

Спектральные аномалии эффекта светоиндуцированного дрейфа атомов цезия, обусловленные зависимостью транспортных частот столкновений от скорости

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

Теоретически исследованы спектральные особенности скорости светоиндуцированного дрейфа (СИД) атомов цезия в инертных буферных газах. Предсказывается сильная зависимость от температуры спектральной формы сигнала СИД атомов Cs в атмосфере Ar или Kr в окрестности температур $T \sim 1000$ К. Показано, что аномальный СИД атомов Cs в бинарных буферных смесях двух различных инертных газов можно наблюдать практически при любой (в том числе и при комнатной) температуре в зависимости от содержания компонентов в этих смесях. Полученные результаты дают возможность высокоточного тестирования межатомных потенциалов взаимодействия в экспериментах по аномальному СИД.

Ключевые слова: светоиндуцированный дрейф, оптическое возбуждение, столкновения, эффект Доплера, буферный газ, кинетические уравнения.

1. Введение

Светоиндуцированный дрейф (СИД), теоретически предсказанный [1] и впервые экспериментально зарегистрированный [2] в 1979 г., относится к ряду наиболее сильных эффектов воздействия излучения на поступательное движение частиц. Суть эффекта состоит в возникновении направленного макроскопического потока частиц, поглощающих излучение и находящихся в смеси с буферными частицами. Напомним природу явления. Вследствие эффекта Доплера излучение воздействует на поглощающие частицы селективно по скоростям – создает эффективные «пучки» частиц в возбужденном и основном состояниях, направленные навстречу друг другу. В атмосфере буферного газа эти пучки испытывают различное сопротивление из-за различия транспортных частот столкновений возбужденных и невозбужденных частиц. В итоге газ поглощающих частиц как целое приобретает направленное движение. Частицы могут дрейфовать как в направлении светового потока, так и в противоположном направлении.

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что явление СИД универсально в том смысле, что оно реализуется в типичных экспериментальных условиях и присуще широкому классу объектов: атомам, молекулам, ионам, электронам проводимости в твердых телах. К настоящему времени эффект СИД экспериментально зарегистрирован для почти двух десятков различных объектов – атомов (Li, Na, K, Rb, Ne, Ba) в различных буферных газах, молекул (CH_3F , CH_3Br , C_2H_4 , NH_3 , SF_6 , CH_3OH , H_2O , HF) в различных буферных газах и электронов в по-

лупроводнике InSb (см., напр., [3–9] и цитированную там литературу).

Теоретически при лазерном возбуждении скорость дрейфа, обусловленного эффектом СИД, может достигать тепловой скорости [10]. Экспериментально показано, что атомы под действием СИД могут дрейфовать со скоростью 50 м/с [11].

Одной из важнейших характеристик эффекта СИД является зависимость скорости дрейфа от частоты излучения (форма линии СИД). По наблюдаемой в экспериментах форме линии СИД исторически сложилось разделение эффекта на «нормальный» и «аномальный» СИД.

Нормальный эффект СИД хорошо описывается теорией СИД, не учитывающей зависимости от скорости v резонансных частиц транспортных частот столкновений. Скорость дрейфа при нормальном СИД пропорциональна относительной разности $(v_g^{\text{tr}} - v_g^{\text{tr}})/v_g^{\text{tr}}$ средних транспортных частот столкновений резонансных частиц в возбужденном (e) и основном (g) состояниях с буферными частицами. Средняя транспортная частота v_k^{tr} связана простой формулой с коэффициентом диффузии D_k частиц в состоянии $k = e, g$ [3]: $v_k^{\text{tr}} = v_T^2/(2D_k)$, где v_T – наиболее вероятная скорость поглощающих частиц. При нормальном СИД зависимость скорости дрейфа от частоты излучения имеет наиболее простой вид. 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 его исследования хорошо соответствовали этой теории [3–7].

При аномальном эффекте СИД, экспериментально обнаруженном в 1992 г. [12], наблюдается резкое отклонение частотной зависимости скорости дрейфа от предсказываемой теорией нормального СИД. К настоящему времени выполнено значительное количество экспериментальных (аномальный СИД наблюдался для молекул C_2H_4 , HF, CH_3F в различных буферных газах [8, 9, 12–17], для

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

А.М.Шалагин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: shalagin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 27 декабря 2013 г., после доработки – 13 февраля 2014 г.

атомов калия в буферной смеси неона с другими инертными газами [18]) и теоретических [8, 15, 17, 19–26] исследований аномального СИД. Выяснилось, что аномальный СИД обусловлен зависимостью транспортных частот столкновений от скорости v резонансных частиц, причем аномальность может возникать только в том случае, когда разность транспортных частот столкновений $\Delta v(v) \equiv v_e(v) - v_g(v)$ частиц, находящихся на комбинирующих (затронутых излучением) уровнях e, g , изменяет свой знак как функция v .

Поскольку транспортные частоты столкновений $v_g(v)$, $v_e(v)$ целиком и полностью определяются потенциалами взаимодействий резонансных и буферных частиц, то 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.

В настоящей работе на основе известных (вычисленных *ab initio*) межатомных потенциалов взаимодействия Pascale–Vanderplanque [27] теоретически предсказан и рассчитан аномальный СИД атомов цезия, находящихся в каком-либо однокомпонентном буферном инертном газе или в различных бинарных буферных смесях инертных газов. Определены параметры среды (температура, доли компонентов в бинарной буферной смеси), при которых следует ожидать проявления аномального СИД атомов Cs. Оказалось, что аномальный СИД атомов Cs в бинарной буферной смеси инертных газов можно наблюдать практически при любой (в том числе и при комнатной) температуре в зависимости от выбора долей буферных газов в этой смеси. Проведенные расчеты аномального СИД атомов Cs 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 СИД атомов щелочных металлов необходимо учитывать сверхтонкую структуру (СТС) уровней, затронутых излучением. При этом следует иметь в виду следующее обстоятельство. Известно, что если полный орбитальный момент электронов в основном состоянии равен нулю (*S*-состояние), то сверхтонкие подуровни могут быть чрезвычайно долгоживущими: столкновения с частицами немагнитного буферного газа почти не приводят к перемешиванию населенностей этих подуровней. К примеру, для атомов щелочных металлов, находящихся в атмосфере инертных буферных газов, сечения столкновительных переходов между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния очень малы – на 6–10 порядков меньше газокинетических сечений [28]. Благодаря этому в атомах щелочных металлов ярко проявляется эффект так называемой оптической накачки (см., напр., [29]). Суть эффекта состоит в том, что даже слабое оптическое излучение, резонансное переходу в ближайшее возбужденное электронное состояние ато-

мов, может создать сильное и долго существующее неравновесное распределение населенностей по подуровням СТС основного состояния. В частности, такое излучение способно перекачать практически все атомы (с которыми эффективно осуществляется взаимодействие) на одну из компонент СТС. Перекачка с одной сверхтонкой компоненты основного состояния на другую проявляется тем ярче, чем больше сверхтонкое расщепление по сравнению с доплеровской шириной линии. Из щелочных атомов в этом отношении особенно показательны атомы Cs, где сверхтонкое расщепление достигает 40 доплеровских ширин.

Оптическая накачка, столь существенная при большом сверхтонком расщеплении основного электронного состояния атомов цезия, значительно уменьшает скорость СИД. Сильное влияние оптической накачки может быть радикально уменьшено при возбуждении атомов цезия излучениями с двумя разными частотами, выбранными такими, чтобы каждое излучение затрагивало разные сверхтонкие подуровни основного состояния. Будем полагать, что одно излучение является монохроматическим, а другое – широкополосным с шириной спектра, большей доплеровской ширины линии. Монохроматическое излучение воздействует на поглощающие частицы селективно по скоростям и поэтому обеспечивает возникновение эффекта СИД. Широкополосное излучение, взаимодействующее с атомами неселективно по скоростям, само по себе вызывает эффект СИД, но обуславливает его многократное увеличение из-за того, что радикально ослабляет оптическую накачку. При этом можно надеяться, что скорость дрейфа будет иметь тот же порядок величины, что и для двухуровневых частиц. Ввиду данного обстоятельства далее при расчете скорости СИД атомов щелочных металлов мы будем полагать, что атомы возбуждаются двухчастотным излучением.

