

DOI: 10.17586/1023-5086-2024-91-05-16-24

УДК 621.317.44, 539.143.43; 539.143.42

# Сдвиги частоты магнитного резонанса в квантовых магнитометрах на основе явления оптической ориентации атомов

**Виктор Арсеньевич Картошкин**✉*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
Санкт-Петербург, Россия*victor.kart@mail.ioffe.ru <https://orcid.org/0000-0001-6548-5764>

## Аннотация

**Предмет исследования.** Сдвиги частоты магнитного резонанса, обусловленные спин-обменными столкновениями с участием оптически ориентированных атомов щелочных металлов в основном состоянии. **Цель работы.** Теоретическое исследование спин-обменных столкновений с участием оптически ориентированных пар различных щелочных атомов для определения температурных зависимостей сдвигов частоты линии их магнитного резонанса в условиях оптической ориентации атомов с целью установления оптимальных условий для построения квантовых магнитометров с оптической накачкой на смесях щелочных атомов. **Метод.** В рамках квантовой теории рассеяния рассматриваются столкновения между оптически ориентированными щелочными атомами и на основании данных по потенциалам взаимодействия, описывающих димеры щелочных атомов, проводится расчет фаз рассеяния на этих потенциалах и мнимых частей комплексного сечения спинового обмена. Полученные энергетические зависимости сечений использованы для построения температурных зависимостей сдвигов частоты магнитного резонанса. **Основные результаты.** Получены температурные зависимости сдвигов частоты линии магнитного резонанса для следующих пар щелочных атомов  $^{39}\text{K} - ^{133}\text{Cs}$ ,  $^{39}\text{K} - ^{85}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs} - ^{85}\text{Rb}$ . Установлено, что в случае пары щелочных атомов  $^{39}\text{K} - ^{85}\text{Rb}$  в области температуры 480 К сдвиг линии магнитного резонанса проходит через ноль для сверхтонкого состояния  $F = 1$ , что свидетельствует об отсутствии негативного влияния спинового обмена на положение линии магнитного резонанса. **Практическая значимость.** Полученные в работе результаты могут быть использованы при создании приборов квантовой электроники, работающих на принципах оптической ориентации атомов и не имеющих спин-обменных сдвигов. В частности, при создании ко-магнитометров с оптической ориентацией щелочных атомов.

**Ключевые слова:** оптическая ориентация атомов, спиновый обмен, сдвиги частоты магнитного резонанса

**Благодарность:** работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017.

**Ссылка для цитирования:** Картошкин В.А. Сдвиги частоты магнитного резонанса в квантовых магнитометрах на основе явления оптической ориентации атомов // Оптический журнал. 2024. Т. 91. № 5. С. 16–24. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-05-16-24>

Коды OCIS: 020.0020, 020.3690, 290.5850

# Magnetic resonance frequency shifts in quantum magnetometers based on the phenomenon of optical orientation of atoms

VICTOR A. KARTOSHKIN✉

*Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

*victor.kart@mail.ioffe.ru    <https://orcid.org/0000-0001-6548-5764>*

## Abstract

**Subject of study.** Magnetic resonance frequency shifts caused by spin exchange collisions involving optically oriented alkali atoms in the ground state. **Aim of study.** Theoretical study of spin exchange collisions involving optically oriented alkali atoms of different types to determine the temperature dependences of shifts for various pairs of alkali atoms under optical orientation conditions in order to establish optimal conditions for the construction of quantum magnetometers with optical pumping using mixtures of alkali atoms. **Method.** In this work, within the framework of the quantum theory of scattering, collisions between optically oriented alkali atoms are considered and, based on data on interaction potentials describing dimers of alkali atoms, the phases of scattering at these potentials and the imaginary parts of the complex cross section of spin exchange are calculated. The obtained energy dependences of the cross sections were used to construct the temperature dependences of the magnetic resonance frequency shifts. **Main results.** The temperature dependences of the magnetic resonance line frequency shifts were obtained for the following pairs of alkali atoms  $^{39}\text{K} - ^{133}\text{Cs}$ ,  $^{39}\text{K} - ^{85}\text{Rb}$  and  $^{133}\text{Cs} - ^{85}\text{Rb}$ . It has been established that in the case of a pair of alkali atoms  $^{39}\text{K} - ^{85}\text{Rb}$  in the temperature region 480 K, the shift of the magnetic resonance line passes through zero for the hyperfine state  $F = 1$ . This indicates the absence of a negative influence of spin exchange on the position of the magnetic resonance line. **Practical significance.** The results obtained in the work can be used to create quantum electronics devices that operate on the principles of optical orientation of atoms and do not have spin exchange shifts. In particular, at the creating co-magnetometers with optical orientation of alkali atoms.

**Keywords:** optical orientation of atoms, spin exchange, magnetic resonance frequency shifts

**Acknowledgment:** the work was carried out within the framework of the State assignment of the Ioffe Institute, topic 0040-2019-0017.

