

О возможности поляризации атомов и ядер импульсными электромагнитными полями без использования сверхнизких температур

Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 апреля 2007 г.

После переработки 14 мая 2007 г.

Предлагается метод быстрой и глубокой поляризации системы сверхтонких подуровней основного состояния атома, имеющего возбужденный оптический уровень, с помощью двухкомпонентных СВЧ импульсов. Предполагается, что импульс оптического бихроматического поля, индуцирующий переходы между основным и возбужденным уровнями атома, в условиях осуществления эффекта когерентного пленения населенностей создаст когерентность в системе сверхтонких подуровней основного состояния атома, а после этого импульсы резонансного СВЧ поля произведут поляризацию равно заселенных подуровней основного состояния этого атома. Предлагаемый метод поляризации может быть применен для построения новых схем для квантовых компьютеров, в оптических экспериментах с использованием ионов редкоземельных элементов для преобразования импульсов, проходящих через резонансную среду, а также при создании поляризованных ядерных мишеней.

PACS: 03.67.Lx, 29.25.Pj, 32.80.Pj

Проблема поляризации атомов и ядер по-прежнему остается актуальной. Возможности методов поляризации ядер с помощью охлаждения образцов до сверхнизких температур практически исчерпаны. Более перспективными являются оптические методы поляризации. Одним из наиболее известных оптических методов поляризации сверхтонких уровней является метод оптической накачки – метод Кастлера [1], который не нуждается в очень низких температурах, но не свободен от мешающего воздействия эффекта Доплера. Использование его также затруднено в случае существования в атоме метастабильных уровней между основным и возбужденными состояниями.

В данной работе предлагается способ поляризации атомов и ядер, который практически свободен от влияния эффекта Доплера и не зависит от присутствия атомных метастабильных состояний. Этот способ основывается на широко известном в оптике явлении когерентного пленения населенностей (КПН) атомных уровней при воздействии на атом бихроматического лазерного поля. В ряде работ авторами данной статьи был рассмотрен эффект КПН в случае воздействия импульсных полей [2]. Рассматриваемый метод позволит быстро поляризовать первоначально равно заселенные сверхтонкие подуровни основного состояния атома. В предлагаемой статье обсуждается возможность использования предлагаемого метода поляризации для создания квантовых компьютеров и поляризованных ядерных мишеней.

1. Метод поляризации. Положим, что воздействие импульсного бихроматического оптического поля на атом происходит по Λ -схеме. Пусть основное состояние атома расщеплено на три равно заселенных неэквидистантных сверхтонких подуровня. Возбужденный уровень атома (на рис.1 и 2 уровень 4) не заселен и связан с двумя из трех подуровней ос-

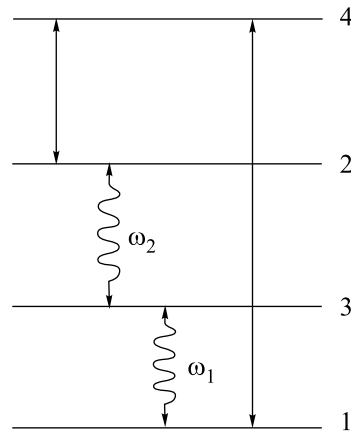


Рис.1. Схема №1 взаимодействия атома с оптическим бихроматическим полем (прямые стрелки) и с бихроматическим СВЧ полем (волнистые стрелки). 1, 2 и 3 – подуровни основного состояния атома, 4 – возбужденное состояние атома

новного состояния бихроматическим оптическим полем (см. рис.1 и рис.2). Переходы, индуцированные

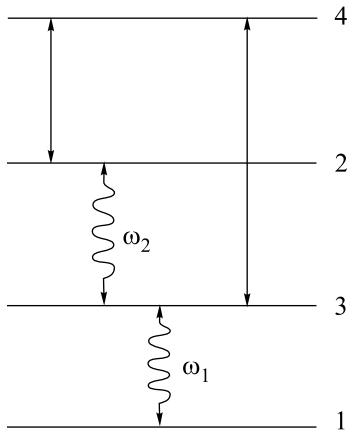


Рис.2. Схема №2 взаимодействия атома с оптическим бихроматическим полем (прямые стрелки) и с бихроматическим СВЧ полем (волнистые стрелки). 1, 2 и 3 – подуровни основного состояния атома, 4 – возбужденное состояние атома

