

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК: 001.89:531.761

ДЕСТАБИЛИЗАЦИЯ ТЕМНЫХ СОСТОЯНИЙ В ИОНАХ $^{88}\text{Sr}^{1+}$ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

© 2024 г. Е. Ю. Тельнов^{а, *}, П. В. Борисюк^а, Д. И. Проворченко^б,
Д. О. Трегубов^{а, б}, К. К. Тричев^а, П. А. Черепанов^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^бФизический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

*E-mail: zhenyatelnov@mail.ru

Поступила в редакцию 28.06.2023 г.

После доработки 05.07.2023 г.

Принята к публикации 10.07.2023 г.

В работе обсуждается эффект дестабилизации темных состояний в ионах $^{88}\text{Sr}^{1+}$ во внешнем магнитном поле, приводятся теоретические выкладки для описания эффекта, описываются системы генерации магнитного поля и изменения поляризации лазерного излучения, а также анализируется проведенный эксперимент и полученные зависимости.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, темные состояния, стронций, квадрупольная ловушка Пауля

DOI: 10.56304/S2079562923010281

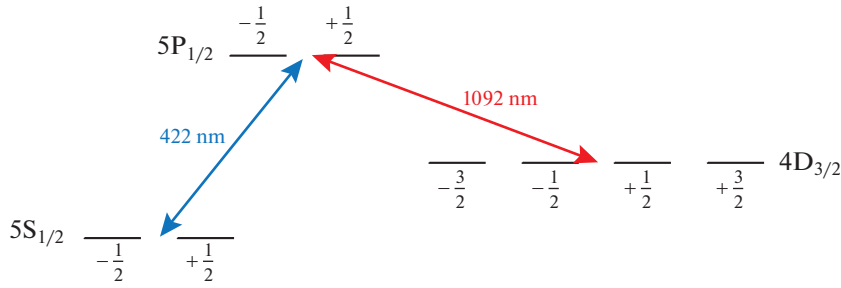
ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение электронных переходов в атомах является основой современных спектроскопии квантовых состояний и квантовой метрологии. Существенный прогресс в этой области в последнее время явился определяющим фактором в развитии таких фундаментальных направлений, как создание высокоточных стандартов частоты, прецизионных измерений фундаментальных констант, а также проверка космологических эффектов общей теории относительности.

Создание оптического стандарта времени на основе квадрупольного перехода $5\text{S}_{1/2}-5\text{D}_{5/2}$ в однозарядном ионе изотопа стронция 88 невозможно без глубокого лазерного охлаждения. Допплеровское лазерное охлаждение ионов $^{88}\text{Sr}^{1+}$ реализуется по лямбда-схеме на основе переходов между тремя квантовыми уровнями $5\text{S}_{1/2}-5\text{P}_{1/2}-4\text{D}_{3/2}$ рис. 1, охлаждающий переход 422 нм, перекачивающий 1092 нм. В подобных трехуровневых (многоуровневых) системах существует эффект когерентного пленения населенностей, из-за которого электроны собираются на одном из вырожденных по магнитному квантовому числу подуровней, в результате чего система перестает взаимодействовать с имеющимся излучением — такое состояние называется темным. Этот эффект хорошо проявляется в малых магнитных полях, удовлетворяющих условию $\omega_L \tau \ll 1$, где ω_L — частота Лармора, а τ — время жизни возбужденного состояния. В этом случае лазер с длиной волны 1092 нм может

эффективно перекачивать только определенные подуровни $^2\text{D}_{3/2}$, в зависимости от поляризации. Для линейно поляризованного лазера правило отбора состоит в том, что $\Delta m_j = 0$, а при круговой поляризации $\Delta m_j = \pm 1$, в зависимости от ориентации поляризации. Например, для линейно поляризованного лазерного излучения, подуровни $^2\text{D}_{3/2}$ ($m_j = \pm 3/2$) будут оптически накачены, и флуоресценция будет уменьшаться. Вне зависимости от фиксированного состояния поляризации лазера, всегда будет как минимум один подуровень $^2\text{D}_{3/2}$, который подвергается оптической накачке [1]. Если поляризацию лазера можно быстро менять, то флуоресценция должна возобновиться [2], впервые такой эксперимент был проведен на основе инфракрасного модулятора LiNbO [3]. Также наложение внешнего магнитного поля снимает вырождение, а в следствие изменения направления движения ионов изменяется и ось квантования из-за чего уровни “перемещаются”. Следовательно, отдельный ион не выпадает из цикла охлаждения.

