

**ВОЗНИКНОВЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ
И ИЗМЕНЕНИЕ ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ПЛАЗМЫ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЦНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ**

Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, Ю. П. Райзер

(Москва)

Рассматриваются кинетические процессы, протекающие в плазме под действием лазерного излучения, которые приводят к возникновению неравновесных состояний и изменению поглощательной способности плазмы. Путем решения уравнений Фоккера — Планка для связанных состояний находится распределение заселенности возбужденных уровней атомов при воздействии излучения. Вычисляется скорость ступенчатой ионизации и далее кинетика изменений плотностей электронов, возбужденных атомов и коэффициента поглощения. Результаты расчета поглощения света сравниваются с экспериментальными данными по прохождению лазерных импульсов через плазму, полученными авторами. Получено удовлетворительное согласие теории и эксперимента.

Эксперименты [1-3] показали, что поглощательная способность плазмы зависит от интенсивности излучения и меняется немонотонным образом: наблюдалось как уменьшение, так и увеличение поглощательной способности. В этих работах было предложено качественное объяснение эффектов, которое связывало их с возникновением неравновесных состояний в плазме, находившейся под действием интенсивного излучения. Необходимость в понимании и количественном описании процессов поглощения лазерного излучения низкотемпературной плотной плазмой возникает при рассмотрении самых различных явлений, например при оценке экранировки ионизованными парами твердых поверхностей, на которые воздействует лазерный луч, при установлении пределов применения лазерной диагностики плазмы, когда нельзя допустить воздействия света на исследуемый объект, и т. д.

Все это делает целесообразным специальный анализ кинетических процессов, которые приводят к возникновению неравновесных состояний и изменению поглощательной способности плазмы под действием мощных световых импульсов. Этому вопросу и посвящена данная работа. Для определенности все расчеты сделаны применительно к условиям [1-3], с результатами которых они и сравниваются.

1. Поглощение света в равновесной плазме и сопоставление расчета с данными прямых измерений. Приведем необходимые для дальнейшего известные сведения о поглощении света в газах в области первой ионизации (см., например, [4]). Коэффициент поглощения κ складывается из коэффициентов, соответствующих связанно-свободным переходам и свободно-свободным переходам электронов в поле ионов $\kappa = \kappa_1 + \kappa_2$. Коэффициент истинного фотоионизационного поглощения равен

$$\kappa_1 = \sum N_k \sigma_{1k} \quad (1.1)$$

где N_k — число атомов в 1 см^3 , находящихся в k -м квантовом состоянии, σ_{1k} — сечение фотоэффекта. Суммирование распространяется на все те состояния атомов (реализующиеся в плазме), с которых энергетически возможно вырывание электронов данными квантами $h\nu$. Коэффициент истинного тормозного поглощения равен

$$\kappa_2 = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3kT} \right)^{1/2} \frac{e^6}{hc m^{3/2} \nu^3} N_e^2 g^\circ = \frac{3.7 \cdot 10^8 N_e^2 g^\circ}{T^{1/2} \nu^3} \text{ см}^{-1} \quad (1.2)$$

где $N_e = N_+$ — число электронов в 1 см^3 , T — электронная температура, g° — поправочный множитель порядка единицы.

Для термодинамически равновесного газа из атомов водорода при $h\nu$ и kT , малых по сравнению с потенциалом ионизации I , суммирование в (1.1) можно приближенно заменить интегрированием. Если положить еще $g^\circ = 1$, получим известную формулу Унзольда — Крамерса

$$\kappa = \kappa^\circ = \frac{16\pi^2 k e^6}{3 \sqrt{3} e h^4} \frac{TN_\alpha}{v^3} \exp \frac{-I + h\nu}{kT} = 0.89 \cdot 10^{24} \frac{TN_\alpha}{v^3} \exp \frac{-I + h\nu}{kT} \quad (1.3)$$

где N_α — число всех нейтральных атомов в 1 см^3 . При этом

$$\kappa_1 / \kappa_2 = \exp (h\nu / kT) - 1 \quad (1.4)$$

фактическое ослабление светового луча характеризуется эффективным коэффициентом, который определяется разностью между истинным поглощением и вынужденным испусканием

$$\kappa' = \kappa [1 - \exp (-h\nu / kT)] \quad (1.5)$$

Согласно Л. М. Биберману и Г. Э. Норману [5,6], коэффициент поглощения газа из сложных атомов приближенно можно представить в виде

$$\kappa = \kappa^\circ \frac{2g_+}{g_0} \xi(v) \exp \frac{h\Delta\nu}{kT} \quad (1.6)$$

Здесь g_+ и g_0 — статистические веса иона и атома; $\xi(v)$ — функции, характерные для каждого элемента; последний множитель учитывает снижение границы непрерывного спектра в плазме $h\Delta\nu$.

