FEATURES OF GAS KINETICS INDUCED BY LASER RADIATION

A. M. SHALAGIN

A unified approach to understanding of new kinetic phenomena in resonating-irradiated gases is described. It is showed that radiation creates a situation when relaxational processes turn the gas system from the thermodynamic equilibrium. It is remarkable that no energy transforms from radiation into the gas system.

С единых физических позиций дано описание новых кинетических явлений в газе, находящемся в поле резонансного лазерного излучения. Показано, что излучение создает такую ситуацию в газе, когда релаксационные процессы выводят газовую систему из состояния термодинамического равновесия. Характерно, что при этом энергия излучения газовой среде не передается.

ОСОБЕННОСТИ ГАЗОВОЙ КИНЕТИКИ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. М. ШАЛАГИН

Новосибирский государственный университет

ВВЕДЕНИЕ

В физической кинетике газовых сред важнейшую роль играют процессы релаксации. Будучи выведенной из равновесия какими-нибудь внешними силами, газовая среда стремится снова прийти в состояние равновесия благодаря этим процессам. В общем случае среда описывается набором физических характеристик, каждая из которых релаксирует к равновесному значению со своей скоростью. Самый простой закон, по которому происходит процесс релаксации, – это экспоненциальный закон. Рассмотрим, например, некоторую физическую характеристику среды, количественно описываемую величиной A. Ее отклонение от равновесного значения обозначим ΔA. Экспоненциальный закон релаксации описывается уравнением

$$\frac{d\Delta A}{dt} = -\nu\Delta A. \qquad (1)$$

Здесь коэффициент ν характеризует скорость процесса релаксации. Релаксация осуществляется за счет взаимодействия частиц газа друг с другом, происходящего при столкновениях. Чем чаще столкновения, тем быстрее протекает процесс релаксации. В простейшем варианте релаксации, описываемом уравнением (1), величина ν выступает в роли частоты столкновений.

Согласно сложившимся представлениям, чтобы возникло отклонение величины A от равновесного значения, необходимо воздействие внешних источников, изменяющих именно эту величину, тогда как процессы релаксации только возвращают величину A к равновесному значению.

Представим теперь, что газовая среда находится в поле лазерного излучения, способного резонансно взаимодействовать с частицами газа, и зададимся вопросом, как модифицируются при этом релаксационные процессы. Примем самую простую модель внутренней структуры частицы газа, взаимодействующей с излучением (рис. 1). Будем считать, что существенны только два энергетических состояния частицы: основное (0) и первое возбужденное (1). Возбужденное состояние обладает конечным временем жизни, по истечении которого частица испускает фотон частоты ω_{10} (частота перехода 1–0) и оказывается в основном состоянии.

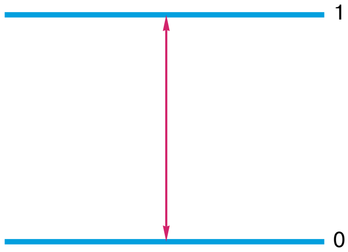

Рис. 1. Двухуровневая модель поглощающего атома. Стрелка символизирует вынужденные радиационные переходы

Частоту излучения ω будем считать близкой к частоте перехода ω_{10}, так что можно говорить о резонансном характере взаимодействия. Процесс взаимодействия выглядит следующим образом. Будучи вначале в основном состоянии, частица способна поглотить квант излучения и перейти при этом в возбужденное состояние. Далее она либо испускает под действием излучения точно такой же квант (с той же частотой и в том же направлении – вынужденное испускание), либо за счет спонтанных процессов испускает квант равновероятно во всех направлениях (процесс резонансного рассеяния). В обоих случаях частица снова оказывается в основном состоянии, и далее процесс возобновляется. Характерно при этом, что некоторую долю времени частица проводит в возбужденном состоянии. Эта доля тем выше, чем интенсивнее излучение. Заметим, что даже слабоинтенсивные (по сегодняшним меркам) лазеры способны обеспечить пребывание частицы в возбужденном состоянии половину времени.