Рассмотрим газ поглощающих частиц с СТС основного и возбужденного состояний, находящийся в смеси с буферным газом. Пусть индекс $i = 1, 2, 3, 4$ нумерует подуровни СТС возбужденного состояния e , а индекс $j = n, m$ – подуровни СТС нижнего (основного) состояния g . Вывожение 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 по скоростям населенностей $\rho_i(v)$ и $\rho_j(v)$ подуровней СТС i и j :

$$S_i(v) + N \sum_j P_{ji}(v) - \Gamma_e \rho_i(v) = 0, \quad (1)$$

$$S_j(v) - N \sum_i P_{ji}(v) + \sum_i \Gamma_{ij} \rho_i(v) = 0,$$

где

$$N = N_e + N_g; \quad N_e = \sum_i N_i; \quad N_g = \sum_j N_j;$$

$$N_i = \int \rho_i(v) dv; \quad N_j = \int \rho_j(v) dv; \quad (2)$$

N_i и N_j – парциальные (по подуровням СТС) концентрации поглощающих частиц; N_e и N_g – концентрации по-

глошающих частиц в возбужденном и основном состояниях соответственно; Γ_{ij} – скорость спонтанного распада возбужденного состояния i по каналу $i \rightarrow j$; Γ_e – полная скорость спонтанного распада возбужденного уровня e ; $S_i(\mathbf{v}), S_j(\mathbf{v})$ – 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 подуровнями СТС возбужденного, $|i\rangle = |J_e, I, F_i\rangle$, и основного, $|j\rangle = |J_g, I, F_j\rangle$, состояний дается следующим выражением [30]:

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

где

$$\left\{ \begin{matrix} a & b & c \\ d & e & f \end{matrix} \right\}$$

– $6j$ -символ [30,31]; I – спин ядра атома; J_e, J_g – полные моменты электронной оболочки атома в возбужденном и основном состояниях соответственно; F_i, F_j – полные моменты атома (вместе с ядром) для соответствующих сверхтонких компонент. С помощью известных формул для $6j$ -символов [30, 31] нетрудно убедиться в том, что скорости спонтанного распада Γ_{ij} подчиняются соотношениям

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

где $w_i = g_i / \sum_{i'} g_{i'}$ и $w_j = g_j / \sum_{j'} g_{j'}$ – относительные статвеса подуровней i и j ($g_i = 2F_i + 1, g_j = 2F_j + 1$). Первое соотношение в (4) отражает известный факт [30] о том, 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) заключается в том, что если распределение частиц по сверхтонким компонентам возбужденного состояния равновесное, то спонтанный распад также приводит к равновесной населенности подуровней СТС нижнего состояния.

Найдем вероятность поглощения излучения $P_{ji}(\mathbf{v})$ в уравнениях (1). Для простоты ограничимся условием слабых интенсивностей монохроматического и широкополосного излучений, считая, что доля частиц в возбужденном состоянии e мала ($N_e \ll N$), а распределение по скоростям населенностей сверхтонких компонент $j = n, m$ в основном состоянии g близко к максвелловскому:

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

где $W(\mathbf{v})$ – распределение Максвелла. В этих условиях вероятность поглощения излучения $P_{ji}(\mathbf{v})$ в уравнениях (1) определяется следующим известным выражением:

$$\begin{aligned} P_{ji}(\mathbf{v}) &= B_{ji} \frac{N_j}{N} W(\mathbf{v}) [I_m Y_{ji}(\mathbf{v}) + I_b Y_{ji}^b(\mathbf{v})], \\ Y_{ji}(\mathbf{v}) &= \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma(\mathbf{v})}{\Gamma^2(\mathbf{v}) + (\omega - \omega_{ij} - \mathbf{k}\mathbf{v})^2}, \\ Y_{ij}^b(\mathbf{v}) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Gamma(\mathbf{v}) F(\omega)}{\Gamma^2(\mathbf{v}) + (\omega - \omega_{ij} - \mathbf{k}_b \mathbf{v})^2} d\omega, \end{aligned} \tag{6}$$

$$\int_0^\infty F(\omega) d\omega = 1, \quad B_{ji} = \frac{\lambda^2 \Gamma_e}{4\hbar\omega} \frac{g_i \Gamma_{ij}}{g_j \Gamma_e},$$

где $\omega, \lambda, \mathbf{k}$ и I_m – частота, длина волны, волновой вектор и интенсивность монохроматического излучения; \mathbf{k}_b и I_b – волновой вектор и интенсивность широкополосного излучения; $F(\omega)$ – форма линии широкополосного излучения; ω_{ij} – резонансная частота перехода $j \rightarrow i$; B_{ji} – второй коэффициент Эйнштейна [30] (полагаем, что этот коэффициент одинаков для монохроматического и широкополосного излучений ввиду малости частоты сверхтонкого расщепления по сравнению с оптической частотой); $\Gamma(\mathbf{v})$ – однородная полуширина линии поглощения, которая в общем случае зависит от скорости и является суммой спонтанной, $\Gamma_e/2$, и столкновительной, $\gamma(\mathbf{v})$, полуширин:

$$\Gamma(\mathbf{v}) = \Gamma_e/2 + \gamma(\mathbf{v}). \tag{7}$$

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

$$\int S_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \bar{v}_e (w_i N_e - N_i), \tag{8}$$

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

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

$$\bar{v}_e (w_i N_e - N_i) + Q_{mi} N_m + Q_{ni} N_n - \Gamma_e N_i = 0, \tag{9}$$

$$\bar{v}_g [w_j (N_m + N_n) - N_j] - \sum_i Q_{ji} N_j + \sum_i \Gamma_{ij} N_i = 0,$$

где

$$Q_{ji} = B_{ji} \int [I_m Y_{ji}(\mathbf{v}) + I_b Y_{ji}^b(\mathbf{v})] W(\mathbf{v}) d\mathbf{v}. \tag{10}$$

Используя приближенное условие нормировки $N_m + N_n \simeq N$ (здесь учтено принятое нами приближение $N_e \ll N$) и соотношения (4), из уравнений (9) получаем следующие выражения для относительных населенностей подуровней СТС основного состояния:

$$\frac{N_m}{N} = \frac{w_m \bar{v}_g (\Gamma_e + \bar{v}_e) + \sum_i Q_{ni} (\Gamma_{im} + w_m \bar{v}_e)}{\bar{v}_g (\Gamma_e + \bar{v}_e) + \sum_i Q_{ni} (\Gamma_{im} + w_m \bar{v}_e) + \sum_i Q_{mi} (\Gamma_{in} + w_n \bar{v}_e)}, \tag{11}$$

$$\frac{N_n}{N} = 1 - \frac{N_m}{N},$$

где суммирование ведется по всем разрешенным переходам $n, m \rightarrow i$. 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, а значит и 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, $P_{1/2}$ 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:

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

здесь $\rho_e(v) = \sum_i \rho_i(v)$ ($\rho_g(v) = \sum_j \rho_j(v)$) – суммарная населенность возбужденного (основного) состояния;

$$\begin{aligned} P(v) &= \sum_{i,j} P_{ji}(v) \\ &= W(v) \sum_j \frac{N_j}{N} \sum_i B_{ji} [I_m Y_{ji}(v) + I_b Y_{ji}^b(v)] \end{aligned} \quad (13)$$

– сумма вероятностей поглощения (6) по всем разрешенным переходам; $S_e(v) = \sum_i S_i(v)$; $S_g(v) = \sum_j S_j(v)$. Для интегралов столкновений в (12) будем использовать модель изотропного по скоростям «прихода» [25, 32]:

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

где член «прихода» $S_k^{(2)}(v)$ – функция модуля скорости $v = |v|$; $v_k(v)$ – транспортная частота столкновений [23, 32]. 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 $v_k(v)$ в (14) с характеристиками элементарного акта рассеяния дается формулой [3]

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

где

$$\begin{aligned} F(uv) &= \frac{2uv}{\bar{v}_b^2} \cosh\left(\frac{2uv}{\bar{v}_b^2}\right) - \sinh\left(\frac{2uv}{\bar{v}_b^2}\right); \\ q &= \frac{\mu}{M} \frac{N_b \bar{v}_b}{\sqrt{\pi}}; \quad \mu = \frac{MM_b}{M + M_b}; \quad \bar{v}_b = \sqrt{\frac{2k_B T}{M_b}}; \end{aligned} \quad (16)$$

N_b и M_b – концентрация и масса буферных частиц; M – масса поглощающих излучение частиц; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; u – относительная скорость 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 с использованием потенциалов взаимодействия поглощающих и буферных частиц.

