

Спектральные аномалии эффекта светоиндуцированного дрейфа, обусловленные зависимостью ударной ширины и ударного сдвига линии поглощения от скорости

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

Теоретически исследованы спектральные особенности эффекта светоиндуцированного дрейфа (СИД), возникающие вследствие зависимости ударной ширины γ и ударного сдвига Δ линии поглощения от скорости v резонансных частиц. Показано, что при определенных условиях учет этой зависимости может радикальным образом изменить спектральную форму сигнала СИД, вплоть до появления дополнительных нулей в зависимости скорости дрейфа от частоты излучения.

Ключевые слова: кинетические уравнения, светоиндуцированный дрейф, столкновения, ударная ширина, ударный сдвиг.

1. Введение

Светоиндуцированный дрейф (СИД) [1] относится к ряду наиболее сильных эффектов влияния излучения на поступательное движение частиц и к настоящему времени достаточно хорошо изучен как теоретически, так и экспериментально (см., напр., [2–9] и представленную там библиографию). Суть эффекта состоит в возникновении направленного макроскопического потока частиц, поглощающих излучение и находящихся в смеси с буферными частицами.

Величина эффекта СИД пропорциональна относительной разности транспортных частот столкновений резонансных частиц в основном и возбужденном состояниях с буферными частицами. До определенного времени все экспериментальные результаты исследования СИД хорошо описывались теорией СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений [2–7]. Эта теория давала характерную дисперсионно-подобную (тильдообразную) частотную зависимость скорости дрейфа $u_L(\Omega)$ с одним нулем при нулевом значении расстройки Ω частоты излучения (так называемый нормальный СИД, см. ниже штриховые кривые на рис.2,в и 3,б–г). В 1992 году при исследовании СИД молекул C_2H_4 в буферном газе Kr было обнаружено неожиданно резкое отклонение частотной зависимости скорости дрейфа $u_L(\Omega)$ от дисперсионно-подобной кривой [10]: наблюдался аномальный спектральный профиль скорости СИД с тремя нулями вместо одного. Отличие от предсказаний теории было столь сильным, что эффект получил название «аномальный СИД». К настоящему времени выполнено значительное количество экспериментальных [8, 10–17] (аномальный СИД наблюдался для молекул C_2H_4 в буферных газах Ar, Kr,

Xe, SF_6 [10, 12, 13, 15, 17], для молекул HF в буферных газах Ar, Kr, Xe [14, 16], для молекул CH_3F в буферном газе Kr [11], для атомов калия в буферной смеси неона с другими инертными газами [8]) и теоретических [9, 13, 15, 17–23] исследований аномального СИД. Выяснилось, что этот эффект целиком и полностью обусловлен зависимостью транспортных частот столкновений от скорости v резонансных частиц, причем аномальность может возникать только в том случае, когда разность транспортных частот столкновений $\Delta v(v)$ на комбинирующих (затронутых излучением) уровнях изменяет свой знак как функция v .

В теории СИД обычно полагается, что ударное уширение γ и ударный сдвиг Δ уровней не зависят от скорости v резонансных частиц

$$\gamma(v) = \gamma_0 = \text{const}, \Delta(v) = \Delta_0 = \text{const}. \quad (1)$$

В случае нормального СИД (когда разность транспортных частот столкновений $\Delta v(v)$ не изменяет свой знак) влияние зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на форму линии СИД незначительно и им можно пренебречь. Это влияние незначительно и в случае аномального СИД, если доплеровская ширина линии поглощения значительно превышает ударную ширину линии (при $\gamma_0 \ll kv_T$, где kv_T – доплеровская ширина). Именно поэтому допущение (1) используется в теории аномального СИД. В обратном случае значительного превышения ударной шириной линии поглощения доплеровской ширины (при $\gamma_0 \gg kv_T$) допущение (1) может приводить к сильному искажению расчетной формы линии аномального СИД. Это обстоятельство было обнаружено в теоретической работе [20] на примере газа Лоренца (предельный случай тяжелых буферных частиц).

Помимо работы [20], никаких других исследований влияния зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на форму линии СИД до сих пор не проводилось. В настоящей работе это влияние исследовано для общего случая произвольного соотношения масс поглощающих и буферных частиц и произвольного соотношения однородной и доплеровской ширины линии поглощения.