Обратим теперь внимание на то, что возбужденная частица вовсе не тождественна невозбужденной. Ее физические характеристики в общем случае должны быть другими. Если, например, речь идет о возбуждении электронной оболочки атома, то ясно, что размер этой оболочки в среднем должен увеличиваться: при возбуждении электрон обладает большей энергией и в среднем находится дальше от ядра. Это, в частности, означает, что размер возбужденного атома больше, чем невозбужденного. К тому же размером частицы (точнее говоря, ее сечением) определяется частота столкновений ее с другими частицами, а это, в свою очередь, влияет на скорость релаксационных процессов. Таким образом, в газе, помещенном в поле резонансного лазерного излучения, релаксационные процессы должны претерпеть изменение. Вопрос состоит в том, какого типа изменений здесь следует ожидать. На первый взгляд представляется очевидным такой ответ на этот вопрос. Учитывая, что релаксационные характеристики газа возбужденных частиц и газа невозбужденных частиц различны, мы вычисляем средневзвешенную релаксационную характеристику и используем ее в соответствующих релаксационных уравнениях. В частности, представляется очевидным, что уравнение (1) остается в силе, если в нем сделать замену

$$\nu \longrightarrow w_0\nu_0 + w_1\nu_1, \tag{2}$$

где ν_1 и ν_0 – соответствующие константы релаксации для возбужденных и невозбужденных частиц, w_1 и w_0 – средние доли времени пребывания частицы в возбужденном и невозбужденном состояниях. Такое представление о влиянии резонансного лазерного излучения на процессы релаксации в газе и было сформировано на первых порах, когда этот вопрос стал актуальным. Надо отметить, что действительно существуют такие ситуации, в которых эта физическая картина справедлива. Со временем, однако, выяснилось, что в подавляющем числе ситуаций подобная картина в корне неверна. Лазерное воздействие, как правило, настолько специфично, что привычные уравнения газовой кинетики, в том числе и простейшие релаксационные, перестают быть справедливыми. При этом модифицированные уравнения приводят не просто к коррекциям в характере протекания известных ранее процессов, а содержат в себе совершенно новые, неожиданные эффекты. Наиболее яркая неожиданность состоит в том, что в поле излучения релаксационные процессы способны выполнять несвойственную для них (и в каком-то смысле парадоксальную) функцию: вместо того чтобы приближать к равновесному значению некоторые физические характеристики, они способны создать неравновесность из равновесных стартовых условий. Это тем более удивительно, что в газовую среду при этом не вкладывается энергия со стороны излучения, так что после выключения излучения она возвращается в исходное состояние.

ПРОСТЕЙШИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Высказанные утверждения подтвердим на примере простейшей релаксационной модели типа (1). Во избежание возможного недопонимания только по причине абстрагирования придадим абстрактной величине A конкретный физический смысл. А именно, в качестве A рассмотрим функцию распределения $f(\mathbf{v})$ по скоростям для частиц, резонансно взаимодействующих с излучением. Будем также полагать, что газ содержит и другой компонент, который не взаимодействует с излучением (буферный газ), причем в значительно большей концентрации, чтобы можно было считать, что столкновения поглощающих излучение частиц происходят только с буферными частицами. При отсутствии излучения и в условиях термодинамического равновесия $f(\mathbf{v})$ является максвелловской функцией распределения по скоростям. Если по каким-то причинам функция распределения поглощающих частиц по скоростям приобретает отклонение от равновесия $\Delta f(\mathbf{v})$, то при отсутствии излучения это отклонение в простейшем случае релаксирует согласно уравнению

$$\frac{d\Delta f(\mathbf{v})}{dt} = -\nu\Delta f(\mathbf{v}), \tag{3}$$

полностью эквивалентному уравнению (1). При наличии поля резонансного излучения попытка составить уравнение непосредственно для функции $\Delta f(\mathbf{v})$, которая в данном случае должна представлять собой сумму

