

LIGHT INDUCED DRIFT EFFECT OF GASES

A. M. SHALAGIN

Information on a new physical phenomenon, the so called light induced drift, is presented. The physical principle of this effect is clarified along with its specific features. The brightest manifestations of the light induced drift are reviewed.

Представлена информация о новом физическом эффекте – светоиндуцированном дрейфе газов. Пояснена физическая сущность эффекта, его специфические черты, приведены примеры наиболее яркого его проявления.

ЭФФЕКТ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ДРЕЙФА ГАЗОВ

А. М. ШАЛАГИН

Новосибирский государственный университет

ВВЕДЕНИЕ

Открытие источников когерентного оптического излучения (лазеров) повлекло за собой революционные изменения в физике, других областях науки, а также в технике. За 30 лет после начала этого процесса лазеры помогли и помогают решать огромное число научных проблем, инициируют все новые открытия.

Своим могуществом лазеры обязаны уникальным свойствам генерируемого ими излучения: высокой когерентности и спектральной яркости (энергии, сосредоточенной в узком спектральном диапазоне), возможности сконцентрировать энергию в узком временном и пространственном интервалах. При взаимодействии с веществом такое излучение способно осуществлять радикальные изменения во внутренних состояниях атомов и молекул. Последствия этих изменений отражаются как на самом излучении, так и на веществе. Конкретных проявлений таких последствий великое множество. В настоящем сообщении мы сконцентрируем внимание лишь на одном примере из этого множества. Речь пойдет о последствиях для газовой среды при воздействии на нее лазерного излучения, способного вызывать резонансные переходы между внутренними состояниями атомов и молекул газа. Первичное действие излучения проявляется при этом в создании неравновесной ситуации в системе внутренних состояний атомов и молекул. Оказывается, что взаимодействие частиц газа друг с другом (столкновения) способно перенести неравновесность на поступательные степени свободы. Вследствие этого меняются макроскопические (термодинамические, кинетические) характеристики газовой системы. Одним из самых ярких проявлений такого рода является эффект светоиндуцированного дрейфа (СИД). Он состоит в том, что в газовой смеси, помещенной в поле лазерного излучения, в определенных условиях возникает движение (дрейф) компонентов друг относительно друга. Скорость такого дрейфа может достигать весьма значительной величины. Этому эффекту и посвящено настоящее сообщение.

ФИЗИЧЕСКАЯ ОСНОВА ЭФФЕКТА СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ДРЕЙФА ГАЗОВ

Мы знаем, что частицы газа, находящегося в тепловом равновесии, движутся хаотически, испытывая время от времени столкновения друг с другом. При этом все направления движения равноправны, если, конечно, нет никаких внешних полей. Расстояние, которое пролетает частица между двумя последовательными столкновениями, называется длиной свободного пробега. Равноправность направлений означает, в частности, что длина свободного пробега одинакова для всех направлений.

Попробуем теперь вообразить гипотетическую ситуацию, в которой для частиц определенного сорта по какой-то причине длина свободного пробега стала анизотропной. Например, длина пробега l_x^+ в положительном направлении оси координат x больше длины пробега l_x^- в обратном направлении. Очевидно, что частицы, обладающие таким свойством, приобретут направленное движение вдоль оси x . Действительно, при однократной смене направления движения из-за столкновения частица испытывает перемещение $\Delta x = l_x^+ - l_x^-$. Если за единицу времени изменение направления скорости происходит v раз, то частица будет двигатьсяся (дрейфовать) вдоль оси x со средней скоростью

