

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ**  
**ИНСТИТУТ**  
*имени*  
*П.Н.Лебедева*



**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

И.И.СОБЕЛЬМАН, В.Н.СОРОКИН

**20**

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ  
ДИАМАГНИТНЫХ АТОМОВ**

МОСКВА 2004

И.И. Собельман, В.Н. Сорокин

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ  
ДИАМАГНИТНЫХ АТОМОВ.**

**АННОТАЦИЯ**

Предложен новый метод поиска электрического дипольного момента атома  $^{129}\text{Xe}$ , обусловленного нарушением симметрии по обращению времени. Рассмотрена принципиальная схема эксперимента со штарковским электрометром на ридберговских атомах. Обсуждаются ложные аппаратные эффекты и статистические ошибки. Сформулирована программа исследований по теме до 2010 года.

## Оглавление.

1. Введение.....	4
1.1. Актуальность проблемы. ....	4
1.2. Эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона.....	5
1.3. ЭДМ атомов благородных газов. ....	8
2. Поиск ЭДМ атома $^{129}\text{Xe}$ .....	12
2.1. Экспериментальная база ФИАН. Метод создания спин-поляризованных атомов $^{129}\text{Xe}$ .....	12
2.2. Электрическое поле ЭДМ спин-поляризованных атомов $^{129}\text{Xe}$ . ....	13
2.3. Ридберговские состояния ns щелочных атомов. Штарк-эффект....	16
2.4. Принципиальная схема эксперимента по штарковскому сдвигу ридберговских уровней ns щелочных атомов.....	19
2.5. Ложные аппаратные эффекты. ....	22
2.6. Статистические ошибки.....	24
3. Заключение. Программа «Новый метод поиска ЭДМ атома $^{129}\text{Xe}$ ».....	28
Литература .....	31

## 1. Введение.

### 1.1. Актуальность проблемы.

**Equation Section 1** Для того, чтобы элементарная частица, атомное ядро или атом, обладали постоянным электрическим дипольным моментом (ЭДМ) должна быть нарушена симметрия по обращению знака времени  $T$ . Одновременно должна быть нарушена  $CP$  – симметрия;  $C$  – операция зарядового сопряжения,  $P$  – инверсия пространственной четности. Последнее утверждение с необходимостью вытекает из требования  $CPT$  инвариантности.

В 1964 г. было открыто нарушение  $CP$  – симметрии в распаде  $K$  – мезонов. Это событие усилило интерес к экспериментам по поиску ЭДМ у других квантовых объектов, в первую очередь к уже ведущимся экспериментам по поиску ЭДМ нейтрона. Вскоре были начаты также поиски ЭДМ у электрона, атомов и молекул [1]. Были установлены верхние пределы на ЭДМ нейтрона, электрона и некоторых диамагнитных атомов. Эти результаты оказались весьма значимыми для физики элементарных частиц, поскольку они позволили сформулировать ряд ограничений на теоретические модели нарушения  $CP$  симметрии. Особенно большую роль сыграло установление предела на ЭДМ нейтрона.

Принятый в настоящее время верхний предел ЭДМ нейтрона [2]

$$d_n \leq 6.3 \cdot 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{cm}, \quad (1.1)$$

где  $e$  – заряд электрона, является результатом примерно 50 лет экспериментальных работ. Многие теории, предложенные для объяснения нарушения  $CP$  симметрии, были отвергнуты, так как они предсказывали значение ЭДМ нейтрона, большее нежели его экспериментальный верхний предел (1.1). В 2001 г. было обнаружено нарушение  $CP$  симметрии в распадах  $B$  мезонов.

Наиболее популярная на сегодняшний день в физике элементарных частиц и ядерной физике стандартная модель предсказывает значительно меньшие значения ЭДМ нейтрона, порядка  $10^{-32} \div 10^{-34}$  е·см. Для ЭДМ других квантовых объектов стандартная модель также предсказывает очень маленькие значения, недоступные современной экспериментальной технике. Однако в ряде расширений стандартной модели предсказываются значения ЭДМ существенно более высокие, нежели в самой стандартной модели. Как следствие, интерес к новым экспериментам по поиску ЭДМ квантовых объектов значительно вырос, так как было осознано, что к результатам этих экспериментов крайне чувствительна новая физика, выходящая за рамки стандартной модели. Важно, что необходимые новые эксперименты могут быть проведены уже на базе современной экспериментальной техники, или при ее вполне реальном улучшении. Подробнее о проблеме ЭДМ квантовых систем см. [1].

### *1.2. Эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона.*

Среди экспериментальных исследований по поиску ЭДМ лидирующее положение принадлежит нейтрону. Основание для этого обсуждается в [1], а также в заявленной на ближайшие годы программе «Новые прецизионные измерения электрического дипольного момента нейтрона» [3]. В этой программе участвуют 10 международных центров, из них три из России: ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ПИЯФ им. Б.П. Константинова РАН, ГОИ им. С.И. Вавилова. Цель программы весьма амбициозна – стартовать от значения  $d_n$  (1.1) выйти к 2010 году на уровень  $d_n \sim 2 \cdot 10^{-28}$  е·см.

Принципиальная идея эксперимента состоит в следующем. Спин частицы, обладающей магнитным моментом  $\mu$  и электрическим моментом  $\mathbf{d}$ , в коллинеарных магнитном  $\mathbf{B}$  и электрическом  $\mathbf{E}$  полях прецессирует с частотой

$$\Omega_{\pm} = 2 | \mu \mathbf{B} \pm \mathbf{d} \mathbf{E} | / \hbar, \quad (1.2)$$

где знак (+) соответствует параллельным  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{E}$ , знак (–) –

антипараллельным. При изменении направления поля  $\mathbf{E}$  на обратное, частота прецессии должна меняться на величину

$$\Delta\Omega = 4dE/\hbar. \quad (1.3)$$

По экспериментальному значению  $\Delta\Omega$  из (1.3) находится ЭДМ  $d$ . При реализации подобной процедуры возникает неопределенность, связанная с необходимостью выделения искомого эффекта  $\Delta\Omega$  на фоне флуктуаций частоты прецессии  $\delta\Omega$  как статистической природы  $\delta\Omega_{\text{ст}}$ , так и многочисленных ложных аппаратурных эффектов  $\delta\Omega_{\text{ап}}$ .

Поскольку в (1.2) величина  $\mu\text{В}$  превосходит величину  $dE$  на много порядков, основной вклад в  $\delta\Omega_{\text{ап}}$  дает возникающая по целому ряду причин нестабильность магнитного поля, включая его изменение, обусловленное скоррелированными с изменением направления электрического поля токами утечки, нарушением коллинеарности полей  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{E}$  и т.п.

Величины  $\delta\Omega_{\text{ст}}$  и  $\delta\Omega_{\text{ап}}$  существенным образом зависят и от конкретной схемы и методики эксперимента и от характеристик экспериментального комплекса.

Программа [3] предусматривает следующие этапы исследований

I этап (2004 – 2005гг.)  $\rightarrow d \sim 10^{-26} \text{ e}\cdot\text{cm}$

II этап (2006 – 2007гг.)  $\rightarrow d \sim 10^{-27} \text{ e}\cdot\text{cm}$

III этап (2008 – 2010гг.)  $\rightarrow d \sim 2 \cdot 10^{-28} \text{ e}\cdot\text{cm}. \quad (1.4)$

Планируется существенная модернизация имеющихся у участников программы специальных экспериментальных комплексов и создание совершенных новых. Планируется значительное повышение интенсивности источника ультрахолодных спин-поляризованных нейтронов (UCN - Ultra Cold Neutrons). Планируется создание нового ЭДМ спектрометра, основанного на резонансном методе Рамси (Ramsey). В спектрометре предусматриваются 4 рабочих накопительных объема для UCN со сдвоенными камерами, в одной из них наложено электрическое поле  $\mathbf{E}$  параллельно магнитному полю  $\mathbf{B}$ , в другой антипараллельное  $\mathbf{B}$ . В