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: par@iae.nsk.su, shalagin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 14 сентября 2012 г., после доработки – 30 октября 2012 г.

2. Скорость дрейфа

Рассмотрим взаимодействие бегущей монохроматической электромагнитной волны $\mathcal{E} = [\text{Exp}(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t) + \text{компл. сопр.}]/2$ с двухуровневыми поглощающими частицами, находящимися в смеси с буферными частицами. Столкновениями между поглощающими частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа N_b много большей концентрации поглощающего газа N . Взаимодействие частиц с излучением описывается следующими уравнениями для матрицы плотности [24]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + \Gamma_m\right)\rho_m(\mathbf{v}) &= S_m(\mathbf{v}) + NP(\mathbf{v}), \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right)\rho_n(\mathbf{v}) &= S_n(\mathbf{v}) + \Gamma_m\rho_m(\mathbf{v}) - NP(\mathbf{v}), \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + \frac{\Gamma_m}{2} - i(\Omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v})\right)\rho_{mn}(\mathbf{v}) &= S_{mn}(\mathbf{v}) + iG[\rho_n(\mathbf{v}) - \rho_m(\mathbf{v})], \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$NP(\mathbf{v}) = -2\text{Re}[iG^*\rho_{mn}(\mathbf{v})]; \quad G = \frac{Ed_{mn}}{2\hbar}; \quad \Omega_0 = \omega - \omega_{mn}; \quad (3)$$

$\rho_n(\mathbf{v})$ и $\rho_m(\mathbf{v})$ – распределения частиц по скоростям на основном (n) и возбужденном (m) уровнях; $N = N_m + N_n$ – концентрация поглощающих частиц ($N_i = \int \rho_i(\mathbf{v})d\mathbf{v}$, $i = n, m$); $S_i(\mathbf{v})$ и $S_{mn}(\mathbf{v})$ – интегралы столкновений; d_{mn} – матричный элемент дипольного момента перехода $m-n$; ω и \mathbf{k} – частота и волновой вектор излучения; ω_{mn} – частота перехода $m-n$; Γ_m – скорость спонтанной релаксации возбужденного уровня m ; $P(\mathbf{v})$ – вероятность поглощения излучения в единицу времени частицей с фиксированной скоростью \mathbf{v} .

В отсутствие на оптических переходах фазовой памяти при столкновениях (обычное для атомной спектроскопии допущение) недиагональный интеграл столкновений имеет вид

$$S_{mn}(\mathbf{v}) = -[\gamma(\mathbf{v}) + i\Delta(\mathbf{v})]\rho_{mn}(\mathbf{v}). \quad (4)$$

В стационарных и пространственно однородных условиях для вероятности поглощения $P(\mathbf{v})$ (3) из последнего уравнения в (2) с помощью (4) находим выражение

$$NP(\mathbf{v}) = 2|G|^2 Y(\mathbf{v})[\rho_n(\mathbf{v}) - \rho_m(\mathbf{v})], \quad (5)$$

где

$$Y(\mathbf{v}) = \frac{\Gamma(\mathbf{v})}{\Gamma^2(\mathbf{v}) + [\Omega(\mathbf{v}) - \mathbf{k}\mathbf{v}]^2}; \quad \Gamma(\mathbf{v}) = \frac{\Gamma_m}{2} + \gamma(\mathbf{v}); \quad (6)$$

$$\Omega(\mathbf{v}) = \Omega_0 - \Delta(\mathbf{v}).$$

Для диагональных интегралов столкновений будем использовать модель изотропного по скоростям «прихода» [9, 25]:

$$S_i(\mathbf{v}) = -v_i(\mathbf{v})\rho_i(\mathbf{v}) + S_i^{(2)}(\mathbf{v}), \quad i = n, m, \quad (7)$$

где $S_i^{(2)}(\mathbf{v})$ – функция модуля скорости $v = |\mathbf{v}|$; $v_i(\mathbf{v})$ – транспортная частота столкновений [25]. Столкновительная модель (7) учитывает зависимость частоты столкновений от скорости и в то же время позволяет получить аналитическое решение рассматриваемой задачи при любых соотношениях масс активных и буферных частиц.

