

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Повышение чувствительности эффекта светоиндуцированного дрейфа к потенциалам межатомного взаимодействия при использовании смеси двух буферных газов

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

На основе пяти различных неэмпирических (вычисленных ab initio) потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li–Ne и трех различных потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li–Ar теоретически исследованы спектральные особенности скорости светоиндуцированного дрейфа (СИД) атомов Li, находящихся в буферном газе Ne и в смеси буферных газов Ne + Ar. Расчеты СИД атомов Li в буферном газе Ne для двух потенциалов взаимодействия предсказывают аномальный СИД и, как следствие, сильную чувствительность спектральной формы линии СИД к различию этих потенциалов. Для трех других потенциалов (из пяти протестированных) форма линии СИД атомов Li в Ne малочувствительна к форме потенциала, поскольку расчеты с этими потенциалами предсказывают нормальный эффект СИД. В данном случае, как оказалось, добавлением к Ne небольшой доли (примерно 10%) Ar можно перейти от нормального СИД к аномальному и тем самым радикально повысить чувствительность формы линии СИД атомов Li к различию этих потенциалов взаимодействия. Полученные результаты дают возможность высокоточного тестирования межатомных потенциалов взаимодействия в экспериментах по аномальному СИД.

Ключевые слова: светоиндуцированный дрейф, оптическое возбуждение, столкновения, буферный газ, потенциал межатомного взаимодействия.

1. Введение

Эффект светоиндуцированного дрейфа (СИД) состоит в возникновении направленного движения (дрейфа) частиц, поглощающих световое излучение и находящихся в смеси с буферным газом [1, 2]. Этот дрейф возникает благодаря двум обстоятельствам: селективному по скоростям возбуждению частиц светом (из-за эффекта Доплера) и различию времен поступательной релаксации резонансных частиц в основном и возбужденном состоянии при их столкновениях с буферными частицами. Дрейфовое движение резонансных частиц может осуществляться как в направлении распространения излучения, так и в противоположном направлении. К настоящему времени эффект СИД экспериментально зарегистрирован почти для двух десятков различных объектов – атомов и молекул (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].

Важной характеристикой эффекта СИД является зависимость скорости дрейфа от частоты излучения (форма

линии СИД). По наблюдаемой в экспериментах форме линии СИД исторически сложилась классификация эффекта на «нормальный» и «аномальный» СИД.

Нормальный эффект хорошо описывается теорией СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений резонансных частиц в основном и возбужденном состоянии с буферными частицами. При нормальном эффекте форма линии СИД имеет наиболее простой вид и полностью определяется спектром поглощения дрейфующих частиц. В частности, при возбуждении излучением частиц на изолированном переходе (двухуровневые частицы) линия нормального СИД имеет характерную дисперсионно-подобную (тильдообразную) форму [3–7].

Аномальный СИД имеет гораздо более сложную форму линии. Изучению аномального СИД посвящено множество экспериментальных [8, 9, 12–18] и теоретических [8, 15, 17, 19–29] работ. Выявлено, 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 возникновение аномального СИД обусловлено зависимостью транспортных характеристик поглощающей частицы от ее скорости. Поскольку транспортные частоты столкновений определяются потенциалами взаимодействий резонансных и буферных частиц, форма линии аномального СИД 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 раз-

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

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

Поступила в редакцию 11 октября 2018 г., после доработки – 20 ноября 2018 г.

личных теоретических моделей потенциалов взаимодействия.

В работе [29] нами на основе нескольких известных неэмпирических (вычисленных *ab initio*) межатомных потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li–Ne теоретически предсказан и рассчитан аномальный СИД атомов лития, находящихся в буферном газе неоне. Результаты этой работы показали, что в области аномального СИД даже малое различие в межатомных потенциалах взаимодействия резонансных и буферных частиц сильно проявляется в частотной зависимости скорости дрейфа. В области нормального СИД форма его линии малочувствительна к различию потенциалов взаимодействия.

В настоящей работе теоретически исследованы спектральные особенности скорости СИД атомов Li в инертном буферном газе Ne и в бинарной буферной смеси инертных газов Ne + Ar. Расчеты СИД выполнены на основе пяти различных неэмпирических потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li–Ne [30–34] и трех различных неэмпирических потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li–Ar [30, 33, 35]. Расчеты СИД атомов Li в буферном газе Ne показали, что для некоторых потенциалов взаимодействия форма линии СИД будет малочувствительной к их различию, поскольку они предсказывают СИД, близкий к нормальному. В этом случае, как оказалось, можно перейти в область аномального СИД и тем самым значительно повысить чувствительность формы линии СИД к различию этих потенциалов взаимодействия, добавив небольшую долю газа Ar в исходную буферную среду газа Ne.