В случае инертных газов основную поправку к формуле Унзольда — Крамерса вносит весовой множитель $2g_+ / g_0 = 12^*$; на частоте рубинового лазера $\nu = 4.3 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$; при этом $\xi = 1.2 - 1.4$. Экспоненциальный множитель чаще всего также близок к единице. При более точных расчетах в сумме (1.1) следует выделить несколько главных слагаемых, интегрируя только по оставшимся уровням [6]; для ксенона, который изучался в опытах [1-3], наиболее совершенные расчеты такого типа выполнены В. В. Янковым [7].

Для условий опытов [1-3] при $T = 10.000^\circ \text{ К} = 0.86 \text{ эВ}$, $N_\alpha = 6.110^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_e = 0.38 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации 0.06, $\nu = 4.3 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, по формуле Л. М. Бибермана и Г. Э. Нормана без учета снижения ($\Delta\nu = 0$) получается $\kappa' = 0.061 \text{ см}^{-1}$ ($\xi = 1.35$); $\kappa_1' / \kappa_2' = 7$. По расчету В. В. Янкова $\kappa_1' = 0.08 \text{ см}^{-1}$, причем подавляющий вклад в сумму (1.1) вносит уровень $5d$. Вычисляя κ_1' по формулам (1.2), (1.5) при $g^\circ = 1$, $\kappa_2' = 0.0059 \text{ см}^{-1}$ и используя значения В. В. Янкова, получаем $\kappa_1' / \kappa_2' = 13.5$; $\kappa' = \kappa_1' + \kappa_2' = 0.086 \text{ см}^{-1}$ **.

В опытах [1-3] при малых интенсивностях света, когда свет не возмущает плазму и поглощение линейно, получалось $\kappa' = 0.105 \text{ см}^{-1}$. Трудно, однако, с уверенностью говорить о превосходном согласии расчетов с данными прямого эксперимента, так как сами параметры плазмы известны с недостаточной для этого точностью.

2. Поглощение в неравновесной плазме. Говоря о неравновесности плазмы будем полагать неравновесными плотность электронов N_e , заселенность возбужденных состояний атомов N_h , а также будем иметь в виду различие электронной T и ионной (атомной) T_i температур, сохра-

* В κ_1 этот множитель возникает из-за мультиплетности термов, в κ_2 — при подстановке N_e^2 по формуле Саха.

** Тормозное поглощение при столкновениях электронов с нейтральными атомами дает вклад в поглощение менее 3%.

ная предположение о максвелловском распределении в электронном (и, конечно, в ионно-атомном) газах. Как показывают оценки, максвелловское распределение в электронном газе чаще всего устанавливается быстро, например в условиях опытов [1-3] за время $\sim 10^{-12} \div 10^{-13}$ сек; даже свет больших интенсивностей $\sim 10^4 - 10^5$ Мвт/см² нарушает его слабо. В этих предположениях коэффициенты тормозного поглощения κ_2, κ_2' описываются прежними формулами (1.2), (1.5), сохраняется, конечно, и исходная формула (1.1) для κ_1 , но формула (1.5) для эффективного коэффициента κ_1' теперь теряет силу.

Выведем κ_1' . На основании общих соотношений (см., например, [4]) парциальный коэффициент κ_{1k}' , связанный с фотоионизацией k -го состояния атомов и вынужденной фоторекомбинацией на этот уровень, равен

$$\kappa_{1k}' = \kappa_{1k} - j_{1k} c^2 / 2h\nu^3, \quad \kappa_{1k} = N_k \sigma_{1k} \quad (2.1)$$

Здесь j_{1k} эрг·см⁻³ (сек·стер·гу)⁻¹ — соответствующая лучеиспускательная способность. Она пропорциональна скорости фотозахватов электронов с энергиями $\varepsilon = h\nu - E_k$ на k -й уровень (E_k — энергия связи k -го уровня). При помощи принципа детального равновесия можно выразить [4] сечение фотозахвата через σ_{1k} и $N_e N_+ = N_e^2$ — через заселенность k -го состояния N_k , равновесную по отношению к плотности и температуре электронов

$$N_k^e = N_e^2 \frac{g_k}{2g_+} \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \exp \frac{E_k}{kT} \quad (2.2)$$

где g_k — статистический вес k -го уровня, получим

$$\kappa_1' = \sum \kappa_{1k}', \quad \kappa_{1k}' = \sigma_{1k} \left[N_k - N_k^e \exp \frac{-h\nu}{kT} \right] \quad (2.3)^1$$

Во многих реальных случаях, в частности, как будет показано ниже, и в условиях опытов [1-3], заселенности возбужденных состояний атомов не сильно отличаются от равновесных по отношению к электронному газу, хотя соотношение между числами электронов N_e и всех нейтральных атомов N_a может быть далеким от равновесного (по терминологии Л. М. Бибермана и К. Н. Ульянова [8] существует «блок» возбужденного и ионизированного состояний атомов). В этих случаях для вычисления κ' можно воспользоваться известными данными о коэффициенте поглощения термодинамически равновесного газа, если в соответствующих выражениях с помощью формулы Саха перейти от N_a к N_e .

