

01

Расчет $^{179}\text{HfF}^+$ для поиска эффектов нарушения пространственной четности и временной инвариантности

© И.П. Курчавов¹, А.Н. Петров^{1,2*}

¹Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константина
Национального исследовательского центра „Курчатовский институт“,
188300 Гатчина, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: kurchavovigor58@gmail.com, *petrov_an@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

В окончательной редакции 18.03.2021 г.

Принята к публикации 22.03.2021 г.

Для электронного состояния $^3\Delta_1$ иона $^{179}\text{Hf}^{19}\text{F}^+$ проведены расчеты сдвигов энергий подуровней сверхтонкой структуры основного вращательного состояния вследствие взаимодействия электрического дипольного момента электрона ($e\text{EDM}$) и магнитного квадрупольного момента (МКМ) ядра ^{179}Hf с внутренним электромагнитным полем катиона. Особенностью экспериментов по поиску $e\text{EDM}$ и МКМ на $^{179}\text{Hf}^{19}\text{F}^+$ является использование вращающихся внешних полей, что усложняет проведение расчетов и делает их более актуальными. Для заселения энергетических уровней нужно знать их структуру, а знание g -факторов уровней позволит подавлять ряд систематических ошибок в эксперименте, связанных с неполным контролем величины используемого магнитного поля. Поэтому соответствующие расчеты также были проведены. Наши расчеты могут быть использованы для планирования эксперимента с катионом $^{179}\text{HfF}^+$ и интерпретации полученных данных.

Ключевые слова: сверхтонкая структура, g -фактор, магнитный квадрупольный момент, электрический дипольный момент электрона.

DOI: 10.21883/OS.2021.07.51072.1936-21

1. Введение

Для поиска физики за пределами Стандартной Модели особый интерес представляет изучение нарушающих пространственную четность (\mathcal{P}) и временную инвариантность (\mathcal{T}) эффектов, связанных с наличием перманентного электрического дипольного момента электрона ($e\text{EDM}$) и магнитных квадрупольных моментов (МКМ) ядер [1]. Недавно в эксперименте с захваченными катионами $^{180}\text{HfF}^+$ с бесспиновым изотопом ^{180}Hf для ЭДМ электрона было получено ограничение $|d_e| < 1.3 \times 10^{-28}$ есм (с вероятностью 90%) [2,3]. Измерения проводились на основном вращательном уровне $J = 1$ в метастабильном электронном состоянии $H^3\Delta_1$. Учитывая большой потенциал для изучения эффектов нарушения \mathcal{T} , \mathcal{P} на ионах HfF^+ , в работе [4] было предложено использовать ионы $^{177}\text{Hf}^{19}\text{F}^+$ и $^{179}\text{Hf}^{19}\text{F}^+$ для измерения магнитного квадрупольного момента ядер ^{177}Hf и ^{179}Hf со спинами $I = 7/2$ и $I = 9/2$ соответственно.

\mathcal{T} , \mathcal{P} -нечетные эффекты, возникающие в результате взаимодействия МКМ и электронного ЭДМ с внутренним электромагнитным полем молекулы в $^{177}\text{Hf}^{19}\text{F}^+$ и $^{179}\text{Hf}^{19}\text{F}^+$ были рассмотрены в работе [5]. Была исследована роль сверхтонкого взаимодействия, был рассчитан МКМ-сдвиг как функция внешнего статического электрического поля, и было показано, что МКМ-эффекты

можно отличить от электронного ЭДМ из-за явной зависимости МКМ-сдвига от сверхтонкого подуровня.

Важной характеристикой экспериментов на HfF^+ является то, что для захвата ионов используются вращающиеся магнитные и электрические поля. В этом случае магнитное поле в отличие от экспериментов в статических полях должно обеспечивать ненулевой сдвиг энергии из-за возможных \mathcal{T} , \mathcal{P} -нечетных эффектов [3,6]. Для того чтобы полностью поляризовать молекулу и получить максимальный \mathcal{T} , \mathcal{P} -нечетный эффект, как вращающиеся электрические, так и магнитные поля должны быть достаточно большими. Величина насыщающего магнитного поля сильно зависит от используемого зеемановского подуровня иона, и ее значения необходимы для планирования эксперимента. Также для заселения требуемых уровней в экспериментах нужно знать структуру энергетических уровней, а знание g -факторов помогает контролировать и подавлять систематические эффекты от неучтенного магнитного поля [5,7].

Соответствующие расчеты для системы $^{177}\text{HfF}^+$ были выполнены в работе [8]. Основной целью данной работы является проведение аналогичных расчетов для $^{179}\text{HfF}^+$. Были исследованы \mathcal{T} , \mathcal{P} -нечетные свойства сверхтонких подуровней основного вращательного уровня $J = 1$ электронного состояния $^3\Delta_1$ катиона $^{179}\text{HfF}^+$ во внешних вращающихся электрических и магнитных полях.

