

01;02

Сдвиги частоты магнитного резонанса в системе метастабильный атом гелия—атом калия в основном состоянии

© 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 25 мая 2006 г.)

Проведен расчет сечений сдвигов частоты магнитного резонанса в системе метастабильный атом гелия—атом калия в основном состоянии. Показано, что сечение сдвига уменьшается по мере увеличения температуры от 50 до 400 К, оставаясь отрицательным во всем исследуемом интервале температур.

PACS: 32.70.Jz, 32.80.Cy

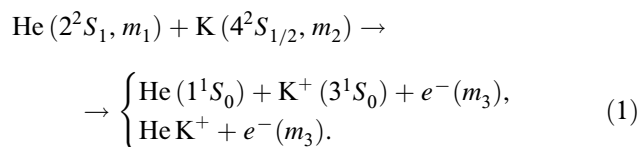
Введение

Как известно, спин-обменные столкновения между атомами щелочного металла и атомами инертных газов приводят к сдвигу частоты магнитного резонанса [1–4]. В настоящее время исследованию этого явления уделяется большое внимание как экспериментаторами, так и теоретиками. В случае взаимодействия атома щелочного металла с атомом гелия (имеется в виду атом ^3He , обладающий ядерным спином $I = 1$) в основном состоянии сдвиг частоты приводит к появлению „гибридных“ резонансов [3]. В щелочно-гелиевой газоразрядной плазме сдвиг частоты возникает как при столкновении атомных частиц между собой (щелочной атом—щелочной атом, метастабильный атом гелия—щелочной атом), так и при столкновении атомных частиц с электронами. При оптической ориентации атомов в щелочно-гелиевой плазме передача ориентации между метастабильным 2^3S_1 атомом гелия и атомом щелочного металла в основном состоянии происходит в результате двух одновременно протекающих процессов — спинового обмена и хемоионизации [5,6]. Частоты магнитного резонанса, обусловленные спиновым обменом, оказывают существенное негативное влияние на работу приборов квантовой электроники, в частности, щелочно-гелиевых квантовых магнитометров [7]. Вместе с тем в данных приборах оказалось возможным реализовать „зануление“ сдвигов частоты магнитного резонанса путем выбора рабочей температуры камеры поглощения [8]. Подобная ситуация свидетельствует как о наличии достаточно резкой температурной зависимости сдвига частоты, так и о возможном различии знаков сдвига для разных столкновительных систем. В эксперименте достаточно сложно разделить спин-обменные процессы разной природы и, следовательно, разделить вышепоименованные сдвиги.

Если спин-обменный процесс сопровождается неупругим процессом, то величина сдвига магнитного резонанса существенным образом изменяется [9]. В настоящей работе проводится расчет сечения сдвига частоты

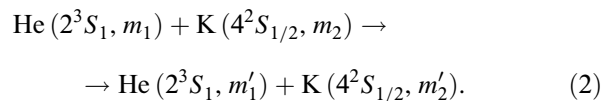
магнитного резонанса в гелий-калиевой газоразрядной плазме.

При столкновении возбужденных атомов гелия в 2^3S_1 состоянии с атомами калия в основном $4^2S_{1/2}$ состоянии происходит ионизация атомов калия за счет высокой внутренней энергии возбуждения метастабильных атомов гелия. При этом если один из партнеров столкновения предварительно был поляризован тем или иным образом, то эта поляризация может быть передана другому партнеру столкновения, если в процессе столкновения сохраняется полный спин системы. В случае хемоионизации имеем



Процесс (1) происходит со скоростью $1/\tau_2^i = C_{ci}N_i$, где C_{ci} — константа скорости хемоионизации, а N_i — концентрация метастабильных атомов гелия или атомов калия в основном состоянии. Реакции (1) разрешены, когда полный спин системы на входе реакции $m_1 + m_2$ равен полному спину на выходе реакции m_3 (здесь m_i — проекция электронного спина соответствующей частицы).