**For citation:** Kartoshkin V.A. Magnetic resonance frequency shifts in quantum magnetometers based on the phenomenon of optical orientation of atoms [in Russian] // *Opticheskii Zhurnal*. Opticheskii Zhurnal. 2024. V. 91. № 5. P. 16–24. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-05-16-24>

**OCIS codes:** 020.0020, 020.3690, 290.5850

## ВВЕДЕНИЕ

Суть явления оптической ориентации атомов состоит в передаче углового момента от линейно или циркулярно поляризованного резонансного излучения ансамблю атомов в основном [1] или возбужденном состоянии [2]. Как следствие получается поляризованный по спину ансамбль атомов. Эти атомы могут быть как ориентированными, так и выстроенными. Полученный таким образом ансамбль атомов может быть использован в качестве рабочей среды в приборах квантовой электроники [3], таких как квантовые магнитометры с оптиче-

ской накачкой [4], квантовые стандарты частоты и времени [5], квантовые гироскопы [6].

Разработка и развитие в последние годы полупроводниковых лазеров на длины волн оптических переходов, в частности в щелочных атомах, дали дополнительный толчок к развитию приборов и устройств, построенных на основе явления оптической ориентации атомов. Это обусловлено компактностью этих источников излучения, стабильностью излучения и низким уровнем собственных шумов. Кроме того, эти лазеры обладают возможностью перестройки длины волны излучения

в определенных пределах. Таким образом, оказалось возможным разрабатывать и создавать компактные устройства, работающие на принципе оптической ориентации атомов. В этих устройствах в качестве рабочих сред и объектов оптической ориентации используются как атомы щелочных металлов, так и их смеси. Источником информации в устройствах подобного рода является линия магнитного резонанса ориентированных атомов, ширина и положение которой зависят от внешнего магнитного поля, столкновительных процессов с участием поляризованных атомов, диффузии и проч. Фактором, влияющим на точность устройств, является соответствие частоты линии магнитного резонанса приложенному внешнему магнитному полю.

Как уже отмечено выше, на частоту линии магнитного резонанса влияют, в частности, столкновения, происходящие между ориентированными атомами. Подобного рода столкновения — спиновый обмен (обмен электронной поляризацией между сталкивающимися атомами), влияют как на ширину [7], так и на сдвиг частоты линии магнитного резонанса [8]. Влияние спин-обменных столкновений на частоту линии магнитного резонанса существенным образом сказывается на точностных характеристиках приборов, работающих на принципе оптической ориентации атомов, в частности, на точностных характеристиках квантовых магнитометров с оптической накачкой (КМОН) [9]. Отсюда следует, что знание поведения значений спин-обменных сдвигов рабочих смесей различных составов при различных температурах позволяет оптимизировать и, в принципе, уменьшить или избежать их негативного влияния.

Целью работы является теоретическое исследование спин-обменных столкновений с участием оптически ориентированных пар различных атомов щелочных металлов для определения температурных зависимостей сдвигов частоты линии их магнитного резонанса в условиях оптической ориентации атомов с целью установления оптимальных условий для построения квантовых магнитометров с оптической накачкой на смесях щелочных атомов.

В настоящей работе будут рассмотрены сдвиги частоты линии магнитного резонанса, обусловленные спиновым обменом между

разными щелочными атомами в случае, когда один из атомов оптически ориентирован резонансным циркулярно-поляризованным оптическим излучением, а другой атом может быть поляризован в процессе столкновения. Подобного рода ситуация возникает в случае tandemных КМОН, работающих на смесях щелочных атомов [10, 11].

## ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

В работе рассматриваются столкновения с участием следующих щелочных атомов:  $^{39}\text{K}$  ( $S = 1/2$ ,  $I = 3/2$ ),  $^{85}\text{Rb}$  ( $S = 1/2$ ,  $I = 5/2$ ) и  $^{133}\text{Cs}$  ( $S = 1/2$ ,  $I = 7/2$ ). Здесь  $S$  — электронный спин щелочного атома в основном состоянии, а  $I$  — ядерный спин. Взаимодействие электронного и ядерного спинов приводит к образованию в основном состоянии двух сверхтонких подуровней, соответствующих полным угловым моментам  $F_1 = I + S$  и  $F_2 = I - S$ . Соответственно, в возбужденных состояниях также возникает сложная структура энергетических подуровней, соответствующая различным значениям полного углового момента. В процессе оптической ориентации щелочных атомов происходит возбуждение атомов из основного в нижние возбужденные  $^2P_{1/2}$  или  $^2P_{3/2}$ -состояния. Этим оптическим переходам соответствуют следующие длины волн:  $D_1 = 769,9$  нм и  $D_2 = 766,5$  нм для атомов  $^{39}\text{K}$ ,  $D_1 = 794,8$  нм и  $D_2 = 789,0$  нм для атомов  $^{85}\text{Rb}$  и  $D_1 = 894,4$  нм и  $D_2 = 852,1$  нм для атомов  $^{133}\text{Cs}$  [12]. Если используемое резонансное излучение циркулярно-поляризовано, то в процессе возбуждения атомов и последующего распада возбужденного состояния в основном состоянии возникает инверсия населенности, а ансамбль атомов приобретает угловой момент. То есть атомы основного состояния оказываются оптически ориентированы и в системе уменьшается поглощение излучения накачки. При возбуждении в ансамбле ориентированных щелочных атомов магнитного резонанса на частоте зеемановских переходов путем приложения резонансного радиочастотного магнитного поля в системе происходит разрушение созданной ранее инверсии населенности, и система вновь начинает поглощать излучение. В качестве отклика наблюдается линия магнитного резонанса, положение

которой определяется соотношением  $\omega = \gamma H_0$ , где  $\omega$  — частота резонанса,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $H_0$  — напряженность постоянного магнитного поля. Как уже отмечено выше, на положение линии магнитного резонанса возможно влияние различных процессов в камере поглощения. В частности, одними из таких процессов являются столкновения с участием поляризованных атомов, которые могут приводить к сдвигу резонансной частоты.

