

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННЫЙ ЗАХВАТ ФАЗ И ОСЕВОЕ АНТИСТОКСОВО ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВКР В ГАЗАХ

*В. С. Бутылкин, Г. В. Венкин, В. П. Прохасов,  
Н. Д. Смирнов, Ю. Г. Хронопуло, М. Ф. Шалеев*

Теоретически и экспериментально показано, что возникновение и все особенности поведения антистоксовой компоненты вынужденного комбинационного рассеяния, распространяющейся вдоль оси пучка накачки, обусловлены захватом фаз взаимодействующих волн, происходящим на ограниченном отрезке пути взаимодействия.

1. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований антистоксовой компоненты ВКР (АВКР), распространяющейся вдоль оси пучка накачки, предпринятых с целью выяснения механизма возникновения осевого АВКР.

Впервые осевое АВКР наблюдала Гармайр [1]. Впоследствии появился еще ряд публикаций о наблюдении такого излучения в различных жидкостях. Были выдвинуты следующие гипотезы о механизме возникновения осевого АВКР: 1) оно обусловлено явлением самофокусировки [1]; 2) это есть комбинационное рассеяние на возбужденных молекулах [2]; 3) оно связано с генерацией в резонаторе, образованном параллельными торцами кюветы [1, 3].

В работах [3, 4], в первой из которых исследовалось АВКР в жидкостях, а во второй – в сжатом  $H_2$ , показано, что все эти механизмы не имеют места. Авторы [3] сделали вывод о том, что природа осевого и конусного АВКР различна. По-видимому, этот вывод был сделан в результате несоответствия установленных в [3] экспериментальных фактов и существующей теории АВКР [5, 6]. Дальнейшие исследования не разрешили вопроса о природе осевого АВКР.

2. Ниже будет показано, что для объяснения осевого АВКР нет необходимости привлекать механизмы, отличные от механизма возникновения конусного АВКР. Все особенности АВКР объясняются захватом фаз взаимодействующих волн, имеющим место на ограниченном отрезке вдоль оси пучка. Пространственное ограничение области захвата фаз обусловлено обратным влиянием компонент рассеянного света на интенсивность накачки.

Уравнения, учитывающие такое влияние, можно получить методом, использованным в [7]. В случае коллинеарности  $k_p$ ,  $k_s$  и  $k_a$  ( $E_j = E_j \exp[i(\omega_j t - k_j z)] + \text{к.с.}$ ;  $j = p, s, a$  относятся, соответственно к накачке, стоксовой и антистоксовой компонентам) эти уравнения имеют вид<sup>1)</sup>

$$\frac{dS}{dz} = q_s \mathcal{P}^2 (S + A \cos \theta) \quad (1); \quad \frac{dA}{dz} = -q_a \mathcal{P}^2 (A + S \cos \theta); \quad (2);$$

$$\frac{d\mathcal{P}}{dz} = q_p \mathcal{P} (A^2 - S^2) \quad (3); \quad \frac{d\theta}{dz} = \mathcal{P}^2 \left( q_a \frac{S}{A} - q_s \frac{A}{S} \right) \sin \theta + \Delta \quad (4);$$

где  $\mathcal{P}, A = |E_{p,a}|$ ;  $S = \frac{\langle r_s^2 \rangle}{\langle r_s r_a \rangle} |E_s|$ ;  $\theta = \arg(E_p^2 / E_s E_a) + \Delta z$ ;

$$\Delta = 2k_p - k_s - k_a; \quad q_{a,s} = \frac{2\pi N \omega_{a,s} T \langle r_{a,s}^2 \rangle}{\hbar^3 \epsilon_{a,s} v_{a,s}}; \quad q_p = \frac{q_a \omega_p \epsilon_a v_a}{\omega_a \epsilon_p v_p};$$

$$r_{a,s}^2 = \left\langle \left[ \sum_n \left( \frac{d_{1n}^{(a,p)} d_{n2}^{(p,s)}}{\omega_{n2} - \omega_{p,s}} + \frac{d_{1n}^{(p,s)} d_{n2}^{(a,p)}}{\omega_{n2} + \omega_{a,p}} \right) \right]^2 \right\rangle;$$