Таким образом существуют два метода дестабилизации темных состояний: либо с помощью магнитного поля, либо модуляцией поляризации лазерного излучения [4]. Из вышенаписанного следует, что существует зависимость интенсивности излучения ансамбля ионов от угла между векторами электрического и магнитного поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$, соответственно, а также от величины вектора $\mathbf{B}$, которая определяет зеемановское расщепление.

Рис. 1. Частичная схема уровней $^{88}\text{Sr}^{1+}$.

Данная работа посвящена исследованию дестабилизации темных состояний изменением магнитного поля.

ДЕСТАБИЛИЗАЦИЯ ТЕМНЫХ СОСТОЯНИЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ.

Демонстрация принципа дестабилизации темных состояний магнитным полем возможна при рассмотрении более простого случая $^2S_1 - ^2P_0$ с $J_i = 1 - J_f = 0$, который имеет аналитическое решение. Взаимодействие когерентного лазерного излучения с данным переходом будет приводить к возникновению инверсной населенности. Вычислить населенность возбужденного состояния возможно из решения уравнения Лиувилля:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + \frac{\partial \rho_r}{\partial t}. \quad (1)$$

Взаимодействие с лазерным излучением и взаимодействие с внешним магнитным полем учитывается в H , второе слагаемое учитывает спонтанный распад возбужденного состояния и может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{m_f m_i}}{\partial t} = & (-1)^{m_i - m_i'} (2J_f + 1) \gamma \times \\ & \times \sum_{m_f' m_i'} \begin{pmatrix} J_f & J_i & 1 \\ -m_f & m_i & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_f & J_i & 1 \\ -m_f' & m_i' & q \end{pmatrix} \rho_{m_f' m_i'}, \end{aligned} \quad (2)$$

где 3-j символы ненулевые. В стационарном случае, т.е. в случае, когда поляризация лазерного излучения неизменна:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (3)$$

Населенность возбужденного состояния может быть найдена аналитически и ее можно представить в виде [4]:

$$P_f = \frac{3\Omega^2 \cos^2 \theta_{BE} \sin^2 \theta_{BE}}{4(1 + 3 \cos^2 \theta_{BE}) \left(\left(\frac{\gamma}{2} \right)^2 + \Delta^2 \right)}, \quad (4)$$

где Ω — частота Раби, θ_{BE} — угол между плоскостью поляризации лазерного излучения и направлением вектора $\mathbf{B}$ внешнего магнитного поля, Δ — отстройка лазерного излучения от перехода, $\left(\frac{\gamma}{2} \right)^2$ представляется в виде выражения:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\gamma}{2} \right)^2 = & \left(\frac{\gamma}{2} \right)^2 + \Omega^2 \cos^2 \theta_{BE} \frac{1 - 3 \cos^2 \theta_{BE}}{1 + 3 \cos^2 \theta_{BE}} + \\ & + \frac{\cos^2 \theta_{BE}}{1 + 3 \cos^2 \theta_{BE}} \left(\frac{\Omega^4}{16\delta_B^2} + 16\delta_B^2 \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где γ — собственная ширина перехода, δ_B — зеемановский сдвиг, который, в свою очередь, может быть вычислен $\delta_B = \mu_B B / \hbar$. Представленная зависимость может быть более наглядно проиллюстрирована в виде двумерного графика, по одной оси которого будет отложен угол поляризации лазерного излучения θ_{BE} , а по другой отнормированный зеемановский сдвиг на собственную ширину перехода. Расчет зависимости производился при выбранных частоте Раби и отстройке лазерного излучения $\Omega = \sqrt{3}\gamma/5$ и $\Delta = 0$.

