

107. Ребане К. К. Теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов.— М.: Наука, 1968.
108. Baumgarth R., Engelhardt M., Renk K. F. Spectral distribution of high-frequency phonons generated by non-radiative transitions.— Phys. Lett., 1983, vol. 94A, p. 55.
109. Алфимов М. В. и др. Фотофазовый эффект.— ДАН СССР, 1984, т. 276, № 2, с. 360—362.
110. Аптекарь И. Л., Галашин А. Е., Галашин Е. А., Яковлев В. Б. О понижении температуры плавления в молекулярных кристаллах при фотовозбуждении.— Химия высоких энергий, 1979, т. 13, № 5, с. 453; Галашин А. Е., Яковлев В. Б. Фазовые диаграммы антраценов под действием УФ-излучения.— Химия высоких энергий, 1983, т. 17, № 5, с. 458.
111. Фридкин В. М. Фотосегнетоэлектрики.— М.: Наука, 1979.
112. Алфимов М. В., Разумов В. Ф. Пороговые явления и фазовые превращения при фотоллизе стеклообразного цис-ди-(α -нафтил)-этилена.— ДАН СССР, 1978, т. 241, с. 599.
113. Галашин Е. А., Кириленко Г. В.— В кн.: Процессы усиления в фотографических системах регистрации информации. Минск, 1981, с. 11.
114. Phillips J. C. Microscopic origin of anomalously narrow Raman lines in network glasses.— J. of Non-Cryst. Sol., 1984, vol. 63, p. 347—355.
115. Бреховских С. М., Викторова Ю. Н., Ланда Л. М. Радиационные эффекты в стеклах.— М.: Энергоиздат, 1982.
116. Алфимов М. В., Разумов В. Ф. Бессеребряный фотографический процесс, основанный на фотохимическом инициировании фазового превращения вещества.— ДАН СССР, 1981, т. 260, № 6, с. 1383—1386.
117. Петровский Г. Т. и др. Терморadiационные эффекты в стеклах.— ДАН СССР, 1980, т. 254, № 1, с. 97—100.

Поступила в редакцию 30 июля 1984 г.

УДК 539.12.01(048)

Ф. Х. ГЕЛЬМУХАНОВ

(Новосибирск)

ГАЗОВАЯ КИНЕТИКА В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Введение. Среди многочисленных и важных эффектов, известных в физике взаимодействия излучения с веществом, особое место занимает открытое в 1979 г. явление светоиндуцированного дрейфа (СИД) [1, 2]. На его основе произошло качественное изменение в представлениях о природе воздействия излучения на состояние газа. Ранее считалось естественным, что неравновесные условия (по отношению к поступательным степеням свободы) в газе могут быть созданы либо за счет обмена импульсом между излучением и средой (непосредственное силовое воздействие), либо в результате диссипации энергии излучения. В случае явления СИД в изначально равновесном пространственно однородном газе возникают внутренние потоки и градиенты концентраций его компонентов, причем для возникновения этой неравновесной ситуации не требуется ни передачи импульса среде со стороны излучения, ни диссипации энергии излучения. В конечном итоге между излучением и газом происходит лишь «обмен» энтропией, и в этом смысле воздействие излучения можно назвать энтропийным.

Уже на первых этапах исследования СИД стало ясно, что это новое перспективное направление. Перспективность данного направления, конечно, не в последнюю очередь обусловлена возможностями практических применений явления СИД в проблеме разделения компонентов газовых смесей (в частности, изотопов) и в задачах нахождения кинетических характеристик возбужденных частиц. Однако наиболее важным нам представляется то, что с момента открытия СИД с неизбежностью встал вопрос об изменении и обогащении прежних представлений о природе воздействия излучения на среду. Этот вопрос, возможно, не было бы смысла

поднимать, если бы данное явление требовало экзотических условий или реализовывалось только в редких объектах. Фактически же для явления СИД характерна универсальность в том смысле, что оно осуществляется в условиях, типичных для задач нелинейной оптики и спектроскопии, и присуще широкому классу объектов: атомам и молекулам [4—11], ионам [12, 13]. Явление, полностью аналогичное светоиндуцированному дрейфу частиц газа, в определенных условиях свойственно и электронам проводимости в твердых телах [14, 15], а также некоторым квазичастицам, например экситонам [16].

Физические причины, обуславливающие СИД (селективное по скоростям взаимодействие с излучением, различие релаксационных характеристик в разных квантовых состояниях частицы), приводят к целому ряду новых эффектов. Под действием излучения, помимо потоков частиц [1, 2], в газе возникают потоки тепла [17—20], давление и температура становятся анизотропными [17—20], могут происходить селективное «охлаждение» или «нагрев» компонент газа [21]. Интересные эффекты возникают в связи с наличием у частиц вращательных степеней свободы [22—25]. В нестационарных условиях на основе явления СИД возможны различные механизмы генерации звука [26—29]. Качественные изменения претерпевает и спектр звуковых колебаний, характеризующий коллективные свойства газа [20, 30].

До открытия явления СИД было известно несколько эффектов воздействия излучения на газокинетические процессы. Прежде всего это световое давление [31]: излучение создает эффективное поле внешних сил, которые влияют на протекание газокинетических процессов [32, 33]. Не так давно стали обсуждаться эффекты влияния излучения на процессы диффузии [34] и термодиффузии (в частности, так называемая лазерная термодиффузия [35, 36]). Наконец, отметим эффект диффузионного втягивания частиц в световой пучок и выталкивания из него, который в 1970 г. предсказали С. Г. Раутиан и А. М. Шалагин [37]. Более подробно эффект рассматривался в работах [38, 39] и впервые экспериментально наблюдался совсем недавно [40]. Этот эффект особенно интересен тем, что для него так же, как и для СИД, не требуется затрат импульса и энергии со стороны излучения.

После предсказания явления СИД * количество выявленных газокинетических эффектов, индуцированных излучением, резко возросло. В связи с этим возникает потребность весь этот круг явлений описать с единых позиций. Другими словами, целесообразно вести речь о формировании новой области — газовой кинетики в поле лазерного излучения — и разработке в ней адекватных физических представлений.

Как известно, эффекты классической газовой кинетики обусловлены градиентами макроскопических характеристик (давление, концентрация компонент смеси, скорость, температура). Как следствие, возникают соответствующие потоки (газа в целом, отдельных компонент, импульса, тепла). Такая причинно-следственная связь (градиенты → потоки) органически присуща обычным газокинетическим процессам.

Если бы роль лазерного излучения сводилась к изменению скорости этих процессов, что, конечно, тоже имеет место в ряде частных случаев, вряд ли имело смысл говорить о новой области. В действительности же дело обстоит таким образом, что в поле лазерного излучения газокинетические процессы претерпевают качественные изменения. Например, газовая система может «стартовать» с термодинамически равновесного, пространственно однородного состояния. Излучение создает в газе, прежде всего, неравновесность по внутренним и внешним степеням свободы, которая может означать наличие потоков (например, парциальных потоков

* К настоящему времени существование явления СИД надежно доказано в экспериментах с атомами [41, 46, 68], молекулами [42—45, 47, 48] и электронами проводимости в полупроводниках [49].

частиц, потоков тепла). Только на следующем этапе зародившиеся потоки могут привести к градиентам концентрации, температуры и т. д. Таким образом, по сравнению с классической газовой кинетикой привычная причинно-следственная связь в данном случае инвертируется. Этой связи (градиенты — потоки) может и вообще не существовать, т. е. возможны условия, в которых пространственная неоднородность не нарушается; тем не менее, газовая система существенно термодинамически неравновесна.

В поле лазерного излучения кинетическая задача приобретает еще одну специфическую особенность: газовая система становится по меньшей мере двухкомпонентной (два комбинирующих состояния поглощающих частиц), а в наиболее интересных случаях — трехкомпонентной (присутствие буферного газа).

Из проведенного краткого анализа следует, что проблемы газовой кинетики в лазерном поле по ряду пунктов качественно отличаются от традиционных проблем классической газовой кинетики и требуют новых физических представлений. В то же время между классической газодинамикой и кинетикой газа в поле излучения существуют и области пересечения. Учитывая огромный багаж знаний, накопленный в классической газовой кинетике, представляется очевидной необходимость проследить связь и осуществить преемственность с этой классической областью физики.

Вся информация о макроскопических свойствах облучаемого светом газа содержится в кинетических уравнениях для матрицы плотности. При попытке создать последовательную теорию явлений переноса для газа в поле излучения мы сталкиваемся с классической кинетической проблемой решения уравнения Больцмана, которая дополнительно усложняется тем, что излучение способно создавать сильную неравновесность по внешним и внутренним степеням свободы. Эта проблема, как известно, уже в течение двух десятилетий является одной из центральных проблем нелинейной спектроскопии [50, 51].

Возможность получить точное решение интегродифференциальных уравнений для матрицы плотности есть, скорее, не правило, а исключение. Основная трудность при решении кинетических уравнений заключена в интеграле столкновений Больцмана S . Фактически существует лишь три модели, для которых уравнения решаются точно, — это модель Лоренца, модель слабых столкновений (Фоккера — Планка) и модель сильных столкновений (Батнагара — Гросса — Крука (БГК)) [52]. Известны также попытки решения уравнения Больцмана для обобщенной БГК-модели [53]. Модели Лоренца, слабых и сильных столкновений обладают важным свойством — возможностью точного решения кинетических уравнений в условиях сильной неравновесности. Но эти модели имеют и существенные недостатки. Они или не описывают более тонких газодинамических эффектов, или имеют ограниченную область применимости. Кроме того, для результатов, полученных с помощью модельных интегралов столкновений, затруднительно количественное сопоставление с экспериментальными данными, а следовательно, резко снижается ценность извлекаемой из эксперимента информации, обработанной на основе модельных теорий.

В классической газовой кинетике за период с 1912 по 1949 г., в основном благодаря усилиям Гильберта, Чепмена, Энскога, Каулинга, Барлетта и Грэда [52], созданы строгие методы решения уравнения Больцмана, не использующие каких бы то ни было модельных предположений об интеграле столкновений. Платой за строгость была возможность решения уравнения Больцмана лишь в условиях слабой неравновесности. Наиболее широкое распространение в газовой кинетике получил метод Чепмена — Энскога [52] как метод решения кинетического уравнения при слабонеоднородных условиях.

Метод Чепмена — Энскога был создан в начале века и, видимо, в связи с существовавшими в то время проблемами был ориентирован на физические явления, в которых источником неравновесности служила пространственная неоднородность. Иными словами, метод Чепмена — Энскога

постулирует первичность градиентов (плотности, температуры), которые вызывают потоки (частиц, тепла).

В задачах кинетики газа в поле излучения, как отмечалось выше, часто возникает обратная ситуация: первичны потоки, а градиенты могут существовать лишь как следствие. Поэтому метод Чепмена — Энскога для анализа таких задач заведомо не годится (в своей традиционной формулировке), и необходим подход, не постулирующий пространственную неоднородность в качестве исходных данных. К счастью, соответствующий подход в классической газовой кинетике существовал. Он был реализован в 1949 г. Грэдом [54] и известен в литературе как 13-моментный метод Грэда. В его основе также лежит предположение о слабой неравновесности. В условиях когда источником неравновесности служит пространственная неоднородность, методы Чепмена — Энскога и Грэда дают совпадающие с хорошей точностью результаты.

Как уже отмечалось, в поле лазерного излучения может создаваться как слабая, так и сильная неравновесность по внутренним и внешним степеням свободы частиц газа, причем последняя, как правило, встречается чаще. Разумеется, теория кинетических явлений, индуцированных излучением, должна в процессе своего развития охватить и тот и другой случай. Особого внимания, однако, заслуживает анализ газовых систем со слабой наведенной неравновесностью. Для этого имеется две причины. Во-первых, можно воспользоваться приемами и методами анализа классической газовой кинетики, теория которой именно для слабонеравновесных систем завершена полностью и стала канонической. Во-вторых, в данном приближении особенно просто выявить соотношение новых эффектов с известными старыми, т. е. осуществить преемственность с классической газовой кинетикой.

При выборе метода описания кинетических явлений в поле излучения в приближении слабой неравновесности естественно остановиться на методе Грэда. В соответствии с вышеизложенным именно он является адекватным методом описания интересующих нас задач.

Прежде чем переходить к изложению теоретических основ кинетики газа в поле излучения, остановимся несколько подробнее на строгих методах классической газовой кинетики.

§ 2. Методы классической газовой кинетики (Чепмена — Энскога, Чепмена — Каулинга, Кихары и Грэда). При изложении метода Чепмена — Энскога с целью меньшей громоздкости функцию распределения $\rho(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ будем вычислять с линейной по параметру l/L * точностью ** и ограничимся случаем однокомпонентного газа. Как было отмечено в предыдущем параграфе, в теории Чепмена — Энскога источником неравновесности служат градиенты макроскопических переменных. Поэтому в данной теории функция распределения ищется в виде [52]

$$\rho(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = \rho(\mathbf{r}, \mathbf{v} | \rho, \mathbf{u}, T) = \rho^{(0)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) + \rho^{(1)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) + \dots, \quad (2.1)$$

где $\rho^{(0)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = \rho(m/2\pi T)^{3/2} \exp(-mc^2/2T) = \rho W(c)$; $\rho^{(1)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = -W(c) \times \times [A(c) \nabla \ln T + B(c) : \nabla \mathbf{u}]$, $\mathbf{c} = \mathbf{v} - \mathbf{u}$, $p = nT$ — давление, $W(c)$ — распределение Максвелла; двумя точками обозначено скалярное произведение тензоров $\mathbf{B} : \mathbf{C} = \sum_{rs} B_{rs} C_{sr}$. Макроскопические переменные ρ , \mathbf{u} , p и T определяются как

$$\rho = nm = \langle \rho^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle, \quad \rho \mathbf{u} = \langle \mathbf{v} \rho^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle, \quad p = nT = (1/3) \langle c^2 \rho^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle. \quad (2.2)$$

Здесь и в дальнейшем угловыми скобками будем обозначать интегрирование по скоростям, а константу Больцмана считать равной единице. Если подставить (2.1) в уравнение Больцмана и избавиться от производных по

* В дальнейшем под l и L будем понимать длину свободного пробега и характерный макроскопический масштаб пространственной неоднородности.

** Учет квадратичных по l/L членов приводит к уравнениям Барнетта [55].

времени $\partial\rho/\partial t$, $\partial\mathbf{u}/\partial t$ и $\partial T/\partial t$ с помощью уравнений гидродинамики идеальной жидкости (уравнений гидродинамики в нулевом порядке по параметру l/L), то можно получить следующие уравнения для неизвестных вектора $\mathbf{A}(c) = A(c)\mathbf{c}$ и тензора $B_{rs}(c) = B(c)(c_r c_s - (1/3)\delta_{rs}c^2)$:

$$I(\mathbf{A}) = W(c)(mc^2/2T - 5/2)\mathbf{c}, \quad \langle A(c)c^2 W(c) \rangle = 0, \quad (2.3)$$

$$I(B_{rs}) = (m/T)W(c)(c_r c_s - (1/3)\delta_{rs}c^2),$$

где $I(F) = \int \int W(c) W(c_1) [F(\mathbf{c}) + F(\mathbf{c}_1) - F(\mathbf{c}') - F(\mathbf{c}_1')] |c - c_1| \sigma(|c - c_1|, \theta) d\Omega dc_1$, $\sigma(|c - c_1|, \theta) d\Omega$ — дифференциальное сечение рассеяния частицы в телесный угол $d\Omega$. С помощью решений (2.1) можно получить выражения для тензора напряжений:

$$P_{rs} = \langle c_r c_s \rho(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle = p\delta_{rs} + \pi_{rs},$$

$$\pi_{rs} = -\eta \left(\frac{\partial u_r}{\partial x_s} + \frac{\partial u_s}{\partial x_r} \right) + \frac{\eta}{3} \delta_{rs} \nabla \mathbf{u} \quad (2.4)$$

— и потока энергии:

$$\mathbf{q} = (1/2) \langle c c^2 \rho(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rangle = -\lambda \nabla T. \quad (2.5)$$

Эти выражения известны как законы Ньютона и Фурье соответственно. Здесь $\eta = (1/10)[\mathbf{B}, \mathbf{B}]$ и $\lambda = (1/3)[\mathbf{A}, \mathbf{A}]$ — коэффициенты сдвиговой вязкости и теплопроводности ($[F, G] = [G, F] = \langle GI(F) \rangle$). Из тензора напряжений P_{rs} выделен тензор давления π_{rs} , след от которого равен нулю $\text{Sp } \pi = 0$. Уравнения Чепмена — Энскога (2.3) замыкают уравнения Навье — Стокса.