здесь  $d_{mn}^{(i)}$  – проекции на направление  $j$ -го поля дипольных моментов переходов, определяющих сечение ВКР на переходе 1 – 2;  $\omega_{mn}$  – частоты

<sup>1)</sup> В соответствии с условиями эксперимента импульс накачки считаем квазистационарным, а насыщением населенностей пренебрегаем.

этих переходов;  $T$  – обратная ширина линии перехода 1–2;  $N$  – плотность числа частиц;  $v_j$  – скорость  $j$ -й волны в среде; знак  $\langle \rangle$  означает усреднение по ориентациям молекул.

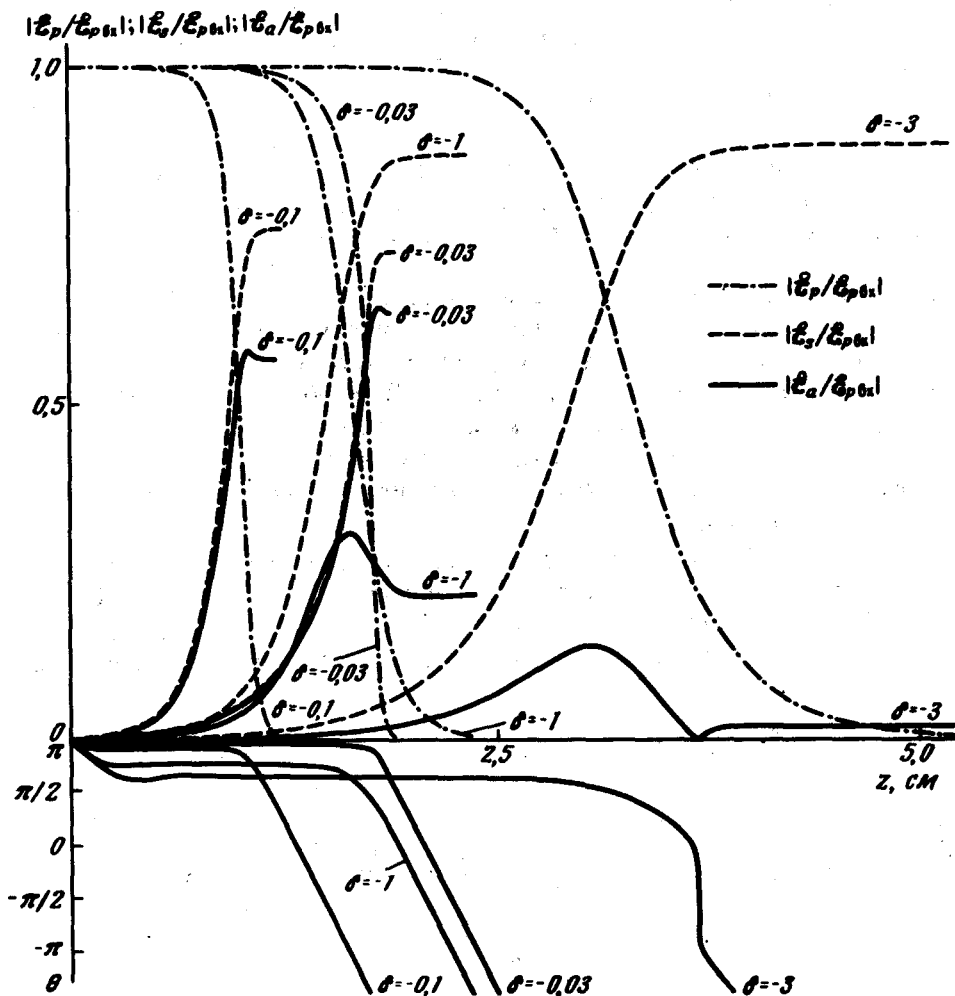


Рис. 1. Распределение  $E_s$ ,  $E_p$ ,  $E_a$  и  $\theta$  вдоль направления распространения ( $H_2$ , давление 75 атм). Точка  $z=0$  соответствует сечению камеры, в котором  $S^2$ , возрастая от уровня шумов на входе, достигает  $10^{-6}P_{\text{вх}}^2$

