

ЛЕКЦИЯ 15

Термодинамика фотонного газа. Атом в поле излучения

15.1. Термодинамика фотонного газа

При рассмотрении равновесного теплового излучения было получено, что если существует некоторая полость, нагретая до температуры T , то электромагнитное излучение испускается атомами на внутренней поверхности полости (см. рис. 15.1).

В этом случае вся полость заполняется излучением, спектральная плотность ρ_ω которого определяется функцией Планка (см. рис. 15.2).

Было также получено другое возможное рассмотрение этой задачи. Будем считать, что в полости существует большое число квантов n_ω с частотой ω . Таким образом, поскольку взаимодействия между движущимися в полости фотонами не происходит, фотоны могут взаимодействовать только со стенкой полости. Следовательно, со стенки полости возможно излучение и поглощение фотонов.

Можно считать, что внутри полости, нагретой до температуры T , находится идеальный фотонный газ. Это позволяет рассматривать излучение с точки зрения термодинамики и применять к нему термодинамические законы.

Для фотонного газа можно ввести понятие энтропии, свободной энергии, и т.д. Воспользуемся этой возможностью, чтобы получить несколько термодинамических законов, которые описывают равновесное излучение (излучение абсолютно черного тела).

Напомним, что спектральная плотность ρ_ω — энергия в единице объема (некотором кубике объемом 1 см^3 на рисунке 15.3) на частоте ω . Излучение абсолютно черного тела изотропно, поскольку причин для зависимости от угла не существует.

Рассмотрим излучение в единицу телесного угла $d\Omega$. Поток излучения J_ω определяется следующим образом:

$$J_\omega = (\rho \cdot v) = c\rho_\omega. \quad (15.1)$$

Найдем энергию, которая излучается на частоте ω в частотном интервале $d\omega$ и в единицу телесного угла:

$$\frac{d\Phi_\omega}{d\omega} d\Omega = c\rho_\omega \frac{d\Omega}{4\pi}.$$

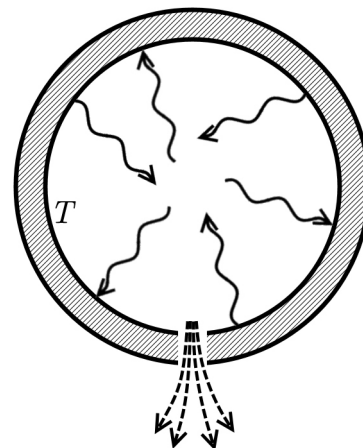


Рис. 15.1.

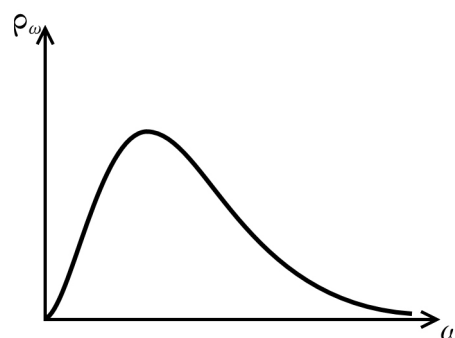


Рис. 15.2.

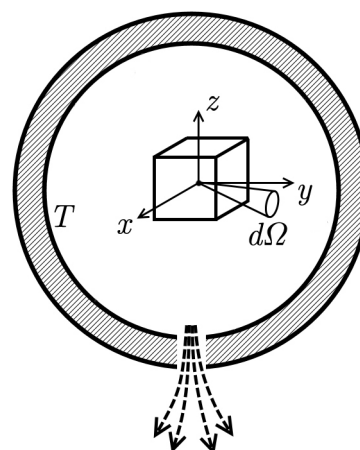


Рис. 15.3.

Рассмотрим некоторую площадку (см. рис. 15.4), площадь которой равна

$$\Delta S = 1 \text{ см}^2,$$

то есть это одна из граней кубика на рисунке 15.3.

На эту площадку падает излучение, пропорциональное

$$\Delta S \cos \theta.$$

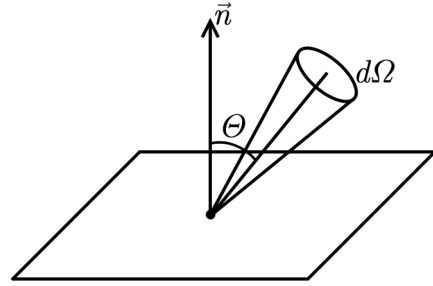


Рис. 15.4.

