

СПЕКТРАЛЬНЫЕ АНОМАЛИИ ЭФФЕКТА СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ДРЕЙФА АТОМОВ РУБИДИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ЗАВИСИМОСТЬЮ ТРАНСПОРТНЫХ ЧАСТОТ СТОЛКНОВЕНИЙ ОТ СКОРОСТИ

*А. И. Пархоменко**, *А. М. Шалагин***

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

*Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 28 июня 2013 г.

Теоретически исследованы спектральные особенности скорости светоиндуцированного дрейфа (СИД) атомов рубидия (^{85}Rb и ^{87}Rb) в буферной среде аргона и в бинарных буферных смесях инертных газов $\text{Ne} + \text{Ar}$, $\text{Ne} + \text{Kr}$, $\text{Ne} + \text{Xe}$, $\text{He} + \text{Ar}$, $\text{He} + \text{Kr}$, $\text{He} + \text{Xe}$. Предсказывается сильная зависимость спектральной формы сигнала СИД атомов Rb в атмосфере Ar от температуры в интервале температур $450 \text{ K} < T < 800 \text{ K}$. Показано, что аномальный СИД атомов Rb в бинарных буферных смесях инертных газов можно наблюдать практически при любой (в том числе и при комнатной) температуре в зависимости от долей неона или гелия в этих смесях. Полученные результаты дают возможность высокоточного тестирования в экспериментах по СИД межатомных потенциалов взаимодействия, использованных для расчетов скорости дрейфа для аномального СИД.

DOI: 10.7868/S0044451014020047

1. ВВЕДЕНИЕ

Физическая сущность эффекта светоиндуцированного дрейфа (СИД) газов состоит в возникновении относительного движения (дрейфа) двух газовых компонентов при квазирезонансном оптическом возбуждении одного из них [1, 2]. Теоретически при лазерном возбуждении скорость дрейфа, обусловленного эффектом СИД, может достигать величины тепловой скорости [3]. Экспериментально показано, что атомы под действием СИД могут дрейфовать со скоростью порядка нескольких десятков метров в секунду [4].

Одной из важнейших характеристик эффекта СИД является зависимость скорости дрейфа от частоты излучения. По наблюдаемой в экспериментах форме линии СИД исторически сложилась класси-

фикация эффекта на «нормальный» СИД и «аномальный» СИД.

Нормальный эффект СИД описывается теорией СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений. В частности, при возбуждении излучением частиц на изолированном переходе (двухуровневые частицы) эта теория дает характерную дисперсионно-подобную (тильдообразную) частотную зависимость скорости дрейфа с одним нулем при нулевом значении отстройки частоты излучения. Со времени открытия эффекта СИД (1979 г.) и до 1992 г. все экспериментальные результаты исследования СИД хорошо согласовались с этой теорией [5–10].

В 1992 г. при исследовании СИД молекул C_2H_4 в буферном газе Kr было обнаружено неожиданно резкое отклонение частотной зависимости скорости дрейфа от дисперсионно-подобной кривой, вплоть до появления дополнительных нулей [11]. Отличие от предсказаний теории было столь сильным, что эффект получил название аномальный СИД. Изучению аномального СИД было посвящено большое

*E-mail: par@iae.nsk.su

**E-mail: shalagin@iae.nsk.su

количество экспериментальных [11–19] и теоретических [14, 16, 19–27] исследований. Выявилось, что аномалии наблюдаются в тех случаях, когда транспортные частоты столкновений резонансных частиц с буферными на комбинирующих (затронутых излучением) уровнях близки друг к другу. Оказалось, что в указанных условиях зависимость транспортных характеристик поглощающей частицы от ее скорости обуславливает возникновение аномального СИД. Поскольку транспортные частоты столкновений определяются потенциалами взаимодействий резонансных и буферных частиц, зависимость скорости аномального светоиндуцированного дрейфа от частоты излучения является чрезвычайно чувствительной к малым изменениям потенциалов взаимодействий. Это дает возможность прецизионного 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.

К настоящему времени аномальный СИД наблюдался для молекул C_2H_4 в буферных газах Ar, Kr, Xe, SF_6 [11, 13, 14, 16, 19], для молекул HF в буферных газах Ar, Kr, Xe [15, 17], для молекул CH_3F в буферном газе Kr [12]. Среди атомов единственным объектом, для которого наблюдался аномальный СИД, являются атомы калия. В 1996 г. в эксперименте [18] наблюдался аномальный СИД атомов калия в буферной среде, состоящей из смеси газа неона и какого-либо другого инертного газа. Для атомов калия, однако, нет теоретических расчетов аномальной зависимости скорости дрейфа от частоты излучения и поэтому пока нет возможности прямого сравнения результатов упомянутого выше эксперимента с теорией аномального СИД. Для атомов аномальный СИД теоретически предсказан и рассчитан в системах Li–Ne и Rb–Kr при резонансном возбуждении атомов Li и Rb [23, 24]. Для наблюдения аномального СИД в этих системах требуются довольно высокие температуры $T \sim 1000$ К и поэтому целенаправленные эксперименты по наблюдению аномального СИД в этих системах пока не проводились. Для атомов лития, находящихся в бинарных буферных смесях инертных газов Ne + Ar, Ne + Kr и Ne + Xe, аномальный СИД можно наблюдать практически при любой температуре в зависимости от доли атомов неона в смесях [26]. Экспериментальная проверка этих расчетов пока не проводилась.

В настоящей работе на основе известных (вы-

численных *ab initio*) межатомных потенциалов взаимодействия Паскаля–Вандепланка (Pascale–Vandepplanque) [28] теоретически предсказан и рассчитан аномальный СИД атомов рубидия в буферном газе аргоне и в бинарных буферных смесях инертных газов Ne + Ar, Ne + Kr, Ne + Xe, He + Ar, He + Kr и He + Xe. Оказалось, что при возбуждении D_1 -линии атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb аномальный СИД можно наблюдать практически при любой (в том числе и при комнатной) температуре в зависимости от выбора долей буферных газов в бинарной буферной смеси. Аномальный СИД атомов Rb в атмосфере Ar можно наблюдать в интервале температур $450\text{ К} < T < 800\text{ К}$. Проведенные расчеты аномального СИД атомов Rb предоставляют экспериментаторам большой выбор объектов для тестирования в экспериментах по СИД межатомных потенциалов взаимодействия, использованных для расчетов спектральной формы линии аномального СИД.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ИХ РЕШЕНИЕ

Для расчета скорости светоиндуцированного дрейфа атомов щелочных металлов необходимо учитывать сверхтонкую структуру уровней, затронутых излучением. Рассмотрим газ поглощающих частиц со сверхтонкой структурой (СТС) основного и возбужденного состояний, находящийся в смеси с буферным газом. Пусть индекс $i = 1, 2, 3 \dots$ нумерует подуровни внутри СТС возбужденного состояния e , а индекс $j = n, l$ — внутри СТС нижнего (основного) состояния g . Вырождение уровней i, j по направлениям магнитного момента будем учитывать введением статистических весов g_i, g_j . Столкновениями между поглощающими частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа N_b много большей концентрации поглощающего газа N .

Взаимодействие поглощающих частиц газа с резонансным излучением в стационарных и пространственно-однородных условиях описывается следующими уравнениями для распределений населенностей по скоростям $\rho_i(\mathbf{v}), \rho_j(\mathbf{v})$ на подуровнях СТС i и j :

$$\begin{aligned} S_i(\mathbf{v}) + N \sum_j P_{ji}(\mathbf{v}) - \Gamma_e \rho_i(\mathbf{v}) &= 0, \\ S_j(\mathbf{v}) - N \sum_i P_{ji}(\mathbf{v}) + \sum_i \Gamma_{ij} \rho_i(\mathbf{v}) &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$N = N_e + N_g, \quad N_e = \sum_i N_i, \quad (2)$$

$$N_g = \sum_j N_j, \quad N_{i,j} = \int \rho_{i,j}(\mathbf{v}) d\mathbf{v},$$

$N_{i,j}$ и N — парциальная (по подуровням СТС) и полная концентрации поглощающих частиц, N_e и N_g — концентрации поглощающих частиц в возбужденном и основном состояниях, Γ_{ij} — скорость спонтанного распада возбужденного состояния i по каналу $i \rightarrow j$, Γ_e — полная скорость спонтанного распада возбужденного уровня e , $S_{i,j}(\mathbf{v})$ — интегралы столкновений, $P_{ji}(\mathbf{v})$ — вероятность поглощения излучения в единицу времени на переходе $j \rightarrow i$ в расчете на один поглощающий атом с заданной скоростью \mathbf{v} .