Вторым процессом, который протекает одновременно с хемоионизацией, является спиновый обмен



Причем $m_1 + m_2 = m'_1 + m'_2$ при сохранении полного спина системы. Скорость процесса спинового обмена — $1/\tau_1^i = C_{se}N_i$, где C_{se} — константа скорости спинового обмена.

В настоящей работе впервые рассмотрено влияние неупругого процесса (хемоионизации) на сдвиг частоты магнитного резонанса, обусловленный спин-обменным процессом при взаимодействии метастабильных поляризованных атомов гелия с атомами калия в основном состоянии.

Потенциалы взаимодействия системы $\text{He}(2^3S_1) - \text{K}(4^2S_{1/2})$

При взаимодействии метастабильных атомов гелия, обладающих электронным спином $S_1 = 1$, с атомом калия в основном состоянии (электронный спин $S_2 = 1/2$) образуется квазимолекула, которая может быть описана двумя термами, соответствующими полному спину квазимолекулы $S = 1/2$ и $S = 3/2$. Наличие неупругого процесса можно учесть введением комплексного потенциала взаимодействия, мнимая часть которого, автоионизационная ширина $\Gamma(R)$, отвечает за убыль частиц в процессе ионизации [10].

Таким образом, рассматриваемая система может быть описана с помощью двух потенциалов — квартетного ($V_q(R)$), соответствующего полному спину системы $S = 3/2$, и дублетного ($V_d(R) = U(R) - (i/2)\Gamma(R)$), который соответствует полному спину $S = 1/2$. Причем фаза рассеяния на дублетном терме будет комплексной ($\eta_1^d = \chi_1^d + i\lambda_1^d$), а на квартетном — действительной (η_1^q). Параметры дублетного терма $V_d(R)$ (как действительная — $U(R)$, так и мнимая часть — $\Gamma(R)$) были рассчитаны в [11].

Поскольку квартетный $V_q(R)$ и дублетный $V_d(R)$ термы отличаются на величину обменного взаимодействия, т. е.

$$V_q(R) = V_d(R) + V_{ex}(R), \quad (3)$$

то для определения квартетного терма необходимо рассчитать величину обменного взаимодействия $V_{ex}(R)$. В соответствии с [12] обменное взаимодействие можно

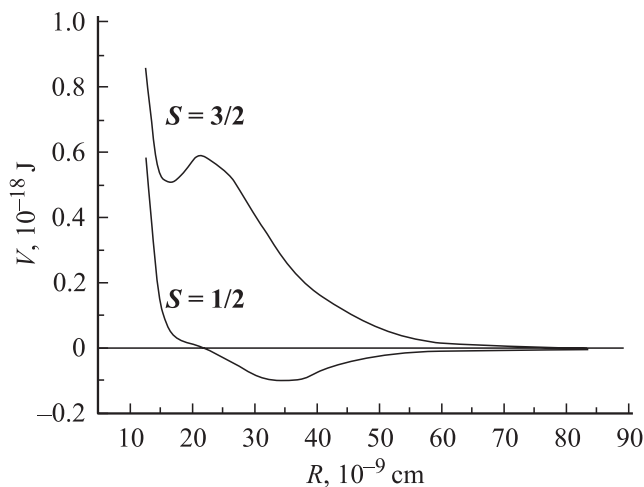


Рис. 1. Потенциалы взаимодействия для системы $\text{He}(2^3S_1) - \text{K}(4^2S_{1/2})$. Квартетный терм $V_q(R)$, соответствующий полному спину системы $S = 3/2$, и действительная часть дублетного терма $U(R)$ [11], соответствующего полному спину $S = 1/2$.