В равновесном случае излученная и поглощенная энергия одинаковы. Падающее излучение определяется следующим образом:

$$d\Phi_\omega = \frac{c}{4\pi} \rho_\omega \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi d\omega = \frac{c}{4\pi} \rho_\omega d\Omega d\omega. \quad (15.2)$$

Можно ввести коэффициент поглощения A , равный отношению поглощенного излучения к падающему:

$$A = \frac{d\Phi'_\omega}{d\Phi_\omega}.$$

Определение 15.1. Введенный таким образом коэффициент

$$A = \frac{d\Phi'_\omega}{d\Phi_\omega}$$

называется **степенью черноты** тела.

Абсолютно черным телом будем называть такое тело, у которого падающая энергия равна поглощенной, то есть

$$A = 1.$$

Отражения света от поверхности, очевидно, не происходит.

Определение 15.2. Тело, у которого коэффициент A меньше единицы

$$0 < A < 1,$$

называется **серым телом**.

На самом деле, степень «серости» тела, то есть величина коэффициента A , должна зависеть от частоты: например, лист бумаги, черный для видимого света, является прозрачным (белым) для рентгеновского излучения. В наших выкладках, однако, этой зависимостью можно пренебречь: будем считать, что коэффициент A постоянный.

Рассмотрим теперь испускаемую энергию и уравнение баланса энергии. Интегрируя выражение (15.2) по φ , получим:

$$\frac{c}{4\pi} \rho_\omega \cdot 2\pi \cdot \cos \theta \sin \theta d\theta d\omega = I(\omega) \cdot 2\pi \sin \theta d\theta d\omega,$$

где $I(\omega)$ — излучательная способность тела, то есть энергия, излучаемая при температуре T на частоте ω .

Из этого соотношения следует, что отношение испускательной способности $I(\omega)$ к поглощательной способности $A(\omega)$ имеет следующий вид:

$$\frac{I(\omega)}{A(\omega)} = \frac{c}{4\pi} \rho_\omega \cos \theta. \quad (15.3)$$

Выражение (15.3) носит название «**Закон Кирхгофа**». Закон Кирхгофа показывает, что на любой частоте отношение испускательной способности к поглощательной пропорционально спектральной плотности ρ_ω , то есть определяется формулой Планка.

Стоит также отметить, что из закона Кирхгофа напрямую следует **закон Ламберта**:

$$I(\omega) \propto \cos \theta.$$

Закон Ламберта легко понять с той точки зрения, что эффективная площадь пластинки меняется в зависимости от угла θ . Найдем теперь, какую энергию излучает один квадратный сантиметр поверхности, нагретый до температуры T . Величина

$$dJ(\omega, \theta, T)$$

носит название «поток излучения».

Согласно формуле (15.1), поток излучения определяется следующим образом:

$$dJ(\omega, \theta, T) = c \rho_\omega \frac{d\Omega}{4\pi} \cos \theta d\omega.$$

Проинтегрировав это выражение по частоте, получим:

$$\rho = \int_0^\infty \rho_\omega d\omega = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \int_0^\infty \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad (15.4)$$

Введем следующую замену переменных:

$$\frac{\hbar\omega}{kT} = \xi \quad \Rightarrow \quad \omega = \frac{\xi kT}{\hbar}, \quad d\omega = \frac{kT}{\hbar} d\xi.$$

В этом случае интеграл (15.4) примет следующий вид:

$$\rho = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \int_0^\infty \frac{\frac{\xi^3 (kT)^3}{\hbar^3} \cdot \frac{kT}{\hbar} d\xi}{e^\xi - 1} = \frac{k^4 T^4}{\hbar^3 \pi^2 c^3} \int_0^\infty \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}.$$

Интеграл в этом выражении, очевидно, является числом. Значение этого интеграла известно и содержится в справочной литературе:

$$\int_0^\infty \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} = \frac{\pi^4}{15}.$$

Следовательно, **интегральная плотность излучения** ρ определяется следующим образом:

$$\rho = \frac{\pi^2 k^4}{15 \hbar^3 c^3} T^4,$$

причем константа, стоящая в этом выражении перед T^4 , есть не что иное, как комбинация фундаментальных констант.

Из этого факта следует закон Стефана – Больцмана.

Определение 15.3. Закон Стефана – Больцмана — интегральная плотность излучения пропорциональна четвертой степени температуры.

Чтобы найти величину излученной энергии, найдем величину потока излучения:

$$J = \frac{c}{4\pi} \int_0^\infty \rho_\omega(\omega) d\omega \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{c}{2} \rho \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{c\rho}{4} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin 2\theta d\theta =$$

$$= \frac{c\rho}{4} \cdot \frac{1}{2} \cdot (-1) \cdot \cos 2\theta \Big|_0^{\frac{\pi}{2}} = \frac{c\rho}{8} \cdot (-1) \cdot (-1 - 1) = \frac{c\rho}{4}. \quad (15.5)$$

Воспользовавшись законом Стефана – Больцмана, получим следующее выражение для величины излучаемой энергии:

$$J = \frac{c\rho}{4} = \frac{\pi^2 k^4}{60 \hbar^3 c^2} T^4 = \sigma T^4,$$

где σ — постоянная Стефана – Больцмана.