2. Методы

Следуя работе [8], для расчетов использовался гамильтониан молекулы

$$\hat{\mathbf{H}}_{\text{mol}} = \hat{\mathbf{H}}_{\text{el}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{rot}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{hfs}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{ext}}, \quad (1)$$

где

$$\hat{\mathbf{H}}_{\text{el}} = \sum_{i\nu} \left[-\frac{1}{2} \nabla^2(i_\nu) + V(i_\nu) + U^{\text{Ef}}(i_\nu) \right] + \sum_{i\nu > j\nu} \frac{1}{r_{i\nu j\nu}}. \quad (2)$$

U^{Ef} — оператор обобщенного релятивистского потенциала остова (ОРЭПО), индексы i_ν и j_ν пробегает только по валентным и явно включенным в расчет с ОРЭПО внешним остовным электронам.

$$\hat{\mathbf{H}}_{\text{rot}} = B_{\text{rot}} \mathbf{J}^2 - 2B_{\text{rot}} (\mathbf{J} \cdot \mathbf{J}^e) \quad (3)$$

описывает вращение молекулы, $B_{\text{rot}} = 0.2989 \text{ cm}^{-1}$ [9] — вращательная постоянная, \mathbf{J} — полный угловой момент молекулы за вычетом ядерных спинов, \mathbf{J}^e — полный угловой момент электронной подсистемы.

$\hat{\mathbf{H}}_{\text{hfs}}$ — сверхтонкое взаимодействие, которое включает магнитное сверхтонкое взаимодействие электронов с обоими ядрами и взаимодействие с электрическим квадрупольным моментом ^{179}Hf ,

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{H}}_{\text{hfs}} = & g_F \mu_N I^2 \sum_i \left(\frac{\boldsymbol{\alpha}_i \times \mathbf{r}_{2i}}{r_{2i}^3} \right) + g_{\text{Hf}} \mu_N I^1 \sum_i \left(\frac{\boldsymbol{\alpha}_i \times \mathbf{r}_{1i}}{r_{1i}^3} \right) \\ & - e^2 \sum_q (-1)^q \hat{Q}_q^2(I^1) \sum_i \sqrt{\frac{2\pi}{5}} \frac{Y_{2q}(\theta_{1i}, \phi_{1i})}{r_{1i}^3}, \end{aligned} \quad (4)$$

$g_F = 5.25773$ и $g_{\text{Hf}} = -0.1424$ — g -факторы ядер ^{19}F и ^{179}Hf , μ_N — ядерный магнетон, $I^1 = 9/2$ — спин ядра ^{179}Hf и $I^2 = 1/2$ — спин ядра ^{19}F , $\boldsymbol{\alpha}$ — вектор матрицы Дирака, \mathbf{r}_{1i} (\mathbf{r}_{2i}) — радиус-вектор для i -го электрона в координатной системе центрированной на ядре $\text{Hf}(\text{F})$, $\hat{Q}_q^2(I^1)$ — оператор квадрупольного момента для ядра ^{179}Hf , в отличие от (2) суммирование осуществляется по всем электронам.

Последнее слагаемое в $\hat{\mathbf{H}}_{\text{mol}}$ описывает взаимодействие со внешними полями:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{H}}_{\text{ext}} = & \mu_B (\mathbf{L}^e - g_s \mathbf{S}^e) \cdot \mathbf{B} \\ & - g_F \frac{\mu_N}{\mu_B} I^2 \cdot \mathbf{B} - \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} - g_{\text{Hf}} \frac{\mu_N}{\mu_B} I^1 \cdot \mathbf{B}, \end{aligned} \quad (5)$$

$g_s = -2.0023$ — g -фактор для свободного электрона, \mathbf{D} — оператор дипольного момента, μ_B — магнетон Бора.

В данной работе рассматривались постоянные поля ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{static}}$, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{static}}$) и вращающиеся против часовой стрелки вокруг оси \hat{z} [6]:

$$\mathbf{E}(t) = E_{\text{rot}} (\hat{x} \cos(\omega_{\text{rot}} t) + \hat{y} \sin(\omega_{\text{rot}} t)),$$

$$\mathbf{B}(t) = B_{\text{rot}} (\hat{x} \cos(\omega_{\text{rot}} t) + \hat{y} \sin(\omega_{\text{rot}} t)). \quad (6)$$

В случае вращающихся полей расчеты проводились для частот $\omega_{\text{rot}}/2\pi = 150, 250 \text{ kHz}$, которые соответствуют использовавшимся значениям в эксперименте на катионе $^{180}\text{Hf}^{19}\text{F}^+$ [3].

