

УДК 535.338

ДВОЙНОЙ РАДИООПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Л. А. Будкин, А. И. Пихтелев, С. Л. Пузанов

Рассмотрены сигнал и ширина линии двойного радиооптического резонанса квантовой системы типа атомов щелочных металлов. Исследуется случай, когда ни одно из полей нельзя считать слабым. Показано хорошее совпадение теоретических и экспериментальных значений величин сигнала и ширины линии при изменении интенсивности излучения лазера. Результаты представляют практический интерес при разработке квантовых стандартов частоты и магнитометров.

Оптическая накачка в парах щелочных металлов с использованием некогерентных оптических источников подробно изучена как с точки зрения физических процессов [1-3], так и с точки зрения практических приложений: в квантовых стандартах частоты с оптической накачкой [4], магнитометрах [5] и др. В последние годы в связи с прогрессом в разработке полупроводниковых квантовых генераторов (ПКГ) стали появляться работы в основном экспериментальные, по их применению в лазерной спектроскопии [6-8], в частности в случае двойного резонанса [9, 10]. Это связано с тем, что генерация излучения ПКГ может быть практически на любой частоте в диапазоне 650—30000 нм с непрерывной перестройкой в интервале 10 нм и более [11].

В рассматриваемом случае система возмущается двумя когерентными полями. В общем случае, при произвольных интенсивностях полей, задача не решалась даже в рамках трехуровневого приближения.

В настоящей работе исследуется сигнал и ширина линии двойного радиооптического резонанса для многоуровневой и, как частный случай, трехуровневой моделей квантовой системы (типа атомов щелочных металлов) при весьма общих предположениях об интенсивности действующих полей. Это представляет интерес при исследовании характеристик квантовых стандартов частоты и магнитометров с лазерной накачкой.

ТРЕХУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА

Исследование сигнала и ширины линии двойного радиооптического резонанса проведем для трехуровневой квантовой системы, энергетическая структура которой соответствует, в частности, атомам щелочных металлов и представлена на рис. 1. Здесь F_1 , F_2 — полные квантовые числа сверхтонких уровней основного состояния $^2S_{1/2}$. В постоянном магнитном поле H_0 каждый уровень расщепляется на $2F_i + 1$ зееманов-

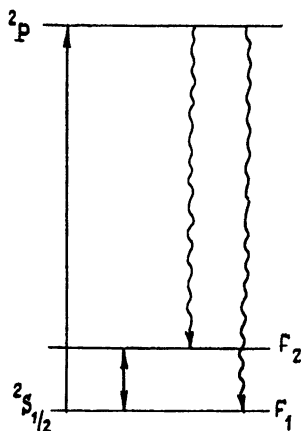


Рис. 1. Энергетические уровни для двух связанных переходов.

ских подуровней, 2P — оптически возбуждаемый уровень. (В этом разделе предполагается $H_0 = 0$.) Оптическое поле с частотой Ω_{31} находится в резонансе, например, с электродипольным переходом $\langle {}^2S_{1/2}, F_1 | d | {}^2P \rangle$ с частотой ω_{31} . А частота Ω_{21} СВЧ поля отстроена на величину δ от частоты ω_{21} магнитодипольного перехода $\langle F_1 | \mu | F_2 \rangle$.

Особенностью изучаемой квантовой системы является резкое различие времен релаксации T_3 и T соответственно оптически возбужденного уровня и уровней основного состояния ($T_3/T \simeq 10^{-6} \div 10^{-5}$), что позволяет пренебречь равновесной заселенностью уровня 2P .