$$u_x = v(l_x^+ - l_x^-). \quad (1)$$

Такое поведение частиц газа представлялось ранее абсурдным, и никто всерьез подобные фантазии не обсуждал. Даже если на газовую систему действует внешнее поле (гравитационное, электрическое, магнитное) и появляется выделенное направление, в котором может передвигаться газ в целом или его отдельные компоненты, это происходит отнюдь не из-за анизотропии длины свободного пробега, а из-за действия силы (гравитационной, электрической, магнитной). Однако если на газ воздействовать лазерным излучением, то и некоторые фантазии могут обратиться в реальность. Предположим, что газ представляет собой смесь двух компонентов, один из которых резонансно поглощает лазерное излучение, а другой (будем называть его буферным) с излучением не взаимодействует вовсе. Оказывается, что в определенных условиях у частиц поглощающего компонента длина свободного пробега действительно становится анизотропной и, как следствие, они начинают дрейфовать относительно буферного компонента. Этот эффект назван эффектом светоиндуцированного дрейфа (СИД) [1, 2]. Он был теоретически предсказан в 1979 году и тогда же впервые зарегистрирован экспериментально.

Поясним на качественном уровне причину возникновения анизотропной длины пробега у частиц, взаимодействующих с лазерным излучением; будем называть их поглощающими частицами. Прежде всего напомним основные черты внутренней квантовой структуры частиц и процесса взаимодействия

с излучением. Поглощающие частицы, как и всякие другие, обладают дискретным набором внутренних энергетических уровней. Один из уровней является основным (отметим его индексом 0) и в отсутствие специфических внешних воздействий (в частности, излучением) все частицы находятся на этом уровне. Все остальные уровни называются возбужденными. Они имеют конечное время жизни: частица, каким-то образом попавшая на возбужденный уровень, спустя какое-то время испускает квант излучения и переходит на более низкий уровень. Для атомов время жизни возбужденных уровней довольно короткое ($\sim 10^{-8} - 10^{-7}$ с). Из всех возбужденных уровней тот, который имеет минимальную энергию, называется первым возбужденным уровнем; припишем ему индекс 1. С него частица самопроизвольно переходит исключительно на основной уровень с испусканием кванта излучения с энергией $\hbar\omega_{10}$, где ω_{10} называют частотой перехода 1–0, \hbar – постоянная Планка.

Частоту лазерного излучения ω выберем близкой к частоте перехода ω_{10} . При достаточно малой разности $\omega - \omega_{10}$ частица способна поглотить квант излучения и перейти с основного уровня (0) на первый возбужденный уровень (1). Этим мы реализуем так называемое резонансное поглощение излучения. Отметим, что другие возбужденные уровни при этом не затрагиваются. После поглощения кванта излучения частица какое-то время пребывает на возбужденном уровне, после чего испускает квант излучения и опять оказывается на основном энергетическом уровне. Далее процесс повторяется, так что в среднем частица какую-то долю времени находится на возбужденном уровне, а оставшееся время – на основном.

Теперь обратим внимание на некоторые отличия возбужденной частицы от невозбужденной. Для определенности будем говорить об атоме, где энергетические уровни отражают состояние движения внешнего электрона. Очевидно, что чем больше вложена в атом энергия извне, тем на большем расстоянии будет находиться в среднем внешний электрон. Можно, таким образом, говорить об изменении размера атома: размер атома, находящегося на возбужденном уровне, должен быть другим (как правило, большим), чем размер невозбужденного атома. Это относится, очевидно, и к молекулам. С другой стороны, размер частицы тесно связан с длиной ее свободного пробега: чем больше размер, тем короче длина пробега. Мы видим, таким образом, что лазерное излучение, кроме всего прочего, способно влиять на размер поглощающих частиц, и, следовательно, на их длину свободного пробега в буферном газе.

Итак, мы имеем в руках способ воздействия на величину длины свободного пробега частиц. Но для реализации нашей “фантазии” нужна анизотропия этой характеристики. Здесь на помощь приходит

так называемый эффект Доплера. Всем нам с детства хорошо известно, как по-разному воспринимается звук приближающегося и удаляющегося поезда (самолета). В первой ситуации (приближение) он происходит на более высоких тонах, а во второй — на более низких. Это и есть проявление эффекта Доплера.