2. Скорость дрейфа

Литий имеет два стабильных изотопа: ⁷Li (распространенность 92.5%) и ⁶Li (распространенность 7.5%) [36]. Изотопический сдвиг частот спектральных линий основного изотопа ⁷Li относительно частот линий изотопа ⁶Li таков, что при настройке частоты излучения лазера на D₂-линию ⁷Li с излучением взаимодействует только один основной изотоп ⁷Li. Имея в виду эту ситуацию, далее мы будем рассматривать СИД атомов ⁷Li в случае возбуждения D₂-перехода атомов ⁷Li.

Для расчета скорости СИД атомов ⁷Li вполне можно использовать трехуровневую модель поглощающих частиц (рис.1). Здесь уровни n, k – компоненты сверхтон-

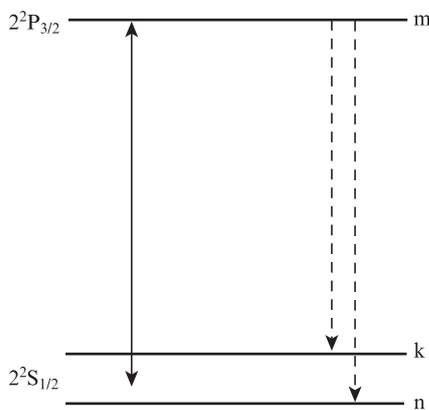


Рис.1. Схема энергетических уровней. Сплошной стрелкой обозначен переход под действием излучения, штриховыми – спонтанные радиационные переходы.

кой структуры основного состояния 2²S_{1/2}. Уровень m соответствует возбужденному электронному состоянию 2²P_{3/2}. Для атомов ⁷Li сверхтонкое расщепление основного состояния ω_{kn} = 5.049 × 10⁹ с⁻¹ [36] сравнимо с доплеровской шириной резонансной линии, и поэтому основное состояние моделируется двумя уровнями – n и k. Уровень m моделирует группу уровней, представляющих собой компоненты сверхтонкой структуры возбужденного состояния 2²P_{3/2}. Такое моделирование группы уровней одним уровнем возможно потому, что для атомов ⁷Li сверхтонкое расщепление в этом возбужденном состоянии мало по сравнению с доплеровской шириной резонансной линии.

Для скорости СИД атомов ⁷Li (моделируются трехуровневой схемой, рис.1), находящихся в атмосфере инертных буферных газов, в работе [29] было получено следующее выражение:

$$u_L = \frac{k}{k} \frac{2BI}{\sqrt{\pi} k^2 v_T^3} \left[\Omega_n \frac{N_n}{N} \int_{|\Omega_n|/k}^{\infty} \tau(v) v \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2}\right) dv + \left[\Omega_k \frac{N_k}{N} \int_{|\Omega_k|/k}^{\infty} \tau(v) v \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2}\right) dv \right], \right. \tag{1}$$

где

$$\tau(v) = \frac{v_n(v) - v_m(v)}{v_n(v)[\Gamma_m + v_m(v)]} \cdot \frac{N_n}{N} = \left[1 + \frac{5}{3} \exp\left(\frac{\Omega_k^2 - \Omega_n^2}{k^2 v_T^2}\right) \right]^{-1}; \tag{2}$$

$$\frac{N_k}{N} = 1 - \frac{N_n}{N}; \quad B = \frac{\lambda^2 \Gamma_m}{2\hbar\omega}; \quad \Omega_i = \omega - \omega_{mi}; \quad i = n, k;$$

v_n(v) и v_m(v) – транспортные частоты столкновений резонансных частиц в основном и возбужденном состояниях с буферными частицами; v – скорость резонансных частиц; B – второй коэффициент Эйнштейна для поглощения [37]; N_n/N и N_k/N – относительные населенности подуровней n и k сверхтонкой структуры основного состояния; ω, λ, k и I – частота, длина волны, волновой вектор и интенсивность монохроматического излучения; ω_{mi} – частота перехода m → i; Γ_m – скорость спонтанного распада возбужденного уровня m; v_T = (2k_BT/M)^{1/2} – наиболее вероятная скорость поглощающих частиц; M – масса поглощающих излучение частиц; k_B – постоянная Больцмана; T – температура.