Дальнейшая проблема заключается в решении интегральных уравнений Чепмена — Энскога (2.3). На основе этих решений вычисляются кинетические коэффициенты η и λ . В общем случае уравнения (2.3) решить невозможно. Известен лишь один случай, для которого уравнения Чепмена — Энскога решаются точно, — это максвелловские молекулы (потенциал взаимодействия $1/r^4$) [52, 55].

История создания приближенных методов решения уравнений (2.3) берет начало с докторской диссертации Энскога [52], в которой используется разложение в ряд по степеням c^2 . Наиболее удачную систему функций, по которым осуществляется разложение функций $A(c)$ и $B(c)$, выбрали Барнетт [55], Чепмен и Каулинг [56] — это полиномы Сонина $S_{\nu}^{(m)}(x)$ [52]. Барнетт [55] открыл, что полиномы Сонина представляют собой собственные функции интеграла столкновений S для максвелловских молекул. В методе Чепмена — Каулинга неизвестные функции $A(c)$ и $B(c)$ разлагаются в бесконечные ряды полиномов Сонина ($\xi = \sqrt{m/2T} c$):

$$A(c) = -\frac{m}{2T} \sum_{p=1}^{\infty} a_p S_{3/2}^{(p)}(\xi^2),$$

$$B(c) = \frac{m}{2T} \sum_{p=0}^{\infty} b_p S_{5/2}^{(p)}(\xi^2). \quad (2.6)$$

Коэффициенты вязкости и теплопроводности определяются первыми коэффициентами b_0 и a_1 : $\eta = (1/2)Tb_0$, $\lambda = (5/4)a_1$. Уравнения для неизвестных коэффициентов a_p и b_p еще достаточно громоздки [52], чтобы дать простые аналитические выражения для кинетических коэффициентов η и λ . Данное обстоятельство, естественно, является неприятным моментом метода Чепмена — Каулинга, так как при этом, например, сильно усложняется, а следовательно, становится менее достоверной процедура извлечения параметров потенциалов взаимодействия из опытов по измерению вязкости η и теплопроводности λ .

В 1949 г. Кихара в результате численных расчетов сделал замечательное наблюдение. Он обнаружил [57], что независимо от используемого

потенциала взаимодействия матрицы Λ_{ij} и H_{ij} , через которые осуществляется зацепление друг за друга коэффициентов a_1, a_2, \dots и b_0, b_1, \dots , соответственно обладают свойством [52, 57]

$$\Lambda_{ii} \gg \Lambda_{i, i\pm 1} \gg \Lambda_{i, i\pm 2} \dots, \quad (2.7)$$

$$H_{ii} \gg H_{i, i\pm 1} \gg H_{i, i\pm 2} \dots$$

Для максвелловских молекул $\Lambda_{ij} = H_{ij} = 0$ при $i \neq j$ [52]. На основе свойства (2.7) Кихара предложил свой метод решения уравнений Чепмена — Каулинга. Под n -м приближением Кихары принято считать приближение, в котором в матрицах Λ_{ij} и H_{ij} учитываются только элементы с $|i-j| < n$, при этом коэффициенты a_i и b_i вычисляются по теории возмущений [52]. Напомним, что n -е приближение Чепмена — Каулинга заключается в том, что в разложениях (2.6) сохраняются лишь первые n членов. Строго методы Чепмена — Каулинга и Кихары совпадают только в наинизшем приближении, но в отличие от метода Чепмена — Каулинга метод Кихары обладает лучшей сходимостью [52].

Грэд в 1949 г. разработал более общий метод решения уравнения Больцмана [54]. В методе Грэда функция распределения ищется в виде разложения по тензорным полиномам Эрмита $H_i^{(n)}(\mathbf{c})$ ($i = \{i_1, \dots, i_n\}$):

$$\rho(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = \rho^0(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\mathbf{i}} \frac{1}{n!} a_{\mathbf{i}}^{(n)}(t, \mathbf{r}) H_{\mathbf{i}}^{(n)}(\xi), \quad (2.8)$$

$$H_{i_1 \dots i_n}^{(n)}(\xi) = (-1)^n \exp(\xi^2/2) \partial^n \exp(-\xi^2/2) \partial \xi_{i_1} \dots \partial \xi_{i_n},$$

где коэффициенты разложения являются гидродинамическими переменными. Например, для однокомпонентной смеси разложение Грэда имеет вид

$$\rho(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = \rho^0(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) \left[1 + \sum_{rs} \frac{\pi_{rs}}{p \bar{v}^2} \left(c_r c_s - \frac{1}{3} \delta_{rs} c^2 \right) + \frac{4qc}{5p\bar{v}^4} \left(c^2 - \frac{5}{2} \bar{v}^2 \right) + \dots \right].$$

Здесь $\bar{v} = \sqrt{2T/m}$ — среднетепловая скорость. Моменты функции распределения ($\rho, \mathbf{u}, p, \pi_{rs}, \mathbf{q} \dots$) удовлетворяют бесконечной системе зацепляющихся друг за друга уравнений. В отличие от метода Чепмена — Энского в методе Грэда уравнения получаются непосредственно для величин $\rho, \mathbf{u}, p, \pi_{rs}, \mathbf{q} \dots$. Учитывая бесполезность с практической точки зрения строгих уравнений, Грэд предложил оставить в функции распределения лишь те моменты, которые имеют явный физический смысл, а именно $\rho, \mathbf{u}, p, \pi_{rs}, \mathbf{q}$. В соответствии с количеством учитываемых моментов такой метод получил название 13-моментного метода Грэда. Как и в методе Кихары, обоснованием такой процедуры являются соотношения (2.7) (см. также (3.15)). По точности расчета кинетических коэффициентов 13-моментный метод соответствует второму приближению для коэффициентов теплопроводности, диффузии и термодиффузии и первому приближению для коэффициента вязкости в методе Чепмена — Каулинга.

Применение метода Грэда в классической газовой кинетике состоит в том, что на основе исходного кинетического уравнения составляются уравнения для моментов функции распределения. В этих уравнениях источниками неравновесности служат пространственные производные от ρ, T и \mathbf{u} . Решение этих уравнений с указанной выше точностью совпадает с решением по методу Чепмена — Каулинга. Однако на самом деле функциональные возможности метода Грэда существенно шире, и в последнее время они уже начинают воплощаться, в частности, в задачах физики плазмы [58].

§ 3. Уравнения газовой кинетики в поле лазерного излучения. Состояние взаимодействующего со светом газа полностью определено, если найдена матрица плотности $\rho_{ij}(\mathbf{v}) \equiv \rho_{ij}(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$. В простейшей модели двухуровневых поглощающих частиц, взаимодействующих с полем бегущей моно-

хроматической волны, для $\rho_{ij}(\mathbf{v})$ справедливы следующие квантовые кинетические уравнения [51] ($\rho_i(\mathbf{v}) \equiv \rho_{ii}(\mathbf{v})$):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + \Gamma_1 \right) \rho_1(\mathbf{v}) &= m_a S_1(\mathbf{v}) - 2 \operatorname{Re} \left[iG^* \rho_{10} \left(\mathbf{v} - \frac{\mathbf{v}_0}{2} \right) \right], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla \right) \rho_0(\mathbf{v}) &= m_a S_0(\mathbf{v}) + \hat{\Gamma}_1 \rho_1(\mathbf{v}) + 2 \operatorname{Re} \left[iG^* \rho_{10} \left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{v}_0}{2} \right) \right], \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + \frac{\Gamma_1}{2} - i(\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) \right) \rho_{10}(\mathbf{v}) &= m_a S_{10}(\mathbf{v}) + iG \left[\rho_0 \left(\mathbf{v} - \frac{\mathbf{v}_0}{2} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \rho_1 \left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{v}_0}{2} \right) \right], \end{aligned}$$

$$\Omega = \omega - \omega_{10}, \quad G = Ed_{10}/2\hbar, \quad \mathbf{v}_0 = \hbar\mathbf{k}/m_a.$$

В общем случае будем предполагать присутствие газового компонента (буферного газа), не взаимодействующего с излучением, состояние которого описывается обычным уравнением Больцмана

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla \right) \rho_b(\mathbf{v}) = m_b S_b(\mathbf{v}). \quad (3.2)$$

Интегралы столкновений для возбужденных (S_1), невозбужденных (S_0) и буферных (S_b) частиц являются обычными интегралами столкновений Больцмана. Столкновительная релаксация недиагонального элемента $\rho_{10}(\mathbf{v})$ матрицы плотности описывается «недиагональным» интегралом столкновений S_{10} [51]. В дальнейшем относительно S_{10} мы будем часто применять обычно используемое в нелинейной спектроскопии приближение [50, 51]

$$S_{10}(\mathbf{v}) = -(\Gamma - \Gamma/2)\rho_{10}(\mathbf{v}), \quad (3.3)$$

где Γ — однородная полуширина линии поглощения. Остальные обозначения в (3.1) и (3.2) имеют следующий смысл: Γ_1 — константа радиационного распада возбужденного состояния поглощающей частицы; $\hat{\Gamma}_1 \rho_1(\mathbf{v}) = \Gamma_1 \int d\hat{k} \rho_1(\mathbf{v} + \mathbf{v}_0)/4\pi$ — интегральный оператор, учитывающий эффект отдачи при спонтанном испускании [51]; $\hat{k} = \mathbf{k}/k$; \mathbf{v}_0 — скорость, приобретаемая частицей вследствие эффекта отдачи при поглощении светового кванта*; ω_{10} , d_{10} — частота и матричный элемент дипольного момента резонансного перехода $0 \rightarrow 1$; m_a , m_b — массы поглощающей и буферной частиц; $\rho_\alpha = m_\alpha n_\alpha$ — массовая плотность частиц вида α ($\alpha = 0, 1, a, b$). В дальнейшем величины, относящиеся к поглощающим частицам в целом и буферным частицам, будем отмечать индексами a и b соответственно.

Как и в классической газовой кинетике, переход от кинетических уравнений (3.1) к замкнутым уравнениям газодинамики строго оправдан лишь в условиях слабой неравновесности. Степень неравновесности в распределении поглощающих частиц по скоростям зависит от соотношения однородной (Γ) и доплеровской ($k\bar{v}_a$, где $\bar{v}_a = \sqrt{2T_a/m_a}$) полуширин линии поглощения, что хорошо видно из выражения для ρ_{10} :

$$\rho_{10}(\mathbf{v}) \propto [\Gamma - i(\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v})]^{-1}.$$

Для того чтобы неравновесность была слабой (в локальном и интегральном смысле), предположим

$$\Gamma \gg k\bar{v}_a. \quad (3.4)$$

При этом условии уравнения (3.1), (3.2) будем решать с помощью 13-моментного метода Грэда. В соответствии с данным методом каждую функ-

* Эффектом отдачи будем пренебрегать везде, кроме специально рассмотренного ниже случая.

цию распределения $\rho_\alpha(\mathbf{v})$ ($\alpha = 0, 1, a, b$) представим в следующем виде:

$$\rho_\alpha(\mathbf{v}) = \rho_\alpha^0(\mathbf{v}) \left[1 + \frac{2\mathbf{w}_\alpha \mathbf{c}}{v_\alpha^2} + \sum_{rs} \frac{\pi_{\alpha rs}}{p_\alpha v_\alpha^2} \left(c_r c_s - \frac{1}{3} \delta_{rs} c^2 \right) + \frac{4\mathbf{h}_\alpha \mathbf{c}}{5p_\alpha v_\alpha^4} \left(c^2 - \frac{5}{2} v_\alpha^2 \right) \right], \quad (3.5)$$

$$\rho_\alpha^0(\mathbf{v}) = \rho_\alpha (\pi v_\alpha^2)^{-3/2} \exp(-c^2/v_\alpha^2),$$

где $\mathbf{c} = \mathbf{v} - \mathbf{u}$, \mathbf{u} — средняя скорость газа в целом, $\mathbf{w}_\alpha = \mathbf{u}_\alpha - \mathbf{u}$ — скорость движения компоненты α относительно газа в целом, $p_\alpha = n_\alpha T_\alpha$ — парциальное гидростатическое давление. Величина \mathbf{h}_α имеет смысл потока энергии для компоненты α в системе ее покоя и связана с потоком энергии \mathbf{q}_α в системе покоя газа в целом соотношением $\mathbf{q}_\alpha = \mathbf{h}_\alpha + (5/2)p_\alpha \mathbf{w}_\alpha$, где добавочный член есть поток энергии, обусловленный ее конвективным переносом (в линейном по \mathbf{w}_α приближении). Макроскопические характеристики компонент и всего газа определяются соотношениями

$$\rho_\alpha = m_\alpha n_\alpha = \langle \rho_\alpha(\mathbf{v}) \rangle, \quad \rho = \sum_\alpha \rho_\alpha, \quad n = \sum_\alpha n_\alpha,$$

$$\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha = \langle \mathbf{v} \rho_\alpha(\mathbf{v}) \rangle, \quad \rho \mathbf{u} = \sum_\alpha \rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha, \quad \sum_\alpha \rho_\alpha \mathbf{w}_\alpha = 0,$$

$$p_\alpha = n_\alpha T_\alpha = \frac{1}{3} \langle c^2 \rho_\alpha(\mathbf{v}) \rangle, \quad p = nT = \sum_\alpha p_\alpha, \quad (3.6)$$

$$\pi_{\alpha rs} = \left\langle \left(c_r c_s - \frac{1}{3} \delta_{rs} c^2 \right) \rho_\alpha(\mathbf{v}) \right\rangle, \quad \pi_{rs} = \sum_\alpha \pi_{\alpha rs},$$

$$\mathbf{q}_\alpha = \frac{1}{2} \langle c c^2 \rho_\alpha(\mathbf{v}) \rangle, \quad \mathbf{q} = \sum_\alpha \mathbf{q}_\alpha.$$

Уравнения переноса для этих величин получаются непосредственно из кинетических уравнений (3.1) и (3.2) умножением их на функции $\psi_{\alpha r_1 \dots r_n}^{(i)}$ —

$$\psi_\alpha^{(1)} = 1, \quad \psi_\alpha^{(2)} = \mathbf{c}, \quad \psi_\alpha^{(3)} = \frac{1}{2} \left(c^2 - \frac{3}{2} v_\alpha^2 \right),$$

$$\psi_{\alpha rs}^{(4)} = c_r c_s - \frac{1}{3} \delta_{rs} c^2, \quad \psi_\alpha^{(5)} = \frac{1}{2} \mathbf{c} \left(c^2 - \frac{5}{2} v_\alpha^2 \right) \quad (3.7)$$

— и последующим интегрированием по скоростям. Соответствующие уравнения приведены с точностью до $(k\bar{v}_\alpha/\Gamma)^2$ включительно. Пренебрегая световым давлением $\mathbf{v}_0 = 0$ и учитывая (3.3) и (3.4), получаем следующие уравнения газовой динамики для поглощающих частиц в возбужденном состоянии $\left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \right)$:

$$\left(\Gamma_1 + \frac{\partial}{\partial t} \right) \rho_1 + \nabla \rho_1 \mathbf{u}_1 = \Pi^{(1)},$$

$$\left(\Gamma_1 + \frac{d}{dt} \right) \rho_1 \mathbf{w}_1 + \nabla p_1 + \nabla \cdot \pi_1 + \rho_1 \left((\mathbf{w}_1 \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{w}_1 (\nabla \mathbf{u}) + \frac{d\mathbf{u}}{dt} \right) = \mathbf{R}_1^{(2)} + \Pi^{(2)},$$