Найдем скорость дрейфа резонансных частиц, которая по определению есть

$$\mathbf{u}_L \equiv \frac{\mathbf{j}_m + \mathbf{j}_n}{N}, \quad \mathbf{j}_i = \int \mathbf{v}\rho_i(\mathbf{v})d\mathbf{v}, \quad (8)$$

где \mathbf{j}_i – поток частиц в состоянии i . В стационарных и пространственно однородных условиях из уравнений (2) для скорости дрейфа \mathbf{u}_L находим выражение

$$\mathbf{u}_L = \int \frac{v_n(\mathbf{v}) - v_m(\mathbf{v})}{v_n(\mathbf{v})[\Gamma_m + v_m(\mathbf{v})]} \mathbf{v}P(\mathbf{v})d\mathbf{v}. \quad (9)$$

Для вычисления скорости дрейфа (9) ограничимся условием слабой интенсивности излучения, полагая, что в (5) можно пренебречь населенностью возбужденного уровня ($\rho_m(\mathbf{v}) = 0$), а распределение населенностей по скоростям в основном состоянии считать близким к максвелловскому ($\rho_n(\mathbf{v}) = NW(\mathbf{v})$, где $W(\mathbf{v})$ – распределение Максвелла). При этом

$$P(\mathbf{v}) = 2|G|^2 Y(\mathbf{v})W(\mathbf{v}). \quad (10)$$

Проинтегрировав (9) по направлениям скорости \mathbf{v} , получим окончательное выражение для скорости дрейфа \mathbf{u}_L , которое представим в виде

$$\mathbf{u}_L = \mathbf{u}_0 u(x_0), \quad (11)$$

где введены вектор \mathbf{u}_0 с размерностью скорости,

$$\mathbf{u}_0 = \frac{\mathbf{k}}{k} \frac{4|G|^2}{\sqrt{\pi} k v_n^{\text{tr}}}, \quad (12)$$

и безразмерная скорость u в зависимости от безразмерной отстройки $x_0 = (\Omega_0 - \Delta_0)/(k v_T)$ частоты излучения,

$$u(x_0) = \int_0^\infty \tau(t) f(t) \exp(-t^2) dt. \quad (13)$$

Здесь введены функции от безразмерной скорости $t = v/v_T$:

$$\begin{aligned} f(t) &= x(t)\psi(t) + \frac{y(t)}{2} \ln \left\{ \frac{y^2(t) + [t - x(t)]^2}{y^2(t) + [t + x(t)]^2} \right\}, \\ \psi(t) &= \arctan \frac{t + x(t)}{y(t)} + \arctan \frac{t - x(t)}{y(t)}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\tau(t) = \frac{v_n(t) - v_m(t)}{v_n(t)} \frac{v_n^{\text{tr}}}{\Gamma_m + v_m(t)},$$

$$y(t) = \frac{\Gamma(t)}{k v_T}, \quad x(t) = \frac{\Omega(t)}{k v_T}, \quad v_T = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}};$$

v_n^{tr} – средняя транспортная частота столкновений поглощающих частиц в состоянии n с буферными частицами; Δ_0 – среднее значение столкновительного сдвига $\Delta(\mathbf{v})$; M – масса поглощающих частиц; T – температура; k_B – постоянная Больцмана. Таким образом, расчет скорости дрейфа в столкновительной модели (7) изотропного по скоростям «прихода» с учетом зависимости ударного уширения и ударного сдвига от скорости v резонансных частиц сводится к вычислению однократного интеграла (13).

3. Функции $\gamma(t)$ и $\Delta(t)$

Для вычисления скорости дрейфа необходимо знать зависимости $\gamma(t)$ и $\Delta(t)$. Для степенного потенциала взаимодействия между частицами

$$U(r) \propto r^{-p} \tag{15}$$

зависимости от скорости t ударного уширения γ и ударного сдвига Δ уровней могут быть вычислены в явном виде [26]:

$$\frac{\gamma(t)}{\gamma_0} = \frac{\Delta(t)}{\Delta_0} = (1 + \beta)^a {}_1F_1\left(a; \frac{3}{2}; -\beta t^2\right), \tag{16}$$