В общем случае эффект Доплера состоит в следующем. Пусть имеются источник излучения с частотой ω и приемник излучения. Если приемник движется относительно источника, то для него частота излучения оказывается сдвинутой на величину $\Delta\omega = -kv_x$, где v_x — проекция скорости приемника на направление от источника (направление распространения излучения), k — величина так называемого волнового вектора: $k = \omega c$, где c — скорость распространения волны (света, звука и др.). В нашем случае приемниками излучения являются частицы газа. Как известно, они находятся в хаотическом тепловом движении и для каждой из поглощающих частиц в данный момент времени существует свой доплеровский сдвиг $\Delta\omega$. Воспринимаемая частицами-приемниками частота $\omega - kv_x$ излучения может оказаться как ближе, так и дальше от резонанса. Очевидно, что наиболее эффективно взаимодействовать с излучением будут те частицы, для которых выполняется условие резонанса

$$\omega_{10} = \omega - kv_x, \quad (2)$$

то есть частицы с “резонансными” скоростями

$$v_{x0} = \Omega/k, \quad \Omega \equiv \omega - \omega_{10}. \quad (3)$$

Величину Ω называют отстройкой частоты излучения от частоты перехода. Разумеется, существует некоторый интервал Δv_x в окрестности резонансной скорости v_{x0} , где эффективность взаимодействия частицы с излучением сопоставима с максимальной. Этот интервал выражается через так называемую однородную ширину линии поглощения Γ : $\Delta v_x = \Gamma/k$. Как видно из формулы (3), мы имеем возможность управлять величиной и знаком резонансной скорости путем изменения частоты лазерного излучения. Имеется также возможность регулировать величину интервала Δv_x с помощью давления буферного газа, интенсивности излучения, его спектрального состава (более подробное обсуждение данного вопроса уело бы нас в сторону от основной темы). В конечном итоге существует реальная возможность возбуждать излучением, например, те и только те частицы, которые движутся в определенном направлении.

Теперь вспоминаем, что возбужденные частицы имеют другой размер и, следовательно, другую (как правило, меньшую) длину свободного пробега в буферном газе, и приходим к выводу, что нам удалось реализовать анизотропию свободного пробега частиц поглощающего компонента газа. С точки зрения одной поглощающей частицы, процесс будет происходить следующим образом. Пусть, напри-

мер, лазерное излучение ее возбуждает, когда она летит в направлении его распространения. Если она спонтанно девозбудится, не успев столкнуться с другими частицами, излучение возбудит ее снова, так что у нее есть высокая вероятность столкнуться, будучи на возбужденном уровне, а этому уровню отвечает меньшая длина пробега. Если после столкновения частица стала двигаться против направления излучения, то следующее столкновение (при достаточно быстром спонтанном девозбуждении) она испытает почти обязательно будучи на основном уровне, где длина свободного пробега больше. В процессе своей жизни частица часто приобретает как то, так и другое направления движения, причем систематически при одном направлении длина пробега будет больше, чем при другом. Это приведет к дрейфу частицы, причем в рассмотренной ситуации дрейф будет направлен навстречу распространению излучения. Направление дрейфа можно изменить перестройкой частоты излучения так, чтобы изменился знак отстройки Ω .

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭФФЕКТА СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ДРЕЙФА

Итак, мы выяснили качественно природу эффекта СИД, а теперь попытаемся дать его простейшее описание с тем, чтобы более аргументировано говорить о его особенностях.

Хаотическое тепловое движение частиц в равновесии характеризуется максвелловским распределением по скоростям. Если нас интересует вероятность (точнее, плотность вероятности) частице иметь проекцию скорости на определенное выбранное направление (ось x), она в равновесных условиях дается формулой (одномерное распределение Максвелла)

$$W(v_x) = (\sqrt{\pi}\bar{v})^{-1} \exp\left(-\frac{v_x^2}{\bar{v}^2}\right), \quad (4)$$

где \bar{v} имеет смысл наиболее вероятной скорости. Суммарная вероятность (интеграл от (4) по v_x), как и должно быть, равна единице.