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} p_1 + \frac{5}{2} p_1 \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{q}_1 + (\pi_1 \cdot \nabla) \mathbf{u} + \rho_1 \mathbf{w}_1 \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{R}_1^{(3)} + \Pi^{(3)}, \quad (3.8)$$

$$\left(\Gamma_1 + \frac{d}{dt} \right) \pi_{1rs} + 2p_1 \left\{ \frac{\partial u_r}{\partial x_s} \right\} + \frac{4}{5} \left\{ \frac{\partial q_{1r}}{\partial x_s} \right\} + \mathcal{L}_{1rs} = \mathbf{R}_{1rs}^{(4)} + \Pi_{rs}^{(4)},$$

$$\left(\Gamma_1 + \frac{d}{dt} \right) \mathbf{h}_1 + \frac{5}{2} \frac{p_1}{m_a} \nabla T_1 + \vec{\mathcal{L}}_1 = \mathbf{R}_1^{(5)} + \Pi^{(5)}.$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 R_{\alpha\dots}^{(i)} &= m_{\alpha} \langle \psi_{\alpha\dots}^{(i)}(\mathbf{v}) S_{\alpha}(\mathbf{v}) \rangle, \quad \Pi_{\alpha\dots}^{(i)} = -2 \langle \psi_{\alpha\dots}^{(i)}(\mathbf{v}) \operatorname{Re} iG^* \rho_{10}(\mathbf{v}) \rangle, \\
 \mathcal{L}_{ars} &= \pi_{ars} \nabla \mathbf{u} + 2 \sum_l \left\{ \pi_{arl} \frac{\partial u_s}{\partial x_l} \right\} + 2 \rho_{\alpha} \left\{ w_{\alpha r} \frac{du_s}{dt} \right\}, \\
 \vec{\mathcal{L}}_{\alpha} &= \frac{T}{m_{\alpha}} \nabla \cdot \boldsymbol{\pi}_{\alpha} + \frac{7}{2m_{\alpha}} \boldsymbol{\pi}_{\alpha} \cdot \nabla T + \boldsymbol{\pi}_{\alpha} \cdot \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \frac{5}{2} n_{\alpha} w_{\alpha} \frac{dT}{dt} + \frac{5}{3} p_{\alpha} w_{\alpha} (\nabla \mathbf{u}) + \\
 &+ 2p_{\alpha} \sum_{rs} \mathbf{e}_r w_{\alpha s} \left\{ \frac{\partial u_r}{\partial x_s} \right\} + \frac{7}{5} ((\mathbf{h}_{\alpha} \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{h}_{\alpha} (\nabla \mathbf{u})) + \frac{2}{5} \sum_r \mathbf{e}_r \left(\mathbf{h}_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_r} \mathbf{u} \right),
 \end{aligned} \quad (3.9)$$

$\hbar \omega \Pi^{(1)}/m_{\alpha}$ — энергия излучения, поглощаемая в единицу времени в единице объема; $\{\partial u_r/\partial x_s\} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial x_s} + \frac{\partial u_s}{\partial x_r} \right) - \frac{1}{3} \delta_{rs} \nabla \cdot \mathbf{u}$; вектор $\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\pi} = \sum_{rs} \mathbf{e}_r a_s \pi_{sr}$ есть свертка тензорного произведения вектора \mathbf{a} на тензор $\boldsymbol{\pi}$; \mathbf{e}_r — единичный вектор, параллельный оси x_r . Уравнения, подобные (3.8), можно выписать и для частиц в основном состоянии. Однако в качестве уравнений, дополняющих (3.8), удобно использовать уравнения для поглощающего газа в целом:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} \rho_{\alpha} + \nabla \rho_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha} &= 0, \\
 \frac{d}{dt} \rho_{\alpha} w_{\alpha} + \nabla p_{\alpha} + \nabla \cdot \boldsymbol{\pi}_{\alpha} + \rho_{\alpha} \left((w_{\alpha} \nabla) \mathbf{u} + w_{\alpha} (\nabla \mathbf{u}) + \frac{d\mathbf{u}}{dt} \right) &= \mathbf{R}_{\alpha}^{(2)}, \\
 \frac{3}{2} \frac{d}{dt} p_{\alpha} + \frac{5}{2} p_{\alpha} \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \mathbf{q}_{\alpha} + (\boldsymbol{\pi}_{\alpha} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \rho_{\alpha} w_{\alpha} \frac{d\mathbf{u}}{dt} &= R_{\alpha}^{(3)}, \\
 \frac{d}{dt} \pi_{ars} + 2p_{\alpha} \left\{ \frac{\partial u_r}{\partial x_s} \right\} + \frac{4}{5} \left\{ \frac{\partial q_{ar}}{\partial x_s} \right\} + \mathcal{L}_{ars} &= R_{ars}^{(4)}, \\
 \frac{d}{dt} \mathbf{h}_{\alpha} + \frac{5}{2} \frac{p_{\alpha}}{m_{\alpha}} \nabla T_{\alpha} + \vec{\mathcal{L}}_{\alpha} &= \mathbf{R}_{\alpha}^{(5)}.
 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Систему уравнений (3.8) и (3.10) замыкают уравнения переноса для газа, в целом (поглощающие плюс буферные частицы):

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \rho \mathbf{u} &= 0, \\
 \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\pi} &= 0, \\
 \frac{3}{2} \frac{d}{dt} p + \frac{5}{2} p \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \mathbf{q} (\boldsymbol{\pi} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= 0, \\
 \frac{d}{dt} \pi_{rs} + 2p \left\{ \frac{\partial u_r}{\partial x_s} \right\} + \frac{4}{5} \left\{ \frac{\partial q_r}{\partial x_s} \right\} + \pi_{rs} \nabla \cdot \mathbf{u} + 2 \sum_l \left\{ \pi_{rl} \frac{\partial u_s}{\partial x_l} \right\} &= R_{rs}^{(4)}, \\
 \frac{d}{dt} \mathbf{h} + \frac{5}{2} \left(\frac{p_a}{m_a} \nabla T_a + \frac{p_b}{m_b} \nabla T_b \right) + \vec{\mathcal{L}} &= \mathbf{R}^{(5)},
 \end{aligned} \quad (3.11)$$

где $R_{\alpha\dots}^{(i)} = R_{\alpha\dots}^{(i)} + R_{b\dots}^{(i)}$; $R_{\alpha\dots}^{(i)} = R_{0\dots}^{(i)} + R_{1\dots}^{(i)}$; $\vec{\mathcal{L}} = \vec{\mathcal{L}}_a + \vec{\mathcal{L}}_b$. Первые три уравнения в (3.11) отражают законы сохранения числа частиц, импульса и энергии:

$$R^{(1)} = \mathbf{R}^{(2)} = R^{(3)} = 0. \quad (3.12)$$

Следует отметить, что при учете неупругих столкновений $R^{(3)} \neq 0$. Момент $R^{(3)}$ от интеграла столкновений S описывает диссипацию энергии излучения в тепло. Линеаризованные моменты (3.9) от Больцмановского интеграла столкновений имеют вид [54, 58] ($\beta = 0, 1, b$):

$$\begin{aligned}
 R_{\alpha}^{(2)} &= \sum_{\beta} n_{\alpha} n_{\beta} \left[\chi_{\alpha\beta}^{(1)} (\mathbf{u}_{\beta} - \mathbf{u}_{\alpha}) + \chi_{\alpha\beta}^{(2)} \frac{\mu_{\alpha\beta}}{T} \left(\frac{\mathbf{h}_{\beta}}{\rho_{\beta}} - \frac{\mathbf{h}_{\alpha}}{\rho_{\alpha}} \right) \right], \\
 R_{\alpha}^{(3)} &= \sum_{\beta} n_{\alpha} n_{\beta} \frac{3\chi_{\alpha\beta}^{(1)}}{m_{\alpha} + m_{\beta}} (T_{\beta} - T_{\alpha}),
 \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$R_{\alpha rs}^{(4)} = - \sum_{\beta} \frac{n_{\alpha} n_{\beta}}{m_{\alpha} + m_{\beta}} \left[\chi_{\alpha\beta}^{(3)} \frac{\pi_{\alpha rs}}{n_{\alpha}} + \chi_{\alpha\beta}^{(4)} \frac{\pi_{\beta rs}}{n_{\beta}} \right],$$

$$R_{\alpha}^{(5)} = \sum_{\beta} \frac{n_{\alpha} n_{\beta}}{m_{\alpha}} \left[- \chi_{\alpha\beta}^{(5)} \frac{h_{\alpha}}{n_{\alpha}} - \chi_{\alpha\beta}^{(6)} \frac{h_{\beta}}{n_{\beta}} + \frac{5}{2} \frac{m_{\beta} T \chi_{\alpha\beta}^{(2)}}{m_{\alpha} + m_{\beta}} (u_{\beta} - u_{\alpha}) \right],$$

где параметры $\chi_{\alpha\beta}^{(l)}$ выражаются через Ω — интегралы Чепмена — Каулинга:

$$\chi_{\alpha\beta}^{(1)} = \frac{16}{3} \mu_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta}^{11}, \quad \chi_{\alpha\beta}^{(2)} = \frac{16}{3} \mu_{\alpha\beta} \left(\frac{2}{5} \Omega_{\alpha\beta}^{12} - \Omega_{\alpha\beta}^{11} \right),$$

$$\chi_{\alpha\beta}^{(3)} = \frac{16}{5} \mu_{\alpha\beta} \left(\frac{m_{\beta}}{m_{\alpha}} \Omega_{\alpha\beta}^{22} + \frac{10}{3} \Omega_{\alpha\beta}^{11} \right), \quad \chi_{\alpha\beta}^{(4)} = \frac{16}{5} \mu_{\alpha\beta} \left(\Omega_{\alpha\beta}^{22} - \frac{10}{3} \Omega_{\alpha\beta}^{11} \right),$$

$$\chi_{\alpha\beta}^{(5)} = \frac{64}{15} \frac{\mu_{\alpha\beta}^2}{(m_{\alpha} + m_{\beta})} \left[\Omega_{\alpha\beta}^{22} + \left(\frac{15m_{\alpha}}{4m_{\beta}} + \frac{25m_{\beta}}{8m_{\alpha}} \right) \Omega_{\alpha\beta}^{11} - \frac{m_{\beta}}{2m_{\alpha}} (5\Omega_{\alpha\beta}^{12} - \Omega_{\alpha\beta}^{13}) \right],$$

$$\chi_{\alpha\beta}^{(6)} = \frac{64}{15} \frac{\mu_{\alpha\beta}^2}{(m_{\alpha} + m_{\beta})} \left[\Omega_{\alpha\beta}^{22} - \frac{55}{8} \Omega_{\alpha\beta}^{11} + \frac{1}{2} (5\Omega_{\alpha\beta}^{12} - \Omega_{\alpha\beta}^{13}) \right]. \quad (3.14)$$

$$\text{Здесь } \Omega_{\alpha\beta}^{lr} = \left(\frac{2\pi T}{\mu_{\alpha\beta}} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \xi^{2r+3} \exp(-\xi^2) (1 - \cos^l \theta) \sigma_{\alpha\beta}(u, \theta) \sin \theta d\theta d\xi,$$

$\xi = (\mu_{\alpha\beta}/2T)^{1/2} u$; $\mu_{\alpha\beta} = m_{\alpha} m_{\beta} / (m_{\alpha} + m_{\beta})$; $\sigma_{\alpha\beta}(u, \theta)$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния частицы α на частице β .

Из выражений (3.13) для $R_{\alpha}^{(2)}$ и $R_{\alpha}^{(5)}$ видно столкновительное взаимодействие потоков частиц $n_{\alpha} u_{\alpha}$ и тепла h_{α} , что является причиной термодиффузии. Взаимодействие u_{α} и h_{α} демонстрирует общее явление — зацепление через интеграл столкновений моментов функции распределения. Однако в соответствии с наблюдением Кихары [57] это зацепление мало, в чем нетрудно убедиться на примере взаимодействия u_{α} и h_{α} , вычислив

$$\chi^{(2)}/\chi^{(1)} = (6/5)C^* - 1, \quad |\chi^{(2)}/\chi^{(1)}| \ll 1, \quad (3.15)$$

где $C^* = \Omega^{*12}/\Omega^{*11}$; $\Omega^{*lr} = \Omega^{lr}/\Omega_0^{lr}$ — приведенный Ω -интеграл [52]; Ω_0^{lr} — Ω -интеграл для модели твердых сфер. Результаты численных расчетов показывают [52], что отношение $\chi^{(2)}/\chi^{(1)}$ действительно мало и составляет величину $\sim 0,2 \div -0,2$. Зацепление u_{α} за моменты более высокого порядка еще слабее. Слабое зацепление моментов друг за друга является обоснованием 13-моментного метода. Так как $\chi^{(2)}/\chi^{(1)} \sim 10^{-1}$, то метод Грета обеспечивает вычисление потока частиц $n_{\alpha} u_{\alpha}$ и коэффициента диффузии с 1%-ной точностью, а потока тепла h_{α} и коэффициентов термодиффузии, теплопроводности и вязкости — 10 %-ной точностью. Точность вычисления последних величин, следуя методу Кихары, легко повысить до 1%, учитывая по теории возмущений зацепление h_{α} и π_{α} за первые, следующие за h_{α} и π_{α} моменты.

Создаваемая электромагнитным полем неравновесность описывается моментами $\Pi^{(i)}$ (3.9) от полевого члена $2 \operatorname{Re} iG^* \rho_{10}(v)$, которые в пределе (3.4) имеют вид

$$\Pi^{(1)} = \frac{\kappa \Gamma_1}{2} \left[(\rho_{\alpha} - 2\rho_1) \left[1 + \frac{(3\Omega^2 - \Gamma^2)}{2(\Gamma^2 + \Omega^2)^2} (k\bar{v}_{\alpha})^2 \right] + \frac{2\Omega k}{\Gamma^2 + \Omega^2} (\rho_{\alpha} u_{\alpha} - 2\rho_1 u_1) \right],$$

$$\Pi^{(2)} = \frac{\kappa \Gamma_1}{2} \left[\frac{k\bar{v}_{\alpha}^2 \Omega}{\Gamma^2 + \Omega^2} (\rho_{\alpha} - 2\rho_1) + \rho_{\alpha} w_{\alpha} - 2\rho_1 w_1 \right],$$

$$\Pi^{(3)} = \frac{\kappa \Gamma_1 \bar{v}_{\alpha}^2}{8} \left[\frac{(3\Omega^2 - \Gamma^2)}{(\Gamma^2 + \Omega^2)^2} (k\bar{v}_{\alpha})^2 (\rho_{\alpha} - 2\rho_1) + \frac{3}{T} (\rho_{\alpha} (T_{\alpha} - T) - 2\rho_1 (T_1 - T)) \right], \quad (3.16)$$

$$\Pi_{rs}^{(4)} = \frac{\kappa\Gamma_1}{2} \left[(\rho_\alpha - 2\rho_1) \frac{(3\Omega^2 - \Gamma^2)}{2(\Gamma^2 + \Omega^2)^2} k^2 \bar{v}_\alpha^4 \delta_{rs} \left(\delta_{rz} - \frac{1}{3} \right) + \pi_{ars} - 2\pi_{1rs} \right],$$

$$\Pi^{(6)} = \frac{\kappa\Gamma_1}{3} (h_\alpha - 2h_1), \quad \kappa = \frac{4|G|^2\Gamma}{\Gamma_1(\Gamma^2 + \Omega^2)^2},$$

где κ — параметр насыщения; T_α — температура частиц вида α ; ось z параллельна \mathbf{k} . При получении этих соотношений в последнем уравнении (3.1) для $\rho_{10}(\mathbf{v})$ был опущен дифференциальный член $\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla$. Это справедливо при условии $\bar{v}_\alpha/\Gamma L \ll 1$, $\tau\Gamma \gg 1$, где τ и L — характерные макроскопические масштабы времени и расстояния. При выполнении условия

$$\tau v \gg 1 \quad (3.17)$$

в уравнениях (3.8), (3.10) и (3.11), за исключением уравнений непрерывности и первых трех уравнений из (3.11), можно также пренебречь производными по времени. Здесь $\nu \sim n\chi/m$ — частота столкновений. Это означает, что функция распределения $\rho(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ стремится, как $\exp(-t\nu)$ или $\exp(-t\Gamma)$, к функции $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{v}|\rho, \mathbf{u}, T)$, постулирующей, что вся зависимость $\rho(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ от времени определяется временной зависимостью только первых пяти моментов функции распределения: ρ , \mathbf{u} и T . В этом заключается идея сокращенного описания (2.1), лежащая в основе метода Чепмена — Энскога [52].

Из уравнений (3.8) и (3.16) непосредственно видна созданная излучением неравновесность функции распределения возбужденных частиц $\rho_i(\mathbf{v})$, характеризуемая отличными от нуля моментами \mathbf{u}_i , $T_i - T$, π_i и h_i . Факт неравновесности $\rho_i(\mathbf{v})$ хорошо известен в нелинейной спектроскопии [50, 51]. Нетривиальным обстоятельством является сделанное в работах [1, 2] открытие того факта, что благодаря столкновениям эта неравновесность может переноситься на газ в целом. Для осуществления такого переноса неравновесности, как нетрудно заметить из выражений для $R_{a\dots}^{(i)}$ и $R_{\dots}^{(i)}$ (3.13), достаточно, чтобы выполнялось условие

$$\sigma_{1\alpha} \neq \sigma_{0\alpha} \quad (3.18)$$

хотя бы для одного значения $\alpha = 0, 1, b$. Изложенное выше наглядно представлено в таблице.