В том приближении, в котором суммирование по уровням заменяется интегрированием, на основании (1.6), (1.3), (1.5) получим для $\kappa^{e'} = \kappa'$ блок

$$\kappa = \frac{2.42 \cdot 10^{-37} \zeta(\nu) N_e^2 [\exp(h\nu/kT) - 1]}{(h\nu)^3 T^{1/2}} \text{ см}^{-1} \quad (2.4)$$

где $h\nu$ и T выражены в электроновольтах.

При выводе этой формулы, соответствующей (1.6), было положено, что снижение границы непрерывного спектра $h\Delta\nu$ не отличается от снижения потенциала ионизации в плазме ΔI .

¹ Любопытно, что если заселенности хотя бы некоторых «сильных» уровней меньше $N_e \exp(-h\nu/kT)$ и соответствующие $\kappa_{1k}' < 0$ возможна ситуация, когда суммарный эффективный коэффициент поглощения κ' также отрицателен, т. е. происходит усиление. Подчеркнем, однако, что «сам себе» свет этого сделать не может.

3. Заселенности возбужденных состояний; скорость ступенчатой ионизации атомов. Коэффициент поглощения определяется главным образом числами атомов, находящихся в различных возбужденных состояниях (числами заполнения N_k), поэтому рассмотрим, как распределяются атомы по уровням и насколько распределение отличается от равновесного по отношению к электронам. Сделаем это на основе уравнения Фоккера — Планка.

В рассматриваемом случае достаточно плотной и достаточно ионизованной плазмы роли атом-атомных столкновений и радиационных переходов малы по сравнению с ролью электронных ударов. Можно считать далее, что в ионизации электронным ударом и рекомбинации в тройных столкновениях участвуют только самые верхние уровни атома. В обычное для этих условий уравнение Фоккера — Планка [9,10] введем член, описывающий фотоионизацию и вынужденную фоторекомбинацию под действием лазерного света, согласно формуле

$$(\partial N_k / \partial t)_v = -S \kappa_{1k}'$$

где S — плотность потока квантов. Для непрерывной функции распределения атомов $f(E)$ по энергиям связи E , принимающей дискретные числа E_k , причем $f_k(E_k) = N_k / g_k$, имеем уравнение

$$\frac{\partial j}{\partial t} = -\frac{1}{\partial(E)} \frac{\partial j}{gE} - S \sigma_1(E) \left[f - f^e \exp \frac{-h\nu}{kT} \right], \quad f^e = \frac{N_k^e}{g_k} \quad (3.1)$$

$$j = D(E) g(E) \left(\frac{\partial f}{\partial E} - \frac{f}{kT} \right), \quad g(E) = \frac{g_k}{\Delta E_k}$$

где j — поток по энергетической оси, $g(E)$ — плотность состояний, ΔE_k — расстояние между уровнями, D — коэффициент диффузии, равный согласно [10]

$$D = D^\circ x, \quad x = \frac{E}{kT}, \quad D^\circ = \frac{2}{3} \sqrt{2} \pi e^4 \left(\frac{kT}{m} \right)^{1/2} N_e \ln \lambda \quad (3.2)$$

$$D^\circ = 1.45 \cdot 10^{-6} T_{ev}^{1/2} N_e \ln \lambda \text{ эв}^2/\text{сек}$$

где T_{ev} — температура, выраженная в электронвольтах, а $\ln \lambda$ — кулоновский логарифм. Форма записи типа $D = D^\circ x$ принята для удобства перехода к безразмерной энергетической переменной $x = E / kT$.

В приближении водородоподобности возбужденных уровней $E_n = -I / n^2$ (n — главное квантовое число), $g_n = 2n^2$, $\Delta E = 2I / n^3$, так что $g(E) = n^5 / I$ или

$$g(E) = \langle g \rangle x^{-5/2}, \quad \langle g \rangle = I^{3/2} (kT)^{-5/2} \quad (3.3)$$

Сечение фотоэффекта [4]

$$\sigma_{1n} = 0.79 \cdot 10^{-17} (I / h\nu)^3 n^{-5} \text{ см}^2$$

Отсюда при $E \leq h\nu$, или $x \leq x_v = h\nu / kT$

$$\sigma_1(E) = \sigma^\circ x^{1/2}, \quad \sigma^\circ = 0.79 \cdot 10^{-17} (I / kT)^{1/2} x_v^{-3} \quad (3.4)$$

При $E > h\nu$, или $x > x_v$

$$\sigma_1(E) = 0$$

Если, как это чаще всего бывает, число возбужденных атомов гораздо меньше, чем число невозбужденных и электронов, среди возбужденных атомов быстро устанавливается квазистационарное распределение, которое следит за сравнительно медленно меняющимися плотностью и тем-

пературой электронов. Поэтому в (3.1) приближенно можно положить $\partial f / \partial t = 0$ и считать, что

$$f(E, t) = f[E, N_e(t), T(t)]$$

Перейдем, как в [8], к относительным заселенностям

$$y_k = N_k / N_k^\circ, \quad y(E) = f(E) / f^\circ(E)$$

где индексом $^\circ$ помечены равновесные Больцмановские величины

$$N_k^\circ = N_a g_k \sum_a^{-1} \exp \frac{E_k}{kT}, \quad f^\circ = N_a \sum_a^{-1} \exp \frac{E}{kT}$$

$$\sum_a = \sum_{k=1} g_k \exp \frac{E_k}{kT}, \quad E \equiv I$$

Здесь \sum_a — электронная статистическая сумма атома. Имеет место соотношение

$$N_k^e / N_k^\circ = f^e / f^\circ = (N_e / N_e^\circ)^2 = y_e^2$$

где N_e° — равновесная плотность электронов, вычисленная по формуле Саха.

