

УДК 535.375.5+621.373:535.01

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТА, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ВЫНУЖДЕННЫМ КОМБИНАЦИОННЫМ РАССЕЯНИЕМ

В. С. Бутылкин, А. Е. Каплан и Ю. Г. Хронопуло

Рассмотрена динамика самофокусировки, вызванной ВКР, а также самоискривления пучка со стоксовой компонентой в случае несимметричного распределения поля в пучке накачки.

1. Во многих экспериментальных работах, посвященных исследованию самофокусировки света, отмечается, что она сопровождается вынужденным комбинационным рассеянием (ВКР) [1, 2]. Как было нами показано в [3], ВКР может быть причиной возникновения нелинейной добавки к поляризуемости вещества, обусловленной перераспределением населенностей уровней перехода, на котором происходит ВКР, и штарковским сдвигом этих уровней. Величина этой добавки может быть сравнима с величиной нелинейной поляризуемости вещества из-за эффекта Керра, и даже превышать его. Поэтому можно ожидать, что ВКР может быть причиной самовоздействия света. Условия наблюдения «ВКР самофокусировки» мы обсуждали в заметке [4]. Здесь мы рассмотрим динамику самофокусировки, вызванной ВКР, а также самоискривления пучка со стоксовой компонентой в случае несимметричного распределения поля в пучке накачки. Как будет показано, самовоздействие из-за ВКР практически всегда является «слабым», т. е., например, при самофокусировке слой, в котором образуется ϵ_{nl} существенной величины, может считаться тонкой линзой.

2. В [3] было получено общее выражение для поляризуемости вещества при ВКР как функции полей накачки E_n и стоксовой компоненты E_c и частотной расстройки $\delta = \omega_n - \omega_c - \omega_{21}$, где E_n , E_c — модули комплексных амплитуд соответствующих полей, ω_n и ω_c — частоты полей, ω_{21} — частота перехода, на котором происходит ВКР. В приближении относительно слабых полей, когда населенность далека от насыщения, в пренебрежении эффектом Штарка и при малой расстройке $\delta \ll T^{-1}$ (T^{-1} — ширина линии перехода 2—1)¹ нелинейную добавку к величине диэлектрической проницаемости можно записать в виде (см. формулу (18б) [3])

$$\epsilon_{nl} \approx \epsilon_4 m_n m_c, \quad (1)$$

где m_n , m_c — безразмерные интенсивности накачки и стоксовой компоненты, нормированные на «насыщающую» интенсивность

$$m_{n,c} = \frac{E_{n,c}^2}{E_{нас.}^2}, \quad E_{нас.}^2 = \hbar^2 / 2r \sqrt{\tau T}. \quad (2)$$

Здесь τ — время жизни молекулы в возбужденном состоянии 2, r — матричный элемент, характеризующий сечение ВКР на рассматриваемом переходе [3]. Величина ϵ_4 имеет вид

$$\epsilon_4 = 2\pi N (\chi_2 - \chi_1), \quad (3)$$

¹ Это условие практически всегда выполняется, если стоксова компонента поля генерируется из спонтанного излучения.

где κ_2, κ_1 — линейные поляризуемости состояний 2 и 1, N — плотность числа частиц.

Разность линейных поляризуемостей для случая ВКР на колебательном переходе может быть достаточно просто оценена [4]

$$\kappa_2 - \kappa_1 \approx \kappa_1 \frac{\omega_{21}}{\omega_0} \frac{\omega_0^2 + \omega_H^2}{\omega_0^2 - \omega_H^2}. \quad (4)$$

Здесь ω_{21} — частота колебательного перехода, ω_0 — частота ближайшего электронного перехода.

