

- [1] Z i p p e l i u s A., L u c k e M. - J. Stat. Phys., 1981, N 24, p. 345.
- [2] C r u t c h f i e l d J.P., N a u e n b e r g M., R u d n i c k y J. - Phys. Rev. Lett., 1981, N 46, p. 935.
- [3] M a y e r - K r e s s G., H a k e n H. - Phys. Lett., 1981, N A-82, p. 151.
- [4] K a i S., K a i T., T a k a t a M., H i r a - k a w a K. - J. Phys. Soc. Japan, 1979, N 47, p. 1379.
- [5] M o s s F., W e l l a n d G.V. - Phys. Rev., 1982, N A25, p. 3389.
- [6] К и с л о в В.Я., З а л о г и н Н.Н., М я с и н Е.А. - РЭ, 1979, № 24, с. 1118.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
11 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 11

12 июня 1988 г.

ФОРМА ЛИНИИ РАДИООПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ПЛЕНЕНИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

М.Б. Г о р н ы й, Б.Г. М а т и с о в

Методы двойного резонанса в оптически ориентированных системах нашли самое широкое применение как в различных физических исследованиях, так и в ряде чисто практических приложений. На их основе созданы прецизионные квантовые магнитометры, стандарты частоты и др. Обычно в этих приборах ориентация активных атомов или молекул, а также регистрация различных сигналов производится с помощью резонансного оптического излучения. Это приводит к тому, что при сильной оптической накачке основной вклад в ширину регистрируемого сигнала дает так называемое световое уширение, вызываемое оптической накачкой. Указанное уширение является паразитным, снижающим возможности приборов. Поэтому разрабатываются различные методы для устранения светового уширения.

В настоящей работе предлагается новый перспективный метод исключения светового уширения, основанный на использовании эффекта когерентного пленения населенностей (КПН). Этот эффект в последнее время широко исследуется теоретически и экспериментально (см., например, [1-3]). Суть эффекта КПН заключается в том, что при выполнении условий двухфотонного резонанса атомы захватываются в суперпозиционное состояние подуровней, связанных когерентными полями с общим уровнем (рис. 1). Вследствие этого

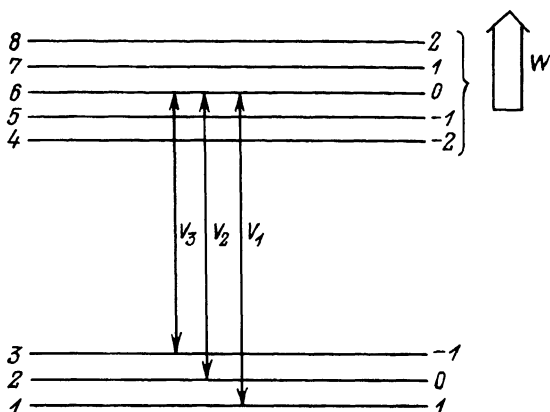


Рис. 1.

населенность общего уровня близка к нулю вне зависимости от интенсивностей полей.

Рассмотрим газ активных атомов (для определенности, атомы Rb^{87}), находящийся в атмосфере буферных частиц. К этой системе приложено постоянное магнитное поле, вызывающее расщепление уровней сверхтонкой (СТ) структуры на зеемановские подуровни. На активные атомы воздействуют когерентные электромагнитные поля и свет оптической накачки. Будем считать, что спектр некогерентной оптической накачки захватывает только один из СТ-подуровней (например, верхний) основного состояния. Когерентные резонансные поля СВЧ-диапазона соответствующей поляризации приложены к переходам, как показано на рис. 1.

Кинетические уравнения для населенностей ρ_{kk} и когерентностей ρ_{ik} состояний активного атома записываются в виде

$$\dot{\rho}_{kk} = \frac{W}{g} \rho - \delta \left(\rho_{kk} - \frac{1}{g} \right) - W \rho_{kk} \left[1 - \delta(k) \right] + 2\delta(k) \left[iV_{6k} \exp(-i\omega_k t) \rho_{k6} \right] - 2\delta_{k6} \sum_{i=1}^3 \operatorname{Re} \left[iV_{6i} \exp(-i\omega_i t) \rho_{i6} \right],$$

$$k = 1, 2, 3, \dots, 8;$$

(1)

