ЖЭТФ, 1997, том 111, вып. 4, стр. 1236–1244

КОГЕРЕНТНОЕ ПЕРЕЗАСЕЛЕНИЕ УРОВНЕЙ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ В ПОЛЕ БИХРОМАТИЧЕСКОЙ РЕЗОНАНСНОЙ РАДИОЧАСТОТНОЙ ВОЛНЫ

Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов

Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 октября 1996 г.

Рассматривается резонансное взаимодействие атома, имеющего сверхтонкую структуру, с бихроматическим радиочастотным полем. В частности, такой структурой могут быть ядерные зеемановские уровни примесного центра в магнитной матрице. С помощью формализма спиновой матрицы плотности решается задача о когерентном перезаселении системы трех таких уровней под действием бихроматической резонансной радиочастотной волны с учетом поперечной релаксации. Отмечается связь изучаемого эффекта с известным явлением когерентного пленения населенностей при резонансном взаимодействии лазерного бихроматического поля с трехуровневыми системами. Обсуждаются различные возможности для экспериментального наблюдения рассматриваемого эффекта.

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе резонансного взаимодействия лазерных полей с атомами можно произвести существенное перезаселение уровней этих атомов. В частности, этот эффект наблюдается в случае взаимодействия бихроматической лазерной волны с атомами, имеющими сверхтонкую структуру [1]. Такое перезаселение может сопровождаться явлением когерентного пленения населенностей [1–3]. В оптике оно используется для получения усиления без инверсии, создания аномально прозрачной среды и т. д. [4].

Можно предположить, что аналогичный эффект должен наблюдаться и в случае резонансного взаимодействия системы атомных сверхтонких уровней с бихроматической радиочастотной волной. В частности, такой системой могут быть ядерные зеемановские уровни примесных центров в магнитном поле матрицы. В некоторых случаях зеемановские ядерные уровни бывают неэквидистантны из-за квадрупольного электрического взаимодействия ядер с кристаллическим полем матрицы [5].

Отличие ВЧ-резонанса от оптического заключается прежде всего в том, что, как правило, все зеемановские уровни заселены с самого начала. Неодинаковое заселение их наблюдается только при сверхнизких температурах. Кроме того, в этом случае существенно влияние продольной и поперечной релаксаций спина. Следует отметить, что в области ЯМР, как правило, время поперечной релаксации T_2 заметно меньше времени продольной релаксации T_1 (деполяризация спина).

Одним из наиболее распространенных методов регистрации перезаселения зеемановских ядерных уровней в случае радиоактивных примесных центров является измерение угловой анизотропии продуктов распада [6].

2. ЯВЛЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ПЕРЕЗАСЕЛЕНИЯ УРОВНЕЙ ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ С УЧЕТОМ ПОПЕРЕЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Рассмотрим когерентное взаимодействие трехуровневой ядерной системы с резонансным бихроматическим радиочастотным полем. Первая компонента бихроматической волны осуществляет резонанс между уровнями 1 и 3, а вторая компонента — между уровнями 2 и 3. Уровень 3 является общим. Предполагается, что все начальные населенности отличны от нуля. Величины населенностей как функции времени находятся в результате решения системы уравнений для спиновой матрицы плотности. В этих уравнениях будем учитывать только поперечную релаксацию (время релаксации — T_2). Для примесных центров это приближение справедливо, так как, как правило, $T_2 \ll T_1$ (T_1 — время спиновой релаксации). Впрочем, это ограничение не является принципиальным. В уравнения для матрицы плотности можно ввести слагаемые, связанные с T_1, но тогда решение будет более сложным.

Кроме указанного, будем использовать следующие приближения.

1. Каждая из частот бихроматической волны совпадает с частотой перехода между соответствующими уровнями (резонансное приближение).

2. В течение всего процесса взаимодействия постоянная относительная фаза двух компонент волны $\Delta\varphi$ остается фиксированной величиной. Для простоты мы рассматриваем лишь случаи $\Delta\varphi = 0$ и $\Delta\varphi = \pi$.

3. Матричные элементы магнитного дипольного взаимодействия ядерного спина с магнитным полем i-ой компоненты бихроматической ($i = 1, 2$) волны V_i, которые приводят к соответствующим переходам, предполагаются равными по абсолютной величине ($V_2 = V_1$ для $\Delta\varphi = 0$ и $V_2 = -V_1$ для $\Delta\varphi = \pi$).