$$a \equiv \frac{1}{p-1} - \frac{1}{2}, \quad p \geq 2,$$

где $\beta = M_b/M$ – отношение масс частиц буферного (M_b) и поглощающего (M) газов; ${}_1F_1(a; 3/2; -\beta t^2)$ – вырожденная гипергеометрическая функция Куммера; γ_0 и Δ_0 – средние по максвелловскому распределению значения $\gamma(t)$ и $\Delta(t)$ ($\gamma_0 = \int \gamma(v)W(v)dv$ и $\Delta_0 = \int \Delta(v)W(v)dv$). Знак сдвига центра линии поглощения может быть как отрицательным ($\Delta_0 < 0$, красный сдвиг), так и положительным ($\Delta_0 > 0$, синий сдвиг). Из (16) следует, что значения $\gamma(t)$ и $|\Delta(t)|$ увеличиваются с ростом t при $p > 3$ и уменьшаются с ростом t при $p < 3$. При $p = 3$ выполняется соотношение (1): величины γ и Δ не зависят от скорости. Зависимость γ и Δ от t можно также пренебречь в случае легких буферных частиц ($\beta \ll 1$). С ростом параметра β зависимость γ и Δ от t усиливается и становится максимальной в случае тяжелых буферных частиц ($\beta \gg 1$). Столкновительные уширение и сдвиг связаны между собой соотношением [26]

$$\frac{|\Delta(t)|}{\gamma(t)} = \frac{|\Delta_0|}{\gamma_0} = \tan\left(\frac{\pi}{p-1}\right). \tag{17}$$

Эта формула справедлива при $p > 3$.

4. Анализ результатов

Как уже отмечалось выше, аномальное проявление СИД целиком и полностью обусловлено знакопеременной зависимостью фактора τ от скорости t . Пусть фактор $\tau(t)$ изменяется достаточно плавно и обращается в нуль в точке $t = t_0$. Тогда функцию $\tau(t)$ можно представить в виде

$$\tau(t) = B(t - t_0), \quad B \equiv \left. \frac{d\tau(t)}{dt} \right|_{t=t_0}. \tag{18}$$

Коэффициент B не влияет на форму линии СИД. Далее при расчетах для определенности будем полагать $B = 0.1$.

Сильное влияние зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на форму линии СИД иллюстрируют рис.1–4. Расчеты скорости дрейфа $u(x_0)$ по формуле (13) выполнены для уширения и сдвига линии поглощения, соответствующих степенному потенциалу взаимодействия между частицами с $p = 6$ (ван-дер-ваальсовское взаимодействие нейтральных атомов на больших расстояниях). Знак сдвига центра линии поглощения полагался положительным ($\Delta_0 > 0$).

Чувствительность формы линии СИД к отношению масс β буферных и резонансных частиц демонстрирует рис.1. Влияние зависимости уширения и сдвига от скорости на форму линии СИД минимально в случае легких ($\beta \ll 1$) буферных частиц (в этом случае $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ слабо

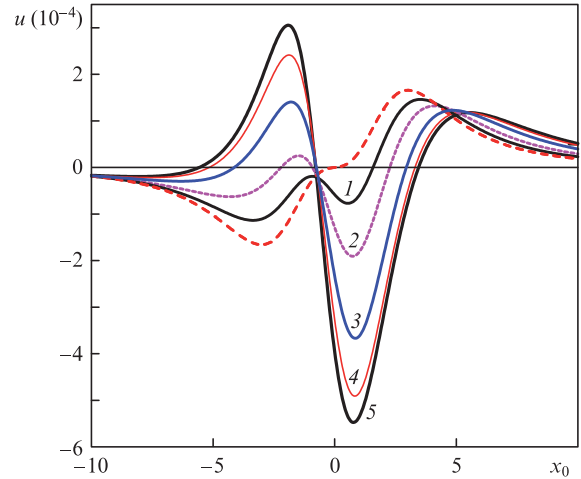


Рис.1. Зависимости безразмерной скорости дрейфа u от безразмерной отстройки частоты излучения x_0 при отношении масс буферных и резонансных частиц $\beta = 0.1$ (1), 0.3 (2), 1 (3), 3 (4) и 10 (5), $\gamma_0/(kv_T) = 3$, $t_0 = 1.43$, $p = 6$, $\Delta_0 > 0$, $(\Gamma_m/2)/(kv_T) = 0.01$. Штриховая кривая – $\gamma(v) = \gamma_0 = \text{const}$, $\Delta(v) = \Delta_0 = \text{const}$, сплошные кривые – учет влияния зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на форму линии СИД.