Перейдем к рассмотрению конкретных кинетических свойств газа, находящегося в поле лазерного излучения.

§ 4. Явление СИД. Физическая основа явления СИД состоит в следующем. Вследствие эффекта Доплера с излучением взаимодействуют только те частицы, скорости \mathbf{v} которых находятся вблизи резонансных значений, т. е. удовлетворяют условию $\mathbf{k}\mathbf{v} = \Omega \equiv \omega - \omega_{10}$. Говорят при этом, что взаимодействие с излучением селективно по скоростям. Эффективный интервал Δv резонансных скоростей определяется из условия $\mathbf{k}\Delta v \sim \Gamma$. В результате поглощения излучения в возбужденное состояние

Столкновительный перенос неравновесности на газ в целом

Возбужденные частицы		Поглощающие частицы в целом		Смесь в целом
Излучение →	\mathbf{u}_1	Столкновения →	\mathbf{u}_a	\mathbf{u}
	$\nabla\kappa$		∇n_a	∇n
	$T_1 - T$		$T_a - T$	$T - T_0^*$
	$\nabla T_1 \propto \nabla\kappa$		∇T_a	∇T
	π_1		π_a	π
	h_1		h_a	h

* T_0 — температура газа в отсутствие излучения.

переходят лишь частицы с резонансными скоростями. В пренебрежение эффектом отдачи распределения по скоростям заселенностей основного $\rho_0(v)/m_a$ и возбужденного $\rho_1(v)/m_a$ состояний приобретают вид, показанный на рис. 1. В отсутствие излучения все частицы находятся в основном состоянии и имеют максвелловское распределение по скоростям. В результате взаимодействия с излучением в распределении $\rho_0(v)$ появляется провал на резонансных скоростях (хорошо известный провал Беннета [50, 51]), а соответствующая доля частиц находится в возбужденном состоянии, образуя узкое распределение $\rho_1(v)$ (пик Беннета). Положение пика и провала относительно исходного максвелловского распределения обусловлено знаком и величиной Ω — расстройки частоты излучения относительно резонанса.

Из рис. 1 легко видеть, что при $\Omega \neq 0$ распределения по скоростям $\rho_0(v)$, $\rho_1(v)$ асимметричны по отношению к нулевой скорости. Следовательно, существуют потоки массы возбужденных и невозбужденных частиц:

$$m_a \mathbf{j}_1 = \langle v \rho_1(v) \rangle, \quad m_a \mathbf{j}_0 = \langle v \rho_0(v) \rangle, \quad (4.1)$$

коллинеарные волновому вектору излучения. В рассматриваемых условиях (отсутствие столкновений, пренебрежение эффектом отдачи) распределение по скоростям поглощающих частиц в целом остается симметричным максвелловским. В частности, $\mathbf{j}_0 + \mathbf{j}_1 = 0$, т. е. газ поглощающих частиц как целое покоится. Для дальнейшего важно, однако, что излучение способно индуцировать встречные потоки возбужденных и невозбужденных частиц.

Предположим теперь, что газ поглощающих частиц находится в смеси с буферным газом, и примем во внимание столкновения с буферными частицами. Вследствие столкновений индуцированные излучением потоки \mathbf{j}_1 и \mathbf{j}_0 испытывают торможение. Очевидно, что характер взаимодействия возбужденных и невозбужденных частиц с буферными частицами различен (условие (3.18)). Простоты ради, можно говорить о различии размеров частиц в состояниях 1 и 0. Поэтому должны быть различными и силы торможения $\mathbf{R}_1^{(2)}$ и $\mathbf{R}_0^{(2)}$ для потоков \mathbf{j}_1 и \mathbf{j}_0 (рис. 2). Отсюда естественным образом следует, что на газ поглощающих частиц как целое будет действовать сила трения $\mathbf{F} \equiv \mathbf{R}_a^{(2)} = \mathbf{R}_0^{(2)} + \mathbf{R}_1^{(2)}$ со стороны буферного газа, которая приведет его в движение. В этом и состоит физическая основа СИД.

Отметим принципиальную роль буферного газа. В его отсутствие индуцированные излучением потоки, равные по величине и противоположные по направлению, способны испытывать только взаимное торможение, и, согласно закону сохранения импульса, газ как целое должен покоиться.

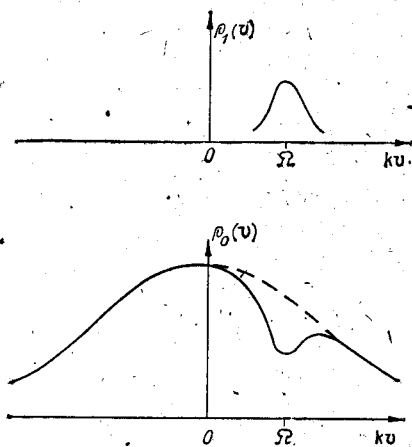


Рис. 1. Распределение заселенностей по скоростям в отсутствие столкновений:

штриховой линией показано исходное максвелловское распределение.

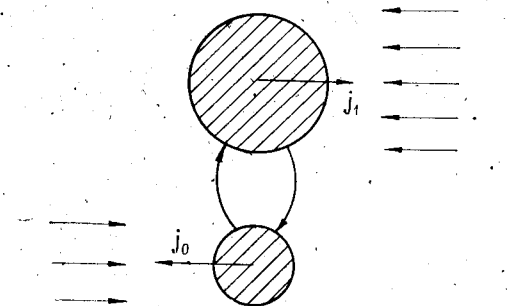


Рис. 2. Иллюстрация к возникновению потока поглощающих частиц.

Изогнутые стрелки символизируют радиационные переходы.

Из того же закона следует, что в присутствии буферного газа последний должен смещаться в сторону, противоположную перемещению поглощающего газа.

Направление движения (дрейфа) поглощающих частиц зависит от соотношения их «размеров» σ_{1b} и σ_{0b} в состояниях 1 и 0, а также от знака Ω . Если в возбужденном состоянии частица имеет больший размер, то при $\Omega < 0$ дрейф будет осуществляться в направлении распространения излучения, а при $\Omega > 0$ — навстречу излучению. В строгом резонансе ($\Omega = 0$) дрейф отсутствует.

Если поглощающая ячейка с газом закрыта с обоих концов, а излучение равномерно заполняет ее сечение, то в результате СИД установится градиент концентрации поглощающих частиц (а также встречный градиент концентрации буферного газа). Иными словами, поглощающие частицы будут собираться у того или иного конца поглощающей ячейки.

Обсудим теперь вопрос о передаче импульса и энергии со стороны излучения веществу. Прежде всего заметим, что в приведенных выше рассуждениях сознательно пренебрегаем эффектом отдачи. Следовательно, об обмене импульсом речи идти не может. Что же касается энергии, то здесь дело обстоит следующим образом. Разумеется, исходное излучение вследствие релаксационных процессов расходуется. Именно поэтому здесь употребляются термины «поглощение», «поглощающие частицы». Однако для эффекта СИД вовсе не обязательно, чтобы энергия «израсходованного» излучения поступала в среду. Действительно, предположим, что релаксация обусловлена исключительно спонтанным распадом возбужденного состояния ($R^{(3)} = 0$). Это значит, что речь идет фактически не о поглощении, а о рассеянии излучения. С другой стороны, известно, что при рассеянии энергии излучения практически не меняется. Такие условия часто встречаются в практике, например, диссипации энергии излучения при его взаимодействии с электронными переходами простых атомов практически не происходит. Учитывая, что при объяснении эффекта СИД мы не делали никаких предположений о «судьбе» поглощенного излучения, приходим к выводу, что эффект СИД возможен и без диссипации энергии излучения. Энергия же направленного движения (дрейфа) черпается из тепловой энергии самой газовой среды. Основы для противоречий со вторым началом термодинамики здесь нет, поскольку уменьшение энтропии газовой среды способно восполняться увеличением энтропии излучения, сопровождающим его изотропное рассеяние. Конечно, в реальных ситуациях (особенно в случае молекулярных систем) происходит как потеря импульса, так и диссипация энергии излучения. Однако эти процессы являются сопутствующими, но ни в коей мере не определяющими механизм СИД. Роль излучения в механизме СИД заключается в том, что оно изменяет «размер» частиц, попавших в определенный скоростной интервал, а остальное довершают столкновения. В некотором смысле действие излучения можно уподобить действию гипотетического «демона Максвелла» с той, однако, разницей, что излучение как реальный физический объект способно «забрать на себя» избыток энтропии.

Для строгого описания явления СИД будем исходить из уравнений переноса (3.8) и (3.10). В пределе однородного уширения $\Gamma \gg kv_a$ с учетом соотношений (3.15) и (3.16) замечаем, что влияние изменения температуры, тензоров давления и потоков тепла на скорость дрейфа является слабым. Поэтому в данном параграфе пренебрегаем величинами $T_a - T$, π_a и h_a , которые будут рассмотрены в следующих параграфах. Если выполняются условия (3.17), $\Gamma \gg \Gamma_1$, $n_b \gg n_a$, а излучение однородно заполняет ячейку с газом ($\nabla \chi = 0$), то при постоянной температуре из (3.8) и (3.10) можно получить следующие уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_a + \operatorname{div} n_a \mathbf{u}_a = 0, \quad \mathbf{u}_a = \mathbf{u}_{\text{СИД}} - D \nabla \ln n_a, \quad (4.2)$$

$$\text{где } \mathbf{u}_{\text{сид}} = \frac{\mathbf{k}}{k} v_a \left(\frac{v_0^{(1)} - v_1^{(1)}}{v_0^{(1)} + v_1^{(1)}} \right) \frac{\Omega k \bar{v}_a \kappa / (\Gamma^2 + \Omega^2) (1 + \kappa)}{[\kappa + 2v_0^{(1)}(\Gamma_1 + v_1^{(1)}) / (v_0^{(1)} + v_1^{(1)}) \Gamma_1]},$$

$$D = \frac{\zeta \tilde{D} + \bar{D}}{1 + \zeta}, \quad \zeta = \bar{v}^{(1)} \Gamma_1 (1 + \kappa) / v_0^{(1)} v_1^{(1)}; \quad (4.3)$$

$$\tilde{D} = \bar{v}_a^2 / 2\bar{v}^{(1)}, \quad \bar{D} = (n_0 D_0 + n_1 D_1) / n_a = D_0 + (D_1 - D_0) \kappa / 2(1 + \kappa),$$

$$v_\alpha^{(i)} = \chi_{\alpha b}^{(i)} n_b / m_a, \quad \bar{v}^{(1)} = (n_0 v_0^{(1)} + n_1 v_1^{(1)}) / n_a = v_0^{(1)} + (v_1^{(1)} - v_0^{(1)}) \kappa / 2(1 + \kappa),$$

D — коэффициент диффузии поглощающего газа, находящегося в поле излучения; D_α — коэффициент диффузии частиц вида α ($= 0, 1$) в буферном газе, связанный с частотой столкновений $v_\alpha^{(i)}$ формулой $D_\alpha = \bar{v}_a^2 / 2v_\alpha^{(i)}$. Физический смысл коэффициентов диффузии \tilde{D} и \bar{D} будет дан в следующем параграфе, посвященном диффузионным процессам.

Наиболее простое решение уравнения (4.2) имеют в режиме стационарного потока, когда $\nabla n_a = 0$. В этом случае поглощающие частицы дрейфуют со скоростью [1, 2]

$$\mathbf{u}_a = \mathbf{u}_{\text{сид}}. \quad (4.4)$$

В силу закона сохранения импульса буферные частицы дрейфуют в противоположную сторону со скоростью $\mathbf{u}_b = -\mathbf{u}_{\text{сид}} \rho_a / \rho_b$. Поток поглощающих частиц, как видно из (4.3) и (4.4), может быть направлен как по волновому вектору \mathbf{k} , так и против него, в зависимости от знаков разности $v_0^{(1)} - v_1^{(1)}$ частот столкновений и отстройки от резонанса Ω . Например, при $\Omega > 0$ и $v_1^{(1)} > v_0^{(1)}$ частицы движутся навстречу световому потоку (против \mathbf{k}).

Рассмотрим теперь стационарное решение уравнений (4.2) в поглощающей ячейке с закрытыми концами, когда $\mathbf{u}_a = 0$ [1, 2]:

$$\nabla \ln n_a = \frac{\mathbf{k} \cdot (v_0^{(1)} - v_1^{(1)}) \kappa \Gamma_1 \Omega / (\Gamma^2 + \Omega^2)}{v_1^{(1)} + (1/2)(v_0^{(1)} + v_1^{(1)}) \kappa + \Gamma_1 (1 + \kappa)^2}. \quad (4.5)$$

Это выражение описывает экспоненциальный закон изменения плотности вдоль волнового вектора. Направление возрастания плотности, как и в случае (4.4), определяется знаками $v_0^{(1)} - v_1^{(1)}$ и Ω .

Если излучение поглощается в ячейке существенно, то для нахождения зависимости n_a от координат следует решать самосогласованную задачу с привлечением уравнений Максвелла, как это сделано в работе [2] при обсуждении эффектов светового «поршня» и световой «пробки».

В точном резонансе ($\Omega = 0$) эффект СИД отсутствует и необходим учет эффекта отдачи. Согласно «классическим» представлениям, в результате эффекта отдачи частицы должны двигаться параллельно волновому вектору \mathbf{k} [31]. Но различие взаимодействия с буферным газом возбужденных и невозбужденных частиц качественно изменяет характер перераспределения импульса фотона между поглощающими и буферными частицами. Например, при $v_1^{(1)} - v_0^{(1)} > 2\Gamma_1$ возможно движение поглощающих частиц против \mathbf{k} (эффект «отрицательного» светового давления [59]).

§ 5. Особенности диффузионных процессов в поле лазерного излучения. Если излучение неоднородно в пространстве, то, помимо неравномерности по скоростям, свет создает неравновесность и в пространственном распределении возбужденных частиц. Естественно ожидать, что при выполнении условия (3.18) столкновения «перенесут» эту неравновесность на поглощающий газ в целом.

Для определенности считаем излучение поперечно-неоднородным, что имеет место, если радиус ячейки с газом больше радиуса a светового пучка (продольная неоднородность излучения исследовалась в работе [2]). Предполагаем также, что время жизни возбужденного состояния значительно меньше времени пребывания поглощающей частицы в световом пучке, а концентрация буферного газа достаточно высока, чтобы можно

было говорить о диффузионном характере движения частиц. В этих условиях возбужденные частицы присутствуют только в световом пучке. В то же время невозбужденных частиц в пучке будет меньше, чем вне его. Как известно, наличие пространственной неоднородности концентрации приводит к возникновению диффузионных потоков. Следовательно, в данном случае возникнут два встречных потока: поток возбужденных частиц из пучка и невозбужденных — в область пучка. Коэффициенты диффузии возбужденных и невозбужденных частиц в буферном газе, вообще говоря, различны. В силу этого при равных по абсолютной величине градиентах концентрации частиц и состояниях 0 и 1 (т. е. концентрация газа поглощающих частиц как целого пространственно однородна) потоки j_0 и j_1 не уравновешивают друг друга. Это означает, что существует поток газа поглощающих частиц в целом. Нетрудно понять, что если в состоянии 1 частица имеет меньший коэффициент диффузии, то поглощающие частицы будут втягиваться в световой пучок. В обратной ситуации происходит выталкивание частиц из пучка. В стационарных условиях потоки уравновесят друг друга, но концентрация поглощающих частиц станет пространственно неоднородной. Эффект светоиндуцированного диффузионного втягивания и выталкивания (СДВ) был предсказан в работе [37] и более детально исследован в работах [38, 39].

Делая те же предположения, что и при описании явления СИД, а также считая $D_a/a^2 \ll \Gamma_1$, $l \ll a$, из уравнений (3.8) и (3.10) можно получить следующее выражение для скорости диффузии поглощающего газа в целом:

$$u_a = -(1/(n_a(1+\xi)))[\xi \bar{D} \nabla n_a + \nabla(n_a \bar{D}(\kappa))], \quad (5.1)$$

обобщающее при $\Omega = 0$ уравнения (4.2) на случай $\nabla \kappa \neq 0$. В этом уравнении температура T и полное давление предполагаются постоянными, т. е. не учитываются эффекты термо- и бародиффузии.

