ВОЛНЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫХ СРЕДАХ

В. Е. Харциев

Физико-технический институт, им. А. Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград, СССР

(Получили 1 Сентябрь 1966)

Аннотация

Рассматриваются явления, имеющие место при прохождении импульсов монохроматического излучения через оптически плотную на частоте перехода ν_{21} среду, содержащую центры резонансно поглощающие излучение. При этом под действием импульса резонансного излучения происходит насыщение поглощения в слое среды, в результате чего поглощение в нем падает и излучение проникает в следующий слой. Таким образом, просветленная область непрерывно перемещается в глубь среды, процесс просветления имеет волноподобный характер, а плотность фотонов и коэффициент поглощения в глубине среды при постоянной плотности потока падающих фотонов и однородном распределении поглощающих центров зависят только от аргумента $t - x/v$, причем скорость волны просветления v может быть на несколько порядков меньше скорости света. Механизм насыщения поглощения может быть различным. Необходимым условием для возникновения волн просветления является малая величина потерь фотонов в просветленной части среды. Условия осуществления волн просветления реализуются для многих конденсированных сред, обладающих линиями интенсивного поглощения, и особенно благоприятны при наличии между уровнями 1 и 2 метастабильных уровней (системы типа рубина). Эффект волн просветления является общим для различных спектральных областей электромагнитного излучения и может реализоваться в астрофизических масштабах.

Введение

При взаимодействии потоков мощного монохроматического излучения с конденсированной средой могут иметь место процессы резонансного поглощения [1], отражения и рассеяния без изменения частоты, нелинейные оптические явления типа генерации гармоник [2, 3], рассеяние Бриллюэна - Мандельштама [4, 5] индуцированное комбинационное рассеяние [6]. В случае сильно поглощающих сред при наличии резонансного поглощения этот механизм до насыщения поглощения может быть доминирующим. Эффект насыщения поглощения, подробно исследовавшийся для случая слабо поглощающихся сред [9 - 15], в случае сильно поглощающих сред характеризуется резкой нестационарностью и пространственной неоднородностью [7 - 9].

Ниже дается общий анализ явления волн просветления, возникающих в оптически плотной среде под действием импульса мощного монохроматического излучения в случае, когда среда содержит резонансно поглощающие центры одного типа. Другими механизмами взаимодействия излучения со средой пренебрегаем. Аналогичное явление при определенных условиях может иметь место также при других механизмах насыщения поглощения, например, при двухфотонных переходах, фотоионизации атомов и фотодиссоциации молекул в газе.

1. Качественная картина явления волн просветления

Пусть поглощающие центры среды имеют систему энергетических уровней, показанную на рис.1. Будем предполагать, что линия перехода 1-2 однородно уширена, а для спектральных ширин импульса $\Delta\nu_i$ и перехода $\Delta\nu_{21}$ имеет место неравенство $\Delta\nu_{21} \gg \Delta\nu_i$. Пренебрежем процессами нерезонансного поглощения излучения и вкладом переходов $2 \rightarrow 1$ в кинетику просветления среды. Будем считать, что длительность импульса T_i ограничена условием $\tau_{31} \gg T_i$, где τ_{31} - наименьшее из времен жизни для переходов типа $3 \rightarrow 1$. Для простоты для статистических весов f_α принимаем $f_1 = f_2$.

В принятых приближениях взаимодействие излучения с поглощающими центрами можно характеризовать усредненным по спектральному интервалу $\Delta\nu_i$ параметром σ -сечением захвата фотона резонансного излучения поглощающим центром. Для максимального значения коэффициента поглощения $k_m = \sigma N$ оптически плотной среды на частоте ν_{21} имеет место соотношение $k_m \gg 1$, где N - плотность поглощающих центров, l - толщина одномерной среды. Среда будет прозрачной для резонансного излучения частоты ν_{21} , если $k = \sigma(n_1 - n_2) \simeq 0$, где n_1 и n_2 - населенности уровней 1 и 2. Это условие может быть реализовано в двух случаях: (А) $n_1 \simeq n_2 \simeq 0$; (Б) $n_1 \simeq n_2 \neq 0$. Рассмотрим качественно явление просветления оптически плотной среды мощным резонансным излучением в этих двух случаях.