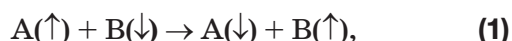
### СПИН-ОБМЕННЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ С УЧАСТИЕМ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ

Атомы щелочных металлов в основном состоянии обладают нескомпенсированным электронным спином  $S = 1/2$ . В силу этого и с помощью циркулярно поляризованного резонансного излучения, длина волны которого соответствует переходам из основного  $^2S_{1/2}$ -состояния в нижние возбужденные  $^2P_{1/2}$ - и  $^2P_{3/2}$ -состояния, ансамблю атомов в основном состоянии может быть передан угловой момент.

Находящиеся в камере поглощения ориентированные атомы щелочных металлов испытывают столкновения друг с другом, что ведет к передаче поляризации от одного атома другому. Подобного рода столкновения (так называемые спин-обменные столкновения) позволяют получить поляризованные атомы, которые не взаимодействовали с оптическим излучением. То есть имеет место так называемая непрямая оптическая ориентация атомов.

Спиновый обмен между электронами в смеси разных щелочных атомов используется при создании так называемых тандемных комagnetометров. Например, на смеси K-Cs [10] или K-Rb [11].

Процесс спинового обмена между разными щелочными атомами можно обозначить следующим образом:



Здесь стрелками обозначено условное положение спинов  $S$  щелочных атомов  $A$  и  $B$  до и после спин-обменного столкновения. Процесс спинового обмена можно описать с помощью комплексного сечения спинового обмена, в ко-

тором действительная часть отвечает за перенос поляризации между сталкивающимися атомами, а мнимая — за сдвиг частоты магнитного резонанса атома  $A$  или  $B$

$$q^{AB} = \bar{q}^{AB} + i\bar{\bar{q}}^{AB}. \quad (2)$$

В соответствии с результатами работы [13] действительная и мнимая части комплексного сечения (2) могут быть представлены через фазы рассеяния на соответствующих термах

$$\bar{q}^{AB} = \frac{\pi}{k_{AB}^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 [\delta_1^{AB}(l) - \delta_0^{AB}(l)], \quad (3)$$

$$\bar{\bar{q}}^{AB} = \frac{\pi}{k_{AB}^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin [2(\delta_1^{AB}(l) - \delta_0^{AB}(l))], \quad (4)$$

здесь  $k_{AB}$  — волновое число,  $l$  — орбитальный момент,  $\delta_1^{AB}$  и  $\delta_0^{AB}$  — фазы рассеяния на триплетном и синглетном термах.

При столкновении двух щелочных атомов в основном состоянии образуется димер, который описывается двумя потенциалами: синглетным, соответствующим полному спину системы  $S = 0$ , и триплетным, равным полному спину системы  $S = 1$ . Рассеянию на этих термах соответствуют фазы рассеяния —  $\delta_1^{AB}$  и  $\delta_0^{AB}$ .

Таким образом, для расчета сдвигов частоты магнитного резонанса необходимо рассчитать соответствующие мнимые части сечения спинового обмена, определив фазы рассеяния на соответствующих термах.

### РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ СПИНОВОГО ОБМЕНА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

Интересующие нас потенциалы взаимодействия исследуемых в работе пар щелочных атомов K – Cs, K – Rb и Cs – Rb были получены в работах [14–19]. Приведенные в них потенциалы характеризуются достаточно глубокой потенциальной ямой у синглетного терма. В связи с этим в парах атомов щелочных металлов существуют достаточно долгоживущие двухатомные молекулы, состоящие из этих атомов.

Расчет сечений по формулам (3) и (4) проводился в квазиклассическом приближении

с использованием потенциалов взаимодействия из публикаций [14–19].

На рис. 1 представлены температурные зависимости мнимой части комплексного сечения спинового обмена следующих пар щелочных атомов: К – К, К – Cs, К – Rb, Cs – Rb, Cs – Cs и Rb – Rb. Как следует из рис. 1а, мнимая часть комплексного сечения (сечение сдвига) для пары атомов К и Rb осциллирует около нуля во всем интервале исследуемых энергий. В то время как сечение сдвига для пары атомов К – К в основном находится в области больших положительных значений до энергий порядка 0,002 атомных единиц, а затем также осциллирует около нулевых значений. На рис. 1б представлены энергетические зависимости комплексного сечения для следующих пар щелочных атомов: Cs – К и Cs – Cs. Представленные сечения также осциллируют с изменением энергии вокруг нулевых значений во всем интервале энергий. На рис. 1в представлены зависимости для пар Rb – Rb и Rb – Cs. Причем сечение для пары Cs – Rb находится в области отрицательных значений. Зная поведение сечений сдвига и проведя максвелловское усреднение по скоростям, можно перейти к температурным зависимостям искомых сечений. Используя полученные температурные зависимости сечений можно

определить значения сдвигов частоты магнитного резонанса оптически ориентированных щелочных атомов, обусловленных спиновым обменом.

