вещество.

Рассмотрим условия, при которых такое усиление возможно. Для определенности возьмем в качестве рабочего вещества атомарный газ, так что элементарными поглотителями и излучателями световых квантов будут свободные атомы.

Обозначим через 1 и 2 энергетические уровни атома, переход между которыми отвечает частоте усиливаемого излучения ν , так что $E_2 - E_1 = h\nu$. Остановимся только на тех переходах, которые реализуются при взаимодействии с излучением. Переход $1 \rightarrow 2$ может произойти только при поглощении фотона, т. е. в результате взаимодействия между атомом и проходящим потоком излучения. Что же касается перехода $2 \rightarrow 1$, связанного с излучением фотона, то он может происходить спонтанно (независимо от действия излучения) и и н д у ц и р о в а н н о (т. е. в результате воздействия проходящего потока излучения).

Можно доказать, что при данной плотности потока излучения частоты ν вероятность перехода $1 \rightarrow 2$ равна вероятности и н д у ц и р о в а н н о г о перехода $2 \rightarrow 1$ **).

Если бы спонтанное излучение отсутствовало, то это означало бы, что равновесие между излучением и газом возможно при равном числе атомов в состояниях 1 и 2: $N_2 = N_1$. Наличие спонтанного излучения означает добавочную возможность переходов $2 \rightarrow 1$, так что равновесие возможно только при $N_1 > N_2$, что всегда имеет место при термодинамическом равновесии изолированных систем.

Укажем на не отмеченную еще особенность индуцированного излучения, по сравнению со спонтанным. При спонтанном излучении фотон имеет произвольное направление вектора импульса. Фотон индуцированного излучения имеет то же направление, что и фотон, вызвавший его появление. Более того, эти фотоны коге-

* Мы использовали эти понятия при выводе формулы Планка по методу Эйнштейна; см. петит в конце § 32.

** В конце § 32 (петит) были введены вероятности спонтанного излучения A и величины, пропорциональные вероятностям поглощения ($B_{1,2}$) и индуцированного испускания ($B_{2,1}$). При выводе формулы Планка было доказано, что $B_{1,2} = B_{2,1}$ (см. формулы (32.20) и (32.21)), что и является доказательством сделанного в тексте утверждения.

рентны — в данной точке пространства и в данный момент времени фазы их волн почти в точности равны между собой (конечно, с точностью до целого числа 2π).

Если речь идет об усилении направленного потока излучения, то из сказанного следует, что интерес представляет лишь индуцированное, но не беспорядочное спонтанное излучение. Усиление проходящего через вещество потока излучения будет тем больше, чем больше будет число индуцированных переходов $2 \rightarrow 1$ (это число пропорционально числу атомов в состоянии 2, т. е. N_2) и чем меньше будет поглощение, т. е. число переходов $1 \rightarrow 2$ (это число пропорционально N_1). Большое число спонтанных переходов нежелательно, так как спонтанное излучение, не усиливая проходящего потока, уменьшает N_2 и увеличивает N_1 .

Следовательно, условие, при котором можно достигнуть усиления проходящего через вещество излучения, состоит в следующем:

Населенность уровня 2 должна быть больше населенности уровня 1, т. е. $N_2 > N_1$.

В замкнутой системе, в условиях термодинамического равновесия, относительные числа атомов, обладающих энергиями $E_1, E_2, \dots, E_i, \dots$, даются известной формулой Больцмана (см. т. I, конец § 21):

$$N_i \sim e^{-\frac{E_i}{kT}},$$

так что

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}. \quad (53.1)$$

Поскольку $E_2 > E_1$, то $\frac{N_2}{N_1} < 1$, т. е. $N_1 > N_2$ при любой возможной температуре $T > 0$, что мы уже отметили выше.

Однако, если система не замкнутая, но открытая, так что имеются поток энергии извне в систему («подкачка» энергии) и отдача энергии, положение может измениться. Можно создать условия, при которых возникнет инверсная (по сравнению с обычной) заселенность уровней 2 и 1, так что $N_2 > N_1$, причем числа N_1 и N_2 не будут зависеть от времени. Другими словами, указанное неравновесное состояние будет стационарно*). Соотношением (53.1) можно воспользоваться и для этого случая, если ввести формально понятие отрицательной абсолютной температуры: при $E_2 > E_1$ получим $N_2 > N_1$, если $T < 0$.

Для описания подобных неравновесных систем понятие отрицательной абсолютной температуры оказалось достаточно удобным и сейчас применяется все чаще.

*) Это необходимо для лазеров, работающих в непрерывном режиме, и не требуется для лазеров, работающих в импульсном режиме.

Рассмотрим теперь конкретный пример системы, работающей при $T < 0$, — газового лазера с непрерывным режимом работы, в котором применяется смесь гелия и неона.

На рисунке 2.31 показаны первые возбужденные уровни He и Ne. У гелия два уровня $2s$ (отвечающие двум различным взаимным ориентациям спинов электронов возбужденного атома гелия). Эти уровни не могут быть возбуждены оптически, так как переход $1s \rightarrow 2s$ с поглощением фотона — запрещенный (см. § 52). Возбуждение достигается при газовом разряде, за счет неупругих соударений с электронами (удары первого рода на рисунке показаны вертикальными пунктирными стрелками). Состояния $2s$ — метастабильные, так как переходы $2s \rightarrow 1s$ с излучением фотона запрещены.

