

07;08

## Нелинейное резонансное отражение света в присутствии звуковой волны

© Б.Б. Авербух

Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск  
E-mail: aviwork@rambler.ru

Поступило в Редакцию 20 ноября 2007 г.

Показано, что в индикатрисе рассеянного системой атомов света должны проявиться и триплет Моллоу (Mollow) и расщепление Мандельштама–Бриллюэна (Brillouin). Частотные сдвиги в триплете Моллоу не зависят от направления наблюдения. Величина расщепления в дублете Мандельштама–Бриллюэна зависит от угла рассеяния и при определенных условиях может сравниться с расщеплением в триплете Моллоу. При этом шестичастотный в общем случае спектр рассеяния превращается в пятичастотный.

PACS: 42.50.-p

Нелинейность взаимодействия атома с сильным когерентным падающим полем  $\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$  приводит к перестройке структуры атомных энергетических уровней. Это проявляется в спектре рассеянного атомом излучения в виде триплета Моллоу (Mollow) [1–3], т.е. в этом случае рассеяние идет не только на частоте сильного поля  $\omega_0$ , но и еще на двух симметрично расположенных относительно нее частотах  $\omega_0 \pm \Delta$ , где  $\Delta = \sqrt{\Omega^2 + |V_0|^2}$  — обобщенная частота Раби (Rabi),  $\Omega = \omega_0 - \omega_{mn}$  — расстройка частоты сильного поля  $\omega_0$  от частоты атомного перехода  $\omega_{mn}$ ,  $V_0 = \mathbf{D}_{mn} \mathbf{E}_0 / \hbar$  и  $\mathbf{D}_{mn}$  — матричный элемент оператора дипольного момента атомного перехода  $m-n$  между комбинирующими уровнями.

Естественно, возникает вопрос о возможных проявлениях этого эффекта в индикатрисе рассеяния сильного поля системой атомов. Одно из таких проявлений и рассматривается в настоящей работе.

Рассмотрим границу раздела вакуум–среда, параллельную плоскости  $xz$ . Ось  $z$  направим из среды в вакуум и будем считать, что волновые векторы рассматриваемых волн лежат в плоскости  $xz$ . Среда представляет собой совокупность двухуровневых атомов. Кон-

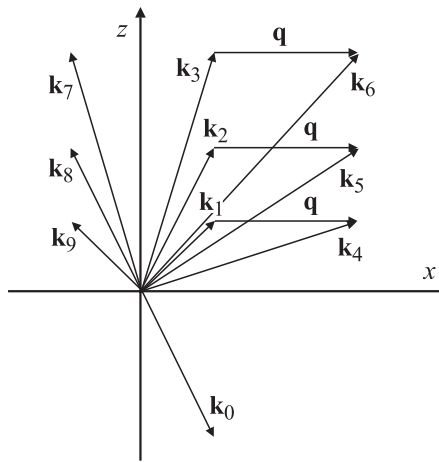
центрация атомов предполагается такой, что межатомные расстояния меньше длины световой волны, но больше радиуса сил межатомного взаимодействия. Пусть  $\cos \alpha_0$  и  $\cos \gamma_0$  — направляющие косинусы волнового вектора  $\mathbf{k}_0$  сильного поля, падающего из вакуума на среду. При равномерном неупорядоченном распределении атомов среды в приграничном (порядка длины волны  $\lambda$ ) слое вещества формируются поля рассеянного назад излучения на частотах  $\omega_1 = \omega_0 - \Delta$ ,  $\omega_2 = \omega_0$  и  $\omega_3 = \omega_0 + \Delta$ , распространяющиеся в направлениях волновых векторов  $\mathbf{k}_i = (k_i \cos \varphi_i, k_i \cos \theta_i)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) соответственно, причем [4]

$$\cos \varphi_1 = \frac{\omega}{\omega - \Delta} \cos \alpha_0, \quad \cos \varphi_2 = \cos \alpha_0, \quad \cos \varphi_3 = \frac{\omega}{\omega + \Delta} \cos \alpha_0.$$

Видно, что углы между векторами  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$ ,  $\mathbf{k}_3$  очень малы и наблюдение пространственного триплета практически невозможно.

Пусть теперь в рассматриваемой среде распространяется звуковая волна с волновым вектором  $\mathbf{q}$  и частотой  $\omega_q$ . Звуковая волна порождает оптическую неоднородность среды. Каждая из сформированных системой атомов оптических волн будет взаимодействовать со звуковой волной независимо. Световая волна с волновым вектором  $\mathbf{k}_i$  и частотой  $\omega_i$ , рассеявшись на звуковой волне, образует световые волны с волновыми векторами  $\mathbf{k}_i \pm \mathbf{q}$  и частотами  $\omega_i \pm \omega_q$  соответственно (дублет Манделъштама–Бриллюэна). Поэтому спектр рассеянного на звуковой волне света содержит в общем случае шесть частот  $\omega_0 \pm \omega_q$ ,  $(\omega_0 \pm \Delta) \pm \omega_q$  и несет информацию как о нелинейности взаимодействия отдельного атома с сильным полем, так и о коллективном взаимодействии атомов с этим полем. Звуковая частота  $\omega_q$  много меньше оптической частоты  $\omega_0$ . Поэтому можно считать [5], что  $|\mathbf{k}_i \pm \mathbf{q}| \approx |\mathbf{k}_i|$ . Тогда угол  $\theta$  рассеяния света определяется соотношением  $q = 2k_0 \sin \frac{\theta}{2}$ . Отсюда следует, что  $\omega_q = vq = 2k_0 v \sin \frac{\theta}{2}$ , где  $v$  — фазовая скорость звука в среде. Таким образом, величина расщепления Манделъштама–Бриллюэна зависит от угла рассеяния, т.е. от направления наблюдения. Величина же расщепления  $\Delta$  в триплете Моллоу не зависит от направления, так как этот эффект обусловлен взаимодействием сильного поля с одним атомом, поэтому результирующий спектр рассеянного излучения должен зависеть от угла рассеяния.