Если излучение отсутствует, то все поглощающие частицы находятся на основном уровне и обладают скоростями согласно распределению (4). Посмотрим теперь, что получится, если мы “включим” излучение. Как мы уже прояснили, наиболее эффективно с излучением взаимодействуют частицы, имеющие скорости, находящиеся вблизи “резонансного” значения v_{x0} (см. (3)). Результатом взаимодействия является переход частиц на возбужденный уровень. Поэтому число невозбужденных частиц в окрестности $v_x = v_{x0}$ убывает, но одновременно (с теми же значениями v_x) появляются возбужденные частицы. На рисунке 1 это отображено в виде провала, возникшего в изначально максвелловском распределении $f_0(v_x)$ невозбужденных частиц по v_x , и зарожденного распределения $f_1(v_x)$ возбужденных частиц.

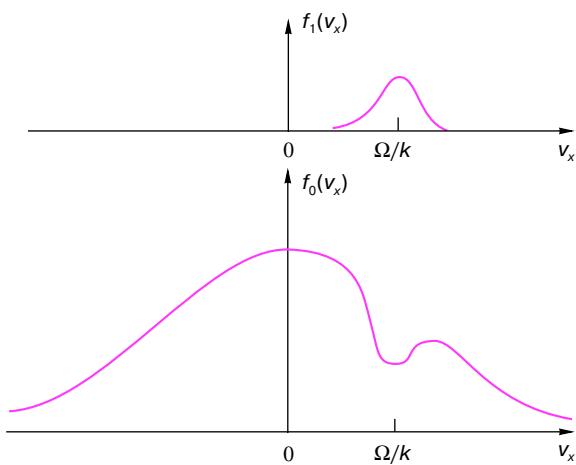


Рис. 1. Распределения по скоростям для возбужденных и невозбужденных частиц.

Во избежание возможных недоразумений здесь уместно сделать некоторое замечание. Вообще говоря, при поглощении частицей фотона ей обязательно передается импульс последнего. На этом основан давно известный эффект светового давления, и он в определенных условиях имеет множество интересных проявлений, в особенности при использовании лазерного излучения. Однако в условиях, характерных для проявления СИД, эффект светового давления на несколько порядков оказывается более слабым из-за малости импульса фотона по сравнению с характерным тепловым импульсом частицы. Поэтому мы намеренно пренебрегаем импульсом фотона и считаем, что возбуждение атома излучением не сопровождается изменением его скорости.

Обратим теперь внимание на то, что если \$\Omega \neq 0\$ (на рис. 1 изображена именно эта ситуация), то рождающиеся возбужденные частицы имеют отличную от нуля среднюю скорость вдоль оси \$x\$. Это, конечно, еще не означает наличие движения газа поглощающих частиц как целого. Действительно, пока еще не проявились столкновения, сумма графиков рисунка 1 в точности воспроизводит исходное максвелловское распределение по скоростям невозбужденных частиц, для которого средняя скорость равна нулю. Однако тот факт, что в поле излучения создаются встречные движения возбужденных и невозбужденных частиц, приводит к существенным последствиям.

Будем характеризовать состояние движения частиц с помощью макроскопической характеристики — плотности потока \mathbf{j}_α :

$$\mathbf{j}_\alpha \equiv \int \mathbf{v} f_\alpha(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad \alpha = 0, 1. \quad (5)$$

Пока не проявились столкновения, в силу сказанного выше имеем

$$\mathbf{j} \equiv \mathbf{j}_0 + \mathbf{j}_1 = 0, \quad (6)$$

то есть поток газа поглощающих частиц как целого отсутствует. Когда же столкновения с буферными частицами становятся существенными, соотношение (6) в общем случае нарушается. Действительно, каждый из потоков испытывает сопротивление со стороны буферного газа. Очевидно, что сила (в данном случае речь идет о плотности силы) сопротивления направлена против потока и пропорциональна ему, то есть

$$\mathbf{F}_\alpha = -m v_\alpha \mathbf{j}_\alpha, \quad \alpha = 1, 0. \quad (7)$$