зависят от v) и максимально в случае тяжелых ($\beta \gg 1$) буферных частиц. Численный анализ показывает, что для рассматриваемой задачи предел $\beta \gg 1$ достигается, начиная уже с $\beta \approx 3$. Другими словами, значение $\beta = 3$ фактически равносильно условию $\beta \gg 1$. Влияние зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на СИД может заметно проявляться даже в случае легких буферных частиц, что хорошо видно из сравнения кривой 1 ($\beta = 0.1$) со штриховой кривой на рис.1.

В условиях большого доплеровского уширения линии поглощения (при $\gamma_0 \ll kv_T$) влияние зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на форму линии СИД незначительно и им можно пренебречь (рис.2,а). С ростом однородной ширины линии поглощения (с ростом γ_0) влияние зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на форму линии СИД увеличивается и может быть значительным уже при равенстве однородной и доплеровской ширин: $\gamma_0 = kv_T$ (рис.2,б). В условиях большого однородного уширения (при $\gamma_0 \gg kv_T$) влияние зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на форму линии СИД максимально (рис.2,в).

Аномальный СИД возникает только в том случае, когда разность транспортных частот столкновений $\Delta v(v)$ на комбинирующих уровнях изменяет свой знак вблизи средней тепловой скорости v_T резонансных частиц (при $t \sim 1$). Сильную чувствительность формы линии СИД к значению безразмерной скорости t_0 , при котором разность транспортных частот столкновений (или фактор $\tau(t)$) обращается в нуль, иллюстрирует рис.3. Если $t_0 \sim 1$, то возникает аномальный СИД и зависимости $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ сильно влияют на форму линии СИД (рис.3,а и б). Если же t_0 в несколько раз меньше или больше единицы, то возникает обычный (нормальный) СИД, при котором зависимости $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ слабо влияют на форму линии СИД (рис.3,в и г).

То обстоятельство, что при расчете аномального СИД необходим совместный учет зависимостей ударной ширины γ и ударного сдвига Δ линии поглощения от скорости v резонансных частиц иллюстрирует рис.4. Каждая из этих зависимостей по отдельности одинаково сильно влияет на форму линии СИД.