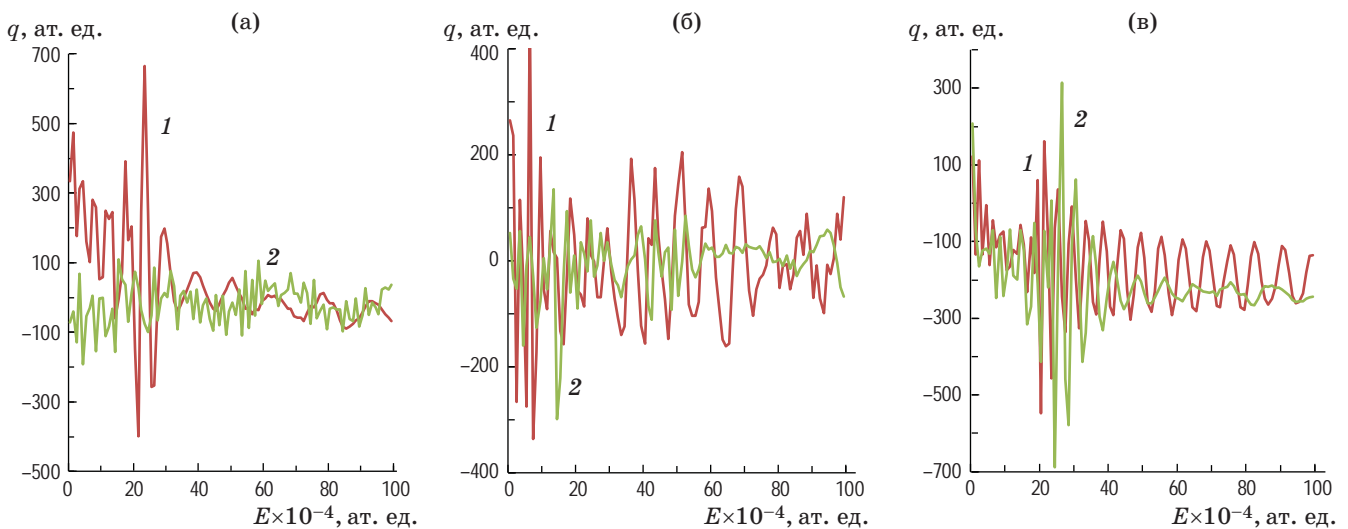
### СДВИГИ ЧАСТОТЫ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

В соответствии с работой [20] сдвиг частоты магнитного резонанса на сверхтонких подуровнях основного состояния щелочного атома может быть представлен в виде

$$\delta\omega(+)= -\frac{P_z(B)}{2(2I_A+1)} \times \left[ \bar{\gamma}_{AB} - \bar{\gamma}_{AA} B_- \left( \frac{(2I_A-1)}{(2I_A+1)} \right)^{1/2} \right] \quad (5)$$

$$\delta\omega(-)= -\frac{P_z(B)}{2(2I_A+1)} \times \left[ \bar{\gamma}_{AB} + \bar{\gamma}_{AA} B_+ \left( \frac{(2I_A+3)}{(2I_A+1)} \right)^{1/2} \right] \quad (6)$$

Здесь  $\delta\omega(+)$  и  $\delta\omega(-)$  — сдвиги частоты на сверхтонких состояниях  $F_1$  и  $F_2$  основного состояния



**Рис. 1.** Зависимости мнимой части комплексного сечения спинового обмена при столкновении щелочных атомов от энергии столкновения. Смеси щелочных атомов К-К (1) и К-Rb (2) — (а), К-Cs (1) и Cs-Cs (2) — (б), Rb-Rb (1) и Cs-Rb (2) — (в)

**Fig. 1.** Dependences of the complex cross section imaginary part of spin exchange during the collision of alkali atoms on the collision energy. Mixtures of alkali atoms are (a) K-K (1) and K-Rb (2), (б) K-Cs (1) and Cs-Cs (2), (в) Rb-Rb (1) and Cs-Rb (2)

щелочного атома А ( $F_1 = I - S$  — нижнее сверхтонкое состояние, а  $F_2$  — верхнее сверхтонкое состояние),  $P_z(B)$  — степень поляризации щелочного атома В (атом, который ориентируется в процессе оптической ориентации),  $I_A$  — ядерный спин атома А,  $\bar{\gamma}_{AB}$  и  $\bar{\gamma}_{AA}$  — мнимые части комплексной скорости спинового обмена  $\gamma$ , которая может быть выражена через мнимые части комплексного сечения спинового обмена ( $\bar{\gamma}_{AB} = \langle v \rangle N_B \sigma_{AB}$ ),  $N_B$  — концентрация части атомов В,  $\langle v_{AB} \rangle$  — средняя относительная тепловая скорость сталкивающихся частиц,  $\sigma_{AB}$  — сечение спинового обмена сталкивающихся частиц (мнимая часть, усредненная по скоростям)).