$$\Delta f(\mathbf{v}) = \Delta f_0(\mathbf{v}) + \Delta f_1(\mathbf{v}),$$

где $f_1(\mathbf{v})$ и $f_0(\mathbf{v})$ являются функциями распределения по скоростям для возбужденных и невозбужденных частиц, может привести к ошибке. Правильный подход состоит в том, чтобы составить по отдельности релаксационные уравнения для возбужденных и невозбужденных частиц с учетом того, что между ними существует регулярный обмен как за счет вынужденных, так и за счет спонтанных радиационных процессов. Эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\Delta f_1(\mathbf{v}) &= -\nu_1\Delta f_1(\mathbf{v}) - \Gamma_1\Delta f_1(\mathbf{v}) + Np(\mathbf{v}), \\ \frac{d}{dt}\Delta f_0(\mathbf{v}) &= -\nu_0\Delta f_0(\mathbf{v}) + \Gamma_1\Delta f_1(\mathbf{v}) - Np(\mathbf{v}). \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь Γ_1 – константа, характеризующая скорость спонтанного распада возбужденного состояния; функция $p(\mathbf{v})$ (будем называть ее функцией возбуждения) описывает радиационные переходы, индуцированные лазерным излучением; N – концентрация частиц поглощающего компонента газа. Если бы не было спонтанных и вынужденных радиационных переходов, связывающих возбужденное и невозбужденное состояния частиц, то система уравнений (4) распалась бы на два независимых уравнения типа (3). Новые принципиальные моменты возникают благодаря именно этой связи. Обратим внимание на то, что в уравнениях (4) заложено условие неизменности скорости частицы при вынужденных и спонтанных переходах. Это означает, что радиационные переходы сами по себе не меняют функции распределения по скоростям

$$f(\mathbf{v}) = f_1(\mathbf{v}) + f_0(\mathbf{v}) \tag{5}$$

газа поглощающих частиц как целого. Это один из центральных моментов, касающийся особенностей обсуждаемых здесь явлений. Строго говоря, при поглощении и испускании фотонов частице передается импульс фотона (эффект отдачи), однако в силу малости последнего по сравнению с импульсом частицы и в силу того, что переданный импульс не может накапливаться из-за довольно частых столкновений, эффектом отдачи в рассматриваемом круге проблем можно заведомо пренебречь. Отметим также, что уравнения (4) не содержат неупругих столкновительных процессов – релаксация обеспечивается только упругими столкновениями. Такое допущение сделано не только ради большей простоты анализа, оно вполне обоснованно по крайней мере в случае возбуждения электронных состояний атомов. Кроме того, отсутствие неупругих столкновений означает, что отсутствует диссипация энергии излучения в тепло. Это тоже принципиальный момент, существенный для осознания природы вновь возникающих эффектов.

Источником анонсированных эффектов являются вынужденные излучением переходы, описываемые в уравнениях (4) функцией $p(\mathbf{v})$. Переключим свое внимание на нее. При резонансном взаимодействии монохроматического (или близкого к монохроматическому) излучения с частицами газа фундаментальную роль играет эффект Доплера. Он состоит в том, что для приемника излучения, движущегося относительно источника со скоростью $\mathbf{v}$, частота излучения смещена на величину $\mathbf{kv} = k\upsilon_x$, где $\mathbf{k}$ – волновой вектор излучения, υ_x – проекция скорости приемника на направление распространения излучения. Величину $\mathbf{kv}$ называют доплеровским сдвигом частоты. Поскольку частицы газа, выступающие в роли приемников, находятся в хаотическом тепловом движении, величины доплеровского сдвига для них различны. При этом существует группа частиц, для которых доплеровский сдвиг обеспечивает попадание частоты излучения в точный резонанс с частотой квантового перехода частицы. А именно, для этого должно выполняться соотношение

$$\omega - \omega_{10} = \mathbf{kv} = k\upsilon_x. \tag{6}$$

Таким образом, частицы со скоростями, удовлетворяющими данному условию (разумеется, с некоторым интервалом $\Delta\upsilon_x = \Gamma/k$, где Γ связана с конечным временем жизни возбужденного состояния и определяет так называемую однородную ширину линии поглощения), эффективно взаимодействуют с излучением. С формальной точки зрения это означает, что функция возбуждения $p(\mathbf{v})$, фигурирующая в уравнениях (4), отлична от нуля только для таких $\mathbf{v}$, проекция υ_x которых находится вблизи резонансного значения (6).

При отсутствии излучения все поглощающие частицы находятся в основном состоянии и их функция распределения по проекции скорости υ_x является равновесной максвелловской:

$$f_0(\upsilon_x) \propto \frac{1}{\sqrt{\pi}\upsilon_т}\exp\left(-\frac{\upsilon_x^2}{\upsilon_т^2}\right), \qquad \upsilon_т = \sqrt{\frac{2KT}{M}}. \tag{7}$$

Здесь $\upsilon_т$ – характерная скорость теплового движения, K – постоянная Больцмана, T – температура, M – масса частицы. В результате взаимодействия с излучением определенная доля частиц, имеющих скорость υ_x в окрестности резонансной скорости $\upsilon_x = (\omega - \omega_{10})/k$, переходит в возбужденное состояние.