Скорость СИД поглощающих частиц определяется выражением

$$u_L = \frac{1}{N} \int v [\rho_e(v) + \rho_g(v)] dv. \quad (17)$$

Из структуры уравнений (12) и выражения (13) с учетом конкретного вида интеграла столкновений (14) следует, что распределения населенностей по скоростям $\rho_e(v)$ и $\rho_g(v)$ представляют собой сумму анизотропных частей $\delta\rho_e(v)$ и $\delta\rho_g(v)$, непосредственно индуцированных излучением (функция $P(v)$), 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 следующие выражения:

$$\delta\rho_e(v) = N \frac{P(v)}{\Gamma_e + v_e(v)}, \quad (18)$$

$$\delta\rho_g(v) = -N \frac{v_e(v) P(v)}{v_g(v) [\Gamma_e + v_e(v)]}.$$

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

$$u_L = \int \frac{v_g(v) - v_e(v)}{v_g(v) [\Gamma_e + v_e(v)]} v P(v) dv. \quad (19)$$

Как отмечалось во Введении, аномальный СИД может возникнуть в том случае, когда транспортные частоты столкновений $v_e(v)$ и $v_g(v)$ резонансных частиц в возбужденном и основном состояниях с буферными частицами близки друг другу. Причиной возникновения аномально СИД является различие зависимостей $v_e(v)$ и $v_g(v)$ и, как следствие, возможность изменения знака разности транспортных частот столкновений $\Delta v(v) \equiv v_e(v) - v_g(v)$. При этом в скорость дрейфа u_L дают вклад поглощающие частицы как с положительным значением $\Delta v(v)$, так и с отрицательным. Это может приводить к сильному отличию формы линии СИД от той, которую предсказывает теория нормального эффекта СИД, не учитывающая зависимости от скорости транспортных частот столкновений.

Если частоты $v_e(v)$ и $v_g(v)$ сильно отличаются друг от друга, то скорость дрейфа 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 $v_k(v)$ ($k = e, g$) средней транспортной частотой

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

где $v_T = (2k_B T/M)^{1/2}$ – наиболее вероятная скорость поглощающих частиц; $u_T = (2k_B T/\mu)^{1/2}$ – наиболее вероятная ско-

рость относительного движения поглощающей и буферной частиц; \mathbf{n} – единичный вектор в произвольно выбранном направлении. Средняя транспортная частота v_k^{tr} связана простой формулой с коэффициентом диффузии D_k частиц в состоянии k [3, 33]:

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

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

$$\mathbf{u}_L \equiv u_0 \mathbf{u}(\Omega), \quad (22)$$

где введены параметр u_0 с размерностью скорости,

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

и безразмерная скорость $\mathbf{u}(\Omega)$, зависящая от отстройки Ω частоты монохроматического излучения,

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\Omega) = & \int_0^\infty \tau(t) \exp(-t^2) \sum_j \frac{N_j}{N} \sum_i \xi_{ji} \\ & \times \left[\frac{\mathbf{k}}{k} f_{ij}(t) + \frac{k_b}{k_b} \frac{I_b}{I_m} \int_0^\infty f_{ij}(t) F(\omega) d\omega \right] dt. \end{aligned} \quad (24)$$

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

$$\begin{aligned} f_{ij}(t) = & x_{ij} \psi_{ij}(t) + \frac{y(t)}{2} \ln \frac{y^2(t) + (t - x_{ij})^2}{y^2(t) + (t + x_{ij})^2}, \\ \psi_{ij}(t) = & \arctan \frac{t + x_{ij}}{y(t)} + \arctan \frac{t - x_{ij}}{y(t)}, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\tau(t) = \frac{v_g(t) - v_e(t)}{v_g(t)} \frac{\Gamma_e}{\Gamma_e + v_e(t)},$$

$$y(t) = \frac{\Gamma(t)}{kv_T}, \quad x_{ij} = \frac{\omega - \omega_{ij}}{kv_T}, \quad \xi_{ij} = \frac{g_i}{g_j} \frac{\Gamma_{ij}}{\Gamma_e}.$$

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

$$\begin{aligned} Q_{ji} = & \frac{2B_{ji}}{\pi^{3/2} kv_T} \int_0^\infty t \exp(-t^2) \\ & \times \left[I_m \psi_{ij}(t) + I_b \int_0^\infty \psi_{ij}(t) F(\omega) d\omega \right] dt. \end{aligned} \quad (26)$$

В качестве отстройки Ω частоты монохроматического излучения в (24) удобно ввести величину

$$\Omega = \omega - \omega_0, \quad (27)$$

где ω_0 – частота между «середины» 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 интегралов (24) и (26).

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

$$v_k(t) = v_{1k}(t) + v_{2k}(t), \quad (28)$$

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

Здесь уместно сделать одно замечание. В исходных уравнениях, описывающих эффект СИД атомов щелочных металлов, мы пренебрегли действием светового давления. Это связано с тем, что в условиях, характерных для проявления СИД, эффект светового давления оказывается на несколько порядков более слабым из-за малости импульса фотона по сравнению с характерным тепловым импульсом частицы [3].

Для того чтобы сравнить проявления эффектов СИД и светового давления, приведем формулу для скорости \mathbf{u}_R дрейфа, обусловленного световым давлением. Для простоты рассмотрим случай, когда транспортные частоты столкновений $v_k(v)$ и однородная полуширина линии поглощения $\Gamma(v)$ не зависят от скорости v ($v_k(v) = v_k^{\text{tr}} = \text{const}$, $\Gamma(v) = \Gamma = \text{const}$). В этих условиях скорость дрейфа \mathbf{u}_R дается следующим выражением (см., напр., [3]):

$$\mathbf{u}_R = \frac{\hbar \mathbf{k}}{M} \frac{P_m}{v_g^{\text{tr}}} + \frac{\hbar \mathbf{k}_b}{M} \frac{P_b}{v_g^{\text{tr}}}, \quad (29)$$

где $\hbar \mathbf{k}/M$ и $\hbar \mathbf{k}_b/M$ – скорости отдачи при поглощении фотонов монохроматического и широкополосного излучений соответственно;

$$P_m = \sum_j \frac{N_j}{N} \sum_i Q_{ji}^m, \quad P_b = \sum_j \frac{N_j}{N} \sum_i Q_{ji}^b \quad (30)$$

– интегральные по скоростям вероятности поглощения монохроматического (P_m) и широкополосного (P_b) излучений частицей в единицу времени; величины Q_{ji}^m и Q_{ji}^b суть соответственно первое слагаемое (пропорциональное интенсивности монохроматического излучения I_m) и второе слагаемое (пропорциональное интенсивности широкополосного излучения I_b) в формуле (26) для Q_{ji} . Сумма $P_m + P_b$ дает полную, интегральную по скоростям вероятность P поглощения излучений частицей в единицу времени:

$$P_m + P_b = P \equiv \int P(v) dv = \sum_j \frac{N_j}{N} \sum_i Q_{ji}. \quad (31)$$

3. Аномальный СИД атомов цезия

Транспортные характеристики атомов Cs в возбужденных состояниях $6^2P_{1/2}$ и $6^2P_{3/2}$ различны в силу того, что из-за большого значения параметра Мессе не происходит столкновительного перемешивания компонент тон-

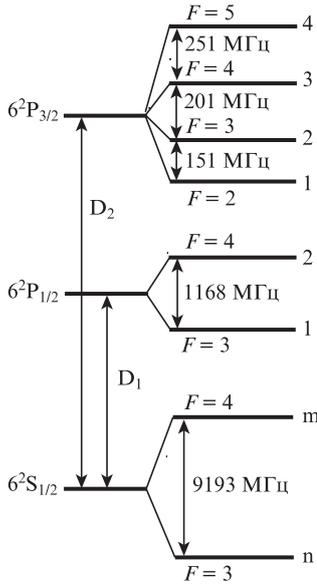


Рис.1. Схема уровней атомов цезия ^{133}Cs (спин ядра $I = 7/2$), участвующих в переходах $6^2\text{S}_{1/2} - 6^2\text{P}_{1/2}$ (D_1 -линия, $\lambda = 894.3$ нм) и $6^2\text{S}_{1/2} - 6^2\text{P}_{3/2}$ (D_2 -линия, $\lambda = 852.1$ нм): F – полный угловой момент атома; $n, m, 1, 2, 3, 4$ – обозначения подуровней СТС, используемые в тексте.

кой структуры атомов цезия (см., напр., [34]). При этом состояния $6^2\text{P}_{1/2}$ и $6^2\text{P}_{3/2}$ возмущаются столкновениями существенно по-разному. Следовательно, для случаев возбуждения D_1 - и D_2 -переходов атомов цезия различаются и возможности возникновения аномального СИД.