этим полем, отмечены на рисунках прямыми стрелками. Населенности уровней определяются величинами $\rho_{ii}(t) = |a_i(t)|^2$. Будем считать, что оптический импульс имеет прямоугольную форму. В начале импульса, при $t = 0$, населенность $\rho_{ii}(0) = A_i^2$. Поскольку из эксперимента могут быть известны лишь населенности, то амплитуды населенности известны с точностью до знака $\pm A_i$. Начальные условия для задачи описания взаимодействия бихроматического оптического поля с атомом задаются соотношениями $A_1^2 = A_2^2 = A_3^2 = 1$; $A_4 = 0$.

Известно, что в процессе взаимодействия атома с бихроматическим когерентным резонансным оптическим полем и в результате последующих быстрых спонтанных оптических переходов из возбужденного в основное состояние осуществляется явление когерентного пленения населенностей (см., например, [3]), которое характеризуется тем, что населенность возбужденного уровня остается практически нулевой. При этом подуровни основного состояния, связанные с возбужденным уровнем бихроматическим оптическим полем, при достаточной длительности импульса этого поля оказываются в особом когерентном состоянии. Будем считать, что условия, накладываемые на параметры оптического бихроматического поля, соответствуют условиям, обычно выполняемым при эффекте когерентного пленения населенностей, в частности, равенства раби-частот компонент поля. Если взаимодействие с оптическим полем происходит по схеме, представленной на рис.1, то подуровни основного уровня атома оказываются в состоянии

$$\Psi = |1\rangle - |2\rangle \pm |3\rangle, \quad (1)$$

где $|i\rangle$ – волновые функции соответствующих подуровней. При этом сохраняется неопределенность по знаку подуровня 3. Если взаимодействие атома с оптическим полем происходит согласно схеме рис.2, то подуровни основного уровня атома оказываются в состоянии

$$\Psi = |2\rangle - |3\rangle \pm |1\rangle. \quad (2)$$

При этом сохраняется неопределенность по знаку амплитуды подуровня 1. Можно рассмотреть схему, когда с возбужденным уровнем 4 оптическим полем связаны подуровни 1 и 3, но такая схема качественно эквивалентна схеме, представленной на рис.2. Подуровни основного состояния при этом остаются равно населенными. Время, за которое формируется это когерентное состояние, сравнимо с временем жизни возбужденного уровня атома ($\sim 10^{-8}$ с) [4].

Представим, что через время, настолько малое, что в системе подуровней основного состояния атома сохраняется когерентность, на атом, находящийся в описанном выше особом состоянии, воздействует импульс бихроматического СВЧ поля, резонансного системе этих подуровней. Найдено, что таким образом можно осуществить глубокую и быструю поляризацию равно населенных подуровней его основного состояния. Предполагается, что время включения СВЧ поля также мало по сравнению со временем релаксации когерентности подуровней. Импульсы СВЧ поля мы также полагаем прямоугольными. Взаимодействие СВЧ поля с системой сверхтонких подуровней происходит по Ξ -схеме. На рис.1 и 2 переходы под воздействием компонент СВЧ поля обозначены волнистыми стрелками.

Взаимодействие системы подуровней атома с резонансным бихроматическим СВЧ полем описывается системой уравнений временной теории возмущений:

$$\begin{aligned} da_1(t)/dt &= -iV_1 \exp(i\varphi_1 + i\delta_1 t) a_3(t), \\ da_2(t)/dt &= -iV_2 \exp(-i\varphi_2 - i\delta_2 t) a_3(t), \\ da_3(t)/dt &= -iV_1 \exp(-i\varphi_1 - i\delta_1 t) a_1(t) - \\ &\quad -iV_2 \exp(i\varphi_2 + i\delta_2 t) a_2(t). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $V_{1,2}$ – матричные элементы взаимодействия атома с компонентами бихроматического СВЧ поля; φ_1 и φ_2 – фазы компонент этого поля, а δ_1 и δ_2 – отстройки частоты соответствующей компоненты от резонансного значения.