Скорость Γ_{ij} радиационного перехода между магнитными подуровнями СТС

$$|i\rangle = |J_e, I, F_i\rangle \rightarrow |j\rangle = |J_g, I, F_j\rangle$$

дается следующим выражением [29]:

$$\Gamma_{ij} = \Gamma_e (2J_e + 1)(2F_j + 1) \left\{ \begin{matrix} J_e & F_i & I \\ F_j & J_g & 1 \end{matrix} \right\}^2, \quad (3)$$

где $\left\{ \begin{matrix} a & b & c \\ d & e & f \end{matrix} \right\}$ — $6j$ -символ [29, 30], I — спин ядра атома, J_e, J_g — полные моменты электронной оболочки атома соответственно в возбужденном и основном состояниях, F_i, F_j — полные моменты атома (вместе с ядром) для соответствующих сверхтонких компонент. С помощью известных формул для $6j$ -символов [29, 30] нетрудно убедиться, что скорости спонтанного распада Γ_{ij} подчиняются следующим соотношениям:

$$\sum_j \Gamma_{ij} = \Gamma_e, \quad \sum_i w_i \Gamma_{ij} = w_j \Gamma_e, \quad (4)$$

где $w_i = g_i / \sum_{i'} g_{i'}$ и $w_j = g_j / \sum_{j'} g_{j'}$ — относительные статистические веса подуровней i и j ($g_i = 2F_i + 1$, $g_j = 2F_j + 1$). Первое соотношение в (4) отражает известный факт [29], что полная скорость спонтанного распада Γ_e возбужденного сверхтонкого подуровня i одинакова для всех сверхтонких подуровней i возбужденного состояния e . Смысл второго соотношения в (4) таков, что если распределение частиц по сверхтонким компонентам возбужденного состояния равновесно, то спонтанный распад приводит тоже к

равновесной заселенности частиц по СТС нижнего состояния.

Далее для нахождения вероятности поглощения излучения $P_{ji}(\mathbf{v})$ в уравнениях (1) ограничимся условием слабой интенсивности излучения, считая, что доля частиц в возбужденном состоянии e пренебрежимо мала ($N_e \ll N$), а распределение населенностей по скоростям на сверхтонких компонентах $j = n, l$ в основном состоянии g близко к максвелловскому:

$$\rho_j(\mathbf{v}) = N_j W(\mathbf{v}), \quad (5)$$

где $W(\mathbf{v})$ — распределение Максвелла. В этих условиях при взаимодействии поглощающей частицы с монохроматическим излучением вероятность поглощения излучения $P_{ji}(\mathbf{v})$ в уравнениях (1) определяется известным выражением

$$P_{ji}(\mathbf{v}) = IB_{ji} Y_{ji}(\mathbf{v}) \frac{N_j}{N} W(\mathbf{v}),$$

$$Y_{ji} = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma(v)}{\Gamma^2(v) + (\omega - \omega_{ij} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2}, \quad (6)$$

$$B_{ji} = \frac{\lambda^2 \Gamma_e}{4\hbar\omega} \frac{g_i \Gamma_{ij}}{g_j \Gamma_e}.$$

Здесь $\omega, \lambda, \mathbf{k}$ — частота, длина волны и волновой вектор излучения; I — интенсивность излучения; ω_{ij} — резонансная частота перехода $j \rightarrow i$; B_{ji} — второй коэффициент Эйнштейна [29]; $\Gamma(v)$ — однородная полуширина линии поглощения, которая в общем случае зависит от скорости и является суммой спонтанной $\Gamma_e/2$ и столкновительной $\gamma(v)$ полуширин:

$$\Gamma(v) = \Gamma_e/2 + \gamma(v). \quad (7)$$

В формулу (6) для вероятности поглощения $P_{ji}(\mathbf{v})$ входит населенность N_j j -го подуровня СТС основного состояния. Населенности N_j находятся из уравнений (1), проинтегрированных по скоростям. Для усредненных по скоростям интегралов столкновений примем следующие модельные выражения:

$$\int S_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \bar{v}_e [w_i N_e - N_i],$$

$$\int S_j(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \bar{v}_g [w_j (N_l + N_n) - N_j]. \quad (8)$$

Частоты \bar{v}_e и \bar{v}_g имеют смысл частот столкновительного перемешивания компонент СТС возбужденного состояния e и основного состояния g . Считается, что каждое эффективное столкновение, характеризующееся частотой \bar{v}_e (\bar{v}_g), приводит к равновесному распределению по компонентам сверхтонкой структуры состояния e (g). С учетом (8) и (6) балансные уравнения для населенностей $N_{i,j}$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{v}_e[w_i N_e - N_i] + Q_{li} N_l + Q_{ni} N_n - \Gamma_e N_i &= 0, \\ \bar{v}_g[w_j(N_l + N_n) - N_j] - \sum_i Q_{ji} N_j + \sum_i \Gamma_{ij} N_i &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$Q_{ji} = IB_{ji} \int Y_{ji}(\mathbf{v}) W(\mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (10)$$

Применяя приближенное условие нормировки $N_l + N_n \approx N$ (здесь учтено принятое нами приближение $N_e \ll N$) и используя соотношения (4), из уравнений (9) получим следующие выражения для относительных населенностей подуровней СТС основного состояния:

$$\begin{aligned} \frac{N_l}{N} &= \frac{w_l \bar{v}_g (\Gamma_e + \bar{v}_e) + \sum_i Q_{ni} (\Gamma_{il} + w_l \bar{v}_e)}{\bar{v}_g (\Gamma_e + \bar{v}_e) + \sum_i Q_{ni} (\Gamma_{il} + w_l \bar{v}_e) + \sum_i Q_{li} (\Gamma_{in} + w_n \bar{v}_e)}, \\ \frac{N_n}{N} &= 1 - \frac{N_l}{N}, \end{aligned} \quad (11)$$

где суммирование ведется по всем разрешенным переходам $n, l \rightarrow i$. Населенностью возбужденного состояния здесь пренебрегается.

Получим выражение для скорости дрейфа, исходя из кинетических уравнений (1). Заметим, что сверхтонкие состояния являются результатом взаимодействия электронов атома с угловым моментом (спином) ядра. Ядерный спин слабо влияет на электронную оболочку атома, которой определяется потенциал взаимодействия в столкновениях, и поэтому ядерный спин слабо влияет на столкновительные характеристики атомов. Следовательно, поглощающие атомы на разных подуровнях «внутри» своей СТС имеют практически одинаковые потенциалы взаимодействия в столкновениях с атомами буферного газа. Таким образом, столкновительные характеристики атомов могут различаться только для тонких компонент (например, состояния $P_{1/2}$ или $P_{3/2}$) и для основного состояния ($S_{1/2}$). Это приближение позволяет нам, просуммировав уравнения в (1) по i и по j , получить следующие уравнения:

$$\begin{aligned} S_e(\mathbf{v}) + NP(\mathbf{v}) - \Gamma_e \rho_e(\mathbf{v}) &= 0, \\ S_g(\mathbf{v}) - NP(\mathbf{v}) + \Gamma_e \rho_e(\mathbf{v}) &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $\rho_e(\mathbf{v}) = \sum_i \rho_i(\mathbf{v})$ и $\rho_g(\mathbf{v}) = \sum_j \rho_j(\mathbf{v})$ — суммарные населенности возбужденного (e) и основного (g) состояний,

$$\begin{aligned} P(\mathbf{v}) &= \sum_{i,j} P_{ji}(\mathbf{v}) = \\ &= IW(\mathbf{v}) \sum_{j=l,n} \frac{N_j}{N} \sum_i B_{ji} Y_{ji}(\mathbf{v}) \end{aligned} \quad (13)$$

— сумма вероятностей поглощения (6) по всем разрешенным переходам, $S_e(\mathbf{v}) = \sum_i S_i(\mathbf{v})$ и $S_g(\mathbf{v}) = \sum_j S_j(\mathbf{v})$. Для интегралов столкновений в уравне-

ниях (12) будем использовать модель изотропного по скоростям «прихода» [26, 31]:

$$S_k(\mathbf{v}) = -\nu_k(v) \rho_k(\mathbf{v}) + S_k^{(2)}(v), \quad k = e, g, \quad (14)$$

где член прихода $S_k^{(2)}(v)$ является функцией модуля скорости $v = |\mathbf{v}|$. Величина $\nu_k(v)$ в (14) является транспортной частотой столкновений [24, 31]. Столкновительная модель (14) 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.

