02

Сдвиг частоты магнитного резонанса при столкновении атомов, обладающих электронными спинами $\mathbf{S}=1$

© В.А. Картошкин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: victor.kart@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 30 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 11 сентября 2025 г.
Принято к публикации 12 сентября 2025 г.

Рассмотрены столкновения спин-поляризованных атомов, обладающих электронным спином $\mathbf{S}=\mathbf{1}$, в ситуации, когда хотя бы один из них находится в возбужденном состоянии. Получены выражения для комплексных сечений спинового обмена, сопровождающегося ионизацией, в том числе выражения для сечений сдвига частоты магнитного резонанса, составляющих мнимую часть комплексного сечения спинового обмена. На примере двух метастабильных атомов гелия в 2^3S_1-состоянии рассчитаны энергетические и температурные зависимости сечений сдвига частоты. Установлено влияние сечения сдвига в случае изотопа ^{4}He только на выстраивание, причем это влияние имеет место только при интерференции амплитуд упругого рассеяния на синглетном и квинтетном термах квазимолекулы He_2. Показано, что процесс ионизации, протекающий одновременно со спиновым обменом, существенно влияет на величины сдвигов частоты магнитного резонанса в смеси изотопов гелия. Установлено, что величины сдвигов частоты, обусловленные спиновым обменом, соизмеримы со сдвигами частоты магнитного резонанса вызванными обменом метастабильностью между атомами гелия в метастабильном и основном состояниях.

Ключевые слова: атомные столкновения, поляризованные атомы, поперечные сечения, сдвиги частоты магнитного резонанса.

DOI: 10.61011/JTF.2026.01.62031.95-25

Введение

При столкновении поляризованных атомов друг с другом происходит хорошо известный процесс спинового обмена, т. е. процесс обмена электронной поляризацией при столкновении частиц. Подобного рода ситуация имеет место, например, при столкновении атомов щелочных металлов в основном состоянии [1–5]. Если один из участников столкновения — возбужденный атом, и его энергии достаточно для ионизации партнера столкновения, то в этом случае процесс спинового обмена (упругий процесс) сопровождается ионизацией партнера столкновения за счет внутренней энергии возбужденного атома (неупругий процесс). Это возможно, например, при столкновении возбужденных метастабильных атомов гелия или неона со щелочными атомами, атомами водорода и т. п. [6]. В этом случае происходят столкновения атомов с электронными спинами $\mathbf{S}=\mathbf{1}$ (метастабильные атомы гелия или неона) и $\mathbf{S}=\mathbf{1/2}$ (атомы щелочных металлов и водорода в основном состоянии). Как было показано в [6], при столкновении метастабильного атома гелия с атомами, например, щелочного металла два одновременно протекающих процесса — упругий и неупругий — влияют, в первую очередь, на сечение спинового обмена и на сечения сдвига частоты магнитного резонанса атомов, обусловленные спиновым обменом. Для подобной ситуации в свое время были получены выражения для сечений сдвига частоты и спинового обмена в зависимости от фаз рассеяния на соответствующих термах квазимолекулы, образующейся в процессе столкновения.

Наряду со случаем, когда сталкиваются атомы со спинами **1** и **1/2**, возможна ситуация, при которой в столкновении участвуют атомы, обладающие электронным спином $\mathbf{S}=\mathbf{1}$. Например, два метастабильных атома гелия в 2^3S_1 — состоянии [7], метастабильный атом гелия и молекула кислорода в триплетном состоянии $(^3\Sigma_g^-)$ [8]. Метастабильный атомом гелия обладает энергией возбуждения, равной 19.8 eV, и этой энергии оказывается достаточно для ионизации любого атома или молекулы, за исключением атомов гелия и неона в основном состоянии. При столкновении двух метастабильных атомов гелия друг с другом энергии оказывается достаточно для ионизации атома гелия ($E_i = 24\,\mathrm{eV}$) [9]. Таким образом, при столкновении двух поляризованных метастабильных атомов гелия в S-состоянии также возможны два одновременно протекающих процесса — спиновый обмен и хемоионизация.

Как уже отмечалось выше, спин-обменные столкновения приводят к сдвигу частоты магнитного резонанса, а если процесс спинового обмена сопровождается ионизацией, то и к влиянию неупругого процесса на сечения спинового обмена [6]. Вместе с тем в отличие от столкновения возбужденных атомов со спином $\mathbf{S}=\mathbf{1}$ и атомов в основном состоянии со спином $\mathbf{S}=\mathbf{1/2}$, когда исследованы были как сечения спинового обмена

и хемоионизации, так и сечения сдвига частоты для различных пар атомов, сечения сдвига при столкновении атомов со спинами $\mathbf{S} = \mathbf{1}$ не исследовались в части влияния столкновений на сдвиги частоты, и выражения для сечений сдвига частоты отсутствовали.