Выражение (1) для скорости дрейфа справедливо в случае большого доплеровского уширения

$$\Gamma \ll kv_T \tag{3}$$

и при условии слабой интенсивности излучения

$$\chi \equiv \frac{BI}{\pi\Gamma(\Gamma_m + v_m)} \ll 1, \tag{4}$$

где Γ = Γ_m/2 + γ – однородная полуширина линии поглощения, которая является суммой спонтанной (Γ_m/2) и столкновительной (γ) полуширин. Случай (3) наиболее интересен для рассматриваемой здесь задачи, т. к. аномальный СИД проявляется максимально именно при большом доплеровском уширении. В условиях (4) слабой интенсивности излучения распределение населенностей по скоростям на сверхтонких компонентах n, k в основном состоянии близко к максвелловскому. Величина χ имеет смысл параметра насыщения: он характеризует степень

выравнивания населенностей у частиц с резонансными скоростями ($\Omega_i = kv$).

Связь транспортной частоты столкновений $v_i(v)$ ($i = m, n$) в (2) с характеристиками элементарного акта рассеяния дается известной формулой [38]

$$v_i(v) = \frac{\mu}{M} \frac{N_b \bar{v}_b}{\sqrt{\pi} v^3} \int_0^\infty u^2 \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{\bar{v}_b^2}\right) F(uw) \sigma_i(u) du, \quad (5)$$

где

$$F(uw) = \frac{2uw}{\bar{v}_b^2} \cosh \frac{2uw}{\bar{v}_b^2} - \sinh \frac{2uw}{\bar{v}_b^2}; \quad (6)$$

$$\mu = \frac{MM_b}{M + M_b}; \quad \bar{v}_b = \sqrt{\frac{2k_B T}{M_b}};$$

N_b и M_b – концентрация и масса буферных частиц; u – относительная скорость резонансной и буферной частиц до столкновения; $\sigma_i(u)$ – транспортное сечение рассеяния поглощающей частицы в состоянии i на буферной частице. Сечения $\sigma_i(u)$ вычисляются с использованием потенциалов взаимодействия поглощающих и буферных частиц.

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

Если частоты $v_m(v)$ и $v_n(v)$ сильно отличаются друг от друга, то скорость дрейфа u_L как функция частоты излучения соответствует нормальному СИД и хорошо описывается его теорией с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений, т. е. при замене в выражении (1) частоты $v_i(v)$ ($i = m, n$) на среднюю транспортную частоту

$$v_i^{tr} = \frac{2}{v_T^2} \int (nv)^2 W(v) v_i(v) dv$$

$$= \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{\mu}{M} \frac{N_b}{u_T^5} \int_0^\infty u^5 \exp\left(-\frac{u^2}{u_T^2}\right) \sigma_i(u) du, \quad (7)$$

где $u_T = (2k_B T/\mu)^{1/2}$ – наиболее вероятная скорость относительного движения поглощающей и буферной частиц; \mathbf{n} – единичный вектор в произвольно выбранном направлении. Средняя транспортная частота v_i^{tr} связана с коэффициентом диффузии D_i частиц в состоянии i простой формулой [3, 38]:

$$D_i = \frac{v_i^{tr2}}{2v_i^{tr}}. \quad (8)$$

При вычислении скорости СИД атомов, находящихся в смеси двух разных буферных газов, в формуле (2) для $\tau(v)$ следует полагать

$$v_i(v) = v_{1i}(v) + v_{2i}(v), \quad i = m, n, \quad (9)$$

где индексы 1 и 2 обозначают сорт буферных частиц. Аналогично полная ударная полуширина линии поглощения γ равна сумме полуширин γ_1 и γ_2 , вызванных ударным воздействием буферных частиц сортов 1 и 2.

3. Аномальный СИД атомов лития

Используя формулы (1), (2), (5), мы численно исследовали СИД атомов ${}^7\text{Li}$ в инертных буферных газах Ne и Ar. Для атомов лития, согласно данным сайта NIST [39], скорость спонтанного распада Γ_m возбужденного состояния $2^2P_{3/2}$ равна $3.69 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$, длина волны D_2 -линии $\lambda = 670.8 \text{ нм}$. Однородная полуширина линии поглощения $\Gamma = \Gamma_m/2 + \gamma$ определялась по данным [40] для коэффициентов ударного уширения $\beta_{\text{Ne}} = 5.50 \text{ МГц/Тор}$ для атомов Li в атмосфере Ne и $\beta_{\text{Ar}} = 8.61 \text{ МГц/Тор}$ для атомов Li в атмосфере Ar. Транспортные частоты столкновений $v_m(v)$ и $v_n(v)$ для атомов Li в возбужденном и основном состояниях с атомами Ne и Ar рассчитывались нами численно по формуле (5) с использованием пяти различных неэмпирических (вычисленных ab initio) потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li–Ne [30–34] и трех различных неэмпирических потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li–Ar [30, 33, 35]. Таблично заданные потенциалы взаимодействия интерполировались кубическими сплайнами.