дополнительных 5 камерах электрическое поле отсутствует. Контроль магнитного поля должен осуществляться с помощью 16 Cs-магнитометров. Камеры без электрического поля должны давать дополнительную информацию о магнитном поле, играя роль нейтронных магнитометров. Расположение всех 13 накопительных камер и 16 Cs-магнитометров выбирается таким образом, чтобы позволить с помощью совместной обработки измерений 13 независимых сдвигов частоты прецессии  $\Omega$  обеспечить необходимый контроль и подавление ложных систематических аппаратурных эффектов. На завершающем этапе работы предполагается обеспечить следующие основные параметры экспериментального комплекса:

- ✓ Заполнение четырех рабочих камер ультрахолодными спин-поляризованными нейтронами с периодичностью  $\sim 10^3$  секунд; кинетическая энергия нейтронов

$$\varepsilon_k \approx 2.5 \cdot 10^{-7} \text{ эВ.} \quad (1.5)$$

- ✓ Плотность нейтронов в рабочей камере

$$N = 3 \cdot 10^3 \text{ UCN/cm}^3. \quad (1.6)$$

- ✓ Полный объем рабочих камер и полное количество нейтронов

$$V = 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^3; N_0 = NV = 6 \cdot 10^8 \text{ UCN.} \quad (1.7)$$

- ✓ Магнитные и электрические поля

$$B = 2 \cdot 10^{-6} \text{ Т, } E = 15 \cdot 10^3 \text{ В/см.} \quad (1.8)$$

- ✓ Частота прецессии (1.2) и величина  $\Delta\Omega$  (1.3), соответствующие заявленным в программе значениям  $d$  (1.4)

$$\Omega/2\pi \sim 5 \cdot 10^2 \text{ Гц, } \Delta\Omega/2\pi \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ Гц, } \Delta\Omega/\Omega \sim 4 \cdot 10^{-11}. \quad (1.9)$$

Подробный обзор совокупности возможных систематических ложных эффектов и их контроль дается в [3].

Особенно важно для дальнейшего обсуждения, что значение основной измеряемой величины

$$\Delta\Omega/2\pi \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ Гц,} \quad (1.10)$$

суть малая добавка ( $\sim 4 \cdot 10^{-11}$ ) к частоте прецессии  $\Omega$ , возникающая в результате существования ЭДМ нейтрона  $d_n \sim 10^{-28}$  е·см.

Время накопления экспериментальных данных, необходимое для определения ЭДМ нейтрона с точностью на уровне  $2 \cdot 10^{-28}$  е·см, оценивается в [3] как  $T=1$  год (при 30% "чистом" времени эксперимента).

### ***1.3. ЭДМ атомов благородных газов.***

Различные механизмы и теоретические модели, которые в принципе могут быть ответственны за существование ЭДМ у атомных ядер, подробно обсуждаются в [1]. Одновременно обсуждается вопрос о том, какого типа информация и ограничения на константы соответствующих гамильтонианов могут быть получены из оптических атомных экспериментов по поиску ЭДМ. В частности анализируется ситуация с ЭДМ диамагнитных атомов. Особое внимание уделяется тяжелым атомам, в частности, таким как  $^{199}\text{Hg}$  и  $^{129}\text{Xe}$ .

В атомах с заполненными электронными оболочками полная экранировка ЭДМ точечного ядра (теорема Шиффа) снимается при учете конечного размера ядра. Коэффициент пересчета от ЭДМ ядра к ЭДМ атома тем больше, чем больше отношение размера ядра к размерам электронных оболочек, т.е. растет с ростом заряда ядра  $Z$ . Так, ожидаемый ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  значительно больше, нежели ЭДМ атома  $^3\text{He}$  [1].

Анализ первых достаточно надежных экспериментальных данных по ЭДМ  $^{129}\text{Xe}$  [4] и  $^{199}\text{Hg}$  [5] показал, что в оптических экспериментах по ЭДМ диамагнитных атомов, содержится весьма ценная информация о Т-нечетных эффектах, дополняющая информацию, которую дают эксперименты по ЭДМ нейтрона. ЭДМ ядра индуцируется не только электрическим дипольным моментом внешнего нуклона (нейтрона), но и РТ-нечетным взаимодействием нуклон-нуклон.

Следует отметить, что оптические атомные эксперименты значительно дешевле по сравнению с современными нейтронными

экспериментами. Это позволяет надеяться на существенное повышение точности атомных экспериментов уже в ближайшие годы. В литературе широко дискутируется вопрос об ожидаемых значениях ЭДМ в результате выхода теоретических предсказаний за рамки стандартной модели. Относительно ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  приводятся следующие оценки:

Стандартная модель --

$$|d(^{129}\text{Xe})| \approx 10^{-34} \div 10^{-36} \text{ e}\cdot\text{cm}. \quad (1.11)$$

Суперсимметрия --

$$|d(^{129}\text{Xe})| \approx 10^{-27} \div 10^{-29} \text{ e}\cdot\text{cm}. \quad (1.12)$$

Предлагаемую в настоящей записке программу «Электрический дипольный момент (ЭДМ) диамагнитных атомов» целесообразно рассматривать как существенное дополнение в программе [3]. Как первый шаг программа предусматривает экспериментальные исследования ЭДМ атомов благородных газов, в частности атома  $^{129}\text{Xe}$ : «Новый метод поиска ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$ ».

Сложившаяся, начиная с работы [4], программа экспериментов по поиску и измерению ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  исходит из той же принципиальной идеи эксперимента, что и программа [3] для ЭДМ нейтрона. Выполняется измерение частоты прецессии спина атома  $^{129}\text{Xe}$  в коллинеарных магнитном  $\mathbf{B}$  и электрическом  $\mathbf{E}$  полях  $\Omega$  (1.2) и выделяется добавок  $\Delta\Omega$  (1.3), возникающий при изменении направления электрического поля  $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$ . Конкретная схема эксперимента существенно другая.

Поляризация ядерных спинов атомов благородных газов в смеси с атомами рубидия осуществляется за счет передачи поляризации от оптически поляризованных атомов рубидия в атомных столкновениях. Именно такой механизм поляризации был использован в [4] при определении верхнего предела для ЭДМ  $^{129}\text{Xe}$ . За прошедшие двадцать лет после публикации [4] первоначальный вариант эксперимента был значительно усовершенствован.

Схема очень гибкая и допускает много различных вариантов реализации. Она позволяет поляризовать ядерные спины нескольких атомов благородных газов, находящихся в одной кювете в тождественных условиях, например, смесь  $^{129}\text{Xe}$  с  $^3\text{He}$ . Ожидаемые значения их ЭДМ сильно различаются. Это позволяет при измерении величины  $\Delta\Omega$  (1.3) для атома  $^{129}\text{Xe}$  использовать измерения частоты прецессии спина атома  $^3\text{He}$  для эффективного контроля стабильности общего магнитного поля **В**. На стабильность поля **В** могут влиять как флуктуации лабораторного поля, так и токи, возникающие при переключении направления поля **Е**.

Современные простые и надежные источники излучения для оптической накачки на частоте резонансного перехода атома рубидия (длина волны 795 нм) – полупроводниковые лазерные линейки с мощностью в непрерывном режиме  $\sim 15 \div 50$  Вт позволяют работать с большими плотностями благородных газов, вплоть до десятка атмосфер [6,7].

Очень важным достижением явилась разработка методов реализации мазерного режима вместо режима свободной прецессии ядерных спинов. В работе [8] с помощью полупроводниковой лазерной накачки Rb была осуществлена поляризация ядерных спинов  $^3\text{He}$  и  $^{129}\text{Xe}$  и показано, что стабильность частоты генерации мазеров на  $^3\text{He}$  и  $^{129}\text{Xe}$  составила  $\sim 10^{-7}$  Гц.

Наконец, в эксперименте по измерению ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  в работе [9] с помощью двухкамерной кюветы специальной геометрии был реализован режим одновременной мазерной генерации на  $^3\text{He}$  и  $^{129}\text{Xe}$ , позволяющий получить высокую стабильность частоты прецессии. Атомы  $^3\text{He}$  и  $^{129}\text{Xe}$ , поляризованные в первой камере, камере «накачки», диффундируют во вторую, мазерную камеру. Мазер на  $^3\text{He}$  использовался как внутренний магнетометр, обеспечивающий дополнительный контроль магнитного поля и ряда систематических аппаратных эффектов. В результате получен

следующий верхний предел ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  [9], пониженный по сравнению с [4] в пять раз:

$$d(^{129}\text{Xe}) < 4 \cdot 10^{-27} \text{ e} \cdot \text{cm}. \quad (1.13)$$

Весьма интересной представляется возможность после поляризации атомов  $^{129}\text{Xe}$  в рассматриваемой схеме быстро охладить образец, переведя ксенон в жидкую фазу с плотностью  $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . При этом поляризация сохраняется достаточно продолжительное время  $\sim 10^3$  сек., а предельно допустимое значение электрического поля, определяемое пробоем, возрастает до  $\sim 400 \text{ кВ/см}$  [10].

