

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 161 – 165

5 августа 1970 г.

**ФОРМА ЛИНИИ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
В ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ В ГАЗАХ**

Л.С. Василенко, В.П. Чеботаев, А.В. Шишаев

Анализу различных нелинейных явлений, возникающих при взаимодействии сильного поля с веществом, посвящено большое число работ [1, 2]. Цель этой

работы обратить внимание на новые важные и физически интересные особенности, которые возникают при резонансном двухфотонном поглощении в газе в сильном поле стоячей волны.

1. Как известно [3], двухфотонное поглощение является эффектом второго приближения теории возмущений. Обычно двухфотонное поглощение рассматривается как процесс, происходящий через определенные реальные или виртуальные состояния. Принимая затухание уровней равным γ_k , система уравнений для амплитуды вероятности поглощения запишется в виде:

$$i\hbar \left(\frac{d\alpha_k}{dt} + \gamma_k \alpha_k \right) = \sum_m V_{km}(t) \alpha_m . \quad (1)$$

Для простоты мы ограничимся рассмотрением только трех уровней. Тогда для амплитуды вероятности двухфотонного поглощения получим:

$$\alpha_3^{(2)} = \frac{e^{-\gamma_3 t}}{(\hbar)^2} \int_0^t V_{32}(t_1) e^{(\gamma_3 - \gamma_2)t_1} \left\{ \int_0^{t_1} V_{21}(t_2) e^{\gamma_2 t_2} dt_2 \right\} dt_1 , \quad (2)$$

где $V_{km}(t)$ – матричный элемент гамильтониана взаимодействия поля с атомом.

При взаимодействии с бегущей волной учет движения атомов прост: резонансная частота атома испытывает сдвиг $k v$. В результате усреднения по всем скоростям форма линии испытывает обычное допплеровское уширение. Поместим атомную систему в поле стоячей волны, которую представим как сумму двух бегущих в противоположных направлениях волн. Вероятность двухфотонного поглощения оказывается равной.

$$W(2\omega) = \frac{|V_{21}|^2 |V_{32}|^2}{16\hbar^4 (\omega_{21} - \omega)^2} \left\{ \frac{1}{[(\Omega - 2kv)^2 + \gamma_3^2]} + \frac{1}{[(\Omega + 2kv)^2 + \gamma_3^2]} + \frac{1}{\Omega^2 + \gamma_3^2} \right\} , \quad (3)$$

где Ω – частота сильного поля.

Первые два слагаемые в (3) соответствуют независимому взаимодействию атомов с двумя бегущими волнами. При этом каждая из двух бегущих волн "выбирает" лишь те атомы, с которыми поле оказывается в резонансе с учетом допплеровского сдвига $k v$ ¹⁾. В случае, когда расстройка $\Omega = \omega_3 - 2\omega \gg \gamma_3$, второе слагаемое можно не учитывать в поглощении в поле стоячей волны, описываемой суммой поглощений для двух бегущих волн. В этом случае с каждой из волн взаимодействуют различные атомы. Второе слагаемое в (3) имеет интерференционное происхождение и играет существенную роль при $\Omega = \gamma_3$. Вклад этого члена не зависит от скорости атома. Это явление можно интерпретировать как компенсацию допплеровского сдвига при взаимодействии атома со встречными волнами. Как интерференционное, это явление возникает только при рассмотрении его в следующем за линейным приближении

¹⁾Здесь можно провести аналогию с резонансным однофотонным поглощением, вероятность которого, как известно [4], в зависимости от скорости атома для бегущей волны описывается выражением, сходным с первыми двумя слагаемыми в (3).

по полю. Так как двухфотонный процесс в линейном приближении совсем не наблюдается, интерференционные явления главным образом и определяют форму линии двухфотонного поглощения в газе в поле стоячей волны.

В системе центра инерции на этом, движущийся со скоростью v , действуют два поля с частотами $\omega_1 = \omega + kv$ и $\omega_2 = \omega - kv$. Отсюда сумма частот $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$ находится в резонансе с атомами независимо от их скорости, если $\omega_{31} \approx 2\omega$. Усредняя (3) по скоростям и учитывая, что мощность двухфотонного поглощения равна $P(2\omega) = \hbar\omega_{31}^2 2\gamma_3 W(2\omega)$, получим:

$$\langle P(2\omega) \rangle_M = \frac{|V_{21}|^2 |V_{32}|^2 \omega_{31}}{8\hbar^3 (\omega_{21} - \omega)^2} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2k\bar{v}} e^{-\Omega^2/(2k\bar{v})^2} + \frac{2\gamma_3}{\Omega^2 + \gamma_3^2} \right\}. \quad (4)$$

На рис. 1 показана зависимость мощности двухфотонного поглощения от частоты.