Случай А соответствует трехуровневой системе, в которой уровень 2 играет роль промежуточного уровня. При этом в слое одномерной среды толщиной $\Delta l \simeq 1/k_m$ под воздействием резонансного излучения имеет место тенденция выравнивания населенностей уровней 1 и 2, но из-за переходов в канале $2 \rightarrow 3$ n_1 и n_2 не могут сравняться. В результате этого населенность уровня 1 уменьшается, населенность уровня 3 увеличивается, коэффициент поглощения резонансного излучения в слое уменьшается, и излучение проникает в следующий слой. Таким образом, под воздействием импульса резонансного излучения просветленная область непрерывно перемещается в соединить глубь среды, т.е. имеет место волноподобный процесс. В конечном состоянии все поглощающие центры переходят в состояние, соответствующее уровням типа 3, и среда становится прозрачной для резонансного излучения частоты ν_{21} . Скорость перемещения просветляющейся области - волны просветления - при малых плотностях потока фотонов в пренебрежении релаксацией в канале $2 \rightarrow 1$ можно оценить следующим образом. Для просветления объема $S\Delta l$ одномерной среды с поперечным сечением S необходимо возбудить $NS\Delta l$ поглощающих центров. Для этого необходим поток фотонов $u_0 cS$ длительности Δt , где u_0 - начальная плотность фотонов, c - скорость света в среде. В результате для скорости волны просветления получаем

Случай Б соответствует изолированной двухуровневой системе. Фронт волны просветления представляет собой область насыщения поглощения в канале 1 - 2. Для скорости перемещения волны просветления по аналогии с предыдущим случаем получаем

2. Исходные уравнения

При использованных предположениях кинетика распространения импульса резонансного излучения частоты ν_{21} в одномерной среде с энергетическими уровнями поглощающих центров, показанными на

рис.1, описывается системой уравнений

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial x} = -\sigma c (n_1 - n_2) u \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\sigma c (n_1 - n_2) u + \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \sigma c (n_1 - n_2) u - \left(\frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{23}} \right) n_2 \quad (2.3)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = N \quad (2.4)$$

с начальными и граничными условиями для плотности фотонов в среде u и населенностей энергетических уровней n_i

$$u(x=0, t) = u_0(t), \quad n_1(x, t=0) = N(x), \quad n_{2,3}(x, t=0) = 0. \quad (2.5)$$

Для двухуровневой системы (случай Б) процесс просветления описывается системой уравнений (2.1) и (2.6)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -2\sigma c n u \quad (2.6)$$

причем $n = n_1 - n_2$. Волноподобное просветление среды в этом случае может возникнуть при

выполнении условия $\tau_2 \gg T_i$, где $\tau_2 = \left(\frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{23}} \right)^{-1}$, Время просветления $T = l/v$. В

случае А эффективное просветление среды может иметь место, если в процессе просветления выполняется условие $T \gg \tau_{23}$. В промежуточном случае $T_i \simeq \tau_{21} \simeq \tau_{23}$ волна просветления ни в двухуровневом, ни в трехуровневом варианте не успевает сформироваться.

Рассмотрим случай волны просветления для трехуровневых систем (А) при достаточно малом времени τ_{23} , когда для уровня 2 имеет место условие квазистационарности $\partial n_2 / \partial t \ll \sigma c n u$. Тогда вычитая из уравнения (2.2) уравнение (2.3) и пользуясь условием квазистационарности, получаем

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -r\sigma c n u \quad (2.7)$$

где

$$r = \frac{\tau_{21}}{\tau_{23} + \tau_{21}}. \quad (2.8)$$

Таким образом, в случае А при квазистационарном приближении просветление среды описывается системой уравнений (2.1) и (2.7), совпадающей с точностью до множителя r с системой уравнений для случая Б.

Рис. 1.

Схема энергетических уровней и переходов в поглощающих центрах. Непрерывными линиями показаны переходы, учтенные в системе уравнений (2.1) - (2.3):

1 - поглощение, 2 - индуцированное излучение, 3 и 4 - распад возбужденного состояния 2; τ_{ik}^{-1} - вероятность переходов в канале $i \rightarrow k$.