Эта постоянная известна и равна

$$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{K}^4}.$$

Зависимость излучения от угла, как было показано ранее, пропорциональна косинусу угла $\cos \theta$. Следовательно, максимум излучения направлен перпендикулярно площадке, а в плоскости площадки излучение не распространяется (интенсивность излучения равна нулю). Таким образом, энергия J , которая определяется выражением (15.5), излучается при температуре T одним квадратным сантиметром поверхности абсолютного черного тела за одну секунду.

15.2. Атом в поле излучения

Пусть теперь в поле равновесного излучения находится атом. Будем рассматривать двухуровневую систему (см. рис. 15.5), причем излучением частоты

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}$$

будем облучать некоторый атом.

Пусть в начальный момент времени атом находится в возбужденном состоянии. Через некоторое время атом перейдет в основное состояние. Затем, поглотив энергию $\hbar\omega$, атом снова перейдет в возбужденное состояние, а через некоторое время в основное состояние, и так далее (см. рис. 15.6).

Число переходов из основного состояния 1 в возбужденное состояние 2 и наоборот при бесконечно большом времени наблюдения должно быть одинаковым

$$t \rightarrow \infty : \quad N_{1 \rightarrow 2} = N_{2 \rightarrow 1}$$

с точностью до единицы.

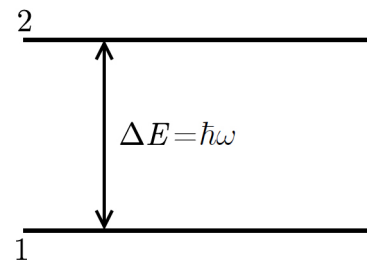


Рис. 15.5.

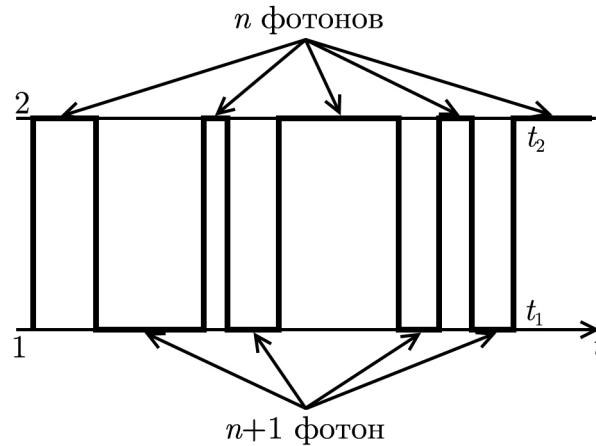


Рис. 15.6.

Рассчитаем число переходов с первого уровня на второй. Если атом находится в состоянии 1, значит он испустил фотон с энергией

$$E = \hbar\omega.$$

Следовательно, в некоторой полости находится $n + 1$ фотон. Число переходов, очевидно, пропорционально числу фотонов:

$$N_{1 \rightarrow 2} = w_{12}(n + 1) \cdot t_1, \quad (15.6)$$

где w_{12} — вероятность поглощения фотона (одинаковая для всех фотонов),

t_1 — время, которое атом находится в основном состоянии 1.

Аналогично можно ввести время, которое атом находится в состоянии 2, причем

$$t_2 \neq t_1.$$

Преобразуя выражение (15.6), получим:

$$N_{1 \rightarrow 2} = w_{12}nt_1 + w_{12}t_1. \quad (15.7)$$

Число переходов из состояния 1 в состояние 2 должно быть равно числу обратных переходов если система находится в равновесии. Следовательно:

$$N_{1 \rightarrow 2} = N_{2 \rightarrow 1}.$$

Величина $N_{1 \rightarrow 2}$, согласно (15.7), состоит из двух слагаемых, первое из которых пропорционально числу фотонов, а второе, наоборот, от их числа не зависит. Таким образом, величина $N_{1 \rightarrow 2}$ состоит из двух частей:

$$N_{1 \rightarrow 2} = N_{1 \rightarrow 2}^{ind} + N_{1 \rightarrow 2}^{sp} = N_{2 \rightarrow 1},$$

где $N_{1 \rightarrow 2}^{ind}$ — число переходов под действием n фотонов,

$N_{1 \rightarrow 2}^{sp}$ — число спонтанных переходов (не зависящих от числа фотонов).