На рис.2 представлены рассчитанные по формуле (5) зависимости от скорости v относительной разности транспортных частот столкновений $[v_m(v) - v_n(v)]/v_n(v)$ для атомов Li в возбужденном и основном состояниях с атомами Ne (рис.2,а) и Ar (рис.2,б) при $T = 600 \text{ К}$. Из формулы (1) видно, что благодаря фактору $v \exp(-v^2/v_T^2)$ основной вклад в интеграл для скорости дрейфа u_L дают частицы со скоростями $v \sim v_T$. Для пар сталкивающихся частиц Li–Ne для двух потенциалов [32, 33] знак разности частот столкновений $v_m(v) - v_n(v)$ изменяется в области $v \sim v_T$ (кривые 4, 5 на рис.2,а), поэтому в окрестности $T = 600 \text{ К}$ расчеты по этим потенциалам будут предсказывать аномальный СИД атомов Li в буферной среде Ne. Для трех потенциалов [30, 31, 34] знак разности частот столкновений $v_m(v) - v_n(v)$ изменяется в области $v \sim 2v_T$ (кривые 1, 2 и 3 на рис.2,а), поэтому при температуре $T = 600 \text{ К}$ расчеты по этим потенциалам будут предсказывать слабоаномальный (близкий к нормальному) СИД атомов Li. Для пар сталкивающихся частиц Li–Ar все три потенциала взаимодействия [30, 33, 35] не дают изменения знака разности частот столкновений (рис.2,б), поэтому при $T = 600 \text{ К}$ для этих потенциалов реализуется нормальный СИД атомов Li в буферной среде Ar.

На рис.3 и 4 представлены результаты численных расчетов по формуле (1) проекции скорости светоиндуцированного дрейфа на направление излучения $u_L \equiv \mathbf{k}u_L/k$ в зависимости от отстройки частоты Ω для атомов ${}^7\text{Li}$, находящихся в буферном газе Ar (рис.3), в буферном газе Ne (рис.4,а) и в смеси буферных газов Ne + Ar (рис.4,б–г) при доле неона в смеси $\xi_{\text{Ne}} = 0.89$ ($\xi_{\text{Ne}} = N_{\text{Ne}}/(N_{\text{Ne}} + N_{\text{Ar}})$, где N_{Ne} и N_{Ar} – концентрации неона и аргона). Все расчеты выполнены для случая возбуждения D_2 -перехода атомов ${}^7\text{Li}$ при интенсивности монохроматического излучения $I = 40 \text{ мВт/см}^2$, давлении буферного газа $p_{\text{buf}} = 5 \text{ Тор}$ и температуре $T = 600 \text{ К}$ (при этих параметрах условия (3) и (4) применимости формулы (1) хорошо выполнены:

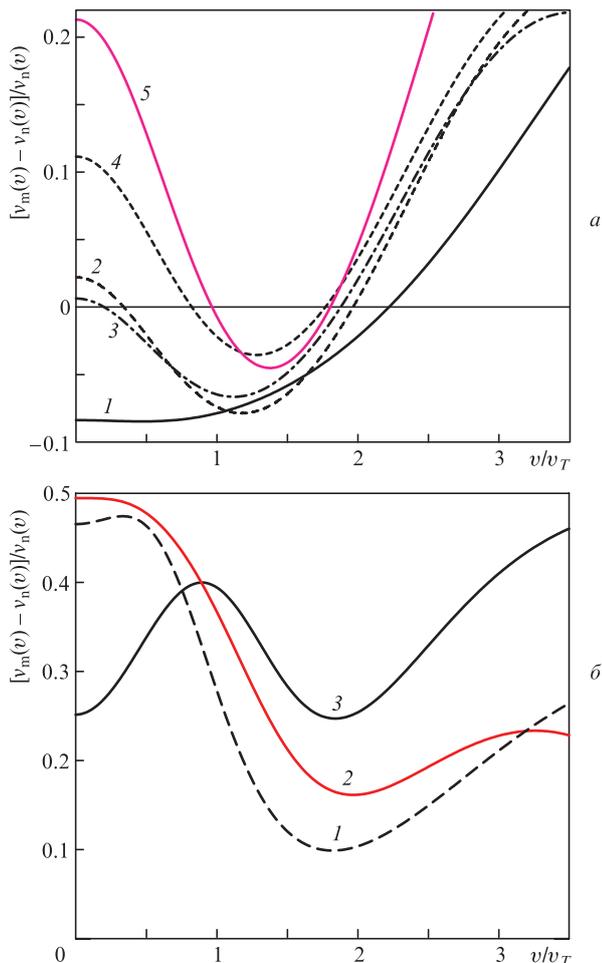


Рис.2. Зависимости от скорости относительной разности транспортных частот столкновений $(v_m(v) - v_n(v))/v_n(v)$ атомов Li в возбужденном и основном состояниях с атомами Ne (а) и Ar (б); $T = 600$ К. Приведены расчеты по потенциалам из работ [30] (1), [31] (2), [34] (3), [32] (4) и [33] (5) (а), а также [30] (1), [35] (2) и [33] (3) (б).