Следует также отметить, что область применимости уравнений (2.1)-(2.3) ограничена требованием медленности изменения величин u и n_i за время поперечной релаксации перехода 2-1 T_{21} , т.е. усло-

виями $\Delta t \gg T_{21}$, $\Delta x \gg cT_{21}$, $n \gg cT_{21} \frac{\partial n}{\partial x}$ и т.д. Поскольку ширина фронта волны про-

светления по порядку величины равна $1/k_m$, то для применимости уравнений (2.1)-(2.3) на этих расстояниях необходимо выполнение условия $1/k_m \gg cT_{21}$, из которого следует критерий применимости этих уравнений $\sigma N c T_{21} \ll 1$. Ввиду малости T_{21} ($T_{21} \approx 10^{-12}$ сек) этот критерий обычно выполняется даже для сред с большими коэффициентами поглощения.*

3. Стационарные волны просветления

Рассмотрим процесс просветления среды в случае А при импульсе излучения постоянной интенсивности и однородном распределении поглощающих центров в среде. В глубине просветленной среды в принятых приближениях потерь фотонов частоты ν_{21} не происходит. Поглощение имеет место на фронте волны просветления, где происходит перекачка поглощающих центров из состояний 1 в состояния 3. В этих условиях в среде устанавливается стационарный фронт волны просветления. Тогда нелинейная

* Наличие резонансного монохроматического излучения должно приводить к изменению формы линии в зависимости от плотности потока излучения [17]. Этот эффект мы не учитываем.

система уравнений в частных производных (2.1)-(2.3) имеет решения, зависящие только от аргумента $\theta = t - x/v$ и может быть сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. При этом уравнение (2.1) запишется в виде

$$u_{\theta}^1 = q \sigma c n u \quad (3.1)$$

где $q = \left(\frac{c}{v} - 1\right)^{-1}$, а в уравнениях (2.2) и (2.3) дифференцирование по t заменится на дифференцирование по θ . Новой системе уравнений соответствуют некоторые "начальные" условия на фронте волны θ_0

$$u(\theta = \theta_0) = u^{(0)} \quad n_i(\theta = \theta_0) = n_i^{(0)} \quad (3.2)$$

и условия асимптотического типа

$$u(\theta \rightarrow \infty) \rightarrow u_0, \quad n_{1,2}(\theta \rightarrow \infty) \rightarrow 0, \quad n_3(\theta \rightarrow \infty) \rightarrow N. \quad (3.3)$$

Получим первый интеграл системы уравнений для стационарных волн просветления без предположения о квазистационарности для уровня 2. Преобразуя уравнения для населенностей уровней, получаем соотношение для производных по переменной θ , соответствующее условию стационарности процесса

$$u_{\theta}^1 = \frac{q}{2} \left[\left(1 + 2 \frac{\tau_{23}}{\tau_{21}} \right) \left(n_3 \right)_{\theta}^1 - n_{\theta}^1 \right]. \quad (3.4)$$

После интегрирования (3.4) с учетом условий (3.2) и (3.3) получаем общее соотношение, связывающее параметры на фронте стационарной волны просветления

$$u_0 - u^{(0)} = \frac{q}{2} \left[\left(1 + 2 \frac{\tau_{23}}{\tau_{21}} \right) \left(N - n_3^{(0)} \right) + n^{(0)} \right]. \quad (3.5)$$

Использование соотношения (3.4) приводит к системе двух нелинейных уравнений, которые могут быть интегрированы численно.

В квазистационарном приближении уравнение (3.1) должно быть дополнено уравнением

$$n_{\theta}^1 = -r \sigma c n u \quad (3.6)$$

Из уравнений (3.1) и (3.6) с учетом (3.2) получаем

$$u - u^{(0)} = (q/r)(n^{(0)} - n)$$

причем $n^{(0)}$ определяется при учете асимптотического условия (3.3) $n^{(0)} = (r/q)(u_0 - u^{(0)})$. Таким образом, плотность фотонов на фронте волны определяется уравнением

$$u_{\theta}^1 = r \sigma c (u_0 - u) u. \quad (3.7)$$

Решение уравнения (3.7) дает выражения для стационарных волн просветления

$$u(\theta) = u_0 \left\{ 1 + \left(\frac{u_0}{u(0)} - 1 \right) \exp \left[-(\theta - \theta_0) r \sigma c u_0 \right] \right\}^{-1} \quad (3.8)$$

$$k(\theta) = \frac{\sigma u_0 r}{q} \left\{ 1 + \left(\frac{u_0}{u(0)} - 1 \right) \exp \left[(\theta - \theta_0) r \sigma c u_0 \right] \right\}^{-1} \quad (3.9)$$

$$n_2(\theta) = r \sigma \sin \tau_{23} = \frac{r^2 \sigma c \tau_{23} u_0^2}{4q} \left\{ \operatorname{Ch} \left[\frac{1}{2} (\theta - \theta_0) r \sigma c u_0 - \ln \left(\frac{u_0}{u(0)} - 1 \right) \right] \right\}^{-2}. \quad (3.10)$$