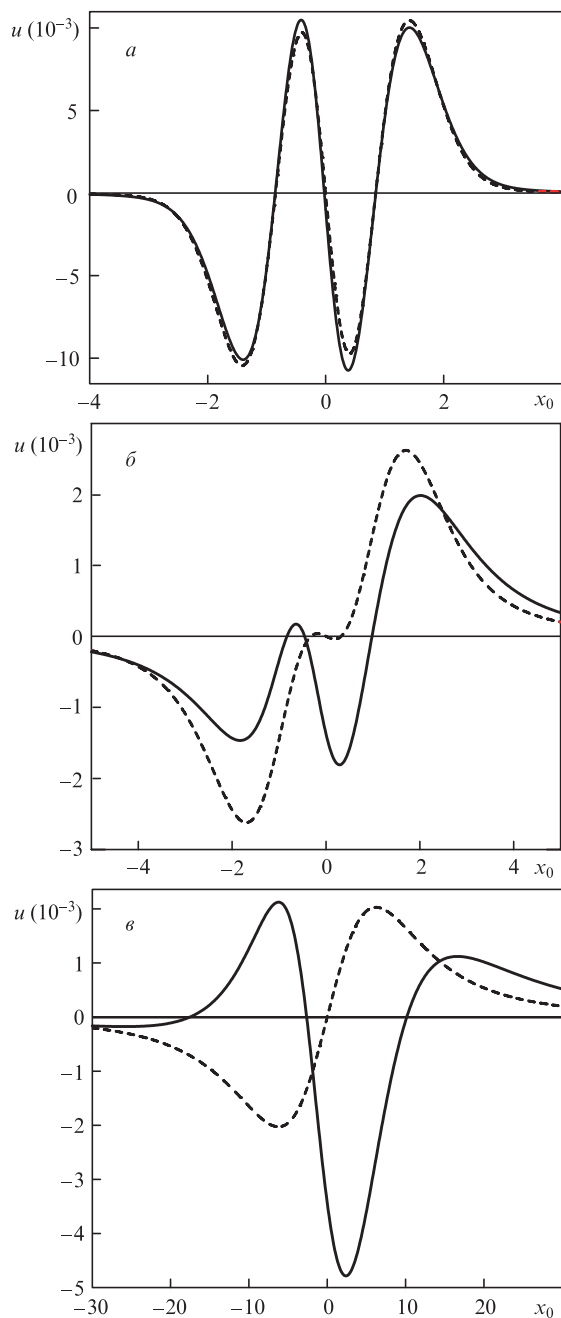


Рис.2. Зависимости безразмерной скорости дрейфа u от безразмерной отстройки частоты излучения x_0 при отношениях ударной и доплеровской ширин линии поглощения $\gamma_0/(kv_T) = 0.1$ (а), 1 (б) и 10 (в), $t_0 = 1.27$ (а, б) и 1.43 (в), $\beta = 3, p = 6, \Delta_0 > 0, (\Gamma_m/2)/(kv_T) = 0.01$. Штриховые кривые – $\gamma(v) = \gamma_0 = \text{const}, \Delta(v) = \Delta_0 = \text{const}$, сплошные кривые – учет влияния зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на форму линии СИД.

5. Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что при расчете эффекта СИД учет зависимости ударной ширины γ и ударного сдвига Δ линии поглощения от скорости v резонансных частиц может радикальным образом изменить спектральную форму сигнала СИД, вплоть до появления дополнительных нулей в зависимости скорости дрейфа от частоты излучения (ср. штриховую кривую с кривыми 2–5 на рис.1 и кривые на рис.3,б). Сильное влияние зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на СИД может возникать только в том случае, когда разность транспортных частот