Для состояния системы подуровней вида

$$\Psi = A_1|1\rangle + A_2|2\rangle \pm A_3|3\rangle, \quad (4)$$

частным случаем которого является состояние (1), из (3) в резонансном приближении получены выражения для населенностей $\rho_{ii}(t)$ как функций длительности импульса СВЧ поля:

$$\begin{aligned}\rho_{11} &= A_1^2 Z_1^2 / \Omega^4 + A_2^2 V_1^2 V_2^2 Z_3^2 / \Omega^4 + A_3^2 V_1^2 \sin^2 X / \Omega^2 - \\ &\quad - 2A_1 A_2 V_1 V_2 Z_1 Z_3 \cos(\varphi_1 + \varphi_2) / \Omega^4, \\ \rho_{22} &= A_1^2 V_1^2 V_2^2 Z_3^2 / \Omega^4 + A_2^2 Z_2^2 / \Omega^4 + A_3^2 V_2^2 \sin^2 X / \Omega^2 - \\ &\quad - 2A_1 A_2 V_1 V_2 Z_2 Z_3 \cos(\varphi_1 + \varphi_2) / \Omega^4, \\ \rho_{33} &= A_1^2 V_1^2 \sin^2 X / \Omega^2 + A_2^2 V_2^2 \sin^2 X / \Omega^2 + A_3^2 \cos^2 X + \\ &\quad + 2A_1 A_2 V_1 V_2 \sin^2 X \cos(\varphi_1 + \varphi_2) / \Omega^2, \\ Z_1 &= V_2^2 + V_1^2 \cos X, \quad Z_2 = V_1^2 + V_2^2 \cos X, \\ Z_3 &= 1 - \cos X, \quad X = \Omega t, \quad \Omega^2 = V_1^2 + V_2^2.\end{aligned}\quad (5)$$

Формулы (5) получены для $\delta_1 = \delta_2 = 0$ и при этом были учтены оба значения начальной амплитуды населенности подуровня 3.

На рис.3 представлены временные зависимости населенностей подуровней основного состояния в

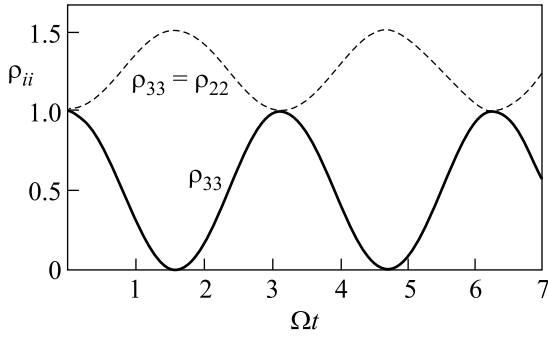


Рис.3. Зависимость населенностей подуровней основного состояния атома от продолжительности импульса СВЧ поля при воздействии на атом оптического и СВЧ полей по схеме рис.1

процессе взаимодействия с бихроматическим СВЧ импульсом, рассчитанные по формулам (5) для $A_1 = 1$, $A_2 = -1$, $A_3^2 = 1$; $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$; $V_1 = V_2$. Видно, что для импульсов СВЧ поля длительностью $\Omega t = \pi/2; 3\pi/2...$ для первоначально равно населенных подуровней получаем $\rho_{11} = 3/2$, $\rho_{22} = 3/2$, $\rho_{33} = 0$, то есть третий подуровень будет полностью очищен.