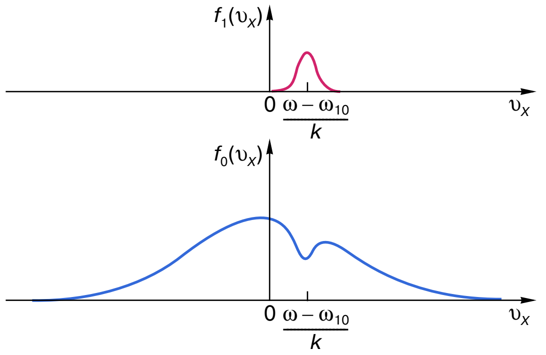

Рис. 2. Распределения по скоростям возбужденных и невозбужденных частиц

Как следствие функция распределения $f_0(\upsilon_x)$ деформируется: в ней возникает провал в окрестности резонансной скорости (рис. 2). В возбужденном состоянии, которое до этого было пустым, появляются частицы с резонансными скоростями, то есть формируется $f_1(\upsilon_x)$ (также показана на рис. 2), которая изначально резко отличается от равновесного распределения. Напомним, что мы пренебрегаем эффектом отдачи, так что частица при возбуждении сохраняет свою скорость, поэтому на начальном этапе взаимодействия с излучением суммарная функция распределения $f(\upsilon_x) = f_0(\upsilon_x) + f_1(\upsilon_x)$ остается равновесной.

Итак, мы можем констатировать, что лазерное излучение, не меняя непосредственно функцию распределения по скоростям частиц поглощающего компонента газа, создает резко неравновесные изменения в распределениях по скоростям в основном и возбужденном состояниях этих частиц.

Поставим теперь следующий вопрос: что произойдет с изначально равновесной функцией распределения поглощающих частиц $f(\upsilon_x)$ после включения лазерного излучения? Для ответа на него составим уравнение для $\Delta f(\mathbf{v})$ путем суммирования уравнений (4). Результат суммирования можно представить в виде

$$\frac{d}{dt}\Delta f(\mathbf{v}) = -\nu_0 \Delta f(\mathbf{v}) + (\nu_0 - \nu_1)\Delta f_1(\mathbf{v}). \tag{8}$$

Полученное уравнение отличается от обычного релаксационного уравнения (3) присутствием дополнительного члена, содержащего неравновесную часть функции распределения возбужденных частиц $\Delta f_1(\mathbf{v})$. Этот член отличен от нуля при $\nu_0 \neq \nu_1$, а также при условии, что возбужденные частицы имеют неравновесное распределение по скоростям. Оба эти условия, как показано выше, в общем случае выполнены. Мы убеждаемся, таким образом, что неравновесность по поступательным степеням свободы частиц газа в присутствии лазерного излучения релаксирует совсем по другому закону, чем при его отсутствии. После включения излучения, как мы показали, прежде всего возникает $\Delta f_1(\mathbf{v})$ без изменения полной функции распределения по скоростям, то есть при $\Delta f(\mathbf{v}) = 0$. Это значит, что в уравнении (8) появляется отличный от нуля второй член в правой части. Согласно уравнению, одновременно возникает и отличная от нуля производная по времени от $\Delta f(\mathbf{v})$, а это не что иное, как процесс зарождения неравновесности в функции распределения по скоростям поглощающих частиц. Обратим внимание на то, что данный процесс обусловлен релаксацией, точнее, различием скоростей релаксации возбужденных и невозбужденных частиц. Таким образом, именно здесь проявляется функция релаксационных столкновительных процессов, обычно им не свойственная: они выводят газовую систему из состояния равновесия.