В настоящей работе получены выражения для сечений сдвига частоты при столкновении атомов со спином $\mathbf{S} = \mathbf{1}$ для случая, когда спиновый обмен сопровождается хемоионизацией. На примере столкновения двух метастабильных поляризованных атомов гелия рассчитаны сечения сдвига частоты от энергии. Показано, что величина сдвига частоты магнитного резонанса, обусловленная спиновым обменом (при столкновении двух метастабильных атомов гелия), соизмерима с величиной сдвига частоты метастабильного атома гелия, обусловленного обменом метастабильностью между атомами гелия в основном и метастабильном состояниях (для случая участия в столкновениях изотопа гелия — ^{3}He).

1. Одновременно протекающие упругий и неупругий процессы с участием атомов с электронным спином $\mathbf{S} = \mathbf{1}$

При столкновениях с участием поляризованных возбужденных атомов с электронным спином $\mathbf{S} = \mathbf{1}$ возможны (если энергии возбуждения атома достаточно для ионизации партнера столкновения) как процесс спинового обмена, т. е. обмен спиновой поляризацией между сталкивающимися атомами:

$$A^*(\uparrow\uparrow) + B(\uparrow\downarrow) \to (AB)^* \to A^*(\uparrow\downarrow) + B(\uparrow\uparrow), \qquad (1)$$

так и процесс ионизации:

$$A^*(\uparrow\uparrow) + B(\uparrow\downarrow) \to (AB)^* \to \begin{array}{l} A + B^+(\uparrow) + e^-(\uparrow) \\ \\ AB^+(\uparrow) + e^-(\uparrow). \end{array} \qquad (2)$$

Здесь стрелки условно указывают на направление электронного спина, „*“ указывает на то, что атом находится в возбужденном состоянии. Следует заметить, что атом B также может быть в возбужденном состоянии (например, в случае столкновения двух поляризованных метастабильных атомов гелия или метастабильных атомов неона).

В реакциях (1) и (2) при столкновении атомов образуется квазимолекула, которая, принимая во внимание спины сталкивающихся атомов, может быть описана потенциалами взаимодействия, соответствующими полным спинам системы **0** (синглетный терм), **1** (триплетный терм) и **2** (квинтетный терм). Если в реакциях (1) и (2) сохраняется полный спин системы до и после столкновения, что верно при столкновении атомов в S-состоянии (правило Вигнера [10]), то реакция (2) идет только на синглетном и триплетном термах. И если далее следовать [11,12], то соответствующие потенциалы взаимодействия можно представить в виде

$$U^{s,t}(R) = V^{s,t}(R) - (i/2)\Gamma^{s,t}(R) \qquad (3)$$

для синглетного (s) и триплетного (t) термов. Здесь мнимая часть потенциала взаимодействия — автоионизационная ширина — отвечает за гибель частиц в процессе ионизации. Так как ионизация на квинтетном терме (q) невозможна в силу несохранения полного спина, квинтетный терм будет действительным:

$$U^q(R) = V^q(R). \qquad (4)$$

Для расчета сечений необходимо знание фаз рассеяния на соответствующих термах.

Поскольку ионизация возможна только на синглетном и триплетном термах, фазы рассеяния на этих двух термах комплексные, т. е. $\eta_l^{s,t} = \varkappa_l^{s,t} + i\lambda_l^{s,t}$ (мнимая часть фазы рассеяния характеризует гибель частиц в процессе ионизации), в то время как фазы рассеяния на квинтетном терме — действительные: $\eta_l^{s,t}$. Здесь l — орбитальное квантовое число, s, t и q — соответствуют полным спинам, равным 0, 1 или 2.

Интересующие нас сечения можно представить через матрицу рассеяния Ti [13]:

$$\sigma_{s,s'} = (\pi/k)^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)[1 - T_s(l)T_{s'}^*(l)]. \qquad (5)$$

Здесь k — волновое число, „*“ указывает на комплексное сопряжение. Так как при столкновении поляризованных возбужденных атомов происходит как упругий процесс (1), так и неупругий процесс (2), процесс спинового обмена может быть описан комплексным сечением вида

$$\sigma_{s,s'} = \overline{\sigma}_{s,s'} + i\overline{\sigma}_{s,s'}. \qquad (6)$$

Здесь действительная часть сечения описывает процесс спинового обмена, который сопровождается ионизацией, а мнимая часть сечения — сдвиг частоты, обусловленный спиновым обменом.