Световое и СВЧ поля берем в виде суперпозиции двух плоских бегущих монохроматических волн. Обозначая ниже энергетические уровни в порядке возрастания энергии номерами 1, 2, 3, запишем стандартную систему уравнений для матрицы плотности трехуровневых атомов, движущихся со скоростью v [12, 13]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= -2 \operatorname{Im} V_1 \rho_{31} e^{\tilde{\Delta} t} - 2 \operatorname{Im} V_2 \rho_{21} e^{i \delta t} + \frac{\rho_{33}}{2T_3} - \frac{\rho_{11} - \rho_{11}^0}{T}, \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= 2 \operatorname{Im} V_2 \rho_{21} e^{i \delta t} + \frac{\rho_{33}}{2T_3} - \frac{\rho_{22} - \rho_{22}^0}{T}, \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= 2 \operatorname{Im} V_1 \rho_{31} e^{\tilde{\Delta} t} - \frac{\rho_{33}}{T_3}, \\ \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} &= iV_2 e^{-i \delta t} (\rho_{22} - \rho_{11}) + iV_1 e^{-i \tilde{\Delta} t} \rho_{32} - \frac{\rho_{12}}{\tau}, \\ \frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} &= iV_1 e^{-i \tilde{\Delta} t} (\rho_{33} - \rho_{11}) + iV_2 e^{-i \delta t} \rho_{23} - \frac{\rho_{13}}{\tau_3}, \\ \frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} &= -iV_1 e^{i \tilde{\Delta} t} \rho_{13} + iV_2 e^{-i \delta t} \rho_{21} - \frac{\rho_{23}}{\tau_3}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $V_1 = d\mathcal{E}/2\hbar$, $V_2 = \mu H/2\hbar$ — матричные элементы электро- и магнитодипольного взаимодействия, выбранные в действительной форме, $\tilde{\Delta} = kv$, $\tilde{\delta} = \delta - k'v$ — расстройки оптического и СВЧ полей с учетом движения атомов, где $k = \omega_{31}/c$, $k' = \omega_{21}/c$. В уравнениях (1) для упрощения приняты равными продольные и поперечные времена релаксации, что достаточно хорошо выполняется для газов [12], т. е. $T = \tau$ и $T_3 = \tau_3$. А также $\rho_{11}^0 = \rho_{22}^0$ ($\hbar\omega_{21} \ll kT$).

Решение системы (1) ищем в стационарном виде. Для этого используем замену вида

$$\rho_{12} = \tilde{\rho}_{12} \exp(-i \delta t), \quad \rho_{13} = \tilde{\rho}_{13} \exp(-i \tilde{\Delta} t), \quad \rho_{23} = \tilde{\rho}_{23} \exp[i(\tilde{\delta} - \tilde{\Delta})t], \quad (2)$$

где $\tilde{\rho}_{ij}$ не зависят от времени.

Информация о сигнале и форме линии двойного радиооптического резонанса содержится в нашем случае в изменении оптического поглощения при модуляции расстройки δ СВЧ поля [4]. Это изменение поглощения при нашем выборе V_1 и V_2 определяется $\operatorname{Im} \tilde{\rho}_{13}$.

Предполагая, что $V_1 T_3 > T^{-1}$ и $V_2 T > T^{-1}$ (т. е. и оптическое и СВЧ поля нельзя считать слабыми), но в то же время $V_1 T_3 < T_3^{-1}$ (оптическое поле не насыщает электродипольный переход, что справедливо до $P \leq 1 \text{ Вт/см}^2$), после трудоемких вычислений находим приближенное выражение

$$\operatorname{Im} \tilde{\rho}_{13} = \frac{V_1 T_3 \rho_{11}^0}{1 + (kvT_3)^2 + V_1^2 T_3 T} \{1 + (4V_1^2 V_2^2 T^3 T_3) \times$$

$$\times [(\delta \pm vk')^2 T^2 + 1 + 4V_2^2 T^2 + 2V_1^2 T_3 T [vk(\delta \pm vk') T_3 T + 1] + V_1^4 T_3^2 T^2]^{-1}\}. \quad (3)$$

Видно, что поглощение света описывается двумя разными по структуре членами. Первый определяет просто оптическое поглощение. Второй дает в него дополнительный вклад за счет перераспределения атомов по уровням 1 и 2 СВЧ полем. Он и определяет сигнал и форму линии двойного радиооптического резонанса.

Рассмотрим сначала случай неподвижных атомов, тогда (3) преобразуется в формулу

$$\operatorname{Im} \tilde{\rho}_{13} = \frac{V_1 T_3 \rho_{11}^0}{1 + V_1^2 T_3 T} \left(1 + \frac{4V_1^2 V_2^2 T^3 T_3}{\delta^2 T^2 + (1 + V_1^2 T_3 T)^2 + 4V_2^2 T^2} \right), \quad (4)$$

и поглощение света можно записать в виде [12]

$$J = \frac{\hbar \Omega_{31} V_1^2 T_3 \rho_{11}^0}{1 + V_1^2 T_3 T} \left(1 + \frac{4V_1^2 V_2^2 T^3 T_3}{\delta^2 T^2 + (1 + V_1^2 T_3 T)^2 + 4V_2^2 T^2} \right). \quad (5)$$