Для нахождения собственных значений $\hat{\mathbf{H}}_{\text{mol}}$ использовался базисный набор электронно-вращательных со спиновыми функциями ядер волновых функций

$$\Psi_{2s+1\Lambda\Omega}^J \theta_{M,\Omega}^J(\alpha, \beta) U_{I^1}^{\text{Hf}} M^1 U_{I^2 M^2}^{\text{F}}. \quad (7)$$

Здесь $\Psi_{2s+1\Lambda\Omega}$ — электронная волновая функция, $\theta_{M,\Omega}^J(\alpha, \beta) = \sqrt{(2J+1)/4\pi} D_{M,\Omega}^J(\alpha, \beta, \gamma=0)$ вращательная волновая функция, α, β, γ углы Эйлера, $U_{I^1 M^1}^{\text{Hf}}$ и $U_{I^2 M^2}^{\text{F}}$ это ядерные спиновые волновые функции гафния и фтора соответственно, $M(\Omega)$ — проекция молекулярного углового момента молекулы на лабораторную ось \hat{z} (межъядерную ξ) и $M^{1,2}$ — проекция ядерных угловых моментов на ту же ось, Λ — проекция орбитального момента электронов на межъядерную ось, S — спин электронов. Отметим, что квантовые числа S и Λ являются приближенными и используются только для обозначения нерелятивистского термина с наибольшим весом в разложении релятивистской волновой функции.

Следуя работе [8], в расчет были включены электронные состояния $\Psi_{2s+1\Lambda\Omega} = {}^3\Delta_1, {}^3\Delta_2, {}^3\Pi_0^+, {}^3\Pi_0^-$. Основным интерес представляет состояние ${}^3\Delta_1$, поэтому сверхтонкое взаимодействие учитывалось только для этого состояния [5]. Основное состояние ${}^1\Sigma^+$ было исключено из расчетов, так как оно не дает заметного вклада по сравнению с другими электронными состояниями, усложняет структуру и увеличивает время вычислений. Необходимые для расчета электронные матричные элементы были взяты из работы [10].

3. Результаты

Сверхтонкая структура основного вращательного уровня $^{179}\text{HfF}^+$ хорошо описывается схемой связи

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_1 &= \mathbf{J} + \mathbf{I}^1, \\ \mathbf{F} &= \mathbf{F}_1 + \mathbf{I}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Электронно-вращательный момент молекулы \mathbf{J} сначала складывается со спином ядра гафния \mathbf{I}^1 в промежуточный момент \mathbf{F}_1 . Для $J = 1$, ${}^3\Delta_1$ имеем $F_1 = 7/2$, $F_1 = 9/2$, $F_1 = 11/2$. Сверхтонкое взаимодействие с ядром гафния расщепляет уровни с различным значениями F_1 на величину порядка 2250 МГц. Далее момент \mathbf{F}_1 складывается со спином ядра фтора \mathbf{I}^2 в полный момент \mathbf{F} . Сверхтонкое взаимодействие с ядром фтора дает расщепление уровней с полным моментом $F = F_1 \pm 1/2$ порядка 40 МГц. Из-за небольшой величины сверхтонкого взаимодействия с ядром фтора F_1 является хоть и не точным, но хорошим квантовым числом. Тот факт, что