Интересующие нас сечения могут быть выражены через матрицу рассеяния (5), которая, в свою очередь, может быть представлена через фазы рассеяния на соответствующих термах следующим образом:

$$T_l^{s,t,q} = \exp(2i \cdot \eta_l^{s,t,q}). \qquad (7)$$

Принимая во внимание, что фазы рассеяния на синглетном и триплетном термах комплексные, а на квинтетном — действительные и, подставляя (7) в (5), получаем следующие выражения для интересующих нас сечений спинового обмена:

1) сечение σ_{01} определяется интерференцией амплитуд упругого рассеяния на сиглетном (s) и триплетном (t) термах. В этом случае получаются следующие

выражения для действительной и мнимой частей сечения (6):

$$\overline{\sigma}_{0,1} = \pi/k^2 \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1) \times [1 - \exp(-2\lambda_l^0 - 2\lambda_l^1)\cos 2(\chi_l^0 - \chi_l^1)], \quad (8)$$

$$\overline{\overline{\sigma}}_{0,1} = \pi/k^2 \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1) \times [\exp(-2\lambda_l^0 - 2\lambda_l^1)\sin 2(\chi_l^0 - \chi_l^1)]; \quad (9)$$

2) сечение σ_{02} определяется интерференцией амплитуд упругого рассеяния на сиглетном (s) и квинтетном (q) термах. В этом случае получаются следующие выражения для действительной и мнимой частей сечения (6):

$$\overline{\sigma}_{0,2} = \pi/k^2 \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)[1 - \exp(-2\lambda_l^0)\cos 2(\chi_l^0 - \chi_l^2)], \quad (10)$$

$$\overline{\overline{\sigma}}_{0,2} = \pi/k^2 \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)[\exp(-2\lambda_l^0)\sin 2(\chi_l^0 - \chi_l^2)]; \quad (11)$$

3) сечение σ_{12} определяется интерференцией амплитуд упругого рассеяния на триплетном (t) и квинтетном (q) термах. В этом случае получаются следующие выражения для действительной и мнимой частей сечения (6):

$$\overline{\sigma}_{1,2} = \pi/k^2 \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)[1 - \exp(-2\lambda_l^1)\cos 2(\chi_l^1 - \chi_l^2)], \quad (12)$$

$$\overline{\overline{\sigma}}_{1,2} = \pi/k^2 \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)[\exp(-2\lambda_l^1)\sin 2(\chi_l^1 - \chi_l^2)]. \quad (13)$$

Как видно из полученных выражений, наличие одновременно протекающих упругого и неупругого процессов существенно влияет как на сечения спинового обмена, так и на сечения сдвига частоты магнитного резонанса. Это влияние выражается в наличии в соотношениях (8)–(13) членов вида $-\exp(-2\lambda_l^{s,t})$, которые зависят от мнимых частей комплексных фаз рассеяния на синглетном и триплетном термах. Причем это проявляется и в сечениях спинового обмена ((8), (10) и (12)) [7,9], и в сечениях сдвига частоты ((9), (11) и (13)). Как уже отмечалось выше, мнимая часть фазы рассеяния отвечает за процесс ионизации, таким образом, если в процессе спин-обменного столкновения, сопровождающегося ионизацией, растет вероятность ионизации, то это приводит как к уменьшению сечения спинового обмена, так и к уменьшению сечения сдвига, т.е., как результат, к уменьшению сдвига частоты магнитного резонанса.

Сечение ионизации на синглетном и триплетном термах в исследуемой ситуации представляется стандартным образом [13]:

$$\sigma^{0,1} = \pi/k^2 \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)[1 - \exp(-4\lambda_l^{0,1})]. \quad (14)$$

Таким образом, зная потенциалы взаимодействия и используя полученные в разд. 1 выражения для сечения сдвига частоты, можно рассчитать интересующие нас сечения.

2. Сечения сдвига частоты магнитного резонанса при столкновении двух метастабильных атомов He в 2^3S_1-состоянии

Как уже отмечалось выше, ситуация, при которой возможен процесс спинового обмена, сопровождающийся хемоионизацией для атомов, имеющих электронный спин $\mathbf{S} = \mathbf{1}$, может быть реализована при столкновении двух метастабильных атомов гелия в триплетном состоянии [7] или, например, при столкновении метастабильного атома гелия и молекулы кислорода в триплетном состоянии [8]. Однако исследования сдвигов частоты в такой ситуации не проводились. В настоящей работе, используя впервые полученные выражения для сечений сдвига частоты (9), (11) и (13), можно рассчитать энергетические и температурные зависимости искомых сечений, используя известные комплексные потенциалы взаимодействия атомов.