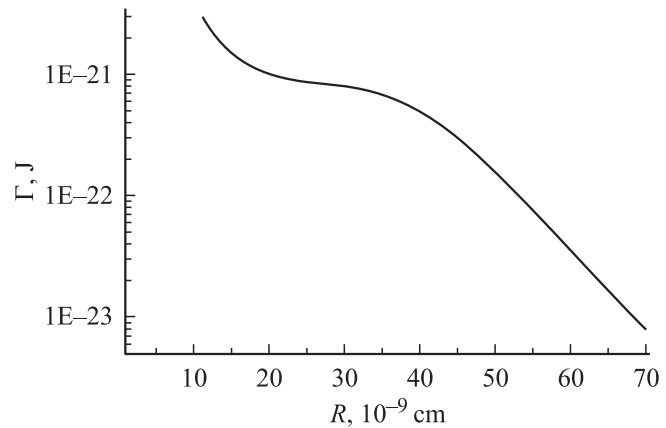


Рис. 2. Зависимость автоионизационной ширины $\Gamma(R)$ для системы $\text{He}(2^3S_1) - \text{K}(4^2S_{1/2})$ от межъядерного расстояния [11].

представить в виде

$$V_{ex}(R) = R^{2/\alpha + 2/\beta - 1/(\alpha + \beta)^{-1}} \exp(-(\alpha + \beta)/R) J(\alpha, \beta, R), \quad (4)$$

здесь $\alpha^2/2$ и $\beta^2/2$ — энергии связи электронов в метастабильном атоме гелия и атоме калия в основном состоянии, R — межъядерное расстояние, $J(\alpha, \beta, R)$ — интеграл, явный вид которого представлен в [12].

На рис. 1 приведены дублетный [11] и рассчитанный в [13] квартетный потенциалы взаимодействия. На рис. 2 представлена полученная в [11] зависимость автоионизационной ширины от межъядерного расстояния в исследуемой системе.

Сечения сдвига частоты магнитного резонанса

Следуя [9], выражение для сечения сдвига частоты в спин-обменном процессе, сопровождающемся хемоионизацией, может быть представлено в виде

$$\sigma_{sh} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l + 1) \exp(-2\lambda_l^d) \sin 2(\chi_l^d - \eta_l^q), \quad (5)$$

k^2 — волновой вектор.

Данное выражение существенным образом отличается от выражения для сдвига частоты в случае „чистого“ спинового обмена, т. е. от ситуации, когда спиновый обмен не сопровождается неупругим процессом (например, спиновый обмен между двумя щелочными атомами). Действительно, в подобном случае мы имеем (фазы рассеяния на дублетном и квартетном термах — действительные) [3]:

$$\sigma_{sh} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l + 1) \sin 2(\eta_l^d - \eta_l^q). \quad (6)$$

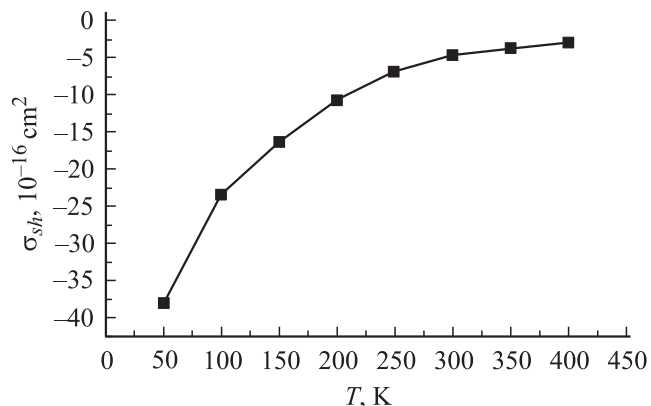


Рис. 3. Температурная зависимость сечения сдвига частоты магнитного резонанса Q_{sh} для системы $\text{He}(2^3S_1)\text{--K}(4^2S_{1/2})$.

В (8) содержится сомножитель вида $\exp(-2\lambda_1^d)$, который обусловлен возможностью ионизации на дублетном терме. Из (5) видно, что по мере того как вероятность ионизации растет ($\lambda_1^d \rightarrow \infty$), величина сдвига магнитного резонанса, обусловленная спиновым обменом, стремится к нулю.