$\Gamma/(kv_T) = 0.02$ и $\kappa = 0.2$). В качестве отстройки Ω частоты излучения введена величина

$$\Omega = \omega - \omega_0, \quad \omega_0 = \frac{3\omega_{mn} + 5\omega_{mk}}{8}. \tag{10}$$

Частота ω_0 соответствует «центру тяжести» частот переходов ω_{mn} и ω_{mk} с учетом статистических весов уровней n и k . В области нормального СИД (когда в (1) можно делать замену $v_{n,m}^{tr}(v) \rightarrow v_{n,m}^{tr}$) скорость дрейфа u_L обращается в нуль только в точке $\Omega = 0$ [41].

Из рис.3 видно, что расчеты с использованием каждого из трех потенциалов взаимодействия [30, 33, 35] предсказывают возникновение нормального СИД атомов ^7Li в атмосфере Ar. Форма линии СИД нечувствительна к различию потенциалов взаимодействия: для каждого потенциала линия СИД имеет одну и ту же характерную дисперсионно-подобную (тильдообразную) форму, скорость дрейфа u_L обращается в нуль только в точке $\Omega = 0$. Зависимость результатов расчета скорости СИД от потенциалов взаимодействия довольно слабая и проявляется только в небольшом изменении максимальной скорости дрейфа.

Совсем иная ситуация с чувствительностью формы линии СИД к различию потенциалов взаимодействия воз-

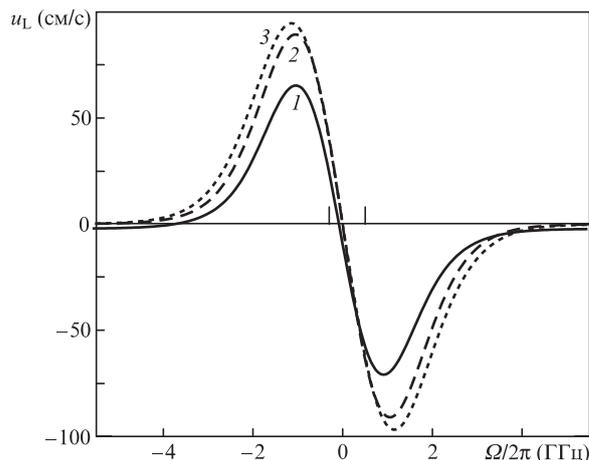


Рис.3. Зависимости проекции скорости СИД на направление излучения $u_L \equiv ku_L/k$ от отстройки частоты излучения Ω для атомов ^7Li в буферном газе Ar в случае возбуждения D_2 -перехода атомов ^7Li при $T = 600$ К, $I = 40$ мВт/см², $p_{\text{buf}} = 5$ Тор. Приведены расчеты по потенциалам из работ [30] (1), [35] (2) и [33] (3). Вертикальными отрезками обозначены частоты, резонансные переходам $m - n$ и $m - k$.

никает в случае СИД атомов ^7Li в буферном газе Ne (рис.4,а) и в смеси буферных газов Ne + Ar (рис.4,б-г). Расчеты скорости СИД, представленные на рис. 4, выполнены на основе пяти различных потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li-Ne [30-34] и трех различных потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li-Ar [30, 33, 35].

В случае СИД атомов ^7Li в атмосфере Ne расчеты для двух потенциалов [32, 33] предсказывают аномальный СИД (кривые 4 и 5 на рис.4,а), а расчеты для трех потенциалов [30, 31, 34] – слабоаномальный (близкий к нормальному) СИД (кривые 1, 2 и 3 на рис.4,а). Для атомов ^7Li скорость дрейфа как функция частоты излучения может иметь, в зависимости от использованных для расчетов потенциалов, один, три или даже пять (кривая 5 на рис.4,а) нулей. Очень важным является то обстоятельство, что форма линии СИД (зависимость $u_L(\Omega)$) оказывается чрезвычайно чувствительной к различию некоторых потенциалов взаимодействия, используемых для расчетов скорости СИД. Если в эксперименте по СИД атомов лития в неоне форма линии СИД будет близка к форме кривой 4 или 5, то это однозначно свидетельствует в пользу соответствующих этим кривым потенциалов взаимодействия [32] или [33]. Кривые 1, 2 и 3, отвечающие потенциалам взаимодействия из [30, 31, 34] соответственно, близки друг к другу, поэтому однозначный выбор между этими потенциалами затруднителен.