В соотношениях (3.8)-(3.10) величины $u^{(0)}$ и v предполагаются заданными. При $r = 2$ соотношения (3.8) и (3.9) описывают процесс просветления для двухуровневых систем (случай Б).

4. Общие решения

Рассмотрим теперь решение уравнений (2.1) и (2.7) с условиями (2.5) в общем случае, когда плотность потока монохроматического излучения зависит от времени, а распределение резонансно поглощающих центров в среде является неоднородным. Получаемые ниже решения являются точными в двух случаях: (1) случай А – система трех энергетических уровней при условии квазистационарности уровня 2; (2) – случай Б ($r = 2$) – изолированная двухуровневая система.

Для интегрирования системы (2.1), (2.7) воспользуемся одним из вариантов метода Дороницына [18] (см. также [7]). В этом варианте оказывается возможным свести решение нелинейной системы дифференциальных уравнений в частных производных дивергентного типа к решению обыкновенного дифференциального уравнения, решение которого в свою очередь сводится к квадратурам. Интегрируя уравнение (2.7), получаем

$$n(x, t) = N(x) \exp \left[-r \sigma c \int_0^t u(x, t_1) dt_1 \right]. \quad (4.1)$$

Подставим формальное решение (4.1) в уравнение (2.1) и, проведя интегрирование по t с учетом равенства $u(x, t = 0) = 0$, получим

$$\frac{\partial w}{\partial t} + c \frac{\partial w}{\partial x} = - \left[1 - \exp(-r \sigma c w) \right] \frac{N(x)}{r} \quad (4.2)$$

где $w(x, t) = \int_0^t u(x, t_1) dt_1$. Уравнению (4.2) соответствует граничное условие $w(x = 0, t) = \int_0^t u_0(t_1) dt_1$. Интегрирование уравнения (4.2) методом характеристик приводит к уравнению

$$w_x^1 = - \left[1 - \exp\left(- r \sigma c w\right) \right] \frac{N(x)}{r} \quad (4.3)$$

с условием $w(x=0) = \int_0^\psi u_0(t_1) dt_1$, где $\psi = t - x/c$. Решение уравнения (4.3) имеет вид

$$w(x, t) = (r\sigma c)^{-1} \ln \left[1 + \frac{A(t - \frac{x}{c}) - 1}{B(x)} \right] \quad (4.4)$$

где

$$A(t - \frac{x}{c}) = \exp(r \sigma c \int_0^{t - \frac{x}{c}} u_0(t_1) dt_1), \quad B(x) = \exp(\sigma \int_0^x N(x_1) dx_1). \quad (4.5)$$

Учитывая определение для величины $w(x, t)$ и соотношение (4.1), получаем общие решения системы (2.1), (2.7):

$$u(x, t) = u_0(t - \frac{x}{c}) \left[1 + \frac{B(x)}{A(t - \frac{x}{c})} - A^{-1}(t - \frac{x}{c}) \right]^{-1} \quad (4.6)$$

$$n(x, t) = N(x) \left[1 + \frac{A(t - \frac{x}{c})}{B(x)} - B^{-1}(x) \right]^{-1} \quad (4.7)$$

Решения (4.6), (4.7) имеют в глубине среды (при $A \gg 1$, $B \gg 1$) волноподобный характер, при этом $\frac{n}{N} = \frac{u}{u_0} \frac{A}{B}$. В случае однородного распределения поглощающих центров скорости перемещения состояний среды с равными коэффициентами поглощения $v^{(k)}$ и равными плотностями фотонов $v^{(u)}$, определяемые из условий $dn/dt = 0$ и $du/dt = 0$, имеют вид

$$v^{(k)} = \frac{ru_0 c}{N + ru_0}, \quad v^{(u)} = \frac{ru_0 + m}{N + ru_0 + m} c \quad (4.8)$$