Здесь мы выделили явно массу частицы \$m\$, а коэффициенты \$v_\alpha\$ имеют смысл частот столкновений с потерей “памяти” о направленной скорости. Они так же, как и длины пробега, связаны с размерами частицы \$i\$, вообще говоря, должно быть \$v_1 \neq v_0\$. Результирующую силу \$\mathbf{F}\$, действующую на поглощающий газ со стороны буферного, выражим через полный поток \$\mathbf{j}\$ и поток возбужденных частиц \$\mathbf{j}_1\$:

$$\mathbf{F} \equiv \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_0 = m[(v_0 - v_1)\mathbf{j}_1 - v_0\mathbf{j}]. \quad (8)$$

Если на старте процесса мы имеем условие (6), то сила \$\mathbf{F}\$ отлична от нуля. Она оказывается пропорциональной потоку \$\mathbf{j}_1\$ (он заведомо отличен от нуля, так как непосредственно индуцируется излучением) и разности частот столкновений \$v_0 - v_1\$. Поскольку есть отличная от нуля сила, то, согласно второму закону Ньютона, соответствующий газовый компонент должен ускоряться, то есть должен зарождаться поток \$\mathbf{j}\$ поглощающего компонента. Мы, таким образом, на более строгом уровне пришли к тому же эффекту СИД.

Спустя несколько столкновений поток \$\mathbf{j}\$ перестанет увеличиваться, его значение придет в определенное соответствие с потоком \$\mathbf{j}_1\$. Эта ситуация означает движение с постоянными скоростями, так что \$\mathbf{F} = 0\$ (согласно первому закону Ньютона) и из соотношения (8) следует

$$\mathbf{j} = \frac{v_0 - v_1}{v_0} \mathbf{j}_1. \quad (9)$$

Таким образом, сформированный столкновениями светоиндуцированный поток газа поглощающих частиц как целого пропорционален потоку возбужденных частиц, непосредственно рождающему лазерным излучением. Он либо совпадает по направлению с \$\mathbf{j}_1\$, если \$v_0 > v_1\$, либо противоположно направлен, если \$v_0 < v_1\$. Коэффициент пропорциональности есть относительное изменение частоты столкновений поглощающей частицы при ее оптическом возбуждении.

Каждый из потоков можно представить в виде

$$\mathbf{j} = \mathbf{u}N, \quad \mathbf{j}_1 = \mathbf{u}_1 N_1, \quad (10)$$

где \$N_1\$ — концентрация возбужденных частиц, \$N\$ — полная концентрация поглощающих частиц. При этом \$\mathbf{u}_1, \mathbf{u}\$ имеют прозрачный смысл средних

скоростей направленного движения. Для скорости \mathbf{u} (скорости светоиндуцированного дрейфа) на основе (9) и (10) получим:

$$\mathbf{u} = \frac{v_0 - v_1}{v_0} w_1 \mathbf{u}_1, \quad w_1 = \frac{N_1}{N}, \quad (11)$$

где w_1 — доля возбужденных частиц.

Если излучение представляет собой бегущую монохроматическую волну, как это, по существу, имелось в виду выше, скорость \mathbf{u}_1 , а вслед за ней и \mathbf{u} коллинеарны направлению распространения излучения (ось x). С помощью формулы (11) легко оценить величину достижимой скорости дрейфа. Если выбрать отстройку частоты излучения $\Omega = k\bar{v}$, то $u_1 = v_{x0} = \bar{v}$ (см. рис. 1).

При достаточно высокой интенсивности излучения и при $\Delta v_x \sim \bar{v}$ можно добиться условия $w_1 \sim 1$, так что получим

$$u_{\max} \sim \frac{v_0 - v_1}{v_0} \bar{v}. \quad (12)$$

Если при этом и частоты столкновений существенно отличаются друг от друга (а в атомах это вполне возможно), то величина скорости дрейфа оказывается сопоставимой с характерной скоростью теплового движения, то есть со звуковой скоростью. Более аккуратные расчеты приводят к тем же выводам. Таким образом, эффект СИД относится к категории эффектов, проявляющихся очень ярко.