Сигнал ΔJ определим как разность поглощения света при включенном и выключенном СВЧ поле [4]:

$$\Delta J = \frac{\hbar \Omega_{31} V_1^2 T_3 \rho_{11}^0}{1 + V_1^2 T_3 T} \frac{4V_1^2 V_2^2 T^3 T_3}{\delta^2 T^2 + (1 + V_1^2 T_3 T)^2 + 4V_2^2 T^2}. \quad (6)$$

Определяя ширину линии сигнала по полувысоте, находим

$$\delta_0 = \sqrt{(T^{-1} + V_1^2 T_3)^2 + 4V_2^2}. \quad (7)$$

Из (6) и (7) видно, что ширина линии исследуемого сигнала соответствует ширине линии двухуровневой системы в произвольном поле [12] (естественно с учетом, что $T = \tau$), только теперь «темновая» ширина линии определяется в виде $T_{\text{темн}}^{-1} = T^{-1} + V_1^2 T_3$. Таким образом, свет выступает здесь как дополнительный релаксационный механизм, уширяющий линию поглощения СВЧ перехода.

Рассмотрим качественно поведение сигнала (6) в зависимости от интенсивности оптического и СВЧ поля. Вначале, при $V_1^2 T_3$ и $V_2^2 T < T^{-1}$ сигнал растет пропорционально увеличению интенсивности света и СВЧ и достигает максимума в зависимости от интенсивности света при $(V_1^2 T_3 T)^2 \simeq 2V_2^2 T^2$ и далее падает, как $(V_1^2 T_3 T)^{-1}$ (обратно пропорционально интенсивности света).

Для правильного описания сигнала и формы линии требуется выражение (3) усреднить по максвелловскому распределению атомов по скоростям:

$$\operatorname{Im} \tilde{\rho}_{13} = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_0} \int \operatorname{Im} \tilde{\rho}_{13}(v) e^{-v^2/v_0^2} dv. \quad (8)$$

Численное интегрирование (8) показало, что ширина линии поглощения приближенно описывается соотношением (7). И для $V_1^2 T_3 T \ll 10$, $V_2^2 T^2 \leq 10^2$ ошибка (в сторону увеличения) не превышает 30%. Это, очевидно, связано с тем, что оптическая плоская монохроматическая волна (при $\Omega_{31} = \omega_{31}$) эффективно возбуждает те атомы, проекция ско-

рости которых перпендикулярна лучу света. Эти атомы создают инверсную разность населенностей на радиочастотном переходе, и только с ними эффективно взаимодействует СВЧ поле, определяя форму и ширину линии поглощения.

Таким образом, используя суперпозицию плоских монохроматических волн в оптическом и СВЧ диапазонах с одинаковым или противоположным направлениями волновых векторов, можно исключить доплеровское уширение линии поглощения в радиодиапазоне. Обычно это достигается введением в ячейку поглощения буферного газа [2], что приводит к большим сдвигам частоты исследуемого перехода.

МНОГОУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА

Обычно в практике двойного радиооптического резонанса исследуются невырожденные радиочастотные переходы [10], что достигается наложением постоянных электрических и магнитных полей. Это же используется в системах стабилизации частоты [4] и магнитометрии [3]. В этом случае (когда $H_0 \neq 0$) уровни 1, 2 расщепляются и СВЧ поле взаимодействует только с одной парой подуровней (в то же время мы предполагаем, что излучение лазера взаимодействует со всеми подуровнями уровня 1). Величина сигнала поглощения, очевидно, уменьшается, так как теперь атомы в основном заселяют те подуровни, например, уровня 2 (F_2), где они не взаимодействуют с СВЧ полем. Следовательно, выражение (6) для определения сигнала использовать нельзя. Но ширина линии исследуемого перехода будет определяться формулой (7), так как на него воздействуют прежние поля.