У неона состояния $4s$ и $5s$ очень близки к указанным состояниям $2s$ гелия.

Поскольку передача энергии при столкновении для гелия в $2s$ -состоянии — единственный способ отдачи энергии, эта энергия в конце концов передается атомам неона, переходящим в состояния $4s$ и $5s$ (на рисунке эта передача энергии показана жирной стрелкой). Из этих состояний разрешены переходы с излучением в состоянии $3p$. Разрешены оптически и следующие переходы с $3p$ на нижние s -уровни.

Как показали специальные исследования, на уровнях $4s$ время жизни $\sim 10^{-6}$ сек, на уровнях $3p$ время жизни $\sim 10^{-8}$ сек. В силу этого в газовом разряде, при непрерывной подкачке энергии, т. е. пополнении уровней $4s$ и $5s$, создается стационарная инверсная заселенность уровней Ne — $4s$, $5s$ и $3p$.

Используются переходы $5s \rightarrow 3p$ — видимое излучение (на рисунке верхняя волнистая стрелка) и $4s \rightarrow 3p$ — инфракрасное излучение (средняя волнистая стрелка). Переходы $3p \rightarrow 3s$ (нижняя волнистая стрелка) существенны лишь постольку, поскольку они «очищают» уровни $3p$.

Вероятность индуцированного перехода пропорциональна плотности имеющегося излучения (см. § 32, формула (32.18)). Следовательно, для того чтобы индуцированное излучение значительно превышало бы ненужное спонтанное излучение, необходимо добиться высокой плотности усиливаемого излучения в веществе.

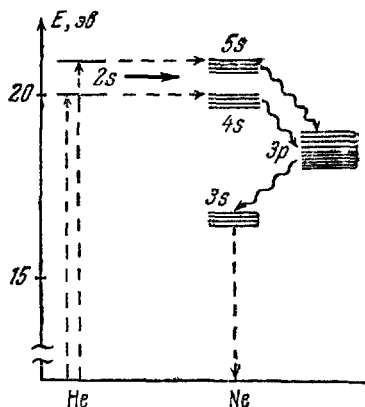


Рис. 2.31.

Достигается это тем, что каждый фотон вынуждается к прохождению вещества лазера в среднем не один, но несколько раз. Газ заключен в длинную трубку (рис. 2.32), у торцов которой располагаются зеркала, обозначенные на схеме буквами \mathcal{Z} . Газовый разряд

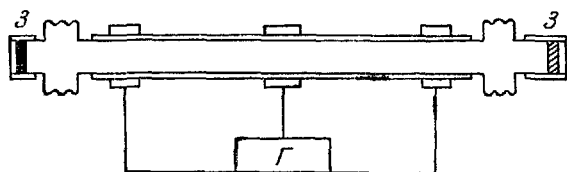


Рис. 2.32.

поддерживается высокочастотным генератором Γ . Одно из зеркал (на нашем рисунке правое) полупрозрачное (в зависимости от необходимости оно должно пропускать от нескольких процентов до долей процента, отражая остальной поток обратно). В результате

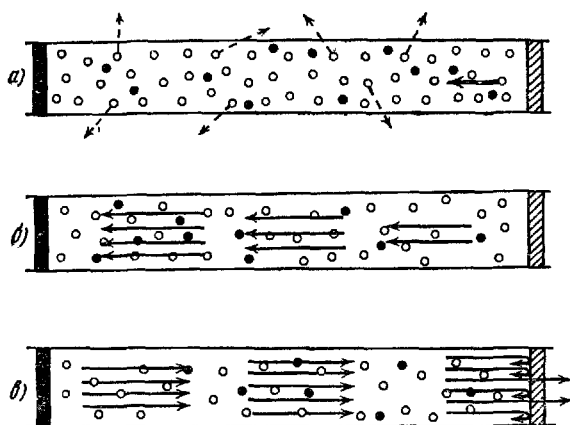


Рис. 2.33.

каждый фотон, прежде чем он успевает «прорваться» сквозь полупрозрачное зеркало, должен пройти все вещество лазера несколько раз.

На рисунке 2.33 показан момент возникновения излучения. Белые кружки — возбужденные «состояния 2» атомы неона, черные — атомы неона на нижних энергетических уровнях. Пунктирные стрелки на рис. 2.33, *a* — спонтанное излучение случайных направлений, кванты которого покидают лазер, не вызывая

дальнейшего излучения. Сплошная стрелка — квант, движущийся вдоль лазера и вызывающий в конце концов индуцированное излучение возбужденных атомов. Рис. 2.33, б — развитие процесса. По мере увеличения плотности движущихся вдоль оси лазера квантов число индуцированных переходов и появление новых квантов нарастают лавинообразно.