В относительных переменных y, x формула для потока и уравнение (3.1) с подставленными в них выражениями (3.2) — (3.4) приобретают вид

$$j = -\langle j \rangle x^{-3/2} e^x \frac{dy}{dx}, \quad \langle j \rangle = D^\circ \langle g \rangle \frac{N_a}{kT} \sum_a \quad (3.5)$$

$$\frac{d}{dx} \left(x^{-3/2} e^x \frac{dy}{dx} \right) = \begin{cases} \gamma_0 e^x [y - y_e^2 e^{-x_\nu}] & (0 < x < x_\nu) \\ 0 & (x > x_\nu) \end{cases} \quad (3.6)$$

Параметр γ (формула (3.6)) характеризует непосредственное влияние внешнего излучения на заселенности уровней, другое косвенное влияние связано с нагреванием электронного газа, благодаря которому плотность электронов становится ниже равновесной.

Сформулируем граничные условия. Самые верхние уровни очень сильно связаны с электронами через быстро идущие ионизацию электронным ударом и захват в тройных столкновениях, и потому равновесны по отношению к электронам. Следовательно

$$y(0) \equiv (y)_{x=0} = y_e^2 \quad (3.7)$$

причем внешнее излучение не нарушает этого равновесия, так как

$$\sigma_1 \sim x^{3/2} \rightarrow 0 \quad \text{при } x \rightarrow 0$$

Второе условие поставим в точке $x = x_2 = E_2 / kT$, выделяя из непрерывной шкалы энергий наиболее «дискретный» переход между невозбужденным ($k = 1$) и нижним возбужденным ($k = 2$) состояниями. Поток $j_2 \equiv j(x_2)$ в этой точке равен

$$j_2 = -K_{12} N_1 N_e + K_{21} N_2 N_e = -K_{12} N_1^\circ N_e (y_1 - y_2) \approx -K_{12} N_a N_e (1 - y_2) \quad (3.8)$$

где K_{12} — константа скорости возбуждения атома электронным ударом; здесь использованы принцип детального равновесия и тот факт, что невозбужденных атомов гораздо больше, чем возбужденных, благодаря чему $N_1 \approx N_1^\circ \approx N_a$, $y_1 \approx 1$. Константа скорости K_{12} равна [4]

$$K_{12} = (8kT / \pi m)^{1/2} C^* (E^* + 2kT) \exp \frac{-E^*}{kT} \quad (3.9)$$

где $E^* = I - E_2$ — энергия возбуждения, C^* — коэффициент в пороговой зависимости сечения возбуждения от энергии электрона ϵ

$$\sigma_{12}(\epsilon) = C^*(\epsilon - E^*)$$

Подставим j по формуле (3.5) в (3.8), найдем граничное условие

$$\left(\frac{x^{-3/2} e^x dy/dx}{1-y} \right)_{x=x_2} = \frac{K_{12} N_a N_e}{\langle j \rangle} \equiv \beta \quad (3.10)$$

Решение уравнения (3.6) с граничными условиями (3.7), (3.10) при заданных N_e , T , N_a и S определяет не только распределение атомов по уровням $y(x)$, но и скорость изменения числа электронов в $см^3$, так как в силу квазистационарности распределения

$$\frac{dN_e}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = -j_2 \approx K_{12} N_a N_e (1 - y_2) \quad (3.11)$$

Остановимся на практически важном случае, когда внешнее излучение не очень интенсивное или вовсе отсутствует; $\gamma = 0$, но плотность электронов по тем или иным причинам неравновесна. При $\gamma = 0$ уравнение (3.6) легко решается аналитически, так как $j = \text{const}$ [11]. Подставляя в (3.11) интеграл уравнения (3.6), найдем

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{K_{12} N_a N_e (1 - y_e^2)}{1 + \beta J(x_2)}, \quad J(x) = \int_0^x x^{3/2} e^{-x} dx \quad (3.12)$$

$$(J(1) = 0.21, J(2) = 0.61, J(3) = 0.93, J(\infty) = 1.33)$$

Формула (3.12) сходна с известными решениями [10,11]. В предельном случае $y_e \gg 1$, $K_{12} \rightarrow \infty$, $x_2 \rightarrow \infty$, который соответствует постановке задачи в [10], (3.12) дает полученное в этой работе выражение для скорости рекомбинации.