Спустя определенное время после включения излучения газовая среда приходит к стационарному состоянию, в котором, как это следует из уравнения (8),

$$\Delta f(\mathbf{v}) = \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0}\Delta f_1(\mathbf{v}). \tag{9}$$

Как видим, возникшее в итоге отклонение функции распределения поглощающих частиц по скоростям пропорционально сформированному лазерным излучением отклонению в функции распределения для возбужденных частиц. Коэффициентом пропорциональности выступает относительная разность скоростей релаксации для возбужденных и невозбужденных частиц. Значение $\Delta f_1(\mathbf{v})$ в (9) легко находится из первого уравнения (4) в стационарных условиях (обращение в нуль производной по времени). В итоге вместо (9) получаем

$$\Delta f(\mathbf{v}) = \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0}\frac{p(\mathbf{v})}{\Gamma_1 + \nu_1}N, \tag{10}$$

то есть соотношение, непосредственно связывающее возникшую неравновесность с функцией возбуждения $p(\mathbf{v})$, про которую мы уже знаем, что она может быть резко селективной по скоростям (отличной от нуля только для тех проекций υ_x скорости $\mathbf{v}$ на направление распространения излучения, которые находятся в окрестности резонансного значения, определяемого отстройкой частоты излучения от частоты квантового перехода). Перестройкой частоты излучения можно воздействовать на конкретную форму неравновесности. Степень неравновесности, разумеется, зависит от интенсивности излучения.

Если мы знаем функцию распределения частиц газа по скоростям, можно вычислить все макроскопические характеристики газа, связанные с поступательными степенями свободы частиц. Разумеется, в случае неравновесной функции распределения значения этих характеристик в общем случае тоже будут неравновесными. Приведем несколько примеров.

Светоиндуцированный дрейф (СИД)

Функция распределения частиц газа по скоростям может оказаться деформированной таким образом, что средняя скорость будет отличной от нуля, то есть этот газ (или компонент газовой смеси) перемещается как целое (дрейфует). В связи с этим рассмотрим следующую макроскопическую характеристику газа:

$$\mathbf{j} = \int \mathbf{v}\Delta f(\mathbf{v})d\mathbf{v}. \tag{11}$$

Она представляет собой поток, точнее, плотность потока частиц газа данного сорта. На основе результата (10) нетрудно убедиться, что возможен отличный от нуля поток поглощающих частиц:

$$\mathbf{j} = N\frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0}\frac{1}{\Gamma_1 + \nu_1}\int \mathbf{v}p(\mathbf{v})d\mathbf{v}. \tag{12}$$

Действительно, входящий в (12) интеграл отличен от нуля из-за того, что функция возбуждения несимметрична относительно нулевого значения скорости всегда, за исключением случая, когда частота излучения ω строго равна частоте перехода ω_{10}. Формулой (12) описывается так называемый эффект светоиндуцированного дрейфа. Как видим, он состоит в том, что компонент смеси газа, резонансно возбуждаемый лазерным излучением, способен дрейфовать относительно другого (буферного) компонента. Направление дрейфа либо совпадает с направлением распространения излучения, либо противоположно ему в зависимости от соотношения между константами релаксации ν_0 и ν_1, а также в зависимости от того, положительные или отрицательные проекции скорости υ_x оказываются резонансными вследствие эффекта Доплера (см. обсуждение рис. 1). Очевидно, что направление дрейфа можно изменить, изменив положение частоты излучения относительно частоты квантового перехода. Более подробно эффект СИД описан в предыдущей статье [1]. Там же показано, что движение поглощающего газа возможно только при наличии буферного компонента (следствие закона сохранения импульса).

Светоиндуцированный тепловой поток

Величина

$$\mathbf{Q} = \int \frac{M\upsilon^2}{2}\mathbf{v}f(\mathbf{v})d\mathbf{v} \tag{13}$$

представляет собой плотность потока тепловой энергии в газе. В соответствии с (10) получаем

$$\mathbf{Q} = N\frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0}\frac{1}{\Gamma_1 + \nu_1}\int \frac{M\upsilon^2}{2}\mathbf{v}p(\mathbf{v})d\mathbf{v}. \tag{14}$$

Очевидно, что в общем случае $\mathbf{Q} \neq 0$, то есть в газовой среде, взаимодействующей с излучением, возникает поток тепловой энергии, коллинеарный направлению распространения излучения. Характерно, что этот эффект имеет место и при отсутствии буферного компонента, когда пропадает эффект СИД.