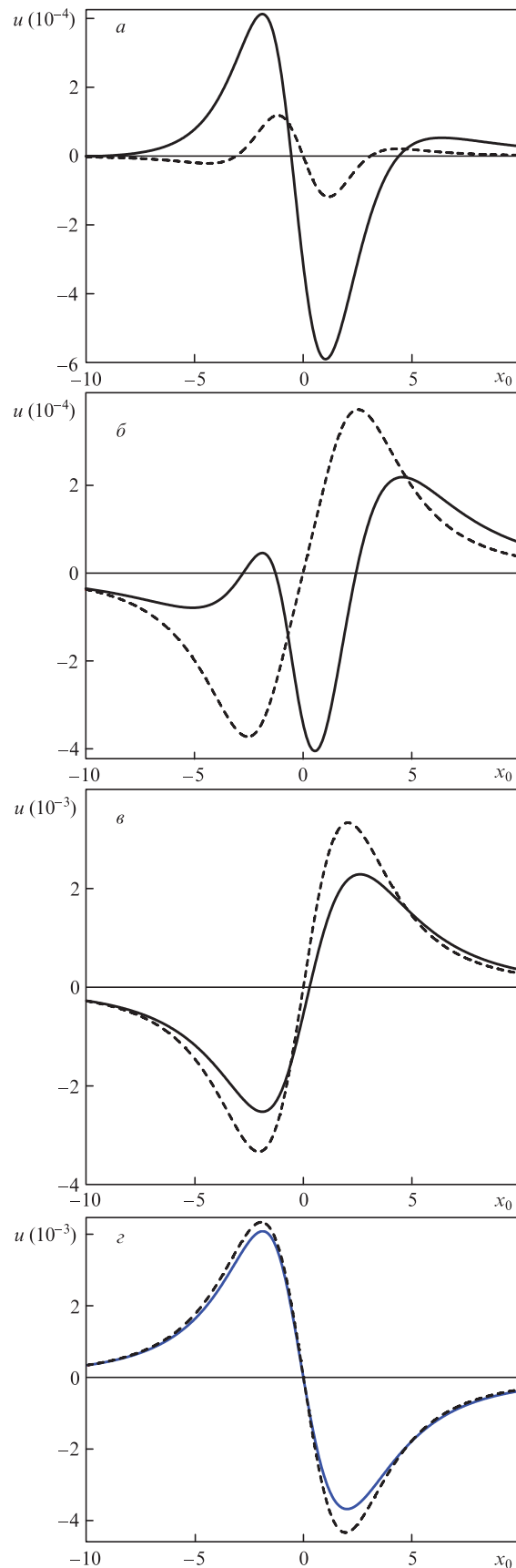


Рис.3. Чувствительность формы линии СИД к значению безразмерной скорости t_0 , при котором разность транспортных частот столкновений (или фактор $\tau(t)$) обращается в нуль: $t_0 = 1.5$ (а), 1.35 (б), 0.3 (в) и 3 (г), $\gamma_0/(kv_T) = 3, \beta = 3, p = 6, \Delta_0 > 0, (\Gamma_m/2)/(kv_T) = 0.01$. Штриховые кривые – $\gamma(v) = \gamma_0 = \text{const}, \Delta(v) = \Delta_0 = \text{const}$, сплошные кривые – учет влияния зависимостей $\gamma(v)$ и $\Delta(v)$ на форму линии СИД.

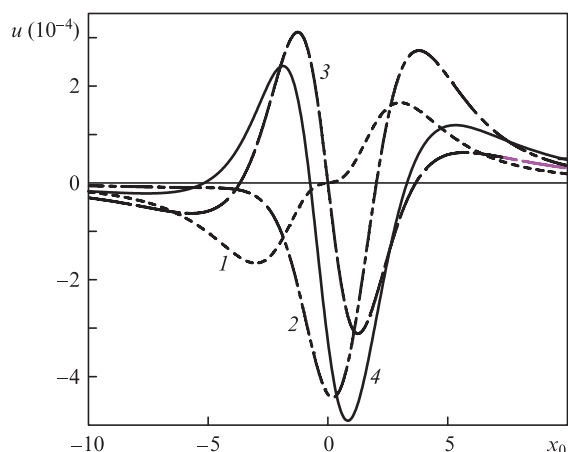


Рис.4. Зависимости безразмерной скорости дрейфа u от безразмерной отстройки частоты излучения x_0 при $\gamma_0/(kv_T) = 3$, $\beta = 3$, $t_0 = 1.43$, $p = 6$, $\Delta_0 > 0$, $(\Gamma_m/2)/(kv_T) = 0.01$. Кривая 1 – $\gamma(v) = \gamma_0 = \text{const}$, $\Delta(v) = \Delta_0 = \text{const}$, кривая 2 – $\gamma(v) = \gamma_0 = \text{const}$, $\Delta(v) \neq \text{const}$, кривая 3 – $\gamma(v) \neq \text{const}$, $\Delta(v) = \Delta_0 = \text{const}$, кривая 4 – $\gamma(v) \neq \text{const}$, $\Delta(v) \neq \text{const}$.

столкновений $\Delta v(v)$ на комбинирующих (затронутых излучением) уровнях изменяет свой знак вблизи средней тепловой скорости v_T резонансных частиц (это является критерием возможного проявления аномального СИД).

Знакопеременное поведение $\Delta v(v)$ вовсе не является экзотическим. В случае молекул такое поведение $\Delta v(v)$ может быть обусловлено неупругими столкновительными переходами между вращательными уровнями, и поэтому проявление аномального СИД молекул может иметь некую регулярную закономерность. В работе [23] показано, что для любых линейных молекул с небольшим значением вращательной постоянной всегда можно наблюдать аномальный СИД при соответствующем выборе экспериментальных условий (температуры, вращательного квантового числа, типа (Р или R) перехода).

В случае атомов знакопеременное поведение $\Delta v(v)$, необходимое для наблюдения аномального СИД, может быть обусловлено только некими особенностями в поведении потенциалов взаимодействия атомов в комбинирующих состояниях с буферными частицами. Поэтому для расчета аномального СИД атомов необходимо знать потенциалы взаимодействия для каждой конкретной интересующей нас системы сталкивающихся частиц (резонансный атом – буферная частица). Для атомов аномальный СИД теоретически предсказан и рассчитан в системах Li–Ne и Rb–Kr [21, 22] при резонансном возбуждении атомов Li и Rb. Для наблюдения аномального СИД в этих системах требуются довольно высокие температуры ($T \sim 1000$ К), и поэтому целенаправленные эксперименты по наблюдению в них аномального СИД пока не проводились.