При $y_e < 1$, когда кинетический процесс идет в сторону ионизации, (3.12) дает результирующую скорость ступенчатой ионизации.

Если $\beta \ll 1$, то, как видно из сравнения (3.12) и (3.11), $y_2 \approx y_e^2$ (и вообще, $y(x) \approx y_e^2$), т. е. возбужденные атомы находятся в равновесии с электронами. При этом

$$\frac{dN_e}{dt} = K_{12} N_a N_e (1 - y_e^2) = K_{12} N_a N_e \left(1 - \frac{N_e^2}{N_e^0} \right) \quad (3.13)$$

Формула (3.13) автоматически обеспечивает стремление dN_e/dt к нулю при приближении плотности электронов к равновесной величине.

Условие существования блока $\beta = K_{12} N_a N_e \langle j \rangle \ll 1$ физически понятно, ибо параметр β характеризует отношение связи возбужденных атомов с невозбужденными (через скорость возбуждения) и с электронами (через коэффициент диффузии D , которому пропорциональна величина $\langle j \rangle$). Величина β равна приближенно (если положить $\Sigma_a \approx g_1 \exp(I/kT)$)

$$\beta \approx 4.6 \cdot 10^{13} C^* \frac{E^* + 2kT}{\ln \lambda} \cdot \frac{kT}{I} T_{ev}^2 g_1 \exp \frac{E_2}{kT} \quad (3.14)$$

Она не зависит от плотностей электронов и атомов и минимальна при $kT \approx E_2/3.5$, практически при $T \approx 1$ эв, причем $\beta_{\min} \sim 10^{-2}$.

На фиг. 1 приведены примеры численного решения уравнения (3.6) для $y_0 = 0.1$ и $\beta = 0.01$ (фактически численный счет велся только в области $0 < x < x_0$, так как при $x_0 < x < x_2$ уравнение решается анали-

тически, причем в x , непрерывны y и dy/dx . Приведем пример численных значений параметров. Пусть $N_e = 0.38 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, как в исходной плазме опытов [1-3] ($N_a = 6.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$); в ксеноне $I = 12.1 \text{ эв}$, $E^* = 8.4 \text{ эв}$, $E_2 = 3.7 \text{ эв}$, положим $C^* = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^2/\text{эв}$ (о выборе этой величины речь пойдет ниже), $h\nu = 1.78 \text{ эв}$ (рубин). Пусть $S = 3.3 \cdot 10^{27} \text{ фот/см}^2 \cdot \text{сек}$, что соответствует интенсивности света 1000 Мвт/см^2 , и $T = 1.2 \text{ эв}$ (начальная температура плазмы $T \approx 10000^\circ \text{ К} = 0.86 \text{ эв}$). Полагая $\ln \lambda = 0.22$ в соответствии с [11], найдем $\beta = 0.007$, $\gamma = 0.28$.

Из фиг. 1 видно, что в области высоких возбуждений, где происходит фотоионизация, заселенности не сильно отличаются от равновесных по отношению к электронам. Отметим, что в случае очень интенсивного излучения в большей части области действия фотоионизации $0 < x < x_c$ устанавливается распределение $y = y_e^2 \exp(-h\nu/kT)$, соответствующее приближенной компенсации фотоионизации и вынужденной фоторекомбинации.

4. Кинетика нагрева, ионизации и поглощения света. Сформулируем систему уравнений, описывающих изменения состояния и поглощательной способности плазмы под действием интенсивного излучения. Будем пренебрегать гидродинамическими эффектами, а также диффузией и теплопроводностью, они не успевают проявляться за малое время гигантского лазерного импульса. Положим, что число возбужденных атомов мало по сравнению с числами невозбужденных и электронов, так что применимо приближение квазистационарности возбужденных состояний, рассмотренное в предыдущем разделе; в этом случае можно пренебречь и энергией возбуждения в газе по сравнению с энергией ионизации. Энергия поглощаемого излучения переходит в энергию электронного газа, причем каждый свободный электрон обладает тепловой энергией $3/2 kT$ и потенциальной I . Следовательно

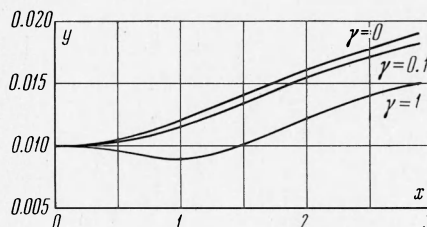
$$\frac{d}{dt} N_e (3/2 kT + I) = h\nu \kappa' S - 3/2 k N_e (T - T_i) / \tau_{ei}$$