Рассмотрим два физически интересных предельных случая: $\Gamma_1(1+\kappa) \ll v^{(1)}$ и $\Gamma_1 \gg v^{(1)}$.

1) $\Gamma_1(1+\kappa) \ll v^{(1)}$. В этом пределе из (5.1) с учетом уравнения непрерывности из (4.2) получаем соотношение

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} = \Delta(\bar{D}(\kappa) n_a), \quad (5.2)$$

напоминающее уравнение диффузии с той лишь разницей, что коэффициент диффузии зависит от координат (вслед за зависимостью интенсивности излучения от координат) и стоит под знаком пространственной производной. Именно благодаря этой специфике решение уравнения (5.2) уже не является пространственно однородным. Действительно, из (5.2) находим стационарное решение, описывающее эффект СДВ [38, 39]:

$$\frac{n_a - n_a^0}{n_a^0} = \frac{\kappa}{2} \frac{(v_1^{(1)} - v_0^{(1)})/v_1^{(1)}}{1 + \kappa (v_1^{(1)} + v_0^{(1)})/2v_1^{(1)}}, \quad (5.3)$$

где n_a^0 — значение концентрации за пределами светового пучка.

2) При $\Gamma_1 \gg v^{(1)}$ в стационарных условиях ($u_a = 0$) из (5.1) следует [39]

$$\frac{n_a - n_a^0}{n_a^0} = \frac{(v_1^{(1)} - v_0^{(1)}) (2 + \kappa) \kappa}{4\Gamma_1 (1 + \kappa)^2}. \quad (5.4)$$

Таким образом, в пределе $\Gamma_1 \gg v^{(1)}$ эффект СДВ мал. Тем не менее влияние излучения на диффузионные процессы может быть еще значительным. Действительно, пусть условие $\Gamma_1 \gg v^{(1)}$ настолько сильно, что можно пренебречь эффектом СДВ и считать в соответствии с (5.1), что $n_a u_a = -\bar{D} \nabla n_a$. Это соотношение дает аналог уравнения диффузии [39]:

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} = \text{div}(\bar{D}(\kappa) \nabla n_a), \quad (5.5)$$

отличающийся от (5.2) расположением коэффициента диффузии по отношению к пространственным производным. Помимо этого отличия, в уравнениях (5.2) и (5.5) входят разные коэффициенты диффузии. Если коэффициент диффузии \bar{D} из (5.5) определен через усредненную по состояниям частоту столкновений $\bar{\nu}^{(1)}$, то в уравнение (5.2) входит средний по состояниям коэффициент диффузии \bar{D} . Данное обстоятельство вполне согласуется с качественными представлениями. В условиях $\Gamma_1(1+\kappa) \ll \nu^{(1)}$ частица за время жизни в каждом из состояний $\alpha = 0, 1$ испытывает много столкновений; поэтому можно говорить о частицах вида α со своими коэффициентами диффузии. При обратном условии $\Gamma_1 \gg \nu^{(1)}$, особенно если интенсивность излучения высока $\Gamma_1 \kappa \gg \nu^{(1)}$, за время между столкновениями частица многократно побывает в разных состояниях, и здесь естественно ожидать эффективного усреднения частот столкновений $\bar{\nu}^{(1)}$. Коэффициент диффузии $\bar{D}(\kappa)$ из (5.5) внутри светового пучка отличается от такового за пределами пучка; поэтому если заранее внешними условиями задан поток поглощающих частиц, то установившиеся градиенты концентрации в пучке и вне его могут существенно отличаться.

§ 6. Термодиффузия в поле лазерного излучения. Явления термодиффузии было предсказано в 1911 г. Энскогом [52]. Влияние резонансного излучения на термодиффузию исследовалось в работе Н. В. Карлова, Ю. Н. Петрова и И. В. Федорова [35]. В ней предложена физическая картина явления и экспериментально исследованы система $^{10}\text{BCl}_3 + ^{11}\text{BCl}_3$, а также BCl_3 в смесях с другими газами. Как и в случае диффузионных процессов, особенности термодиффузии в поле излучения связаны с эффективным усреднением (по состояниям) взаимодействия поглощающего газа с буферными частицами, в результате чего при выполнении условия (3.18) коэффициент термодиффузии D_T начинает зависеть от интенсивности излучения и уже не совпадает с невозмущенным значением D_T^0 .

Термодиффузию поглощающего газа исследуем при тех же предположениях, что и диффузию. Учитывая (3.15), из уравнений для u_1, h_1 (3.8) и u_a, h_a (3.10) можно получить следующее выражение для скорости термодиффузии поглощающих частиц как целого:

$$u_a = -(n/n_a) D_T(\kappa) \nabla \ln T,$$

$$D_T(\kappa) = - \frac{5\mu T n_a [\Gamma_1(1+\kappa) \{\Gamma_1(1+2\kappa/3) \bar{\nu}^{(2)} + \frac{1}{2m_a^2 n} (\Gamma_1' + \nu_1^{(5)}) \times \frac{1}{\nu_0^{(2)} \nu_1^{(2)}} \} + \Gamma_1(1+2\kappa/3) \frac{1}{\nu_0^{(1)} \nu_1^{(2)}} + \frac{1}{\nu_0^{(1)} \nu_1^{(2)} \nu_0^{(5)}}]}{2m_a^2 n (\Gamma_1' + \nu_1^{(5)}) \times \frac{1}{\nu_0^{(5)} \nu_1^{(1)} \nu_1^{(1)} (1+\zeta)}}, \quad (6.1)$$

$$\text{где } \Gamma_1' = \Gamma_1 \left(1 + \frac{\kappa}{3} \left(\frac{\nu_0^{(5)} + \nu_1^{(5)}}{\nu_0^{(5)}} \right) \right), \quad \bar{\nu}^{(2)} = \left[\nu_0^{(2)} \left(1 + \frac{\kappa}{3} \right) + \nu_1^{(2)} \frac{\kappa}{3} \right] / \left(1 + \frac{2}{3} \kappa \right),$$

$$\frac{1}{\nu_0^{(1)} \nu_1^{(2)}} = \frac{\nu_0^{(2)} \nu_1^{(1)} (1 + \kappa/3) + \nu_1^{(2)} \nu_0^{(1)} (\kappa/3)}{1 + 2\kappa/3}, \quad \frac{1}{\nu_0^{(2)} \nu_1^{(2)}} = \nu_0^{(2)} \nu_1^{(5)} (n_0/n_a) + \nu_1^{(2)} \nu_0^{(5)} (n_1/n_a)$$

$$\frac{1}{\nu_0^{(1)} \nu_1^{(2)} \nu_0^{(5)}} = \nu_0^{(2)} \nu_1^{(1)} \nu_1^{(5)} (n_0/n_a) + \nu_1^{(2)} \nu_0^{(1)} \nu_0^{(5)} (n_1/n_a).$$

В пределе $\Gamma_1(1+\kappa) \ll \nu$ из (6.1) получаем, что

$$D_T/n_a = (n_0/n_a) (D_{T,0}/n_0) + (n_1/n_a) (D_{T,1}/n_1). \quad (6.2)$$

Здесь $D_{T,\alpha} = -(5/2) \mu T n_\alpha \nu_\alpha^{(2)} / m_\alpha^2 n \nu_\alpha^{(1)} \nu_\alpha^{(5)}$ — коэффициент термодиффузии частиц вида α при $n \gg n_\alpha$; $n_1 = n_a \kappa / 2(1+\kappa)$. То, что в (6.2) усредняется не сам коэффициент термодиффузии, а $D_{T,\alpha}/n_a$, обусловлено спецификой традиционного, в значительной степени формального определения величины D_T .

Если $\Gamma_1 \gg \nu$, имеет место усреднение частот столкновений

$$D_T = -5\mu T n_a \bar{\nu}^{(2)} / 2m_a^2 n \bar{\nu}^{(1)} \bar{\nu}^{(5)}, \quad (6.3)$$

где $\bar{v}^{(5)} = [\bar{v}_0^{(5)} (1 + \kappa/3) + \bar{v}_1^{(5)} (\kappa/3)] / (1 + 2\kappa/3)$. Отличие определения средних $\bar{v}^{(2)}$, $\bar{v}^{(5)}$ от $\bar{v}^{(1)}$ является следствием того, что частоты столкновений $\nu_\alpha^{(2)}$ и $\nu^{(5)}$ связаны с релаксацией потока тепла h_α . Параметр же насыщения для h_α , как видно из определения $\Pi^{(5)}$ (3.16), есть $2\kappa/3$. Качественное объяснение обоих предельных случаев полностью согласуется с тем, что было изложено ранее о коэффициентах диффузии.

Наконец отметим, что для возникновения термодиффузии не обязательно неоднородность полной температуры газа T . Из выражения (3.16) для $\Pi^{(3)}$ видно, что поле изменяет температуру возбужденных частиц, причем так, что $T_1 - T \propto \kappa(r)$. Благодаря этому появляется поток тепла возбужденных частиц $h_1 \propto \nabla T_1 \propto \nabla \kappa$. При условии (3.18) столкновения «переносят» эту неравновесность на газ в целом. Возникает поток тепла поглощающих частиц $h_a \propto \nabla \kappa$, который приводит к термодиффузионному потоку частиц $\propto \nabla \kappa$. Данный термодиффузионный эффект подобен эффекту СДВ.

§ 7. Изменение температуры, анизотропия давления, поток энергии. Перейдем к исследованию следующих за \mathbf{a} моментов $T_\alpha - T$, $\pi_{\alpha\beta}$, h_α функции распределения. При этом по-прежнему будем пренебрегать диссипацией энергии излучения в тепло и световым давлением.

А. Радиационно-столкновительный нагрев и охлаждение газа [21, 20]. Как уже отмечалось в § 4, благодаря селективности по скоростям процесса взаимодействия частиц с излучением, в функции распределения возбужденных частиц возникает пик Беннета, а в распределении по скоростям $\rho_0(v)$ невозбужденных частиц — провал Беннета. Если взаимодействие возбужденных и невозбужденных частиц с буферным газом одинаково, то амплитуды пика и провала Беннета равны, так что полная функция распределения поглощающих частиц $\rho_a(v) = \rho_0(v) + \rho_1(v)$ равновесна. Когда же это взаимодействие зависит от квантового состояния частиц (для определенности будем считать $\sigma_{1\beta} > \sigma_{0\beta}$), столкновения будут сильнее разрушать пик Беннета. В результате полная функция распределения $\rho_a(v)$ будет иметь вид распределения Максвелла с провалом в области резонансной скорости $\mathbf{k}v = \Omega$. Ясно, что при $\Omega = 0$ наличие провала означает эффективное уширение распределения $\rho_a(v)$, т. е. увеличение температуры поглощающих частиц ($T_a - T > 0$). При увеличении $|\Omega|$ степень уширения $\rho_a(v)$ падает, и при достаточно больших $|\Omega|$ ($|\Omega| > \Gamma/3$) эффективная ширина $\rho_a(v)$ уменьшается, следовательно, поглощающий газ будет охлаждаться. Для $\sigma_{1\beta} < \sigma_{0\beta}$ наблюдается обратная картина. Заметим, что здесь речь идет фактически о распределении по скоростям вдоль волнового вектора \mathbf{k} , которое, естественно, отличается от распределения по скоростям в поперечном к \mathbf{k} направлении. Таким образом, можно ввести понятие продольной и поперечной температур (T_{\parallel} и T_{\perp}). Однако в соответствии с параметризацией (3.5), (3.6) сохраним за температурой смысл скалярной величины (3.6), а соответствующую анизотропию функции распределения будем характеризовать тензором давления $\pi_{\alpha\beta}$.

С целью большей простоты описания в этом параграфе предположим, что $\kappa \ll 1$, $m_a = m_b = m$, $|\sigma_{1\beta} - \sigma_{0\beta}| / \sigma_{0\beta} \ll 1$. Кроме того, считаем, что сечения столкновений $\sigma_{1\beta}$ и $\sigma_{0\beta}$ не зависят от вида частиц β . В силу изложенного индекс α у частот столкновений $\nu_\alpha^{(i)} = \chi_{\alpha\beta} n / m$ будет сохранен лишь для разности $\nu_1^{(i)} - \nu_0^{(i)}$. Сделанные предположения позволяют получить в стационарном случае простые формулы для произвольного соотношения концентраций поглощающих (n_a) и буферных (n_b) частиц. Изменение температуры возбужденных частиц находится непосредственно из третьего уравнения в (3.8):

$$(T_1 - T) / T = (\Gamma_1 / 3\nu^{(1)}) (k\bar{v}_a)^2 (3\Omega^2 - \Gamma)^2 / (\Gamma^2 + \Omega^2)^2. \quad (7.1)$$

Из второго уравнения в (3.10) и формулы $nT = n_a T_a + n_b T_b$ из (3.6) получаем следующие выражения для изменения температур поглощающей и

буферной компонент:

$$T_a - T = (T - T_b) \frac{n_b}{n_a} = (T_1 - T) \left(\frac{v_0^{(1)} - v_1^{(1)}}{v^{(1)}} \right) \frac{n_b}{n} \kappa. \quad (7.2)$$

Рассмотренный эффект приводит к довольно редкой ситуации — существованию компонент газовой смеси с различными температурами [21].

Б. *Анизотропия давления.* В предыдущем параграфе было отмечено, что под воздействием света становятся анизотропными температура или давление. Анизотропия давления в соответствии с (3.6) характеризуется тензором давления. Селективность по скоростям процесса взаимодействия частиц с излучением является причиной возникновения у возбужденных частиц тензора давления π_1 . Пренебрегая вязкостью, из четвертого уравнения в (3.8) непосредственно находим π_1 в системе координат с осью z , параллельной \mathbf{k} :

$$\pi_{1rs} = \delta_{rs} \left(\delta_{rz} - \frac{1}{3} \right) \frac{\rho_a v_a^2 \kappa (k v_a)^2 (3\Omega^2 - \Gamma^2) \Gamma_1}{4(\Gamma^2 + \Omega^2)(\Gamma_1 + v^{(3)}/2)}. \quad (7.3)$$

Столкновения «переносят» эту неравносность в соответствии с четвертыми уравнениями в (3.10) и (3.11) на поглощающий газ [20]

$$\pi_a = \pi_1 \left(\left(\frac{v_0 - v_1}{v} \right) n_a + \left(\frac{v_0^{(3)} - v_1^{(3)}}{v^{(3)}} \right) n_b \right) \frac{1}{n} \quad (7.4)$$

и смесь в целом:

$$\pi = \pi_1 ((v_0 - v_1)/v), \quad (7.5)$$

где $v_a = v_a^{(3)} + v_a^{(4)}$. Нетривиальным здесь является «перенос» неравносности на смесь в целом. Впервые на это обстоятельство обращено внимание в работе [18], в которой исследовался однокомпонентный газ.