Отметим, наконец, еще одно важное обстоятельство, специфическое для эффекта СИД. При изменении знака отстройки Ω меняются знаки порожденных излучением потоков \mathbf{j}_1 и \mathbf{j}_0 и, как следствие, меняется направление скорости дрейфа поглощающего компонента газа. При $\Omega = 0$, то есть при том положении частоты излучения, когда поглощение максимально, эффект СИД отсутствует: в данном случае излучение создает симметричную деформацию в распределениях по скоростям возбужденных и невозбужденных частиц. Таким образом, скорость дрейфа имеет специфическую (антисимметричную) зависимость от Ω : смена знака Ω отвечает смене направления дрейфа без изменения величины его скорости.

ЭФФЕКТ СИД КАК РЕАЛИЗАЦИЯ ДЕМОНА МАКСВЕЛЛА

При пояснении физической сущности эффекта СИД мы намеренно пренебрегли передачей импульса фотона поглощающей частице газа, то есть силовым воздействием излучения на газ. Тем не менее, в итоге получили движение (дрейф) поглощающего компонента газа. Возникает вопрос: откуда появились импульс и энергия этого движения? Ответ состоит в том, и это легко прослеживается при приведенном выше описании на основе потоков и сил трения, что поглощающий газовый компонент раз-

гоняется силой, действующей со стороны буферного компонента смеси. В соответствии с третьим законом Ньютона точно такая же по величине сила, но в обратном направлении, должна действовать со стороны поглощающего компонента на буферный, и он также должен прийти в движение. Как следствие, суммарный импульс газовой смеси все время остается неизменным. Отсюда, в частности, выявляется принципиальная для эффекта СИД роль буферного компонента газа: в его отсутствие поглощающий газ как целое направленного движения не получает.

Согласно физическому механизму эффекта СИД, должно быть достаточно очевидным, что энергия направленного движения компонентов смеси черпается из внутренней (тепловой) энергии газа. Постараемся развеять возможные остаточные сомнения на этот счет. Можно было бы предположить, что существует некоторый, упущененный при наших рассуждениях, процесс преобразования энергии излучения в энергию направленного движения газовых компонентов. Покажем, что это не так. Вполне реалистична ситуация (в особенности это относится к оптическому возбуждению электронных переходов атомов), когда реального поглощения (диссипации) энергии излучения в среде не происходит. При этом атом, поглотивший фотон падающего излучения, испускает затем либо точно такой же фотон (так называемый процесс вынужденного испускания) либо фотон практически такой же энергии, но равновероятно во всех направлениях (спонтанное испускание). В обоих случаях энергия поступательного движения атома не меняется. При прохождении направленного излучения через такую газовую среду его энергия, конечно, убывает, но она “перерабатывается” в энергию изотропно распространяющегося излучения — это так называемый процесс резонансного рассеяния. Мы можем постулировать именно такой механизм взаимодействия излучения с газом и получить, тем не менее, эффект СИД, что окончательно свидетельствует о том, что единственный источник энергии дрейфового движения — это тепловая энергия газа.

Итак, мы имеем уникальную ситуацию, когда внешний объект (в данном случае излучение) “приводит” упорядоченное движение и разделение компонентов газовой смеси без передачи газу импульса и энергии. Такого рода воздействие на газ впервые обсуждалось еще Максвеллом и ассоциировалось с гипотетическим объектом, который впоследствии стал называться демоном Максвелла. Предполагалось, что это существо, управляя задвижкой, разделяющей два сосуда (см. рис. 2а) может сортировать частицы газа либо по их энергиям, либо по типу частиц. При этом Максвеллом было показано, что эти действия могут быть осуществлены практически без затраты энергии со стороны демона. Итогом действий явится разделение по двум сосудам горячих и холодных частиц, либо частиц