где $m = (\sigma c u_0)^{-1} \left(\frac{A}{B} + 1 \right) \frac{\partial u_0}{\partial t}$. Таким образом, в общем случае $v^{(k)} \neq v^{(u)}$. Для случая

$u_0 = \text{const.}$, $N = \text{const.}$ $v^{(k)} = v^{(u)}$. При этом из соотношений (4.6) и (4.7) получаем решения, имеющие в глубине оптически плотной среды на частоте ν_{21} явную волноподобную форму

$$u(x, t) = u_0 \left\{ 1 + \exp \left[- \left(t - \frac{x}{v^{(k)}} \right) r \sigma c u_0 \right] - \exp \left[- \left(t - \frac{x}{c} \right) r \sigma c u_0 \right] \right\}^{-1} \quad (4.9)$$

$$n(x, t) = N \left\{ 1 + \exp \left[\left(t - \frac{x}{v^{(k)}} \right) r \sigma c u_0 \right] - \exp \left[- \sigma N x \right] \right\}^{-1} \quad (4.10)$$

Рис. 2.

Профили волны просветления в двухуровневых системах в случае однородного распределения поглощающих центров и импульса постоянной интенсивности при учете процессов поглощения (1) и индуцированного излучения (2): а) просветленная область (А), просветляющийся слой (Б) и непросветленная область (В) оптически плотной среды; изменение плотности потока фотонов (б), коэффициента поглощения (в) и населенностей уровней 2 (г) и 1 (д) соответственно. Начало отсчета безразмерного переменного x/δ_0 совмещено с точкой, для которой $u/u_0 = k/k_m = 1/2$. Направление движения волны указано стрелками при $x/\delta_0 = 0$.

конечную ширину, определяемую отношением B/A и при вхождении импульса монохроматического излучения в среду формируется на конечном расстоянии от ее границы.

Для выполнения условия квазистационарного приближения для уровня 2 необходимо потребовать, чтобы время, в течение которого волна просветления, соответствующая случаю выравнивания

$$n_2(x, t) = r \sigma c \tau_{23} u_0 N \left\{ 2 \operatorname{Ch} \left[\frac{1}{2} \left(t - \frac{x}{v^{(k)}} \right) r \sigma c u_0 \right] - C \right\}^{-2} \quad (4.11)$$

где $C = \exp \left\{ -\frac{\sigma}{2} \left[N x + \left(t - \frac{x}{c} \right) r c u_0 \right] \right\}$. При $N \gg r u_0$ выражение для $v^{(k)}$ переходит в

случае А при $\tau_{21} \gg \tau_{23}$ в оценочное соотношение (1.1), в случае Б при $r = 2$ – в соотношение (1.2). При $r u_0 \gg N$ просветление распространяется со скоростью света в среде: $v^{(k)} = v^{(u)} = c$. Соотношения (4.9)-(4.11) согласуются с выражениями (3.8)-(3.10) для стационарных волн просветления в среде (см. также [7-9]). При этом оказывается возможным определить входящие в (3.8)-(3.10) неизвестные параметры – скорость волны просветления и значение плотности фотонов на фронте фронте волны просветления: $v = v^{(k)}$, $u^{(0)} = 1/2 u_0$.

Фронт стационарной волны просветления определяется характерными параметрами среды k_m , $\tau_0 = 1/k_m c$ и безразмерными отношениями r , τ_{23}/τ_0 , $g = u_0/N$. В соответствии с выражениями (4.9) и (4.10) плотность числа фотонов в среде и коэффициент поглощения в случае стационарной волны зависят только от безразмерного переменного $\xi = \frac{x}{\delta_0} - \frac{t}{\tau_0} g r$, где $\delta_0 =$

$[(1 + g r) k_m]^{-1}$. Полагая $x = 0$, совместим начало отсчета времени с моментом, которому соответствуют условия $\frac{u}{u_0} = \frac{k}{k_m} = \frac{1}{2}$. Тогда зависимость величин u , k и n_i от переменной ξ ; в

глубине среды определит профили волны просветления в системе координат, связанной с волной ($t = 0$). На рис.2 построен профиль фронта волны просветления для двухуровневой системы (случай Б). Профили населенностей уровней для волны просветления в случае А показаны на рис.3. В этом случае плотность фотонов в среде и коэффициент поглощения в квазистационарном приближении для уровня 2 имеют профили, совпадающие со случаем Б (рис. 2б, 2в), при этом меняется, ввиду зависимости δ_0 от параметра r , только масштаб пространственной координаты.