Температурные зависимости величин  $\delta\omega(+)$  и  $\delta\omega(-)$  (формулы (5) и (6)) определяются температурными зависимостями величин  $\bar{\gamma}_{AB}$  и  $\bar{\gamma}_{AA}$ . При этом от температуры зависят  $\sigma_{AB}$  и  $\sigma_{AA}$ , так как от энергии столкновения зависит сечение  $\bar{q}_{AB}$  (рис. 1), также от температуры зависят скорость сталкивающихся частиц и концентрация щелочных атомов А и В в рабочей камере. При проведении расчета необходимо учитывать, что в камере поглощения присутствует смесь щелочных атомов. При использовании смеси щелочных атомов для перехода от температуры камеры поглощения к концентрации в ней щелочных атомов необходимо воспользоваться законом Рауля для давления насыщенного пара над расплавом смеси металлов. Предполагалось, что в расплаве присутствуют щелочные атомы двух видов в равных массовых соотношениях.

Коэффициенты  $B_-$  и  $B_+$  зависят от ядерного спина частицы А и в соответствии с публикацией [20] имеют вид

$$B_+ = \frac{2I_A + 2}{6} \left( \frac{2I_A + 3}{2I_A + 1} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$B_- = \frac{2I_A}{6} \left( \frac{2I_A - 1}{2I_A + 1} \right)^{1/2}.$$

Используя максвелловское усреднение представленных на рис. 1 энергетических зависимостей сечений, а также рассчитав концентрации щелочных атомов в смеси при различных температурах, и на основании выражений (5)–(7) можно рассчитать температурные зависимости сдвигов частоты магнитного

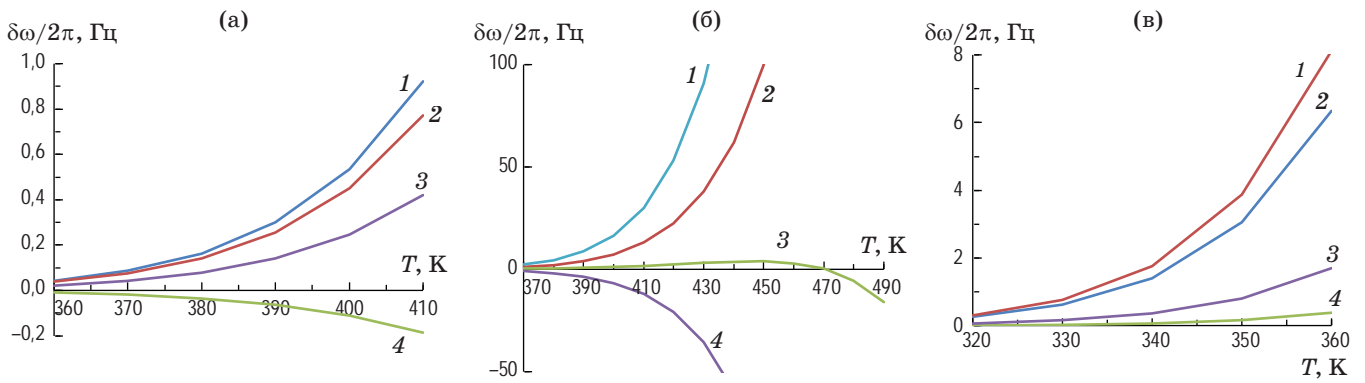
резонанса, обусловленные спин-обменными столкновениями оптически ориентированных щелочных атомов.

На рис. 2 приведены температурные зависимости сдвигов частоты магнитного резонанса исследуемых пар щелочных атомов.

На рис. 2а представлены температурные зависимости сдвигов частоты магнитного резонанса атомов К и Cs в случае оптической ориентации либо атомов Cs (кривые 1 и 2), либо атомов К (кривые 3 и 4). Как следует из приведенных данных, сдвиг частоты линии магнитного резонанса атомов К при столкновении их с оптически ориентированными атомами Cs растет с повышением температуры и оказывается положительным для обоих сверхтонких состояний основного состояния атомов К. Это обусловлено тем, что сдвиг частоты линии магнитного резонанса в соответствии с формулами (5) и (6) определяется первыми членами в квадратных скобках. При этом значение величины  $\bar{\gamma}_{AB} = \langle v \rangle N_B \sigma_{AB}$  определяется в первую очередь концентрацией атомов Cs ( $N_B$ ) и усредненным по температуре сечением спинового обмена при столкновении между атомами Cs и К. Входящая в  $\bar{\gamma}_{AA}$  концентрация атомов К меньше концентрации атомов Cs при одинаковых температурах более чем на порядок. При этом сечение сдвига пары К – Cs имеет отрицательное значение и слабо меняется с температурой [21]. Следует заметить, что основной температурный диапазон ко-магнитометра на смеси щелочных атомов К-Cs лежит в интервале температуры рабочей камеры поглощения от 310 до 340 К [10].