Вероятность w_{sp} определяется как вероятность вынужденного перехода под действием одного кванта:

$$w_{sp} = w_{21}(1).$$

Следовательно, спонтанный переход аналогичен индуцированному переходу под действием одного кванта (одного фотона). Таким образом, вероятность спонтанного перехода не зависит от наличия или отсутствия поля излучения.

При таком переходе энергия атома минимизируется. Следовательно, вероятность спонтанного излучения (перехода с верхнего уровня энергии на нижний) равна вероятности индуцированного излучения в случае одного фотона (одного кванта света).

Рассмотрим теперь число переходов с верхнего уровня на нижний:

$$N_{2 \rightarrow 1} = w_{21} \cdot (n + 1)t_2.$$

Эта формула показывает, что число переходов за время t_2 равно произведению вероятности перехода w_{21} и числа фотонов $(n + 1)$.

В единицу времени число переходов с возбужденного уровня на основной (скорость перехода) определяется следующим образом:

$$n_{2 \rightarrow 1} = w_{21}(n + 1). \quad (15.8)$$

Согласно выражению (15.7), число переходов с первого уровня на второй в единицу времени определяется следующим образом:

$$n_{1 \rightarrow 2} = w_{12}(n + 1). \quad (15.9)$$

Из соотношений (15.8)–(15.9) следует, поскольку скорости переходов должны быть равны, что

$$w_{12} = w_{21},$$

то есть вероятность прямого и обратного переходов одинаковы.

Это явление носит название «**принцип детального равновесия**». Этот принцип, на самом деле, выражает симметрию системы относительно обращения времени (изменения знака времени на противоположный).

Пусть теперь система состоит из большого числа атомов в поле излучения. Пусть в основном состоянии находится N_1 атомов системы, а в возбужденном состоянии — N_2 атомов системы (см. рис. 15.7). Обозначим через \bar{n} среднее число фотонов в системе.

Применяя уже известные соотношения, получим число атомов, перешедших из состояния 1 в состояние 2 за время t :

$$N_{1 \rightarrow 2} = N_1 \bar{n} w_{12} t.$$

Рис. 15.7.

Это число должно быть равно числу атомов, перешедших из возбужденного состояния в основное, которое определяется следующим образом:

$$N_{2 \rightarrow 1} = N_2 \bar{n} w_{21}^{ind} t + N_2 w_{21}^{sp} t,$$

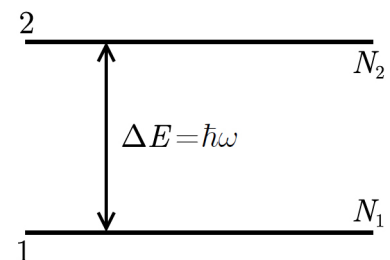
где w_{21}^{sp} — вероятность спонтанного перехода.

Следовательно, должно выполняться следующее равенство:

$$N_1 \bar{n} w_{12} t = N_2 \bar{n} w_{21}^{ind} t + N_2 w_{21}^{sp} t. \quad (15.10)$$

В силу того, что

$$w_{12} = w_{21} = w_{12}(1),$$



равенство (15.10) может быть записано следующим образом:

$$N_1 \cdot n = N_2(n + 1).$$

Следовательно, отношение числа атомов системы в основном состоянии к числу атомов в возбужденном состоянии определяется следующим образом:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{n + 1}{n}.$$

При заданной температуре T число атомов в верхнем и нижнем состоянии известно, поэтому

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{n}{n + 1} = e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}.$$

В этом случае нетрудно найти число n :

$$e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} = \frac{n + 1}{n} \Rightarrow n + 1 = n e^{\frac{\hbar\omega}{kT}},$$

и, следовательно

$$n(e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1) = 1 \Rightarrow n = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1},$$

что в точности соответствует Планковскому множителю.

Таким образом, формулу Планка можно получить исходя из того, что фотоны являются бозонами, то есть в определенном состоянии может находиться сколь угодно большое число фотонов.

Оказалось, что вероятность испускания фотонов тем больше, чем больше фотонов находится в системе. Это явление иногда называют «коллективизмом» бозонов: при большом числе бозонов вероятность того, что к ним присоединится еще один, очень велика.

Это связано с тем, что бозонам соответствует статистика Бозе – Эйнштейна. Пусть есть некоторое вещество (двухуровневая система), заполняющее некоторый цилиндрический объем (см. рис. 15.8).