Оказывается, чувствительность форм кривых 1, 2 и 3 к различию потенциалов взаимодействия из [30, 31 и 34] можно сильно повысить, если перейти в область аномального СИД, добавив небольшую долю газа Ar в исходную буферную среду газа Ne. На рис.4,б-г представлены результаты расчетов скорости СИД атомов ^7Li в смеси буферных газов Ne + Ar при доле неона в смеси $\xi_{\text{Ne}} = 0.89$. Видно, что в смеси буферных газов Ne + Ar формы кривых 1, 2 и 3 оказываются очень чувствительными к различию потенциалов взаимодействия из [30, 31 и 34] для пар сталкивающихся частиц Li-Ne. Одновременно с этим повышается чувствительность форм этих кривых к различию потенциалов взаимодействия из [30, 33 и 35] для пар сталкивающихся частиц Li-Ar (ср. рис.3 с рис.с.4,б-г).

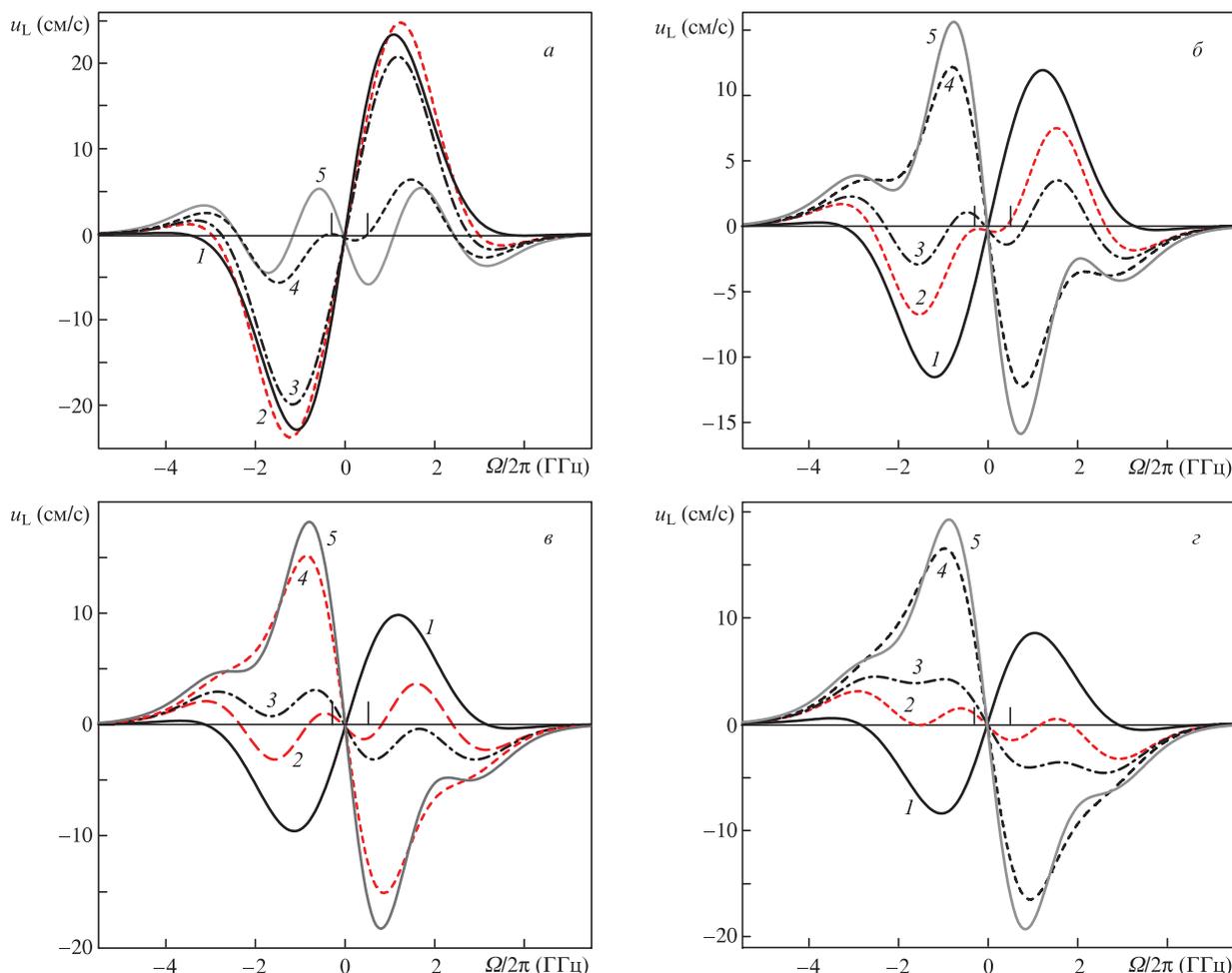


Рис.4. Зависимости проекции скорости СИД на направление излучения $u_L \equiv ku_L/k$ от отстройки частоты излучения Ω для атомов ${}^7\text{Li}$ в буферном газе Ne (а) и в смеси буферных газов Ne + Ar при доле неона $\xi_{\text{Ne}} = 0.89$ (б-г) в случае возбуждения D_2 -перехода атомов ${}^7\text{Li}$ при $T = 600$ К, $I = 40$ мВт/см 2 , $p_{\text{буф}} = 5$ Тор. Для системы сталкивающихся частиц Li–Ne расчет по потенциалам из работ [30] (1), [31] (2), [34] (3), [32] (4) и [33] (5). Для системы сталкивающихся частиц Li–Ar расчет по потенциалам из работ [30] (б), [35] (в) и [33] (г). Вертикальными отрезками обозначены частоты, резонансные переходам $m-n$ и $m-k$.

Предварительный вывод о точности потенциалов взаимодействия можно сделать, сравнив рассчитанные в настоящей работе и измеренные в экспериментах [42] по светоиндуцированному диффузионному втягиванию (выталкиванию) (СДВ) значения $(D_m - D_n)/D_n$ относительной разности коэффициентов диффузии атомов лития в возбужденном и основном состояниях в атмосферах инертных буферных газов неона и аргона. В эффекте СДВ [43], в отличие от эффекта СИД, спектральные аномалии не возникают [44]. Величина эффекта СДВ всегда пропорциональна относительной разности усредненных транспортных