Связь транспортной частоты столкновений $\nu_k(v)$ в (14) с характеристиками элементарного акта рассеяния дается формулой (см. [9])

$$\nu_k(v) = \frac{q}{v^3} \int_0^\infty u^2 \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{\bar{v}_b^2}\right) F(uv) \sigma_k(u) du, \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} F(uv) &= \frac{2uv}{\bar{v}_b^2} \operatorname{ch} \frac{2uv}{\bar{v}_b^2} - \operatorname{sh} \frac{2uv}{\bar{v}_b^2}, \\ q &= \frac{\mu}{M} \frac{N_b \bar{v}_b}{\sqrt{\pi}}, \quad \mu = \frac{MM_b}{M + M_b}, \quad \bar{v}_b = \sqrt{\frac{2k_B T}{M_b}}, \end{aligned} \quad (16)$$

N_b и M_b — концентрация и масса буферных частиц, M — масса поглощающих излучение частиц, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, u — величина относительной скорости резонансной и буферной частиц до столкновения, $\sigma_k(u)$ — транспортное сечение рассеяния поглощающей частицы в состоянии k на буферной частице. Сечения $\sigma_k(u)$ вычисляются, исходя из потенциалов взаимодействия поглощающих и буферных частиц.

Скорость светоиндуцированного дрейфа поглощающих частиц определяется выражением

$$\mathbf{u}_L = \frac{1}{N} \int \mathbf{v} [\rho_e(\mathbf{v}) + \rho_g(\mathbf{v})] d\mathbf{v}. \quad (17)$$

Из структуры уравнений (12) и выражения (13) с учетом конкретного вида интеграла столкновений (14) следует, что распределения населенностей по скоростям $\rho_e(\mathbf{v})$ и $\rho_g(\mathbf{v})$ представляют собой сумму анизотропных частей $\delta\rho_e(\mathbf{v})$ и $\delta\rho_g(\mathbf{v})$, непосредственно индуцированных излучением (функция $P(\mathbf{v})$), и изотропных частей, порожденных членом прихода интеграла столкновений (14). Очевидно, что в скорость дрейфа (17) дают вклад только анизотропные части распределения населенностей по скоростям, для которых из уравнений (12) с учетом (14) получаем:

$$\begin{aligned} \delta\rho_e(\mathbf{v}) &= N \frac{P(\mathbf{v})}{\Gamma_e + \nu_e(v)}, \\ \delta\rho_g(\mathbf{v}) &= -N \frac{\nu_e(v)P(\mathbf{v})}{\nu_g(v)[\Gamma_e + \nu_e(v)]}. \end{aligned} \quad (18)$$

При подстановке формул (18) в (17) получаем следующее выражение для скорости дрейфа:

$$\mathbf{u}_L = \int \frac{\nu_g(v) - \nu_e(v)}{\nu_g(v)[\Gamma_e + \nu_e(v)]} \mathbf{v} P(\mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (19)$$

Как отмечалось во Введении, аномальный СИД может возникнуть в том случае, когда транспортные частоты столкновений в возбужденном и основном состояниях резонансных частиц с буферными частицами $\nu_e(v)$ и $\nu_g(v)$ близки друг к другу. Причиной возникновения аномального СИД является неодинаковость зависимостей $\nu_e(v)$ и $\nu_g(v)$ и, как следствие, возможность изменения знака разности транспортных частот столкновений $\Delta\nu(v) \equiv \nu_e(v) - \nu_g(v)$. При этом в скорость дрейфа \mathbf{u}_L дают вклад поглощающие частицы как с положительным значением $\Delta\nu(v)$, так и с отрицательным. Это может приводить к сильному отличию формы линии СИД от той, которую предсказывает теория нормального эффекта СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений.

Если транспортные частоты столкновений $\nu_e(v)$ и $\nu_g(v)$ отличаются друг от друга сильно, то скорость дрейфа \mathbf{u}_L как функция частоты излучения соответствует нормальному СИД и хорошо описывается теорией СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений, т. е. при замене в выражении (19) частоты $\nu_k(v)$ ($k = e, g$) на среднюю транспортную частоту

$$\begin{aligned} \nu_k^{tr} &= \frac{2}{v_T^2} \int (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})^2 W(\mathbf{v}) \nu_k(v) d\mathbf{v} = \\ &= \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{\mu}{M} \frac{N_b}{u_T^5} \int_0^\infty u^5 \exp\left(-\frac{u^2}{u_T^2}\right) \sigma_k(u) du, \end{aligned} \quad (20)$$

где $v_T = (2k_B T/M)^{1/2}$ — наиболее вероятная скорость поглощающих частиц, $u_T = (2k_B T/\mu)^{1/2}$ — наиболее вероятная скорость относительного движения поглощающей и буферной частиц, \mathbf{n} — единичный вектор в произвольно выбранном направлении. Средняя транспортная частота ν_k^{tr} связана простой формулой с коэффициентом диффузии D_k частиц в состоянии k [9, 32]:

$$\nu_k^{tr} = \frac{v_T^2}{2D_k}. \quad (21)$$

Выражение (19) для скорости дрейфа, правая часть которого является трехмерным интегралом, можно существенно упростить, проведя в (19) интегрирование по направлениям скорости \mathbf{v} . В итоге получим окончательное выражение для скорости дрейфа \mathbf{u}_L , которое представим в виде

$$\mathbf{u}_L \equiv \frac{\mathbf{k}}{k} u_L, \quad u_L = u_0 u(x), \quad (22)$$

где введены параметр u_0 с размерностью скорости,

$$u_0 = \frac{\lambda^4 I}{8\pi^{7/2} \hbar c}, \quad (23)$$

и безразмерная скорость $u(x)$, зависящая от безразмерной отстройки x частоты излучения,

$$u(x) = \int_0^\infty t \tau(t) \exp(-t^2) \sum_{j=l,n} \frac{N_j}{N} \sum_i \xi_{ji} f_{ij}(t) dt. \quad (24)$$

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

$$\begin{aligned} f_{ij}(t) &= x_{ij} \psi_{ij}(t) + \frac{y(t)}{2} \ln \frac{y^2(t) + (t - x_{ij})^2}{y^2(t) + (t + x_{ij})^2}, \\ \psi_{ij}(t) &= \arctg \frac{t + x_{ij}}{y(t)} + \arctg \frac{t - x_{ij}}{y(t)}, \\ \tau(t) &= \frac{\nu_g(t) - \nu_e(t)}{\nu_g(t)} \frac{\Gamma_e}{\Gamma_e + \nu_e(t)}, \\ y(t) &= \frac{\Gamma(t)}{k v_T}, \quad x_{ij} = \frac{\omega - \omega_{ij}}{k v_T}, \quad \xi_{ji} = \frac{g_i}{g_j} \frac{\Gamma_{ij}}{\Gamma_e}. \end{aligned} \quad (25)$$

В выражении (24) относительные населенности подуровней СТС основного состояния N_j/N находятся по формуле (11) с величинами Q_{ji} (10), принимающими вид

$$Q_{ji} = \frac{2IB_{ji}}{\pi^{3/2} kv_T} \int_0^\infty t \exp(-t^2) \psi_{ij}(t) dt. \quad (26)$$

В качестве безразмерной отстройки x частоты излучения в (24) удобно ввести величину

$$x = \frac{\omega - \omega_0}{kv_T}, \quad (27)$$

где ω_0 — частота между «серединами» СТС возбужденного и основного состояний.

Таким образом, расчет скорости дрейфа в столкновительной модели (14) изотропного по скоростям «прихода» и с учетом зависимости ударного уширения от скорости v резонансных частиц сводится к вычислению однократных интегралов (24), (26).

При вычислении скорости СИД атомов, находящихся в смеси двух разных буферных газов, в формуле (25) для $\tau(t)$ следует полагать

$$\nu_k(t) = \nu_{1k}(t) + \nu_{2k}(t), \quad k = e, g, \quad (28)$$

где индексы «1» и «2» обозначают сорт буферных частиц. Аналогично полная ударная полуширина линии поглощения $\gamma(t)$ равна сумме полуширин $\gamma_1(t)$ и $\gamma_2(t)$, вызванных ударным воздействием буферных частиц сортов 1 и 2.