Описание такой многоуровневой системы не удастся провести, используя метод матрицы плотности. Поэтому, следуя работам [10, 12], запишем систему уравнений для многоуровневой системы в балансном приближении:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{m_1} &= T_3^{-1} n_3 - \sigma J n_{m_1} + W (n_{m_2'} - n_{m_1'}) - (n_{m_1} - n^0) / T, \\ \dot{n}_{m_2} &= T_3^{-1} n_3 + W (n_{m_1'} - n_{m_2'}) - (n_{m_2} - n^0) T, \\ \dot{n}_3 &= - \sum_{m_1, m_2} T_3^{-1} n_3 + \sum_{m_1} \sigma J n_{m_1}, \end{aligned} \quad (9)$$

где n_{m_1} , n_{m_2} — плотность атомов на зеемановских подуровнях уровней 1 и 2, n^0 — равновесная плотность атомов на них, n_3 — плотность атомов на уровне 3. Вероятности переброса атома оптическим полем σJ и полем СВЧ W связаны следующим образом с V_1 и V_2 [10]:

$$\sigma J = \frac{V_1^2 T_3^{-1}}{\tilde{\delta}^2 + T_3^{-2}}, \quad W = \frac{V_2^2 T_1^{-1}}{\tilde{\delta}^2 + T_1^{-2}},$$

где σ — сечение поглощения фотона, J — плотность фотонов. Следуя выводу предыдущего раздела относительно ширины линии, в выражении для W под T_1^{-1} будем понимать $T_1^{-1} = T^{-1} + \sigma J$ (см. (7)). Таким образом, мы учтем эффект уменьшения вероятности перехода атома под действием радиочастотного поля между зеемановскими подуровнями при их уширении оптическим излучением, что не учитывается в балансных уравнениях.

Поглощение света будет определяться заселенностью уровня 1. Решая систему (9) в стационарном случае относительно n_1 , получаем

$$n_1 = \sum_{m_1} n_{m_1} = \quad (10)$$

$$= n \frac{(2F_1 + 1) [\sigma J (WT + 1) + T^{-1} (2WT + 1)] + \sigma J WT}{[\sigma J (WT + 1) + T^{-1} (2WT + 1)] [\sigma J T (2F_2 + 1) + 2(F_1 + F_2 + 1)] - \sigma^2 J^2 T^2 W},$$

где $n \simeq \sum_{m_1} n_{m_1} + \sum_{m_2} n_{m_2}$ — полная плотность атомов (здесь учтено, что $T_3^{-1} \gg T_1^{-1} \sigma J$ и, следовательно, $n_3 \ll n_1$).

Снова рассмотрим поглощение для неподвижных атомов и $\tilde{\Delta} = \tilde{\delta} = 0$. Оно определяется в виде

$$J_{\text{пол.г}} = \sigma n_1 J. \quad (11)$$

Найдем сначала сигнал в трехуровневом приближении, полагая в (10) $F_1 = F_2 = 0$. Для заселенности уровня 1 получаем

$$n_1 = n \frac{2WT + 1}{2(2WT + 1) + \sigma J T}. \quad (12)$$

Определяя поглощение с помощью (11), находим

$$J = \frac{n \sigma J}{2} \left[\frac{1}{1 + \sigma J / T 2 + 4V_2^2 T^2 (1 + \sigma J T)} + \frac{4V_2^2 T^2}{(2 + \sigma J T)(1 + \sigma J T) + 4V_2^2 T^2} \right]. \quad (13)$$

При $\sigma J T > 1$ это выражение почти полностью аналогично (5).

Сравнивая выражения (10), (12), замечаем, что основное отличие многоуровневой модели от трехуровневой заключается в следующем. При $WT \gg \sigma J T$ заселенность уровня 1 в трехуровневой модели почти равна $n/2$ (см. (12)), т. е. сильное СВЧ поле выравнивает населенности радиочастотного перехода. В многоуровневой модели ситуация отличается принципиально: в приближении $WT \gg \sigma J T > 1$ $n_1 \simeq n(2F_1 - 1)/2F_2 \sigma J T$ и населенность уровня 1 обратно пропорциональна интенсивности. Это связано с тем, что уровень 2 расщеплен на зеемановские подуровни, только один из которых взаимодействует с радиочастотным полем. Остальные его подуровни связаны с уровнем 1 только темновым временем релаксации T . Таким образом, на основе выражений (10), (11) можно корректно определить поглощение многоуровневой системы, находящейся под воздействием двух сильных когерентных полей. Определяя сигнал, как и в (6), получаем