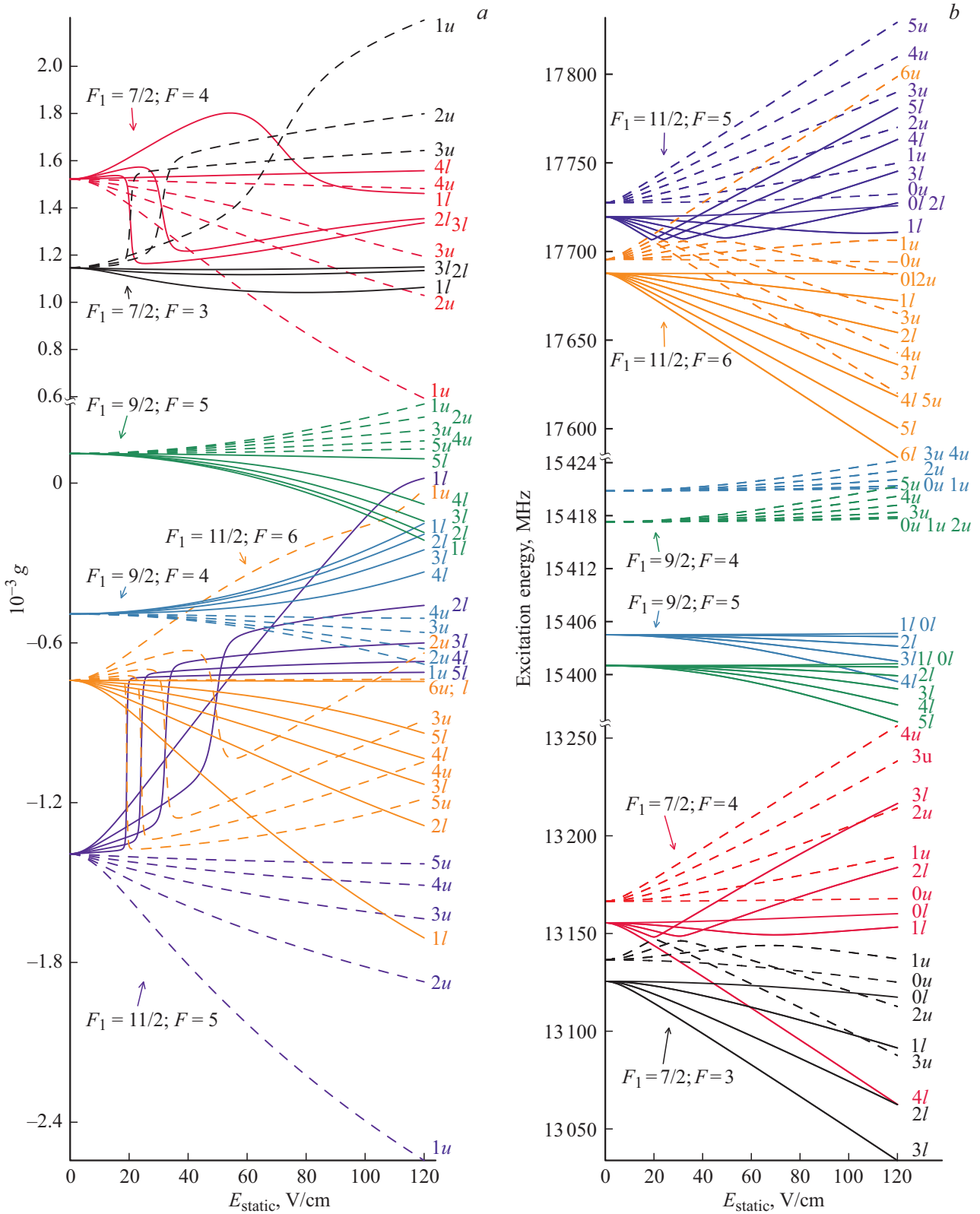


Рис. 1. g -факторы (a) и уровни энергии (b) для различных проекций как функции электрического поля. Сплошной и штриховой линиями показаны уровни с противоположной четностью. Равенство g -факторов может уменьшить систематические ошибки в экспериментах.

Таблица 1. Значения g -факторов для уровня ${}^3\Delta_1$, $J = 1$, полученные разными подходами при отсутствии полей

F_1	F	g^a	g^b	$\delta g, \%$	g^c
7/2	3	0.00101	0.00116	15	0.00115
	4	0.00142	0.00153	8	0.00152
9/2	5	$5.403 \cdot 10^{-6}$	0.0000914	1592	0.00011
	4	-0.00063	-0.000515	18	-0.000493
11/2	6	-0.0008	-0.000771	4	-0.000740
	5	-0.00147	-0.00143	3	-0.00139

Примечание. ^a Уравнение [9]. ^b Численный расчет. ^c Численный расчет, неадиабатическим взаимодействием между различными электронными состояниями пренебрежено.

схема связи [8] работает хорошо, виден из сравнения g -факторов, рассчитанных численно и по схеме связи [8] (см. ниже).

Учет кориолисова взаимодействия и электрического квадрупольного сверхтонкого взаимодействия, которые связывают электронные уровни ${}^3\Delta_1$ с противоположными значениями Ω , дополнительно приводит к расщеплению между уровнями Ω -дублетов, обладающих противоположной четностью.

В отсутствие внешних полей согласно схеме связи [8] g -фактор сверхтонких подуровней может быть рассчитан по формуле:

$$g = g^1 \frac{F(F+1) + F_1(F_1+1) - I^2(I^2+1)}{2F_1(F_1+1)J(J+1)} + g_F \frac{\mu_N}{\mu_B} \frac{F(F+1) - F_1(F_1+1) + I^2(I^2+1)}{2F(F+1)}, \quad (9)$$

где

$$g^1 = -G_{\parallel} \frac{F_1(F_1+1) + J(J+1) - I^1(I^1+1)}{2F_1(F_1+1)J(J+1)} + g_{\text{Hf}} \frac{\mu_N}{\mu_B} \frac{F_1(F_1+1) - J(J+1) + I^1(I^1+1)}{2F_1(F_1+1)}, \quad (10)$$

где $G_{\parallel} = 0.011768$ [5].

В табл. 1 приводятся g -факторы, полученные по формулам (9), (10), и результаты численных расчетов, которые учитывают неадиабатическое взаимодействие между электронными состояниями и сверхтонкое взаимодействие между различными вращательными уровнями. Численные расчеты дают результаты, отличающиеся от полученных по выражениям (9), (10) на 3–18%; для $F_1 = 9/2$, $F = 5$ различие много больше из-за частичного сокращения различных вкладов. Такой же эффект наблюдался в предыдущем расчете изотопа ${}^{177}\text{Hf}$ для $F_1 = 7/2$, $F = 4$ [8]. В последнем столбце табл. 1 приведены результаты, где неадиабатическим взаимодействием пренебрежено.