3. Как известно [5], развитие ВКР в пространстве с учетом порога достаточно хорошо описывается уравнениями

$$\frac{dm_H}{dx} = -\frac{1}{L_0} m_H m_c, \quad \frac{dm_c}{dx} = \frac{1}{L_0} m_H m_c \frac{\omega_c}{\omega_H} - \frac{m_c}{L_3}, \quad (5)$$

где L_3 — длина затухания стоксовой компоненты, а L_0 — характерная длина ВКР, обратная коэффициенту преобразования накачки в стоксову компоненту

$$L_0 = \frac{1}{k_H} \frac{\sqrt{\varepsilon_0} \hbar}{2\pi N r} \sqrt{\frac{\tau}{T}}, \quad (6)$$

($k_H = \frac{\omega_H}{c}$ — волновое число).

Из (5) видно, что длина преобразования энергии накачки в стоксову компоненту при $m_{свх.} \ll m_{нвх.}$ есть

$$L_{ВКР} = \left(\frac{m_H}{L_0} - \frac{\omega_H}{\omega_c} \frac{1}{L_3} \right)^{-1} = \frac{L_0}{m_H - m_{ВКР}}, \quad (7)$$

где $m_{ВКР}$ — пороговая интенсивность накачки при ВКР

$$m_{ВКР} = \frac{L_0 \omega_H}{L_3 \omega_c}. \quad (8)$$

Слой вещества, в котором $\varepsilon_{нл} \sim m_H m_c$, заметно отличается от нуля, имеет толщину того же порядка, что и длина преобразования $L_{ВКР}$; уже при небольшом превышении интенсивности накачки над пороговой эта толщина становится сравнительно малой. Например, для бензола при потоке мощности накачки $J \approx 30$ Мвт см⁻² и пороговом потоке мощности $J \approx 18$ Мвт см⁻² имеем $L_{ВКР} \approx 0.1$ см.

В связи с этим нелинейный слой можно рассматривать как фазовый корректор (тонкую линзу или призму), образованный волнами накачки с еще неискаженной геометрией. Это позволяет воспользоваться для расчета линзы величинами полей в исходной плоской волне. Описывая линзу ее оптической толщиной Δl в каждой точке поперечного сечения волны ρ

$$\Delta l(\rho) = (2\sqrt{\varepsilon_0})^{-1} \int_0^\infty \varepsilon_{нл}(\rho, x) dx \approx \frac{\varepsilon_4}{2\sqrt{\varepsilon_0}} \int_0^\infty m_H m_c(\rho, x) dx, \quad (9)$$

получаем непосредственно из (5)

$$\Delta l = \frac{\varepsilon_4}{2\sqrt{\varepsilon_0}} L_0 (m_{вх.} - m_\infty), \quad (10)$$

где $m_{вх.}$, m_∞ — входная и выходная интенсивности накачки; подставляя сюда значения ε_4 (3), L_0 (6) и m (2), находим

$$\Delta l = \frac{1}{2k_H} \frac{E_{вх.}^2 - E_\infty^2}{\mathcal{E}_x^2}, \quad (11)$$

где $\mathcal{E}_x^2 = \frac{\hbar}{2\tau(\kappa_2 - \kappa_1)}$ — характерное поле резонансной переполаризации (см. [3], формула (10)).

В отсутствие поглощения ($L_a = \infty$, $m_{\text{ВКР}} = 0$) все фотоны накачки преобразуются в стоксовские, т. е. $m_{\infty} = 0$; в этом случае

$$\Delta l(\rho) \approx L_0 \frac{\epsilon_4}{2\sqrt{\epsilon_0}} m_{\text{вх.}}(\rho) = \frac{1}{2k} \frac{E_{\text{вх.}}^2}{\epsilon_2^2}. \quad (12)$$

Интересно, что хотя исходная нелинейность (1) пропорциональна $E_{\text{вх.}}^2 E_c^2$, т. е. четвертой степени поля, оптическая толщина нелинейного слоя (12) здесь пропорциональна лишь интенсивности накачки, что объясняется интегральным характером эффекта [см. (9)]. Этим же объясняется и то, что в отсутствие порога ВКР ($L_a = \infty$) Δl не зависит ни от концентрации N , ни от величины r , характеризующей нелинейность.