4. Трехуровневая система состоит из неэквидистантных уровней.

Различают несколько видов трехуровневых систем, взаимодействующих с резонансными полями, в зависимости от того, где расположен по отношению к двум другим общий третий уровень. Мы будем рассматривать систему трех зеемановских неэквидистантных уровней, у которой общий третий уровень, участвующий во взаимодействии с обеими компонентами резонансного бихроматического поля, расположен между уровнями 1 и 2. (Аналогичная схема в оптике называется Ξ-схемой.)

Взаимодействие трехуровневой системы с резонансным полем описывается уравнением для матрицы плотности σ_{ij}, в котором можно наиболее полно учесть процессы релаксации. Это уравнение в нашем случае имеет вид

$$\dot{\sigma} + \hat{\Gamma}\sigma = -i\left[\left(\hat{H}_0 + \hat{V}_{int}\right), \sigma\right]. \tag{1}$$

Здесь $\hat{H}_0$ — гамильтониан трехуровневой системы, $\hat{V}_{int}$ — оператор взаимодействия ее с полем, а $\hat{\Gamma}$ — оператор, описывающий процесс поперечной релаксации, $\hbar = 1$. Следуя [7], перейдем от уравнения (1) для σ к уравнениям для матрицы ρ в представлении взаимодействия, воспользовавшись соотношениями

$$\rho_{ij} = \sigma_{ij} \exp\left(i(E_j - E_i)t\right), \quad V_{ij} = \left(\hat{V}_{int}\right)_{ij} \exp\left(i(E_j - E_i)t\right). \tag{2}$$

Окончательно для ρ_{ij} в резонансном приближении для $\Delta\varphi = 0, \pi$, когда $(\hat{V}_{int})_{ij}$ действительны, получаем следующую систему уравнений девятого порядка:

$$\begin{aligned}
&\dot\rho_{11} = -iV_1(\rho_{31}-\rho_{13}),\\
&\dot\rho_{22} = -iV_2(\rho_{32}-\rho_{23}),\\
&\dot\rho_{33} = -iV_1(\rho_{13}-\rho_{31}) - iV_2(\rho_{23}-\rho_{32}),\\
&\dot\rho_{13} + \Gamma\rho_{13} = -iV_1(\rho_{33}-\rho_{11}) + iV_2\rho_{12},\\
&\dot\rho_{31} + \Gamma\rho_{31} = -iV_1(\rho_{11}-\rho_{33}) - iV_2\rho_{21},\\
&\dot\rho_{23} + \Gamma\rho_{23} = -iV_2(\rho_{33}-\rho_{22}) + iV_1\rho_{21},\\
&\dot\rho_{32} + \Gamma\rho_{32} = -iV_2(\rho_{22}-\rho_{33}) - iV_1\rho_{12},\\
&\dot\rho_{12} + \Gamma\rho_{12} = -iV_1\rho_{32} + iV_2\rho_{13},\\
&\dot\rho_{21} + \Gamma\rho_{21} = -iV_2\rho_{31} + iV_1\rho_{23}.
\end{aligned} \tag{3}$$

Здесь Γ — ширина поперечной релаксации: $\Gamma = T_2^{-1}$. Для упрощения системы уравнений (3) введем величины

$$\chi_{13} = \rho_{31} - \rho_{13}, \quad \chi_{23} = \rho_{32} - \rho_{23}, \quad \chi_{12} = \rho_{12} + \rho_{21},$$

а также используем условие нормировки

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 3A.$$

В результате от системы уравнений девятого порядка перейдем к системе уравнений пятого порядка:

$$\begin{aligned}
&\dot\rho_{11} = -iV_1\chi_{13},\\
&\dot\rho_{22} = -iV_2\chi_{23},\\
&\dot\chi_{13} + \Gamma\chi_{13} = -iV_1(4\rho_{11} + 2\rho_{22} - 6A) - iV_2\chi_{12},\\
&\dot\chi_{23} + \Gamma\chi_{23} = -iV_2(4\rho_{22} + 2\rho_{11} - 6A) - iV_1\chi_{12},\\
&\dot\chi_{12} + \Gamma\chi_{12} = -iV_2\chi_{13} - iV_1\chi_{23}.
\end{aligned} \tag{4}$$