Используя формулы (15), (22)–(26), мы численно исследовали СИД атомов цезия в инертных буферных газах. На рис.1 приведена схема уровней атомов цезия ^{133}Cs для переходов $6^2\text{S}_{1/2} - 6^2\text{P}_{1/2}$ (D_1 -линия) и $6^2\text{S}_{1/2} - 6^2\text{P}_{3/2}$ (D_2 -линия). Для атомов цезия, согласно данным сайта NIST [35], скорости спонтанного распада Γ_e возбужденных уровней $6^2\text{P}_{1/2}$ и $6^2\text{P}_{3/2}$ равны 2.86×10^7 и $3.28 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ соответственно, длина волны D_1 -линии $\lambda = 894.3$ нм, длина волны D_2 -линии $\lambda = 852.1$ 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 $\Delta v(v)$ 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 ее ударную полуширину (при $\gamma \ll kv_T, kv_T - \text{доплеровская ширина}$) [25, 36]. Именно поэтому при расчете скорости СИД в условиях доплеровского уширения мы пренебрегли зависимостью однородной полуширины линии поглощения $\Gamma(v)$ от скорости v и в формулах (25) полагали $\Gamma(v) = \Gamma = \text{const}$. Конкретные значения величин $\Gamma = \Gamma_e/2 + \gamma$ для разных систем $\text{Cs} - \text{X}$ (X – атом инертного газа) определялись по данным [37] для коэффициентов ударного уширения β линии поглощения (для D_1 -и D_2 -линий соответственно $\beta_{\text{Ne}} = 9.62$ и 13.35 МГц/Тор для $\text{Cs} - \text{Ne}$; $\beta_{\text{Ne}} = 5.01$ и 5.20 МГц/Тор для $\text{Cs} - \text{Ne}$; $\beta_{\text{Ar}} = 9.82$ и 11.39 МГц/Тор для $\text{Cs} - \text{Ar}$; $\beta_{\text{Kr}} = 9.92$ и 5.40 МГц/Тор для $\text{Cs} - \text{Kr}$; $\beta_{\text{Xe}} = 10.70$ и 28.77 МГц/Тор для $\text{Cs} - \text{Xe}$).

Для атомов щелочных металлов, находящихся в атмосфере инертных буферных газов, сечения столкновительных переходов $n \rightarrow m, m \rightarrow n$ между компонентами СТС основного состояния очень малы – на 6–10 порядков меньше газокинетических сечений [28]. Поэтому будем полагать, что частота столкновительного перемешивания компонент СТС основного состояния $\bar{\nu}_g = 0$. В то же время населенности компонент СТС возбужденного состояния легко перемешиваются при столкновениях [28]. Ввиду этого обстоятельства для частоты $\bar{\nu}_e$ столкновительного перемешивания компонент СТС возбужденного состояния мы будем использовать те же значения, что и для ударных полуширин ($\bar{\nu}_e = \gamma$).

Транспортные частоты столкновений $v_k(t) \equiv v_k(tv_T) \equiv v_k(v)$ для систем $\text{Cs} - \text{X}$ рассчитывались нами численно по формуле (15) с использованием транспортных сечений $\sigma_k(u)$, вычисленных в работах [22, 23] на основе потенциалов взаимодействия Pascale–Vandeplanque [27].

Хорошим критерием для определения возможности возникновения аномального СИД в однокомпонентном буферном газе является знакопеременная зависимость от температуры разности усредненных транспортных частот столкновений с буферными частицами (20) $v_e^{\text{tr}} - v_g^{\text{tr}}$ или, что то же самое, разности коэффициентов диффузии в буферном газе $D_e - D_g$ резонансных атомов в возбужденном и основном состояниях. В случае бинарной буферной смеси критерием возникновения аномального СИД являются разные знаки разности $v_e^{\text{tr}} - v_g^{\text{tr}}$ для резонансных атомов в каждом из двух буферных газов. Появления аномального СИД следует ожидать в однокомпонентном буферном газе при таких температурах и в бинарной буферной смеси при таких относительных долях газов, при которых разность $v_e^{\text{tr}} - v_g^{\text{tr}}$ (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, 22, 23, 25, 26] для определения объектов, «претендующих» на возможность возникновения в них аномального СИД.

На рис.2 и 3 представлены температурные зависимости относительной разности

$$\frac{\Delta v}{v} \equiv \frac{v_e^{\text{tr}} - v_g^{\text{tr}}}{v_g^{\text{tr}}} \quad (32)$$

средних транспортных частот столкновений атомов цезия в возбужденном и основном состояниях с атомами инертных газов при возбуждении переходов $6^2\text{S}_{1/2} - 6^2\text{P}_{1/2}$ (D_1 -линия) и $6^2\text{S}_{1/2} - 6^2\text{P}_{3/2}$ (D_2 -линия) атомов Cs . Для фактора $\Delta v/v$, которому пропорциональна скорость дрейфа при нормальном эффекте СИД, обнаруживается сильная температурная зависимость, вплоть до изменения знака для некоторых пар сталкивающихся частиц.

При возбуждении D_1 -перехода атомов Cs , находящихся в буферном газе Ar , фактор $\Delta v/v$ обращается в нуль при температуре $T \approx 960 \text{ К}$ (кривая 1 на рис.2). Поэтому в окрестности $T \approx 960 \text{ К}$ должен возникать аномальный СИД. Анализ рис.2 показывает, что появления аномального СИД следует ожидать также при возбуждении D_1 -перехода атомов Cs в смесях инертных газов $\text{Ne} - \text{Ar}$, $\text{Ne} - \text{Xe}$, $\text{He} - \text{Ar}$, $\text{He} - \text{Xe}$, $\text{Kr} - \text{Ar}$ и $\text{Kr} - \text{Xe}$ практически при любых температурах (в зависимости от выбора долей буферных газов в бинарной буферной смеси).

При возбуждении D_2 -перехода атомов Cs , находящихся в каком-либо одном буферном газе – Kr , Ar или He , фактор $\Delta v/v$ обращается в нуль при температурах $T \approx$

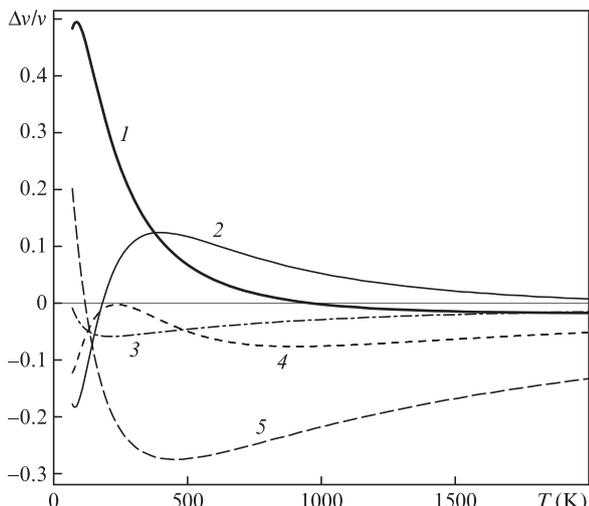


Рис.2. Температурные зависимости относительной разности $\Delta v/v \equiv (v_e^{tr} - v_g^{tr})/v_g^{tr}$ средних транспортных частот столкновений атомов цезия в возбужденном (е) и основном (г) состояниях с атомами инертных газов при возбуждении перехода $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$ (D_1 -линия) атомов Cs в смесях Cs-Ar (1), Cs-Xe (2), Cs-He (3), Cs-Kr (4) и Cs-Ne (5).

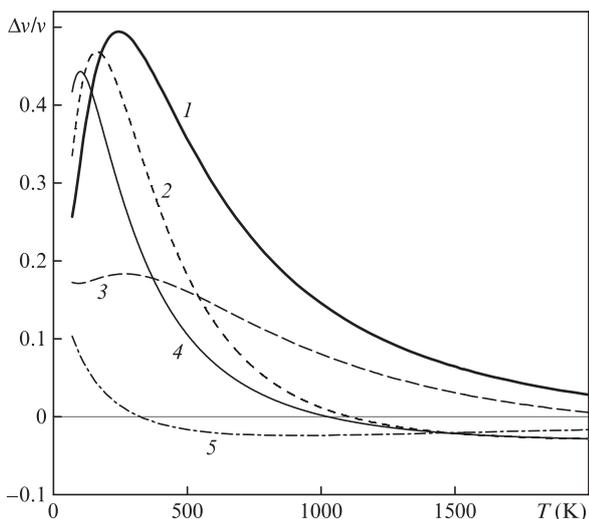


Рис.3. То же, что и на рис.2, но при возбуждении перехода $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ (D_2 -линия) атомов Cs в смесях Cs-Xe (1), Cs-Kr (2), Cs-Ne (3), Cs-Ar (4) и Cs-He (5).

1106, ~1025 или ~325 К соответственно (кривые 2, 4, 5 на рис.3). Поэтому в окрестностях этих температур должен возникать аномальный СИД атомов Cs в указанных буферных газах. Из анализа рис.3 также следует, что при возбуждении D_2 -перехода атомов Cs появления аномального СИД нужно ожидать в смесях инертных газов He-Ne, He-Ar, He-Kr и He-Xe при температуре $T > 325$ К (температура зависит от выбора долей буферных газов в бинарной буферной смеси).