Действительно, увеличение N и r ведет к увеличению нелинейной добавки к поляризуемости [$\epsilon_{\text{нл}} \propto Nr^2$, см. (1)–(3)], но в то же время и к уменьшению толщины слоя взаимодействия [$L_{\text{ВКР}} \propto \frac{1}{Nr^2}$, см. (6), (7)]; при интегрировании эти эффекты компенсируются ($\Delta l \propto \epsilon_{\text{нл}} L_{\text{ВКР}}$).

Последнее справедливо лишь до тех пор, пока геометрию волны можно считать неизменной, т. е. если $L_{\text{ВКР}}$ меньше дифракционной длины пучка.

Как будет показано ниже, это условие автоматически выполняется уже при небольшом превышении порога ВКР-самофокусировки. Учет порога ВКР в уравнениях (5) при обычно выполняющемся условии $m_{\text{свх.}} \ll m_{\text{вх.}}$ (стоксова компонента нарастает из спонтанного излучения на входе) приводит к следующему уравнению для величины $m_{\text{вх.}} - m_{\infty} = v$, входящей в выражение (10) для Δl :

$$m_{\text{вх.}} = v/[1 - \exp(-v/m_{\text{ВКР}})]. \quad (13)$$

График $v(m_{\text{вх.}})$ можно построить как функцию, обратную $m_{\text{вх.}}(v)$ (см. рисунок); нетрудно видеть, что $v(m_{\text{вх.}})$ достаточно точно аппроксимируется функцией

$$v = m_{\text{вх.}} - m_{\infty} = \begin{cases} 0 & \text{при } m_{\text{вх.}} \leq m_{\text{ВКР}}, \\ 2(m_{\text{вх.}} - m_{\text{ВКР}}) & \text{при } m_{\text{ВКР}} < m_{\text{вх.}} \leq 2m_{\text{ВКР}}, \\ m_{\text{вх.}} & \text{при } m_{\text{вх.}} > 2m_{\text{ВКР}}. \end{cases} \quad (14)$$

Штриховой линией на рисунке показана зависимость $v(m_{\text{вх.}})$, соответствующая (14). Таким образом, (11), (12) и (14) определяют Δl как в случае пренебрежения порогом ВКР, так и при его учете.

4. Рассмотрим теперь ВКР-самофокусировку при нулевом пороге ВКР. Пренебрежение этим порогом возможно, например, если $m_{\text{вх.}} \gg m_{\text{ВКР}}$. Как мы увидим, на этом примере можно наиболее четко рассмотреть особенности ВКР-самофокусировки. Нетрудно видеть из (12), что как и в случае обычной самофокусировки безабберационной линзе должно соответствовать квадратичное распределение интенсивности накачки по сечению пучка

$$m = \begin{cases} m_{0\text{вх.}}(1 - \rho^2/a^2), & \rho < a, \\ 0 & \rho \geq a, \end{cases} \quad (15)$$

где $m_{0\text{вх.}}$ — интенсивность накачки в центре пучка. При этом фокусное расстояние линзы (в геометрическом приближении) равно

$$X_{\text{ф.}} = -\left[\frac{d^2(\Delta l)}{d\rho^2}\right]^{-1}, \quad (16)$$

или после подстановки (12) и (15)

$$X_{\phi} = k_n a^2 \frac{\mathcal{E}_x^2}{E_{0\text{вх.}}^2} = L_n \frac{\mathcal{E}_x^2}{E_{0\text{вх.}}^2} \quad (17)$$

($L_n = k_n a^2$ — дифракционная длина пучка в среде).