Светоиндуцированная анизотропия давления

В отношении газовых сред обычно принято считать, что давление в них изотропно (так называемый закон Паскаля). Формально это выражается в том, что характеристика

$$\Pi_{ik} = \int M\upsilon_i\upsilon_k f(\mathbf{v})d\mathbf{v} \tag{15}$$

(υ_i, υ_k – проекции скорости на те или иные ортогональные друг другу направления), называемая тензором давления, имеет отличные от нуля только диагональные компоненты, которые при этом равны друг другу, то есть

$$\Pi_{ik} = \delta_{ik}P, \tag{16}$$

где P – обычное давление. В соответствии с полученным нами результатом (10) имеем

$$\Delta\Pi_{ik} = \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0}\frac{1}{\Gamma_1 + \nu_1}N\int M\upsilon_i\upsilon_k\, p(\mathbf{v})d\mathbf{v}. \tag{17}$$

Выберем ось x в направлении распространения излучения. В этой системе координат тензор давления по-прежнему будет диагональным, однако изменения компонентов Π_{xx} и, например, Π_{yy} заведомо не будут одинаковыми. Это значит, что давления в направлении оси x и в направлении оси y различны (нарушение закона Паскаля). Отметим, что для проявления данного эффекта присутствие буферного газа также необязательно.

Селективное охлаждение (нагрев) газовых компонентов

Средняя поступательная энергия частицы газа, находящегося в тепловом равновесии с температурой T, есть

$$E = \frac{3}{2}KT = \frac{3}{4}M\upsilon_{\text{т}}^2.$$

Вычислим среднюю поступательную энергию частицы газа с функцией распределения (10):

$$E = \frac{\int \frac{M\upsilon^2}{2}\Delta f(\mathbf{v})d\mathbf{v}}{\int \Delta f(\mathbf{v})d\mathbf{v}} = \frac{\int \frac{M\upsilon^2}{2}p(\mathbf{v})d\mathbf{v}}{\int p(\mathbf{v})d\mathbf{v}}. \tag{18}$$

Здесь $\int \Delta f(\mathbf{v})d\mathbf{v}$ представляет собой число частиц, выведенных из равновесия. Разумеется, получающиеся значения отличаются от равновесных. Отличие может быть как в большую, так и в меньшую сторону. Речь идет, конечно, о ситуации, когда поглощающие частицы находятся в смеси с буферными и концентрация последних существенно выше. При этом функция возбуждения $p(\mathbf{v})$ является равновесной с температурой T буферного газа в направлениях, ортогональных волновому вектору, и сильно неравновесна только по υ_x. В случае, когда эффективный интервал скоростей $\Delta\upsilon_x$ много меньше $\upsilon_т$, легко убедиться в том, что, если резонансная скорость больше $\upsilon_т$, величина E больше равновесного значения, и, наоборот, если резонансная скорость меньше $\upsilon_т$. Таким образом, мы можем говорить об охлаждении или нагреве поглощающего компонента газа. Это происходит при неизменной общей энергии поступательного движения частиц газа в целом, поскольку, как было отмечено выше, собственно процессы поглощения и испускания излучения происходят без изменения скорости частиц. Отсюда, в частности, следует, что при отсутствии буферного компонента значение E в поглощающем газе неизменно.

ОБОБЩЕНИЕ

Вернемся к некоторой произвольной физической характеристике A газа (она может иметь характер скаляра, вектора, тензора, функции), по поводу которой известно, что излучение непосредственно ее не изменяет, однако создает равные, но с противоположным знаком отклонения от равновесия ΔA_1 и ΔA_0 для возбужденных и невозбужденных частиц. Для описания эволюции этой характеристики мы должны исходить не из уравнения (1), а из уравнений

$$\begin{aligned}\frac{d\Delta A_1}{dt} &= -\nu_1\Delta A_1 - \Gamma_1\Delta A_1 + Q,\\ \frac{d\Delta A_0}{dt} &= -\nu_0\Delta A_0 + \Gamma_1\Delta A_1 - Q.\end{aligned} \qquad (19)$$

Здесь величиной Q обозначена скорость продуцирования неравновесностей у возбужденных и невозбужденных частиц. Остальные обозначения имеют прежний смысл. При сложении этих уравнений получаем уравнение на эволюцию величины A для поглощающего газа как целого

$$\frac{d\Delta A}{dt} = -\nu_0\Delta A + (\nu_0 - \nu_1)\Delta A_1. \qquad (20)$$

В стационарных условиях из него следует

$$\Delta A = \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0}\frac{Q}{\Gamma_1 + \nu_1}. \qquad (21)$$

Таким образом, мы получаем отклонение от равновесия для обсуждаемой величины. Приведем еще два частных примера.