В. *Светоиндуцированные потоки энергии.* Основным следствием неравносности функции распределения $\rho_1(v)$ возбужденных частиц является присутствие в разложении (2.8) всех моментов от $\rho_1(v)$. В частности, как видно из уравнений (3.8) и (3.16), у возбужденных частиц имеется поток энергии \mathbf{h}_1 :

$$\mathbf{h}_1 = - \frac{v^{(5)}}{(\Gamma_1 + v^{(5)})} \frac{n_1}{n} \lambda \nabla T - \frac{5}{4} T \mathbf{j}_1 \frac{v^{(2)}}{(\Gamma_1 + v^{(5)})}. \quad (7.6)$$

Следует отметить, что в рассматриваемом здесь пределе однородного уширения (3.4) электромагнитное поле непосредственно не создает потока энергии \mathbf{h}_1 , так как момент $\Pi^{(5)}$ (3.16) от полевого члена равен нулю в линейном по κ приближении. Поэтому в данном пределе поток энергии \mathbf{h}_1 возникает (при $\nabla T = 0$) благодаря «столкновительному» взаимодействию потока \mathbf{h}_1 с потоком возбужденных частиц:

$$\mathbf{j}_1 = \frac{\kappa n_a v_a^2}{2(\Gamma_1 + v^{(1)})} \left[\frac{\Gamma_1 \Omega \mathbf{k}}{\Gamma^2 + \Omega^2} - \frac{1}{2} \nabla \ln \kappa \right]. \quad (7.7)$$

Первый член в (7.6) есть обычный поток тепла, связанный с теплопроводностью газа ($\lambda = 5nT/2m(v^{(5)} + v^{(6)})$ — коэффициент теплопроводности). Согласно общему тезису, отраженному в таблице, следует ожидать, что столкновения «перенесут» поток энергии возбужденных частиц на поглощающий газ и смесь в целом. Действительно, из уравнений (3.10) и (3.11) получаем следующие выражения для потоков энергии поглощающих частиц \mathbf{h}_a и смеси в целом \mathbf{h} [20]:

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_a = & - \frac{n_a}{n} \lambda \nabla T + \frac{5T}{4n} \mathbf{j}_1 \left[n_b (v_1^{(2)} - v_0^{(2)}) - \frac{v^{(2)}}{(\Gamma_1 + v^{(5)})} \times \right. \\ & \left. \times \left\{ n_b (v_1^{(5)} - v_0^{(5)}) + n_a \left(\frac{v_1 - v_0}{v} \right) v^{(5)} \right\} \right], \quad (7.8) \end{aligned}$$

$$\mathbf{h} = - \lambda \nabla T + (5/4) T \mathbf{j}_1 ((v_1 - v_0)/v) [v^{(2)}/(\Gamma_1 + v^{(5)})].$$

Помимо классического члена, обусловленного градиентом температуры, потоки энергии (7.8) содержат еще два члена. Первый из них, антисимметричный по Ω , обусловлен неравновесностью распределения возбужденных частиц по скоростям, второй пропорционален $\nabla \kappa$ и связан с пространственной неравновесностью возбужденных частиц [19]. При $n_b = 0$ приходим к случаю однокомпонентного газа, который впервые исследовался в работе [17]. Направления тепловых потоков зависят от направлений векторов \mathbf{k} и $\nabla \kappa$, а также от знаков отстройки Ω и частоты столкновений $\nu^{(2)} \propto (6/5)C^* - 1$. Знак $\nu^{(2)}$ меняется на противоположный при так называемой температуре инверсии [52]. Соотношения (7.8) получены для ячейки с закрытыми концами в предположении безвихревого движения газа ($\mathbf{u}_a = \mathbf{u} = 0$). Эти соотношения следует дополнить условием стационарности (третье уравнение из (3.11)) $\text{div } \mathbf{h} = 0$ и соответствующими граничными условиями. Если ячейка теплоизолирована, а материал ее стенок обладает малой теплопроводностью (довольно экзотическое условие), то, предполагая поток энергии \mathbf{h} безвихревым, получаем $\mathbf{h} = 0$. Условие отсутствия теплового потока приводит к следующему уравнению, описывающему нагрев или охлаждение газа:

$$\frac{\nabla T}{T} = \frac{5j_1}{4\lambda} \left(\frac{v_1 - v_0}{v} \right) \frac{\nu^{(2)}}{\Gamma_1 + \nu^{(5)}}$$

В обычных экспериментальных условиях теплопроводность материала стенок поглощающей ячейки велика по сравнению с теплопроводностью газа. Поэтому рассмотренный механизм нагрева или охлаждения газа слабо изменяет температуру. Более эффективно тепловые потоки (7.8) можно регистрировать в экспериментах по генерации звука [28, 29].

В уравнениях (7.8) не отражено изменение коэффициентов теплопроводности в поле излучения, хотя на примере коэффициентов диффузии и термодиффузии мы убедились в том, что электромагнитное поле изменяет коэффициенты переноса. Можно показать, что коэффициент теплопроводности газа из последнего уравнения в (7.8) имеет вид $\lambda \left[1 - \left(\frac{v_1 - v_0}{v} \right) \times \right.$
 $\left. \times \frac{\kappa n_a \nu^{(5)}}{2n(\Gamma_1 + \nu^{(5)})} \right]$.

§ 8. Ветви звуковых колебаний газа в поле лазерного излучения. Исследуем, каким образом излучение влияет на коллективные свойства газа, т. е. на ветви звуковых колебаний. С формальной точки зрения речь идет о собственных значениях или спектре кинетических уравнений (3.1) и (3.2). В отсутствие внешних полей у газа имеется одна вырожденная ветвь колебаний с законом дисперсии

$$\omega^2 = g^2 c^2, \quad c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \frac{5}{3} \frac{p}{\rho}, \quad (8.1)$$

где c — скорость звука невозмущенного газа. В этом параграфе под ω и \mathbf{g} будем понимать частоту и волновой вектор звука. Естественно ожидать, что свет снимет вырождение (8.1) и создаст новые ветви колебаний.

А. Световое давление и звук. Рассмотрим однокомпонентный газ. Для того чтобы «в чистом виде» исследовать влияние эффекта отдачи на спектр звуковых колебаний, будем отвлекаться от явления СИД и родственных ему эффектов. При этом, учитывая, что $v_0/\bar{v} \ll 1$, из кинетических уравнений (3.1) по методу Грэда получаем следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \rho \mathbf{u} &= 0, & \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla p &= \mathbf{F}, \\ \frac{\partial}{\partial t} p + \mathbf{u} \nabla p + c^2 \rho \nabla \mathbf{u} &= Q. \end{aligned} \quad (8.2)$$

Здесь и в дальнейшем будем пренебрегать малыми членами, отвечающими

за вязкость и теплопроводность газа. Плотность силы светового давления F определяется выражением [32]

$$F = -2v_0 \operatorname{Re} [iG^* \langle \rho_{10}(\dot{v}) \rangle] \simeq v_0 \Gamma_1 \kappa \rho / 2(1 + \kappa). \quad (8.3)$$

Величина $(3/2)Q = -2v_0 \operatorname{Re} iG^* \langle v \rho_{10}(v) \rangle$ есть скорость изменения плотности энергии газа за счет эффекта отдачи. Нетрудно заметить, что Q — антисимметричная функция Ω . Для простоты будем считать, что $\Omega = 0$, т. е. $Q = 0$. В ячейке с закрытыми концами стационарным состоянием газа является состояние с пространственно неоднородным распределением давления:

$$\nabla p = F. \quad (8.4)$$

Исследуем газ при слабом отклонении от стационарного состояния (8.4). Отклонения от стационарных значений плотности и давления ($\delta\rho$ и δp) в соответствии с (8.2) удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} -\Delta \delta p + \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + (\nabla f) + f \nabla \right] \delta p &= 0, \\ \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{\rho} (F - c^2 (\nabla \rho)) \nabla \right] \delta p - \left[c^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{f}{\rho} (F - c^2 (\nabla \rho)) \right] \delta p &= 0, \end{aligned} \quad (8.5)$$

где $f = \partial F / \partial \rho$. Точное решение уравнений (8.5) с учетом зависимости f от r получить невозможно. Поэтому будем считать f константой, что справедливо для постоянной Γ или при $\kappa \gg 1$. Решение уравнений (8.5) ищем в виде $\delta\rho$, $\delta p \propto \sqrt{\rho} \exp(i\omega t - i\mathbf{g}r)$. В пределе $gc \gg \omega_0$ из (8.5) получаем дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} (\omega^2 - g^2 c^2 - (c\nabla\rho/2\rho)^2 + \omega_0^2 \sin^2 \theta) (\omega^2 - \omega_0^2 \sin^2 \theta) &= 0, \\ \omega_0^2 &= (F/\rho) (\nabla\rho/\rho - F/\rho c^2). \end{aligned} \quad (8.6)$$

Здесь θ — угол между волновыми векторами света \mathbf{k} и звука \mathbf{g} . Дисперсионное уравнение (8.6) дает две ветви колебаний: слабоанизотропный обычный звук (8.1) и новый звук

$$\omega = \pm \omega_0 \sin \theta. \quad (8.7)$$

Нетрудно проверить, что в отличие от обычного новый звук в пределе $gc \gg \omega_0$ поперечен. Отметим близкую аналогию между новой ветвью (8.7) и внутренними гравитационными волнами [64]. Основным параметром, характеризующим ветвь звуковых колебаний (8.7), является частота ω_0 , для которой справедлива оценка

$$\omega_0 \sim \Gamma_1 (v_0/c) (\kappa/(1 + \kappa)). \quad (8.8)$$

Следует отметить, что при $gc \ll \omega_0$ обе ветви колебаний (8.1) и (8.7) сильно взаимодействуют друг с другом.

Б. Светоиндуцированный дрейф и звук. Согласно анализу связи моментов друг с другом, проведенному в § 3—7, на коллективные свойства газа главное влияние оказывает собственно дрейфовое движение (по крайней мере в пределе $\Gamma \gg k\bar{v}$). Следовательно, при анализе ветвей колебаний, связанных с СИД, можно пренебречь наведенными тензором давления π и потоком энергии \mathbf{h} . В следующем параграфе будет показано, что светоиндуцированные тензор давления и поток энергии также дают ветви колебаний, но эти ветви лежат в низкочастотной области спектра и слабо взаимодействуют с ветвями, обусловленными дрейфом.

Учитывая изложенное, из первых трех уравнений в (3.11) получаем следующие уравнения для неравновесных добавок к плотности и давлению:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta\rho - \Delta \delta\rho &= 0, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta + c^2 \left(\frac{\nabla\rho}{\rho} \right) \nabla \right) \delta\rho + (m_b - m_a) \nabla \frac{\partial}{\partial z} \left((\mathbf{u}_a - \mathbf{u}_b) \frac{n_a n_b}{n} c^2 \right) &= 0. \end{aligned} \quad (8.9)$$

Как и в предыдущем параграфе, здесь рассматривается газ, находящийся в ячейке с закрытыми торцами. В этом случае в стационарном состоянии отдельные компоненты газа благодаря явлению СИД неравномерно распределены по длине ячейки. Если массы поглощающих и буферных частиц различны, то массовая плотность смеси в целом $\rho = m_a n_a + m_b n_b$ также пространственно неоднородна:

$$\nabla \rho = (m_a - m_b) \nabla n_a, \quad (8.10)$$

где $\nabla n_a \propto (v_1^{(1)} - v_0^{(1)}) \Omega$ определяется формулой (4.5). Уравнения (8.9) будем решать в пределе $|v_1^{(1)} - v_0^{(1)}|/v_0^{(1)} \ll 1$. Нетрудно убедиться в том, что последний член второго уравнения в (8.9) в $\omega/v_0^{(1)}$ раз меньше первого и им можно пренебречь. Переходя в получившемся уравнении к новой переменной $\delta p = \sqrt{\rho} \eta$; приходим к волновому уравнению

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + c^2 \Delta - \tilde{\omega}_0^2(\mathbf{r}) \right) \eta = 0, \quad (8.11)$$

$$\tilde{\omega}_0^2(\mathbf{r}) = c^2 \left[\left(\frac{\nabla \rho}{2\rho} \right)^2 - \frac{1}{2} \nabla \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right) \right].$$

В пределе $gc \gg \tilde{\omega}_0$ можно пренебречь зависимостью $\tilde{\omega}_0$ от \mathbf{r} и искать решение уравнения (8.11) в виде $\exp(i\omega t - i\mathbf{g}\mathbf{r})$. В результате будем иметь следующее дисперсионное соотношение:

$$\omega = \pm \sqrt{g^2 c^2 + \tilde{\omega}_0^2} \approx \pm (gc + \tilde{\omega}_0^2/2gc). \quad (8.12)$$

Для ω_0 справедлива оценка

$$\tilde{\omega}_0 \sim |m_a - m_b| |v_0^{(1)} - v_1^{(1)}| (\Gamma_1 |\Omega| k \bar{v} \kappa / v_0^{(1)} \Gamma^2 m_a). \quad (8.13)$$

Чтобы получить дисперсионное соотношение в области $gc \lesssim \tilde{\omega}_0$, необходимо решить уравнение типа уравнения Шредингера с потенциалом $\tilde{\omega}_0^2(\mathbf{r})$.

Помимо изменения закона дисперсии обычного звука (8.12), светиндуцированный дрейф создает и новую ветвь колебаний. Для большей наглядности рассмотрим случай одинаковых масс поглощающих и буферных частиц: $m_a = m_b = m$. Так как $m_a = m_b$, то при $\omega^2 \neq g^2 c^2$ единственным решением уравнений (8.9) является

$$\delta \mathbf{u} = \delta \rho = \delta p = 0, \quad (8.14)$$

что означает неподвижность смеси в целом. С учетом (8.14) уравнения (3.10) принимают вид $(\delta \mathbf{j}_a = \delta(n_a \mathbf{u}_a))$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n_a + \nabla \delta \mathbf{j}_a = 0,$$

$$\left(\tilde{v}^{(1)} + \frac{\partial}{\partial t} \right) \delta \mathbf{j}_a + \left\{ \frac{\tilde{v}^2}{2} \nabla + (v_1^{(1)} - v_0^{(1)}) \mathbf{u}^{(0)} \right\} \delta n_a = 0, \quad (8.15)$$

где $\mathbf{u}^0 = \left(\frac{\partial}{\partial n_a} - \frac{\partial}{\partial n_b} - \frac{1}{n_b} \right) \mathbf{j}_1$, $\tilde{v}^{(1)} = (1/n_b) [v_0^{(1)} n + (v_1^{(1)} - v_0^{(1)}) n_a]$,

\mathbf{j}_1 — стационарный поток возбужденных частиц (7.7). С помощью подстановки $\exp(i\omega t - i\mathbf{g}\mathbf{r})$ из (8.15) получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$(\omega - i\tilde{v}^{(1)}) \left[\omega + \left((v_1^{(1)} - v_0^{(1)}) / \tilde{v}^{(1)} \right) \mathbf{g} \mathbf{u}^{(0)} - i\tilde{v}^2 g^2 / 2\tilde{v}^{(1)} \right] = 0. \quad (8.16)$$

Первый корень $\omega = i\tilde{v}^{(1)}$ отвечает за диссипативный процесс, обусловленный трением между поглощающими и буферными частицами. Второй корень

$$\omega = - \left((v_1^{(1)} - v_0^{(1)}) / \tilde{v}^{(1)} \right) \mathbf{g} \mathbf{u}^{(0)} \cos \theta + i\tilde{v}^2 g^2 / 2\tilde{v}^{(1)} \quad (8.17)$$

описывает слабозатухающие колебания поглощающего газа относительно буферного [20, 30]. При этом, если $m_a = m_b$, смесь в целом неподвижна. Нетрудно заметить, что скорость этого звука по порядку величины совпадает со скоростью светоиндуцированного дрейфа $u_{\text{сид}}$ (4.3).

В. Влияние анизотропии давления и потока энергии на звук. В § 7 было показано, что свет создает тензор давления π и поток энергии h как в многокомпонентном, так и в однокомпонентном газе. Влияние этих величин на звуковые колебания исследуется нами в более простой системе — однокомпонентном газе. Отклонение газа от пространственно однородного стационарного состояния описывается согласно (3.11) уравнениями

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta \rho + \rho \nabla \delta u = 0, \quad (8.18)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \delta u + \nabla \delta p + \sum_r e_r \frac{\partial}{\partial x_r} \delta \pi_r = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta p + c^2 \rho \nabla \delta u + \frac{2}{3} \nabla \delta h + \frac{2}{3} \sum_r \pi_r \frac{\partial \delta u_r}{\partial x_r} = 0.$$

Эти уравнения записаны в системе координат с осью z , параллельной k . Тензор давления в этой системе координат диагонален $\pi_{rs} = \pi_r \delta_{rs}$. Решение уравнений (8.18) ищем в виде $\exp(i\omega t - igr)$. В пределе $\omega/v \ll 1$ условием совместности уравнений (8.18) является дисперсионное уравнение

$$\omega^4 - \omega^2 g^2 (c^2 + s_0^2 (3 \cos^2 \theta - 1)) - \omega g^3 s^3 \cos \theta + (g^2 c s_1 \sin \theta \cos \theta)^2 = 0. \quad (8.19)$$

В этом уравнении, полученном с учетом (3.8), а также упрощающих предположений из § 7, введены обозначения:

$$s_0^2 = \frac{\partial \pi}{\partial \rho} + \frac{2}{3} \frac{\pi}{\rho}, \quad s_1^2 = -\frac{6\pi}{\rho c^2} \frac{\partial \pi}{\partial \rho}, \quad s^2 = \frac{2}{3} \frac{\partial h}{\partial \rho},$$

где $\pi = (1/2)\pi_x = -\pi_x$; π_x и h^x определяются соответственно формулами (7.5) и (7.8) с $\nabla T = 0$. Учитывая малость «скоростей» $s_0 \propto |(v_1 - v_0)/v|^{1/2}$, $s_1 \propto |v_1 - v_0|/v$, $s \propto |(v_1 - v_0)v^{(2)}/v(\Gamma + v^{(5)})|^{1/3}$ по сравнению с обычной скоростью звука (8.1), из (8.19) имеем следующий спектр звуковых колебаний:

$$\omega_{1,2} = \pm gc \mp (gs_0^2/2c)(3 \cos^2 \theta - 1) + (s^3/2c^2) g \cos \theta, \quad (8.20)$$

$$\omega_{3,4} = (1/2) g \cos \theta \left[-s^3/c^2 \pm \sqrt{(s^3/c^2)^2 + 4s_1^2 \sin^2 \theta} \right]. \quad (8.21)$$

Первые два корня ω_1 и ω_2 описывают слабое расщепление и сдвиг обычной ветви (8.1). Корни ω_3 и ω_4 соответствуют новым низкочастотным ветвям колебаний.