Пусть на нижнем уровне системы находится N_1 частиц, а на верхнем — N_2 частиц, причем

$$N = N_1 + N_2.$$

Направим на систему излучение с частотой ω такой, что разность между уровнями энергии в точности равна

$$\Delta E = \hbar\omega.$$

В этом случае интенсивность излучения по мере распространения света в среде будет уменьшаться за счет того, что атомы будут переходить из нижнего состояния в верхнее:

$$dI = -w_{abs}IN_1 dz + w_{sp}N_2 dz + w_{abs}IN_2 dz, \quad (15.11)$$

где $w_{abs} = w_{12}$ — вероятность поглощения фотонов,

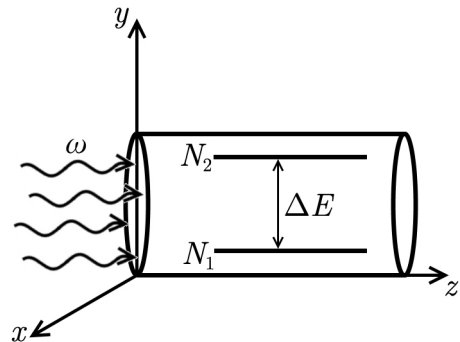


Рис. 15.8.

I — интенсивность падающего излучения.

В выражении (15.11) первый член в правой части соответствует поглощению излучения, второй — спонтанному излучению, а третий — индуцированному излучению. Будем считать, что число спонтанных переходов гораздо меньше, чем число индуцированных

$$N_{sp} \ll N_{ind}.$$

При большом числе фотонов это соотношение выполняется с очень большой точностью, поскольку, как было сказано ранее, вероятность спонтанного излучения равно вероятности индуцированного излучения одного фотона.

Следовательно, спонтанным излучением в уравнении (15.11) можно пренебречь. В этом случае, по мере прохождения в вещество,

$$\frac{dI}{I} = w_{abs}(N_2 - N_1) dz.$$

Решая это дифференциальное уравнение первого порядка, получим:

$$I = I_0 e^{(N_2 - N_1)z}. \quad (15.12)$$

При заданной температуре T число атомов, находящихся в возбужденном состоянии, всегда меньше, чем в невозбужденном, поэтому

$$N_2 < N_1.$$

В этом случае будет наблюдаться поглощение света по мере прохождения в вещество, поскольку показатель экспоненты в выражении (15.12) отрицательный.

Эйнштейн заметил, что если

$$N_2 > N_1,$$

то, по мере прохождения света, интенсивность излучения будет увеличиваться. Казалось бы, это парадоксальный результат.

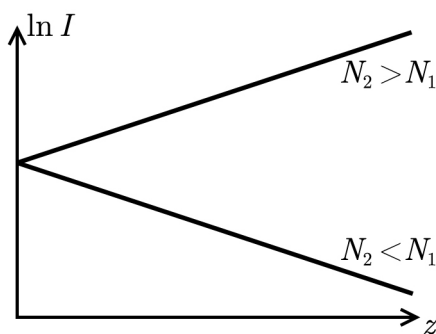


Рис. 15.9.

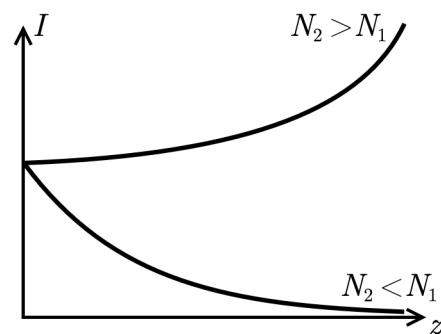


Рис. 15.10.

Зависимость интенсивности (в логарифмическом масштабе) от координаты z в обоих случаях будет представлена на рисунке 15.9. График зависимости интенсивности от координаты z (не в логарифмическом масштабе) представлена на рисунке 15.10.

Таким образом, если некоторым образом создать систему, в которой

$$N_2 > N_1,$$

то такая среда будет усиливать входящий сигнал.

Случай, когда число атомов на возбужденном уровне больше, чем на невозбужденном, называется **инверсной заселенностью уровней**. Инверсную заселенность уровней системы можно рассматривать так, словно система имеет отрицательную температуру.

15.3. Инверсная заселенность уровней. Лазеры

Оказалось, что создать среду с инверсной заселенностью уровней возможно. Рассмотрим некоторые способы создания инверсной заселенности уровней.

Система с инверсной заселенностью уровней, очевидно, будет неустойчивой: такая система является неравновесной. Чтобы создать такую неравновесную систему, казалось бы, можно облучать некоторую двухуровневую систему излучением с частотой ω , равной отношению разности уровней энергии к приведенной постоянной Планка

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}.$$

Теоретически, это должно приводить к возбуждению атомов на верхний энергетический уровень (см. рис. 15.11).