где $\tau_{ei} = 3.15 \cdot 10^8 A T_e^{3/2} / N_e \ln \lambda$ — характерное время обмена энергией между электронами и ионами (A — атомный вес, $\ln \lambda$ — соответствующий кулоновский логарифм); сравнительно небольшие потери на тепловое излучение не учитываются. Таким образом, уравнения для температур электронов и тяжелых частиц имеют вид

$$\frac{3}{2} k N_e \frac{dT}{dt} = h\nu \kappa' S - \left(I + \frac{3}{2} kT \right) \frac{dN_e}{dt} - \frac{3}{2} k N_e \frac{T - T_i}{\tau_{ei}} \quad (4.1)$$

$$\frac{3}{2} k N_0 \frac{dT}{dt} = \frac{3}{2} k N_e \frac{T - T_i}{\tau_{ei}}, \quad N_0 = N_a + N_e = \text{const} \quad (4.2)$$

Стоит отметить, что даже при очень больших интенсивностях света, когда ионизация внешним излучением может действовать сильнее, чем ионизация электронными ударами, рождение одного свободного электрона все равно уменьшает запас энергии электронного газа на $I + 3/2 h\nu$, хотя, казалось бы, энергия черпается за счет внешнего источника. Это объясняется тем, что выбывание одного возбужденного атома при фотоионизации



Фиг. 1

ции тут же (в силу квазистационарности) восполняется возбуждением невозбужденного, что происходит за счет энергии электронного газа.

Скорость изменения числа электронов dN_e / dt выражается общей формулой (3.11), которая предусматривает решение уравнения Фоккера — Планка. Составим выражение для коэффициента поглощения в неравновесных условиях.

Исходя из (2.3), заменяя суммирование по уровням интегрированием и, кроме того, пользуясь аналогичным определением эффективного коэффициента фотоэлектрического поглощения $\kappa_1^{e'}$, соответствующего равновесию возбужденных атомов с электронами, получаем

$$\kappa_1 = \kappa_1^{e'} \frac{e^{x_v}}{(e^{x_v} - 1)^2} \int_0^{x_v} e^x \left[\frac{y}{y_e^2} - e^{-x} \right] dx, \quad x_v = \frac{h\nu}{kT} \quad (4.3)$$

В случае необходимости возможно более точного вычисления поглощения разумно, пожалуй, в конечном счете подставить в эту формулу значение $\kappa_1^{e'}$, рассчитанное с выделением сильных уровней из интеграла.

Полный коэффициент $\kappa' = \kappa_1 + \kappa_2$ при интегрировании по уровням $\kappa_1^{e'} / \kappa_2 = e^{x_v} - 1$, $\kappa_2 = \kappa^{e'} e^{-x_v}$, так что

$$\kappa' = \frac{\kappa^{e'}}{e^{x_v} - 1} \int_0^{x_v} e^x \left(\frac{y}{y_e^2} - e^{-x} \right) dx + \kappa^{e'} e^{-x_v} \quad (4.4)$$

где $\kappa^{e'}$ дается формулой (2.4)

Применение этой формулы связано с довольно громоздкими расчетами и она приводится лишь для справочных целей.

Для расчетов, преследующих конкретную цель объяснения результатов опытов [1-3], оказалось достаточным воспользоваться приближением блока состояний и положить $\kappa' = \kappa^{e'}$, а также заменить «точную» формулу (3.11) для скорости ионизации приближенной (3.13).

Так получается упрощенная система трех обыкновенных уравнений первой степени для функций времени T , T_i , N_e — (4.1), (4.2), (3.13), (2.4) плюс формула Саха, решение которой позволяет определить $\kappa'(t)$, т. е. как поглощательную способность плазмы.

Результаты расчетов сильно зависят от коэффициента C^* в формуле (3.9) для константы скорости возбуждения, которая определяет скорость ионизации (3.13). К сожалению, экспериментальных данных по C^* для ксенона, с которым проводились опыты [1-3], в литературе нет (они весьма несовершенны и для других газов, так как в одних случаях — относятся к суммарному сечению возбуждения на многие уровни, в других — к возбуждению определенных спектральных линий). Известно, что у аргона $C^* = 7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2/\text{эв}$, у неона, видимо, $C^* = 1.5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2/\text{эв}$, у гелия $C^* = 4.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2/\text{эв}$ [4]

Приводимые ниже результаты расчетов были получены со значением $C^* = 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2/\text{эв}$. Заметим, что чем больше C^* , тем при меньших интенсивностях света происходит «просветление» и последующее увеличение поглощательной способности.

Интересно проверить, насколько отклоняется решение нестационарной задачи, в которой явным образом учитывается кинетика возбуждения различных уровней атома, от решения задачи в приближении квазистационарности заселенностей или существования блока. (Заметим, что в некоторых случаях условия квазистационарности и малости чисел и энергии возбужденных атомов вообще могут оказаться несправедливыми

или сомнительными). Полная нестационарная система уравнений кинетики для T , T_i , N_e и совокупности чисел заполнения N_k , разумеется, очень громоздка. Поэтому, преследуя цель выяснения вопроса о соотношении нестационарного и квазистационарного случаев, целесообразно упростить систему. Это можно сделать, объединив приближенно все возбужденные состояния в две группы с энергиями связи E_2 и E_3 и числами заполнения N_2 и N_3 . Индекс 1, как и раньше, приписываем основному состоянию. Полагая, что ионизируются квантами и электронным ударом только атомы более высоко возбужденного третьего «состояния», запишем уравнения кинетики