Поскольку за ВКР-линзой пучок распространяется в практически линейной среде, всю ситуацию можно рассматривать как фокусировку тонким нелинейным слоем («внешняя» самофокусировка). При этом, как показано в [6], пороговой мощности соответствует $X_{\phi} = L_n$; подставляя сюда (17), получаем

$$E_{\text{н пор.}}^2 = \mathcal{E}_x^2 \quad (18)$$

5. Вычислим теперь порог ВКР-самофокусировки с учетом порога самого вынужденного комбинационного рассеяния. Если накачка на входе распределена по-прежнему квадратично (15), то из формул (10), (11) и (14) с учетом (16) и (17) получаем следующий результат. Если интенсивность накачки в центре превышает порог ВКР, но не более чем в 2 раза ($m_{\text{ВКР}} < m_{0\text{вх.}} < 2m_{\text{ВКР}}$), то образуется одна нелинейная линза с радиусом a_1

$$a_1^2 = a^2 (1 - m_{\text{ВКР}}/m_{0\text{вх.}}) \quad (19)$$

и новым фокусным расстоянием $\bar{X}_{\phi} = 0.5X_{\phi}$ [X_{ϕ} из (17)]. При превышении же интенсивности накачки над двойным порогом ВКР ($m_{0\text{вх.}} > 2m_{\text{ВКР}}$) в центре этой линзы появляется вторая с радиусом a_2

$$a_2^2 = a^2 (1 - 2m_{\text{ВКР}}/m_{0\text{вх.}}) \quad (20)$$

и с фокусным расстоянием X_{ϕ} (17). При дальнейшем увеличении интенсивности накачки площадь первой (кольцевой) линзы уменьшается, а площадь второй увеличивается, стремясь к площади сечения пучка накачки; поэтому мощность из первого «короткого» фокуса (\bar{X}_{ϕ}) переходит в дальний (X_{ϕ}). В тех случаях, когда вся энергия излучения или основная ее часть идет через одну линзу, можно ввести понятие порога ВКР-самофокусировки. Если образуется только линза с радиусом a_1 [см. (19)] и фокусным расстоянием \bar{X}_{ϕ} , из соотношения $k_n a_1^2 = \bar{X}_{\phi}$ получаем, что

$$E_{\text{н пор.}}^2 = E_{\text{ВКР}}^2 + 0.5\mathcal{E}_x^2 \quad (21)$$

Этот случай осуществляется, если

$$E_{\text{н пор.}}^2 < 2E_{\text{ВКР}}^2 \quad (22)$$

что выполняется при $\mathcal{E}_x^2 < 2E_{\text{ВКР}}^2$.

Если же

$$E_{\text{н пор.}}^2 \geq 2E_{\text{ВКР}}^2 \quad (23)$$

то площадь кольцевой линзы вблизи пороговой интенсивности будет пренебрежимо мала, и весь нелинейный слой можно представлять линзой с радиусом a_2 (20); в этом случае из условия $k_n a_2^2 = X_{\phi}$ получаем

$$E_{\text{н пор.}}^2 = \mathcal{E}_x^2 + 2E_{\text{ВКР}}^2 \quad (24)$$

Неравенство (23) выполняется, когда $\mathcal{E}_x^2 \geq 2E_{\text{ВКР}}^2$, при этом, как и следовало ожидать, величина $E_{\text{н пор.}}^2$ (24) практически совпадает с выражением (18), вычисленным в пренебрежении порога ВКР. В промежуточном случае $2E_{\text{ВКР}}^2 \approx \mathcal{E}_x^2$ ввести разумное определение порога не представляется возможным.