На рис.4 представлены рассчитанные по формуле (15) зависимости от безразмерной скорости $t = v/v_T$ относительной разности транспортных частот столкновений

$$\frac{\Delta v(t)}{v(t)} \equiv \frac{v_e(t) - v_g(t)}{v_g(t)} \quad (33)$$

для атомов Cs в буферном газе Ar при возбуждении D_1 -перехода атомов Cs. Из формулы (24) видно, что благо-

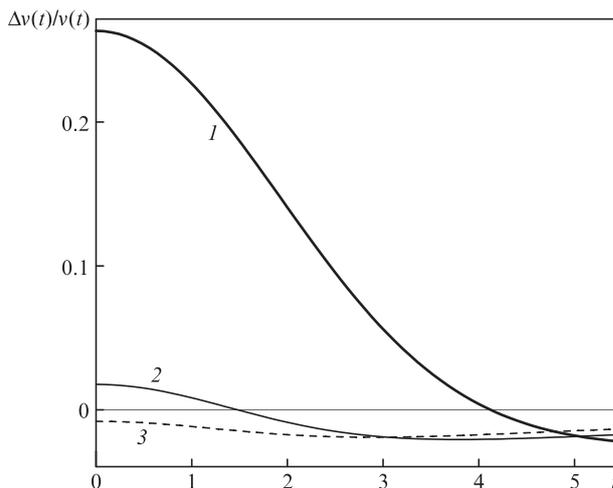


Рис.4. Зависимости относительной разности транспортных частот столкновений $\Delta v(t)/v(t)$ от безразмерной скорости $t = v/v_T$ для системы Cs-Ar в случае возбуждения D_1 -перехода атомов Cs при $T = 300$ (1), 970 (2) и 1500 К (3).

даря фактору $t \exp(-t^2)$ основной вклад в интеграл для скорости дрейфа $u(\Omega)$ дают частицы со скоростями $t \approx 1$. В области $t \approx 1$ при температурах $T = 300$ и 1500 К знак фактора $\Delta v(t)/v(t)$ для системы Cs-Ar не изменяется (кривые 1 и 3 на рис.4), поэтому при таких температурах должен наблюдаться нормальный СИД атомов Cs, хорошо описываемый теорией СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений. При $T = 970$ К знак фактора $\Delta v(t)/v(t)$ изменяется в области $t \approx 1$ (кривая 2 на рис.4), поэтому в окрестности $T \approx 970$ К должен возникать аномальный СИД атомов Cs в буферной среде Ar.

Далее при численных расчетах будем полагать, что спектр широкополосного излучения имеет гауссову форму:

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_b}{\Delta\omega}\right)^2\right], \quad (34)$$

где ω_b – центральная частота широкополосного излучения; $\Delta\omega$ – полуширина (на высоте 1/e) его спектра. Величину $\Delta\omega$ выберем в несколько раз большей доплеровской ширины линии поглощения, конкретно принимая при расчетах $\Delta\omega/2\pi = 3000$ МГц ($\Delta\omega/(2\pi c) = 0.1$ см⁻¹). При таком значении $\Delta\omega$ полуширина линии широкополосного излучения будет в несколько раз меньше частотного расстояния между уровнями СТС основного состояния и в несколько раз больше частотного расстояния между уровнями СТС возбужденного состояния. Центральную частоту ω_b выберем такой, чтобы широкополосное и монохроматическое излучения затрагивали разные уровни СТС основного состояния. Формально это выражается в том, что при отрицательной (положительной) отстройке Ω частоты монохроматического излучения центральная частота широкополосного излучения ω_b равна частоте между «серединой» СТС возбужденного состояния и подуровнем n (m) СТС основного состояния:

$$\omega_b = \begin{cases} \omega_0 + \omega_{mn}/2, & \text{если } \Omega < 0, \\ \omega_0 - \omega_{mn}/2, & \text{если } \Omega > 0, \end{cases} \quad (35)$$

где ω_{mn} – частотное расстояние между уровнями СТС основного состояния. Как уже отмечалось выше, широкополосное излучение само по себе не вызывает эффекта

СИД, однако обеспечивает его многократный рост из-за того, что значительно уменьшает перекачку атомов с одной сверхтонкой компоненты основного состояния на другую. В отношении взаимного направления распространения волн монохроматического и широкополосного излучений полагаем, что волны могут быть однонаправленными (будем использовать также обозначение $k_b \uparrow \uparrow k$) или встречными ($k_b \uparrow \downarrow k$).

На рис.5 представлены результаты численных расчетов по формулам (22)–(26) проекции скорости СИД на направление монохроматического излучения $u_L \equiv k u_L / k$ в зависимости от отстройки частоты Ω (27) для атомов Cs в буферном газе Ar в случае возбуждения D_1 -перехода атомов Cs. Расчеты проведены с использованием зависящих от скорости частот столкновений $v_k(v)$ (15) (сплошные кривые) и модели с не зависящими от скорости частотами столкновений (штриховые кривые; в формулах для скорости дрейфа вместо $v_k(v)$ (15) использовались v_k^{tr} (20)). Все расчеты выполнены при давлении буферного газа $p_{buf} = 10$ Тор. Скорость СИД практически не зависит от направ-

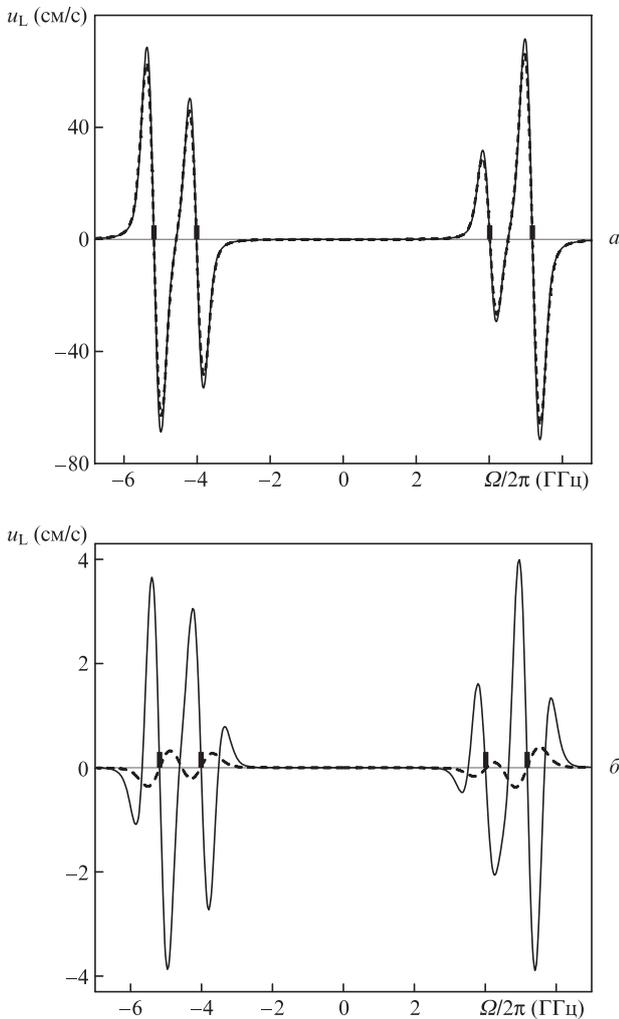


Рис.5. Зависимости проекции скорости СИД на направление монохроматического излучения $u_L \equiv k u_L / k$ от отстройки частоты монохроматического излучения $\Omega = \omega - \omega_0$ для атомов Cs в буферном газе Ar в случае возбуждения D_1 -перехода атомов Cs при $p_{buf} = 10$ Тор, $I_m = 0.1$ Вт/см², $I_b = 1$ Вт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 0.1$ см⁻¹, $T = 300$ (а) и 970 К (б). Штриховые кривые – расчеты без учета зависимости транспортных частот столкновений от скорости (при замене $v_k(t) \rightarrow v_k^{tr}$). Вертикальными линиями указаны частоты, резонансные частотам переходов $m - 1, 2$ и $n - 1, 2$.

ления распространения широкополосного излучения: зависимости $u_L(\Omega)$ для случаев однонаправленных и встречных волн не различаются в масштабах рисунка.

Из рис.5 видно, что зависимость частот столкновений от скорости может сильно изменить форму линии СИД (по сравнению с результатами расчетов с постоянными частотами столкновений), вплоть до появления дополнительных нулей в зависимости $u_L(\Omega)$. Для атомов Cs скорость дрейфа как функция частоты излучения может иметь одиннадцать нулей (рис.5,б) вместо семи, как было бы в случае нормального СИД (штриховые кривые на рис.5). Численные расчеты показывают, что аномальный СИД атомов Cs в буферном газе Ar при возбуждении излучением на D_1 -линии атомов цезия возникает в температурном интервале 850 К $< T < 1150$ К. Именно в этом интервале необходимо учитывать зависимость $v_k(v)$ частот столкновений 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 сказывается на форме линии СИД. В этих областях температур при вычислении скорости дрейфа (24) можно с хорошей точностью использовать не зависящие от скорости частоты столкновений v_k^{tr} (20) (рис.5,а). Из сравнения рис.5,а и б видно, что в случае аномального СИД атомов Cs в буферном газе Ar скорость дрейфа уменьшается по сравнению со случаем нормального СИД примерно в 20 раз.