Если $s^3/c^2 s_1 \gg 1$ [20, 30], то

$$\omega_3 = -(gs^3/c^2) \cos \theta, \quad \omega_4 = (gs_1^2 c^2/s^3) \sin^2 \theta \cos \theta. \quad (8.22)$$

В противоположном случае ($c^2 s_1 \sin \theta/s^3 \gg 1$)

$$\omega_{3,4} = \pm gs_1 \sin \theta \cos \theta. \quad (8.23)$$

Ветви ω_4 из (8.22) и $\omega_{3,4}$ из (8.23) соответствуют поперечным колебаниям.

Г. Генерация звука светом. При включении электромагнитного поля среда возмущается. Очевидно, что в нестационарных условиях такое возмущение вызовет звуковые колебания [65, 66].

Для классификации физических источников звуковых колебаний целесообразно переписать уравнения (3.11) с учетом (8.2) в виде

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta\right) \delta p = - \frac{\partial}{\partial t} \nabla \left[\frac{2}{3} \mathbf{h} + c^2 \frac{n_a n_b}{n} (m_b - m_a) (\mathbf{u}_a - \mathbf{u}_b) \right] + \\ + c^2 \sum_{rs} \frac{\partial^2}{\partial x_r \partial x_s} \pi_{rs} - c^2 \nabla \mathbf{F} + \frac{\partial}{\partial t} (Q + Q_T), \quad (8.24)$$

где δp — амплитуда звуковых колебаний; \mathbf{F} — плотность силы светового давления (8.3); $Q_T = (2/3)R^{(3)}$ описывает разогрев (или охлаждение) газа за счет диссипации энергии излучения в тепло, а Q (§ 8А) — за счет светового давления. В нестационарных условиях, которые могут быть созданы путем изменения во времени параметров излучения, правая часть уравнения (8.24) является источником звуковых колебаний в газе. Возбуждение звука при помощи светового давления или диссипации энергии излучения в тепло описывается последними двумя членами в правой части (8.24) и исследуется в работах [65, 66]. Второй член в правой части (8.24) отвечает за возбуждение звука на основе явления СИД [26]. Генерация звука с помощью модуляции наведенных излучением потока энергии \mathbf{h} и тензора давления π рассмотрена соответственно в работах [28, 29] и [27—29]. Наиболее сильным источником звуковых колебаний является диссипативный член $\partial Q_T / \partial t$. Члены, пропорциональные \mathbf{h} , $\mathbf{u}_a - \mathbf{u}_b$ и Q , в отличие от остальных членов в правой части (8.24) зависят от знака расстройки Ω , что позволяет экспериментально выделять звуковой сигнал от этих источников [26, 28, 29]. Следует отметить, что зависимость от знака Ω характерна и для стрикционной силы [67], которая здесь не учитывается.

§ 9. Некоторые особенности газовой кинетики частиц с вырожденными уровнями, находящиеся в поле излучения. Предыдущие параграфы были посвящены газокинетическим явлениям, связанным с создаваемой светом неравновесностью по скоростям. Однако излучение приводит к неравновесности и по внутренним степеням свободы, которая благодаря столкновениям может переноситься и на внешние степени свободы частиц, влияя тем самым на макроскопические свойства газа. В данном параграфе остановимся в основном на эффектах, обусловленных вырождением уровней у частиц.

Если уровни 0 и 1 не вырождены, то стационарное перераспределение плотности поглощающих частиц определяется уравнениями ($\mathbf{j}_a = n_a \mathbf{u}_a$):

$$\frac{\bar{v}_a^2}{2} \nabla \rho_a(\mathbf{r}) = \mathbf{F}, \quad \text{div } \mathbf{j}_a = 0, \quad (9.1)$$

$$\mathbf{F} = \left(\frac{v_1^{(1)} - v_0^{(1)}}{2v_1^{(1)}} \right) \bar{v}_a^2 \rho_a \left[\frac{1}{2} \nabla \kappa - \frac{\Gamma_1 \Omega \kappa}{\Gamma^2 + \Omega^2} \right] - v_0^{(1)} \mathbf{j}_a m_a, \quad (9.2)$$

что является иной формой записи уравнений (4.2), учитывающей в пределе $\kappa \ll 1$, $\Gamma_1 \ll v_1^{(1)}$ пространственную неоднородность распределения интенсивности излучения ($\nabla \kappa \neq 0$). В дальнейшем будем предполагать среду оптически тонкой.

Исследуем сначала случай $\Omega = 0$. При точном резонансе, как видно из (9.1), сила трения \mathbf{F} потенциальна, следовательно, условие $\text{div } \mathbf{j}_a = 0$ означает, что $\mathbf{j}_a = 0$. При переходе к частицам с вырожденными уровнями происходит естественное обобщение понятий частот столкновений $v_0^{(1)}$ и $v_1^{(1)}$ [9]. Но кроме этого довольно тривиального факта качественно изменяется структура силы трения, а именно: возникают непотенциальные добавки $\delta \mathbf{F}$ к плотности силы трения $\mathbf{F} \equiv \mathbf{R}_a^{(2)}$ из (9.1). Физика рассматриваемых здесь эффектов допускает наглядные гидродинамические аналогии. Поэтому ограничимся качественным описанием явлений.

А. *Эффект Магнуса. Диффузия ориентированных частиц* [25]. Поглощая свет круговой поляризации, частицы приобретают момент импульса [60], пропорциональный вектору ориентации ρ_a [51, 61], который, в свою очередь, пропорционален интенсивности излучения или параметру насыщения κ . Так как ориентированные частицы возникают в области локализации излучения, они диффундируют из светового пучка со скоростью $u \propto \nabla \kappa / \kappa$. В классической гидродинамике известен эффект Магнуса, который состоит в том, что на вращающееся с угловой скоростью ω и движущееся со скоростью u тело со стороны окружающего газа действует сила $\propto [\omega u]$. Возникает естественная аналогия между диффундирующими ориентированными частицами и движущимся в газе вращающимся телом. Согласно этой аналогии на поглощающий газ должна действовать сила

$$\delta F = -\alpha [\rho_a \nabla \kappa / \kappa] = \alpha \text{rot } \rho_a, \quad (9.3)$$

где α — константа пропорциональности. Решение уравнений (9.1) с учетом добавки δF (9.3) к плотности силы трения (9.2) имеет вид

$$\delta \rho_a(r) = ((v_1^{(1)} - v_0^{(1)}) / 2v_1^{(1)}) \rho_a \kappa(r), \quad j_a = (\alpha / v_1^{(1)}) \text{rot } \rho_a, \quad (9.4)$$

где $\rho_a(r) = \rho_a + \delta \rho_a(r)$. Добавка $\delta \rho_a(r)$ к равновесной плотности ρ_a совпадает в данном пределе с решением (5.3). Выражение для потока поглощающих частиц описывает диффузионное вращение поглощающих частиц относительно буферного газа.

Б. *Диффузия выстроенных частиц* [25]. Помимо дипольного магнитного момента или ориентации, излучение создает у поглощающих частиц и высшие мультипольные магнитные моменты. В частности, у поглощающих частиц возникает квадрупольный магнитный момент или выстраивание [51, 61]. В поле линейно поляризованного излучения у частиц с вырожденными уровнями возникает квадрупольный магнитный момент с главной осью, параллельной E . Выстроенные светом частицы диффундируют из области поля со скоростью $u \propto \nabla \kappa / \kappa$, испытывая столкновения с буферными частицами. Движение таких ориентированных в пространстве «эллипсоидов» подобно движению парусного судна с килем, коллинеарным E , и парусом, перпендикулярным направлению ветра. Роль ветра в данном случае играет $\nabla \kappa$. Таким образом, в силе трения (9.2), помимо коллинеарного с $\nabla \kappa$ члена, должен присутствовать член вида

$$\delta F = \beta n (n \nabla \kappa), \quad n = E/E, \quad (9.5)$$

где β — константа. Микроскопический расчет [25] подтверждает структуру (9.5). Следует отметить, что $\beta \propto (\lambda - 1) / (\lambda + 1)$, где λ — параметр эллиптичности, равный отношению малой полуоси к большой полуоси эллипса поляризации.

Решая уравнения (9.1) в предположении малости δF по сравнению с (9.2), для гауссова пучка ($\kappa(r) \doteq \kappa(0) \exp(-r^2/a^2)$) имеем

$$\rho_a(r) = \rho_a + \delta \rho_a(r) + (\beta / v_a^2) \kappa(0) \zeta^{-2} (1 - (1 + \zeta^2) \exp(-\zeta^2)) \cos 2\varphi. \quad (9.6)$$

Здесь $\delta \rho_a(r)$ совпадает с (9.4); угол φ отсчитывается от направления n ; $\zeta = r/a$; r — расстояние от оси светового пучка до точки наблюдения. При получении (9.6) также предполагалось, что радиус поперечного сечения R ячейки с газом велик по сравнению с радиусом a светового пучка. Существование слабозатухающей добавки ($\propto (a/r)^2$) к равновесной плотности связано с диффузионными вихревыми потоками, выносящими частицы из области светового пучка. Причиной возникновения этих диффузионных потоков является анизотропная добавка (9.5) к силе трения (9.2). В отличие от (9.2) δF уже не является потенциальной. В этом нетрудно убедиться, вычислив $\text{rot } \delta F \propto \beta$. Линии токов для обсуждаемых вихревых движений ($dr/j_r = r d\varphi/j_\varphi$) описываются формулой

$$\sin 2\varphi = \Theta(\zeta_0) / \Theta(\zeta), \quad \Theta(\zeta) = (1/\zeta^2) (1 - (1 + \zeta^2) \exp(-\zeta^2)) \quad (9.7)$$

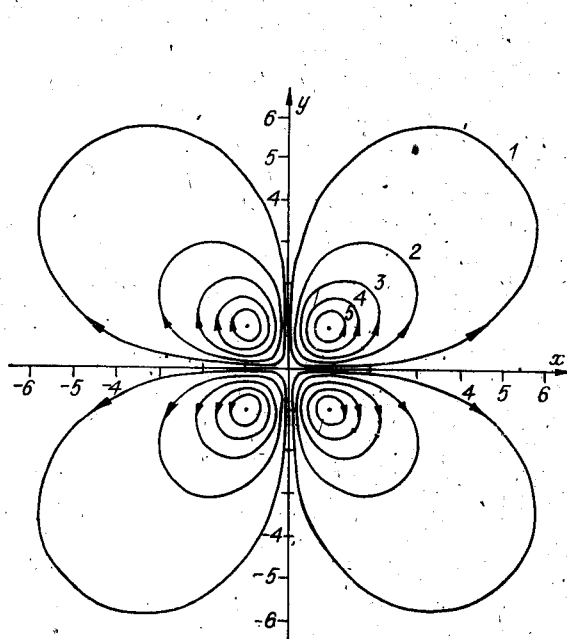


Рис. 3. Линии тока (9.7).

Ось x параллельна большой полуоси эллипса поляризации \mathbf{p} , $\beta > 0$: 1 — $\zeta_0 = 0,2$; 2 — $\zeta_0 = 0,4$; 3 — $\zeta_0 = 0,6$; 4 — $\zeta_0 = 0,8$; 5 — $\zeta_0 = 1$.

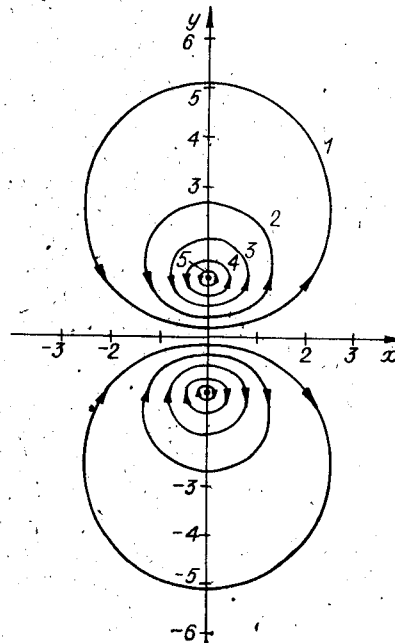


Рис. 4. Линии тока (9.10).

Ось x параллельна $\vec{\mathcal{E}}$, $\eta > 0$. Остальные обозначения такие же, как на рис. 3.

и изображены на рис. 3. Константа интегрирования ζ_0 имеет смысл минимального расстояния от оси светового пучка до линии тока. Центры вихрей лежат на биссектрисах четырех квадрантов на расстояниях $\zeta_0 \approx 1,339$ от оси светового пучка.

В. Дрейф дипольных молекул, находящихся в постоянном электрическом поле. В физике твердого тела известен эффект, проявляющийся в кристаллах без центра симметрии, — это фотогальванический эффект [62]. Гласс с сотрудниками установили связь постоянных фотоиндуцированных токов с наличием у кристалла выделенного направления — полярной оси [62]. Но, как впервые показали В. И. Белиничер, И. Ф. Канаев, В. К. Малиновский и Б. И. Стурман [63], инвариантность кристалла относительно пространственной инверсии является необходимым, но недостаточным условием возникновения фототока. Второе необходимое условие существования фотогальванического эффекта — создаваемая светом неравновесность распределения электронов по скоростям [62].

Рассмотрим аналог этого эффекта в молекулах [24]. Если полярные молекулы поместить в постоянное электрическое поле $\vec{\mathcal{E}}$, то дипольные моменты молекул будут ориентироваться преимущественно вдоль $\vec{\mathcal{E}}$. Очевидно, такая среда уже не обладает центром симметрии. При облучении газа из пространственно ориентированных молекул со стороны буферных частиц на эти молекулы будет действовать дополнительная к (9.2) сила трения, пропорциональная $\vec{\mathcal{E}}$ и интенсивности излучения

$$\delta\mathbf{F} = \eta \kappa(\mathbf{r}) \vec{\mathcal{E}}, \quad (9.8)$$

где η — коэффициент пропорциональности, явный вид которого приведен в работе [24]. Как и в фотогальваническом эффекте, свет здесь необходим для вывода среды из термодинамического равновесия. В силу непотенциальности $\delta\mathbf{F}$ (9.8) движение поглощающих частиц будет вихревым. Для выяснения характера этих вихревых потоков и их влияния на пространственное распределение частиц $\rho_a(\mathbf{r})$ решим уравнения (9.1), в которых сила трения $\mathbf{F} + \delta\mathbf{F}$ определяется формулами (9.2) и (9.8). При решении

этих уравнений ограничимся случаем $v_1^{(1)} = v_0^{(1)}$ и $\vec{\mathcal{E}}\mathbf{k} = 0$. Выражение для пространственного распределения плотности поглощающих частиц в пределе $R \gg a$ имеет вид

$$\rho_a(r) = \rho_a + (n\mathcal{E}a^2\bar{v}_a^2) ((\kappa(0) - \kappa(r))/r) \cos \varphi. \quad (9.9)$$

Как и в (9.6), добавка к равновесной плотности частиц ρ_a слабо затухает при удалении от оси светового пучка ($\propto 1/r$) и является существенно анизотропной благодаря зависимости от угла φ между \mathbf{r} и $\vec{\mathcal{E}}$. Линии вихревых токов описываются формулой

$$\sin \varphi = \Theta(\xi_0)/\Theta(\xi), \quad \Theta(\xi) = \xi^{-1}(1 - \exp(-\xi^2)) \quad (9.10)$$

и изображены на рис. 4. Константа ξ_0 имеет тот же смысл, что и в (9.7). Точки максимального и минимального удаления линии тока от оси светового пучка сливаются при $\xi_0 \approx 1,121$.

Рассмотренный здесь дрейф дипольных молекул обусловлен их пространственной ориентацией. Возможен и обратный эффект — пространственная ориентация полярных молекул дрейфом [22, 23].