В литературе обсуждаются разные методы регистрации частоты прецессии  $\Omega$  спинов ядер атомов. Они могут быть поделены на две группы:

- прямые, радиотехнические методы измерения частот герцового и килогерцового диапазонов;

- оптический метод регистрации по обратному воздействию спин-поляризованных атомов благородных газов на Rb. При этом можно работать как с остаточными парами Rb внутри кюветы (концентрация рубидия контролируется температурой), так и с Rb- магнетометром вне рабочего объема.

В настоящей записке рассматривается новый метод, основанный на регистрации электрического поля ЭДМ спин-поляризованных атомов  $^{129}\text{Xe}$ .

Вследствие ничтожной величины этого поля, в предлагаемом методе должен регистрироваться эффект, пропорциональный квадрату полного поля  $(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{\text{ЭДМ}})^2 \approx \mathbf{E}_0^2 + 2\mathbf{E}_0\mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}$ , где  $\mathbf{E}_0$  – внешнее поле,  $\mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}$  поле спин-поляризованных атомов  $^{129}\text{Xe}$ . Сам эффект должен иметь повышенную чувствительность к электрическому полю. Этому условию удовлетворяет квадратичный эффект Штарка на ридберговских атомах.

Спецификой предлагаемого метода является то обстоятельство, что в нем нет необходимости в высокоточном измерении частоты прецессии

ядерных спинов  $\Omega$ . Как следствие снимаются исключительно высокие требования к стабильности магнитного поля  $\mathbf{B}$  (см. [3]). Центр тяжести эксперимента переносится на точность частотных измерений штарковского сдвига ридберговских уровней атомов в оптическом диапазоне частот.

Естественно, что в предлагаемом методе есть свои трудности, но они существенно другие, нежели в [3]. Изложение метода содержится ниже (разделы 2.2, 2.3, 2.4, 2.5 и 2.6).

## 2. Поиск ЭДМ атома $^{129}\text{Xe}$ .

### *2.1. Экспериментальная база ФИАН. Метод создания спин-поляризованных атомов $^{129}\text{Xe}$ .*

Предлагаемая программа поиска ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  предусматривает ее выполнение на базе имеющегося оборудования и многолетнего опыта ФИАН в исследованиях по прецизионной лазерной спектроскопии и экспериментальной лазерной технике.

Работа по первому этапу программы может быть начата с помощью уже имеющейся на сегодняшний день экспериментальной базы.

1). Установка для поляризации ядерных спинов атомов благородных газов в смеси с атомами рубидия (Rb).

Поляризация электронных спинов атомов Rb осуществляется с помощью оптической накачки; передача поляризации атомам благородных газов происходит в атомных столкновениях.

Мощность линейки полупроводниковых лазеров накачки, на длине волны резонансного перехода атома Rb  $\lambda=795$  нм, составляет в непрерывном режиме 15 Вт. Это позволило получить 30%-ную поляризацию атомов  $^3\text{He}$  при давлении 10 атм. Мишень спин-поляризованных атомов  $^3\text{He}$  была использована в совместной работе с

ОИЯИ в качестве поляризатора тепловых нейтронов на реакторе ИБР-30 [6,7]. Без существенных изменений это же оборудование может быть использовано для поляризации атомов любых благородных газов, обладающих ненулевым ядерным спином, и их смеси, в том числе смеси  $^{129}\text{Xe}$  с  $^3\text{He}$ .

2) Установка на базе импульсно-периодического фемтосекундного лазера MIRA-900 (с накачкой VERDI-8), который позволяет реализовать реперную гребенку связанных по фазе частот, и одночастотных непрерывных полупроводниковых лазеров с внешним резонатором. С использованием фазовой привязки двух полупроводниковых лазеров к модам реперной гребенки достигнута воспроизводимость разностной частоты лазеров по отношению к частотам этих лазеров на уровне  $10^{-14}$ . На установке в настоящее время ведется работа по изучению резонансов когерентного пленения населенности с целью поиска высокодобротных и стабильных реперов частоты для метрологии и отрабатываются методики прецизионного сравнения частот.

3) Приобретено устройство Synchro Lock AP для активного контроля длины резонатора лазера MIRA-900 и стабилизации межмодовой частоты этого лазера. В результате значительно повышается точность абсолютных частотных измерений.

Метод создания спин-поляризованных атомов  $^{129}\text{Xe}$  будет развиваться на базе имеющейся в ФИАН установки для поляризации ядерных спинов атомов благородных газов в смеси с атомами рубидия. Намечаемые пути развития существующей техники – учет специфики поляризации  $^{129}\text{Xe}$  и смеси  $^{129}\text{Xe}$  с  $^3\text{He}$  – потребует повышения мощности накачки с 15 Вт до примерно 30-50 Вт.

## ***2.2. Электрическое поле ЭДМ спин-поляризованных атомов $^{129}\text{Xe}$ .***

Поляризацию  $P$ , создаваемую ЭДМ спин-поляризованных атомов

$^{129}\text{Xe}$ , можно рассматривать как поляризацию из-за сторонних токов в рамках макроскопической электродинамики подобно тому, как рассматривается поляризация в случае пирозлектриков (см. [11], стр.85-87).

Рассмотрим диэлектрический шар в однородном электрическом поле  $\mathbf{G}$ . Задача о граничных условиях приводит к соотношению ([11], стр. 63-64; [12], стр. 121)

$$\mathbf{D}^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}\mathbf{E}^{(i)} = 3\varepsilon^{(e)}\mathbf{G}. \quad (2.1)$$

Здесь вектора  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{D}$  – вектора электрического поля и индукции,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость, индексы  $i, e$  – внутренний, внешний.

Соотношение (2.1) универсально. Никаких предположений о связи  $\mathbf{D}^{(i)}$  и  $\mathbf{E}^{(i)}$  внутри шара не использовано. В частности нет предположения о линейности связи и о коллинеарности  $\mathbf{D}^{(i)}$  и  $\mathbf{E}^{(i)}$ . Последнее утверждение как раз и связано с расширенным рассмотрением в [12] по сравнению с [11].

Положим также, как и для пирозлектриков

$$\mathbf{D}^{(i)} = \varepsilon^{(i)}\mathbf{E}^{(i)} + 4\pi\mathbf{P}. \quad (2.2)$$

Без члена  $4\pi\mathbf{P}$  имеет место обычная связь между  $\mathbf{D}^{(i)}$  и  $\mathbf{E}^{(i)}$  в диэлектрике. Член  $4\pi\mathbf{P}$  дает поляризацию от сторонних токов, которыми в данном случае является ЭДМ спин-поляризованных атомов  $^{129}\text{Xe}$ .

$$\mathbf{P} = N\mathbf{d}, \quad (2.3)$$

где  $N$  – плотность спин-поляризованных атомов  $^{129}\text{Xe}$ ,  $\mathbf{d}$  – ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$ .

Из (2.1) и (2.2) следует

$$(\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)})\mathbf{E}^{(i)} + 4\pi\mathbf{P} = 3\varepsilon^{(e)}\mathbf{G}$$

или

$$\mathbf{E}^{(i)} = 3\varepsilon^{(e)}\mathbf{G} / (\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}) - 4\pi\mathbf{P} / (\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}). \quad (2.4)$$

При  $\varepsilon^{(e)} = \varepsilon^{(i)} = 1$  имеем

$$\mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{G} - (4\pi/3)\mathbf{P}. \quad (2.5)$$

Вне шара, помимо исходного внешнего поля  $\mathbf{G}$  появится еще созданное поляризацией  $\mathbf{P}$  поле

$$A \cdot (3(\mathbf{R}\mathbf{P})\mathbf{R} - R^2\mathbf{P})/R^5. \quad (2.6)$$

Для определения константы  $A$  выберем направление радиуса  $\mathbf{R}$  перпендикулярное плоскости  $\mathbf{G}$ ,  $\mathbf{P}$  (именно такое направление  $\mathbf{R}$  будет нас интересоваться ниже). Тогда (2.6) принимает вид

$$-A \cdot (\mathbf{P}/R^3).$$

Из условия на нормальную компоненту  $\mathbf{D}$  на поверхности шара

$$-4\pi \varepsilon^{(i)} \mathbf{P}/(\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}) = -\varepsilon^{(e)} A \mathbf{P}/R_0^3 \quad (2.7)$$

следует

$$A = 4\pi \varepsilon^{(i)} R_0^3 / \varepsilon^{(e)} (\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}),$$

здесь  $R_0$  – радиус шара.