3. АНОМАЛЬНЫЙ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ АТОМОВ РУБИДИЯ

Транспортные характеристики атомов Rb в возбужденных состояниях $5^2P_{1/2}$ и $5^2P_{3/2}$ различны в силу того, что из-за большого значения параметра Мессе не происходит столкновительного перемешивания компонент тонкой структуры атомов рубидия (см., например, [33]). При этом состояния $5^2P_{1/2}$ и $5^2P_{3/2}$ возмущаются столкновениями существенно по-разному. Следовательно, для случаев возбуждения D_1 - или D_2 -линий атомов рубидия различаются и возможности возникновения аномального СИД. Расчеты показывают, что в случае возбуждения D_2 -линии атомов Rb (переход $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$), находящихся в атмосфере инертных буферных газов, аномальный СИД не может возникнуть из-за того, что разность транспортных частот столкновений в возбужденном $5^2P_{3/2}$ и основном $5^2S_{1/2}$ состояниях имеет одинаковый знак для всех пар сталкивающихся частиц. В случае же возбуждения D_1 -линии атомов Rb (переход $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$) ситуация иная: знак разности транспортных частот столкновений

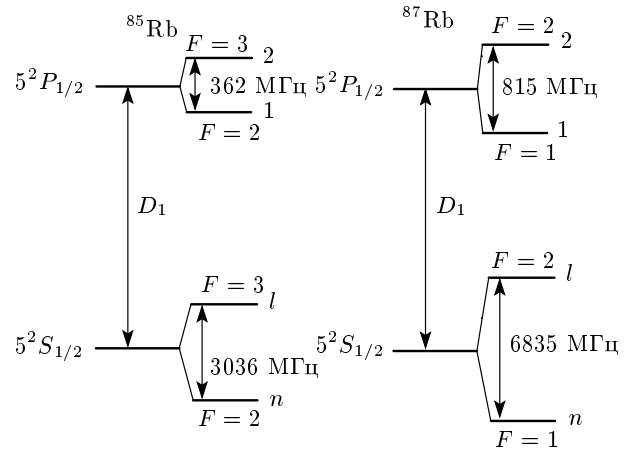


Рис. 1. Схемы уровней атомов рубидия ^{85}Rb (спин ядра $I = 5/2$) и ^{87}Rb (спин ядра $I = 3/2$) для перехода $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ (D_1 -линия); F — полный угловой момент атома; $n, l, 1, 2$ — обозначения подуровней СТС, используемые в тексте

в возбужденном $5^2P_{1/2}$ и основном $5^2S_{1/2}$ состояниях может изменяться в зависимости от температуры или сорта буферных частиц, что обуславливает возможность возникновения аномального СИД. Ввиду этого обстоятельства далее мы будем рассматривать СИД атомов Rb при возбуждении D_1 -линии.

Используя формулы (15), (24)–(28), мы численно исследовали СИД атомов рубидия в инертных буферных газах. На рис. 1 приведены схемы уровней атомов рубидия ^{85}Rb и ^{87}Rb для перехода $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ (D_1 -линия). Для атомов рубидия, согласно данным сайта NIST [34], скорость спонтанного распада возбужденного уровня $5^2P_{1/2}$ $\Gamma_e = 3.6 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, длина волны D_1 -линии $\lambda = 794.8 \text{ нм}$. Скорости Γ_{ij} радиационного перехода между магнитными подуровнями СТС рассчитываются с помощью формулы (3).

В теории СИД обычно полагается, что ударная полуширина линии поглощения $\gamma(v)$ не зависит от скорости v резонансных частиц ($\gamma(v) = \gamma = \text{const}$). В случае нормального СИД (когда разность транспортных частот столкновений $\Delta\nu(v)$ не изменяет свой знак как функция v) влияние зависимости $\gamma(v)$ 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 полуширину линии (при $\gamma \ll kv_T$, kv_T — доплеровская ширина) [26, 27]. Именно поэтому при расчете скорости СИД в условиях доплеровского уширения мы пренебрегли зависимостью однородной по-

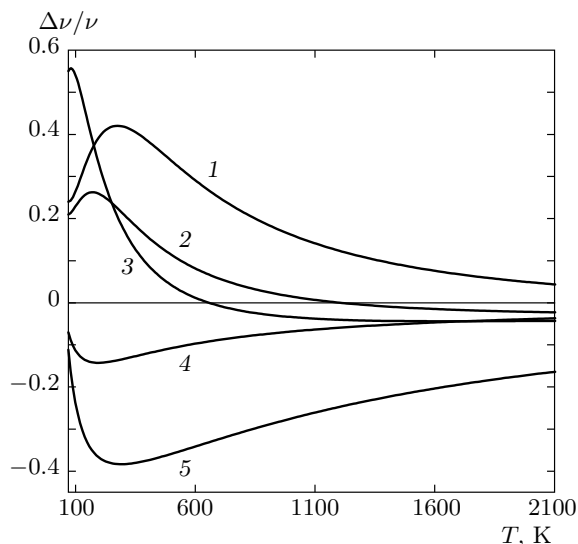


Рис. 2. Температурные зависимости относительной разности $\Delta\nu/\nu \equiv (\nu_e^{tr} - \nu_g^{tr})/\nu_g^{tr}$ средних транспортных частот столкновений атомов рубидия в возбужденном (e) и основном (g) состояниях с атомами инертных газов при возбуждении D_1 -линии атомов Rb; Rb-Xe (1), Rb-Kr (2), Rb-Ar (3), Rb-Ne (4), Rb-Ne (5)

луширины линии поглощения $\Gamma(v)$ от скорости v и в формулах (25) полагали $\Gamma(t) = \Gamma = \text{const}$. Конкретные значения величин $\Gamma = \Gamma_e/2 + \gamma$ для разных систем Rb-X определялись по данным [35] для ударной полуширины γ линии поглощения ($\gamma = 9.23$ МГц/Торр для Rb-Ne, $\gamma = 4.71$ МГц/Торр для Rb-Ne, $\gamma = 9.05$ МГц/Торр для Rb-Ar и Rb-Kr, $\gamma = 10.41$ МГц/Торр для Rb-Xe).

Для атомов щелочных металлов, находящихся в атмосфере инертных буферных газов, сечения столкновительных переходов $n \rightarrow l, l \rightarrow n$ между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния очень малы — на 6–10 порядков меньше газокинетических сечений [36]. Поэтому для частоты $\bar{\nu}_g$ столкновительного перемешивания компонент СТС внутри основного состояния будем полагать $\bar{\nu}_g = 0$. В то же время населенности компонент СТС возбужденного состояния легко перемешиваются столкновениями [36]. Ввиду этого обстоятельства для частоты $\bar{\nu}_e$ столкновительного перемешивания компонент СТС внутри возбужденного состояния мы будем использовать те же значения, что и для ударных полуширин ($\bar{\nu}_e = \gamma$).

Транспортные частоты столкновений $\nu_k(t) \equiv \nu_k(tv_T) \equiv \nu_k(v)$ для систем Rb-X, где X — атом инертного газа, рассчитывались нами численно по формуле (15) с использованием транс-

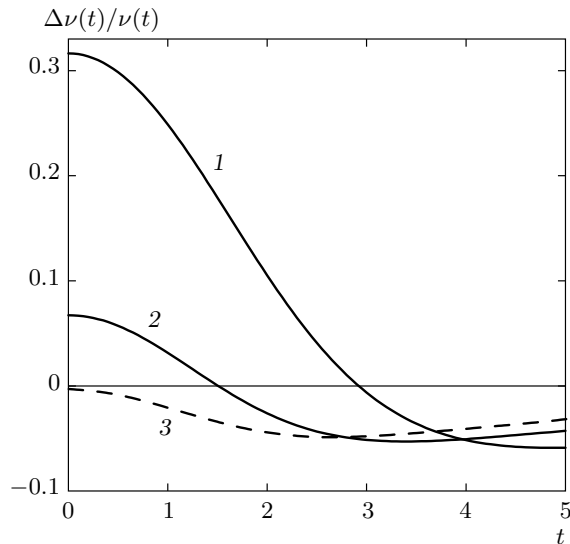


Рис. 3. Зависимости относительной разности транспортных частот столкновений $\Delta\nu(t)/\nu(t)$ от безразмерной скорости $t = v/v_T$ для системы Rb-Ar при возбуждении D_1 -линии атомов Rb; $T = 300$ (1), 650 (2), 1000 (3) К

портных сечений $\sigma_k(u)$, вычисленных в работах [23, 24] на основе потенциалов взаимодействия Паскаля–Вандепланка [28].

Хорошим критерием для определения возможности возникновения аномального СИД в однокомпонентном буферном газе является знакопеременная зависимость от температуры разности усредненных транспортных частот столкновений (20) $\nu_e^{tr} - \nu_g^{tr}$ или, что то же самое, разности коэффициентов диффузии $D_e - D_g$ в возбужденном и основном состояниях резонансных атомов с буферными частицами. В случае бинарной буферной смеси критерием возможности возникновения аномального СИД является разный знак разности усредненных транспортных частот столкновений $\nu_e^{tr} - \nu_g^{tr}$ для резонансных атомов в каждом из двух буферных газов. Аномальный СИД следует ожидать при тех температурах в однокомпонентном буферном газе и относительных долях газов в бинарной буферной смеси, при которых разность $\nu_e^{tr} - \nu_g^{tr}$ (или $D_e - D_g$) обращается в нуль (в этих условиях должна проявиться зависимость частот столкновений от скорости). Именно эти критерии использовались в работах [18, 23, 24, 26] для определения объектов, «пре-тендующих» на аномальный СИД.