частот столкновений $(v_m^{\text{tr}} - v_n^{\text{tr}})/v_n^{\text{tr}}$ (а значит, и относительной разности коэффициентов диффузии $(D_m - D_n)/D_n$ в возбужденном и основном состояниях резонансных атомов с буферными частицами). Для атомов Li в атмосфере Ne при температуре $T = 600$ К измеренное в эксперименте [42] значение $(D_m - D_n)/D_n = 0.026 \pm 0.006$. Расчетные значения $(D_m - D_n)/D_n$ для потенциалов из работ [34, 30, 33, 32 и 31] равны соответственно 0.026, 0.051, -0.009 , -0.0014 и 0.064. Для атомов Li в атмосфере Ar при температуре $T = 600$ К измеренное в эксперименте [42] значение $(D_m - D_n)/D_n = -0.23 \pm 0.02$. Расчетные значения $(D_m - D_n)/D_n$ для потенциалов из [33, 30 и 35] равны соответственно -0.237 , -0.144 и -0.199 . Таким образом, потенциал взаимодействия из [34] для пар сталкивающихся частиц Li–Ne

и потенциал взаимодействия из [33] для пар сталкивающихся частиц Li–Ar отлично описывают экспериментальные результаты [42], и расчету СИД атомов Li на их основе следует уделять приоритетное внимание (кривые 3 на рис.3 и рис.4,а,г).

Важной характеристикой метода тестирования потенциалов по форме линии СИД является его чувствительность к различию используемых потенциалов взаимодействия. На рис.5 показаны потенциалы взаимодействия из [31, 34] для пар сталкивающихся частиц Li–Ne, по которым рассчитаны кривые (формы линии СИД) 2 и 3 на рис.4,б-г. Визуально потенциалы на рис.5 из [31, 34] различаются незначительно. Тем не менее из сопоставления рис.5 и кривых 2 и 3 на рис.4,б-г видно, что даже малое различие в межатомных потенциалах взаимодействия резонансных и буферных частиц сильно проявляется в частотной зависимости скорости дрейфа в области аномального СИД.

Следует отметить, что в зависимости скорости СИД от частоты излучения проявляют себя не сами потенциалы взаимодействия, а разность потенциалов взаимодействия возбужденных и невозбужденных резонансных частиц с буферными частицами. В настоящее время другие методы тестирования разности потенциалов взаимодействия нам неизвестны.