Следовательно, дополнительное к внешнему полю  $\mathbf{G}$  поле вне шара, создаваемое поляризацией  $\mathbf{P}$  есть

$$\mathbf{E}^{(e)} = -4\pi \varepsilon^{(i)} (R_0/R)^3 \mathbf{P} / \varepsilon^{(e)} (\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}). \quad (2.8)$$

Здесь  $\mathbf{R}$  перпендикулярно  $\mathbf{P}$ . При произвольной взаимной ориентации  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{P}$  вектор  $\mathbf{P}$  в (2.8) заменяется на  $[\mathbf{P} - 3(\mathbf{n} \mathbf{P}) \mathbf{n}]$ , где  $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$ . При  $\varepsilon^{(i)} = \varepsilon^{(e)} = 1$

$$\mathbf{E}^{(e)} = - (4/3)\pi (R_0/R)^3 \mathbf{P}. \quad (2.9)$$

Итак, полное поле вне шара  $\mathbf{E}_{\text{total}}$  есть (при  $\varepsilon^{(i)} = \varepsilon^{(e)} = 1$ )

$$\mathbf{E}_{\text{total}} = \mathbf{G} - (4/3)\pi (R_0/R)^3 \mathbf{P}. \quad (2.10)$$

В точке на расстоянии  $L$  от поверхности шара в направлении  $\mathbf{R}$ , малом по сравнению с  $R_0$ , например  $L \leq 0.25R_0$ , фактор  $(R_0/R)^3$  близок к единице

$$[R_0/(R_0+L)]^3 \approx 1 \div 0.5.$$

Поэтому для подобных значений  $L$

$$\mathbf{E}_{\text{total}} \approx \mathbf{G} - (4/3)\pi \mathbf{P}. \quad (2.11)$$

На расстояниях  $R \gg R_0$

$$\mathbf{E}_{\text{total}} = \mathbf{G} - \mathbf{D}_{\text{total}}/R^3,$$

где  $\mathbf{D}_{\text{total}}$  – полный ЭДМ шара, равный  $(4/3)\pi R_0^3 N \mathbf{d}$ , что и следовало

ожидать.

Если перпендикулярно к плоскости  $\mathbf{G}$ ,  $\mathbf{P}$  наложить магнитное поле  $\mathbf{B}$ , то в результате прецессии спинов поляризованных атомов  $^{129}\text{Xe}$  с частотой  $\Omega$  скалярное произведение  $\mathbf{P}\mathbf{G}$  и компонента вектора  $\mathbf{P}$  на направление  $\mathbf{G}$  будут равны

$$P_G = P \cos(\Omega t + \varphi_0) \quad (2.12)$$

$$\mathbf{P}\mathbf{G} = PG \cos(\Omega t + \varphi_0).$$

Для диэлектрического цилиндра в однородном продольном электрическом поле  $\mathbf{G}$  можно провести аналогичное рассмотрение (см [11], стр.64). В этом случае вместо (2.5) имеет место

$$\mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{G} - 4\pi\mathbf{P}. \quad (2.13)$$

Полное поле вне цилиндра на малых расстояниях от его поверхности может быть также оценено по аналогии со случаем шара (2.11) как

$$\mathbf{E}_{\text{total}} \approx \mathbf{G} - 4\pi\mathbf{P}. \quad (2.14)$$

При наложении магнитного поля  $\mathbf{B}$ , перпендикулярного плоскости  $\mathbf{G}$ ,  $\mathbf{P}$  также будет выполняться соотношение (2.12).

### ***2.3. Ридберговские состояния ns щелочных атомов. Штарк-эффект.***

Ридберговские состояния щелочных атомов  $n\ell$ ,  $n \gg 1$ , водородоподобны. Энергия этих состояний записывается в виде

$$E_{n\ell} \approx - Ry/n^2(1 + 2 \Delta_\ell/n), \quad (2.15)$$

где  $Ry = \frac{1}{2} m e^4 / \hbar^2$  – постоянная Ридберга ( $Ry = 13.6$  эВ или  $2.15 \cdot 10^{-11}$  эрг),  $\Delta_\ell$  – квантовый дефект. Энергия расщепления состояний  $ns$ ,  $np$  равна

$$\Delta E_{sp} = - 2 Ry/n^3 (\Delta_s - \Delta_p). \quad (2.16)$$

Для всех щелочных атомов, от Li до Cs  $(\Delta_s - \Delta_p) = 0.346 - 0.485$ .

Для атомов Rb и Cs, которые будут в основном рассматриваться ниже, разность  $(\Delta_s - \Delta_p)$  равна соответственно 0.485 и 0.477 и

$$\Delta E_{sp} \approx - 0.95 Ry/n^3. \quad (2.17)$$

Приведем также значение матричного элемента радиус-вектора

электрона  $r_{sp}$  и радиационное время жизни  $\Gamma$  уровня с главным квантовым числом  $n$ , усредненное по всем подуровням  $\ell$ ,  $m$

$$r_{sp} = \frac{3}{2} n^2 a_0, \quad (2.18)$$

$$\Gamma = \frac{1}{3} [n^5 / \ln(n/1.1)] A_0^{-1}; \text{ где } A_0 = 7.9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}. \quad (2.19)$$

Радиационное время жизни состояния  $ns$  отличается от (2.19). Этот вопрос обсуждается в разделе 2.6.

Смещение уровня  $ns$  в электрическом поле  $E$  (квадратичный Штарк-эффект) равно

$$\Delta E_{ns} = (e^2 r_{sp}^2 / \Delta E_{sp}) \cdot E^2 = \frac{9}{4} n^4 (e^2 a_0^2 / \Delta E_{sp}) \cdot E^2 \quad (2.20)$$

Эта формула применима при  $\Delta E_{ns} < \Delta E_{sp}$ :

$$\frac{9}{4} n^4 e^2 a_0^2 E^2 < 0.95 \text{ Ry}^2 / n^6 \quad (2.21)$$

$$n^{10} E^2 < 0.3 \cdot 10^{14}. \quad (2.22)$$

Здесь напряженность электрического поля  $E$  выражена в единицах CGSE (1 CGSE соответствует 300 В/см),  $a_0$  – атомная единица длины.

Рассмотрим Штарк-эффект щелочного атома в состоянии  $ns$ , который одновременно испытывает воздействие поля ЭДМ спин-поляризованных атомов  $^{129}\text{Xe}$  и внешнего электрического поля  $E_0$ . Для определенности будем считать, что спин-поляризованные атомы  $^{129}\text{Xe}$  заполняют цилиндрический объем с радиусом  $R_0$ , а внешнее поле  $E_0$  однородно и направлено параллельно оси цилиндра. Выбранная конфигурация позволяет воспользоваться формулой (2.14) (для  $L \leq 0.25R_0$ )

$$E_{total} = E_0 - 4\pi P. \quad (2.23)$$

Положим

$$P = Nd, \quad (2.24)$$

где  $N$  – число спин-поляризованных атомов  $^{129}\text{Xe}$  в  $\text{cm}^3$ ,  $d$  – искомый ЭДМ, который примем равным

$$d = 2 \cdot 10^{-28} \text{ e} \cdot \text{cm} \approx 10^{-37} \text{ CGSE}, \quad (2.26)$$

что соответствует объявленным целям программ по поиску ЭДМ нейтрона [3] и атома  $^{129}\text{Xe}$  [9], [10]. Поскольку  $E_0 \gg 4\pi Nd$  из формул (2.20), (2.17),

(2.23) и (2.24) следует

$$\Delta E_{ns}/\hbar \approx I + \Delta I = - (0.7/2\pi) \cdot 10^3 n^7 \{E_0^2 - 8\pi N E_0 d\} \text{ Гц.} \quad (2.27)$$