Характеристическое уравнение системы (4) представляет собой полное алгебраическое уравнение пятого порядка, точное решение которого получить сложно. Можно решить это уравнение, а также и систему уравнений (4), приближенно, считая, что величина энергии взаимодействия трехуровневой системы с бихроматическим полем V гораздо больше ширины поперечной релаксации Γ. При этом период раби-осцилляций будет много меньше времени T_2. За нулевое приближение возьмем решение (4) в отсутствие релаксации: $\Gamma = 0$. При этом характеристическое уравнение для собственных значений энергии имеет вид

$$k^5 + 10V^2k^3 + 16V^4k = 0. \tag{5}$$

Решениями его являются значения

$$k_1 = 0, \quad k_2 = i\sqrt{2}\,V, \quad k_3 = -i\sqrt{2}\,V, \quad k_4 = 2i\sqrt{2}\,V, \quad k_5 = -2i\sqrt{2}\,V. \tag{6}$$

Используя (6), для решений характеристического уравнения системы (4) с точностью до первого порядка малости по малому параметру $\xi = \Gamma/V$ получаем

$$k_1 = -3\Gamma/4, \quad k_2 = i\sqrt{2}V - \Gamma/2, \quad k_3 = -i\sqrt{2}V - \Gamma/2,$$
$$k_4 = 2i\sqrt{2}V - 5\Gamma/8, \quad k_5 = -2i\sqrt{2}V - 5\Gamma/8. \tag{7}$$

Предположим, что все уровни примесного центра в начальный момент времени заселены, вообще говоря, неодинаково: диагональные элементы матрицы плотности равны $\rho_{ii}(0) = A_i$. Начальные условия для недиагональных элементов матрицы плотности требуют некоторых пояснений. Можно предположить, что ВЧ-поле включается мгновенно. При этом фазы недиагональных матричных элементов в начальный момент будут фиксированы:

$$\rho_{ij}(0) = \sqrt{A_i A_j}\exp\left(i(\alpha_i - \alpha_j)\right),$$

где α_i — постоянные фазы. Мгновенное включение поля означает, что время включения гораздо короче времени между взаимодействиями, изменяющими фазы амплитуд населенностей уровней примесного центра. Процессами, изменяющими фазы, могут быть взаимодействия примесного центра с фононами, магнонами и т. д. Так как эти времена по порядку величины равны T_2, то время включения должно быть гораздо меньше T_2. Тогда, принимая во внимание, что волновые функции в квантовой механике определены с точностью до фазового множителя, в системе уравнений (4) зависимость от постоянных, не зависящих от времени фаз α_i можно исключить. При адиабатическом включении поля за время $\gg T_2$ фазы недиагональных матричных элементов могут многократно измениться за время включения, а начальные условия при этом должны иметь вид $\rho_{ij}(0) = 0$ $(i \neq j)$. С другой стороны, для осуществления режима раби-осцилляций квантовая система должна взаимодействовать с полем когерентно в течение времени, которое не может превышать T_2, т. е. период раби-осцилляций должен быть много меньше T_2. Поэтому необходимо, согласно (7), чтобы поле было достаточно сильным: $V \gg \Gamma$.

Решение системы уравнений (4) с точностью до членов первого порядка малости по параметру ξ для случая мгновенного включения сильного поля для $\Delta\varphi = \pi$ имеет вид

$$\rho_{11}(t) = A + \left[\left(A_1 + A_2 + 2\sqrt{A_1A_2} - 2A\right)/8\right]\exp(-3\Gamma t/4) + \left\{\left\{128(A_1 - A_2)\times\right.\right.$$
$$\times\cos\left(\sqrt{2}Vt\right) + 4\sqrt{2}\xi\left(11A_1 - 5A_2 + 6\sqrt{A_1A_2}\right)\sin\left(\sqrt{2}Vt\right) +$$
$$+\left[96(A_1 + A_2 - 2A) - 64\sqrt{A_1A_2}\right]\cos\left(2\sqrt{2}Vt\right) +$$
$$\left.\left.+\ \xi\left[15\sqrt{2}(A_1 + A_2) - 42\sqrt{2}A - 10\sqrt{2A_1A_2}\right]\sin\left(2\sqrt{2}Vt\right)\right\}/256\right\}\exp\left(-\Gamma t/2\right). \tag{8}$$