Звуковые частоты, определяющие рассеяние света, лежат в диапазоне от нуля для направления „вперед“ до некоторой максимальной частоты  $\omega_{q \max} = 2k_0 v$  для направления „назад“. Для видимой области



Направления волновых векторов падающего и рассеянного излучений.

спектра максимальные частоты лежат в интервале от  $10^9$  до  $10^{11}$  Hz при переходе от газов к жидкостям и твердым телам. Расщепление в триплете Моллоу  $\Delta$  определяется как расстройкой  $\Omega$  сильного поля от резонанса, так и величиной сильного поля. Оно может меняться от величины порядка  $4 \cdot 10^7$  Hz в поле маломощных лазеров [2,3] до величин порядка  $10^9$  Hz в поле мощных лазеров [6].

Поэтому, в частности, возможна ситуация, когда  $\omega_q = 2k_0 v \sin \frac{\theta}{2} = \Delta$ , т.е. расщепление Манделъштама–Бриллюэна совпадает по величине с расщеплением в триплете Моллоу. В этом случае спектр рассеянного излучения будет содержать только пять частот  $\omega_0$ ,  $\omega_0 \pm \Delta$  и  $\omega_0 \pm 2\Delta$ . Равенство  $\omega_q = \Delta$  может выполняться, например, если звуковая волна распространяется вдоль оси  $x$  и  $q = 2k_{0x} = 2k_{1x} = 2k_{2x} = 2k_{3x}$ . Условия  $2k_0 v \sin \frac{\theta}{2} = \Delta$  и  $q = 2k_0 \cos \alpha_0$  совпадают при  $\frac{\theta}{2} + \alpha_0 = \frac{\pi}{2}$ . Направления волновых векторов рассеянного излучения показаны на рисунке. Сильное поле распространяется в направлении вектора  $\mathbf{k}_0$ . Волновые векторы  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$  показывают направления распространения излучения с частотами  $\omega_0 - \Delta$ ,  $\omega_0$ ,  $\omega_0 + \Delta$  соответственно. Вектор  $\mathbf{q}$  показывает направление распространения звуковой волны. В направлениях векторов  $\mathbf{k}_4, \mathbf{k}_5, \mathbf{k}_6$  распространяется рассеянное

на звуковой волне излучение с частотами  $\omega_0$ ,  $\omega_0 + \Delta$ ,  $\omega_0 + 2\Delta$  соответственно. В направлениях векторов  $\mathbf{k}_7$ ,  $\mathbf{k}_8$ ,  $\mathbf{k}_9$  распространяется рассеянное на звуковой волне излучение с частотами  $\omega_0$ ,  $\omega_0 - \Delta$ ,  $\omega_0 - 2\Delta$  соответственно. Учитывая, что углы между векторами  $\mathbf{k}_4$ ,  $\mathbf{k}_5$ ,  $\mathbf{k}_6$ , а также между векторами  $\mathbf{k}_7$ ,  $\mathbf{k}_8$ ,  $\mathbf{k}_9$  чрезвычайно малы, можно сказать, что спектр рассеянного назад (по отношению к вектору  $\mathbf{k}_0$ ) света представляет собой триплет с частотами  $\omega_0$ ,  $\omega_0 - \Delta$ ,  $\omega_0 - 2\Delta$ , а спектр „отраженного“ света — триплет с частотами  $\omega_0$ ,  $\omega_0 + \Delta$ ,  $\omega_0 + 2\Delta$ .

Таким образом, наблюдение пространственного триплета и в данном случае практически невозможно. Но при определенных значениях углов падения и рассеяния вклад различных физических механизмов, формирующих индикатрису отраженного излучения, может быть таков, что шестичастотный в общем случае спектр превращается в пятичастотный. Условие  $\omega_q = \Delta$ , связывающее между собой характеристики сильного поля и звуковой волны в этом случае, может быть использовано при определении различных характеристических параметров.

## Список литературы

- [1] *Mollow B.R.* // Phys. Rev. 1969. V. 188. N 5. P. 1969–1975.
- [2] *Shuda F., Stroud C.R.jr., Hercher M.* // J. Phys. 1974. V. B7. N 7. P. L198–L202.
- [3] *Wu F.Y., Grove R.E., Ezekiel S.* // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 35. N 21. P. 1425–1429.
- [4] *Averbukh B.B.* // Proc. SPIE. 2007. V. 6595.
- [5] *Фабелинский И.Л.* Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965. 511 с.
- [6] *Бонч-Бруевич А.М., Ходовой В.А.* // УФН. 1967. Т. 93. № 31. С. 71–110.