$$\dot{\rho}_{k6} = (i\omega_{6k} - \Gamma) \rho_{k6} + iV_{k6} \exp(i\omega_k t) (\rho_{kk} - \rho_{66}) + i \sum_{i=1, i \neq k}^3 V_{i6} \exp(i\omega_i t) \rho_{ki},$$

$$k = 1, 2, 3;$$

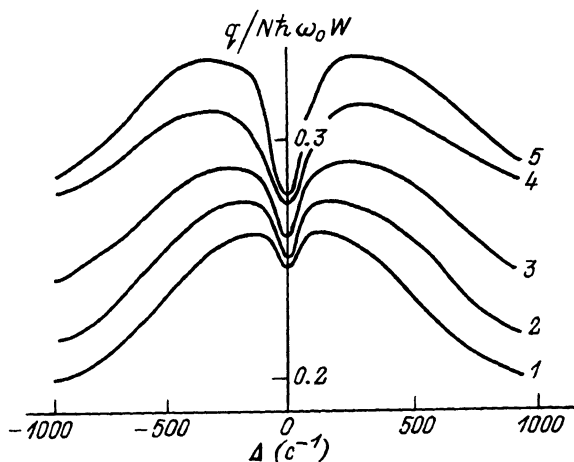


Рис. 2. Зависимость формы сигнала от интенсивности внешних полей. $\Gamma_0 = \gamma = 100 \text{ с}^{-1}$, $W = 500 \text{ с}^{-1}$. 1-4 - $V_1 = V_3 = 100 \text{ с}^{-1}$, 5 - $V_1 = V_3 = 200 \text{ с}^{-1}$; 1 - $V_2 = 0$, 2 - $V_2 = 50 \text{ с}^{-1}$, 3 - $V_2 = 100 \text{ с}^{-1}$, 4 - $V_2 = 200 \text{ с}^{-1}$, 5 - $V_2 = 100 \text{ с}^{-1}$.

$$\dot{\rho}_{ik} = (i\omega_{ki} - \Gamma_0)\rho_{ik} + iV_{6k} \exp(-i\omega_k t) \rho_{i6} - iV_{i6} \exp(i\omega_i t) \rho_{6k},$$

$$i, k = 1, 2, 3; \quad i \neq k;$$

$$\rho = \sum_{i=4}^8 \rho_{ii}, \quad \delta(k) = \sum_{i=1}^3 \delta_{ik}, \quad \Gamma = \Gamma_0 + \frac{W}{2}.$$

Здесь ρ - населенность верхнего СТ-подуровня, γ и Γ_0 - скорости продольной и поперечной релаксации соответственно, $V_{6k} = \hbar V_k$ - матричный элемент взаимодействия k -го СВЧ-поля частоты ω_k с активным атомом, W - скорость некогерентной оптической накачки, ω_{ik} - частота перехода между подуровнями i и k , g - статистический вес основного состояния. В системе (1) взаимодействие СВЧ-полей с атомами учитывается в резонансном приближении.

При регистрации сигнала по проходящему свету, поглощаемую кюветой мощность оптического излучения можно вычислить по формуле

$$q = N \hbar \omega_0 W \rho = N \hbar \omega_0 \frac{W}{W + 2\gamma} [\gamma + 2(W + \gamma) \rho_{66}], \quad (2)$$

где ω_0 - частота оптического перехода, N - концентрация щелочных атомов.

Стационарное решение системы (1) в общем случае имеет громоздкий вид, поэтому приведем здесь аналитическое выражение,

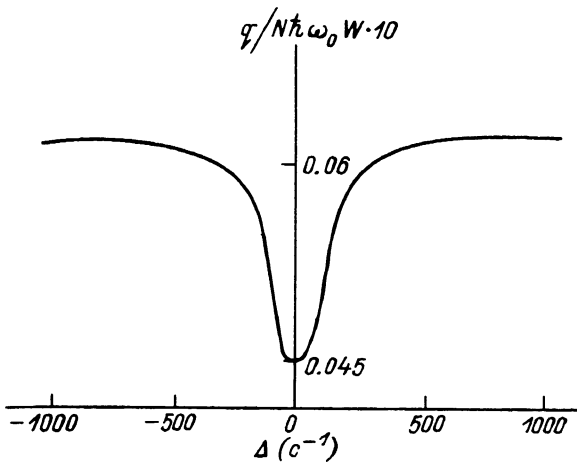


Рис. 3. Влияние теплового движения атомов на форму сигнала. $\Gamma_0 = \gamma = 100 \text{ с}^{-1}$, $W = 500 \text{ с}^{-1}$, $V_1 = W_3 = 200 \text{ с}^{-1}$, $V_2 = 100 \text{ с}^{-1}$, $\delta_D = k v_T \approx 40000 \text{ с}^{-1}$ (δ_D - доплеровская ширина линии СТ-перехода).