Зависящая от искомого ЭДМ величина  $\Delta I \propto d$  есть

$$\Delta I = (17.5/2\pi) \cdot 10^3 n^7 E_0 d \text{ Гц.} \quad (2.28)$$

Для удобства сравнения  $\Delta I$  с основной характеристикой искомого эффекта ЭДМ в (1.3) величиной  $4 \cdot E_0 d / \hbar$ , перепишем (2.28) в виде

$$\Delta I = (4.4/2\pi) \cdot 10^{-4} n^7 (N/10^{20}) \cdot 4(E_0 d / \hbar) \text{ Гц.} \quad (2.29)$$

Здесь использовано то обстоятельство, что ниже будут рассматриваться значения  $N$  порядка  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Отношение  $\Delta I$  к основному члену  $I$  в (2.27) при  $N = 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и значению  $d$  из (2.26) равно

$$\Delta I/I = 8\pi N E_0 d / E_0^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-16} 1/E_0. \quad (2.30)$$

Из (2.22) следует, что квадратичный Штарк- эффект уровня  $ns$  описывается формулами (2.20), (2.27), (2.29) и (2.30) при условии выполнения неравенства (2.22), которое удовлетворяется при связанных между собой значениях  $n$  и  $E_0$ , приводимых в таблице (2.1). В этой таблице также даются значения  $\Delta I$  (2.29) и отношения  $\Delta I/I$  (2.30) для каждой из возможных пар параметров  $n$  и  $E_0$ . Принято  $N = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . В соответствии с неравенством (2.22) максимально допустимые значения  $E_0 \propto 1/n^5$ , а  $\Delta I \propto n^2$ .

Таблица 2.1.

n	20	100	150	200
$E_0 <$	1.7	$5.5 \cdot 10^{-4}$	$6.6 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$
$E_0[\text{В/см}] <$	500	$1.7 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$
$\Delta I/I$	$0.5 \cdot 10^{-16}$	$0.2 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-12}$
$\Delta I$ [Гц]	$2 \cdot 10^{-5}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$

Как видно из таблицы 2.1, наиболее перспективные значения величин находятся в последних трех столбцах (значения  $n \sim 100 \div 200$ ).

Необходимое при этом уменьшение поля  $E_0$  для удовлетворения (2.22) с избытком компенсируется фактором  $n^7$  в (2.29). Измеряемая величина  $\Delta I$ , по которой может быть определен ЭДМ  $d$  для  $n = 100$  и  $n = 200$  примерно в  $10^5$  превосходит величину  $\Delta\Omega/2\pi = 2 \cdot 10^{-8}$  Гц из (1.9). При этом отношение  $\Delta I/I$  сопоставимо по величине с  $\Delta\Omega/\Omega \approx 2 \cdot 10^{-11}$  из (1.9). Принципиальной схеме эксперимента, в котором может быть реализовано измерение Штарк-эффекта ридберговских атомов в электрическом поле (2.23), посвящен следующий раздел.

#### ***2.4. Принципиальная схема эксперимента по штарковскому сдвигу ридберговских уровней ns щелочных атомов.***

Возможна следующая принципиальная схема эксперимента по наблюдению Штарк эффекта возбужденных щелочных атомов. Вблизи поверхности объема со спин-поляризованными атомами  $^{129}\text{Xe}$  формируется коллимированный пучок щелочных атомов, который направляется на ионизационный детектор, регистрирующий только сильно возбужденные, ридберговские атомы. Скорость щелочных атомов  $v$  направлена по  $E_0$ . Вблизи объема со спин-поляризованным газом осуществляется двухфотонное (или двухступенчатое) лазерное возбуждение атомов пучка в одно из состояний  $ns$  с  $n \sim 100 \div 200$  (точное значение  $n$  несущественно). Двухфотонное возбуждение на встречных лазерных пучках позволяет минимизировать Доплер-эффект.

Перемешивание соседних состояний  $n$  с ближайшими соседями  $n \pm 1$ ,  $n \pm 2 \dots$  за счет теплового излучения стенок на пути от точки возбуждения состояний  $ns$  до детектора не играет роли. Это является спецификой обсуждаемой экспериментальной схемы, поскольку регистрируется поток возбужденных атомов (без определения сколь-нибудь точной их принадлежности к конкретному  $n$ ).

Упрощенно эксперимент представляется следующим образом. В кювете с поляризованной смесью  $^{129}\text{Xe}$  и  $^3\text{He}$  инициируется свободная

прецессия ядерных спинов в приложенном магнитном поле. Предполагается, что в атоме  $^{129}\text{Xe}$  существует ЭДМ ядра, а в атоме  $^3\text{He}$  ЭДМ ничтожно мал. Прецессия спина  $^{129}\text{Xe}$  в магнитном поле  $B$ , перпендикулярном плоскости  $E_0P$ , должна приводить к появлению переменного электрического поля (частота  $\Omega$ ), которое планируется измерять по штарковскому сдвигу ридберговского уровня  $ns$  щелочного атома. Для этого вблизи кюветы осуществляется лазерное двухфотонное возбуждение пучка щелочных атомов на уровень  $ns$ ,  $n \sim 100 - 200$ . Поток возбужденных атомов регистрируется на некотором удалении от кюветы ионизационным детектором. По сигналу с детектора частота лазера автоматически подстраивается на склон контура линии возбуждения уровня  $ns$ . Изменение частоты, обусловленное изменением приложенного электрического поля, есть мера штарковского сдвига уровня  $ns$ . Вклад члена  $\Delta I$  (2.29) выделяется из сигнала детектора на частоте  $\Omega$ . При этом сигнал на частоте прецессии  $^3\text{He}$  будет использоваться для контроля ложных эффектов. Процедура измерений калибруется путем изменения электрического поля  $E_0$  на известную величину.

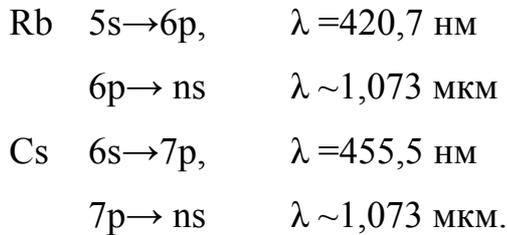
В качестве кандидата на роль ридберговского атома подходят щелочные атомы Rb и Cs. Для двухфотонного возбуждения  $n_0s \rightarrow ns$  ( $n_0$  – основное состояние,  $n \sim 100 \div 200$ ) требуются лазеры с длиной волны генерации  $\lambda \approx 0,59$  мкм и  $\lambda \approx 0,63$  мкм соответственно. В обоих случаях ближайший виртуальный уровень  $n_1p$  расположен таким образом, что дефект резонанса  $|E_{n_0s} + \hbar \omega - E_{n_1p}|$  слишком велик, порядка  $(0,1 \div 0,05) R_y \sim 10^{-12}$  эрг. В результате сечение двухфотонного возбуждения, примерно одинаковое для Rb и Cs, мало:

$$\sigma_{n_0s \rightarrow ns} \sim 10^{-39} \text{ см}^4 \cdot \text{сек}.$$

Имея ввиду непрерывный одночастотный лазер, следует рассчитывать на интенсивности  $F$  порядка  $10^{17} \div 10^{18}$  фотон $\cdot$ см $^{-2}$  $\cdot$ сек $^{-1}$ , что приводит к вероятности возбуждения  $W = \sigma F^2 \sim 10^{-3}$  сек $^{-1}$  (напомним, что атом находится

в лазерном пучке в течение времени пролета порядка  $10^{-4}$  сек). Приведенные оценки показывают, что в обсуждаемом эксперименте двухфотонное возбуждение практически невозможно.

В качестве альтернативы можно рассмотреть двухступенчатую схему  $n_0s \rightarrow n_1p \rightarrow ns$  :



Подобная двухступенчатая схема также оказывается малоприменимой. Дело в том, что остаточная доплеровская ширина контура возбуждения на второй ступени  $n_1p \rightarrow ns$ , несмотря на ее значительное уменьшение за счет поперечной накачки пучка, для длин волн оптического диапазона остается слишком большой.