Комплексные потенциалы взаимодействия двух метастабильных атомов гелия были получены в [14]. Данные потенциалы были представлены в виде таблиц. На рис. 1 и 2 показаны действительные и мнимые части потенциалов, построенные из табличных данных методом сплайнов.

Как видно из рис. 1, 2, синглетный и триплетный потенциалы близки по величине, причем это относится как к действительным частям, так и к мнимым. На рис. 2 полученные в [14] данные по автоионизационной ширине обрываются при межатомном расстоянии $R \sim 0.5 \cdot 10^{-8}$ cm, хотя при этом расстоянии действительная часть потенциала взаимодействия еще далека от нуля. В связи с этим возникает необходимость экстраполировать автоионизационные ширины в область бóльших межатомных расстояний. Как известно, автоионизационная ширина в области больших межъядерных расстояний может быть представлена экспоненциальной зависимостью от расстояния.

Таким образом, зная синглетный, триплетный и квинтетный термы системы, а также выражения для зависимости сечений сдвига частоты от фаз рассеяния на соответствующих термах, можно рассчитать зависимости интересующих нас сечений от энергии столкновения метастабильных атомов гелия.

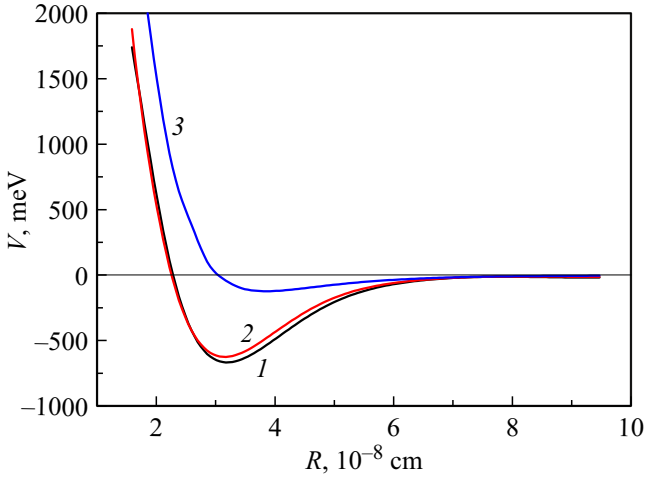

Рис. 1. Действительные части потенциалов взаимодействия двух метастабильных атомов гелия (2^3S_1). *1* — синглетный, соответствующий полному спину $\mathbf{S} = \mathbf{0}$; *2* — триплетный терм, соответствующий полному спину $\mathbf{S} = \mathbf{1}$; *3* — квинтетный терм, соответствующий полному спину $\mathbf{S} = \mathbf{2}$ по данным работы [14].

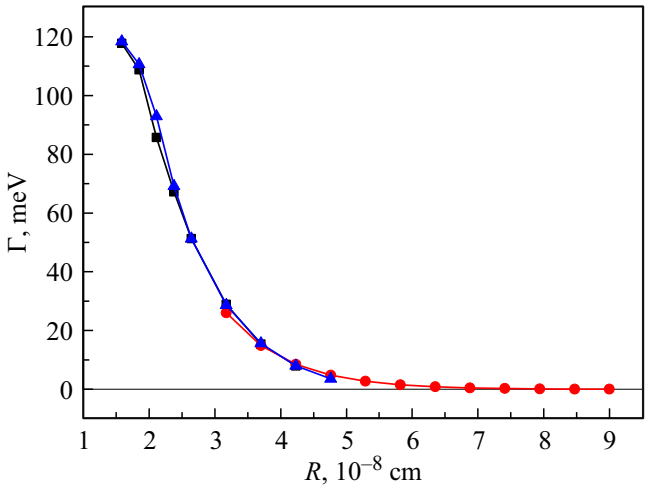

Рис. 2. Зависимость автоионизационной ширины от расстояния: ■ — данные из работы [14] для триплетного терма, ▲ — данные из работы [14] для синглетного терма, • — экстраполяция данных в область больших расстояний с помощью экспоненциальной зависимости.

Расчет фаз рассеяния можно сделать стандартным образом в квазиклассическом приближении [13]:

$$\delta_l = \int\limits_{R_0}^{\infty} F_1(R)dR - \int\limits_{R_0'}^{\infty} F_0(R)dR, \qquad (14)$$

где

$$F_1^S(R) = \left[2\mu(E - V_S(R) - \frac{(l+1/2)^2}{2\mu R^2}\right],$$
$$S = s,\ t,\ q, \qquad (15)$$
$$F_0(R) = \left[2\mu E - \frac{(l+1/2)^2}{R^2}\right].$$

Здесь E — энергия столкновения, μ — приведенная масса сталкивающихся атомов, R — межатомное расстояние, l — орбитальное квантовое число, R_0 и R_0' — корни уравнений $F_1^S(R) = 0$ и $F_0(R) = 0$ (причем для $F_1^S(R)$ берется наибольший корень), $V_S(R)$ — потенциал взаимодействия, соответствующий полному спину $\mathbf{S}$ (**0**, **1** или **2**). При этом потенциалы взаимодействия для синглетного и триплетного термов в соответствии с (3) комплексные, а для квинтетного терма — действительные.