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= -K_{12}N_eN_1 + K_{21}N_eN_2 \\ \frac{dN_2}{dt} &= K_{12}N_eN_1 - K_{21}N_eN_2 - K_{23}N_eN_2 + K_{32}N_eN_3 \\ \frac{dN_3}{dt} &= K_{23}N_eN_2 - K_{32}N_eN_3 - K_{3e}N_eN_3 + K_{e3}N_e^3 - S \langle \sigma_1 \rangle (N_3 - N_3^e \times \\ &\quad \times \exp(-h\nu/(kT)) \\ N_e + N_1 + N_2 + N_3 + N_0 &= \text{const}\end{aligned}\quad (4.5)$$

Константы скоростей дискретных переходов K_{12} , K_{21} , K_{23} , K_{32} , а также ионизации и рекомбинации K_{3e} , K_{e3} связаны по принципу детального равновесия соотношениями

$$\begin{aligned}\frac{K_{12}}{K_{21}} &= \frac{N_2^0}{N_1^0} = \frac{g_2}{g_1} \exp \frac{-E_{12}}{kT} \quad (E_{12} = E_1 - E_2) \\ \frac{K_{23}}{K_{32}} &= \frac{N_3^0}{N_2^0} = \frac{g_3}{g_2} \exp \frac{-E_{23}}{kT} \quad (E_{23} = E_2 - E_3) \\ \frac{K_{3e}}{K_{e3}} &= \frac{N_e^{0i}}{N_3^0} = \frac{2g_+}{g_3} \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \frac{-E_3}{kT}\end{aligned}\quad (4.6)$$

Среднее сечение фотоионизации $\langle \sigma_1 \rangle$ естественно выбрать так, чтобы в случае равновесия получался известный коэффициент истинного фотоионизационного поглощения $\langle \sigma_1 \rangle N_3^0 = \kappa_1^0$. Энергия поглощающегося излучения переходит в энергию электронов и возбужденных атомов. Вместо (4.1) получаем новое уравнение

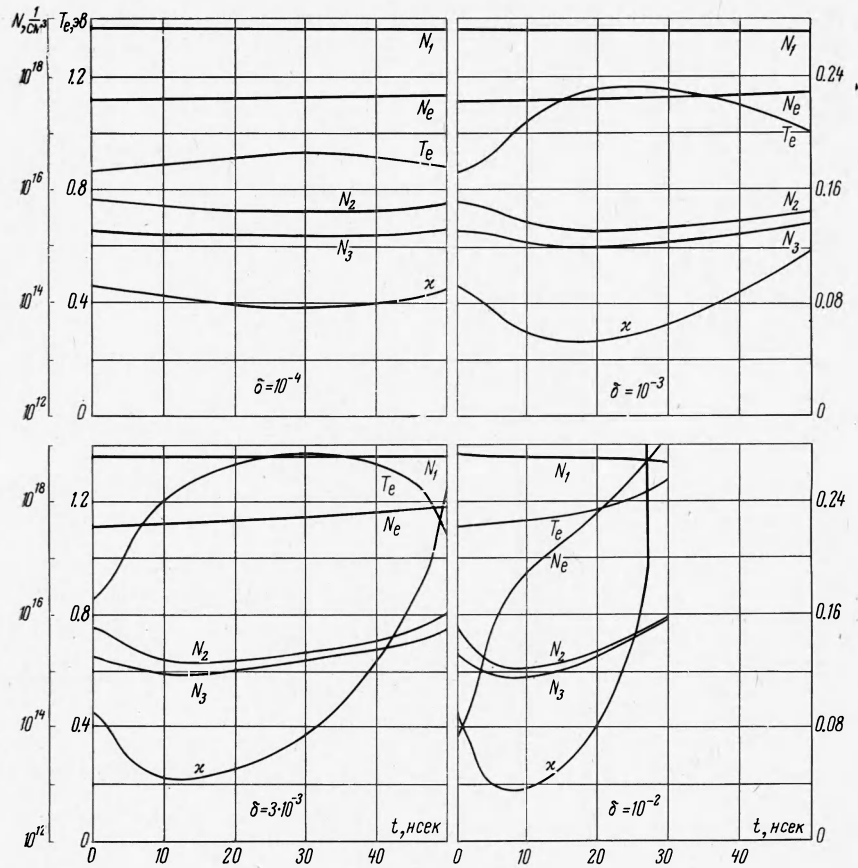
$$\begin{aligned}\frac{3}{2} kN_e \frac{dT}{dt} &= h\nu \kappa' S - \left(I + \frac{3}{2} kT \right) \frac{dN_e}{dt} - E_{12} \frac{dN_2}{dt} - \\ &\quad - E_{13} \frac{dN_3}{dt} - \frac{3}{2} kN_e \frac{T - T_i}{\tau_{ei}}\end{aligned}\quad (4.7)$$