Выражения для населенностей подуровней в процессе взаимодействия атома с СВЧ полем по схеме рис.2 как функции длительности импульса этого поля для состояния системы подуровней вида

$$\Psi = A_2|2\rangle + A_3|3\rangle \pm A_1|1\rangle, \quad (6)$$

частным случаем которого является состояние (2), имеют вид

$$\begin{aligned}\rho_{11} &= A_1^2 Z_1^2 / \Omega^4 + A_2^2 V_1^2 V_2^2 Z_3^2 / \Omega^4 + A_3^2 V_1^2 \sin^2 X / \Omega^2 + \\ &\quad + 2A_2 A_3 V_1^2 V_2 Z_3 \sin X \sin \varphi_2 / \Omega^3; \\ \rho_{22} &= A_1^2 V_1^2 V_2^2 Z_3^2 / \Omega^4 + A_2^2 Z_2^2 / \Omega^4 + A_3^2 V_2^2 \sin^2 X / \Omega^2 - \\ &\quad - 2A_2 A_3 V_2 Z_2 \sin X \sin \varphi_2 / \Omega^3; \\ \rho_{33} &= A_1^2 V_1^2 \sin^2 X / \Omega^2 + A_2^2 V_2^2 \sin^2 X / \Omega^2 + A_3^2 \cos^2 X + \\ &\quad + A_2 A_3 V_2 / \Omega \sin \varphi_2 \sin(2X).\end{aligned}\quad (7)$$

При выводе этих формул были учтены оба значения начальной амплитуды населенности подуровня 1 и было положено $\delta_1 = \delta_2 = 0$.

На рис.4 приведены графики населенностей подуровней основного состояния, рассчитанные по фор-

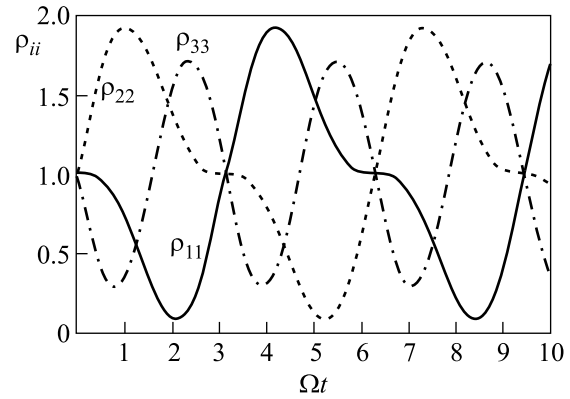


Рис.4. Зависимость населенностей подуровней основного состояния атома от продолжительности импульса СВЧ поля при воздействии на атом оптического и СВЧ полей по схеме рис.2

мулам (7) для $A_1^2 = 1$, $A_2 = 1$, $A_3 = -1$; $\varphi_2 = \pi/2$; $V_1 = V_2$. Видно, что в этом случае, задавая соответствующую длительность СВЧ поля, можно создать ситуацию, при которой любой один из подуровней будет заселен значительно меньше остальных, что соответствует одному из состояний кутрита-системы из трех квантовых уровней. Меняя длительность СВЧ импульса, можно менять поляризацию системы из двух подуровней, например, 1 и 2, что соответствует двум состояниям кубита.

Из формул (5) и (7) следует, что если в рассматриваемой равно заселенной системе подуровней основного состояния не внесено предварительно когерентности, то перекрестные члены из-за усреднения по знаку начальных значений амплитуд отсутствуют и поляризации атома не происходит.

В то же время, расчеты по формулам (5) и (7) показывают, что, поляризовав подуровни основного состояния атома описанным выше способом, можно с помощью дальнейших воздействий импульсами СВЧ поля получить разнообразные картины заселения подуровней. При этом сохранение когерентности в системе не обязательно. В этом случае перекрестные члены в формулах (5) и (7) отсутствуют, обе формулы совпадают, но часть осциллирующих членов в них при этом сохраняется, что и приводит при неравных начальных населенностях подуровней к их дальнейшей поляризации. Для примера на рис.5 и 6