На рис. 3 представлены, полученные в настоящей работе зависимости сечений сдвига частоты магнитного резонанса от энергии столкновения. Как видно из рис. 3, сечение, определяемое интерференцией амплитуд упругого рассеяния на синглетном и триплетном термах ($\overline{\overline{\sigma}}_{0,2}$), существенно меньше по величине, чем сечения, обусловленные интерференцией амплитуд упругого рассеяния на синглетном и квинтетном, а также триплетном и квинтетном термах. Это обусловлено наличием в выражениях (9), (11) и (13) экспоненциальных множителей, зависящих от мнимых частей комплексных фаз рассеяния. В случае синглетного и триплетного термов аргумент экспоненциального множителя включает в себя сумму мнимых частей фаз рассеяния на синглетном и триплетном термах, в то время как в двух других случаях — только мнимые части или синглетного, или триплетного термов, так как квинтетный терм — действительный. Поскольку, как следует из рис. 1 и 2, действительные и мнимые части синглетного и триплетного потенциалов взаимодействия близки по величине, то соответственно близки по величине и фазы рассеяния

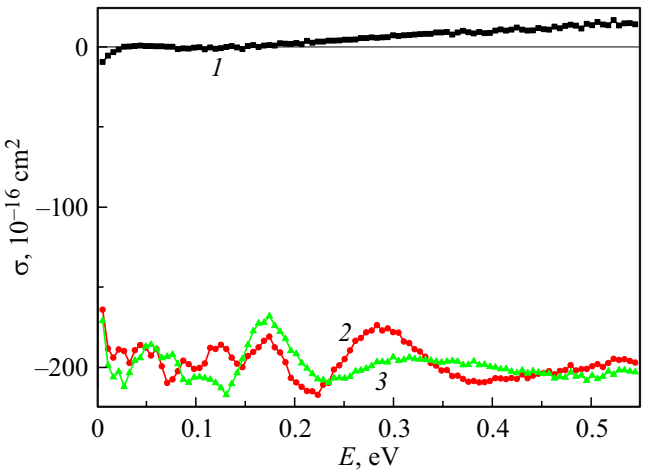

Рис. 3. Зависимость от энергии столкновения сечений сдвига частоты магнитного резонанса: *1* — сечение сдвига частоты ($\overline{\overline{\sigma}}_{0,1}$), определяемое интерференцией амплитуд упругого рассеяния на сиглетном (s) и триплетном (t) термах; *2* — сечение сдвига частоты ($\overline{\overline{\sigma}}_{0,2}$), определяемое интерференцией амплитуд упругого рассеяния на сиглетном (s) и квинтетном (q) термах; *3* — сечение сдвига частоты ($\overline{\overline{\sigma}}_{1,2}$), определяемое интерференцией амплитуд упругого рассеяния на триплетном (t) и квинтетном (q) термах.

на этих термах, причем как их действительные, так и мнимые части. Это приводит к тому, что аргумент экспоненциального члена в формуле (9) в два раза больше, чем в формулах (11) и (13) (аргументы входят в формулы со знаком минус), что приводит к уменьшению величины получаемого сечения, кроме того аргумент функции синус в выражении (9), также близок к нулю.

Расчет сечений сдвига проводился для случая столкновения двух изотопов гелия — ^{3}He. Для случая столкновения атомов ^{3}He с атомами ^{4}He и атомов ^{4}He с атомами ^{4}He при расчете учитывалось различие в приведенных массах систем. Так как метастабильное состояние гелия заселяется в условиях газового разряда, следует иметь ввиду, что в газовом разряде гелия существуют как метастабильные атомы, концентрация которых обычно порядка $10^{10} - 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$, так и атомы в основном состоянии, концентрация которых в условиях эксперимента по оптической ориентации атомов порядка $10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$. При этом столкновения между метастабильными атомами гелия и атомами гелия в основном состоянии приводят также как к уширению линии магнитного резонанса метастабильного гелия, так и к сдвигу частоты [15]. Эти уширения линии магнитного резонанса и ее сдвиг обусловлены процессом обмена метастабильностью, т. е. передачей возбуждения от возбужденного (метастабильного) атома атому в основном состоянии.