Обсуждение данной проблемы содержится в разделе 2.6, посвященном времени накопления сигнала, которое необходимо для усреднения статистических ошибок. Показывается, что большим преимуществом обладает реализация конечной ступени возбуждения  $n_1p \rightarrow ns$  в инфракрасном диапазоне (10,6 мкм или  $\sim 100$  мкм), где доплеровское уширение намного меньше, чем в оптическом. В настоящее время доступны длины волн в режиме лазерной генерации в дальнем инфракрасном диапазоне при мощности более 100 мВт  $\lambda = 118,83$  мкм (генерация на молекулах  $\text{CH}_3\text{OH}$ ) и  $\lambda = 184,31$  мкм (генерация на молекулах  $\text{CH}_2\text{F}_2$ ). Это лазерная система "SIFIR-50" (накачка -  $\text{CO}_2$ -лазер с селекцией по длине волны) производства фирмы Coherent, Inc. Лазер накачки "GEM Select 50" обеспечивает большой набор длин волн генерации в диапазоне  $9,174 \div 10,835$  мкм при выходной мощности более 10 Вт. В том же разделе 2.6 приводятся наиболее реалистичные для настоящего проекта схемы возбуждения ридберговских состояний.

## 2.5. Ложные аппаратные эффекты.

Также как и в нейтронном эксперименте при реализации предлагаемого метода возникает неопределенность, связанная с необходимостью выделения искомого эффекта  $\Delta I \propto (\mathbf{E}_0 \mathbf{d} / \hbar)$  (2.29) на фоне ошибок как статистической природы  $\delta I_{\text{ст}}$ , так и систематических  $\delta I_{\text{ап}}$ . Среди последних наиболее опасны эффекты, проявляющиеся на частоте прецессии  $\Omega$  ядерного спина. Синхронная прецессия поляризации  $\mathbf{P}$  и намагниченности  $\mathbf{M}$  дают в точке нахождения щелочного атома вблизи шарового объема с радиусом  $R_0$  следующие электрические поля.

Поле квазистатического электрического диполя (см. раздел 2.2):

$$\mathbf{E}_{\text{ЭДМ}} = (4/3)\pi (R_0/R)^3 \{\mathbf{P} - 3(\mathbf{nP})\mathbf{n}\}. \quad (2.31)$$

Электрическое поле осциллирующего магнитного диполя  $\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}e^{-i\Omega t}$  формируется в области  $R \sim \lambda = 2\pi c/\Omega \approx 3 \cdot 10^7$  см (см. [13], [14]) и для интересующих нас расстояний  $R$  в ближней статической зоне  $R \ll \lambda$  несущественно.

В системе координат движущегося со скоростью  $\mathbf{v}$  щелочного атома на него действует поле

$$\mathbf{E}' = (1/c) (\mathbf{v} \times \mathbf{H}'), \quad (2.32)$$

здесь  $\mathbf{H}'$  – магнитное поле квазистатического магнитного диполя (см. [11], §29)

$$\mathbf{E}' = (1/c)(4\pi/3)(R_0/R)^3 \{\mathbf{v} \times [\mathbf{M} - 3(\mathbf{nM})\mathbf{n}]\}. \quad (2.33)$$

В формулах (2.31), (2.33)  $\mathbf{n}$  – единичный вектор, направленный из центра шара на щелочной атом.

Основной искомым эффект предлагаемого метода  $\Delta I \propto \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}$ , и ложный эффект, возникающий благодаря (2.33),  $\delta I_{\text{ап}} \propto \mathbf{E}_0 \mathbf{E}'$ , одинаково зависят от частоты прецессии  $\Omega$ . Дополнительная модуляция, модуляция электрического поля  $\mathbf{E}_0$ , позволяет отстроиться от некоторых ложных эффектов, например от вклада эффекта Зеемана, однако и  $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}$ , и  $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}'$  будут проявляться на одинаковых комбинационных частотах.

Рассмотрим подробнее эффект, возникающий благодаря движению щелочного атома, который мы назовем эффектом векторного произведения  $\mathbf{v} \times \mathbf{H}'$ . Этот эффект представляется наиболее опасным. Выполним оценки для конкретного случая, когда  $\mathbf{n}$  в (2.33) перпендикулярен плоскости  $(\mathbf{P}, \mathbf{E}_0)$ ,

$$\mathbf{H}' \sim (4/3)\pi \mathbf{M} = (4/3)\pi N \boldsymbol{\mu},$$

где  $\boldsymbol{\mu}$  – ядерный магнитный момент атома  $^{129}\text{Xe}$ ,  $\mu \sim 10^{-24}$  эрг/Гс (напомним, что  $d \sim 10^{-37}$  CGSE).

В системе координат движущегося щелочного атома наводится электрическое поле

$$\mathbf{E}' = (1/c) (\mathbf{v} \times \mathbf{H}'). \quad (2.34)$$

Поэтому в выражении для штарковского сдвига (2.27) кроме члена  $\Delta I$ , пропорционального  $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{\text{ЭДМ}} = (4/3)\pi N \mathbf{E}_0 \mathbf{d}$ , появляется дополнительный член

$$\delta I_{\text{ап}} \propto \mathbf{E}_0 \mathbf{E}' = (1/c) \mathbf{E}_0 (\mathbf{v} \times \mathbf{H}'). \quad (2.35)$$

В эксперименте должны быть предусмотрены условия минимизации (2.35). Если скорость  $\mathbf{v}$  направлена по  $\mathbf{E}_0$ , именно это предусмотрено выше в описании принципиальной схемы эксперимента, то  $\mathbf{E}'$  в (2.34) перпендикулярно  $\mathbf{E}_0$  и скалярное произведение  $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}'$  равно нулю. То же самое утверждение  $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}' = 0$  справедливо и для других скоростей  $\mathbf{v}$ , пока они остаются в плоскости  $(\mathbf{E}_0, \mathbf{P})$ . При небольшом отклонении скорости  $\mathbf{v}$  от плоскости  $(\mathbf{E}_0, \mathbf{P})$  имеем в (2.35)

$$\mathbf{E}_0 \mathbf{E}' \sim (v_{\perp}/c) E_0 H', \quad (2.36)$$

где  $v_{\perp}$  - нормальная к плоскости  $(\mathbf{E}_0, \mathbf{P})$  компонента скорости  $\mathbf{v}$ , причем при изменении знака  $v_{\perp}$  величина  $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}'$  меняет знак. Это означает, что при усреднении по распределению скоростей щелочных атомов в пучке эффект  $\mathbf{v} \times \mathbf{H}'$  может быть подавлен.

Исключительно важным представляется то обстоятельство, что в предлагаемом эксперименте возможен абсолютно надежный контроль неусредненного, остаточного эффекта  $\mathbf{v} \times \mathbf{H}'$ . Дело в том, что в одной

кювете, в полностью тождественных условиях, осуществляется поляризация ядерных спинов атомов  $^{129}\text{Xe}$  и  $^3\text{He}$ . Поскольку ЭДМ ядра  $^3\text{He}$  должен быть много меньше ЭДМ ядра  $^{129}\text{Xe}$ , по сигналу на частоте прецессии ядерного спина  $^3\text{He}$  можно контролировать результат усреднения величины  $\delta I_{\text{ап}}$  (2.35) (на этой частоте  $\Delta I = 0$ ).

Выше уже отмечалось, что в предлагаемом методе значительно снижены требования к стабильности и контролируемости магнитного поля **В**. Частота прецессии не является основной измеряемой величиной, а служит лишь индикатором вклада  $\Delta I$  в сигнал. В результате снимаются очень жесткие требования к магнитным экранам и к контролю **В**. Взамен возникает необходимость в экранировке от случайных электрических полей, прежде всего на частоте  $\Omega$ .

Анализ других возможных систематических ложных эффектов и их контроля может быть дан после детальной разработки экспериментального комплекса и принятой конфигурации эксперимента.