$$\begin{aligned} \Delta J = n \sigma J \{ & [V_2^2 [2(F_1 + 1) \sigma J T + 2(2F_1 - 1)] + (2F_1 + 1)(T^{-1} + \\ & + \sigma J)^2] [V_2^2 [2F_2 (\sigma J T)^2 + (2(2F_1 + 1) + 2(F_1 + F_2 + 1)) \times \\ & \times \sigma J T + 4(F_1 + F_2 + 1)] + [(2F_2 + 1) \sigma J T + 2(F_1 + F_2 + 1)] \times \\ & \times (T^{-1} + \sigma J)^2]^{-1} - (2F_1 + 1) [(2F_2 + 1) \sigma J T + 2(F_1 + F_2 + 1)]^{-1} \}. \end{aligned} \quad (14)$$

Как показывает анализ выражения (14), зависимость сигнала поглощения от интенсивности имеет достаточно сложный вид и определяется соотношением величин T^{-2} , σJ , V_2^2 . Наиболее интересным является случай $V_2^2 T > T^{-1}$, когда СВЧ поле не является слабым и может быть обеспечена наибольшая чувствительность метода двойного радиооптического резонанса.

Для оптического поля, удовлетворяющего условию $1 \ll \sigma J < V_2^2 T$, величина сигнала $\Delta J \sim n \sigma J / V_2^2 T^2$ (т. е. растет пропорционально интенсивности) и достигает максимума при $\sigma J \leq V_2^2 T$, где $\Delta J \sim n/T$. При дальнейшем увеличении интенсивности света ($\sigma J \gg V_2^2 T$) $\Delta J \sim$

$\sim nV_2^2/2(F_1+F_2+1)\sigma J$ — сигнал уменьшается обратно пропорционально интенсивности J .

С учетом движения атомов правильное значение величины сигнала получим, интегрируя (14) по максвелловскому распределению атомов по скоростям аналогично (8), проводя следующую замену:

$$\sigma = \sigma_0 T_3^{-2} / [(vk)^2 + T_3^{-2}].$$

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Характеристики сигнала двойного радиооптического резонанса экспериментально исследовались на установке, блок-схема которой дана на рис. 2. Излучение лазера 1 с помощью объектива 2 в виде параллельного пучка света направлялось в ячейку поглощения 3, помещенную в резонатор СВЧ 4. Ячейка наполнялась парами Cs^{133} и азотом при давлении 10 Тор. Температура ячейки поддерживалась на уровне $19 \pm 1^\circ C$, что соответствовало плотности пара цезия на уровне 10^{11} см^{-3} . Источник СВЧ 5 на основе прецизионного кварцевого генератора и синтезатора частоты возбуждал в резонаторе 4 поле на частоте 9,192 ГГц, модулированное по частоте. Изменение положения света регистрировалось фотодетектором 6 с предусилителем и селективным вольтметром. Исследовалась зависимость сигнала поглощения и ширина линии эталонного перехода от изменения интенсивности излучения лазера. Частота лазера совпадала с частотой D_2 линии поглощения Cs^{133} и опустошала уровень с $F_1=3$ основного состояния $6^2S_{1/2}$. Частота СВЧ совпадала с частотой 0—0-перехода.

На рис. 3 показан график зависимости сигнала от интенсивности света. Интенсивность света с помощью калиброванных светофильтров изменялась в 10 раз. По оценкам максимальная интенсивность света

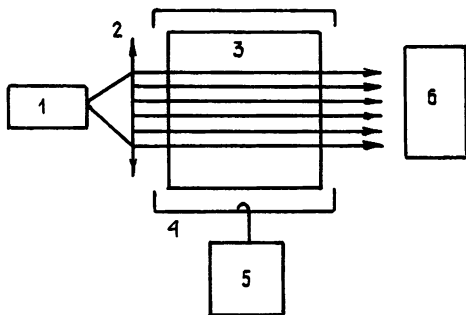


Рис. 2.

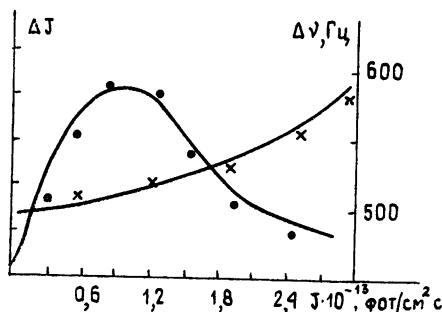


Рис. 3

Рис. 2 Блок-схема экспериментальной установки.