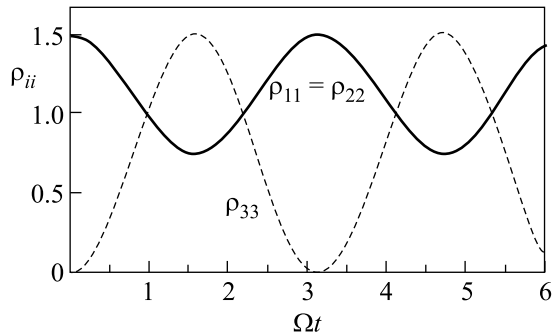


Рис.5. Зависимость населенностей подуровней основного состояния атома от длительности второго импульса СВЧ поля. В начале действия импульса населенности равны населенностям, получаемым при длительности первого СВЧ импульса, равной 1.5, действующего по схеме рис.1 (см. рис.3). При расчете считалось, что когерентность в системе отсутствует

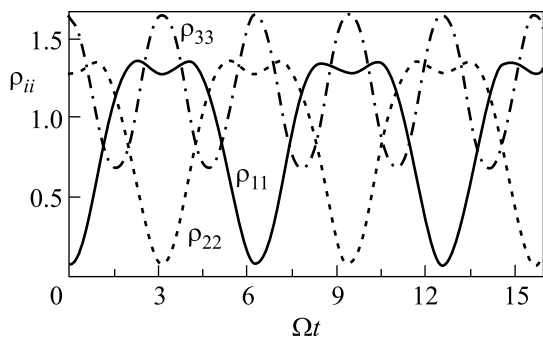


Рис.6. Зависимость населенностей подуровней основного состояния атома от длительности второго импульса СВЧ поля. В начале действия импульса населенности равны населенностям, получаемым при длительности первого СВЧ импульса, равной 2.2, действующего по схеме рис.2 (см. рис.4). При расчете считалось, что когерентность в системе отсутствует

представлены результаты расчетов воздействия вторых импульсов СВЧ поля, воздействующих на атом

через промежуток времени, больший времени поперечной релаксации основного состояния этого атома. На рис.5 показан результат воздействия второго импульса СВЧ в случае, когда оптический импульс воздействовал на атом по схеме рис.1, а на рис.6 — когда он воздействовал по схеме, представленной на рис.2. При расчете полагалось, что длительность первого импульса СВЧ поля Ωt для рис.5 равна 1.5 (соответствующее распределение населенностей см. на рис.3) и равна 2.2 для рис.6 (соответствующее распределение населенностей см. на рис.4).

Преимуществом предлагаемого метода поляризации основного состояния атома является то, что процесс воздействия бихроматических полей является относительно свободным от влияния доплеровского уширения. Действительно, в атоме, движущемся со скоростью \mathbf{v} , резонанс на частоте каждой из компонент будет иметь место при $\omega_i + \mathbf{k}_i \mathbf{v}$. Область наиболее эффективного воздействия двухкомпонентного поля определяется величиной $(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{v}$, которая зависит от направления волновых векторов компонент поля и может быть малой. Учет влияния движения атома на процессы переселения подуровней можно осуществить введением во временные уравнения, описывающие взаимодействие трехуровневой системы с бихроматическим полем, отстроек частот компонент поля от резонансных значений, которым можно придать смысл доплеровских отстроек, вычисленных в нерелятивистском пределе:

$$\delta_1 = \omega_1 v / c \cos \theta_1; \quad \delta_2 = \omega_2 v / c \cos \theta_2, \quad (8)$$

где ω_1 и ω_2 — частоты компонент СВЧ поля (см. рис.1 и 2). θ_1 и θ_2 — углы между волновыми векторами соответствующих компонент поля и вектором скорости движения атома; c — скорость света. В литературе указывалось на то, что эффект КПН относительно устойчив по отношению к эффекту Доплера даже в оптической области, что послужило основанием для создания на основе явления КПН “оптики высокого разрешения” [3]. Нас, со своей стороны, интересует: как движение атома влияет на процесс переселения уровней в результате раби-осцилляций. Для этого нами был проведен численный расчет процесса переселения трехуровневой Λ -системы под действием бихроматического оптического поля с использованием системы уравнений (3), заменяя в ней уровень 3 на 4, изменяя знак у φ_2 и δ_2 на противоположный и подставляя параметры, соответствующие оптическому бихроматическому полю. Для отстроек δ_1 и δ_2 использовались выражения (8). Населенности подуровней усреднялись по распределению Максвелла для скоростей. На рис.7 приведены значения насе-