Аналогично для $\Delta\varphi = 0$ получаем

$$\rho_{11}(t) = A + \left[\left(A_1 + A_2 - 2\sqrt{A_1A_2} - 2A\right)/8\right]\exp(-3\Gamma t/4) + \left\{\left\{128(A_1 - A_2)\times\right.\right.$$
$$\times\cos\left(\sqrt{2}Vt\right) + 4\sqrt{2}\xi\left(11A_1 - 5A_2 - 6\sqrt{A_1A_2}\right)\sin\left(\sqrt{2}Vt\right) +$$
$$+\left[96(A_1 + A_2 - 2A) + 64\sqrt{A_1A_2}\right]\cos\left(2\sqrt{2}Vt\right) +$$

$$+ \xi \left[15\sqrt{2}(A_1 + A_2) - 42\sqrt{2}\,A + 10\sqrt{2A_1A_2}\right] \sin\left(2\sqrt{2}\,Vt\right)\Big\} /256\Big\} \exp\left(-\Gamma t/2\right). \quad (9)$$

Для $\rho_{22}(t)$ имеют место выражения, аналогичные (8) и (9), с тем отличием, что члены, пропорциональные $\cos(\sqrt{2}\,Vt)$ и $\sin(\sqrt{2}\,Vt)$, имеют противоположный знак. Формулы для $\rho_{33}(t)$ легко получить из условия нормировки

$$\rho_{11}(t) + \rho_{22}(t) + \rho_{33}(t) = 3A,$$

где A — средняя начальная населенность уровней:

$$A = (A_1 + A_2 + A_3)/3.$$

Из полученных выражений следует, что величины населенностей существенно зависят от разности фаз компонент бихроматической волны $\Delta\varphi$. В частности, если $A_1 = A_2 = A_3 = A$ и длительность импульса τ удовлетворяет условию $V^{-1} \ll \tau \ll \Gamma^{-1}$, то для величин $\overline{\rho}_{11}$, в этом случае равных $\overline{\rho}_{22}$ (черта сверху означает усреднение раби-осцилляций по времени), имеют место соотношения

$$\begin{aligned} \overline{\rho}_{11} &= 3A/4 + (3A/16)(\tau/T_2) \quad \text{для} \quad \Delta\varphi = 0, \\ \overline{\rho}_{11} &= 5A/4 - (3A/16)(\tau/T_2) \quad \text{для} \quad \Delta\varphi = \pi. \end{aligned} \quad (10)$$

Отсюда видно, что и для короткого импульса поля ($\tau/T_2 \ll 1$) населенности уровней 1 и 2 будут существенно отличаться от населенности уровня 3 ($\approx 25\%$) даже в том случае, когда до включения поля населенности всех уровней были одинаковые. Причем, это отличие будет различным для разных значений $\Delta\varphi$. Этот эффект возникает за счет когерентного сложения амплитуд населенностей на общем уровне 3, т. е. он аналогичен эффекту когерентного пленения населенностей для трехуровневой атомной системы, резонансно взаимодействующей с бихроматическим лазерным полем. Перезаселение уровней в случае ЯМР на примесных центрах можно наблюдать, если эти центры радиоактивны, по угловой анизотропии продуктов распада.

Поскольку населенности уровней существенно зависят от времени поперечной релаксации T_2, появляется дополнительная возможность для измерения этой величины.

Теперь вкратце рассмотрим случай адиабатического включения сильного поля. Для этого получим решение системы (4) для нулевых начальных значений недиагональных элементов матрицы плотности. При этом для ρ_{11} и ρ_{22} получаются одинаковые выражения, не зависящие от разности фаз компонент бихроматического поля. С точностью до членов второго порядка малости по параметру ξ имеем

$$\begin{aligned} \rho_{11}(t) = A - (3A\xi^2/512)\exp(-3\Gamma t/4) + \Big[3\sqrt{2}\,A\xi \sin\left(\sqrt{2}\,Vt\right)/32 - \\ - 3\sqrt{2}\,A\xi\sin\left(2\sqrt{2}\,Vt\right)/64 + 3A\xi^2\cos\left(2\sqrt{2}\,Vt\right)/512\Big]\exp(-\Gamma t/2). \end{aligned} \quad (11)$$

Как видно из (11), в этом случае существенного перезаселения уровней не происходит, но в системе возникают малые по амплитуде осцилляции Раби. Амплитуда этих осцилляций пропорциональна T_2^{-1}.