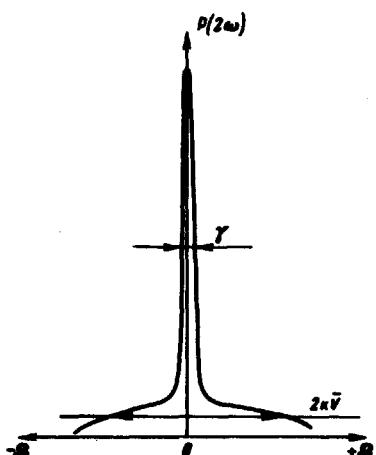


Рис. 1. Зависимость мощности двухфотонного поглощения от частоты. Отношение амплитуды пика к амplitude допплеровской подкладки равно $4kv/\sqrt{\pi}\gamma$, т. е. может быть существенно больше 1

2. При учете ангармонизма колебаний молекул можно рассмотреть двухтонное поглощение в двухуровневой системе, полагая, что дипольные моменты молекул определенным образом ориентированы (например, постоянным электрическим полем). Для этого случая выражение для мощности двухфотонного поглощения будет иметь вид:

$$\langle P(2\omega) \rangle_M = \frac{|V_{21}|^2 |V_{11} - V_{22}|^2}{2\hbar^3 \omega_{21}} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2k\bar{v}} e^{-\Omega^2/(2k\bar{v})^2} + \frac{2\gamma_2}{\Omega^2 + \gamma_2^2} \right\} \quad (5)$$

Важное отличие этого случая от рассмотренного выше заключается в том, что двухфотонные переходы осуществляются между уровнями, на которых разрешен однофотонный переход в дипольном приближении. Это создает возможность излучения при переходе 2 → 1 фотона с частотой ω_{12} [5]. В квазиклассическом приближении [6] можно найти зависимость мощности излучения на

частоте 2ω в поле стоячей волны:

$$\langle P(2\omega) \rangle_M = \frac{2\omega_{12} |V_{21}|^2 |V_{11} - V_{22}|^2 |P_{12}|^2}{3c^3 \hbar^4 \gamma_2} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2k\tilde{v}} e^{-\Omega^2/(2k\tilde{v})^2} + \frac{2\gamma_2}{\Omega^2 + \gamma_2^2} \right\}, \quad (6)$$

где P_{12} – матричный элемент дипольного момента перехода.

3. Нами была вычислена мощность трехфотонного поглощения в поле стоячей волны в газе. Ее параметры сильно отличаются от случая двухфотонного поглощения. Хотя вероятность поглощения имеет пик в центре линии, контрастность его уже не зависит от отношения $k\tilde{v}/\gamma_0$. Физическая причина возникновения пика в центре линии для трехфотонного поглощения иная, чем в двухфотонном. Так при трехфотонном поглощении происходит частичная компенсация допплеровского сдвига, поэтому интерференционный член в мощности поглощения имеет ширину $k\tilde{v}$:

$$\langle P(3\omega) \rangle_M = \frac{27 |V_{21}|^2 |V_{22} - V_{11}|^2 \sqrt{\pi}}{64 \hbar^5 \omega_{21}^3 k\tilde{v}} \left\{ e^{-\Omega^2/(3k\tilde{v})^2} + 27 e^{-\Omega^2/(k\tilde{v})^2} \right\}. \quad (7)$$

В центре линии атом взаимодействует с обеими волнами, так что эффективное поле, действующее на атом, увеличивается. Отсюда и следует увеличение поглощения в центре линии по сравнению со случаем атома в поле бегущей волны. Зависимость мощности трехфотонного поглощения от частоты показана на рис. 2.

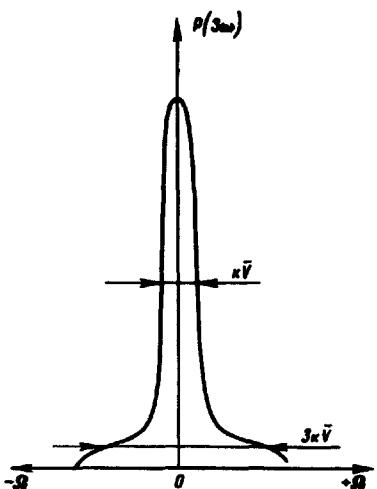


Рис. 2. Зависимость мощности трехфотонного поглощения от частоты

4. Перечисленные эффекты многофотонного поглощения в газах в поле стоячей волны наиболее просто, по-видимому, наблюдать, помешав поглощающую среду внутрь резонатора. Легко показать, что на зависимости мощности генерации от частоты в центре линии поглощения возникнет провал, причем глубина провала может быть очень большой.

Описанные явления представляют физический интерес, открывая принципиально новые возможности для спектроскопии, стабилизации частоты мощных лазеров и ряда других областей.

Институт физики полупроводников

Академии наук СССР

Сибирское отделение

Поступила в редакцию

1 июля 1970 г.

Литература

- [1] А.Н.Бонч-Бруевич, В.А.Ходовой. УФН, 85, вып. 1, 1965.
- [2] Н.Бломберген. Нелинейная оптика, М., 1966.
- [3] M. Göppert – Mayer. Ann. der Physik, 9Bd 1931.
- [4] С.Г.Раутиан. Докт. дисс.; Труды ФИАН, т. 85, Нелинейная оптика.
- [5] Y.Ueda, K.Shimoda. J.Phys. Soc. Japan, 28, 1, 1970.
- [6] Л.Шифф. Квантовая механика, М., 1957.