На рис. 1, *a* изображены g -факторы для различных проекций полного момента F как функции постоянного

электрического поля. Резкое изменение в значениях g -факторов для уровней $F_1 = 7/2$, $F = 4$ и $F_1 = 7/2$, $F = 5$ при $m_F = 1, 2, 3$; $F_1 = 11/2$, $F = 5$ и $F_1 = 11/2$, $F = 4$ при $m_F = 1, 2, 3, 4, 5$ возникает вследствие псевдопересечений уровней энергии с одинаковой проекцией полного момента (m_F) при соответствующих значениях электрического поля (рис. 1, *b*). Уровни с различными проекциями m_F не взаимодействуют и могут пересекаться. g -факторы для верхнего и нижнего Ω -дублетов становятся равными при $E_{\text{static}} = 2-12$ В/см для $F_1 = 11/2$, $F = 5$; $F_1 = 9/2$, $F = 5$; $F_1 = 7/2$, $F = 3$.

Результаты вычисления сдвигов энергии различных зеемановских подуровней из-за \mathcal{T} , \mathcal{P} -нечетного электромагнитного взаимодействия как функций вращающегося магнитного поля при значении вращающегося электрического поля $\epsilon_{\text{rot}} = 110$ В/см представлены на рис. 2, 3. Результаты представлены в единицах $d_e E_{\text{eff}}$ для электронного ЭДМ и MW_M для сдвигов МКМ. Здесь E_{eff} это эффективное электрическое поле,

$$E_{\text{eff}} = \left\langle \Psi_{3\Delta_1} \left| \sum_i \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 2\sigma_i E_i \end{pmatrix} \right| \Psi_{3\Delta_1} \right\rangle, \quad (11)$$

σ — матрицы Паули, E_i — внутреннее молекулярное электрическое поле, действующее на i -й электрон,

$$W_M = \frac{3}{2} \frac{1}{\Omega} \left\langle \Psi_{3\Delta_1} \left| \sum_i \left(\frac{\alpha_i \times \mathbf{r}_i}{r_i^5} \right) r_{i\xi} \right| \Psi_{3\Delta_1} \right\rangle, \quad (12)$$

M — магнитный квадрупольный момент ядра ${}^{179}\text{Hf}$, $E_{\text{eff}} = 24$ ГВ/см [11,12], 22.5 ГВ/см [13], 22.7 ГВ/см [14], $W_M = 0.494 \cdot 10^{33}$ Нз/е см² [15].

Электрическое поле выбиралось таким образом, чтобы полученный сдвиг зеемановских подуровней, возникающий вследствие \mathcal{T} , \mathcal{P} -нечетных эффектов, был близок к максимальному, а также чтобы расстояние между различными компонентами Зеемана было достаточно большим. Если последнее не выполняется, то взаимодействие между уровнями (во вращающихся полях могут взаимодействовать уровни с различными m_F) искажает структуру Ω -дублетов, используемую для подавления систематических эффектов, и приводит к немонотонной зависимости энергетических сдвигов от вращающегося магнитного поля. Для выбранного значения электрического поля такой эффект наблюдается для небольшого числа уровней $F_1 = 9/2$, $F = 4$ и проявляется в уменьшении чувствительности при увеличении магнитного поля. Вращающееся электрическое поле связывает зеемановские подуровни m_F и $-m_F$ и превращает вырождение между ними (в случае статичного электрического поля) в расщепление между новыми собственными состояниями, которые представляют из себя когерентную суперпозицию m_F и $-m_F$ с одинаковыми весами. Значения для описанных выше расщеплений для верхнего ΔE_u и нижнего ΔE_l Ω -дублетов даны в табл. 2. $\Delta E_{u,l}$ изменяется в широком интервале. Чем больше m_F , тем меньше расщепление [16], и меньше