На рис. 2 показана температурная зависимость относительной разности

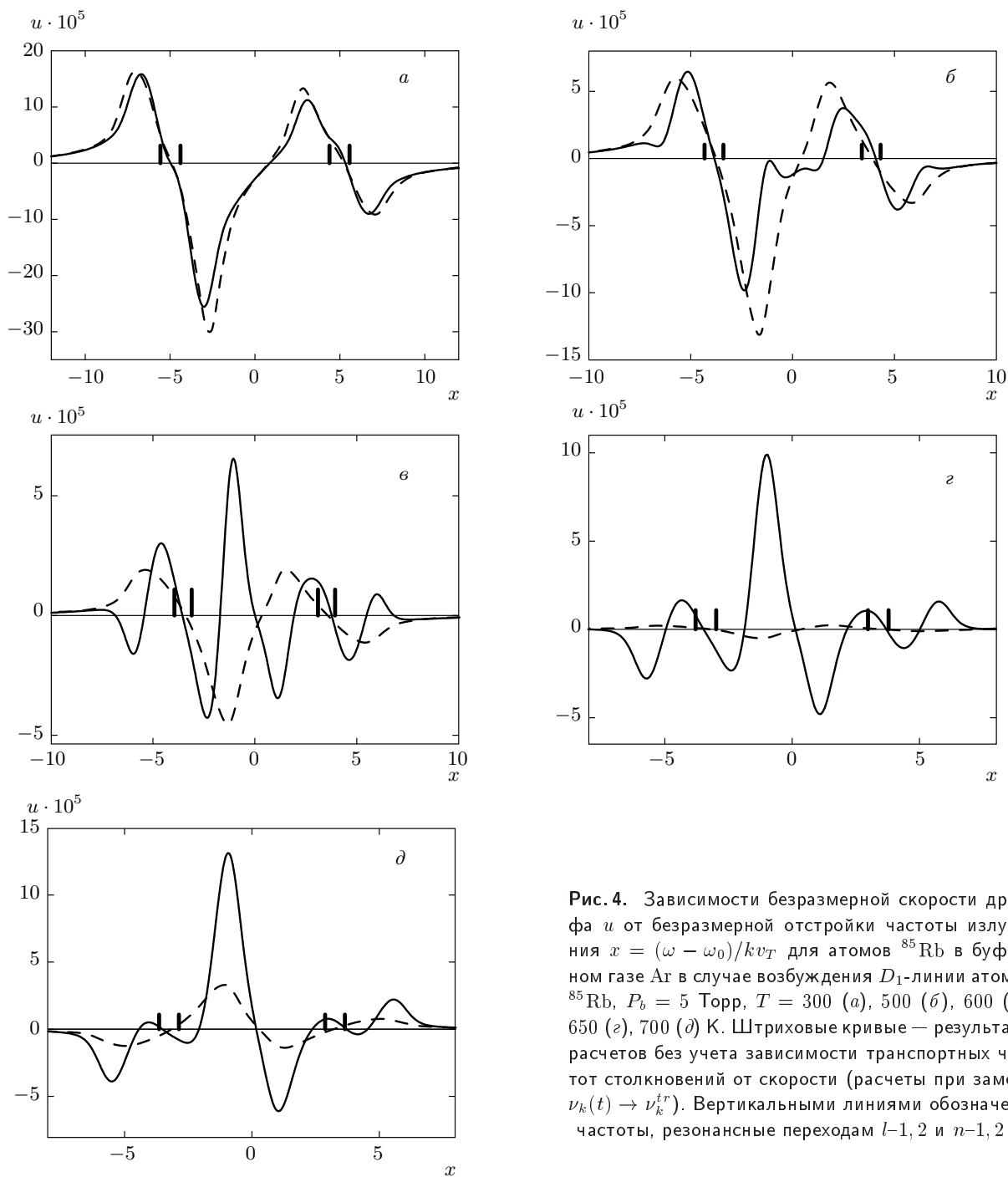


Рис. 4. Зависимости безразмерной скорости дрейфа u от безразмерной отстройки частоты излучения $x = (\omega - \omega_0)/kv_T$ для атомов ^{85}Rb в буферном газе Ar в случае возбуждения D_1 -линии атомов ^{85}Rb , $P_b = 5$ Торр, $T = 300$ (а), 500 (б), 600 (в), 650 (г), 700 (д) К. Штриховые кривые — результаты расчетов без учета зависимости транспортных частот столкновений от скорости (расчеты при замене $\nu_k(t) \rightarrow \nu_k^{tr}$). Вертикальными линиями обозначены частоты, резонансные переходам $l-1, 2$ и $n-1, 2$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \equiv \frac{\nu_e^{tr} - \nu_g^{tr}}{\nu_g^{tr}} \quad (29)$$

средних транспортных частот столкновений атомов рубидия в возбужденном и основном состояниях с атомами инертных газов при возбуждении D_1 -линии атомов Rb. Для фактора $\Delta\nu/\nu$, которому пропорци-

ональна скорость дрейфа при нормальном эффекте СИД, обнаруживается сильная температурная зависимость вплоть до изменения знака для некоторых пар сталкивающихся частиц.

Для атомов Rb, находящихся в буферном газе Kr, фактор $\Delta\nu/\nu$ обращается в нуль при температу-

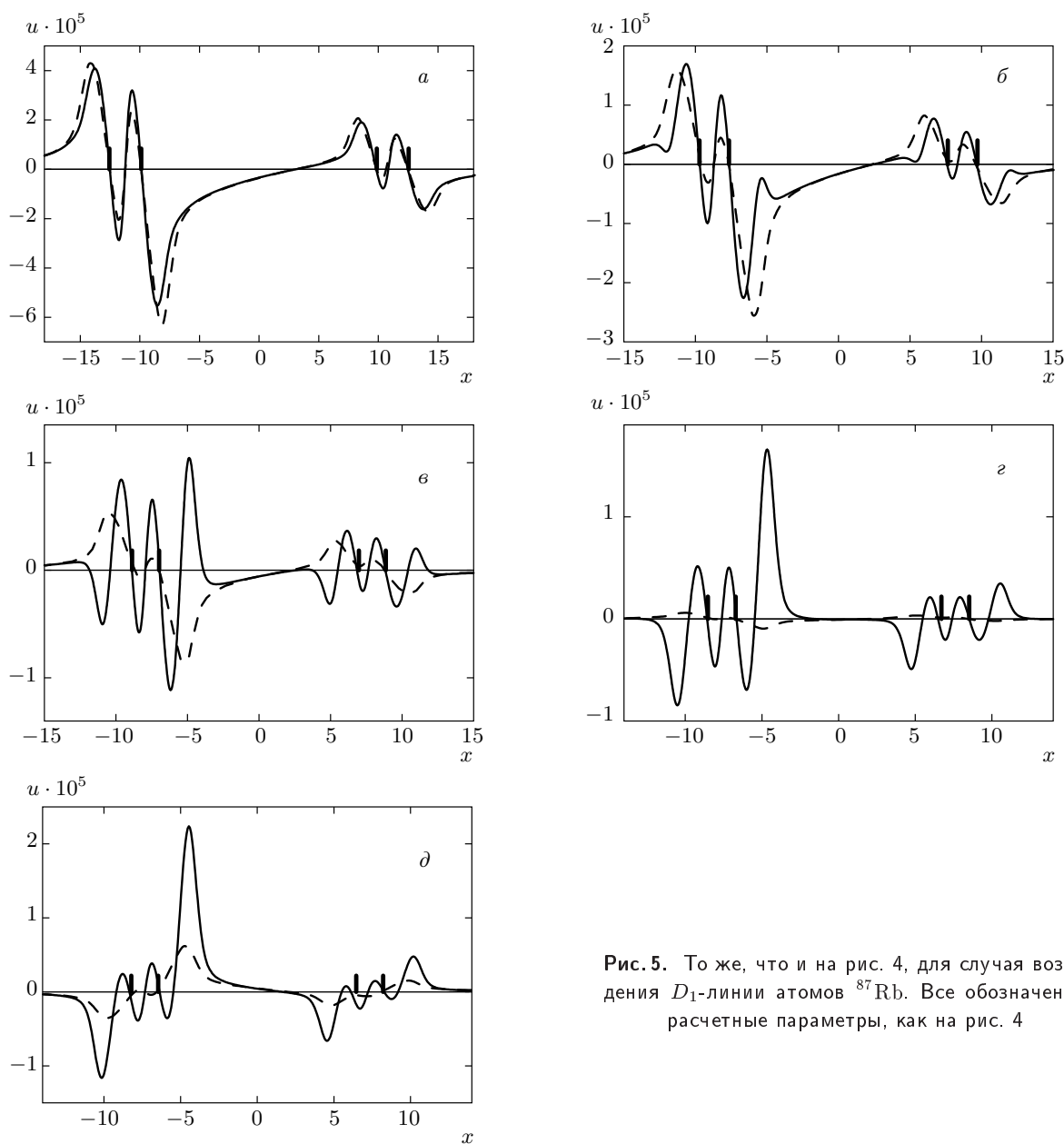


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для случая возбуждения D_1 -линии атомов ^{87}Rb . Все обозначения и расчетные параметры, как на рис. 4

ре $T \approx 1200 \text{ K}$ (см. кривую 2 на рис. 2). Поэтому в окрестности $T \approx 1200 \text{ K}$ должен возникать аномальный СИД. Теоретические расчеты [24] подтверждают, что, действительно, в температурном интервале $700 \text{ K} < T < 1600 \text{ K}$ зависимость транспортных частот столкновений от скорости приводит к возникновению аномального СИД атомов Rb в буферном газе Kr при возбуждении D_1 -линии атомов рубидия.