6. Приведем оценку пороговых интенсивностей ВКР-самофокусировки. Для бензола пороговый поток мощности для ВКР составляет $I_{\text{ВКР}} \approx 18$ Мвт · см⁻², а величине \mathcal{E}_x^2 соответствует $I_x \approx 1$ Гвт · см⁻², поэтому порог ВКР-самофокусировки в соответствии с (23), (24) $I_{\text{пор.}} \approx I_x \approx 1$ Гвт · см⁻². Для водорода при давлении в 30 атм. $I_{\text{ВКР}} \approx 12$ Мвт · см⁻², \mathcal{E}_x^2 соответствует поток $I_x \approx 75$ квт · см⁻², т. е. порог дается выраже-

нием (21), и самофокусировка должна начинаться практически сразу после превышения порога ВКР (необходимо, правда, учитывать, что в этом случае импульс накачки должен быть достаточно длинным, поскольку время жизни молекулы водорода в возбужденном колебательном состоянии при 30 атм. есть $\tau \approx 3 \cdot 10^{-5}$ сек.). Отметим, что в настоящее время возможно с помощью лазеров, работающих в квазинепрерывном режиме, получение плотностей потока света, достаточных для превышения порога ВКР в газе, а следовательно, и для наблюдения обсуждаемого эффекта.

Интересно, что в случае сжатого водорода уже при двукратном превышении интенсивности накачки над порогом ВКР ($m_{0 \text{ вх.}} = 2m_{\text{ВКР}}$) фокусное расстояние ($\bar{X}_\phi = 0.5X_\phi$) довольно мало ($\bar{X}_\phi = L_d/640$, или при $k_n = 10^5 \text{ см}^{-1}$, $a \approx 0.3 \text{ см}$, $\bar{X}_\phi = 16 \text{ см}$). При $m_{0 \text{ вх.}}/m_{\text{ВКР}} \approx 10$ величина $\bar{X}_\phi \approx 6 \text{ см}$. Отсюда видно, что при расчете ВКР в случае многокаскадных преобразований уже в обычных условиях необходимо учитывать влияние ВКР-самофокусировки.

7. Выясним условия справедливости приближения «тонкой линзы». Потребуем, чтобы толщина нелинейной линзы $\sim L_{\text{ВКР}}$ (7) была меньше фокусного расстояния X_ϕ (17), откуда следует условие на входной радиус пучка a

$$a^2 > A^2 = \frac{L_0}{k_n m_x} = \frac{L_0}{2\pi k_n^2} \frac{\hbar^2 \tau (z_2 - z_1)}{N r^2 T} \quad (25)$$

и на величину входной интенсивности накачки в центре пучка $m_{0 \text{ вх.}}$

$$m_{0 \text{ вх.}} > M = \frac{m_{\text{ВКР}}}{1 - A^2/a^2} \quad (26)$$

При нарушении любого из этих условий приближение тонкой линзы становится неприменимым. Однако расчет дает, например, для бензола $A \approx 10^{-4} \text{ см}$, для сжатого водорода $A \approx 10^{-1} \text{ см}$, так что условие (25) практически можно считать выполненным с большим запасом. При этом (26) можно также считать выполненным всегда, кроме узкой области $m_{\text{пор.}} < m < M$ (если $m_{\text{пор.}} < M$); уже при небольшом превышении мощности над величиной $\max\{m_{\text{пор.}}, M\}$ ВКР-линза становится тонкой.

Если входная интенсивность накачки сильно превышает порог ВКР, то можно ожидать появления ряда почти равноотстоящих ВКР-линз, образованных при последовательном преобразовании одних стоксовых компонент в другие, более высоких порядков. Такая система линз аналогична квазиоптическому волноводу, способному канализировать узкие пучки света.

8. Рассмотрим теперь эффект авторефракции света при ВКР, аналогичный самоискривлению асимметричных пучков света в обычных нелинейных средах [7, 8]. В данном случае эффект будет заключаться в следующем. Если интенсивность накачки на входе распределена по сечению не квадратично (15), а линейно

$$m_{\text{вх.}} = \begin{cases} 0.5m_{0 \text{ вх.}} (1 + y/a), & |y| < a \\ 0 & |y| \geq a \end{cases} \quad (27)$$