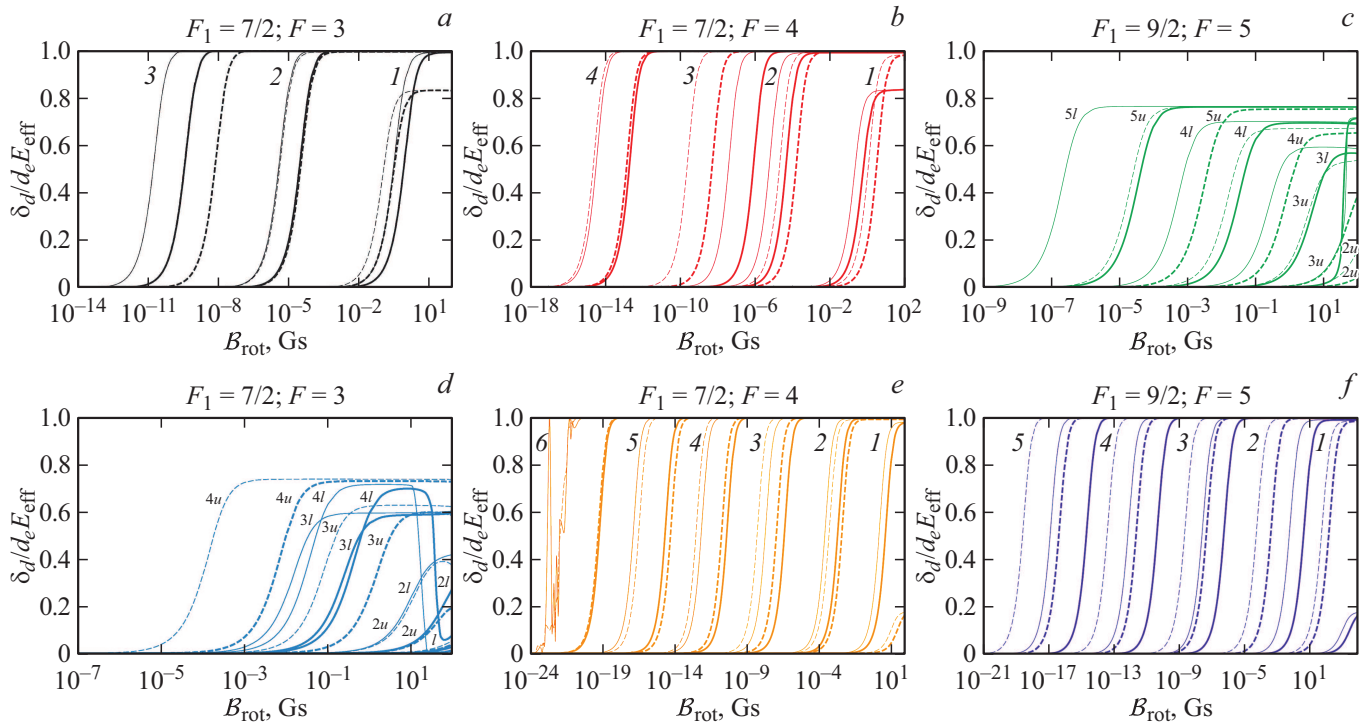


Рис. 2. Сдвиг энергии, индуцированный ЭДМ электрона [6], как функция индукции (в ед. Gs) вращающихся магнитных полей для разных проекций m_F (числа на графике). В вычислениях $E_{\text{rot}} = 110 \text{ V/cm}$. Тонкая линия для $\omega = 150 \text{ kHz}$ и толстая для $\omega = 250 \text{ kHz}$. Сплошной и штриховой линиями показаны уровни с противоположной четностью.