Для атомов Rb, находящихся в буферном газе Ar, фактор $\Delta\nu/\nu$ обращается в нуль при температуре $T \approx 650 \text{ K}$ (кривая 3 на рис. 2). Следовательно, в

окрестности $T \approx 650 \text{ K}$ должен возникать аномальный СИД атомов Rb в буферном газе Ar при возбуждении D_1 -линии атомов рубидия.

Анализ рис. 2 показывает, что аномальный СИД следует ожидать также при возбуждении D_1 -линии атомов Rb в смесях инертных газов Ne + Ar, Ne + Kr, Ne + Xe, He + Ar, He + Kr и He + Xe практически при любых температурах (в зависимости от выбора долей буферных газов в бинарной буферной смеси).

На рис. 3 показаны рассчитанные по форму-

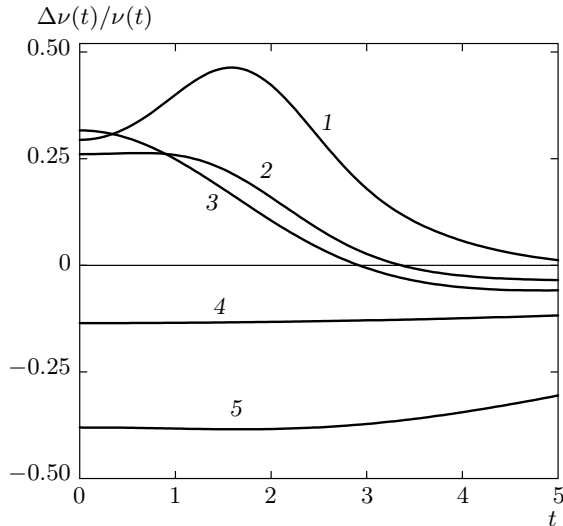


Рис. 6. Зависимости от безразмерной скорости $t = v/v_T$ относительной разности транспортных частот столкновений $\Delta\nu(t)/\nu(t)$ атомов рубидия в возбужденном и основном состояниях с атомами инертных газов при возбуждении D_1 -линии атомов Rb, $T = 300$ К, Rb-He (1), Rb-Kr (2), Rb-Ar (3), Rb-Ne (4), Rb-Ne (5)

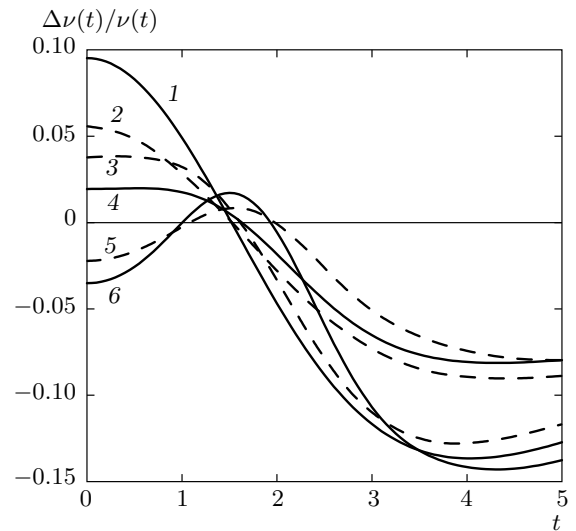


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, при $T = 300$ К для систем сталкивающихся частиц: 1 – Rb-(Ne + Ar), $\xi_{Ne} = 0.334$; 2 – Rb-(He + Ar), $\xi_{He} = 0.844$; 3 – Rb-(Ne + Kr), $\xi_{Ne} = 0.453$; 4 – Rb-(He + Kr), $\xi_{He} = 0.899$; 5 – Rb-(He + Xe), $\xi_{He} = 0.959$; 6 – Rb-(Ne + Xe), $\xi_{Ne} = 0.683$. При $T = 300$ К и указанных долях неона и гелия в бинарных буферных смесях относительная разность средних транспортных частот столкновений близка к нулю, $\Delta\nu/\nu \approx 0$

ле (15) зависимости от безразмерной скорости $t = v/v_T$ относительной разности транспортных частот столкновений

$$\frac{\Delta\nu(t)}{\nu(t)} \equiv \frac{\nu_e(t) - \nu_g(t)}{\nu_g(t)} \quad (30)$$

для атомов Rb в буферном газе Ar при возбуждении D_1 -линии атомов Rb. Из формулы (24) видно, что благодаря множителю $t \exp(-t^2)$ основной вклад в интеграл для скорости дрейфа $u(x)$ дают частицы со скоростями $t \approx 1$. В области $t \approx 1$ при температурах $T = 300$ К и $T = 1000$ К знак фактора $\Delta\nu(t)/\nu(t)$ для системы Rb-Ar не изменяется (кривые 1 и 3 на рис. 3), поэтому при этих температурах должен наблюдаться нормальный СИД атомов Rb, хорошо описываемый теорией СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений. При температуре $T = 650$ К знак фактора $\Delta\nu(t)/\nu(t)$ изменяется в области $t \approx 1$ (кривая 2 на рис. 3), поэтому в окрестности $T \approx 650$ К должен возникать аномальный СИД атомов Rb в буферной среде Ar.

На рис. 4 и 5 представлены результаты численных расчетов скорости дрейфа $u(x)$ атомов Rb в атмосфере Ar по формулам (24)–(27) с использованием зависящих от скорости частот столкновений $\nu_k(v)$ (15) (сплошные кривые). На этих же рисунках

приведены расчеты в модели не зависящих от скорости частот столкновений (штриховые кривые, в формулах для скорости дрейфа вместо $\nu_k(v)$ (15) использованы ν_k^{tr} (20)). Все расчеты проведены для давления буферного газа $P_b = 5$ Торр. Давление буферного газа выбрано таким из тех соображений, что скорость светоиндуцированного дрейфа атомов Rb как функция давления имеет максимум при $P_b \approx 5$ Торр [24]. Обратим внимание на то, что при $\bar{\nu}_g = 0$ (это принятый нами для расчетов параметр) интенсивность излучения I не входит в выражение для скорости дрейфа $u(x)$ (24). Это связано с тем, что в отсутствие столкновительного обмена между сверхтонкими компонентами n и l основного состояния относительные населенности компонент СТС N_j/N в формуле (24) для $u(x)$ не зависят от интенсивности излучения, а зависят только от частоты излучения. В этом проявляется эффект оптической перекачки: при изменении частоты излучения происходит перераспределение атомов по подуровням сверхтонкой структуры основного состояния.