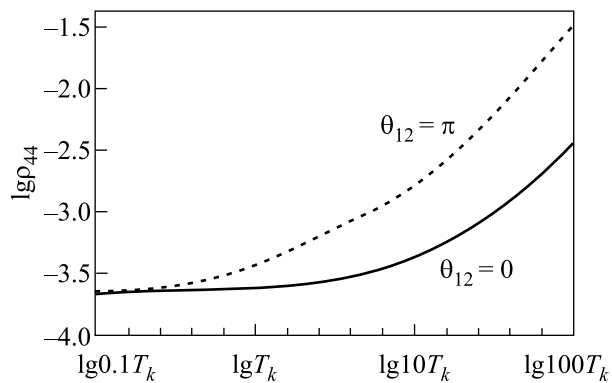


Рис.7. Зависимость населенности возбужденного уровня Λ -атома, получаемой под действием импульса оптического бихроматического поля определенной длительности по схеме рис.1 от температуры, когда волновые векторы компонент бихроматического поля направлены параллельно и противоположно относительно друг друга

ленности возбужденного уровня атома 4 трехуровневой Λ -системы (см. схему на рис.1), когда в ней действует оптический бихроматический импульс определенной длительности и показана зависимость этой населенности от температуры.

Результаты расчетов приведены для случаев, когда волновые векторы компонент оптического поля направлены параллельно (угол между волновыми векторами компонент $\theta_{12} = 0$) и когда они направлены противоположно друг относительно друга ($\theta_{12} = \pi$). Расчеты проводились для атомов газа. Видно, что населенность уровня 4 очень мала в обоих случаях в большом диапазоне температур, но в случае коллинеарных компонент это имеет место в большей степени. Известно, что в СВЧ диапазоне влияние эффекта Доплера существенно меньше.

2. Заключение. Приведенные результаты показывают, что явление КПН может быть использовано для глубокой и быстрой поляризации равно населенных сверхтонких подуровней основного состояния атома. Полученные решения зависят от амплитуд населенности, которые могут быть произвольными. Однако анализ полученных выражений проводится для равных значений населенностей, что предполагает, что сверхтонкое расщепление в основном состоянии меньше kT . Это не означает, что метод требует высоких температур, но одним из достоинств метода является именно то, что он может быть применим и для таких температур, для которых заселенность подуровней основного состояния атома одинакова.

Представленный метод применим в спектроскопии ядер, у которых время жизни ядерных уров-

ней сравнимо или больше времени релаксации возбужденного состояния атома. Время создания в процессе КПН когерентного состояния сверхтонких подуровней будет порядка времени жизни возбужденного уровня атома ($\tau \sim 10^{-8}$ с) [4]. Время, за которое будет осуществляться поляризация подуровней основного состояния, определяется периодом рabi-осцилляций. Предлагаемый метод может быть быстрее метода оптической накачки. Так, известно, что в методе оптической накачки Кастлера время создания поляризации в 10^4 раз превышает время спонтанного распада возбужденного уровня [5], так как для достижения достаточно глубокой поляризации требуется многократное повторение процесса возбуждения и последующего распада возбужденного состояния атома.

Предлагаемый метод, как было показано, практически свободен от влияния эффекта Доплера. Этот метод не зависит также от присутствия в атоме метастабильных состояний.

Конечно, и в предлагаемом методе есть некоторые ограничения. Так, длительность оптического импульса должна быть больше времени жизни возбужденного состояния, но меньше всех времен релаксаций сверхтонких уровней. Длительность первых импульсов СВЧ поля, время их включения и длительность промежутка между оптическим импульсом и первым СВЧ импульсом также не может превышать времени сохранения когерентности в системе подуровней основного состояния атома.