Для некоторых атомов, находящихся в бинарной буферной смеси газов, знакопеременное поведение $\Delta v(v)$ можно регулировать путем изменения доли одного из компонентов буферной смеси. Именно таким образом в эксперименте [8] наблюдался аномальный СИД атомов калия в буферной среде, состоящей из смеси газа неона и какого-либо другого инертного газа. В теоретической работе [9]

показано, что для атомов лития аномальный СИД можно наблюдать практически при любой температуре в зависимости от доли атомов неона в смесях Ne–Ar, Ne–Kr и Ne–Xe.

Поскольку транспортные частоты столкновений $\nu_i(v)$ целиком и полностью определяются потенциалами взаимодействия резонансных и буферных частиц, форма линии аномального СИД очень чувствительна к различию потенциалов взаимодействия резонансных атомов в основном и возбужденном состояниях с буферными частицами. Это дает возможность высокоточного тестирования в экспериментах по СИД межатомных потенциалов взаимодействия, использованных для расчетов спектральной формы сигнала аномального СИД, и, следовательно, возможность сравнительно простого экспериментального тестирования точности различных теоретических методов расчета потенциалов взаимодействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения» (проект III.9.1) и гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ № НШ-2979.2012.2.

1. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **29**, 773 (1979).
2. Мироненко В.Р., Шалагин А.М. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **45**, 995 (1981).
3. Nienhuis G. *Phys. Rep.*, **138**, 151 (1986).
4. Werij H.G.C., Woerdman J.P. *Phys. Rep.*, **169**, 145 (1988).
5. Чаповский П.Л. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53**, 1069 (1989).
6. Rautian S.G., Shalagin A.M. *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy* (Amsterdam – New York: Elsevier Science Publ. Comp., 1991).
7. Eliel E.R. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **30**, 199 (1993).
8. Yahyaei-Moayyed F., Streater A.D. *Phys. Rev. A*, **53**, 4331 (1996).
9. Пархоменко А.И. *ЖЭТФ*, **116**, 1587 (1999).
10. Van der Meer G.J., Smeets J., Pod'yachev S.P., Hermans L.J.F. *Phys. Rev. A*, **45**, R1303 (1992).
11. Van der Meer G.J., Broers B., Chapovsky P.L., Hermans L.J.F. *J. Phys. B*, **25**, 5359 (1992).
12. Chapovsky P.L., van der Meer G.J., Smeets J., Hermans L.J.F. *Phys. Rev. A*, **45**, 8011 (1992).
13. Van der Meer G.J., Smeets J., Eliel E.R., Chapovsky P.L., Hermans L.J.F. *Phys. Rev. A*, **47**, 529 (1993).
14. Van Duijn E.J., Bloemink H.I., Eliel E.R., Hermans L.J.F. *Phys. Lett. A*, **184**, 93 (1993).
15. Kušćer I., Hermans L.J.F., Chapovsky P.L., Beenakker J.J.M., van der Meer G.J. *J. Phys. B*, **26**, 2837 (1993).
16. Van Duijn E.J., Nokhai R., Hermans L.J.F. *J. Chem. Phys.*, **105**, 6375 (1996).
17. Nagels B., Chapovsky P.L., Hermans L.J.F., van der Meer G.J., Shalagin A.M. *Phys. Rev. A*, **53**, 4305 (1996).
18. Gel'mukhanov F.Kh., Parkhomenko A.I. *Phys. Lett. A*, **162**, 45 (1992).
19. Гельмуханов Ф.Х., Пархоменко А.И. *ЖЭТФ*, **102**, 424 (1992).
20. Gel'mukhanov F.Kh., Kharlamov G.V., Rautian S.G. *Opt. Commun.*, **94**, 521 (1992).
21. Gel'mukhanov F.Kh., Parkhomenko A.I. *J. Phys. B*, **28**, 33 (1995).
22. Gel'mukhanov F.Kh., Parkhomenko A.I., Privalov T.I., Shalagin A.M. *J. Phys. B*, **30**, 1819 (1997).
23. Пархоменко А.И. *ЖЭТФ*, **115**, 1664 (1999).
24. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
25. Ильичев Л.В., Пархоменко А.И. *ЖЭТФ*, **112**, 856 (1997).
26. Ward J., Cooper J., Smith E.W. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **14**, 555 (1974).