

02

© 1991

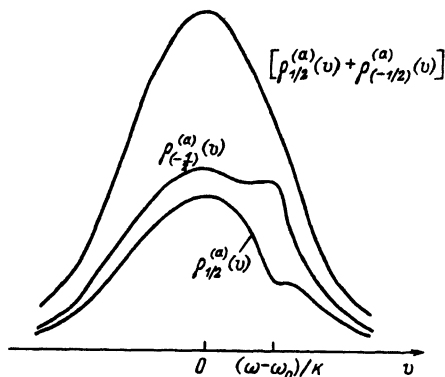
О ПРОСТРАНСТВЕННОМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ  
СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ  
МОМЕНТОВ АТОМАРНОГО ГАЗА  
В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Ч. И з м а й л о в

В последнее время интенсивно исследуются процессы светоиндуцированной пространственной селекции квантовых состояний (СКС) атомов разреженного газа [1-5]. В данной работе выявлен механизм СКС, связанный с пересечением зеемановских подуровней основного атомного терма в слабом магнитном поле  $H$ , ( $H \ll 1 \text{ Э}$ ), которое, например, характерно для магнитосферы Земли.

Используя соотношения работы [6], проведем анализ СКС на примере электродипольного перехода  $a \rightleftharpoons b$  с частотой  $\omega_0$  между основным уровнем  $a$  и возбужденным -  $b$  с полными угловыми моментами  $j_a = j_b = \frac{1}{2}$ . Чтобы выявить исследуемый механизм СКС в чистом виде, рассмотрим случай достаточно разреженного атомарного газа (при давлении  $p \ll 10^{-6} \text{ Тор}$ ), когда практически не сказывается влияние межатомного взаимодействия. Будем считать, что оптическая накачка атомов осуществляется плоской бегущей циркулярно-поляризованной волной с частотой  $\omega$  (близкой к  $\omega_0$ ) и с интенсивностью  $I$ , удовлетворяющей условию  $(I/d^2)(3\hbar^2 j)^{-1} \ll j$ , при котором можно не учитывать эффекты насыщения на резонансном переходе  $a \rightleftharpoons b$  (с однородной полушириной спектральной линии  $\gamma$  и приведенным матричным элементом дипольного момента  $d$ ). Учитывая, что в слабом поле  $H$ , ( $H \ll 1 \text{ Э}$ ) зеемановское расщепление уровней  $a$  и  $b$  пренебрежимо мало по сравнению с полушириной  $\gamma$  [6, 7]; при отмеченных ограничениях получаем следующие выражения для населенностей  $\rho_{\mu}^{(a)}$  и когерентностей  $\rho_{\mu(-\mu)}^{(a)}$  зеемановских подуровней  $a_{\mu}$  основного терма  $a$  с проекциями углового момента  $\mu = \pm \frac{1}{2}$  вдоль направления распространения света накачки:

$$\rho_{1/2}^{(a)} = \frac{3\Omega_1^2 N F(\nu)}{6\Omega_1^2 + 4[G^2 + (\Delta + \Omega_2)^2]}, \quad \rho_{(-1/2)}^{(a)} = N F(\nu) - \rho_{1/2}^{(a)}, \quad (1)$$



$$\rho_{(-1/2)}^{(a)} \frac{1}{2} = \frac{-\Omega_1 [G + i(\Delta + \Omega_2)] NF(v)}{3\Omega_1^2 + 2[G^2 + (\Delta + \Omega_2)^2]}, \quad \left(\rho_{(-1/2)}^{(a)}\right) \frac{1}{2} = \rho_{1/2}^{(a)}(-1/2), \quad (2)$$

где

$$G = \frac{I |d|^2 \gamma}{3\hbar^2 [\gamma^2 + \delta^2(v)]}, \quad \Delta = \frac{I |d|^2 \delta(v)}{3\hbar^2 [\gamma^2 + \delta^2(v)]}, \quad (3)$$

причем  $N$  - плотность атомов,  $F(v)$  - одномерное максвелловское распределение по проекции атомной скорости  $v$ ,  $\delta(v) = \omega - \omega_0 - kv$ ,  $k = \omega c^{-1}$ ,  $\Omega_1 = \mu_B g H \sin \theta$ ,  $\Omega_2 = \mu_B g H \cos \theta$ ,  $\mu_B$  - магнетон Бора,  $g$  - фактор Ланде уровня  $a$ ,  $\theta$  - угол между вектором поля  $H$  и направлением распространения световой волны. При  $H=0$  (либо  $\theta = 0$  или  $\pi$ ), согласно (1)-(3),

$\rho_{1/2}^{(a)} = \rho_{1/2}^{(a)}(-1/2) = 0$  и  $\rho_{(-1/2)}^{(a)} = NF(v)$ , т.к. все атомы перейдут на подуровень  $a(-1/2)$  под действием циркулярно-поляризованного

излучения накачки, индуцирующего переход  $a(1/2) \rightleftharpoons a(-1/2)$ , и вследствие радиационного распада по каналу  $b(-1/2) \rightarrow a(-1/2)$  [8].