когда второе поле выключено ($V_2 = 0$), а первое и третье имеют одинаковые интенсивности ($V_1 = V_3 \equiv V$):

$$\beta_{66} = \frac{\gamma}{2} \frac{(6W_r + \gamma)(W + \gamma)}{W_r [8\gamma(W + 2\gamma) + (W + 8\gamma)(W + \gamma)] + \frac{\gamma}{2}(W + \gamma)(3W + 8\gamma)}, \quad (3)$$

где

$$W_r = |V|^2 \frac{\tilde{\Gamma}}{\tilde{\Gamma}^2 + \tilde{\Delta}^2}, \quad \tilde{\Delta} = \Delta \left(1 - \frac{4W_{13}}{\Gamma_0}\right), \quad \tilde{\Gamma} = \Gamma + 2W_{13},$$

$$W_{13} = |V|^2 \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0^2 + 4\Delta^2}, \quad \Delta \cong \Delta_1 = -\Delta_3,$$

$$\Delta_1 = \omega_1 - \omega_{61}, \quad \Delta_3 = \omega_3 - \omega_{63}, \quad g = 8.$$

На рис. 2. представлено графическое изображение φ , вычисленное по формуле (2), характеризующее форму линии радиооптического резонанса. В окрестности двухфотонного резонанса ($\Delta = 0$) на рис. 2, кривая 1, отчетливо виден провал в спектральной зависимости сигнала. Этот провал обусловлен эффектом когерентного пленения населенностей и его ширина не зависит от интенсивности света оптической накачки. Вследствие эффекта КПН атомы „застревают“ на нижнем СТ-подуровне в узком частотном интервале, там, где зеемановская когерентность ρ_{13} существенно отлична от нуля.

Ширина этого интервала определяется „темновой“ шириной Γ_0 и частотой Раби V .

При включении второго поля ($V_2 \neq 0$) и настройки его в резонанс ($\Delta_2 = \omega_2 - \omega_{b2} = 0$) глубина провала резко увеличивается (см. рис. 2, кривые 2-5). Анализ показывает, что провал наиболее отчетлив при следующих значениях параметров: $V^{opt} \approx 2\Gamma_0$, $V_2^{opt} \approx \Gamma_0$, $W \approx 5\Gamma_0$ (см. кривую 5).

При учете теплового движения атомов и в случае отсутствия буферного газа качественно картина не меняется (см. рис. 3). На фоне доплеровски уширенного контура имеется узкий провал, ширина которого определяется только Γ_0 , V и V_2 .

В заключение отметим, что эффект КПН может быть использован в практических приложениях, например, в квантовых магнетометрах или в стандартах частоты, поскольку позволяет устранять световое уширение в сигнале.

Авторы выражают благодарность Р.А. Житникову за полезное обсуждение настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Radmore P.M., Knight P.L. - J. Phys. B., 1982, v. 15, p. 561-573.
- [2] Thomas J.E. et al. - Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 867-870.
- [3] Александров Е.Б., Вершовский А.К. - ОпС, 1985, т. 59, № 6, с. 1210-1216.

Ленинградский политехнический
институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
7 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 11

12 июня 1988 г.

К ВОПРОСУ АВТОУСКОРЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СГРУППИРОВАННЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ

Н.И. А й з а ц к и й

Предложенные в начале семидесятых годов и впоследствии детально изученные как теоретически, так и экспериментально методы автоускорения сильноточных электронных пучков при их взаимодействии с пассивными резонансными структурами (см., например, [1, 2]) не получили широкого распространения в ускорительной технике. Однако проведенные работы были интересны в физическом плане, поскольку они расширили наше понимание коллективных явлений, возникающих в электронных потоках. Данные исследования