В качестве величины A можно рассмотреть момент импульса поглощающих частиц. Взаимодействие с излучением происходит селективно по направлению этого момента, так что возбужденные и невозбужденные частицы могут приобретать противоположно направленную ориентацию. Как следствие ориентацию может приобрести и поглощающий газ как целое. Эффект проявляется особенно ярко, когда можно пренебречь моментом импульса фотона, передаваемым частице.

Предположим, что газ в виде только поглощающего компонента находится в узком канале, через который проходит излучение, и длина свободного пробега много больше диаметра канала. Мы убедились, что излучение продуцирует встречные одинаковые потоки возбужденных и невозбужденных частиц, которые в данном случае релаксируют только на стенках. Если для возбужденных и невозбужденных частиц потери продольного импульса на стенке различны, то, согласно уравнениям типа (19), (20), возникнет поток газа вдоль канала. Этот эффект назван поверхностным светоиндуцированным дрейфом. Примеры можно продолжать, а также можно выявлять новые эффекты.

Выше мы рассмотрели простейшие релаксационные уравнения. Возможно и дальнейшее обобщение, связанное, например, с учетом релаксации пространственной неоднородности. Принципиальный подход к соответствующей задаче точно такой же: составляются уравнения для некоторой физической величины в отдельности для каждого из состояний, сумма уравнений описывает эволюцию этой величины для поглощающего газа в целом, при этом различие релаксационных характеристик обеспечивает возникновение неравновесной ситуации. Так, различие коэффициентов диффузии возбужденных и невозбужденных частиц в буферном газе приводит к втягиванию поглощающих частиц в световой пучок или выталкиванию из него. Различие коэффициентов вязкости приводит к течению газа в канале (так называемое светоиндуцированное вязкое течение).

Для всех рассмотренных здесь эффектов не требуется затрат энергии со стороны излучения. Эти затраты действительно пренебрежимо малы, когда речь идет о возбуждении электронных состояний атомов и буферных газах определенной природы (например, благородные газы). При этом мы видим, что из беспорядка (термодинамическое равновесие) в газовой системе рождается порядок и его энтропия падает. Это падение с избытком компенсируется ростом энтропии излучения: из упорядоченного направленного оно превращается в изотропно рассеянное. Таким образом, излучение выступает в виде своеобразного демона Максвелла. Аналогия с демоном Максвелла особенно прозрачна в случае эффекта СИД (см. подробнее об этом в [1]). Существуют, конечно, объекты, в которых возможна диссипация энергии излучения в тепло, однако должно быть ясно, что это сопутствующий эффект, но никак не определяющий природу явлений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсужденные и упомянутые в настоящей статье явления активно изучаются на протяжении почти 20 лет как у нас в стране, так и за рубежом. К настоящему времени существует более 400 научных публикаций, посвященных результатам экспериментальных и теоретических исследований. Экспериментально зарегистрированы почти все упомянутые здесь эффекты в их всевозможных вариантах проявления, а также другие эффекты сходной природы, о которых здесь не упоминалось из-за ограниченности объема статьи.

Отметим, что пропагандируемый здесь общий подход применим не только к газовым средам. Его можно распространить на любые другие среды и получить похожие результаты.

Новые газокинетические эффекты, индуцированные лазерным излучением, оказались хорошим инструментом для получения информации о кинетических характеристиках атомов и молекул. Ряд данных получен при этом впервые, особенно это касается возбужденных частиц. Некоторые из эффектов способны проявляться в астрофизических объектах и быть причиной интересных процессов. Полезными они оказываются и для решения некоторых практических задач (разделение изотопов, регистрация микропримесей и др.).

Научно-популярное изложение некоторых незатронутых здесь моментов можно найти в перечисленных ниже работах.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Шалагин А.М.* Эффект светоиндуцированного дрейфа газов // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 6. С. 108–114.

2. *Шалагин А.М.* В кн.: Физическая энциклопедия. М.: Большая рос. энцикл., 1994. Т. 4. С. 468–469.

3. *Гельмуханов Ф.Х.*, *Чаповский П.Л.*, *Шалагин А.М.* // Природа. 1989. № 10. С. 65–70.

* * *

Анатолий Михайлович Шалагин, доктор физико-математических наук, профессор НГУ, член-корреспондент РАН, зав. лабораторией Института автоматики и электрометрии СО РАН. Область научных интересов: лазерная физика, нелинейная спектроскопия, газовая кинетика. Автор более 140 научных работ и двух монографий.