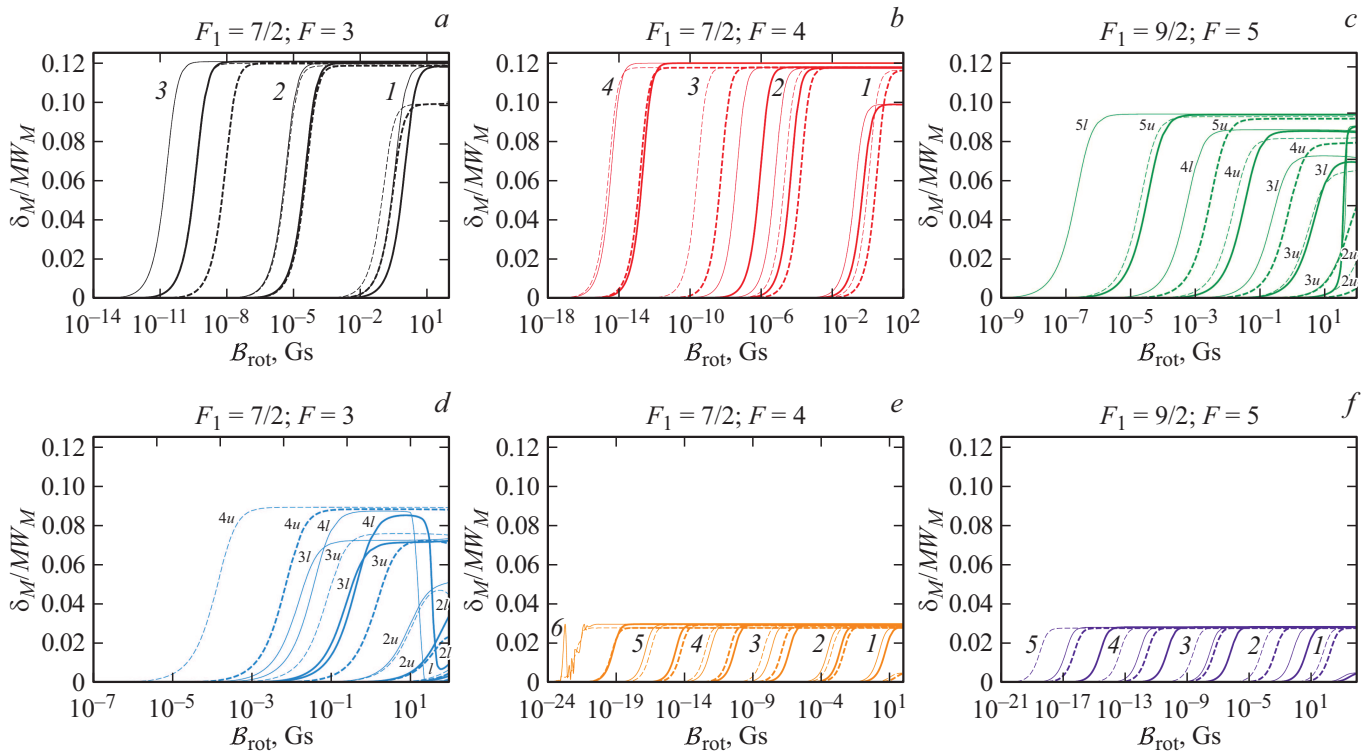


Рис. 3. Сдвиг энергии, индуцированный МКМ [6], как функция индукции (в ед. Gs) вращающихся магнитных полей для разных проекций m_F (числа на графике). В вычислениях $E_{\text{rot}} = 110 \text{ V/cm}$. Тонкая линия для $\omega = 150 \text{ kHz}$ и толстая для $\omega = 250 \text{ kHz}$. Сплошной и штриховой линиями показаны уровни с противоположной четностью.

Таблица 2. Значения ΔE_u и ΔE_l . В вычислениях $E_{\text{rot}} = 110 \text{ V/cm}$

F_l	F	m_F	ω, kHz	$\Delta E_l, \text{MHz}$	$\Delta E_u, \text{MHz}$		
7/2	3	1	150	$1.52435 \cdot 10^{-3}$	$9.10813 \cdot 10^{-4}$		
			250	$4.23292 \cdot 10^{-3}$	$2.53381 \cdot 10^{-3}$		
		2	150	$4.19037 \cdot 10^{-8}$	$7.16493 \cdot 10^{-8}$		
			250	$3.23260 \cdot 10^{-7}$	$5.58474 \cdot 10^{-7}$		
		3	150	$2.85993 \cdot 10^{-13}$	$8.09841 \cdot 10^{-12}$		
			250	$6.12577 \cdot 10^{-12}$	$1.73697 \cdot 10^{-10}$		
	4	1	150	$1.14757 \cdot 10^{-3}$	$3.31598 \cdot 10^{-3}$		
			250	$3.19356 \cdot 10^{-3}$	$9.20568 \cdot 10^{-3}$		
		2	150	$7.26199 \cdot 10^{-8}$	$2.05909 \cdot 10^{-7}$		
			250	$5.60754 \cdot 10^{-7}$	$1.57858 \cdot 10^{-6}$		
		3	150	$7.28720 \cdot 10^{-10}$	$4.23600 \cdot 10^{-12}$		
			250	$1.53121 \cdot 10^{-8}$	$9.07810 \cdot 10^{-11}$		
	4	150	$< 10^{-16}$	$< 10^{-16}$			
		250	$7 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-15}$			
	9/2	5	1	150	$4.33720 \cdot 10^{-1}$	$4.02072 \cdot 10^{-1}$	
				250	$6.84972 \cdot 10^{-1}$	$5.62085 \cdot 10^{-1}$	
2			150	$4.90057 \cdot 10^{-2}$	$1.62072 \cdot 10^{-1}$		
			250	$8.24468 \cdot 10^{-2}$	$3.87435 \cdot 10^{-1}$		
3			150	$3.62162 \cdot 10^{-4}$	$6.46314 \cdot 10^{-3}$		
			250	$6.86457 \cdot 10^{-3}$	$8.17419 \cdot 10^{-2}$		
4			150	$5.88375 \cdot 10^{-7}$	$3.32795 \cdot 10^{-5}$		
			250	$3.30570 \cdot 10^{-5}$	$1.62921 \cdot 10^{-3}$		
5			150	$3.21503 \cdot 10^{-10}$	$4.66679 \cdot 10^{-8}$		
			250	$5.04842 \cdot 10^{-8}$	$1.99454 \cdot 10^{-2}$		
4			1	150	$3.42884 \cdot 10^{-1}$	$3.53225 \cdot 10^{-1}$	
				250	$5.96811 \cdot 10^{-1}$	$5.21412 \cdot 10^{-1}$	
		2	150	$1.86316 \cdot 10^{-2}$	$5.19938 \cdot 10^{-2}$		
			250	$1.07725 \cdot 10^{-1}$	$2.13099 \cdot 10^{-1}$		
		3	150	$5.59741 \cdot 10^{-5}$	$5.63714 \cdot 10^{-4}$		
			250	$2.66309 \cdot 10^{-1}$	$9.98631 \cdot 10^{-3}$		
		4	150	$2.26506 \cdot 10^{-4}$	$1.18049 \cdot 10^{-6}$		
			250	$1.44111 \cdot 10^{-1}$	$6.17998 \cdot 10^{-5}$		
		11/2	6	1	150	$1.14311 \cdot 10^{-2}$	$5.88727 \cdot 10^{-3}$
					250	$3.16758 \cdot 10^{-2}$	$1.62838 \cdot 10^{-2}$
				2	150	$3.09579 \cdot 10^{-6}$	$3.41715 \cdot 10^{-6}$
					250	$2.38561 \cdot 10^{-5}$	$2.64318 \cdot 10^{-5}$
3				150	$2.99169 \cdot 10^{-10}$	$7.09640 \cdot 10^{-11}$	
				250	$6.40552 \cdot 10^{-9}$	$1.52162 \cdot 10^{-9}$	
4	150		$1.3 \cdot 10^{-14}$	$6 \cdot 10^{-15}$			
	250		$7.85 \cdot 10^{-13}$	$3.69 \cdot 10^{-13}$			
5	150		$< 10^{-16}$	$< 10^{-16}$			
	250		$< 10^{-16}$	$< 10^{-16}$			
6	150		$< 10^{-16}$	$< 10^{-16}$			
	250		$< 10^{-16}$	$< 10^{-16}$			
5	1	150	$2.18336 \cdot 10^{-3}$	$6.48993 \cdot 10^{-3}$			
		250	$6.04301 \cdot 10^{-3}$	$1.80017 \cdot 10^{-2}$			
	2	150	$2.80221 \cdot 10^{-5}$	$1.01232 \cdot 10^{-6}$			
		250	$2.10234 \cdot 10^{-4}$	$7.80459 \cdot 10^{-6}$			
	3	150	$2.47411 \cdot 10^{-10}$	$5.5335 \cdot 10^{-11}$			
		250	$5.30283 \cdot 10^{-9}$	$1.1852 \cdot 10^{-9}$			
	4	150	$1.1 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-15}$			
		250	$6.35 \cdot 10^{-13}$	$7.4 \cdot 10^{-14}$			
	5	150	$< 10^{-16}$	$< 10^{-16}$			
		250	$< 10^{-16}$	$< 10^{-16}$			