На представленной зависимости виден максимум, как при определенном угле поляризации лазерного излучения θ_{BE} , так и при определенном значении модуля вектора внешнего магнитного поля, так же видно, что при компенсации внешнего магнитного поля будет происходить уменьшение населенности возбужденного состояния, и, соответственно, флуоресценции охлаждающего лазерного излучения. Данная зависимость согласуется с аналогичной зависимостью для перехода $5S_{1/2} - 5P_{1/2} - 4D_{3/2}$, за исключением наличия у последней нескольких областей, соответствующих темным состояниям [4]. Потому представленная на рис. 2 зависимость может быть использована для анализа экспериментальных результатов.

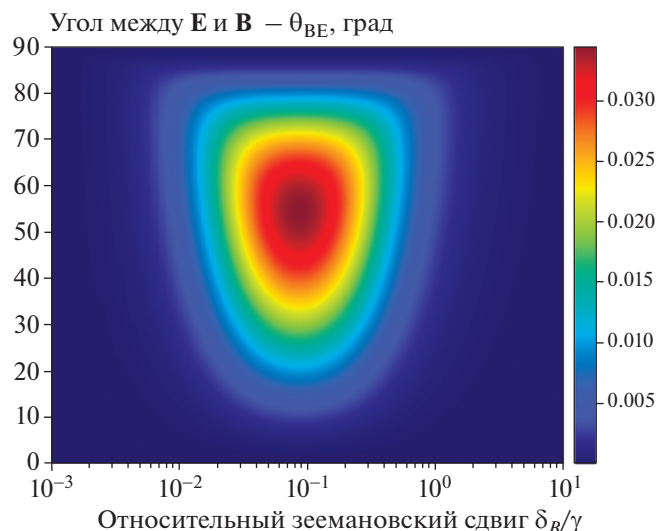


Рис. 2. Населенность возбужденного состояния P_f , как функция от угла поляризации лазерного излучения θ_{BE} и от внешнего магнитного поля в виде отнормированного зеемановского сдвига на собственную ширину перехода.

ОПИСАНИЕ СИСТЕМЫ

В работе применяется лазерная абляция для получения ионов. Селективность данного подхода позволяет работать с мишенями из дорогостоящих материалов, а также с мишенями из различных элементов, установленных рядом перед входной апертурой линейной квадрупольной ловушки Пауля. Геометрический разброс нормалей точек абляции компенсируется коллимацией разлетающейся плазмы во входную апертуру ловушки импульсным магнитным полем порядка 1 Тл. При лазерной абляции мишени происходит генерация плазмен-

ного факела, содержащего порядка $\sim 10^{14}$ частиц [5]. Лазерной абляции реализована на основе Nd:YAG лазера с ламповой накачкой, работающего в режиме модуляции добротности со следующими параметрами: длительность лазерного импульса ~ 10 нс, энергия в импульсе ~ 50 мДж, радиус сфокусированного лазерного пятна на образце ~ 100 мкм. Полученная плотность мощности на образце составила $\sim 10 \frac{\text{ГВт}}{\text{см}^2}$. Последующие масс-спектрометрия, захват и удержание ионов реализованы в пятисекционной квадрупольной ловушке Пауля линейной конфигурации [6–8]. Все секции в ловушке отделены кремниевым изолятором, для возможности формирования потенциала вдоль пролета ионов, который обеспечит максимизации числа захваченных ионов. Удержание ионов вдоль оси ловушки осуществляется путем подачи потенциала на два кольца установленных между электродами квадруполя. Расстояние между кольцами составляет 28 мм. Изменение времени задержки между импульсом лазерной абляции и поднятием потенциала на кольцах позволяет измерить времяпролетные характеристики плазмы. Полученные таким методом характерные энергии разлета ионов $^{88}\text{Sr}^{1+}$ составляет порядка ~ 10 эВ, а для $^{232}\text{Th}^{3+}$ порядка ~ 100 эВ. Более подробно состояние системы и ее параметры описаны в одной из наших предыдущих статей [9].