Из соотношений (4.6), (4.7) и (4.9)-(4.11) следует, что фронт волны просветления имеет конечную ширину, определяемую отношением B/A и при вхождении импульса монохроматического излучения в среду формируется на конечном расстоянии от ее границы.

Для выполнения условия квазистационарного приближения для уровня 2 необходимо потребовать, чтобы время, в течение которого волна просветления, соответствующая случаю выравнивания населенностей (Б), проходит расстояние Δ , на котором происходит практически полное поглощение фотонов, значительно превышало время τ_{23} . Для расстояния Δ_p , на котором происходит уменьшение плотности фотонов в среде от значения $u_0(1 - 10^{-P})$ до $10^{-P} u_0$, пользуясь точным (в случае Б)

$$\text{решением (4.9) в глубине среды, получаем } \Delta_p = \frac{2 \ln[10^P - 1]}{\sigma(N + 2 u_0)}. \quad \text{Пользуясь выражением (4.8)}$$

для $v^{(u)}$ в случае импульса с мало меняющейся во времени интенсивностью и полагая $r = 2$, получаем критерий квазистационарного приближения для уровня 2

$$\sigma u_0 c \tau_{23} \ll 5. \quad (4.12)$$

Рис. 3.

Профили волны просветления в случае трехуровневых систем: (а) три области просветляемой среды; (б) – (г) населенности уровней n_2 , n_3 и n_1 , соответственно. Изменение плотности фотонов и коэффициента поглощения k аналогично случаю двухуровневых систем (рис 2б, в); $\rho = \gamma \sigma \epsilon_0 \tau_{23} = 0.1$, при этом $n_{2 \max}/N = 1/40$.

Неравенство (4.12) можно записать в виде $\tau_{23} \ll 5/k_m$. В дополнение к критерию (4.12) необходимо также потребовать, чтобы выполнялось условие $\tau_{21} \gg \tau_{23}$. При $\tau_{23} = 10^{-9} - 10^{-8}$ сек критерий (4.12) может быть выполнен для больших плотностей потоков монохроматического излучения. Невыполнение критерия (4.12) приводит к растягиванию фронта волны просветления.

Из соотношения (4.6) при малых плотностях потоков резонансного излучения можно получить известный закон Бугера [19].

$$u(x, t) = u_0 \left(t - \frac{x}{c} \right) \exp \left(- \sigma \int_0^x N(x_1) dx_1 \right) \quad (4.13)$$

и найти условие его применимости в принятых приближениях

$$r \sigma c \int_0^{t - \frac{x}{c}} u_0(t_1) dt_1 \ll 1. \quad (4.14)$$

Общее решение (4.6) справедливо при условии, что длительность импульса T_i удовлетворяет условиям: в случае А $T_i \ll \tau_{31}, \tau_{21}$, в случае Б $T_i \ll \tau_2$. Если u_0 мало меняется за времена τ_{31}, τ_{21} и τ_2 соответственно и в соотношении (4.14) $t \gg x/c$, то критерии применимости закона Бугера для потоков мощности монохроматического излучения для случаев А и Б можно записать в виде

$$P_A \ll \frac{h \nu_{21}}{r \sigma \tau_{31}}, \quad P_B \ll \frac{h \nu_{21}}{2 \sigma \tau_2}. \quad \text{Из последнего неравенства для } R_1 - \text{линии рубина при}$$

$$\sigma = 2.5 \times 10^{-20} \text{ см}^2 \text{ и } \tau_2 = 3 \times 10^{-3} \text{ сек получаем } P_B \ll 10^3 \text{ Вт/см}^2.$$

5. Заключение

Рассмотренный механизм просветления оптически плотных сред является общим для различных участков электромагнитного спектра. Такой волноподобный процесс, связанный с изменением состояния системы, состоящей из большого числа частиц, под действием потока энергии может иметь место при другом виде собственного спектра системы и типов переходов. В качестве примера можно указать на возможный эффект волн просветления под действием двухфотонных переходов в среде, содержащей поглощающие центры с двумя энергетическими уровнями. Волноподобный процесс просветления может быть доминирующим, если конкурирующие с ним процессы, приводящие к замедлению волны просветления (нерезонансное поглощение и потери излучения на частоте ν_{21} , связанные с частотным преобразованием излучения), являются малыми. В случае конденсированного состояния к нерезонансным процессам относятся решеточное поглощение, в случае полупроводников (при энергии фотонов меньшей ширины запрещенной зоны и при пренебрежении многофотонными переходами) - поглощение на свободных носителях. Таким образом, волноподобное просветление может иметь место в диэлектриках и полупроводниках в области примесного поглощения, в растворах органических соединений, а также в газах (в случае, когда столкновения несущественны).