Качественное исследование уравнений (1) – (4) показывает, что в начале взаимодействия  $\pi/2 < \theta < 3\pi/2$  (при больших накачках  $\theta = \pi$ ); стоковая и антистоковая компоненты возрастают, так как параметрическая перекачка энергии из стокса и накачки в антистокс ( $S + \mathcal{P} \rightarrow A$ ; см. второе слагаемое в (2)) превышает чисто комбинационное преобразование антистокса в накачку ( $A \rightarrow \mathcal{P}$ ). Далее, изменение фазы  $\theta$  (см. (4)) в результате возрастания  $A/S$  и убывания  $\mathcal{P}$  (независимо от знака  $\Delta$ ) уменьшает темп роста  $A$  и увеличивает темп роста  $S$ ; когда  $\theta$  отходит от  $\pi$  настолько, что процессы  $S + \mathcal{P} \rightarrow A$  и  $A \rightarrow \mathcal{P}$  уравниваются,

$A$  достигает максимума и затем уменьшается. Поскольку  $S$  продолжает расти, накачка убывает до очень малой величины и взаимодействие волн практически прекращается; устанавливается постоянное значение  $A$  и  $\theta \approx \Delta z$ . Решение уравнений (1) – (4), полученное с помощью ЭВМ (рис. 1), подтверждает описанную выше качественную картину. Отметим, что качественное поведение решений не меняется для малой энергии накачки, когда можно не учитывать обратное влияние антистокса на  $\mathcal{P}$  и  $S$ . В этом случае решение для  $A$  выражается через гипергеометрическую функцию Гаусса

$${}_2F_1\left[\frac{1}{2} - i\frac{\delta}{2}; 1 - i\frac{\delta}{2}; 2 - i\frac{\delta}{2};\right.$$

$(1 + u^2 \exp 2\xi)^{-1}]$ , в которой  $\delta = \Delta [q_s \mathcal{P}_{\text{ВХ}}^2 (1 + u^2)]^{-1}$ ;  $\xi = q_s \mathcal{P}_{\text{ВХ}}^2 (1 + u^2) z$ ;

$u^2 = q_p S_{\text{ВХ}}^2 / q_s \mathcal{P}_{\text{ВХ}}^2$ ;  $\mathcal{P}_{\text{ВХ}} S_{\text{ВХ}} = \mathcal{P} S |_{z=0}$ . Асимптотика решения :

$$\lim_{z \rightarrow \infty} A^2 = q_p^2 \pi \Delta / q_p q_s^2 \operatorname{sh} \frac{\pi \Delta}{q_s \mathcal{P}_{\text{ВХ}}^2} = \text{const}^1); \theta = \Delta z. \text{ Таким образом, и}$$

при малом преобразовании в антистокс для расстояний, на которых существенная часть энергии накачки преобразуется в стокс, линейная теория [5, 6] несправедлива, поскольку в ней не может быть учтен пространственно-ограниченный захват фазы.