Была разработана система подачи магнитного поля с возможностью перестройки компонент магнитной индукции по базису XYZ. Она состоит из 5 катушек Гельмгольца (рис. 3), генерируемое магнитное поле, которых направлено по трем ортонормированным векторам и трехканального блока питания с возможностью стабилизации по току.

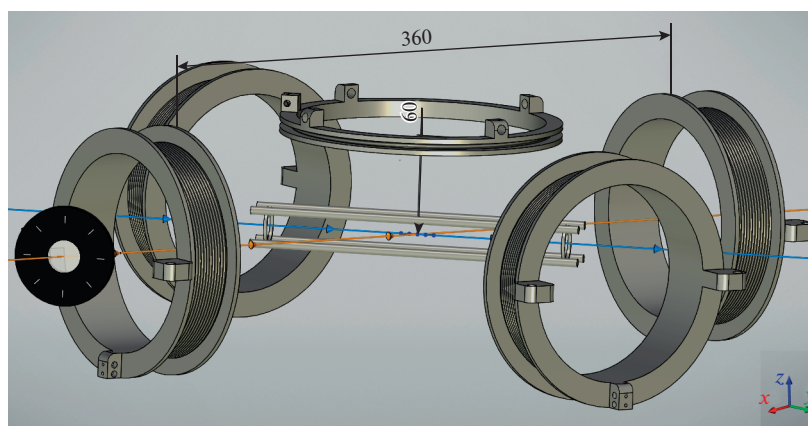


Рис. 3. Геометрическое расположение катушек Гельмгольца, оптического хода лазерного излучения 422 нм (синий цвет) и 1092 нм (оранжевый цвет), полуволновой пластинки относительно зоны захвата квадрупольной ловушки Пауля линейной конфигурации (ловушка изображена в увеличенном масштабе).

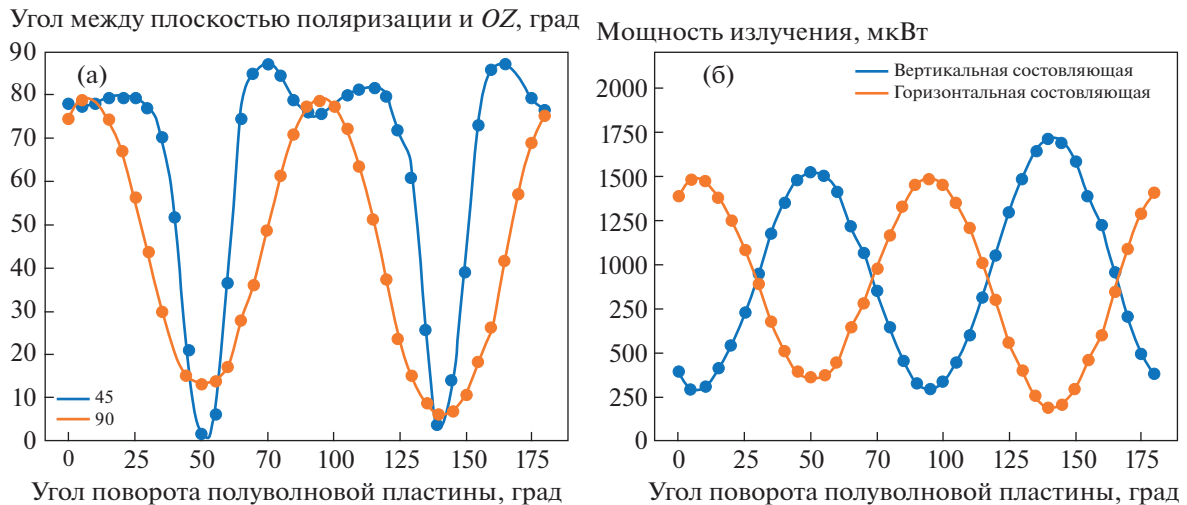


Рис. 4. (а) Зависимость угла между плоскостью поляризации лазерного излучения и осью OZ от угла поворота полуволновой пластинки, при углах расположения 45° и 90° между полуволновой пластинкой и оптического хода лазерного излучения; (б) Перераспределение мощности излучения между горизонтальной и вертикальной составляющей, при расположении полуволновой пластинки под 90° относительно оптического хода луча.