Как видно из рис. 4, 5, зависимость частот столкновений от скорости может сильно изменить фор-

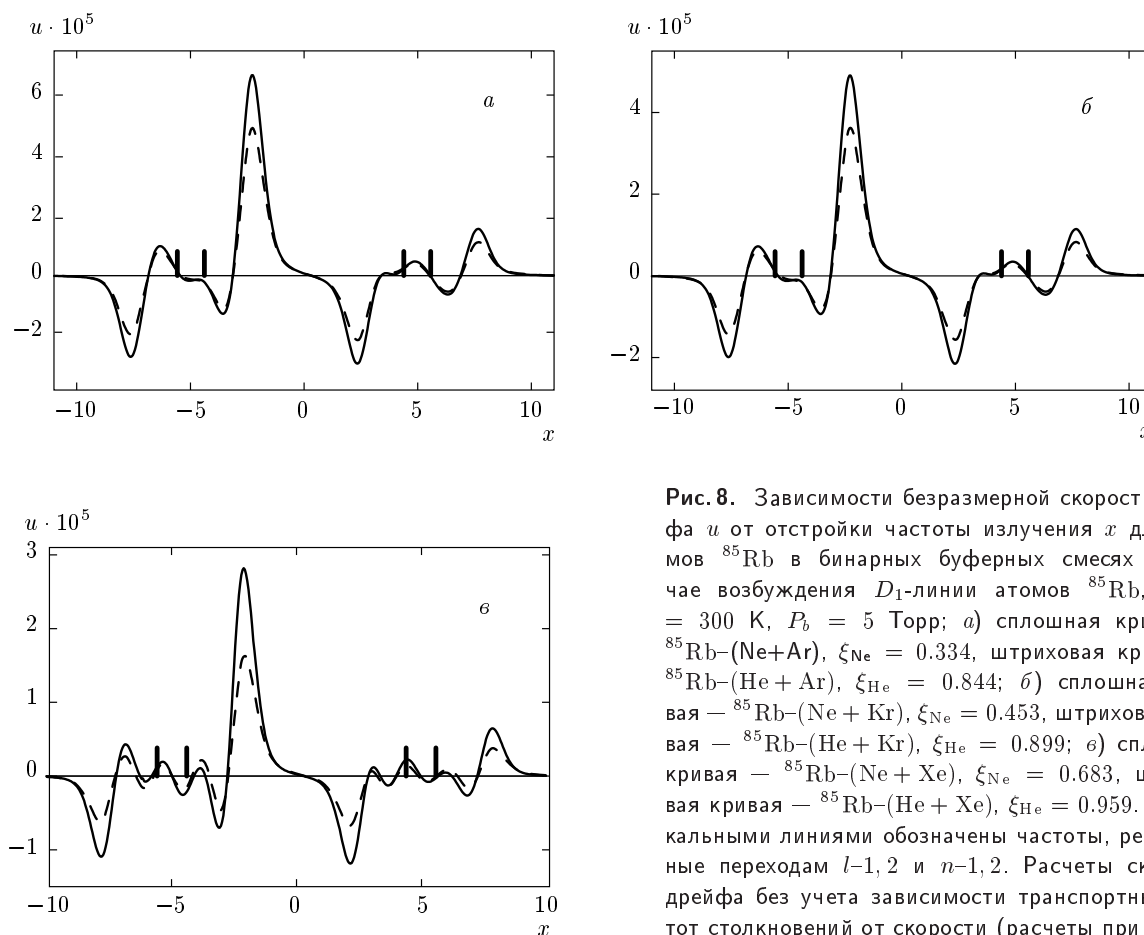


Рис. 8. Зависимости безразмерной скорости дрейфа u от отстройки частоты излучения x для атомов ^{85}Rb в бинарных буферных смесях в случае возбуждения D_1 -линии атомов ^{85}Rb , $T = 300$ К, $P_b = 5$ Торр; а) сплошная кривая — $^{85}\text{Rb}-(\text{Ne}+\text{Ar})$, $\xi_{\text{Ne}} = 0.334$, штриховая кривая — $^{85}\text{Rb}-(\text{He} + \text{Ar})$, $\xi_{\text{He}} = 0.844$; б) сплошная кривая — $^{85}\text{Rb}-(\text{Ne} + \text{Kr})$, $\xi_{\text{Ne}} = 0.453$, штриховая кривая — $^{85}\text{Rb}-(\text{He} + \text{Kr})$, $\xi_{\text{He}} = 0.899$; в) сплошная кривая — $^{85}\text{Rb}-(\text{Ne} + \text{Xe})$, $\xi_{\text{Ne}} = 0.683$, штриховая кривая — $^{85}\text{Rb}-(\text{He} + \text{Xe})$, $\xi_{\text{He}} = 0.959$. Вертикальными линиями обозначены частоты, резонансные переходам $l-1, 2$ и $n-1, 2$. Расчеты скорости дрейфа без учета зависимости транспортных частот столкновений от скорости (расчеты при замене $\nu_k(t) \rightarrow \nu_k^{tr}$) при указанных долях неона и гелия в бинарных буферных смесях дают $u_L = 0$

му линии СИД (по сравнению с результатом расчетов с постоянными частотами столкновений), вплоть до появления дополнительных нулей на графике $u(x)$. Для атомов ^{85}Rb скорость дрейфа как функция частоты излучения может иметь девять нулей (рис. 4б), а для атомов ^{87}Rb — даже пятнадцать нулей (рис. 5б), вместо соответственно трех и пяти нулей, как было бы в случае нормального эффекта СИД (штриховые кривые на рис. 4в и 5в). Численные расчеты показывают, что аномальный СИД атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb в буферном газе Ar при возбуждении излучением D_1 -линии атомов рубидия возникает в температурном интервале $450 \text{ К} < T < 800 \text{ К}$. Именно в этом температурном интервале необходимо учитывать зависимость частот столкновений $\nu_k(v)$ от скорости при вычислении скорости дрейфа (24). В области более низких или, наоборот, более высоких температур зависимость частот столкновений от скорости в выражении (24) слабо сказыва-

ется на форме линии СИД. В этих областях при вычислении скорости дрейфа (24) можно с хорошей точностью использовать не зависящие от скорости частоты столкновений ν_k^{tr} (20) (см. рис. 4а, 5а). Из сравнения рис. 4а и рис. 4б–д, рис. 5а и рис. 5б–д видно, что в случае аномального СИД атомов Rb в буферном газе Ar скорость дрейфа уменьшается по сравнению со случаем нормального СИД примерно в 2–4 раза.

Рассмотрим СИД атомов Rb в бинарных буферных смесях инертных газов. В этом случае, как уже отмечалось выше, аномальный СИД атомов Rb возможен практически при любых температурах, задаваемых по желанию экспериментатора путем выбора соответствующих долей буферных газов в бинарной буферной смеси. Далее для определенности зададим температуру $T = 300 \text{ К}$.

На рис. 6 показаны зависимости от скорости t относительной разности транспортных частот столк-

новений $\Delta\nu(t)/\nu(t)$ (30) атомов рубидия в возбужденном $5^2P_{1/2}$ и основном $5^2S_{1/2}$ состояниях с атомами инертных газов при температуре $T = 300$ К. Характер зависимости $\Delta\nu(t)/\nu(t)$ в различных буферных газах таков, что обеспечивает регулирующую по желанию экспериментатора зависимость фактора $\Delta\nu(t)/\nu(t)$ (и, следовательно, фактора $\tau(t)$ в (24)), необходимую для наблюдения аномального СИД, в буферной смеси газа Ne или He с каким-либо другим газом Ar, Kr или Xe путем изменения долей ξ_{Ne} неона или ξ_{He} гелия в буферной смеси:

$$\xi_{Ne,He} = \frac{N_{Ne,He}}{N_b}, \quad N_b = N_{Ne,He} + N_X, \quad (31)$$

где $N_{Ne,He}$ — концентрация неона (N_{Ne}) или гелия (N_{He}), N_X — концентрация другого инертного буферного газа (Ar, Kr или Xe), N_b — полная концентрация буферного газа.

На рис. 7 показаны зависимости $\Delta\nu(t)/\nu(t)$ для атомов рубидия в бинарных буферных смесях газов при температуре $T = 300$ К. Доли неона ξ_{Ne} и гелия ξ_{He} в бинарных буферных смесях выбирались из условия близости к нулю относительной разности средних транспортных частот столкновений $\Delta\nu/\nu$ (29) при $T = 300$ К в соответствии с описанным выше критерием возможности возникновения аномального СИД. Из рис. 7 видно, что знак фактора $\Delta\nu(t)/\nu(t)$ изменяется в области $t \approx 1$ (как и должно быть при аномальном СИД), поэтому при температуре $T \approx 300$ К должен возникать аномальный СИД атомов Rb в бинарных буферных смесях со значениями ξ_{Ne} и ξ_{He} , указанными на рис. 7.