Еще раз подчеркнем, что рассматриваемый метод поляризации ядра не требует сверхнизких температур, так как производится поляризация одинаково заселенных подуровней основного состояния. Это особенно важно, так как производимая этим методом поляризация с полным очищением отдельных подуровней может быть использована для создания квантовых компьютеров. Действительно, при тесном сосуществовании атомов с заселенными и очищенными уровнями они могут быть использованы в качестве элементов квантовых компьютеров-кубитов или кутритов в случае большого времени релаксации сверхтонких уровней. Тем более, как уже было подчеркнуто, сохранение когерентности подуровней основного состояния необходимо лишь в течение первого импульса СВЧ поля, а дальнейшее переселение подуровней можно производить и тогда, когда эта когерентность уже потеряна. Благодаря тому, что общая фаза не приводит к наблюдаемым эффектам, поляризация будет одинакова для различных атомов и в качестве кубита или кутрита можно использовать не только отдельные атомы.

Предлагаемый метод предназначен для элементов, имеющих в основном состоянии сверхтонкое расщепление с суммарным моментом, равным или большим 1. Кроме того, в этих элементах должны иметь место быстрые оптические переходы с возбужденных электронных уровней. Метод применим для газообразных сред. Но, кроме этого, он может быть применен к широкому ряду изотопов, в том числе относящихся к редким землям, например, Pr, Eu, Nd и др., используемым в качестве примесей в диэлектрических кристаллах. Примесные ионы имеют внутренние электронные уровни, экранированные от окружающих матриц. Поэтому эти уровни могут иметь малое неоднородное уширение и существует возможность применения предлагаемого метода для поляризации их электронных оболочек и ядер. Для применения рассматриваемого метода важно, чтобы кристаллы-матрицы были оптически прозрачными кристаллами, такими как CaF_2 , MgS , CaS , Y_2SiO_5 , KMgF_3 и др. Об этих соединениях и редкоземельных примесях в них в последнее время появилось довольно много информации [6, 7]. С точки зрения характеристик этих соединений по отношению к действию микроволновых полей, не требуется наличия у них каких-либо специальных свойств. Напряженности компонент СВЧ поля должны быть такими, чтобы период раби-осцилляций был меньше времени релаксации.

В то же время, этот метод может быть эффективным при создании поляризованных мишеней из ^3He или La, используемых в различных экспериментах в ядерной физике. Так, в работе [8] производится поляризация электронной оболочки атомов паров рубидия методом оптической накачки. Затем поляризация

электронной оболочки Rb с помощью спин-спиновых взаимодействий при столкновениях атомов в смеси паров Rb и ^3He переносится на ядра ^3He . В работе [9] аналогично с помощью оптической накачки производится поляризация электронной оболочки ионов Nd, внедренных в кристалл, содержащий соединение La. Затем поляризация ионов Nd передается ядрам La за счет спин-спиновых взаимодействий электронного спинового ансамбля атомов Nd с зеемановским ядерным ансамблем ядер La. В этих экспериментах предлагаемый нами метод мог бы заменить метод оптической накачки атомов Rb и Nd.

1. A. Kastler, Proc. Phys. Soc. A **67**, 853 (1954); Journ. Opt. Soc. Amer. **47**, 460 (1957).
2. Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов, Письма ЖЭТФ **60**, 682 (1994); D. F. Zaretsky and S. B. Sazonov, Lasers Physics **7**, 1 (1997); Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов, ЖЭТФ **121**, 521 (2000).
3. E. Arimondo, in *Progress in Optics*, Ed. E. Wolf, Vol. **35**, Elsevier Science, Amsterdam, 1996, p. 257.
4. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, УФН **163**, 1 (1993).
5. Ф. Бертен, *Основы квантовой электроники*, М.: Мир, 1971, с. 360. (F. Berstein, *Bases de l'électronique quantique*, tome 2, Ed. Eyrolles, Paris, 1969).
6. E. Fraval, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, PRL **92**, 077601 (2004).
7. E. Fraval, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, PRL **95**, 030506 (2005).
8. W. Happer, E. Miron, S. Schaefer et al., Phys. Rev. **29**, 3092 (1984).
9. Y. Masuda, KEK Proc., 1993, p.34.