3. ПРОЦЕДУРА БЫСТРОГО ПЕРЕЗАСЕЛЕНИЯ ТРЕХУРОВНЕВОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ПОЛЕЙ

Как было показано выше, воздействие резонансного бихроматического радиочастотного сильного поля может привести к существенному перезаселению ядерных уровней. Более того, степень перезаселения можно существенно увеличить с помощью простой процедуры: для глубокой перестройки населенностей уровней необходимо резонансное взаимодействие с бихроматическим полем сочетать с выключением одной из компонент этого поля. В этом случае оставшаяся не выключенной компонента резонансного поля будет выравнивать населенности уровней, которые она связывает. При повторном включении обеих компонент бихроматического поля начнется снова процесс когерентного перезаселения всех уровней трехуровневой системы, но уже для других начальных условий.

Подробное рассмотрение поведения трехуровневой системы в таких импульсных полях проведем для простоты без учета релаксаций, описывая квантовомеханическую систему с помощью уравнения Шредингера для амплитуд состояний. Подчеркнем, что формализм волновых функций можно использовать, если эффекты релаксаций несущественны. Как следует из результатов предыдущего раздела, такое приближение справедливо для импульсных бихроматических полей, если длительность импульса меньше всех времен релаксаций.

Волновая функция трехуровневой системы имеет вид

$$\Psi(t) = a_1(t)\Psi_1 + a_2(t)\Psi_2 + a_3(t)\Psi_3,$$

где Ψ_i — собственные функции гамильтониана $\hat{H}_0$. Уравнения временной теории возмущений для амплитуд $a_i(t)$ в резонансном приближении будут иметь вид

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= -iV_1 a_3, \\ \dot{a}_2 &= -iV_2 a_3, \\ \dot{a}_3 &= -iV_1 a_1 - iV_2 a_2, \end{aligned} \tag{12}$$

где V_i так же, как и в (3), есть дипольные матричные элементы перехода между соответствующим i-ым уровнем и уровнем 3 под действием компоненты поля частоты ω_i, имеющей фазу φ_i и резонансной этому переходу. Решения (12) для начальных условий $a_i(0) = \sqrt{A_i}$ имеют вид

$$\begin{aligned} a_1(t) &= \left(V_2 A_- + V_1 A_+ \cos(\Omega t)\right)/\Omega^2 - i\sqrt{A_3}\, V_1 \sin(\Omega t)/\Omega, \\ a_2(t) &= \left(V_2 A'_+ \cos(\Omega t) - V_1 A'_-\right)/\Omega^2 - i\sqrt{A_3}\, V_2 \exp(i\Delta\varphi)\sin(\Omega t)/\Omega, \\ a_3(t) &= -\sqrt{A_3}\,\cos(\Omega t) - iA_+ \exp(-i\varphi_1)\sin(\Omega t)/\Omega, \\ A_+ &= \sqrt{A_2}\, V_2 \exp(-i\Delta\varphi) + \sqrt{A_1}\, V_1, \\ A_- &= \sqrt{A_1}\, V_2 - \sqrt{A_2}\, V_1 \exp(-i\Delta\varphi), \\ A'_+ &= \sqrt{A_2}\, V_2 + \sqrt{A_1}\, V_1 \exp(i\Delta\varphi), \\ A'_- &= \sqrt{A_1}\, V_2 \exp(i\Delta\varphi) - \sqrt{A_2}\, V_1, \\ \Omega^2 &= V_1^2 + V_2^2. \end{aligned} \tag{13}$$

Из (13) видно, что в системе ядерных уровней, которые в начальный момент все заселены, невозможен эффект полного когерентного пленения населенностей, при котором населенность уровня 3 равна нулю в любой момент времени. Для этого нужно, чтобы, по крайней мере, выполнялось соотношение $A_3 = 0$. Однако из (13) видно, что при определенных соотношениях параметров системы в результате взаимодействия с резонансным бихроматическим полем и в нашем случае, когда A_3 не равно нулю, возможна радикальная перестройка населенностей. Величина перезаселения зависит как от значений начальных населенностей уровней, так и от соотношения фаз и напряженностей компонент бихроматического ВЧ-поля.