\mathcal{B}_{rot} нужно для насыщения. Результаты, также как и с другим изотопом, показывают, что насыщение не достигается для некоторых уровней с $m_F = 1, 2$ даже при $\mathcal{B}_{\text{rot}} = 100 \text{ Gs}$.

4. Заключение

Были рассчитаны уровни энергии и g -факторы как функции электрического поля для основного вращательного уровня $J = 1$ электронного состояния $^3\Delta_1$ катиона $^{179}\text{Hf}^{19}\text{F}^+$ с учетом сверхтонкого и неадиабатических взаимодействий. Найдены значения электрических полей, где g -факторы штарковских дублетов становятся равны. Наблюдались резкие изменения g -факторов в точках псевдопересечения энергий уровней сверхтонкой структуры.

Была рассчитана зависимость сдвигов зеемановских подуровней вследствие взаимодействия с ЭДМ электрона и МКМ ядра ^{179}Hf от значений вращающегося электрического и магнитного полей. Сдвиг для некоторых подуровней с проекцией $m_F = 1, 2$ не достигает насыщения вплоть до магнитного поля в 100 Gs . Тогда как уровни с большими проекциями достигают предельного насыщения при очень малых магнитных полях $\sim 10^{-10} - 10^{-7} \text{ Gs}$.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-12-00227).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Khriplovich I.B.*. Parity non-conservation in atomic phenomena. NY: Gordon and Breach, 1991.
- [2] *Loh H., Cossel K.C., Grau M.C. et al.* // Science. 2013. Vol. 342. N 6163. P. 1220–1222. doi 10.1126/science.1243683
- [3] *Cairncross William B., Gresh Daniel N., Grau Matt, et al.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 153001.
- [4] *Flambaum V.V., DeMille D., Kozlov M.G.* // Phys. Rev. Lett. 2014. Sep. Vol.113. P. 103003.
- [5] *Petrov A.N., Skripnikov L.V., Titov A.V.* // Phys. Rev. A. 2017. V. 96. P. 022508.
- [6] *Petrov A. N.* // Phys. Rev. A. 2018. V. 97. P. 052504.
- [7] *Petrov A.N., Skripnikov L.V., Titov A.V. et al.* // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. P. 062505.
- [8] *Kurchavov I. P., Petrov A. N.* // Phys. Rev. A. 2020. Sep. Vol. 102. P. 032805.
- [9] *Kevin C. Cossel, Daniel N. Gresh, Laura C. Sinclair et al.* // Chem. Phys. Lett. 2012. V. 546. N 0. P. 1–11.
- [10] *Petrov A.N., Skripnikov L.V., Titov A.V., Flambaum V.V.* // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 042502.

- [11] *Petrov A.N., Mosyagin N.S., Isaev T.A., Titov A.V.* // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. P. 030501(R).
- [12] *Petrov A.N., Mosyagin N.S., Titov A.V.* // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. P. 012505.
- [13] *Skripnikov L. V.* // J. Comp. Phys. 2017. V. 147. N 2. P. 021101.
- [14] *Fleig Timo* // Phys. Rev. A. 2017. V. 96. P. 040502.
- [15] *Skripnikov L.V., Titov A.V., Flambaum V.V.* // Phys. Rev. A 2017. V. 95. P. 022512.
- [16] *Leanhardt A.E., Bohn J.L., Loh H. et al.* // J. of Molecular Spectroscopy. 2011. V. 270. N 1. P. 1–25.