Таким образом, с учетом (5) величина сдвига частоты магнитного резонанса атома гелия при столкновении его с атомом калия примет вид (подобного рода выражение справедливо и для атомов калия, если заменить концентрацию и поляризацию атомов калия на соответствующие значения для атомов гелия):

$$\delta\omega_{\text{He}} = \frac{2}{3} N_{\text{K}} v \langle S_{\text{K}} \rangle^z \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \times \exp(-2\lambda_l^d) \sin 2(\chi_l^d - \eta_l^q). \quad (7)$$

Здесь N_{K} — концентрация атомов калия, v — средняя относительная скорость сталкивающихся частиц, $\langle S_{\text{K}} \rangle^z$ — ориентация атомов калия.

Фазы рассеяния на дублетном и квартетном термах рассчитывались в приближении Джеффриса—Лангера с использованием явного вида потенциалов взаимодействия, приведенных во втором параграфе. В дальнейшем проводилось максвелловское усреднение зависимости сечения сдвига частоты от энергии. На рис. 3 приведена зависимость сечения сдвига частоты магнитного резонанса для системы $\text{He}(2^3S_1)\text{--K}(4^2S_{1/2})$ от температуры.

Заключение

Как видно из рис. 3, величина сдвига частоты магнитного резонанса для исследуемой системы отрицательна во всем диапазоне температур 50–400 К, т.е. при взаимодействии $\text{He}(2^3S_1)$ с $\text{K}(4^2S_{1/2})$ частота магнитного резонанса сдвигается в сторону меньших значений (по отношению к точному значению, определяемому величиной g -фактора для данного состояния). Величина

сечения сдвига уменьшается с $-37.97 \cdot 10^{-16}$ при 50 К до $-2.97 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ при 400 К. Используя полученные величины сечений, можно оценить величину сдвигов частоты магнитного резонанса обусловленную спиновым обменом, сопровождающимся хемоионизацией, как для метастабильных атомов гелия, так и для атомов калия в основном состоянии. Таким образом, для температуры в камере поглощения $T = 400 \text{ K}$ имеем: средняя относительная тепловая скорость столкновения частиц $\sim 10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, сечение сдвига частоты — $-2.97 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, концентрация атомов калия при данной температуре $\sim 0.67 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. При степени поляризации частиц порядка 10% величина сдвига для атомов гелия составит -10 Hz . В тех же условиях для атома калия эта величина будет на два порядка меньше (в предположении равенства поляризации), так как стандартная концентрация метастабильных атомов гелия в газоразрядной ячейке находится в пределах $10^{10}\text{--}10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Список литературы

- [1] Kornack T.W., Romalis M.V. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. N 25. P. 25 002.
- [2] Romalis M.V., Cates G.D. // Phys. Rev. A. 1998. Vol. 58. N 7. P. 3004.
- [3] Harper W. // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. N 4. P. 169.
- [4] Картошкин В.А. // Опт. и спектр. 1999. Т. 87. № 2. С. 194.
- [5] Картошкин В.А. // Опт. и спектр. 1998. Т. 85. № 1. С. 33.
- [6] Картошкин В.А. // Опт. и спектр. 1998. Т. 85. № 2. С. 196.
- [7] Блинов Е.В., Житников Р.А., Кулешов П.П. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 3. С. 588.
- [8] Блинов Е.В., Гинзбург Б.И., Житников Р.А., Кулешов П.П. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 11. С. 2315.
- [9] Клементьев Г.В., Картошкин В.А., Мельников В.Д. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 131.
- [10] Garrison B.J., Miller W.H., and Schaefer H.F. // J. Chem. Phys. 1973. Vol. 59. N 10. P. 3139.
- [11] Scheibner K.F., Cohen J.S., Martin R.L., and Lane N.F. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. N 6. P. 2633.
- [12] Смирнов Б.М. Асимптотические методы в теории атомных столкновений. М.: Атомиздат, 1973. С. 291.
- [13] Kartoshkin V.A., Klementiev G.V. // Proc. of the XV Int. Conf. on „Gas discharge and their applications“. Toulouse. France 2004. P. 324.