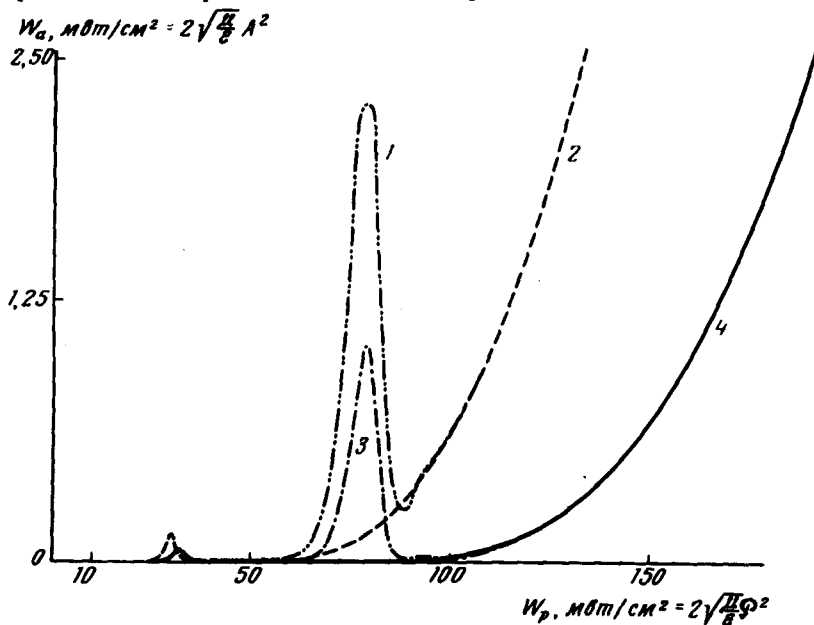


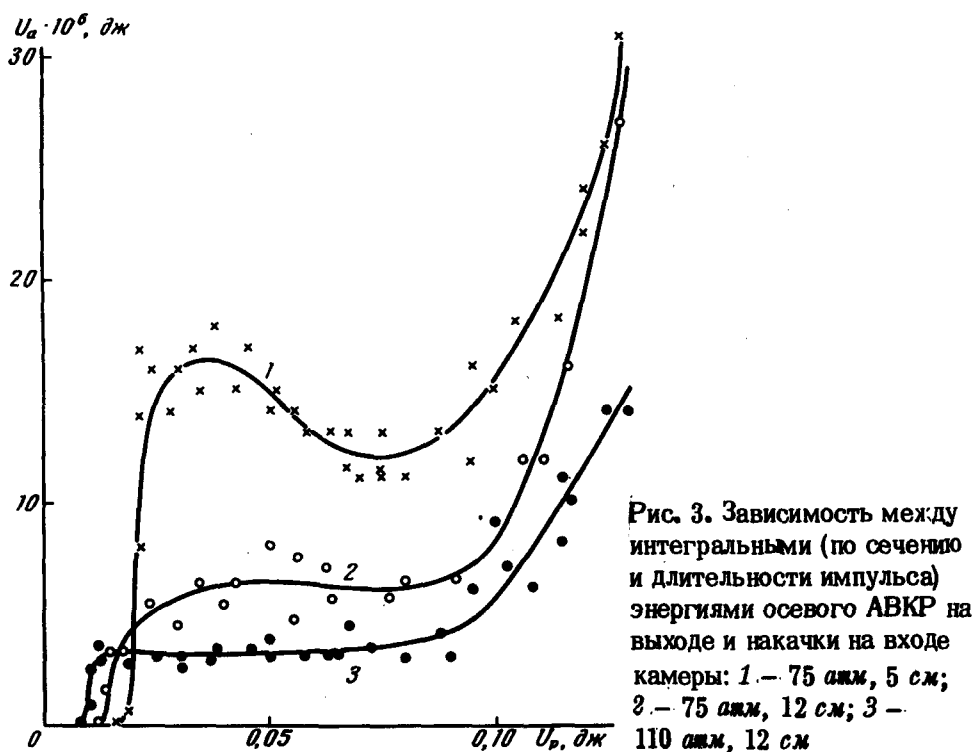
Рис. 2. Зависимость интенсивности осевого АВКР на выходе камеры от интенсивности накачки на входе: 1 – 75 атм, 5 см; 2 – 75 атм, 12 см; 3 – 110 атм, 5 см; 4 – 110 атм, 12 см

3. С помощью решения для  $A$  (рис. 1) можно найти зависимость  $A^2 = f(\mathcal{P}_{\text{ВХ}}^2)$  (см. рис. 2) для фиксированных длины камеры и величины давления газа. Укажем особенности, характерные для этой зависимости:

<sup>1</sup>) Эта величина резко возрастает при  $\mathcal{P}_{\text{ВХ}}^2 = \pi \Delta |q_s^{-1}|$ , однако для таких накачек учет влияния  $A$  на  $S$  и  $\mathcal{P}$  необходим.