Однако бурный, лавинообразный рост плотности излучения возможен лишь в первые моменты: часть излучения уходит сквозь полупрозрачное зеркало, населенность уровня N_2 уменьшается, а N_1 — возрастает (рис. 2.33, в), что замедляет развитие процесса.

При работе на непрерывном режиме устанавливается равновесие, при котором убыль населенности уровня 2 непрерывно пополняется за счет соударений с атомами гелия, возбужденными до метастабильного состояния в газовом разряде.

В качестве рабочего вещества применяются также кристаллы рубина, подкачка которых осуществляется оптически. Ведутся поиски подходящих веществ для жидких лазеров. Появились полупроводниковые лазеры, в которых подкачка осуществляется пропускаемым сквозь прибор током.

Описание всех этих приборов можно найти в специальной литературе. Отметим лишь некоторые особенности рубинового лазера. Он изготовляется в виде тонкого цилиндра, длиной от нескольких миллиметров до дециметра. Зеркальные поверхности наносятся на очень точно отшлифованные торцы. В отличие от газового, рубиновый лазер может работать только в импульсном режиме, отдавая в коротком импульсе непрерывно накапливаемую энергию. В результате, при импульсе излучения длительности порядка 10^{-8} сек лазер отдает мощность, достигающую десятков и сотен миллионов ватт! Это определяет совершенно специфические особенности излучения лазера.

В таких импульсах плотность потока энергии достигает миллиарда ватт на 1 см^2 , а амплитуда электрического поля световой волны — до миллиона вольт на сантиметр. И это не предел. Практически, идеально параллельный поток лучей когерентного излучения можно сфокусировать с помощью обычных линз так, что диаметр его сечения будет равен $0,001 \text{ см}$. При этом интенсивность потока может быть доведена до 10^{15} вт/см^2 , а амплитуда электрического поля световой волны — до 10^9 в/см . Это поле большей напряженности, чем то, которое связывает в атомах и молекулах внешние электроны. Поэтому оно производит страшные разрушения в любых (непрозрачных и прозрачных) веществах. Световое давление, с трудом измеряемое в обычном потоке излучения, в таком сфокусированном потоке достигает миллиона атмосфер. С помощью таких импульсных лазеров легко прошиваются калиброванные отверстия в сверхтвердых металлах и алмазах.

Лазеры нашли неожиданное применение в медицине — своеобразную точечную сварку тканей: при глаукоме приваривается отслаивающаяся сетчатка глаза.

Расходимость пучка когерентного излучения лазера ничтожна. Легко достигается расходимость порядка угловой минуты; по видимому, можно достигнуть угловых секунд (при расходимости пучка 2" луч лазера, направленный с Земли, осветит на Луне площадку диаметром ~ 5 км). Это делает излучение лазеров очень перспективным для дальней связи, в том числе межпланетной и, может быть, межзвездной: при малой расходимости потока излучения плотность энергии его убывает с расстоянием очень медленно. Кроме того, огромная частота излучения (для лазеров $10^{14} \div 10^{15}$ гц, что превышает частоту радиосвязи в $10^7 - 10^9$ раз) позволит передавать по одному каналу огромный объем информации, например, десятки тысяч звуковых и сотни телевизионных программ одновременно.

Классический опыт Майкельсона (см. § 25), повторенный с применением лазеров, позволил достигнуть точности, при которой можно было бы обнаружить скорость по отношению к эфиру («эфирный ветер»), равную всего 0,003 см/сек, что превышает точность, достигнутую Майкельсоном, примерно в пять тысяч раз.

Принцип работы микроволновых квантовых генераторов, мазеров, — тот же, что и лазеров. Мы не описали квантовых усилителей, важным фактором работы которых является низкий уровень шумов (вызываемых спонтанным излучением). Подробное описание быстро развивающейся квантовой электроники и ее применения требует специальной книги.

В заключение остановимся кратко на причинах когерентности и высокой монохроматичности излучения лазера.

Индукированное излучение можно представить себе как результат резонансной раскачки электрона электрическим полем проходящего фотона. Это и объясняет когерентность проходящего и излучаемого с его помощью фотонов.

Так как фотон проходит между зеркалами несколько раз, необходимо, чтобы фаза его при прохождении той же точки пространства (где находится «раскачиваемый» электрон) изменилась на величину, меньшую чем π , иначе раскачка сменится торможением. Пусть средний путь, проходимый фотоном, равен 25 см. При длине волны $\lambda = 10^4 \text{ \AA} = 10^{-4}$ см на этом пути укладывается $2,5 \cdot 10^8$ волн. Смещение же не должно превышать 0,5 λ , что дает возможные пределы вариации длины волны

$$\Delta\lambda = \frac{0,5}{2,5 \cdot 10^8} = 4 \cdot 10^{-9} \lambda = 0,04 \text{ \AA}. \quad (53.2)$$

Очевидно, что ширина линии излучения лазера $0,1 \div 0,01 \text{ \AA}$ — не предел. Чем менее прозрачно зеркало, пропускающее поток излучения, тем больше путь, совершаемый в среднем каждым фотоном в веществе, и тем меньше ширина линии излучения лазера. На причинах ничтожной расходимости потока излучения лазера мы останавливаться не будем.