Рассмотрим две характерные ситуации. Пусть будут выполняться соотношения: $A_+ = 0$ и $A_3 \neq 0$. Равенство нулю A_+ достигается при $\Delta\varphi = \pi$ и

$$V_1 = V_2\sqrt{A_2/A_1}. \tag{14}$$

Для оценки величины перезаселения уровней перейдем от амплитуд $a_i(t)$ к населенностям $\rho_{ii} = \overline{|a_i|^2}$, усредненным по осцилляциям Раби. Из (13) получаем

$$\begin{aligned} \overline{\rho}_{11} &= V_2^2|A_-|^2/\Omega^4 + V_1^2|A_+|^2/2\Omega^4 + V_1^2|A_3|^2/2\Omega^2, \\ \overline{\rho}_{22} &= V_1^2|A_-|^2/\Omega^4 + V_2^2|A_+|^2/2\Omega^4 + V_2^2|A_3|^2/2\Omega^2, \\ \overline{\rho}_{33} &= |A_+|^2/2\Omega^2 + |A_3|^2/2. \end{aligned} \tag{15}$$

Отсюда для величин средних населенностей в рассматриваемом случае при $\Delta\varphi = \pi$ и выполнении (14) получаются соотношения

$$\begin{aligned} \overline{\rho}_{11} &= A_1 + A_2A_3/2(A_1 + A_2), \\ \overline{\rho}_{22} &= A_2 + A_1A_3/2(A_1 + A_2), \\ \overline{\rho}_{33} &= A_3/2. \end{aligned} \tag{16}$$

Пусть первоначально все уровни заселены одинаково: $A_1 = A_2 = A_3 = 1$. Тогда после воздействия импульса бихроматического поля населенность уровня 3 уменьшится в два раза, а населенности остальных уровней увеличатся до 5/4. Допустим, что поле, связывающее уровни 1 и 3, будет выключено. Вследствие воздействия на систему оставшейся компоненты поля населенности уровней 2 и 3 сравняются и станут равными 7/8. Снова включим обе компоненты поля, изменив их напряженность согласно (14). После второго импульса бихроматического поля, согласно (16), установятся следующие населенности уровней:

$$\overline{\rho}_{11} = 389/272, \quad \overline{\rho}_{22} = 308/272, \quad \overline{\rho}_{33} = 119/272.$$

Видно, что освобождение третьего уровня будет большим по величине, чем это имело место после первого импульса. Таким образом, повторяя процедуру включения и выключения поля много раз, можно быстро добиться значительного снижения величины населенности уровня 3 по сравнению с другими уровнями.

Рассмотрим другую ситуацию: $A_- = 0$ и $A_3 \neq 0$. Эти соотношения могут выполняться при $\Delta\varphi = 0$ и

$$V_1 = V_2\sqrt{A_1/A_2}. \tag{17}$$

Выражения для средних населенностей при этом будут иметь вид

$$\bar{\rho}_{11} = A_1(A_1 + A_2 + A_3)/2(A_1 + A_2),$$
$$\bar{\rho}_{22} = A_2(A_1 + A_2 + A_3)/2(A_1 + A_2), \quad (18)$$
$$\bar{\rho}_{33} = (A_1 + A_2 + A_3)/2.$$

Согласно (18), в результате воздействия бихроматического поля населенность уровня 3 возрастет до 3/2, а населенности уровней 1 и 2 уменьшатся до 3/4. Выключим компоненту, связывающую уровни 1 и 3. После этого под действием другой компоненты поля населенности уровней 2 и 3 сравняются и станут равными 9/8. Повторное включение обеих компонент бихроматического поля с изменением их напряженности согласно формуле (17) приведет, согласно (18), к следующим населенностям уровней:

$$\bar{\rho}_{11} = 6/10, \quad \bar{\rho}_{22} = 9/10, \quad \bar{\rho}_{33} = 15/10.$$

В этом случае, наоборот, будет уменьшение населенностей обоих уровней 1 и 2 по сравнению с населенностью уровня 3. Итак, видно, что, повторяя процедуру включения и выключения бихроматического резонансного поля и его компонент, можно быстро сильно изменить картину населенности трехуровневой системы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что когерентное перезаселение уровней сверхтонкой структуры в поле бихроматической резонансной радиочастотной волны является вполне реальным для наблюдения эффектом. Однако для этого необходимо выполнение ряда условий.

1. Время включения и выключения бихроматического поля должно быть гораздо короче всех времен релаксаций.