Рисунки 8 и 9 иллюстрируют возникновение аномального СИД атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb в бинарных буферных смесях Ne + Ar, Ne + Kr, Ne + Xe, He + Ar, He + Kr, He + Xe при различных долях неона ξ_{Ne} и гелия ξ_{He} в этих смесях и при температуре $T = 300$ К. Заметим, что расчеты скорости дрейфа по формулам для нормального СИД (без учета зависимости транспортных частот столкновений от скорости, т.е. при замене $\nu_k(t) \rightarrow \nu_k^{tr}$) при указанных на рис. 8, 9 долях неона и гелия в бинарных буферных смесях дают $u(x) = 0$. Численный анализ показывает, что при температуре $T = 300$ К аномальный СИД атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb можно наблюдать в следующих интервалах долей неона и гелия в буферных смесях: $0.23 \lesssim \xi_{Ne} \lesssim 0.43$ для буферной смеси Ne + Ar; $0.35 \lesssim \xi_{Ne} \lesssim 0.52$ для смеси Ne + Kr; $0.64 \lesssim \xi_{Ne} \lesssim 0.71$ для смеси Ne + Xe; $0.77 \lesssim \xi_{He} \lesssim 0.88$ для смеси

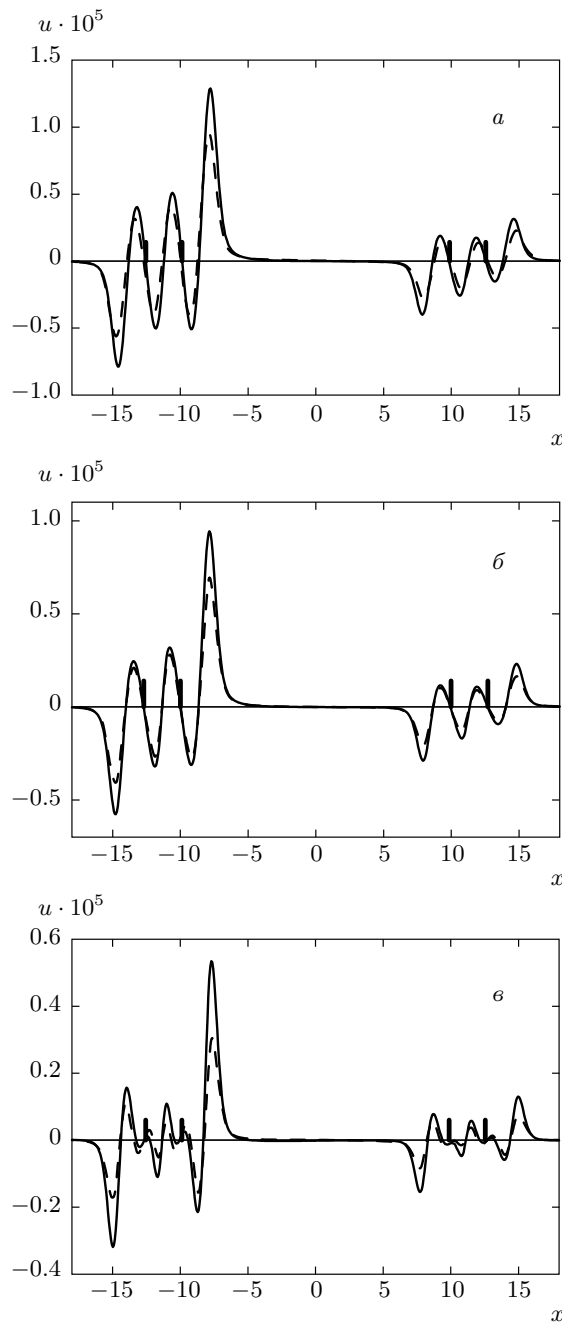


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, для случая возбуждения D_1 -линии атомов ^{87}Rb . Все обозначения и расчетные параметры, как на рис. 8

Ne + Ar; $0.87 \lesssim \xi_{He} \lesssim 0.92$ для смеси Ne + Kr; $0.953 \lesssim \xi_{He} \lesssim 0.962$ для смеси Ne + Xe. Форма линии аномального СИД очень чувствительна к изменению концентрации компонентов буферной смеси двух газов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе на основе известных межатомных потенциалов взаимодействия исследован аномальный СИД атомов рубидия в буферном газе аргоне и в бинарных буферных смесях газа неона или гелия с каким-либо другим газом — аргоном, криптоном или ксеноном. Предсказана аномальная частотная зависимость скорости дрейфа атомов рубидия в буферном газе аргоне в температурном интервале $450 \text{ K} < T < 800 \text{ K}$ при возбуждении излучением D_1 -линии атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb . Показано, что в бинарных буферных смесях инертных газов аномальный СИД атомов рубидия можно наблюдать практически при любой (в том числе и при комнатной) температуре в зависимости от выбора долей буферных газов в смесях. В случае возбуждения D_2 -линии атомов Rb аномальный СИД не возникает.

Как показывают результаты данной работы, даже малое различие в межатомных потенциалах взаимодействия резонансных и буферных частиц сильно проявляется в частотной зависимости скорости дрейфа в области аномального СИД. Экспериментальное исследование аномального СИД атомов рубидия позволит тестировать тонкие детали межатомных потенциалов взаимодействия.

Авторы признательны Дж. Паскалю (J. Pascale) за любезно предоставленные подробные табличные данные по потенциалам взаимодействия атомов щелочных металлов с атомами инертных газов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-00075-а), программы ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения» (проект III.9.1) и государственной программы поддержки ведущих научных школ РФ (№ НШ-2979.2012.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ **29**, 773 (1979).
2. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **78**, 1674 (1980).
3. А. К. Попов, А. М. Шалагин, В. М. Шалаев, В. З. Яхнин, ЖЭТФ **80**, 2175 (1981).
4. С. Н. Атутов, И. М. Ермолаев, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **92**, 1215 (1987).
5. В. Р. Мироненко, А. М. Шалагин, Изв. АН СССР, сер. физ. **45**, 995 (1981).
6. G. Nienhuis, Phys. Rep. **138**, 151 (1986).
7. H. G. C. Werij and J. P. Woerdman, Phys. Rep. **169**, 145 (1988).
8. П. Л. Чаповский, Изв. АН СССР, сер. физ. **53**, 1069 (1989).
9. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam–New York–Oxford (1991).
10. E. R. Eliel, Adv. Atom. Mol. Opt. Phys. **30**, 199 (1992).
11. G. J. van der Meer, J. Smeets, S. P. Pod'yachev, and L. J. F. Hermans, Phys. Rev. A **45**, R1303 (1992).
12. G. J. van der Meer, B. Broers, P. L. Chapovsky, and L. J. F. Hermans, J. Phys. B **25**, 5359 (1992).
13. P. L. Chapovsky, G. J. van der Meer, J. Smeets, and L. J. F. Hermans, Phys. Rev. A **45**, 8011 (1992).
14. G. J. van der Meer, J. Smeets, E. R. Eliel, P. L. Chapovsky, and L. J. F. Hermans, Phys. Rev. A **47**, 529 (1993).
15. E. J. van Duijn, H. I. Bloemink, E. R. Eliel, and L. J. F. Hermans, Phys. Lett. A **184**, 93 (1993).
16. I. Kuščer, L. J. F. Hermans, P. L. Chapovsky, J. J. M. Beenakker, and G. J. van der Meer, J. Phys. B **26**, 2837 (1993).
17. E. J. van Duijn, R. Nokhai, and L. J. F. Hermans, J. Chem. Phys. **105**, 6375 (1996).
18. F. Yahyaei-Moayyed and A. D. Streater, Phys. Rev. A **53**, 4331 (1996).
19. B. Nagels, P. L. Chapovsky, L. J. F. Hermans, G. J. van der Meer, and A. M. Shalagin, Phys. Rev. A **53**, 4305 (1996).
20. F. Kh. Gel'mukhanov and A. I. Parkhomenko, Phys. Lett. A **162**, 45 (1992).
21. Ф. Х. Гельмуханов, А. И. Пархоменко, ЖЭТФ **102**, 424 (1992).
22. F. Kh. Gel'mukhanov, G. V. Kharlamov, and S. G. Rautian, Opt. Comm. **94**, 521 (1992).
23. F. Kh. Gel'mukhanov and A. I. Parkhomenko, J. Phys. B **28**, 33 (1995).
24. F. Kh. Gel'mukhanov, A. I. Parkhomenko, T. I. Privalov, and A. M. Shalagin, J. Phys. B **30**, 1819 (1997).
25. А. И. Пархоменко, ЖЭТФ **115**, 1664 (1999).
26. А. И. Пархоменко, ЖЭТФ **116**, 1587 (1999).

27. А. И. Пархоменко, А. М. Шалагин, КЭ **43**, 162 (2013).
28. J. Pascale and J. Vanderplanque, J. Chem. Phys. **60**, 2278 (1974).
29. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977).
30. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975).
31. Л. В. Ильичев, А. И. Пархоменко, ЖЭТФ **112**, 856 (1997).
32. F. Kh. Gel'mukhanov, L. V. P'ichov, and A. M. Shalagin, Physica A **137**, 502 (1986).
33. W. A. Hamel, J. E. M. Haverkort, H. G. C. Werij, and J. P. Woerdman, J. Phys. B **19**, 4127 (1986).
34. NIST Atomic Spectra Database, <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.
35. N. Allard and J. Kielkopf, Rev. Mod. Phys. **54**, 1103 (1982).
36. W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).