Рис. 3 Зависимость величины сигнала и ширины линии от интенсивности света (кружки — сигнал, крестики — ширина линии)

была порядка $3 \cdot 10^{13} \text{ фот/с} \cdot \text{см}^2$. В максимуме сигнала интенсивность света была в три раза меньше. Из независимых измерений ширины линии радиочастотного перехода при разных интенсивностях света и СВЧ поля (в предположении, что темновая ширина линии при давлении N_2 10 Тор [2] порядка 20 Гц) был определен при максимальном значении сигнала (рис. 3) вклад в ширину линии оптического и СВЧ полей. Он составил для оптического поля около 300 Гц, для СВЧ — 430 Гц. Отсюда сразу получаем оценку $\sigma_0 = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2$, что хорошо согласуется с [2] при накачке одного сверхтонкого подуровня уровня $6^2P_{3/2}$.

На основании сделанных оценок параметров σ_0 , T^{-1} , J , V_2^2 был проведен расчет зависимости интенсивности сигнала от интенсивности све-

та по формуле (14) с учетом усреднения атомов по скоростям. Расчетные значения величины сигнала в пределах ошибки эксперимента очень хорошо совпадают с экспериментальными (рис. 3). Хорошее согласие наблюдается и при оценке ширины линии по формуле (7).

В заключение приведем основные результаты работы.

1) При последовательном использовании метода матрицы плотности для трехуровневой квантовой системы типа атомов щелочных металлов получены корректные выражения для интенсивности сигнала и ширины линии радиочастотного перехода при двойном радиооптическом резонансе и достаточно общих предположениях на интенсивности когерентных полей.

2) Вычислено выражение для сигнала многоуровневой квантовой системы в предположении, что оптический переход не насыщается, и получено хорошее согласие с экспериментом, показано, что максимальное значение величины сигнала достигается при условии, что вероятности переброса атома под действием СВЧ и оптического полей с общего уровня одного порядка, но для оптического поля меньше.

3) Последовательное экспериментальное исследование с использованием полученных расчетных выражений позволяет определить время релаксации и силы осцилляторов радиочастотных переходов, интенсивности оптического и СВЧ полей, концентрацию атомов исследуемого вещества.

Эти результаты представляют интерес при исследовании характеристик квантовых стандартов частоты и магнитометров с лазерной накачкой.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Маккоубри — ТИИЭР, 1966, 54, № 2, с. 19
- 2 Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф. Квантовые стандарты частоты — М., Наука, 1968.
- 3 Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В. Физические основы квантовой магнитометрии — М., Наука, 1972.
- 4 Стандарты частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов/Под ред. Фатеева Б. П.—М Сов радио, 1978.
- 5 Скроцкий Г. В., Изюмов Г. Г. Оптическая ориентация атомов и ее применение — УФН, 1961, 73, вып. 3, с 423.
- 6 Величанский В. Л., Зибров А. С., Каргопольцев В. С. и др — Квантовая электроника, 1980, 7, № 10, с 2145
- 7 Саутенков В. А., Величанский В. Л., Зибров А. С. и др.— Квантовая электроника, 1981, 8, № 9, с 1867.
- 8 Иевская Н. М., Корниенко Л. С., Коткин А. Л. и др — Квантовая электроника, 1982, 9, № 2, с 386.
- 9 Arditi M and Puscque J Atomic Masses and Measurements Constant, 1976, 5, p. 396.
- 10 Лазерная спектроскопия атомов и молекул /Под ред. Г Вальтера — М · Мир, 1979.
- 11 Богданкевич О. В., Дарзиек С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры.— М., Наука, 1976.
- 12 Файн В. М., Ханин Я. И Квантовая радиофизика.— М.: Сов. радио, 1965.
- 13 Лстохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии — М Наука, 1975.

Поступила в редакцию
29 июня 1982 г.

THE RADIOOPTICAL DOUBLE RESONANCE IN THE ALKALINE METAL VAPOUR

L. A. Budkin, A. I. Pikhteleu, S. L. Pusanov

The radiooptical double resonance signal and linewidth of quantum system such as alkaline metal atoms are discussed in this article. The case when neither of fields can be considered low is shown. A good agreement between theoretical and experimental signal and linewidth value of laser emission intensity is considered. The results are of great practical importance when designing quantum frequency standards and magnetometers