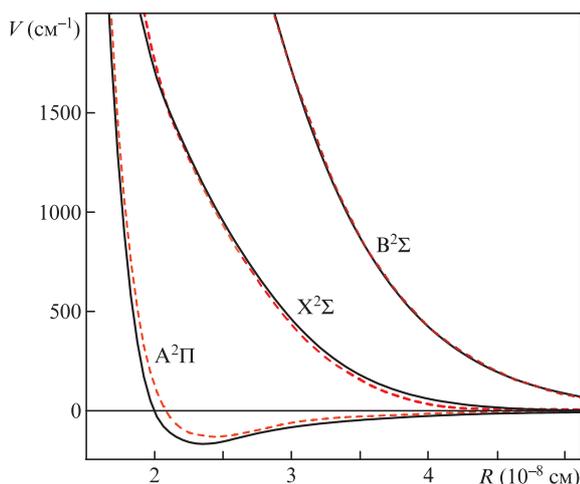


Рис.5. Потенциалы взаимодействия для системы сталкивающихся частиц Li–Ne. Взаимодействию невозбужденных атомов Li (состояние 2S) с атомами Ne (основное состояние 1S) соответствует молекулярный терм $X^2\Sigma$, а возбужденным атомам Li (состояние 2P) – термы $A^2\Pi$ и $B^2\Sigma$. Сплошные кривые – потенциалы из [31], штриховые кривые – потенциалы из [34].

В данной работе мы показали возможность искусственного создания условий для проявления аномального СИД путем использования смеси двух буферных газов. Тем самым резко повышается чувствительность тестирования потенциалов взаимодействия. Насколько такой метод является универсальным, сказать сложно, поскольку данных о потенциалах взаимодействия возбужденных атомов с различными буферными частицами пока еще явно недостаточно.

4. Заключение

В настоящей работе на основе пяти различных потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li–Ne и трех различных потенциалов взаимодействия для пар сталкивающихся частиц Li–Ag исследован аномальный СИД атомов Li в инертном буферном газе Ne и в бинарной буферной смеси инертных газов Ne + Ar. Теоретические расчеты СИД атомов Li в буферном газе Ne для потенциалов взаимодействия из [32, 33] предсказывают аномальный СИД и, как следствие, сильную чувствительность формы линии СИД атомов Li к различию этих потенциалов взаимодействия. Для трех потенциалов взаимодействия из [30, 31, 34] форма линии СИД малочувствительна к их различию, поскольку они предсказывают слабоаномальный (близкий к нормальному) СИД атомов Li. Однако в этом случае, добавив небольшую долю буферного газа Ar, можно перейти в область аномального СИД и тем самым радикально повысить чувствительность формы линии СИД атомов Li к различию этих потенциалов.

Исследование выполнено за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания (проект № АААА-А17-117052210003-4) в ИАиЭ СО РАН.

1. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **29**, 773 (1979).
2. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **78**, 1674 (1980).
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. Kušcer 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. *Квантовая электроника*, **43**, 162 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 162 (2013)].
27. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **145**, 223 (2014).
28. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *Квантовая электроника*, **44**, 928 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 928 (2014)].
29. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **154**, 300 (2018).
30. Pascale J., Vandeplanque J. *J. Chem. Phys.*, **60**, 2278 (1974).
31. Behmenburg W., Kaiser A., et al. *J. Phys. B*, **31**, 689 (1998).
32. Zanuttini D., Jacquet E., Giglio E., Douady J., Gervais B. *J. Chem. Phys.*, **131**, 214104 (2009).
33. Blank L.A., Kedziora G.S., Weeks D.E. *Proc. SPIE*, **7581**, 75810I (2010).
34. Bouchoucha S., Alioua K., Bouledroua M. *Chinese Phys. B*, **26**, 073202 (2017).
35. Park S.J., Lee Y.S., Jeung G.-H. *Chem. Phys. Lett.*, **277**, 208 (1997).
36. Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов: Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
37. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).
38. Gel'mukhanov F.Kh., Il'ichov L.V., Shalagin A.M. *Physica A*, **137**, 502 (1986).
39. NIST Atomic Spectra Database: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
40. Allard N., Kielkopf J. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1103 (1982).
41. Atutov S.N., Parkhomenko A.I., Pod'yachev S.P., Shalagin A.M. *J. Phys. B*, **25**, 2943 (1992).
42. Atutov S.N., Bondarev B.V., Kobtzev S.M., Kolinko P.V., Pod'yachev S.P., Shalagin A.M. *Opt. Commun.*, **115**, 276 (1995).
43. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **77**, 461 (1979).
44. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *Квантовая электроника*, **45**, 131 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 131 (2015)].