В то же время кривые 3 и 4 на рис. 2а описывают поведение сдвига частоты магнитного резонанса атомов Cs при оптической ориентации атомов К. В этом случае его поведение определяется вторыми членами в квадратных скобках уравнений (5) и (6), в которые входит концентрация атомов Cs. Как видно из данных, приведенных на рис. 2а, в этом температурном диапазоне (от 310 до 340 К) сдвиг линии магнитного резонанса во всех случаях лежит в интервале менее одного герца.

На рис. 2б представлен сдвиг линии магнитного резонанса при столкновении атомов Rb и К, когда один из них находится в условиях оптической ориентации. Кривая 1 соответствует сдвигу частоты атомов Rb в сверхтонком состоянии  $F = 3$  при столкновении



**Рис. 2.** Сдвиги частоты магнитного резонанса при спиновом обмене между щелочными атомами Cs и K (а), Rb и K (б), Rb и Cs (в). Степень поляризации оптически ориентированных атомов  $P_z(B) = 50\%$  (B — атом, который ориентируется в процессе оптической ориентации).

Условные обозначения. (а) Сдвиги частоты атома K при спиновом обмене с оптически ориентированными атомами Cs (1 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ , 2 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ ), то же для атомов Cs при спиновом обмене с оптически ориентированными атомами K (3 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ , 4 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ ). (б) Сдвиги частоты атома Rb при спиновом обмене с оптически ориентированными атомами K (1 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ , 4 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ ), то же для атома K при спиновом обмене с оптически ориентированными атомами Rb (2 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ , 3 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ ). (в) Сдвиги частоты атома Rb при спиновом обмене с оптически ориентированными атомами Cs (1 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ , 2 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ ), то же для атома Cs при спиновом обмене с оптически ориентированными атомами Rb (3 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ , 4 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ )

**Fig. 2.** Magnetic resonance frequency shifts during spin exchange between alkali atoms (а) Cs and K, (б) Rb and K, (в) Rb and Cs. The degree of polarization of an optically oriented atom is  $P_z(B) = 50\%$  (B is the atom that is oriented during optical orientation).

Notation. (а) Frequency shifts of the K atom during spin exchange with optically oriented Cs atoms (1 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ , 2 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ ), also for Cs atoms during spin exchange with optically oriented K atoms (3 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ , 4 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ ). (б) Frequency shifts of the Rb atom during spin exchange with optically oriented K atoms (1 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ , 4 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ ), also for the K atom during spin exchange with optically oriented Rb atoms (2 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ , 3 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ ). (в) Frequency shifts of the Rb atom during spin exchange with optically oriented Cs atoms (1 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ , 2 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ ), also for the Cs atom during spin exchange with optically oriented Rb atoms (3 —  $\delta\omega(-)/2\pi$ , 4 —  $\delta\omega(+)/2\pi$ )

с оптически ориентированными атомами K. В этом случае сдвиг определяется вторым членом в квадратных скобках выражений (5) и (6), причем, как следует из работы [22], при усреднении сечения сдвига по скоростям значение сечения сдвига отрицательно во всем интервале исследуемых температур. Это приводит в итоге к положительному значению сдвига в состоянии  $F = 3$  и отрицательному значению в  $F = 2$ . Сдвиг частоты магнитного резонанса сверхтонкого состояния  $F = 2$  определяется вторым членом в квадратных скобках выражений (5) и (6), т.е. концентрацией атомов Rb и знаком сечения сдвига, который в соответствии с работой [22] отрицательный. Температурная зависимость сдвига частоты нижнего сверхтонкого состояния атома K ( $F = 1$ ) имеет особенность. Значение сдвига ( $\delta\omega(-)$ ) с повышением температуры сначала возрастает приблизительно до 450 К, находясь в области положительных значений, а затем начинает уменьшаться, переходя в окрестно-

сти температуры 480 К через ноль, и далее возрастает в области отрицательных значений. Такое поведение сдвига частоты обусловлено конкуренцией вклада в значение сдвига (формула (4)) членов, соответствующих столкновениям одинаковых атомов — K — K и разных — K — Rb, которые в свою очередь зависят от концентраций соответствующих атомов, а также от температурных зависимостей мнимых частей комплексных сечений спинового обмена (их значений и знаков). Как следует из данных работы [11], температура рабочей кюветы в соответствующем ко-магнитометре была порядка 473 К и максимально поднималась до 493 К. Данный диапазон соответствует ситуации, когда значение сдвига частоты линии магнитного резонанса атомов K при столкновении с оптически ориентированными атомами Rb для сверхтонкого состояния  $F_1 = I - S = 1$  минимально и меняет знак в окрестности температуры 480 К.

Представленные на рис. 2в температурные зависимости сдвигов частоты магнитного ре-

зонанса атомов Cs и Rb при оптической ориентации атомов Rb или Cs соответственно растут, будучи положительными во всем интервале исследуемых температур. И в свою очередь зависят от размеров соответствующих сечений [23] и концентраций щелочных атомов. С увеличением температуры наблюдается резкий рост концентрации атомов Cs и Rb, поэтому, как правило, с ними работают при комнатной (300 К) или несколько выше ее температуре.