Для использования полученных выше сечений сдвига и оценки величины сдвигов необходимо перейти от энергетических к температурным зависимостям сечений. С этой целью проводилось максвелловское усреднение сечений по скоростям:

$$q(T) = \frac{\langle q(E)v\rangle}{\langle v\rangle} = \frac{1}{(kT)^2}\int\limits_0^\infty \overline{\overline{\sigma}}(E)E\exp(-E/kT)dE, \tag{16}$$

Здесь T — температура в рабочей камере, v — средняя относительная тепловая скорость сталкивающихся частиц, $\overline{\overline{\sigma}}$ — сечение сдвига, E — энергия столкновения, k — постоянная Больцмана.

В таблице представлены усредненные по скоростям сечения сдвига частоты магнитного резонанса.

Расчет сечений сдвига проводился также для случая изотопов ^{3}He–^{4}He и ^{4}He–^{4}He. При расчете учитывались разные приведенные массы сталкивающихся атомов, при этом для всех случаев брались потенциалы взаимодействия из [14].

Расчет показал, что рассчитанные сечения для разных пар изотопов различаются на величины, которые меньше точности проводимых расчетов и, таким образом, можно пользоваться данными, приведенными в таблице для случая всех трех пар изотопов.

Зависимости сечений сдвига частоты магнитного резонанса от температуры при столкновении двух метастабильных атомов гелия-3

T, K	$\overline{\overline{q}}_{0,1}$, $10^{-16}\,\mathrm{cm}^2$	$\overline{\overline{q}}_{0,2}$, $10^{-16}\,\mathrm{cm}^2$	$\overline{\overline{q}}_{1,2}$, $10^{-16}\,\mathrm{cm}^2$
50	−5.7	−154.9	−162.8
100	−3.6	−178.7	−189.0
150	−2.2	−183.3	−194.5
200	−1.4	−183.1	−196.1
250	−0.9	−181.5	−196.7
250	−0.9	−181.5	−196.7
350	−0.4	−179.2	−197.3
400	−0.2	−178.8	−197.5
450	−0.1	−178.9	−197.5
500	0.06	−179.2	−197.5

3. Влияние изотопного состава сталкивающихся атомов гелия на сечения сдвига частоты магнитного резонанса

В экспериментах по оптической ориентации метастабильных атомов гелия возможно использование двух стабильных изотопов — ^{4}He и ^{3}He. Оба этих изотопа обладают нулевым электронным спином в основном состоянии ($\mathbf{S} = \mathbf{0}$, состояние $^1\mathrm{S}_0$), но в отличие от изотопа ^{4}He изотоп ^{3}He обладает ядерным спином $\mathbf{S} = \mathbf{1/2}$. Наличие у изотопа ^{3}He ядерного спина существенно влияет на процесс столкновения этих атомов. В частности, при оптической ориентации метастабильных атомов гелия в газовом разряде, наряду со столкновениями между метастабильными атомами, имеют место также столкновения между метастабильными атомами и атомами в основном состоянии. Столкновения между метастабильными атомами гелия и атомами ^{3}He в основном состоянии приводят, в частности, к переносу поляризации в основное состояние, так как атом ^{3}He обладает ядерным спином $\mathbf{S} = \mathbf{1/2}$. Эти столкновения также приводят как уширению линии магнитного резонанса метастабильных атомов гелия, так и к сдвигу частоты линии магнитного резонанса.

Поскольку атомы ^{4}He неразличимы, в столкновениях между атомами изотопа ^{4}He (в метастабильном состоянии) наблюдаемыми оказываются только сечения (10) и (11). При этом спиновый обмен не влияет на ориентацию ($\langle\mathbf{S}\rangle = Tr(\rho\mathbf{S})$, ρ — матрица плотности) метастабильных атомов гелия, а изменение выстраивания ($\langle Q\rangle^{\alpha\beta} = Tr(\rho Q_{\alpha\beta})$) соответственно определяется сечением $\overline{\overline{\sigma}}_{0,2}$. Отсюда следует, что спиновый обмен, сопровождающийся хемоионизацией, влияет только на

выстраивание, т. е. „классические“ квантовые магнитометры [16], работающие на оптически ориентированных атомах гелия, либо не имеют описанных выше сдвигов, которые определяются сечением $\overline{\overline{\sigma}}_{0,2}$, либо этот сдвиг крайне мал, так как при оптической ориентации гелия циркулярно поляризованным светом ориентация атомов существенно превосходит выстраивание.