Хорошо известно, что частотная зависимость скорости СИД тесно связана со спектром поглощения монохроматического излучения. Так, например, в простейшем случае двухуровневых частиц и при постоянных частотах столкновений частотная зависимость скорости дрейфа $u_L(\Omega)$ имеет форму первой производной от контура линии поглощения. На рис.6 представлены результаты численных расчетов по формулам (30), (31) вероятностей поглощения монохроматического излучения. При использовании только одной бегущей монохроматической волны эффект

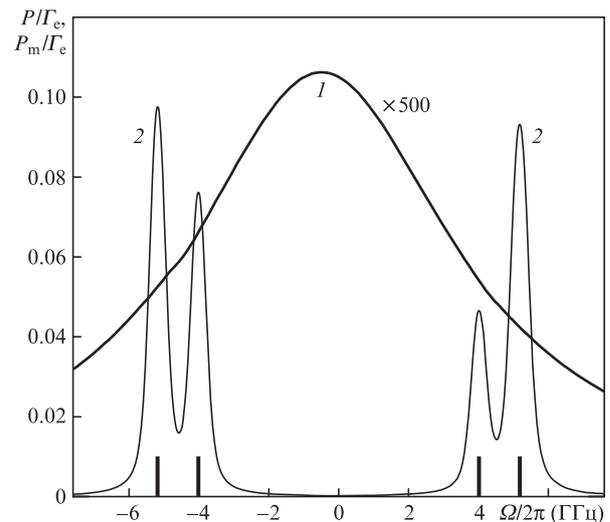


Рис.6. Вероятности поглощения монохроматического излучения для атомов Cs в буферном газе Ar для D_1 -линии атомов Cs при $T = 300$ К, $p_{buf} = 10$ Тор, $I_m = 0.1$ Вт/см², $I_b = 1$ Вт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 0.1$ см⁻¹: вероятность поглощения монохроматического излучения P (31) в отсутствие широкополосного излучения (при $I_b = 0$) (1) и вероятность поглощения монохроматического излучения P_m (30) в присутствии широкополосного излучения (2). Вертикальными линиями указаны частоты, резонансные частотам переходов $m - 1, 2$ и $n - 1, 2$.

оптической накачки приводит к формированию плавной одиночной линии поглощения, расположенной между резонансными частотами переходов с компонент СТС (кривая 1 на рис.6). В ситуации, когда оптическая накачка не существенна (в присутствии широкополосного излучения), линия поглощения монохроматического излучения претерпевает сильное изменение: она определяется совокупностью отдельных линий, отвечающих внутриатомным переходам (кривая 2 на рис.6). Такая трансформация спектра поглощения монохроматического излучения означает, что широкополосное излучение все же оказывает заметное влияние на форму линии СИД, хотя оно само по себе и не вызывает эффекта СИД ввиду неселективного по скоростям взаимодействия с атомами. Из рис.6 видно, что широкополосное излучение обеспечивает рост вероятности поглощения монохроматического излучения на три порядка. Следовательно, при включении широкополосного излучения на три порядка увеличивается и скорость СИД.

На рис.7 представлены результаты численных расчетов по формулам (29), (30) проекции скорости дрейфа под действием светового давления на направление монохроматического излучения $u_R \equiv ku_R/k$ (расчеты выполнены при тех же значениях параметров, что и для рис.5,а). Как видно из рис.7, скорость дрейфа u_R сильно зависит от взаимного направления распространения волн монохроматического и широкополосного излучений: для встречных волн она в восемь раз меньше, чем для однонаправленных. Из сравнения рис.5 и 7 видно, что в случае встречных волн максимальная скорость СИД превышает максимальную скорость дрейфа под действием светового давления в 6000 и 330 раз соответственно для случаев нормального (рис.5,а) и аномального (рис.5,б) СИД. На основании этого при расчете аномального СИД атомов цезия мы пренебрегли действием светового давления.

Рассмотрим СИД атомов Cs в бинарных буферных смесях инертных газов при возбуждении D₁-перехода атомов Cs. В этом случае, как уже отмечалось выше, аномальный СИД атомов Cs возможен практически при любых температурах, задаваемых по желанию экспериментато-

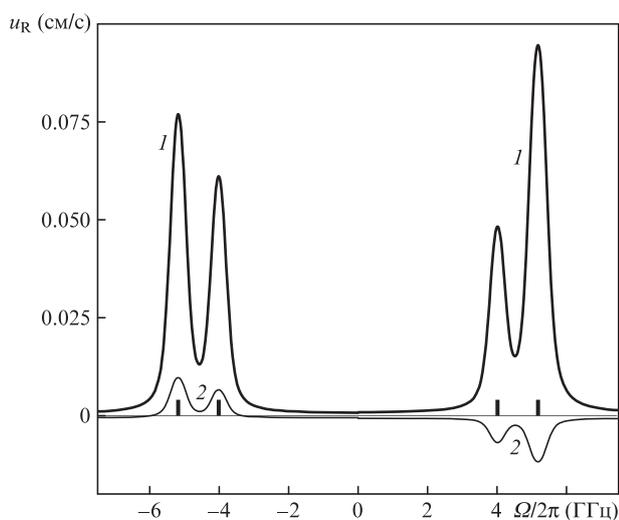


Рис.7. Зависимости проекции скорости дрейфа под действием светового давления на направление монохроматического излучения $u_R \equiv ku_R/k$ от отстройки частоты излучения Ω для атомов Cs в буферном газе Ar в случае возбуждения D₁-перехода атомов Cs при $p_{\text{buf}} = 10$ Тор, $T = 300$ К, $I_m = 0.1$ Вт/см², $I_b = 1$ Вт/см², $\Delta\omega = 0.1$ см⁻¹ для $k_b \uparrow \uparrow k$ (1) и $k_b \uparrow \downarrow k$ (2). Вертикальными линиями указаны частоты, резонансные частотам переходов $m - 1, 2$ и $n - 1, 2$.