Как видно из представленных рисунков, в зависимости от температуры и вида сталкивающихся атомов значение сдвига частоты может быть как положительным, так и отрицательным. Это обусловлено тем, что магнитный момент атома вращается с определенной частотой ларморовской прецессии, обусловленной значением напряженности внешнего магнитного поля и соответствующего гиромагнитного отношения. При столкновении двух атомов образуется полный момент димера, который вращается с собственной частотой. После распада димера на исходные атомы угловой момент либо опережает, либо отстает от того положения, в котором он должен бы быть, если бы атом не участвовал в столкновении. В первом случае мы имеем положительный сдвиг частоты магнитного резонанса, а во втором — отрицательный.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Принимая во внимание приведенные в предыдущем параграфе результаты, можно сделать следующие выводы. При оптической ориента-

ции атомов K в смеси K-Cs сдвиг частоты существенно меньше, чем в случае оптической ориентации атомов Cs в той же смеси. При этом сдвиги частоты растут с увеличением температуры, что обусловлено, в первую очередь, возрастанием концентрации щелочных атомов в камере поглощения. Таким образом, оптимальные условия работы квантового магнитометра на смеси Cs-K (по значениям спин-обменных сдвигов) могут быть реализованы при не слишком высоких температурах, при которых, тем не менее, достигается необходимая концентрация щелочных атомов.

В случае смеси щелочных атомов K-Rb для сдвига частоты сверхтонкого подуровня  $F = 1$  атома K имеется особенность в окрестности температуры 480 К: частота данного сверхтонкого состояния переходит через ноль, а следовательно, спин-обменный сдвиг может быть скомпенсирован и не будет влиять на показания устройства.

Ситуация в случае смеси щелочных атомов Cs и Rb характеризуется тем, что в окрестности температуры 350 К значения сдвигов невелики, в то время как с повышением температуры происходит их резкий рост за счет увеличения концентрации щелочных атомов при нагреве.

В работе приводятся результаты для случая, когда степень поляризации оптически ориентированного атома 50%. Результаты для других значений степени поляризации могут быть получены соответствующим масштабированием.

## СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Chowdhury S.R. and Pradhan S. Optical pumping and relaxation of atomic population in assorted conditions // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2022. V. 55. № 16. P. 165502. <https://doi.org/10.1088/1361-6455/ac7ca6>
2. Happer W. Optical pumping // *Rev. Mod. Phys.* 1972. V. 44. № 2. P. 169–249. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.44.169>
3. Вартамян Т.А. Современные проблемы оптики атомарных паров // *Оптический журнал.* 2016. Т. 83. № 11. С. 8–10.  
Vartanyan T.A. Introduction by the editor of this special issue // *J. Opt. Technol.* 2016. V. 83. № 11. P. 652–653. <https://doi.org/10.1364/JOT.83.000652>
4. Wilson N., Light P., Luiten A., and Perrella C. Ultra-stable optical magnetometry // *Phys. Rev. Appl.* 2019. V. 11. № 4. P. 044034. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.044034>
5. Pradhan S. Dual purpose atomic device for realizing atomic frequency standard and magnetic field measurement // *US Patent № 9097750 B2.* 2015. Publ. Aug. 4, 2015.
6. Petrenko M.V., Pazgalev A.S., Verhovskii A.K. All-optical nonzero-field vector magnetic sensor for magnetoencephalography // *Phys. Rev. Appl.* 2023. V. 20. № 2. P. 024001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.20.024001>
7. Вершовский А.К., Дмитриев С.П., Петренко М.В. Спин-обменное уширение магнитного МХ-резонанса в цезии // *Письма ЖТФ.* 2021. Т. 47. № 8. С. 51–54 <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2021.08.50856.18654>  
Verhovskii A.K., Dmitriev S.P., Petrenko M.V. Spin-exchange broadening of the magnetic MX resonance in cesium // *Tech. Phys. Lett.* 2021. V. 47. № 6. P. 421–424. <http://dx.doi.org/10.1134/S1063785021040301>
8. Ghezali S., Laurent Ph., Lea S.N., and Clairon A. An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser-cooled cesium fountain frequency standard // *Europhys. Lett.* 1996. V. 36. № 1. P. 25–30. <https://doi.org/10.1209/epl/i1996-00182-9>
9. Budker D. and Romalis M. Optical magnetometry // *Nature Phys.* 2007. V. 3. № 4. P. 227–234. <https://doi.org/10.1038/nphys566>