Наибольший интерес представляют условия, в которых время жизни просветленного состояния среды является относительно большим. Для конденсированного состояния такие условия реализуются для случая Б в микроволновом диапазоне, когда время жизни определяется спин-решеточной релаксацией и имеющими малую вероятность спонтанными переходами, для случая А - при метастабильности уровня 3. Последний случай может иметь место растворов органических и металлоорганических соединений типа фталоцианинов [20-22]. Поглощающие молекулы в таких растворах обладают сравнительно узкими полосами поглощения в видимой области, большими сечениями захвата фотона резонансного излучения, малыми временами τ_{23} , а уровни 3 являются метастабильными уровнями. Благодаря этим особенностям возможно при сравнительно малой концентрации поглощающих центров создать среду с большой оптической плотностью $\sigma N l$ на частоте ν_{21} . Для оценки параметров волноподобного просветления таких сред, примем $\sigma = 10^{-16} \text{ см}^2$, $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $l = 1 \text{ см}$, $c = 2 \times 10^{10} \text{ см/сек}$, $\tau_{23} = 3 \times 10^{-9} \text{ сек}$, $\tau_{21} \gg \tau_{23}$, $u_0 = 0.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что соответствует при $h\nu_{21} = 3 \times 10^{-12} \text{ эрг}$ плотности потока мощности $P = 30 \text{ Вт/см}^2$. При этих параметрах $\sigma N l = 10$, критерию (4.12)

соответствует условие $P \ll h\nu_{21}/\sigma_{23} = 5 \times 10^6$ Вт/см². В соответствии с равенством (1.1) скорость волны просветления $v \approx 10$ м/сек, т.е. поток световой энергии в оптически плотной среде может пересекаться со скоростью спринтера на дистанции. При этом время волноподобного просветления $lN/u_0c \approx 10^{-3}$ сек.

В случае газовой среды учет насыщения поглощения, связанный с просветлением среды, особенно существенен для микроволнового диапазона и может значительно изменить величины плотностей потоков энергии на резонансных частотах [10,16]. Механизм волноподобного просветления может иметь место и в астрофизических масштабах. Один из возможных эффектов – просветление межзвездной среды под действием потоков излучения переменной интенсивности, возникающих при взрывах оболочек звезд или других нестационарных процессах. При этом время жизни просветленного состояния для микроволновой области спектра определяемое столкновениями между атомами и спонтанным излучением, является макроскопически большим. В случае распространения волны просветления в среде частично просветленной стационарным потоком излучения скорость волны возрастает.

Пользуемся случаем выразить большую признательность Е.Ф. Гроссу, А.И. Губанову, В.М. Овчинникову, А.В. Тулубу, Д.А. Варшаловичу, Г.И. Злотнику за обсуждение результатов.