Катушки Гельмгольца вдоль осей OX и OY идентичны и спарены, из-за геометрических особенностей вакуумной камеры катушка вдоль оси OZ не спарена. Катушки по оси OX и OY имеют по 200 витков, со средним радиусом намотки $r = 68.5$ мм, и средним расстоянием до центра ловушки $l = 198$ мм. При изменении тока на 20 мА оцененное значение для изменения магнитного поля в центре ловушки будет $\sim 7 \cdot 10^{-2}$ Гс, выражение (6). Катушка по OZ имеет 30 витков, со средним радиусом $r = 81.5$ мм, и средним расстоянием до центра ловушки $l = 65$ мм. При изменении тока на 20 мА оцененное значение для изменения магнитного поля в центре ловушки будет $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ Гс, выражение (6).

Для расчета магнитного поля в заданном объеме может быть использован закон Био-Савара-Лапласа. Для приближения кольцевого тока магнитное поле на оси соленоида зависит от радиуса r , расстояния l , тока I и количества витков N , и его можно вычислить следующим образом:

$$B = \frac{\mu_0 N I r^2}{2(l^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (6)$$

Изменение ориентации плоскости поляризации перекачивающего лазерного излучения 1092 нм осуществлялось полуволновой пластинкой на 1060 нм, двулучепреломление в которой обеспечивает изменение плоскости поляризации. Полуволновая пластинка устанавливалась на пути лазерного излучения 1092 нм перед входом в вакуумную камеру. Наблюдение за поляризацией

лазерного излучения реализовывалось на основе поляризационного светоделительного куба, лазерное излучение проходящее сквозь диагональную плоскость призмы Глана имело поляризацию, направленную вдоль оси OZ , а отраженный вдоль оси OY . Измерение мощности разделенных пучков дает представление о проекциях E_z и E_y ,

соответственно, а соотношение $\frac{E_y}{E_z}$ о угле между

плоскостью поляризации и осью OZ . Требовалось максимально со направлено выставить плоскость поляризации и ось OZ , т.е. максимально уменьшить угол между ними. Перпендикулярное расположение полуволновой пластинки относительно оптического хода луча позволило получить диапазон перестроения угла от 6.4° до 78.8° , а расположение под углом в 45° от 1.2° до 87.0° (рис. 4а). Можно заметить, что перпендикулярное расположение дает более гладкое перераспределение угла поляризации лазерного излучения, но менее выраженное в максимальных точках.

Для управления током через катушки Гельмгольца был собран трехканальный источник тока с возможностью стабилизации выходного тока и напряжения. Основой каналов стал DC-DC понижающий преобразователь QSKJ QS-2405CCBD-12A на основе XL4016E1 XLSEMI, с замененными потенциометрами на 3590S-2-103L номинала 10 кОм для вынесения контроля на корпус. Питание осуществлялось импульсным AC-DC преобразователем ХК-2412DC. Контроль подаваемого тока и напряжения был реализован на основе цифрового вольтамперметра DSN-VC288. Генерируемое магнитное поле в центре ловушки в указанной