10. Александров Е.В., Балабас М.В., Вершовский А.К., Пазгалев А.С. Новая версия квантового магнитометра: однокамерный Cs–K тандем на четырехквантовом резонансе в  $^{39}\text{K}$  // ЖТФ. 2000. Т. 70. № 7. С. 118–124.  
Aleksandrov E.V., Balabas M.V., Vershovskii A.K., and Pazgalev A.S. A new model of a quantum magnetometer: A single-cell Cs–K tandem based on four-quantum resonance in  $^{39}\text{K}$  atoms // Tech. Phys. 2000. V. 45. № 7. P. 931–936. <https://doi.org/10.1134/1.1259751>
11. Chen Y., Quan W., Zou S., et al. Spin exchange broadening of magnetic resonance lines in a high-sensitivity rotating K–Rb- $^{21}\text{Ne}$  co-magnetometer // Sci. Rep. 2016. V. 6. Article P. 36547. <https://doi.org/10.1038/srep36547>
12. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике / Под ред. Безрукова В.Н. М.: Атомиздат, 1980. 240 с.  
Radzig A.A., Smirnov B.M. Handbook of atomic and molecular physics [in Russian] / Ed. Bezrukov V.N. Moscow: “Atomizdat” Publ., 1980. 240 p.
13. Сунакава С. Квантовая теория рассеяния / Пер. с япон. Иванчика А.А. под ред. Дремина И.М. М.: Мир, 1979. 268 с.  
Sunakawa S. Quantum scattering theory [in Russian] / Transl. from Japanese by Ivanchik A.A., ed. by Dremin I.M. Moscow: “Mir” Publ., 1979. 268 p.
14. Ferber R., Klincare I., Nikolayeva O., et al. The ground electronic state of KCs studied by Fourier transform spectroscopy // J. Chem. Phys. 2008. V. 128. № 24. P. 244316. <https://doi.org/10.1063/1.2943677>
15. Pashov A., Docencko O., Tamanis M., et al. Coupling of the  $X^1\Sigma^+$  and  $a^3\Sigma^+$  states of KRb // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. № 2. P. 022511. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.76.022511>
16. Docencko O., Tamanis M., Ferber R., et al. Singlet and triplet potentials of the ground-state atom pair Rb + Cs studied by Fourier-transform spectroscopy // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. № 5. P. 052519. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.052519>
17. Xie F., Sovkov V.B., Lyyra A.M., et al. Experimental investigation of the  $\text{Cs}_2$   $a^3\Sigma^+$  triplet ground state: Multi-parameter morse long range potential analysis and molecular constants // J. Chem. Phys. 2009. V. 130. № 5. P. 051102. <https://doi.org/10.1063/1.3075580>
18. Amiot C. and Dulieu O. The  $\text{Cs}_2$  ground electronic state by Fourier transform spectroscopy: Dispersion coefficients // J. Chem. Phys. 2002. V. 117. № 11. P. 5155–5164. <https://doi.org/10.1063/1.1499122>
19. Strauss C., Takekoshi T., Lang F., Winkler K. Hyperfine, rotational, and vibrational structure of the  $a^3\Sigma^+$  state of  $^{87}\text{Rb}_2$  // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. № 5. P. 052514. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.82.052514>
20. Окуневич А.И. Спин-обменные сдвиги частоты в смеси щелочных атомов в атмосфере инертного газа // Опт. спектроск. 1995. Т. 79. № 5. С. 718–728.  
Okunevich A.I. Spin-exchange frequency shifts for a mixture of alkali atoms in an inert gas atmosphere [in Russian] // Opt. Spektrosk. 1995. V. 79. № 5. P. 718–728.
21. Картошкин В.А. Сдвиги частоты магнитного резонанса в тандемном Cs–K-магнитометре, обусловленные спиновым обменом // Опт. спектроск. 2020. Т. 128. № 9. С. 1244–1248 <http://dx.doi.org/10.21883/OS.2020.09.49859.125-20>  
Kartoshkin V.A. Magnetic-resonance frequency shifts in a tandem Cs–K magnetometer induced by spin exchange // Opt. Spectrosc. 2020. V. 128. № 9. P. 1355–1358. <http://dx.doi.org/10.1134/S0030400X2009012X>
22. Kartoshkin V.A. Frequency shifts of the magnetic resonance of Rb and K atoms in the K–Rb tandem magnetometer // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1697. № 1. P. 012146. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1697/1/012146>
23. Картошкин В.А. Сдвиги частоты магнитного резонанса спин-поляризованных атомов цезия в смеси Cs–Rb // Опт. спектроск. 2018. Т. 125. № 1. С. 14–17. <http://dx.doi.org/10.21883/OS.2018.07.46259.62-18>  
Kartoshkin V.A. Magnetic resonance frequency shifts of spin-polarized Cesium atoms in a Cs–Rb mixture // Opt. Spectrosc. 2018. V. 125. № 1. P. 10–13. <http://dx.doi.org/10.1134/S0030400X18070159>

**АВТОР**

Виктор Арсеньевич Картошкин — доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия; <https://orcid.org/0000-0001-6548-5764>; [victor.kart@mail.ioffe.ru](mailto:victor.kart@mail.ioffe.ru)

**AUTHOR**

Victor A. Kartoshkin — Dr. Sci. (Physics and Mathematics), Chief Researcher, Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021, Russia; <https://orcid.org/0000-0001-6548-5764>; [victor.kart@mail.ioffe.ru](mailto:victor.kart@mail.ioffe.ru)

Статья поступила в редакцию 11.11.2023  
Одобрена после рецензирования 12.02.2024  
Принята к печати 27.03.2024

The article was submitted to the editorial office 11.11.2023  
Approved after review 12.02.2024  
Accepted for publication 27.03.2024