2. В течение импульса поля τ необходимо поддерживать режим раби-осцилляций, т. е. необходимо выполнение условия $V\tau \gg 1$. Это означает, что поле должно быть достаточно сильным.

3. Длительность импульса поля τ должна быть короче всех времен релаксаций (T_1, T_2). Если $\tau > T_1, T_2$, то, как это видно из формул (8) и (9), населенности всех уровней будут со временем выравниваться.

4. Энергия взаимодействия системы зеемановских ядерных уровней с полем не должна превышать величины их неэквидистантности, т. е. $|\Delta E_{13} - \Delta E_{23}| > V$, где $\Delta E_{ij} = E_i - E_j$, а E_i — энергия уровня.

5. Особо надо остановиться на вопросе о влиянии на рассматриваемые процессы неоднородного уширения. Из-за бихроматического характера резонансного поля неоднородное уширение не будет существенно изменять результат его воздействия на систему из трех уровней, если неоднородное уширение одинаково для всех уровней. В случае когерентного пленения населенностей, как показано в работе [3], одинаковая для всех переходов отстройка частоты поля от резонанса не нарушает проявления эффекта. Однако, неоднородное уширение не может быть слишком большим, так как должен выполняться критерий: для того чтобы система оставалась трехуровневой, необходимо,

чтобы разность частот переходов $|\Delta E_{13} - \Delta E_{23}|$ была больше величины неоднородного уширения.

6. В наших расчетах мы положили равными ширины поперечной релаксации для всех переходов. В действительности это может быть не так, хотя вряд ли они могут различаться по порядку величины. Для рассматриваемых импульсных процессов длительностью меньше времени всех релаксаций предположение об одинаковости релаксационных ширин не является принципиальным. С другой стороны, введение различных по величине ширин внесло бы дополнительные усложнения в окончательные результаты.

7. Мы предполагаем, что нагрев среды из-за воздействия ВЧ-поля не приводит к существенному увеличению ширин уровней. Конечно желательно, чтобы размер образца был меньше толщины скин-слоя. В этом случае, как показано в работах Чаплина [5], нагрев среды незначителен даже для сверхнизких температур.

8. Перезаселение сверхтонких зеемановских ядерных уровней в поле импульсной радиочастотной волны аналогично перезаселению атомных уровней в поле сильных лазерных полей, для которых полевая ширина больше всех релаксационных ширин. С этой точки зрения рассматриваемые эффекты нелинейны по величине поля. В то же время, их формальное описание можно провести с помощью уравнений для матрицы плотности, в которых поле входит линейно.

Следует подчеркнуть, что перезаселение уровней происходит и в том случае, когда до включения бихроматического поля все уровни были заселены одинаково, т. е. и при достаточно высоких температурах. Более того, как показано разд. 3, включая в определенном порядке бихроматическое и монохроматическое ВЧ-поля, можно добиться такого перезаселения, когда система окажется в нижнем зеемановском уровне, т. е. произойдет «охлаждение» ядерной подсистемы.

Перезаселение сверхтонких уровней возможно и в газовой фазе. Но в этом случае, как правило, $T_1 \approx T_2$ и теоретический расчет, приведенный в работе, требует уточнения, поскольку мы не учитывали продольной релаксации.

В заключение один из авторов (Д. Ф. З.) выражает глубокую благодарность инициировавшему эту работу проф. Д. Чаплину (Канберра, Австралия), без советов и помощи которого она не могла бы быть выполнена. Авторы выражают также признательность проф. Р. Кусеману (Левен, Бельгия) за обсуждение экспериментальных возможностей наблюдения рассмотренных эффектов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-17612а).

Литература

1. E. Arimondo and G. Orriols, Nuovo Cimento Lett. **17**, 333 (1976).
2. G. Orriols, Nuovo Cimento B **53**, 1 (1979).
3. Е. А. Корсунский, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, ЖЭТФ **100**, 1438 (1991).
4. M. O. Scully, Phys. Rep. **219**, 191 (1992).
5. P. T. Callagan, P. J. Back, D. H. Chaplin et al., Hyperfine Interactions **22**, 39 (1983).
6. N. J. Stone and H. Postma, *Low temperature nuclear orientation*, Elsevier Scientific Publishers, BV (1986).
7. В. С. Бутылкин, Ю. Г. Хронопуло и др., *Резонансные взаимодействия света с веществом*, Наука, Москва (1977).