Следует отметить, что в последнее время были предложены и начали активно развиваться гелиевые квантовые магнитометры, которые работают на выстроенных атомах [17–20]. Использование в устройствах выстроенных атомов позволят устранить в приборах мертвые зоны, которые имеют место при некоторых углах наблюдения. Подобные исследования проводятся как со щелочными атомами (Cs) [18], так и с метастабильными атомами ^{4}He [17,19,20]. В частности, был предложен гелиевый скалярный магнитометр, не имеющий мертвых углов, и который может быть реализован полностью оптическим способом [17]. В этой ситуации рассматриваемые в настоящей работе сдвиги частоты магнитного резонанса (обусловленные спиновым обменом между метастабильными атомами ($\overline{\overline{\sigma}}_{0,2}$)) оказываются актуальными с точки зрения определения точностных характеристик такого рода устройств, и должны учитываться при их создании.

В то же время если столкновения происходят между атомами изотопа ^{3}He или изотопов ^{3}He и ^{4}He, то, в силу наличия у изотопа ^{3}He ядерного спина, атомы оказываются различимы, и такие столкновения ведут как к уширению линии магнитного резонанса, так и к сдвигу частоты линии магнитного резонанса [15]. При этом наблюдаемыми оказываются все сечения (8)–(13).

Из [15] следует, что сдвиг частоты линии магнитного резонанса при обмене метастабильностью в случае смеси изотопов гелия ^{3}He и ^{4}He пропорционален отношению сечений обмена метастабильностью при столкновениях ^{3}He–^{4}He и ^{3}He–^{3}He, доле атомов ^{3}He (α) в смеси, а также зависит от температуры рабочей камеры как $\sim T^{7/2}$, что определяется отношением температурных зависимостей сечений обмена метастабильностью (β) при столкновении одинаковых (^{3}He–^{3}He) и разных (^{3}He–^{4}He) атомов гелия. Тогда сдвиг частоты метастабильных атомов ^{4}He можно представить следующим выражением:

$$\delta\omega_{\mathrm{He}^4} = -\frac{6}{7}\,\frac{N^2 v_1^2 \sigma_1^2}{\omega_m}\,\beta^2\alpha(1-\alpha). \qquad (17)$$

Принимая во внимание величины входящих в (17) переменных, получаем для $T = 77$ K, магнитного поля 1 Oe и доли атомов ^{3}He в смеси $\alpha = 0.1$ величину сдвига $\delta\omega_{\mathrm{He}^4} = 660$ Hz, в то же время сдвиги частоты, обусловленные интерференцией амплитуд упругого рассеяния на триплетном и квинтетном уровнях (в соответствии с данными таблицы) дают величину сдвига порядка $\delta\omega_{12} = 340$ Hz ($\delta\omega_{12} \sim Nv\overline{\overline{q}}_{1,2}$, здесь N — концентрация метастабильных атомов He, v — средняя относительная скорость сталкивающихся частиц, $\overline{\overline{q}}_{1,2}$ — сечения из таблицы). Для случая сдвига частоты $\delta\omega_{02}$ получим близкие значения сдвигов ввиду близости значений сечений $\overline{\overline{q}}_{1,2}$ и $\overline{\overline{q}}_{0,2}$. При этом сдвиг, обусловленный интерференцией на синглетном и триплетном термах ($\delta\omega_{01}$) на два порядка меньше, поскольку соответствующее сечение сдвига на два порядка меньше.

Из приведенного расчета видно, что сдвиги частоты магнитного резонанса, обусловленные спин-обменными столкновениями между поляризованными метастабильными атомами, соизмеримы по величине со сдвигами, связанными с обменом метастабильностью, и должны учитываться при исследовании процессов, происходящих в гелиевом газовом разряде в смеси изотопов гелия.

Поскольку при температурах порядка $T = 77$ K ширина линии магнитного резонанса, например, метастабильных атомов ^{4}He составляет единицы kHz (для случая, когда доля изотопа гелия — ^{3}He в смеси составляет порядка 10 %), рассматриваемые сдвиги частоты могут быть наблюдаемы, а разделение сдвигов, связанных с обменом метастабильностью и спиновым обменом, можно осуществить, проводя экстраполяцию по концентрации метастабильных атомов (изменяя интенсивность разряда в рабочей камере), от которой зависят спин-обменные сдвиги, и не зависят сдвиги частоты, связанные с обменом метастабильностью.