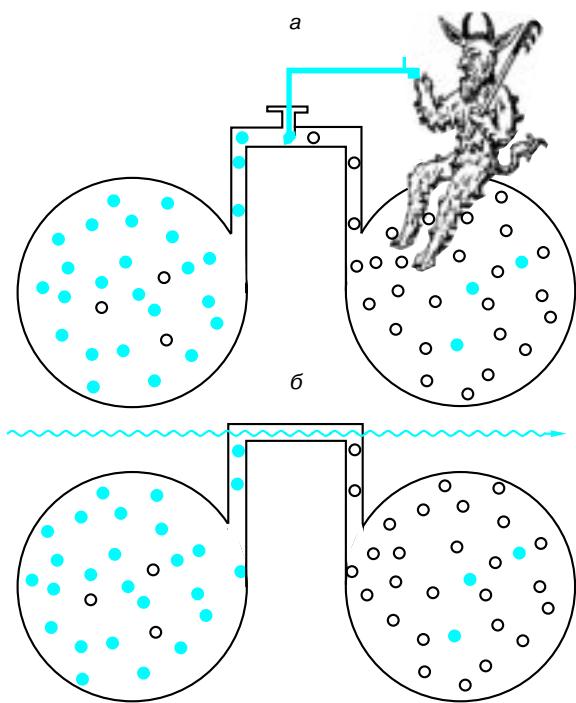


Рис. 2. Демон Максвелла (а) и его реализация на основе СИД (б).

разных сортов. Иными словами, из полного беспорядка (равновесия) в газе возникает определенное упорядочивание. Если же газ предоставить самому себе, то процесс протекает в обратном направлении: из порядка рождается беспорядок (равномерное перемешивание по всему объему, равновесное распределение по энергиям частиц). В более общей формулировке этот факт отражается законом, названным вторым началом термодинамики, и который гласит, что в замкнутой термодинамической системе энтропия (количественная мера беспорядка) не убывает, а может только возрастать. В течение многих десятилетий не удавалось найти способа воздействия на газ, подобного тому, на что способен гипотетический демон Максвелла. Формулировались даже утверждения, что этого нельзя осуществить в принципе. Сейчас мы, однако, можем утверждать, что в качестве демона Максвелла может выступать лазерное излучение, когда оно порождает эффект СИД. В ситуации, отраженной на рисунке 2б, за счет СИД частицы одного сорта скапливаются преимущественно в одном из сосудов, а частицы другого сорта – в другом сосуде. При этом, как мы уже прояснили, со стороны излучения газу не передается энергия: в обоих сосудах частицы optически не возбуждены и полная внутренняя энергия газа в них остается точно такой же, как и в отсутствие излучения. С другой стороны, в газе из беспорядка возник элемент порядка, то есть его эн-

тропия понизилась. Однако отсюда не следует нарушение фундаментального принципа – второго начала термодинамики. Замкнутая система в данном случае должна включать в себя и излучение в качестве необходимого элемента. Второе начало термодинамики заведомо удовлетворяется, если принять во внимание, что в газе происходит трансформация упорядоченного (направленного) излучения в беспорядочное (изотропно рассеянное), то есть энтропия излучения возрастает, причем можно показать, что это возрастание с запасом компенсирует уменьшение энтропии газовой среды.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА СИД

К настоящему времени выполнено большое количество экспериментов по наблюдению и исследованию СИД в различных вариантах его проявления и для различных объектов. Здесь мы приведем иллюстрацию (см. рис. 3) одного из наиболее ярких и наглядных проявлений СИД. Эксперимент проведен С.Н. Атутовым в лаборатории автора; и он состоял в следующем. Через узкий (внутренний диаметр 1 мм) стеклянный капилляр длиной 30 см проходило лазерное излучение, способное резонансно возбуждать атомарные пары натрия. В середине капилляра сделан стеклянный отросток (хорошо