а) поведение интенсивности антистокса с увеличением накачки является немонотонным; б) увеличение длины камеры при фиксированном давлении должно приводить к уменьшению величины максимума  $A^2$ ; в) интенсивность антистокса на выходе при достаточно мощной накачке и постоянном давлении не зависит от длины камеры.

Целью эксперимента было обнаружение этих качественных закономерностей в поведении осевого АВКР. Для этого излучение с длиной волны  $5300 \text{ \AA}$  и длительностью  $20 \text{ нсек}$  фокусировалось в камеру со сжатым водородом так, что ее длина была всегда меньше протяженности фокальной области; поперечный размер последней был  $0,5 \text{ мм}$ . Окна камеры во избежание резонаторных эффектов разъюстировались относительно оси пучка накачки на угол  $3^\circ$ . С ростом мощности накачки на выходе камеры возникала антистоксова компонента ( $\lambda_\sigma = 4350 \pm 1,5 \text{ \AA}$ ) сначала в направлении оси накачки, а затем — по образующей конуса с углом  $2 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$ .



Экспериментальная зависимость энергии осевого АВКР от энергии накачки для двух давлений и двух различных длин камеры изображена на рис. 3. Как и следовало ожидать, непрямоугольность распределения накачки в пространстве и во времени привела к более плавной зависимости интегральной энергии антистокса от энергии накачки, чем зависимость между их интенсивностями (рис. 2). Вследствие этого на кривых 2, 3 рис. 3 (камера длиной 12 см) вместо "провала" наблюдалось "плато". Расчеты показывают, что для наблюдения "провала" наиболее благоприятны средние длины камеры ( $\sim 5 \text{ см}$ ); на кривой 1, рис. 3 такой провал четко выражен.

Обратим внимание на то, что при одинаковых давлениях и накачках выходная энергия антистокса меньше для бóльшей длины камеры. Этот факт, как и наличие "провала", находится в противоречии с выводами теорий, не учитывающий пространственно-ограниченный захват фаз, и является прямым следствием последнего (см. выше пункт б).

Таким образом, сделанные в начале статьи утверждения о механизме и особенностях осевого АВКР можно считать справедливыми. Заметим в заключение, что явление пространственно-ограниченного захвата фаз должно играть важную роль и в других параметрических взаимодействиях между полями, происходящих с участием реальных переходов в веществе. Авторы благодарны Р.В.Хохлову за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения.

Институт радиотехники  
и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 февраля 1973 г.

### Литература

- [ 1 ] E. Garmire. An Investigation of Stimulated Raman Emission, submitted in partial fulfillment of the requirement for degree of doctor of philosophy at the MIT, 1965.
- [ 2 ] А.В.Борткевич, Я.С.Бобович. Оптика и спектроскопия, 29, 895, 1970.
- [ 3 ] К.А.Прохоров, М.М.Сушинский. Краткие сообщения по физике (ФИАН) №5, 48, 1970.
- [ 4 ] Г.В.Венкин. Генерация инфракрасного излучения методами нелинейной оптики. Канд. диссертация, физфак МГУ, М., 1971.
- [ 5 ] Н. Бломберген. Нелинейная оптика, М., изд. Мир, 1966.
- [ 6 ] В.Н.Луговой, И.И.Собельман. ЖЭТФ, 58, 1283, 1970.
- [ 7 ] Г.Л.Фуревич, Ю.Г.Хронопуло. ЖЭТФ, 51, 1499, 1966.