Уравнение (4.2) остается в силе. Эффективный коэффициент κ' равен

$$\kappa' = \langle \sigma_1 \rangle \left(N_3 - N_3^e \exp \frac{-h\nu}{kT} \right) + \kappa_2' \quad (4.8)$$

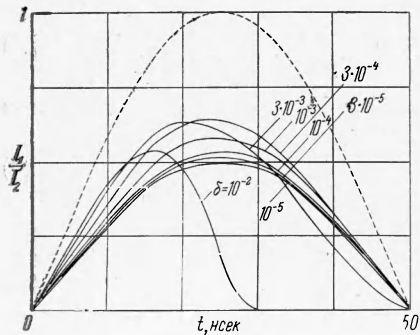
Константа скорости K_{12} определяется формулой (3.9).

Константы скоростей K_{23} и K_{32} можно выбрать приближенно, исходя из известных значений для водородоподобных атомов [4]; «статистические веса» сгруппированных уровней g_2 и g_3 можно выбрать, рассматривая схему уровней атома и принимая во внимание срезание верхних состояний в плазме. Расчеты нестационарной системы (4.7), (4.2), (4.5), (4.8) с разными значениями констант показали, что приближение блока состояний (а следовательно, и квазистационарности) выполняется с достаточной точностью.

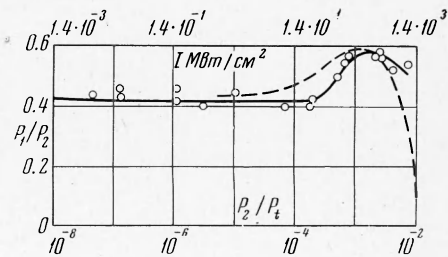


Фиг. 2

На фиг. 2 приведены результаты расчетов кинетики и поглощения лазерного импульса. Импульс был аппроксимирован для удобства счета синусоидальной функцией $S(t) = S_0 \sin(\pi t / \tau)$ с $\tau = 50$ нсек. На графиках положен $S_0 = S_t \delta$, где $S_t = 4.9 \cdot 10^{29}$ фот/см²·сек — пиковый поток, соответствующий пробое холодного ксенона той же плотности, что и плазма.



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 2 представлены зависимости от времени плотностей электронов N_e и возбужденных атомов во второй и третьей группах N_2 и N_3 , электрон-

ной температуры и коэффициента поглощения света. Показана и плотность всех атомов. Ионная температура не сильно отличается от электронной (немного ниже последней). Представлены графики для интенсивностей излучения, составляющих $\delta = 10^{-4}$, 10^{-3} , $3 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-2} от пробивающей холодной газ S_t .

На фиг. 3 показана форма прошедшего импульса для разных интенсивностей падающего излучения; она сравнивается с синусоидальной формой падающего света.

На фиг. 4 показано рассчитанное отношение проходящей и падающей мощностей света при разных значениях падающей мощности (пунктирная кривая). Там же показаны экспериментальные данные (сплошная кривая, проведенная через экспериментальные точки). Шкала абсолютных значений интенсивности $J \text{ Мвт/см}^2$ составлена с учетом небольшой конусности светового луча в плазме [1] и соответствует средним значениям интенсивности света в плазме (средним вдоль конусного канала). Видно, что расчетные данные удовлетворительно совпадают с экспериментальными.

Поступила 18 VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Райзер Ю. П. Нелинейное поглощение лазерных импульсов частично ионизованным газом. ПМТФ, 1970, № 1.
2. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Райзер Ю. П. Эффект сильного увеличения поглотительной способности частично ионизованного газа при больших интенсивностях света. Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 8, вып. 3.
3. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Райзер Ю. П. Эффект «просветления» плазмы под действием лазерных импульсов. ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 3.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Изд. 2. М., «Наука», 1966.
5. Биберман Л. М., Норман Г. Э. К расчету фотоионизационного поглощения. Оптика и спектроскопия, 1960, т. 8, вып. 4.
6. Биберман Л. М., Норман Г. Э. Непрерывные спектры атомарных газов и плазмы. Усп. физ. н., 1967, т. 91, вып. 2.
7. Янков В. В. О распределении энергии в непрерывном спектре поглощения ксенона. Оптика и спектроскопия, 1963, т. 14, вып. 1.
8. Биберман Л. М., Ульянов К. Н. Влияние выхода излучения на отклонение от термодинамического равновесия. Оптика и спектроскопия, 1964, т. 16, вып. 3.
9. Питаевский Л. П. Рекомбинация электронов в одноатомном газе. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 5.
10. Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Коэффициент рекомбинации в плотной низкотемпературной плазме. ЖЭТФ, 1964, т. 46, вып. 4.
11. Воробьев В. С. О распределении атомов по возбужденным состояниям в отсутствие равновесия. ЖЭТФ, 1966, т. 51, вып. 1 (7).
12. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Неравновесная низкотемпературная плазма. Теплофизика высоких температур, 1967, т. 5, вып. 2.