Г. *Конвективные вихри, обусловленные светоиндуцированным дрейфом.* Выше рассматривались вихревые движения газа, возникающие благодаря создаваемой внешним полем неравновесности по магнитным или вращательным подуровням частиц. Причиной появления вихрей являлась непотенциальность силы трения. Здесь будет показано, что вихревые движения поглощающего газа возникают и в двухуровневом приближении. Если радиус светового пучка a меньше радиуса ячейки R , то из выражения (9.2) для силы трения видно, что $\text{rot } \mathbf{F} \neq 0$ при $\Omega \neq 0$. Следовательно, если $a < R$ и $\Omega \neq 0$, то движение поглощающих частиц перестает быть потенциальным. Физическая причина возникновения этих вихревых движений заключается в следующем. Благодаря светоиндуцированному дрейфу [1, 2] поглощающие частицы дрейфуют, например, к правому торцу ячейки. Накапливаясь у этого торца, частицы при $a < R$ диффундируют из области поля в поперечном направлении. Вне светового пучка у правого торца ячейки возникает избыток частиц, которые, естественно, вынуждены диффундировать вдоль ячейки к ее левому торцу, где они снова, попадая в область светового пучка, испытывают силу «светоиндуцированного дрейфа» (9.2) и возвращаются к правому торцу.

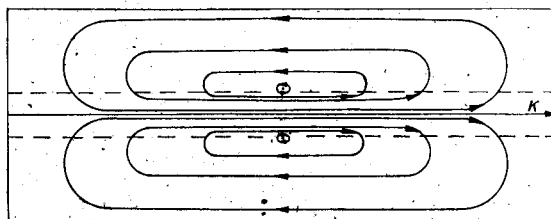
Приведем решение уравнений (9.1) и (9.2) в пределе $\kappa \ll 1$, $a/R \ll 1$, $R/L \ll 1$ для оптически тонкой среды и гауссова светового пучка с граничными условиями $j_{a,z}|_{0,L} = j_{a,r}|_R = 0$:

$$\rho_a(r) = \rho_a \left[1 + \left(\frac{v_1^{(1)} - v_0^{(1)}}{v_1^{(1)}} \right) \left\{ \frac{1}{2} (\kappa(r) - \bar{\kappa}) - \frac{\Gamma_1 k \Omega}{(\Gamma^2 + \Omega^2)} \bar{\kappa} \left(z - \frac{L}{2} \right) \right\} \right],$$

$$\mathbf{j}_a = - \frac{\bar{v}_a n_a (v_1^{(1)} - v_0^{(1)}) \Gamma_1 k \Omega}{2v_0^{(1)} v_1^{(1)} (\Gamma^2 + \Omega^2)} \left[\frac{\mathbf{k}}{k} (\kappa(r) - \bar{\kappa}) - \mathbf{e}_r \kappa \frac{J_1(rx_1/R)}{J_0^2(x_1)} f(z) \right],$$

где $f(z) = \exp(-x_1(L-z)/R) - \exp(-x_1 z/R)$; $\bar{\kappa} = \kappa(0)(a/R)^2$ — усредненное по поперечному сечению ячейки значение параметра насыщения; ось z параллельна \mathbf{k} ; \mathbf{e}_r — единичный вектор, перпендикулярный \mathbf{k} ; L — длина ячейки; $J_\nu(x)$ — функция Бесселя; $x_1 \approx 3,832$ — первый, отличный от нуля корень уравнения $J_1(x_1) = 0$; $J_0(x_1) \approx -0,403$. Полученное решение справедливо вдали от торцов ячейки. Член в фигурных скобках в выражении для $\rho_a(r)$ описывает соответственно эффект диффузионного втягивания — выталкивания [37—39] и явление СИД. Нетрудно убедиться в том, что поток поглощающих частиц является чисто вихревым ($\text{div } \mathbf{j}_a = 0$). Линии тока, соответствующие выражению для \mathbf{j}_a , схематически изображены на рис. 5. Фокус линий тока находится в точке $r = a(2 \ln(R/a))^{1/2}$, $z = L/2$, которая определяется из условия $\mathbf{j}_a = 0$. Нетрудно проверить, что усредненный по сечению ячейки поток частиц вдоль оси ячейки равен нулю $\bar{\mathbf{k}}\mathbf{j}_a = 0$, а $\bar{\rho}_a(z)$ описывается (при $\kappa \ll 1$) формулой (4.5), в которой κ следует заменить на $\bar{\kappa}$.

Рис. 5. Линии тока.
Границы светового пучка
отмечены штриховыми ли-
ниями.



Заключение. Резюмируя изложенное, можно считать завершенным первый этап изучения явления СИД и родственных ему эффектов: установлено его место в кругу других физических эффектов, выявлены общие закономерности СИД и важнейшие проявления. С общезначимой точки зрения инициированные явлением СИД систематические исследования макроскопических свойств облучаемого светом газа позволяют говорить о зарождении новой области — газовой кинетики в поле лазерного излучения. В последующие годы исследования в этой области должны расширяться и углубляться.

Автор глубоко признателен С. Г. Раутиану и А. М. Шалагину за внимание, уделенное этой работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Светоиндуцированная диффузия газов.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 12, с. 773.
2. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Теория явления светоиндуцированной диффузии.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 5, с. 1672.
3. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Светоиндуцированная диффузия.— Автометрия, 1980, № 3, с. 103.
4. Gel'mukhanov F. Kh., Shalagin A. M. Atom flows induced by resonance light field.— In: Invited Papers 2-d Internat. Conf. on Multiphoton Processes. Budapest, 1980, p. 93.
5. Дыхне А. М., Старостин А. Н. Теория дрейфового движения молекул в поле резонансного инфракрасного излучения.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, вып. 4 (10), с. 1211.
6. Мироненко В. Р., Шалагин А. М. Светоиндуцированный дрейф многоуровневых систем.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, № 6, с. 995.
7. Гельмуханов Ф. Х., Телегин Г. Г. Светоиндуцированный дрейф частиц при квази-резонансной передаче энергии.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 3, с. 974.
8. Попов А. К., Шалагин А. М., Шалаев В. М., Яхнин В. З. Светоиндуцированный дрейф газов под действием монохроматического излучения.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 6, с. 2175.
9. Гельмуханов Ф. Х. Кинетика частиц с вырожденными уровнями.— В кн.: Нелинейная оптика: Тр. VII Вавиловской конф. Новосибирск: ИАиЭ СО АН СССР, 1982, с. 109.
10. Попов А. К., Шалаев В. М., Яхнин В. З. Светоиндуцированный дрейф газов в условиях импульсно-периодического возбуждения.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 3, с. 725.
11. Lawandy N. M., Cumming E. W. Analytical solutions for infrared-laser-driven diffusion in polyatomic gas mixtures.— Phys. Rev., 1983, vol. 27A, N 5, p. 2548.
12. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Светоиндуцированный ток в слабоионизированной плазме.— Квант. электроника, 1981, т. 8, № 3, с. 590.
13. Нархоменко А. И., Прокопьев В. Е. Светоиндуцированная э. д. с. в газах.— Опт. и спектр., 1982, т. 53, № 6, с. 1000; Новосибирск, 1981. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 150).
14. Скок Э. М., Шалагин А. М. Светоиндуцированный дрейф электронов в полупроводниках.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, № 3, с. 201.
15. Дыхне А. М., Росляков В. А., Старостин А. Н. Резонансное возбуждение фототока в полупроводниках.— ДАН СССР, 1980, т. 254, № 3, с. 599.
16. Нархоменко А. И. Светоиндуцированный дрейф экситонов.— ФТТ, 1983, т. 25, № 8, с. 2374.
17. Левин Г. А., Фолин К. Г. Светоиндуцированные кинетические эффекты в газе.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, № 2, с. 160.
18. Фолин К. Г., Фолин А. К. Светоиндуцированная анизотропия термодинамических характеристик газа.— Новосибирск, 1980. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 132).
19. Гайнер А. В., Комаров К. П., Фолин К. Г. Кинетические явления в газе при селективном по скоростям возбуждении.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 6, с. 1853.
20. Гельмуханов Ф. Х., Ильичев Л. В. Явления переноса в газе, взаимодействующем со светом.— Хим. физика, 1984, № 11.

21. Гельмуханов Ф. Х., Пархоменко А. И., Прокопьев В. Е., Шалагин А. М. Столкнительно-радиационные охлаждение и нагрев газа.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 10, с. 2246.
22. Gel'mukhanov F. Kh., Pichov L. V. Polarization of a dipolar gas by drift.— Chem. Phys. Lett., 1983, vol. 98, N 4, p. 349.
23. Гельмуханов Ф. Х., Ильичев Л. В. Пространственная ориентация молекул дрейфом.— Хим. физика, 1983, № 5, с. 590.
24. Гельмуханов Ф. Х., Телегин Г. Г. Дрейф молекул, обусловленный их пространственной ориентацией.— Новосибирск, 1984. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 245).
25. Гельмуханов Ф. Х., Ильичев Л. В. Макроскопическое вращение газа светом.— ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 1.
26. Гельмуханов Ф. Х. Радиационно-столкнительная генерация звука.— В кн.: Нелинейная оптика: Тр. VII Вавиловской конф. Новосибирск: ИАиЭ СО АН СССР, 1982, с. 113; Акуст. журнал, 1983, т. 29, № 5, с. 608.
27. Ваксман М. А., Гайнер А. В. Генерация звука и вынужденное рассеяние света в газе при избирательном по скоростям оптическом возбуждении.— Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 19, с. 1174.
28. Гельмуханов Ф. Х. Возбуждение звука светом.— ДАН СССР, 1984, т. 274, № 2, с. 308.
29. Гельмуханов Ф. Х. Радиационно-столкнительный источник звука.— Квант. электроника, 1984, т. 11, № 3, с. 510.
30. Gel'mukhanov F. Kh., Pichov L. V. New acoustic waves driven by a radiation field in an optically active gas mixed with a buffer gas.— Phys. Lett., 1984, vol. 103A, N 1/2, p. 61; Гельмуханов Ф. Х., Ильичев Л. В. Радиационно-столкнительная ветвь звуковых колебаний.— Новосибирск, 1983. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 203).
31. Лебедев П. И. Избранные сочинения/Под ред. проф. А. К. Тимирязева.— М.— Л. Гостехиздат, 1949.
32. Казанцев А. П. Резонансное световое давление.— УФН, 1978, т. 124, № 1, с. 113.
33. Краснов И. В., Шапарев Н. Я. Поступательная неравносность газа в резонансном оптическом поле.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, № 2(8), с. 391.
34. Новиков В. М. Резонансное рассеяние пучка возбужденных частиц на себе подобных, но невозбужденных.— М., 1971. (Препринт/ИАЭ; 2107).
35. Карлов Н. В., Петров Ю. Н., Федоров И. В. Лазерное воздействие на термическую диффузию газов.— Тр. ФИАН, 1979, т. 114, с. 174.
36. Карлов Н. В. Лазерное управление процессами диффузии.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, № 10, с. 2048.
37. Раутиан С. Г., Шалагин А. М. Вращательная релаксация и пространственная диффузия при поглощении из основного состояния.— Новосибирск, 1970. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 107—70).
38. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Диффузионное втягивание и выталкивание атомов световым полем.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 2(8), с. 461.
39. Подъячев С. П., Шалагин А. М. Диффузионное втягивание (выталкивание) частиц в световой пучок при наличии промежуточного метастабильного уровня.— Новосибирск, 1984. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 241).
40. Агутов С. Н., Подъячев С. П., Шалагин А. М. Диффузионное втягивание паров натрия в световой пучок.— Новосибирск, 1984. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние ИАиЭ; 228).
41. Андцын В. Д. и др. Светоиндуцированная диффузия паров натрия.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, № 5, с. 262.
42. Панфилов В. Н., Струнин В. П., Чаповский П. Л., Шалагин А. М. Светоиндуцированный дрейф и разделение компонентов смеси $^{13}\text{CH}_3\text{F} + ^{12}\text{CH}_3\text{F}$ в поле непрерывного ИК-излучения.— Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 1, с. 52.
43. Панфилов В. Н., Струнин В. П., Чаповский П. Л. Исследование светоиндуцированного дрейфа молекул CH_3F — ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 3(9), с. 881.
44. Rigler H., Taske M., Haefele H. G., Skok E. Light-induced drift of CH_3F — Opt. Comm., 1983, vol. 46, N 3/4, p. 195.
45. Панфилов В. Н., Струнин В. П., Чаповский П. Л. О светоиндуцированном дрейфе молекул SF_6 — ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 3, с. 912.
46. Agutov S. N., Chapovsky P. L., Shalagin A. M. Light-induced drift of neon under optical excitation from a metastable state.— Opt. Comm., 1982, vol. 43, N 4, p. 265.
47. Фолин А. К., Чаповский П. Л. Наблюдение эффекта светоиндуцированного дрейфа молекул аммиака.— Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 9, с. 452.
48. Красноперов Л. Н., Панфилов В. Н., Струнин В. П., Чаповский П. Л. Разделение орто- и парамодификаций молекул CH_3F методом светоиндуцированного дрейфа.— Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 3, с. 122.
49. Кравченко А. Ф., Палкин А. М., Созинов В. Н., Шегай О. А. Фото э. д. с., индуцированная импульсом фотона при оптических переходах между уровнями Ландау.— Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 7, с. 328.
50. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М.: Наука, 1975.
51. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул.— Новосибирск: Наука, 1979.

52. Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах.— М.: Мир, 1976.
53. Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана.— М.: Мир, 1978.
54. Grad H. On the kinetic theory of rarefied gas.— *Comm. Pure and Appl. Math.*, 1949, vol. 2, p. 331.
55. Burnett D. The distribution of velocities in a slightly non-uniform gas.— *Proc. London Math. Soc.*, 1935, vol. 39, p. 385.
56. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов.— М.: ИЛ, 1960.
57. Kihara T. Imperfect gases.— Tokyo: Asakusa Bookstore, 1949.
58. Жданов В. М. Явления переноса в многокомпонентной плазме.— М.: Энергоиздат, 1982.
59. Гельмуханов Ф. Х. «Отрицательное» световое давление.— *Квант. электроника*, 1981, т. 8, № 9, с. 1884.
60. Kastler A. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux.— *J. Phys. et Rad.*, 1950, vol. 11, p. 255.
61. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний (пересечение уровней).— Л.: ЛГУ, 1975.
62. Белиничер В. И., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии.— *УФН*, 1980, т. 130, № 3, с. 415.
63. Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Фотоиндуцированные токи в сегнетоэлектриках.— *Автоматика*, 1976, № 4, с. 23.
64. Уизем Дж. Диффузия и нелинейные волны.— М.: Мир, 1977.
65. Бункин Ф. В., Трибельский М. И. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью.— *УФН*, 1980, т. 130, № 2, с. 193.
66. Лямшев Л. М. Оптико-акустические источники звука.— *УФН*, 1981, т. 135, № 4, с. 637.
67. Аскарьян Г. А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы.— *ЖЭТФ*, 1962, т. 42, № 6, с. 1567.
68. Werij H. G. C., Woerdman J. P., Beenaker J. J., Kušcer I. Demonstration of a semipermeable optical piston.— *Phys. Rev. Lett.*, 1984, vol. 52, N 25, p. 2237.

Поступила в редакцию 20 июля 1984 г.

УДК 532.575.082 : 533.6.07 : 54

В. П. КОРОНКЕВИЧ, В. С. СОБОЛЕВ
(Новосибирск)

20 ЛЕТ ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ АНЕМОМЕТРИИ

Введение. Многие ведущие специалисты связывают прогресс в механике жидкостей и газов с развитием лазерной анемометрии. 20 лет назад спектроскописты Йе и Камминс [1] показали, что свет, рассеянный ансамблем частиц в потоке, сохраняет частичную когерентность и в виде доплеровского смещения несет информацию о локальной скорости. С тех пор доплеровская анемометрия получила существенное развитие: созданы превосходные образцы аппаратуры, получен ряд фундаментальных результатов, связанных с решением проблемы зарождения гидродинамической турбулентности, вышла в свет серия монографий [2—8], всесторонне осветивших сложный комплекс физических, методических и аппаратных аспектов этого быстро развивающегося направления экспериментальной техники. Лазерная анемометрия практически реализовала давнюю мечту механиков — исследовать поток, не внося в него существенных возмущений. Кроме того, эта техника позволяет измерять выделенную компоненту вектора скорости или одновременно получать информацию о трех его компонентах. Объем, из которого принимается информация, может быть сделан настолько малым, что можно говорить об измерениях в точке. Следующие преимущества — это высокая точность измерений, широчайший динамический диапазон (от единиц микрон в секунду до сверхзвуковых скоростей) и высокое быстродействие (полоса