Однако, добиться инверсной заселенности уровней таким способом невозможно, поскольку вероятности переходов из верхнего состояния в нижнее и наоборот, как было показано ранее, одинаковы.

Пусть, например, в некоторый момент времени с помощью мощного короткого импульса большинство атомов оказывается на верхнем уровне (см. рис. 15.12). В этом случае система будет являться инверсной ровно столько времени, чему равно время жизни атома в возбужденном состоянии.

Рассмотрим другой, более эффективный способ создания инверсной заселенности уровней (см. рис. 15.13). Пусть система состоит из трех уровней энергии.

Известно, что вероятность переходов зависит от спина о четности начального и конечного состояния. Если окажется, например, что уровень 2 имеет очень спин по сравнению с уровнем 1, то время жизни атомов на уровне 2 будет больше, чем на уровне 1. Это приведет к тому, что атомы «застрянут» на втором энергетическом уровне системы.

Как было показано, напрямую попасть с уровня 1 на уровень 2 не получится. Однако, можно возбудить третий энергетический уровень, который должен обладать ненулевой вероятностью перехода атомов на второй уровень.

Это позволяет «накопить» атомы на втором энергетическом уровне и, таким образом, создать инверсную заселенность уровней на достаточно большой промежуток

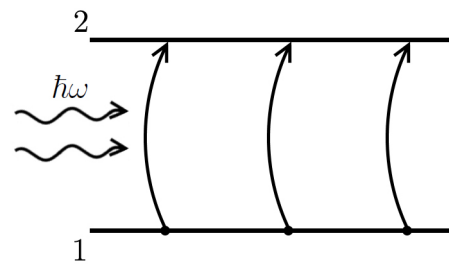


Рис. 15.11.

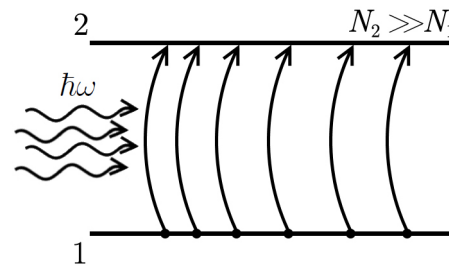


Рис. 15.12.

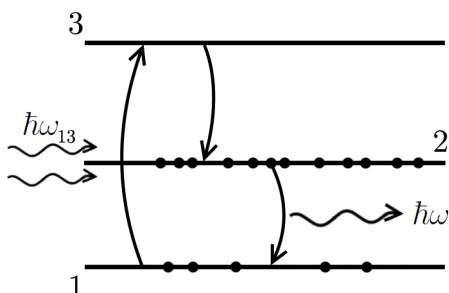


Рис. 15.13.

времени. Время жизни на втором уровне, таким образом, будет достаточно большим по сравнению с различными спонтанными переходами.

Система на рисунке 15.13, таким образом, является усилителем света (системой с отрицательной температурой).

Улучшить коэффициент полезного действия такой системы можно, например, создав четырех-уровневую систему (см. рис. 15.14). В этом случае, «накачивая» четвертый уровень энергии атомами, будут наблюдаться последовательные переходы с четвертого уровня на третий, а затем на второй уровень. В силу того, что при заданной температуре

$$N_3 \ll N_2 \ll N_1,$$

в подсистеме, состоящей из энергетических уровней 2 и 3, легко добиться инверсной заселенности уровней.

Эта система будет обладать значительно большим КПД, чем трехуровневая система. Рассмотрим практическую реализацию такой системы.

Понятие инверсной заселенности и отрицательной температуры лежит в основе работы лазеров.

Определение 15.4. Лазер (от англ. *light amplification by stimulated emission of radiation*) — квантовый генератор света, то есть система, использующая индуцированные переходы.

Чтобы создать генератор света, необходимо иметь активную среду 1 (например, трехуровневую систему на рисунке 15.13), которая будет помещена в резонатор 2, создающий обратную связь 3 (см. рис. 15.15).

Обратная связь необходима для того, чтобы сгенерированное излучение возвращалось в активную среду. В этом случае при прохождении излучения через среду происходит быстрый переход из верхнего перенасыщенного состояния в нижнее.

Осуществляя непрерывную подкачку энергии с частотой ω_{13} , необходимой для перехода с первого энергетического уровня на третий, получим непрерывный генератор света.

Первый лазер был создан на основе рубина (твердотельный лазер). В кристалл Al_2O_3 были добавлены атомы хрома Cr. Энергетический спектр этой системы представлен на рисунке 15.16.

Переходы из узких полос Al_2O_3 на нижний уровень Cr образуют трехуровневую систему. Создать твердотельный лазер было проще, чем газовый, поскольку в нем содержится очень большое число атомов

$$N \sim 10^{23} \text{ штук},$$

и, следовательно, добиться инверсной заселенности уровней достаточно просто.