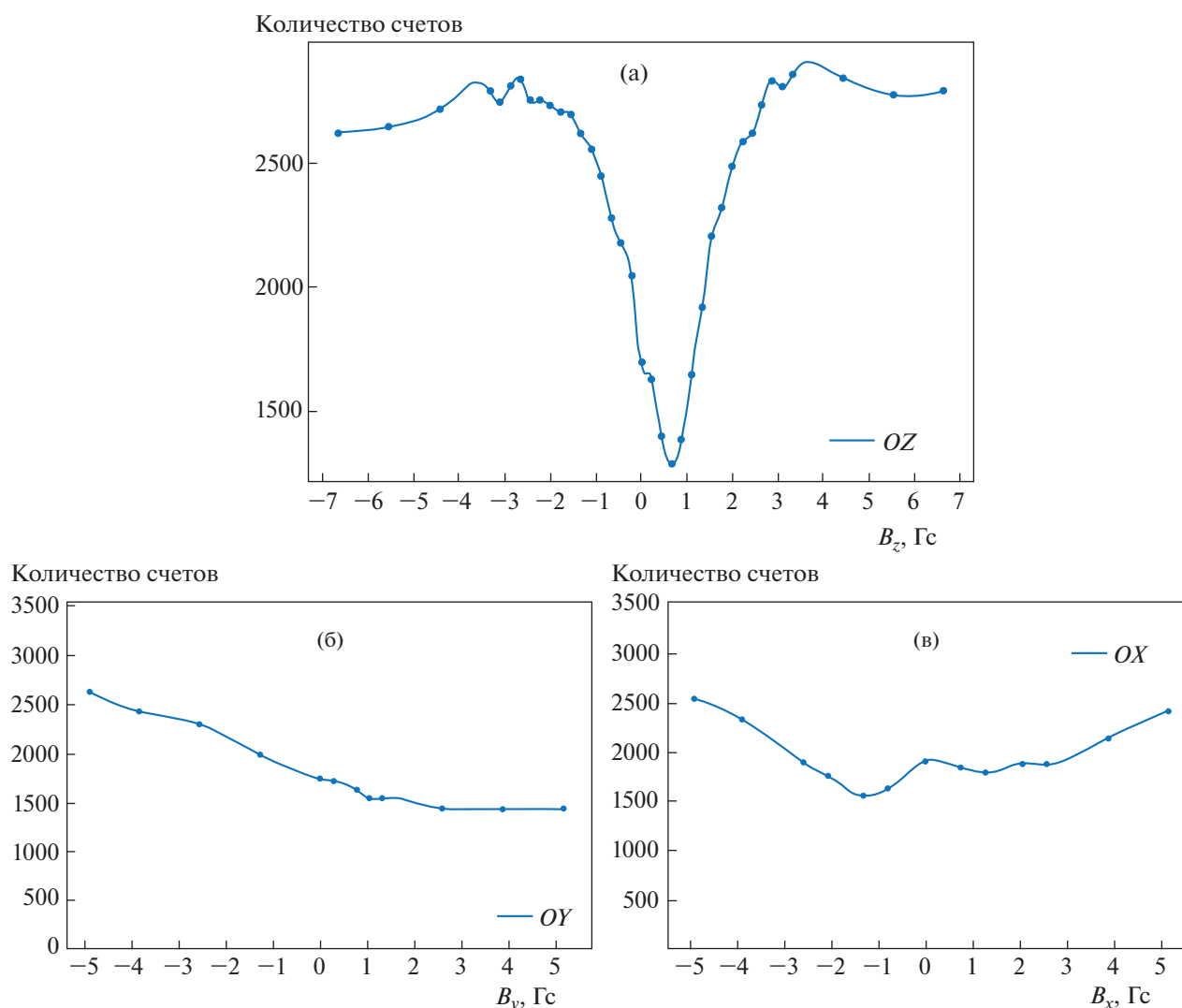


Рис. 5. Зависимость люминесценции ионов $^{88}\text{Sr}^{1+}$ от величины внешнего магнитного поля вдоль выделенных осей (а) OZ , (б) OY , (в) OX , при поляризации лазерного излучения вдоль плоскости OZ .

системе лежит в диапазонах: для оси OZ — ± 7 Гс, для OX и OY — ± 5 Гс.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проведения исследования влияния величины внешнего поля на дестабилизацию темного состояния плоскость поляризации перекачивающего лазерного излучения 1092 нм была направлена таким образом, что угол между поляризацией с осью OZ был минимален. Изменение тока через катушку Геймгольца оси OZ осуществлялось при нулевых токах через катушки других направлений, а осей OX и OY при минимальной люминесценции, достигнутой путем компенсации внешнего магнитного поля оси OZ . Наблюдение, производилось за средним количеством счетов камеры Andor iKon-M в области облака ионов, получив-

шиеся зависимости представлены на рис. 5. В качестве изменяемого параметра применяется приведенное значение тока в величину магнитного поля.