(интенсивность пучка считается изменяющейся лишь по одному направлению $-y-$ в поперечном сечении), то вместо ВКР-линзы образуется «ВКР-призма», вследствие чего должна наблюдаться не фокусировка, а отклонение луча стоксовой компоненты на угол φ_p по отношению к исходному лучу

$$\varphi_p = \frac{d(\Delta l)}{dy} \quad (28)$$

$[\Delta l]$ по-прежнему определяется формулами (10), (11), (14)]. Подставляя (27) в (10), получаем, что при $m_{\text{ВКР}} = 0$ угол ВКР-рефракции равен

$$\varphi_p = \frac{1}{4ka} \frac{E_{0 \text{ вх.}}^2}{\mathcal{E}_x^2} = \frac{1}{4} \varphi_d \frac{E_{0 \text{ вх.}}^2}{\mathcal{E}_x^2}, \quad (29)$$

где φ_d
Учет
фокус
в кото
 $\bar{\varphi}_p = 2$
правд
со сто
друго
части
чение
средот
Ес
порог
ционн
интен
ВКР-с
Мь
резул

- [1] Р.
- [2] С.
- [3] В.
- [4] В.
- [5] Г.
- [6] А.
- [7] А.
- [8] М.

где $\varphi_d = (ka)^{-1}$ — полураствор дифракционной расходимости входного пучка. Учет порога ВКР (аналогично тому, как это делалось при ВКР-самофокусировке) показывает, что при $m_{\text{ВКР}} < m_{0 \text{ вх.}} < 2m_{\text{ВКР}}$ та часть пучка, в которой порог ВКР превышен ($m_{\text{вх.}} > m_{\text{ВКР}}$), отклоняется под углом $\bar{\varphi}_p = 2\varphi_p$, а «подпороговая» часть ($m_{\text{вх.}} < m_{\text{ВКР}}$) не изменяет своего направления. При $m_{0 \text{ вх.}} > 2m_{\text{ВКР}}$ образуются два отклоняющихся луча со стоксовой компонентой — один ($m_{\text{вх.}} > 2m_{\text{ВКР}}$) отклоняется на угол φ_p , другой ($m_{\text{ВКР}} < m_{\text{вх.}} < 2m_{\text{ВКР}}$) — на угол $\bar{\varphi}_p$ и, наконец, подпороговая часть пучка по-прежнему распространяется без изменения. С увеличением мощности накачки на входе вся преобразованная мощность сосредотачивается в первом луче.

Если говорить о пороге ВКР-рефракции, то, условившись определять порог по превышению угла рефракции φ_p над величиной порядка дифракционного угла (например, $\sim \frac{1}{4}\varphi_d$), нетрудно получить, что пороговая интенсивность накачки для ВКР-рефракции совпадает с порогом для ВКР-самофокусировки (18), (21).

Мы благодарны Г. А. Аскарьяну за полезные дискуссии и обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] R. Y. Chiao, M. A. Johnson, S. Krinsky, H. A. Smith, C. H. Townes, E. Garmire. IEEE J. Quant. Electron., QE-2, 9, 467, 1966.
- [2] С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов. Усп. физ. наук, 93, 19, 1967.
- [3] В. С. Бутылкин, А. Е. Каплан, Ю. Г. Хронопуло. ЖЭТФ, 59, 921, 1970.
- [4] В. С. Бутылкин, А. Е. Каплан, Ю. Г. Хронопуло. Изв. вузов, радиофизика, 12, 1792, 1969.
- [5] Г. Л. Гуревич, Ю. А. Отмахов. Изв. вузов, радиофизика, 9, 1164, 1966.
- [6] А. Е. Каплан. Изв. вузов, радиофизика, 12, 869, 1969.
- [7] А. Е. Каплан. Письма в ЖЭТФ, 9, 58, 1969.
- [8] М. С. Бродин, А. М. Камуз. Письма в ЖЭТФ, 9, 577, 1969.

Поступило в Редакцию 24 августа 1970 г.