### **2.6. Статистические ошибки.**

Время накопления сигнала  $T$ , необходимое для усреднения статистического шума в предлагаемом методе поиска ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$ , определим из следующего соотношения:

$$\Delta I / (\Delta\omega / 2\pi) = 1 / (N_{\text{ns}} T)^{1/2}. \quad (2.37)$$

Здесь  $\Delta I$  – измеряемый эффект (2.29) (см. также таблицу 2.1),  $\Delta\omega$  – ширина спектра возбуждения,  $N_{\text{ns}}$  [1/сек] – поток возбужденных атомов в состоянии  $ns$ , достигающих ионизационного детектора. В случае двухфотонного возбуждения ширина  $\Delta\omega$  определяется пролетным уширением  $\Delta\omega_{\tau} = 1/\tau$ . Для выбранных выше щелочных атомов Rb и Cs применение двухфотонного возбуждения вызывает затруднение вследствие малости эффективного сечения  $\sigma_{n0s \rightarrow ns} \sim 10^{-39} \text{ см}^4 \cdot \text{сек}$  (см. раздел 2.4). Поэтому ниже рассматривается только ступенчатое возбуждение. В этом случае  $\Delta\omega$  есть доплеровская ширина

$$\Delta\omega_D = \omega v_{\perp}/c = 2\pi v_{\perp}/\lambda,$$

где  $v_{\perp}$  -- поперечная составляющая скорости щелочного атома. В результате левая часть соотношения (2.37) примет вид  $\Delta l \lambda / v_{\perp}$ . Полагая  $\Delta l = 10^{-3}$  Гц (см. таблицу 2.1), а  $v_{\perp} \sim 10^{-3}v \approx 10$  см/сек, получим

$$T \sim (10^4 / \lambda)^2 / N_{ns} \text{ сек.} \quad (2.38)$$

В простейшем варианте двухступенчатого возбуждения  $n_0s \rightarrow n_1p \rightarrow ns$  длина волны перехода  $n_1p \rightarrow ns$  примерно равна  $\lambda \approx 10^{-4}$  см (см. раздел 2.4). Принимая  $N_{ns} \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$  имеем

$$T \sim 10^8 \text{ сек.} \quad (2.39)$$

Ситуацию можно существенно улучшить, если использовать для возбуждения перехода конечной ступени  $n_1p \rightarrow ns$  инфракрасные лазеры. В соответствии с (2.38)

$$\begin{aligned} \text{для } \lambda \approx 10 \text{ мкм} \quad T &\sim 10^6 \text{ сек,} \\ \text{для } \lambda \approx 100 \text{ мкм} \quad T &\sim 10^4 \text{ сек.} \end{aligned} \quad (2.40)$$

Для  $\lambda \approx 100$  мкм доплеровская ширина линии возбуждения выходит на уровень времяпролетной ширины, поэтому дальнейшее увеличение длины волны возбуждения нецелесообразно.

Для возбуждения  $n_1p \rightarrow ns$  лазером с  $\lambda \approx 10$  мкм необходимо осуществлять возбуждение с уровня с  $n_1 \approx 14 \div 17$ , для возбуждения  $n_1p \rightarrow ns$  лазером с длиной волны  $\lambda \approx 100$  мкм необходимы уровни с  $n_1 \approx 33 \div 38$ . Сказанное одинаково относится к атомам Rb и Cs.

Ниже, в качестве примера, приводятся схемы возбуждения состояния ns с помощью ИК лазеров  $\lambda \approx 10,6$  мкм и  $\lambda \approx 100$  мкм.

Rb

$$5s \rightarrow 5p \quad \lambda \approx 0,795 \text{ мкм,}$$

$$5p \rightarrow 7s \quad \lambda \approx 0,741 \text{ мкм,}$$

$$7s \rightarrow 14p \quad \lambda \approx 1,54 \text{ мкм,}$$

$$14p \rightarrow ns \quad \lambda \approx 10,6 \text{ мкм}$$

или

$$7s \rightarrow 34p \quad \lambda \approx 1,36 \text{ мкм},$$

$$34p \rightarrow ns \quad \lambda \approx 100 \text{ мкм}.$$

Cs

$$6s \rightarrow 6p \quad \lambda \approx 0,852 \text{ мкм},$$

$$6p \rightarrow 8s \quad \lambda \approx 0,794 \text{ мкм},$$

$$8s \rightarrow 14p \quad \lambda \approx 1,64 \text{ мкм},$$

$$14p \rightarrow ns \quad \lambda \approx 10,6 \text{ мкм}$$

или

$$8s \rightarrow 34p \quad \lambda \approx 1,43 \text{ мкм},$$

$$34p \rightarrow ns \quad \lambda \approx 100 \text{ мкм}.$$

Детализация приведенных схем возбуждения ридберговского состояния ns будет проведена с учетом доступности и рабочих параметров необходимых лазеров. Высокие требования по частотным параметрам (ширина спектра, стабильность) предъявляются к лазеру последней ступени. Лазеры промежуточных ступеней должны обеспечить такую интенсивность излучения  $F$  [1/см<sup>2</sup>сек], чтобы вероятность поглощения  $\sigma_{\gamma',\gamma} F$  [1/сек] превышала обратное время пролета рабочей зоны  $1/\tau$  [1/сек] и вероятность радиационного распада заселяемого уровня  $A_{\gamma}$  [1/сек].

В условиях, когда доплеровская ширина перехода  $\Delta\omega_D$  превышает  $1/\tau$  и  $A_{\gamma}$ , сечение поглощения определяется соотношением

$$\sigma_{\gamma',\gamma} \approx \lambda^3 A_{\gamma,\gamma'} / 8\pi v_{\perp} \sim 5 \cdot 10^{-3} \lambda^3 A_{\gamma,\gamma'}. \quad (2.41)$$

Приведем порядок величины  $A_{\gamma,\gamma'}$  для рассматриваемых в схеме возбуждения переходов и соответствующие сечения поглощения  $\sigma_{\gamma',\gamma}$ :

$$\begin{aligned} A_{ns,35p} &\sim 1 \text{ сек}^{-1}; & \sigma_{35p,ns} &\sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2, \\ A_{35p,8s} &\sim 5 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}; & \sigma_{8s,35p} &\sim 5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2, \\ A_{8s,6p} &\sim 10^6 \text{ сек}^{-1}; & \sigma_{6p,8s} &\sim 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2, \\ A_{6p,6s} &\sim 10^7 \text{ сек}^{-1}; & \sigma_{6s,6p} &\sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2. \end{aligned} \quad (2.42)$$

При  $F \sim 10^{17} \div 10^{18}$  [1/см<sup>2</sup>сек] условие  $\sigma_{\gamma,\gamma} F \gg A_{\gamma}$  выполняется для всех переходов в (2.42). В расчетах сил осцилляторов переходов использовалась программа FAS [17].

Неравенства  $\sigma_{\gamma,\gamma} F \gg A_{\gamma}$ ,  $1/\tau$  обеспечивают с учетом вынужденного излучения условие насыщения населенностей промежуточных состояний.

Примем, что переходы через промежуточные состояния осуществляются через уровни  $^2P_{1/2}$ , а не через уровни  $^2P_{3/2}$ , тогда населенности на выходе из рабочей зоны  $N(\text{out})$  примерно равны. Для примера приведем данные для Cs.

$$N_{6p}(\text{out}) \approx N_{8s}(\text{out}) \approx N_{35p}(\text{out}) \approx 0,2 N_0, N_{ns}(\text{out}) \approx 0,2 \cdot N_{35p}(\text{out}), \quad (2.43)$$

где  $N_0$  -полный поток щелочных атомов в основном состоянии  $n_0s$  на входе в рабочую зону.

Отметим, что в потоке на детектор останутся только возбужденные ns атомы. Наиболее долгоживущее из остальных участвующих в схеме возбуждения состояние  $35p$  характеризуется полной вероятностью радиационного распада  $A_{35p} \sim 10^4 \text{сек}^{-1}$ .

$$\text{Rb } 35p \ ^2P_{1/2}, A_{\gamma}=1 \cdot 10^4 \text{сек}^{-1}; \ 35p \ ^2P_{3/2}, A_{\gamma}=1,1 \cdot 10^4 \text{сек}^{-1};$$

$$\text{Cs } 35p \ ^2P_{1/2}, A_{\gamma}=2 \cdot 10^4 \text{сек}^{-1}; \ 35p \ ^2P_{1/2}, A_{\gamma}=2,2 \cdot 10^4 \text{сек}^{-1}.$$

За время пролета расстояния до детектора ( $L \sim 50 \text{см}$ ) состояние  $35p$  распадется практически полностью.