Заключение

Таким образом, в работе рассмотрено влияние процесса спинового обмена, сопровождающегося хемоионизацией, на сдвиги частоты при столкновении атомов с электронными спинами $\mathbf{S} = \mathbf{1}$. Получены выражения для сечений сдвига частоты. Для случая столкновения поляризованных метастабильных атомов гелия как в случае чистого изотопа ^{4}He, так и в смеси изотопов ^{4}He–^{3}He проведен расчет соответствующих сечений, и показано влияние мнимой части комплексного потенциала взаимодействия (мнимой части фазы рассеяния) на величины сечений сдвига, обусловленные спиновым обменом. Показано, что с ростом вероятности процесса ионизации уменьшается величина соответствующего сечения спинового обмена и, следовательно, сдвиг частоты линии магнитного резонанса. Показано, что в случае столкновений с участием атомов изотопа ^{3}He в области низких температур (порядка 77 K) сдвиг частоты магнитного резонанса метастабильных атомов, обусловленный спиновым обменом, соизмерим со сдвигом частоты, связанным с обменом метастабильностью. Установлено влияние сечения сдвига частоты на выстраивание в случае столкновений в чистом изотопе ^{4}He, причем это имеет место только при интерференции амплитуд упругого рассеяния на сиглетном (s) и квинтетном (q) термах квазимолекулы He_2^*. Наличие этого сдвига необходимо учитывать при построении гелиевых квантовых

магнитометров с оптической поляризацией атомов, которые работают на выстроенных атомах ^{4}He.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] H. Shang, S. Zou, H. Zhang, J. Fang. Adv. Quant. Technol., **7**, 2300301 (2024). DOI: 10.1002/qute.202300301

[2] W.B. Cairncross, J.T. Zhang, L.R.B. Picard, Y. Yu, K. Wang, K.-K. Ni. Phys. Rev. Lett., **126**, 123402 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.123402 Medline

[3] M.M. Hawamdeh, A.S. Sandouqa, B.R. Joudeh, O.T. Al-Obeidat, H.B. Ghassib. Eur. Phys. J. Plus., **137** (9), 1025 (2022). DOI: 10.1140/epjp/s13360-022-03244-y

[4] W. Xiao, T. Wu, X. Peng, H. Guo. Phys. Rev. A., **103**, 043116 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevA.103.043116

[5] M. Dikopoltsev, U. Levy, O. Katz. Phys. Rev. A., **111** (3), 032602 (2025). DOI: 10.1103/PhysRevA.111.032602

[6] V.A. Kartoshkin, G.V. Klementiev. В кн. L.A. Becker (ed.) *Helium: Characteristics, Compounds, and Applications* (Nova Science Publishers, Inc., 2011), p. 103.

[7] V. Kartoshkin. Mediterranean J. Chem., **12** (2), 164 (2022). DOI: 10.13171/mjc02210071641kartoshkin

[8] В.А. Картошкин, Г.В. Клементьев. Опт. и спектр., **80** (4), 608 (1996). [V.A. Kartoshkin, G.V. Klement'ev. Opt. Spectr., **80** (4), 545 (1996).]

[9] А.А. Радциг, Б.М. Смирнов *Справочник по атомной и молекулярной физике* (Атомиздат, М.,1980), с. 240.

[10] E. Wigner. Gotting. Nachr., **4**, 375 (1927).

[11] H. Nakamura. J. Phys. Soc. Jpn., **26**, 1473 (1969).

[12] W.H. Miller. J. Chem. Phys., **52**, 3563 (1970).

[13] N.F. Mott, H.S.W. Massey. *The Theory of Atomic Collisions* (3rd ed., Clarendon Press, Oxford: 1965), p. 858.

[14] M.W. Miiller, A. Merz, M.-W. Ruf, H. Hotop, W. Meyer, M. Movre. Z. Phys. D, **21**, 89 (1991).

[15] Р.А. Житников, В.А. Картошкин, Г.В. Клементьев. ЖЭТФ, **73** (5), 912 (1977). [R.A. Zhitnikov, V.A. Kartoshkin, G.V. Klement'ev. JETP, **46** (5), 12 (1977).]

[16] J.-M. Badier, D. Schwartz, Ch.-G. B?nar, Kh. Kanzari, S. Daligault, R. Romain, S. Mitryukovskiy, W. Fourcault, V. Josselin, M. Le Prado, J. Jung, A. Palacios-Laloy, C. Romain, F. Bartolomei, E. Labyt, F. Bonini. ENEURO, **10** (12), 0222 (2023). DOI: 10.1523/ENEURO.0222-23.2023

[17] G. Lieb, T. Jager, A. Palacios-Laloy. Rev. Sci. Instrum., **90**, 075104 (2019). DOI: 10.1063/1.5093533

[18] G. Bevilacqua, E. Breschi. Phys. Rev. A, **89**, 062507 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevA.89.062507

[19] T. Wu, X. Peng, Z. Lin, H. Guo. Rev. Sci. Instrum., **86**, 103105 (2015). DOI: 10.1063/1.4932528

[20] B. Wang, X. Peng, H. Wang, W. Xiao, H. Guo. Sensors, **22** (11), 4184 (2022). DOI: 10.3390/s22114184