Поведение зависимости вдоль оси OZ , согласуется с теоретическим представлением процесса, как и ожидалось, при некотором значении генерируемого магнитного поля, произойдет компенсация внешнего поля, что на зависимости представленной на рис. 1, означало бы перемещение в левую часть диаграммы, в которой флуоресценция ионов снижается из-за вырождения подуровней по магнитному квантовому числу, при дальнейшем увеличении поля, ожидаемо, происходит рост флуоресценции, т.к. суммарное магнитное поле начинает снова приобретать компоненту вдоль оси OZ . На рис. 5а видно, что интенсивность флуоресценции существенно снизилась при величине магнитной индукции поля $B \approx 0.6$ Гс, ко-

торое по значению очень близко к характерным величинам магнитного поля Земли. Этой величиной поля соответствует $\frac{\delta_B}{\gamma} \approx 0.04$. Изменение флуоресценции ионов при изменении магнитного поля вдоль осей OX и OY при скомпенсированном поле вдоль оси OZ не такое значительное, т.к. преобладающая составляющая внешнего магнитного поля сориентирована вдоль оси OZ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В данной работе обсуждался эффект дестабилизации темных состояний в ионах $^{88}\text{Sr}^{1+}$ во внешнем магнитном поле. Были продемонстрированы теоретические выкладки для демонстрации принципа эффекта дестабилизации при рассмотрении более простого случая $^2\text{S}_1 - ^2\text{P}_0$ с $J_i = 1 - J_f = 0$, который имеет аналитическое решение. Была собрана система генерации магнитного поля с заданным направлением и значением вектора магнитной индукции и система управления направлением поляризации лазерного излучения перекачивающего лазера 1092 нм. Экспериментально получена и проанализирована зависимость интенсивности флуоресценции ионов $^{88}\text{Sr}^{1+}$ в линейной пяти-секционной ловушке Пауля линейной конфигурации на длине волны 422 нм, при фиксированной плоскости

поляризации перекачивающего лазерного излучения от величины генерируемого магнитного поля вдоль ортогональных осей. Экспериментальная зависимость по характерным изменениям хорошо согласуется с представленными теоретическими выкладками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERECES

1. Janik G.R. Laser Cooled Single Ion Spectroscopy of Magnesium and Barium, Ph.D. dissertation. 1984. Washington: University of Washington.
2. Nagourney W. Private communication. Sept. 1990.
3. Barwood G.P. et al. // Opt. Commun. 1998. V. 151 (1–3). P. 50.
4. Berkeland D.J., Boshier M.G. // Phys. Rev. A. 2002. V. 65. (3). P. 033413.
5. Borman V.D. et al. // J. Exp. Theor. Phys. 2006. V. 103. P. 850.
6. Borisyuk P.V. et al. // Quantum Electron. 2017. V. 47 (5). P. 406.
7. Troyan V.I. et al. // Laser Phys. Lett. 2013. V. 10 (10). P. 105301.
8. Troyan V.I. et al. // Eur. J. Mass Spectrom. 2015. V. 21 (1). P. 1.
9. Тельнов Е.Ю. // Ядерная физика и инжиниринг. 2023. Т. 14 (3). С. 296 [Telnov E.Yu. et al. // Phys. At. Nucl. 2022. V. 85 (10). P. 1759].

Destabilization of Dark States in $^{88}\text{Sr}^{+}$ Ions by an External Magnetic Field

E. Yu. Telnov^{1, *}, P. V. Borisyuk¹, D. I. Provorchenko²,
D. O. Tregubov^{1, 2}, K. K. Trichev¹, and P. A. Cherepanov¹

¹ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

² Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Science, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: zhenyatelnov@mail.ru

Received June 28, 2023; revised July 5, 2023; accepted July 10, 2023

Abstract—The paper discusses the effect of destabilization of dark states in $^{88}\text{Sr}^{1+}$ ions in an external magnetic field, provides theoretical calculations to describe the effect, describes the systems of magnetic field generation and changes in the polarization of laser radiation, and analyzes the experiment and the obtained dependencies.

Keywords: laser cooling, dark states, strontium, Paul quadrupole trap