Заметим, что величины  $\rho_{\mu}^{(a)}$  и  $\rho_{\mu(-\mu)}^{(a)}$ , ( $\mu = \pm 1/2$ ) (1)-(3) зависят от напряженности поля  $H$  и интенсивности излучения  $I$  лишь через отношение  $I/H$ . Из рисунка (построенного в случае направления поля  $\vec{H}$  под углом  $\theta = \frac{\pi}{2}$ ) видно, что в окрестности значения  $(\omega - \omega_0) \cdot k^{-1}$  проекции атомной скорости  $v$  зависи-

мость населенности  $\rho_{1/2}^{(a)}(v)$  имеет резонансный провал, а  $\rho_{(-1/2)}^{(a)}(v)$  - пик, т.к. монохроматическое излучение накачки наиболее сильно воздействует на атомы, для которых доплеровский

сдвиг  $k\sigma$  на переходе  $a \rightleftharpoons b$  удовлетворяет условию  $|\mathcal{S}(\sigma)| = |\omega - \omega_0 - k\sigma| \ll \gamma$ . С ростом значения  $|\mathcal{S}(\sigma)|$  степень оптической ориентации атомов ослабевает, а заселенности  $\rho_{1/2}^{(a)}$  и  $\rho_{(-1/2)}^{(a)}$

выравниваются вследствие прецессии светоиндуцированных магнитных моментов вокруг поля  $H$  [6, 8]. При повышении отношения  $I/H$  в зависимостях  $\rho_{1/2}^{(a)}(\sigma)$  и  $\rho_{(-1/2)}^{(a)}(\sigma)$  увеличиваются как ширины, так и амплитуды нелинейнооптических резонансов. Из соотношений (1), (3) и рисунка видно, что излучение накачки вызывает асимметричную деформацию зависимостей  $\rho_{1/2}^{(a)}(\sigma)$  и  $\rho_{(-1/2)}^{(a)}(\sigma)$  относительно значения  $\sigma = 0$  при  $\omega \neq \omega_0$  (а если  $\theta \neq \pi/2$ ,

0 и  $\pi$ , то даже при  $\omega = \omega_0$ ). Поэтому вдоль направления распространения света накачки формируются встречные макроско-

пические потоки  $j_{\mu} = \int \sigma \rho_{\mu}^{(a)}(\sigma) d\sigma$  атомов с противоположными проекциями спинов  $\mu = \pm \frac{1}{2}$ . В целом же распределение атомов по скоростям остается равновесным, т.е.  $[\rho_{1/2}^{(a)}(\sigma) + \rho_{(-1/2)}^{(a)}(\sigma)] = NF(\sigma)$  (1). Зависимость когерентности подуровней  $\rho_{1/2}^{(a)}(-1/2)(\sigma)$  (2), (3) от скорости  $\sigma$  приведет к потокам поперечной намагниченности атомарного газа [2, 4].

Выявленный магнитооптический механизм СКС, очевидно, характерен и для атомов с моментом основного уровня  $j_a \geq \frac{1}{2}$  при различных поляризациях излучения накачки. При этом в газе могут возникнуть потоки всевозможных светоиндуцированных поляризационных моментов (ПМ) атомов с рангами  $1 \leq \alpha \leq 2j_a$ . Скорость подобных потоков при определенных условиях достигает величины порядка тепловой скорости атомов [1-4]. Поэтому в закрытой кювете с облучаемым газом в слабом поле  $H$  возможно возникновение существенной пространственной неоднородности светоиндуцированных ПМ вдоль направления распространения излучения накачки [1-5]. Заметим, что рассмотренный механизм СКС проявляется не только при монохроматической накачке, т.к. для возникновения асимметрии в распределении по скоростям атомов в различных квантовых состояниях достаточно, чтобы излучение имело разную интенсивность в спектральном диапазоне доплеровски уширенной линии резонансного перехода.

В квантовых приборах (магнитометрах, стандартах частоты и т.п.), где применяется оптическая накачка атомов, для устранения пространственной неоднородности светоиндуцированных ПМ целесообразно использование буферного газа, который существенно ослабляет неравновесность в распределении атомов по скоростям [8, 9].

- [1] Смирнов В.С., Тумайкин А.М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 3. С. 866-870.
- [2] Агапьев Б.Д., Матисов Б.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 2. С. 66-68.
- [3] Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 6. С. 1995-2004.
- [4] Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 1. С. 81-92.
- [5] Безвербный А.В., Смирнов В.С. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 7. С. 116-121.
- [6] Измайлов А.Ч. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. № 4. 784-789.
- [7] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 344 с.
- [8] Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
- [9] Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шлагин А.М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979. 310 с.

Поступило в Редакцию  
26 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 6

26 марта 1991 г.

07; 08

© 1991

## АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ОПЕРАТИВНЫЙ КОРРЕЛЯТОР

Л.В. Балакин, А.А. Зборовский,  
Б.Б. Иванов, Е.В. Цукерман

Голографические корреляторы (ГК) вследствие высокого быстродействия получили широкое распространение в задачах, связанных с обработкой двумерных изображений [1].

Одной из характерных особенностей подобных устройств является нелинейность светочувствительных сред, используемых для записи голографического пространственного фильтра (ПФ). Поэтому на регистрирующем материале можно записать ограниченный участок пространственно-частотного спектра (ПЧС) изображения [2]. Определенные трудности в ГК возникают из-за наличия нулевого