Особое внимание следует уделить процессам девозбуждения атомов в состоянии ns на пути от рабочей зоны до детектора. В соответствии с (2.19) радиационное время жизни водородоподобного уровня с  $n \sim 100$ , усредненное по всем подуровням этого уровня,  $\approx 0,1$  сек. Для состояния ns,  $n \sim 100$ , это время может быть существенно меньшим. Расчет суммарной вероятности радиационного распада состояний ns,  $n=100$  и  $n=150$ , для рубидия и цезия, выполненный по программе FAS [17], дал следующие результаты:

$$\text{Rb } A_{100s} \approx 750 \text{сек}^{-1}, \quad A_{150s} \approx 220 \text{сек}^{-1},$$

$$Cs \quad A_{100s} \approx 1100 \text{ сек}^{-1}, \quad A_{150s} \approx 330 \text{ сек}^{-1}.$$

Это означает, что поток атомов цезия в состоянии 150s, достигающих детектора, который находится на расстоянии  $L = 50$  см от рабочей зоны, будет

$$N_{150s} = N_{150s}(\text{out})e^{-1,6} \approx 0.2 \cdot N_{150s}(\text{out}).$$

Оценки процессов фотоионизации с уровня ns и всех промежуточных возбужденных уровней под действием всех используемых в схеме лазеров показали, что за время  $\tau$  эти процессы не играют роли. Фотоионизация состояния ns,  $n \sim 100$ , тепловым излучением стенок за время  $t = L/v$  пренебрежимо мала.

Приведенные в этом разделе оценки будут уточнены при выборе окончательного варианта эксперимента. Тем не менее, они показывают, что, осуществляя возбуждение  $n_1p \rightarrow ns$  лазером "SIFIR-50" ( $\lambda = 118,83$  мкм или  $\lambda = 184,31$  мкм, см. раздел 2.4), можно обеспечить вполне приемлемое время накопления  $T \leq 10^6$  сек, необходимое для определения ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  с точностью на уровне  $2 \cdot 10^{-28}$  е·см. При этом учтена возможность дополнительных потерь в концентрации  $N_{ns}$  сверх обсуждаемых выше: понижение концентрации спин-поляризованного ксенона до уровня  $N \approx 1 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ , некоторое увеличение поперечной скорости в пучке  $v_{\perp}$  и т.п. Принятое время накопления обеспечивается при начальном потоке  $N_0 \sim 10^{10}$  сек $^{-1}$ .

### 3. Заключение. Программа «Новый метод поиска ЭДМ атома $^{129}\text{Xe}$ ».

Наиболее популярная в физике элементарных частиц и ядерной физике стандартная модель предсказывает значения ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  на уровне

$$|d(^{129}\text{Xe})| \sim 10^{-34} - 10^{-36} \text{ е·см.}$$

Дискутируемые в литературе ожидаемые значения ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  в

результате выхода теории за рамки стандартной модели составляют [15], [16]

$$d(^{129}\text{Xe})| \sim 10^{-27} - 10^{-29} \text{ e}\cdot\text{cm}.$$

Последний эксперимент по поиску ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  дал следующий результат [5]

$$d(^{129}\text{Xe})| < 4 \cdot 10^{-27} \text{ e}\cdot\text{cm}.$$

Таким образом, новые эксперименты по ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  могут дать важную информацию для физики вне рамок стандартной модели.

В настоящей записке предлагается новый метод поиска ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$ , основанный на регистрации электрического поля ЭДМ спин-поляризованных атомов  $^{129}\text{Xe}$ , по вкладу этого поля в штарковский сдвиг сильно возбужденных (ридберговских) уровней ns щелочных атомов. В предлагаемом методе непосредственно измеряемая величина  $\Delta I$  (2.29) превышает измеряемую величину метода работы [5], а также величину  $\Delta\Omega$  из (1.1) в планируемых экспериментах [9,10], на несколько порядков (вплоть до  $10^4 - 10^5$ ).

Спецификой предлагаемого метода является то, что центр тяжести эксперимента переносится на точность частотных измерений в инфракрасном диапазоне длин волн штарковского сдвига уровней ридберговских атомов под воздействием ЭДМ атомов  $^{129}\text{Xe}$ . Требования к высокоточному измерению частоты прецессии ядерного спина  $\Omega$  в магнитном поле  $\mathbf{B}$  и требования к стабильности этого поля многократно снижены.

На ближайшие годы в ФИАН планируется следующая программа исследований по теме «Новый метод поиска ЭДМ атомов  $^{129}\text{Xe}$ »

2005 – 2007гг. Модернизация установки ФИАН по спин-поляризации атомов благородных газов. Спин-поляризация смеси  $^{129}\text{Xe}$  и  $^3\text{He}$  в одной кювете. Плотность спин-поляризованных атомов ксенона  $N(^{129}\text{Xe}) \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и спин-поляризованных атомов гелия  $N(^3\text{He}) \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

2005 – 2007гг. Разработка метода измерения малых электрических полей по штарковскому сдвигу уровней ридберговских атомов. Разработка и создание электрометра для частот  $\sim 1$  кГц.

2008 – 2010гг. Разработка и создание комплекса для поиска и измерения ЭДМ атома  $^{129}\text{Xe}$  на уровне  $10^{-28}$  е·см.

Выражаем благодарность нашим коллегам А.В. Акимову, И.Л. Бейгману, В.А. Исакову, Н.Н. Колачевскому, А.В. Масалову, С.Г. Раутиану, В.Р. Скою, И.Ю. Толстихиной за обсуждения и помощь в работе над проектом.

## Литература

1. I.B.Khriplovich, S.K.Lamoreaux: “CP Violation Without Strangeness” Springer Verlag, New York 1977.
2. P.G.Harris et al. Phys.Rev.Lett **82**, 904, 1999
3. E.A.Aleksandrov et.al: “A new Precision Measurement of the Neutron Electric Dipole Moment (EDM), 2002, <http://www.ucn.web.psi.ch>.
4. T.G.Vold, F.J.Raab, B.R.Heckel, E.N.Forston, Phys.Rev.Lett.**52**, 2229, 1984.
5. J.P.Jacobs... E.M.Fortson. Phys.Rev. **A 52**, 3531, 1995.
6. V.R.Skoy, Yu.V.Prokofichev, V.N.Sorokin, N.N.Kolachevski, I.I.Sobelman, Nuclear Instruments and Methods in Physical Research **F501**, 547, 2003.
7. Н.Н.Колачевский, Ю.В.Прокофьевичев, В.Р.Ской, И.И.Собельман, В.Н.Сорокин Квантовая электроника **33**, № 1, 18, 2003.
8. D.Bear, R.E.Stoner, R.L.Walsworth, V.A.Kostelesky, C.D.Lane. Phys.Rev.Letters **83**, № 24, 5038, 2000.
9. M.A.Rosenberry, T.E.Chupp. Phys.Rev.Lett. **86**, 22, 2001.
10. M.V. Romalis, <http://www.atomic.priceton.edu/romalis/CP/>, 2004
11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц «Электродинамика сплошных сред». Москва, «Наука», 1982 г.
12. И.Е. Тамм «Теория электричества», 1946г, Москва, Физматгиз.
13. И.И. Собельман «Введение в теорию атомных спектров», 1977г., «Наука»; I.I. Sobelman “Atomic Spectra and Radiative Transitions”,Springer Verlag, 1992.
14. Дж. Джексон «Классическая электродинамика», 1965г., «Мир», Москва; J.D. Jackson “Classical Electrodynamics”, Wiley & Sons, New York, 1962.
15. E. D. Commins “CP Violation in Atomic and Nuclear Physics,”

<http://www.slac.stanford.edu/gen/meeting/ssi/1999/media/commins.pdf>

16. A. Yoshimi, K. Asahi, S. Emori, M. Tsukui (RIKEN, Tokyo Institute of Technology) "Nuclear spin maser with a novel masing mechanism and its application to the search for an atomic EDN in  $^{129}\text{Xe}$ ", 2004, [http://www.nucl.phys.titech.ac.jp/~sqs04/presentation/SQS04\\_220pm\\_6\\_Yoshimi.pdf](http://www.nucl.phys.titech.ac.jp/~sqs04/presentation/SQS04_220pm_6_Yoshimi.pdf).
17. Ming Feng Gu "Flexible Atomic Code" (FAC), Center for Space Research, MIT.