Литература

1. A. MITCHELL и M. ZEMANSKY, *Resonance Radiation and Excited Atoms*. Cambridge Series, London (1934).
2. С.А. АХМАНОВ и Р.В. ХОХЛОВ, *Проблемы нелинейной оптики*. Изд. АН СССР, Москва (1964); А.М. БОНЧ-БРУЕВИЧ и В.А. ХОДОВОЙ, *УФН* 85, 3 (1965); Л.Н. ОВАНДЕР, *УФН* 86, 3 (1965).
3. N. BLOEMBERGEN, *Nonlinear Optics*. Benjamin, New York (1965).
4. R. CHIAO, C. TOWNES и V. STOICHEV, *Phys. Rev. Letters* 12, 592 (1964); 5, 84 (1964).
5. И.Л. ФАБЕЛИНСКИЙ, *Молекулярное рассеяние света*. Изд. во "Наука", (1965 г).
6. E. WOODBURY и W. NG, *Proc. IRE* 50, 2367 (1962); В.А. ЗУБОВ, М.М. СУЩИНСКИЙ и И.К. ШУВАЛОВ, *УФН* 83, 197 (1964).
7. R. BELLMANN, G. BIRNBAUM и W. WAGNER, *J. Appl. Phys.* 34, 780 (1963).
8. В.М. ОВЧИННИКОВ и В.Е. ХАРШИЕВ, *ЖЭТФ* 49, 315 (1965).
9. В.Е. ХАРШИЕВ, *Оптика и Спектроскопия* 20, 514 (1966).
10. В.Л. ГИНЗБУРГ, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 7, 96 (1943); В.Л. ГИНЗБУРГ, *УФН* 31, 320 (1947).
11. C. TOWNES, *Phys. Rev.* 70, 665 (1946).
12. R. KARPLUS и J. SCHWINGER, *Phys. Rev.* 73, 1020 (1948).
13. Н.Г. БАСОВ и А.М. ПРОХОРОВ, *УФН* 57, 485 (1955).
14. C. TOWNES и A. SHAWLOW, *Microwave Spectroscopy*. McGraw Hill, New York (1955).

15. В.М. КОНТОРОВИЧ и А.М. ПРОХОРОВ, *ЖЭТФ* 33, 1428 (1957); В.М. ФАЙН, *УФН* 64, 273 (1958); Ф.Н. БУНКИН, *Изв. Вузов, Радиофизика* 5, 687 (1962).
16. Д.А. ВАРШАЛОВИЧ, *Астрономический журнал* 42, 557 (1965).
17. С.Г. РАУТИАН и И.И. СОБЕЛЬМАН, *ЖЭТФ* 41, 456 (1961).
18. Ф.Ф. ДОРОДНИШЫН, *Труды Третьего Всесоюзного математического съезда* 3, 447. Изд-во АН СССР, Москва (1958); R. BELLMANN, G. BIRNBAUM и W. WAGNER, *J. Appl. Phys.* 34, 780 (1963).
19. Г.С. ЛАНСБЕРГ, *Оптика*, Гос. ИздБ техн. теор. лит-ры Москва (1957); В.А. ФАБРИКАНТ, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 26, 61 (1962).
20. А.Н. ТЕРЕНИН, *Сборник Проблемы фотосинтеза*, стр. 5. Изд-во АН СССР (1959).
21. Г.П. ГУРИНОВИЧ, А.Н. СЕВЧЕНКО и К.Н. СОЛОВЬЕВ, *УФН* 79, 173 (1963).
22. R. SOROKIN, J. LUZZI, J. LANKARD и G. PETTIT, *I.B.M. J.* 8, 182 (1964).

ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

В работе автора [9] отмечалось, что после прохождения волны просветления среда может прийти в инвертированное состояние (т.е. состояние с отрицательной температурой и отрицательным коэффициентом поглощения) по отношению к переходам между некоторыми энергетическими уровнями. Такое состояние, возбуждаемое волной просветления, может возникнуть при благоприятном соотношении параметров, характеризующих кинетику просветления и релаксацию возбужденных состояний. Инвертированное состояние может быть создано как в конденсированном состоянии, например, в растворах органических и металлоорганических соединений, так и в разреженном газе, в частности, в астрофизических условиях. Отметим, что для создания инвертированного состояния в космических условиях в микроволновой области, возбуждаемого оптической накачкой, то есть космического квантового усилителя (мазера), не требуется полного насыщения поглощения на частотах оптической накачки. Иначе говоря, прохождение волны просветления на частотах оптической накачки может быть достаточным условием для возбуждения космического мазера, но не является необходимым. Упомянутый импульсный космический мазер, как и волны просветления, может возбуждаться различными нестационарными астрофизическими явлениями, в частности, периодическими и непериодическими вспышками звезд. Действие космического мазера может быть обнаружено, если нестационарные астрофизические явления в оптической области спектра одновременно сопровождаются возрастанием интенсивности космического радиоизлучения в локальных областях спектра электромагнитных волн. Спектральные области, в которых может иметь место оптическая накачка и излучение космического мазера, рассмотрены Д. ВАРШАЛОВИЧЕМ [*Письма ЖЭТФ* 4, 180 (1966)], который также высказал предположение о том, что когерентное усиление излучения – широко распространенное явление во вселенной.