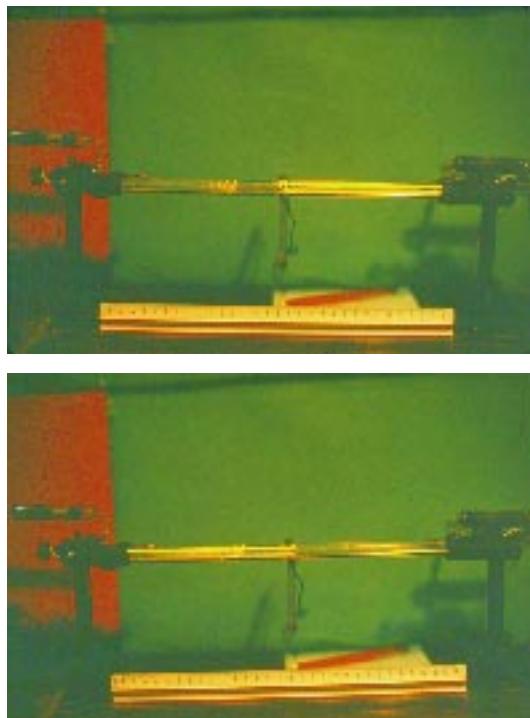


Рис. 3. Реальная картина действия СИД в парах натрия. Излучение проходит через капилляр слева направо.

виден на фотографиях), в котором находился кусочек металлического натрия. При нагреве отростка возникали пары атомарного натрия, которые поступали в центр капилляра. В качестве буферного газа использовался инертный газ ксенон при давлении в несколько миллиметров ртутного столба. Попадая в лазерный луч, пары натрия флуоресцируют (рассекают лазерное излучение): наблюдается яркое желтое свечение в том месте капилляра, где пары присутствуют. Таким образом, эффект СИД можно наблюдать визуально. Результат отражен на фотографиях. Верхняя фотография отвечает ситуации $\Omega < 0$: пары, проникая в центр капилляра, дрейфуют направо, так что светится только правое плечо капилляра. При $\Omega > 0$ (нижняя фотография) ситуация прямо противоположна. В "пустошеннную" часть капилляра пары проникали на расстояние, меньшее 1 мм. При "мгновенном" изменении знака отстройки Ω одна картина переходила в другую за время $\sim 10^{-2}$ с. Специальными измерениями установлено, что в подобных условиях скорость дрейфа паров натрия достигает значения ≈ 50 м/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За полтора десятка лет с момента предсказания и первого наблюдения СИД проведено множество теоретических и экспериментальных исследований, посвященных как самому эффекту, так и родственным ему явлениям. Этими исследованиями занималась ряд научных групп нашей страны, Нидерландов, Италии, Польши, США, Чехии, ФРГ. По результатам исследований опубликовано несколько сотен научных статей. Разумеется, исследования затрагивали не только атомарные объекты, но и молекулы.

В процессе исследования СИД выяснилось, что этот эффект интересен не только сам по себе, но и своими приложениями к другим областям науки и к проблемам технологии. Так, на основе СИД оказалось возможным измерять коэффициенты диффузии возбужденных атомов и молекул, что раньше

было затруднено за отсутствием надежного метода измерений. Экспериментально продемонстрирована возможность и перспективность использования СИД для разделения изотопов, которые, в свою очередь, нужны как для научных, так и для практических целей. Эффект СИД может быть успешно применен для регистрации сверхмалых концентраций примесей в газовой среде. В последние годы выяснилось, что эффект СИД способен проявиться и на космических просторах. Вместо лазера там выступает излучение звезд. Вероятно, во-первых, что некоторые из наблюдающихся аномалий химического и изотопического состава планет Солнечной системы обусловлены сепарацией газовых компонентов под действием СИД на раннем этапе формирования планет. Далее, СИД мог оказаться одной из главных (если не главной) причин создания сильных аномалий химического состава атмосфер некоторых (так называемых пекулярных) звезд, а также зарождения магнитного поля звезд, в том числе Солнца.

Отмеченные здесь, а также не упомянутые более специфические применения эффекта СИД, возможные новые, еще не раскрыты его проявления — всё это обуславливает сохраняющийся интерес исследователей к этому физическому эффекту.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шалагин А.М. Физическая энциклопедия. М.: Большая Российская Энциклопедия, 1994. Т. 4. С. 468.
2. Гельмуханов Ф.Х., Чаповский П.Л., Шалагин А.М. // Природа. 1989. № 10. С. 65.

* * *

Анатолий Михайлович Шалагин, доктор физико-математических наук, профессор НГУ, член-корреспондент РАН, заведующий лабораторией нелинейной спектроскопии газов Института автоматики и электрометрии СО РАН. Автор более 140 научных работ и двух монографий.