Твердотельные лазеры обычно импульсные: лампа-вспышка возбуждает уровни Al_2O_3 , атомы с которых попадают вначале на возбужденный уровень хрома, и, затем,

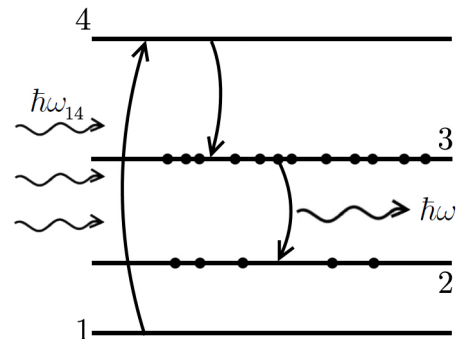


Рис. 15.14.

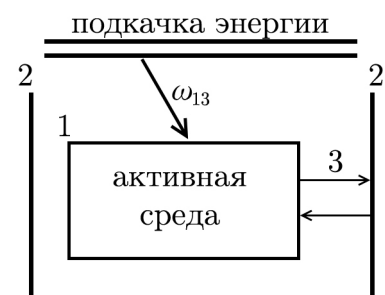


Рис. 15.15.

снова на первый (основной) уровень (см. рис. 15.16). Переход именно между этими двумя уровнями генерирует свет в таком лазере.

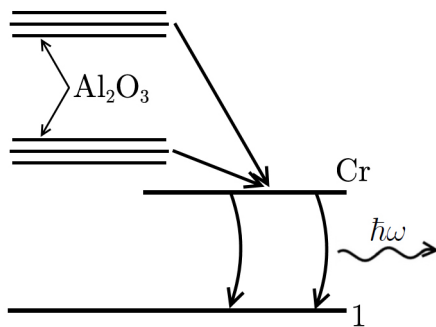


Рис. 15.16.

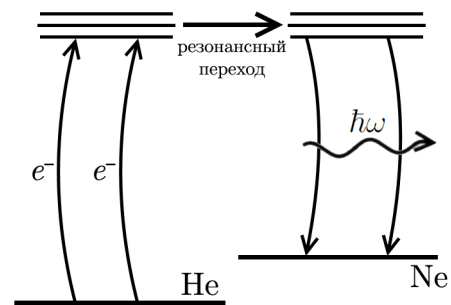


Рис. 15.17.

После твердотельных лазеров удалось создать газовые лазеры, например — He–Ne лазер. Строение энергетических уровней этого лазера представлено на рисунке 15.17.

Вначале происходит возбуждение атомов гелия. С возбужденных уровней атома гелия происходит резонансный переход на возбужденные уровни неона с последующим возвращением к основному состоянию атомов неона и испусканием фотонов с частотой $\hbar\omega$.

Из рисунка 15.17 видно, что такая система, фактически, является двухуровневой с промежуточным состоянием, причем возбуждение гелия происходит с помощью электронов.

Через трубку, содержащую смесь гелия He и неона Ne, подается высокое напряжение V , вследствие чего «зажигается» электрический разряд (см. рис. 15.18). Этот разряд возбуждает атомы гелия, которые, как было сказано ранее, резонансным образом возбуждают атомы неона.

Вся система окружена резонаторами Фабри–Перо (зеркалами). Излучение проходит между зеркалами очень быстро, в результате чего все атомы быстро переходят на нижний уровень. Электрический разряд можно создавать постоянно, поэтому He–Ne лазер имеет сравнительно небольшую мощность.

Четырехуровневый лазер на основе неодима Nd представлен на рисунке 15.19. В нем переход с третьего уровня на второй является оптическим переходом, генерирующим излучение.

На сегодняшний день такой лазер является одним из наиболее мощных, поскольку в четырехуровневой системе возможно получение системы с сильной инверсной заселенностью уровней, когда, например, в случае неодимового лазера,

$$N_3 \gg N_2.$$

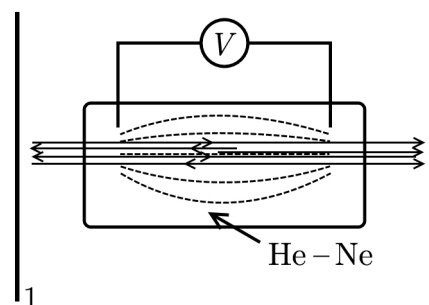


Рис. 15.18.