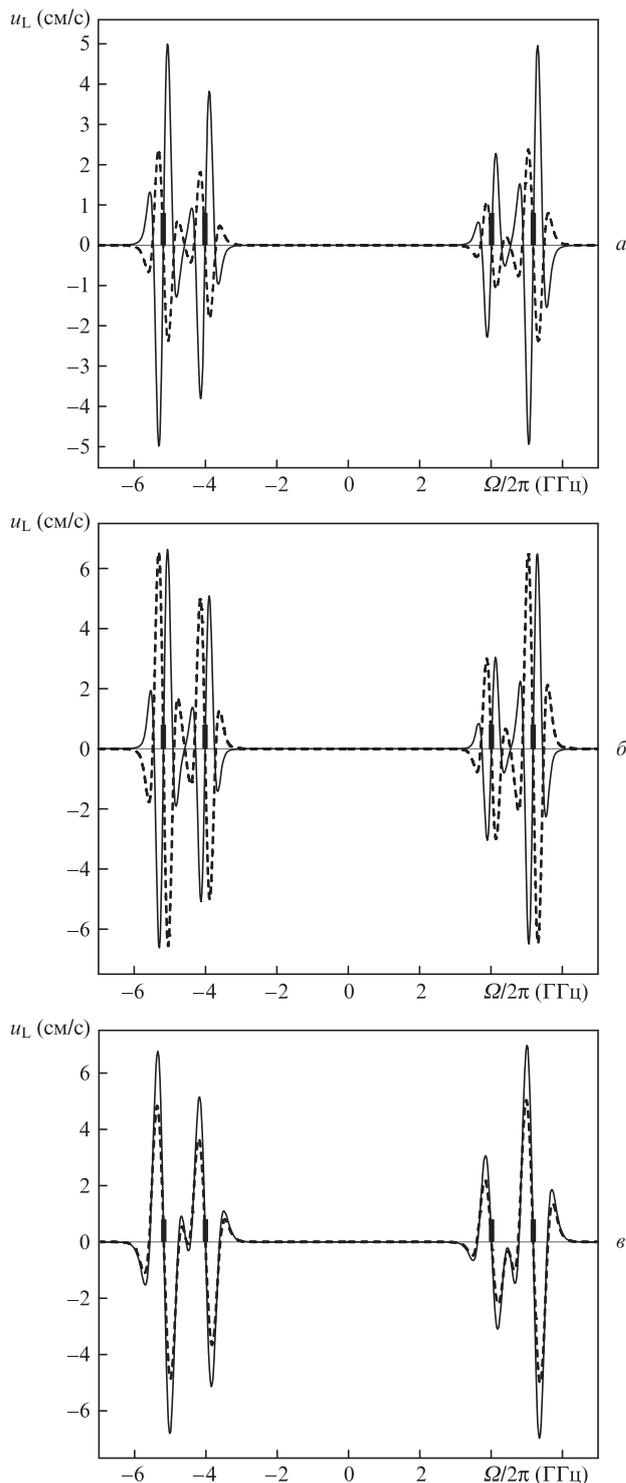


Рис.8. Зависимости проекции скорости СИД на направление монохроматического излучения $u_L \equiv ku_L/k$ от отстройки частоты монохроматического излучения Ω для атомов Cs в бинарных буферных смесях в случае возбуждения D₁-перехода атомов Cs при $p_{\text{buf}} = 10$ Тор, $I_m = 0.1$ Вт/см², $I_b = 1$ Вт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 0.1$ см⁻¹, $T = 300$ (а, б) и 500 К (в). Использовались смеси Cs-(He-Xe) с $\xi_{\text{He}} = 0.945$ (сплошная кривая) и Cs-(He-Ar) с $\xi_{\text{He}} = 0.935$ (штриховая кривая) (а), Cs-(Ne-Xe) с $\xi_{\text{Ne}} = 0.486$ (сплошная кривая) и Cs-(Ne-Ar) с $\xi_{\text{Ne}} = 0.442$ (штриховая кривая) (б), Cs-(Kr-Ar) с $\xi_{\text{Kr}} = 0.482$ (сплошная кривая) и Cs-(Kr-Xe) с $\xi_{\text{Kr}} = 0.750$ (штриховая кривая) (в). Вертикальными линиями указаны частоты, резонансные частотам переходов $m - 1, 2$ и $n - 1, 2$. Расчеты скорости дрейфа без учета зависимости транспортных частот столкновений от скорости (при замене $v_k(t) \rightarrow v_k^{\text{tr}}$) при указанных долях гелия, неона и криптона в бинарных буферных смесях дают $u_L = 0$.

ра путем выбора соответствующих долей буферных газов в бинарной буферной смеси. Для определенности зададим $T = 300$ и 500 К. На рис.8 проиллюстрировано возникновение аномального СИД атомов цезия при возбуждении D_1 -перехода атомов Cs, находящихся в буферной смеси газа Ne, He или Kr с каким-либо другим газом, Ar или Xe, при различных долях гелия ξ_{He} , неона ξ_{Ne} и криптона ξ_{Kr} в этих смесях:

$$\xi_{Ne, He, Kr} = \frac{N_{Ne, He, Kr}}{N_b}, \quad N_b = N_{Ne, He, Kr} + N_X, \quad (36)$$

где $N_{Ne, He, Kr}$ – концентрация неона (N_{Ne}), гелия (N_{He}) или криптона (N_{Kr}); N_X – концентрация другого инертного буферного газа (Ar или Xe); N_b – полная концентрация буферного газа. Заметим, что расчеты скорости дрейфа по формулам для нормального СИД (без учета зависимости транспортных частот столкновений от скорости, т.е. при замене $v_k(t) \rightarrow v_k^l$) при указанных на рис.8 долях гелия, неона и криптона в бинарных буферных смесях дают $u_L(\Omega) = 0$. Численный анализ показывает, что при температуре $T = 300$ К аномальный СИД атомов Cs можно наблюдать в следующих интервалах долей неона и гелия в буферных смесях: $0.36 \lesssim \xi_{Ne} \lesssim 0.50$ для смеси Ne–Ar; $0.920 \lesssim \xi_{He} \lesssim 0.945$ для смеси He–Ar; $0.40 \lesssim \xi_{Ne} \lesssim 0.55$ для смеси Ne–Xe; $0.90 \lesssim \xi_{He} \lesssim 0.96$ для смеси He–Xe. При $T = 500$ К аномальный СИД атомов Cs можно наблюдать в интервалах долей криптона $0.37 \lesssim \xi_{Kr} \lesssim 0.67$ в смеси Kr–Ar и $0.67 \lesssim \xi_{Kr} \lesssim 0.85$ в смеси Kr–Xe. Форма линии аномального СИД очень чувствительна к изменению концентрации компонентов буферной смеси двух газов.

Рассмотрим теперь СИД атомов Cs в случае возбуждения D_2 -перехода. На рис.9 представлены результаты расчетов скорости СИД для атомов Cs в буферном газе Kr. Расчеты показывают, что аномальный СИД атомов Cs в буферном газе Kr при возбуждении излучением на D_2 -линии атомов цезия возникает в температурном интервале $800 \text{ К} < T < 1350 \text{ К}$ (рис.9,б). Вне этого интервала форма линии СИД соответствует случаю нормального СИД и при вычислении скорости дрейфа можно использовать не зависящие от скорости частоты столкновений (рис.9,а). Из сравнения рис.9,а и б видно, что в случае аномального СИД атомов Cs в буферном газе Kr скорость дрейфа уменьшается по сравнению со случаем нормального СИД примерно в восемь раз. Зависимости скорости дрейфа $u_L(\Omega)$ имеют более простой вид (меньшее число осцилляций) по сравнению со случаем возбуждения излучением на D_1 -линии. Это связано с тем, что сверхтонкое расщепление уровня $6^2P_{3/2}$ сравнимо с доплеровской шириной или меньше ее (при комнатной температуре доплеровская ширина линии для цезия $kv_T/2\pi = 230$ МГц), и поэтому линия поглощения монохроматического излучения уже не является совокупностью отдельных линий, отвечающих внутриатомным переходам, как это было в случае возбуждения излучением на D_1 -линии.

Расчеты показывают, что при возбуждении излучением на D_2 -линии атомов цезия в буферном газе Ar в интервале температур $800 \text{ К} < T < 1250 \text{ К}$ возникает аномальный СИД. При $T \approx 1030$ К форма линии аномального СИД такая же, как и на рис.9,б. При этом скорости дрейфа примерно в два раза меньше приведенных на рис.9,б.

При возбуждении излучением на D_2 -линии атомов Cs, находящихся в буферном газе He, в окрестности темпера-

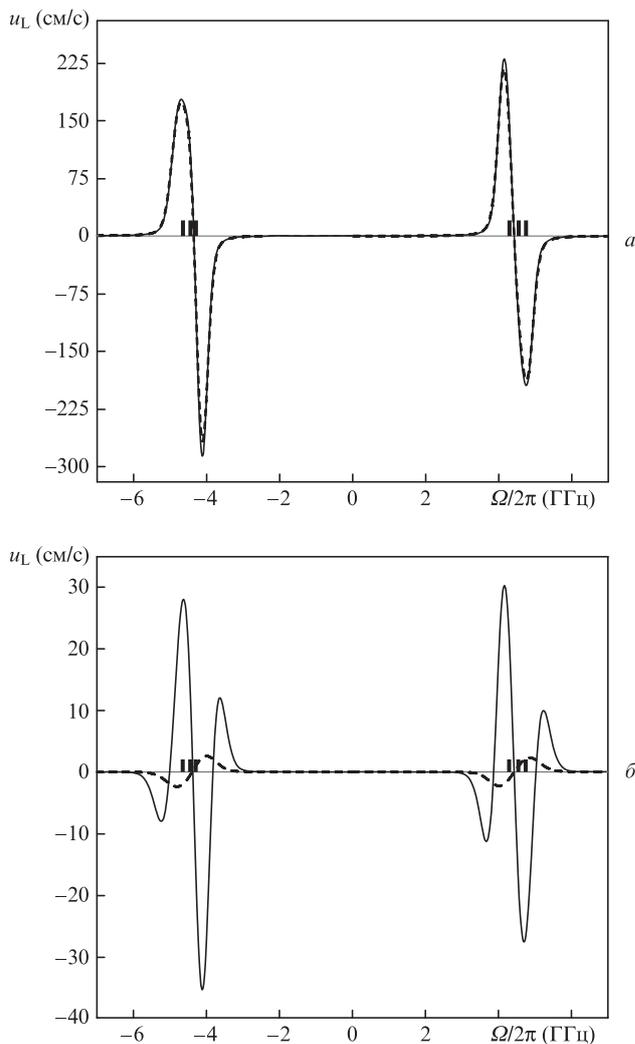


Рис.9. Зависимости проекции скорости СИД на направление монохроматического излучения $u_L \equiv \mathbf{k}u_L/\mathbf{k}$ от отстройки частоты Ω для атомов Cs в буферном газе Kr в случае возбуждения D_2 -перехода атомов Cs при $p_{\text{buf}} = 10$ Тор, $I_m = 0.1$ Вт/см², $I_b = 1$ Вт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 0.1$ см⁻¹, $T = 300$ (а) и 1120 К (б). Штриховые кривые – расчеты без учета зависимости транспортных частот столкновений от скорости (при замене $v_k(t) \rightarrow v_k^l$). Вертикальными линиями указаны частоты, резонансные частотам переходов $m = -2, 3, 4$ и $n = 1, 2, 3$.