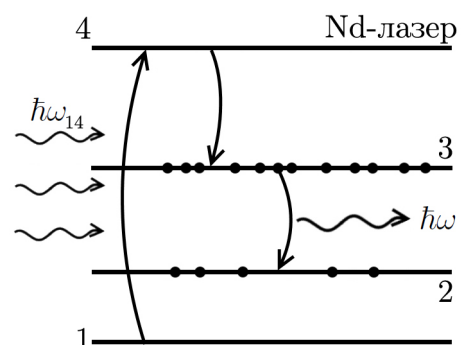


Рис. 15.19.

Поскольку состояние с инверсной заселенностью является нестационарным, то время жизни атомов в таком состоянии конечно. Следовательно, существует частота $\Delta\omega_{\text{cob}}$ (см. рис. 15.20) такая, что

$$\Delta\omega \cdot \tau \sim \hbar.$$

Излучение находится в резонаторе Фабри–Перо, который представляет собой систему с очень высокой добротностью. Следовательно, резонатор «выбирает» в $\Delta\omega$ узкие линии, в результате чего генерируемое излучение является практически монохроматическим.

Поскольку газовый лазер имеет большое число линий (см. рис. 15.20), то он является **многомодовым** лазером. Существуют способы создания **одномодовых** лазеров, генерирующих излучение строго одной частоты. В этом случае ширина единственного центрального пика определяется следующим образом:

$$\Delta\omega_{ls} = \frac{\omega}{Q} \ll \Delta\omega.$$

Лазерная техника продвинулась так далеко, что удалось создать лазеры на основе большого числа различных веществ: в любом веществе всегда можно найти уровни энергии, которые можно использовать для создания инверсно заселенной двухуровневой системы.

Одним из способов уничтожения баллистических ракет является «прожигание» их мощным лазерным лучом. Из-за дифракционного уширения такой лазер должен иметь очень большую мощность. При производстве таких лазеров возникло две проблемы, которые привели к завершению подобных разработок.

Дело в том, что в лазере обязательно должно присутствовать отражающее зеркало (резонатор). Абсолютно отражающих тел не бывает, поэтому у резонатора всегда есть небольшой коэффициент поглощения, примерно равный

$$\alpha \simeq 10^{-3} \%.$$

При очень большой мощности величины такого коэффициента поглощения достаточно, чтобы при работе лазера отражатель нагрелся настолько сильно, что начал бы испаряться. Срок службы такого лазера в этом случае будет не превышать двух «выстрелов».

В лабораторных условиях для создания мощного лазерного пучка используется большое число лазеров, сфокусированных в одну точку.

Пример 15.1. Пусть в лабораторных условиях был получен твердый дейтерий с характерным размером

$$l \simeq 2 \div 3 \text{ мм.}$$

Если сконцентрировать на этой частице излучение большого числа достаточно мощных лазеров, то происходит испарение дейтерия с последующим нагревом плазмы до температуры, достаточной для осуществления реакции термоядерного синтеза.

В настоящий момент в мире существует всего три подобные установки. Использование подобных лазерных установок в энергетических целях бессмысленно, поскольку выделяемая энергия много меньше энергии, затрачиваемой на работу лазеров.

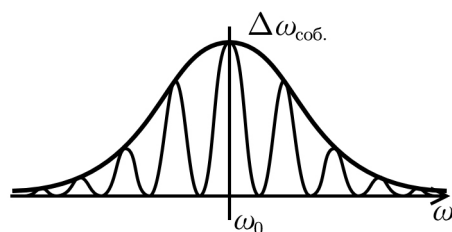


Рис. 15.20.

В настоящее время такие установки рассматриваются как возможный источник нейтронов, позволяющих исследовать, например, строение вещества.

При проведении подземных ядерных взрывов (см. рис. 15.21) в очень глубокий колодец закладывается водородная бомба (H-bomb). Сверху колодца устанавливается измерительная аппаратура 1 (например, нейтронные детекторы).

При взрыве бомбы поток нейтронов 2 устремляется вертикально вверх со скоростью света, которая намного больше скорости ударной волны, что позволяет осуществлять импульсные исследования с большим числом нейтронов.

На сегодняшний день лазерная техника находит применение во многих областях науки и техники.

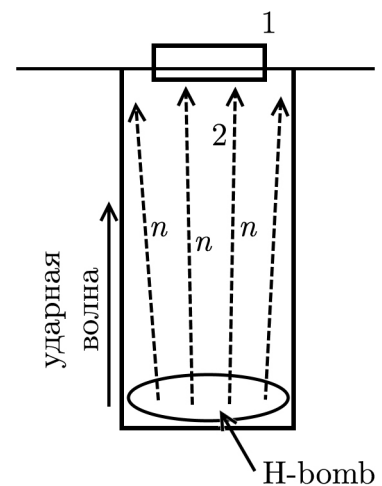


Рис. 15.21.