туры $T \approx 325$ К также возникает аномальный СИД. Однако максимальная величина скорости дрейфа при этом слишком мала – примерно в 100 раз меньше приведенной на рис.9,б.

На рис.10 проиллюстрировано возникновение аномального СИД атомов Cs при возбуждении D_2 -перехода атомов Cs, находящихся в бинарной буферной смеси He–Kr с долей гелия $\xi_{He} = 0.974$ при $T = 600$ К. При заданной температуре аномальный СИД можно наблюдать только в узком интервале долей гелия в буферной смеси: $0.960 \lesssim \xi_{He} \lesssim 0.985$.

Численный анализ показывает, что при $T = 600$ К аномальный СИД атомов Cs в случае возбуждения D_2 -перехода атомов Cs можно наблюдать в следующих буферных смесях: в смеси He–Ar при доле гелия $\xi_{He} \approx 0.935$, в смеси He–Xe при $\xi_{He} \approx 0.991$ и в смеси He–Ne при $\xi_{He} \approx 0.963$. При заданной температуре аномальный СИД можно наблюдать только в узком интервале $\Delta\xi_{He} \approx 0.02$ долей гелия в буферных смесях.

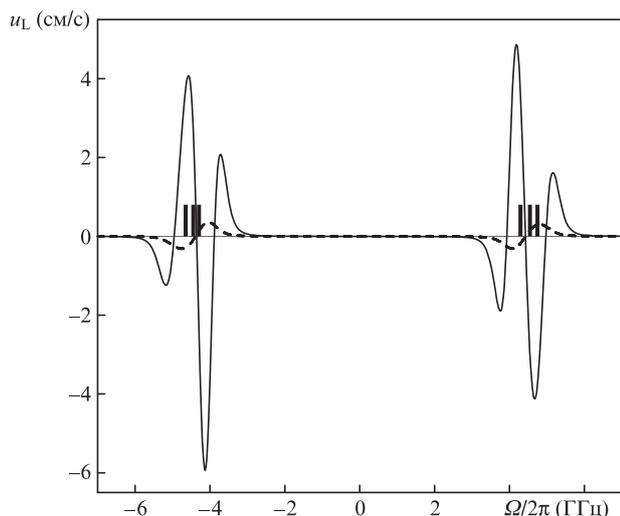


Рис.10. Зависимости проекции скорости СИД на направление монохроматического излучения $u_L \equiv ku_L/k$ от отстройки частоты монохроматического излучения Ω для атомов Cs в бинарной буферной смеси He–Kг в случае возбуждения D_2 -перехода атомов Cs при $T = 600$ К, $\xi_{\text{He}} = 0.974$, $p_{\text{buf}} = 10$ Тор, $I_m = 0.1$ Вт/см², $I_b = 1$ Вт/см², $\Delta\omega/(2\pi c) = 0.1$ см⁻¹. Штриховые кривые – расчеты без учета зависимости транспортных частот столкновений от скорости (при замене $v_k(t) \rightarrow v_k^f$). Вертикальными линиями указаны частоты, резонансные частотам переходов $m = -2, 3, 4$ и $n = 1, 2, 3$.

4. Заключение

В настоящей работе на основе известных межатомных потенциалов взаимодействия исследован аномальный СИД атомов цезия при возбуждении излучением на D_1 - или D_2 -линии атомов Cs, находящихся в каком-либо одном инертном буферном газе или в бинарной буферной смеси двух различных инертных газов. Предсказана аномальная частотная зависимость скорости дрейфа атомов цезия в буферном газе аргоне в температурном интервале $850 \text{ К} < T < 1150 \text{ К}$ при возбуждении излучением на D_1 -линии атомов Cs, а также в буферных газах аргоне и криптоне в интервалах $800 \text{ К} < T < 1250 \text{ К}$ и $800 \text{ К} < T < 1350 \text{ К}$ соответственно при возбуждении излучением на D_2 -линии атомов Cs. Установлено, что в бинарных буферных смесях инертных газов аномальный СИД атомов цезия можно наблюдать практически при любой (в том числе и при комнатной) температуре в зависимости от выбора долей буферных газов в смесях.

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 цезия 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 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. Анцыгин В.Д., Атутов С.Н., Гельмуханов Ф.Х., Телегин Г.Г., Шалагин А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **30**, 262 (1979).
3. Rautian S.G., Shalagin A.M. *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy* (Amsterdam–New York: Elsevier Science Publ. Comp., 1991).
4. Nienhuis G. *Phys. Rep.*, **138**, 151 (1986).
5. Werij H.G.C., Woerdman J.P. *Phys. Rep.*, **169**, 145 (1988).
6. Чаповский П.Л. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53**, 1069 (1989).
7. Eliel E.R. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **30**, 199 (1992).
8. Nagels B., Chapovsky P.L., Hermans L.J.F., van der Meer G.J., Shalagin A.M. *Phys. Rev. A*, **53**, 4305 (1996).
9. Van Duijn E.J., Nokhai R., Hermans L.J.F. *J. Chem. Phys.*, **105**, 6375 (1996).
10. Попов А.К., Шалагин А.М., Шалаев В.М., Яхнин В.З. *ЖЭТФ*, **80**, 2175 (1981).
11. Атутов С.Н., Ермолаев И.М., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **92**, 1215 (1987).
12. Van der Meer G.J., Smeets J., Pod'yachev S.P., Hermans L.J.F. *Phys. Rev. A*, **45**, R1303 (1992).
13. Van der Meer G.J., Broers B., Chapovsky P.L., Hermans L.J.F. *J. Phys. B*, **25**, 5359 (1992).
14. Chapovsky P.L., van der Meer G.J., Smeets J., Hermans L.J.F. *Phys. Rev. A*, **45**, 8011 (1992).
15. Van der Meer G.J., Smeets J., Eliel E.R., Chapovsky P.L., Hermans L.J.F. *Phys. Rev. A*, **47**, 529 (1993).
16. Van Duijn E.J., Bloemink H.I., Eliel E.R., Hermans L.J.F. *Phys. Lett. A*, **184**, 93 (1993).
17. Kušćer I., Hermans L.J.F., Chapovsky P.L., Beenakker J.J.M., van der Meer G.J. *J. Phys. B*, **26**, 2837 (1993).
18. Yahyaei-Moayyed F., Streater A.D. *Phys. Rev. A*, **53**, 4331 (1996).
19. Gel'mukhanov F.Kh., Parkhomenko A.I. *Phys. Lett. A*, **162**, 45 (1992).
20. Гельмуханов Ф.Х., Пархоменко А.И. *ЖЭТФ*, **102**, 424 (1992).
21. Gel'mukhanov F.Kh., Kharlamov G.V., Rautian S.G. *Opt. Commun.*, **94**, 521 (1992).
22. Gel'mukhanov F.Kh., Parkhomenko A.I. *J. Phys. B*, **28**, 33 (1995).
23. Gel'mukhanov F.Kh., Parkhomenko A.I., Privalov T.I., Shalagin A.M. *J. Phys. B*, **30**, 1819 (1997).
24. Пархоменко А.И. *ЖЭТФ*, **115**, 1664 (1999).
25. Пархоменко А.И. *ЖЭТФ*, **116**, 1587 (1999).
26. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **145**, 223 (2014).
27. Pascale J., Vandeplanque J. *J. Chem. Phys.*, **60**, 2278 (1974).
28. Napper W. *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 169 (1972).
29. Александров Е.Б., Хвостенко Г.И., Чайка М.П. *Интерференция атомных состояний* (М.: Наука, 1991).
30. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).
31. Варшолович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. *Квантовая теория углового момента* (Л.: Наука, 1975).
32. Ильичев Л.В., Пархоменко А.И. *ЖЭТФ*, **112**, 856 (1997).
33. Gel'mukhanov F.Kh., P'ichov L.V., Shalagin A.M. *Physica A*, **137**, 502 (1986).
34. Hamel W.A., Haverkort J.E.M., Werij H.G.C., Woerdman J.P. *J. Phys. B*, **19**, 4127 (1986).
35. NIST Atomic Spectra Database: <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.
36. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *Квантовая электроника*, **43**, 162 (2013).
37. Allard N., Kielkopf J. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1103 (1982).