

ВЛИЯНИЕ ЭКСТИНКЦИИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ФЛУКТУАЦИЯМИ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА

Г. А. Ляхов, Е. Р. Сатыев, Ю. П. Свирко

Рассчитаны температурные зависимости корреляционных параметров стоксова пучка в окрестности фазового перехода. Найдена область атермальных и немонотонных изменений эффективного инкремента на периферии области критической опалесценции. Определены области значений параметров, в которых реализуются поперечно-когерентный, некогерентный и экспоненциальный режимы вынужденного рассеяния.

Оптические методы исследования фазовых переходов (ФП), основанные на регистрации излучения, рассеянного на флуктуациях параметра порядка (ПП) /1, 2/, с приближением к точке ФП $T = T_c$ становятся более информативными, но осложняются ростом потерь энергии на опалесценцию. Благодаря критическому росту обобщенной восприимчивости здесь растет вклад нелинейных по амплитуде поля эффектов вынужденного рассеяния (ВР); повышению эффективности ВР способствует также усиливающееся вблизи T_c самовоздействие /3/. Однако при $T \rightarrow T_c$ уменьшается ширина линии ВР, что понижает эффективную спектральную интенсивность накачки; уменьшает эффективную интенсивность накачки и опалесценция. Конкуренция этих процессов может привести к зависящим от интенсивности света особенностям в температурной зависимости ВР и самовоздействия /3/, в том числе на конечном удалении от точки ФП. Это открывает возможность измерения параметров ФП на периферии предпереходной области.

В описании ФП исходим из разложения плотности свободной энергии среды F в окрестности критической точки в ряд по степеням ПП η ; при наличии поля E /1/

$$F = F_0 + (1/2) \int d^3r [\alpha \Delta T \eta^2 + g (\nabla \eta)^2 + b \eta^4 - (\partial \epsilon / \partial \eta) (|E|^2 / 4\pi) \eta]. \quad (1)$$

Здесь $\alpha, g, b > 0$ — константы ФП; $\Delta T = T - T_c$; ϵ — диэлектрическая проницаемость. Изменения η задает вариация Ландау—Халатникова /4/ интеграла (1): $\gamma \eta_t = -\delta F / \delta \eta$, где γ — вязкость; распространение света описывает уравнение

$$c^2 \nabla^2 E + \epsilon E_{tt} = -(\partial \epsilon / \partial \eta) (\eta E)_{tt}. \quad (2)$$

Спонтанные флуктуации ПП $\delta \eta$, отвечающие за величину потерь на опалесценцию и

интенсивность затравочного для ВР сигнала, рассчитываем фурье-разложением вариации (1) с использованием теоремы о равномерном распределении (k_B — постоянная Больцмана):

$$\langle |\eta(q, \Omega)|^2 \rangle = k_B T \gamma V / \pi [\alpha \Delta T + g q^2]^2 + \gamma^2 \Omega^2.$$

Если в среде взаимодействуют волны накачки и стока $E_{p,s} = A_{p,s} \exp\{i\omega_p t - ik_p r\} + \text{к.с.}$, амплитуда волны спонтанного рассеяния в борновском приближении равна:

$$A_{s,p}(\Omega, r) = [k^2 (\partial \epsilon / \partial \eta) / 4\pi |r|] \int d\tau_1 \delta\eta(\Omega, r_1) A_p(r_1) \exp(-iqr_1), \quad (3)$$

где $\omega_p = \omega$, $\omega_s = \omega + \Omega$, $k_p = k$, $k_s = k - q$.

Кроме ограничения на ΔT сверху, связанного с требованием малости η , существует и нижний по ΔT предел применимости разложения (1), выражаемый критерием Гинзбурга /4/:

$$\Delta T > \Delta T_G \approx b^2 k_B^2 / 64 \pi^2 \alpha^4 \gamma^6 T_c,$$

где $r_\eta = (g/\alpha \Delta T_0)^{1/2}$ — радиус корреляции ПП вне критической области, $\Delta T_0 \approx 1$ К. Для типичных констант ФП "изотропная жидкость — жидкий кристалл" $\alpha = 10^6$ эрг/см³К, $b = 10^3$ эрг/см³, $r_\eta = 10^{-7}$ см, $T_c = 300$ К /2/ величина $\Delta T_G \approx 10^{-5}$ К.

Коэффициент экстинкции h , задающий суммарные потери энергии волны в неоднородной среде, находим интегрированием (3) по частоте и полному телесному углу: $h = 8Gk_B T k^3 \ln(1 + \tau^{-1})$, где $\tau = \alpha \Delta T / 4gk^2$. Коэффициент рассеяния s в направлении $\Theta = \pi$, который определяет мощность распределенного спонтанного источника, находим из (4): $s = (\partial \epsilon / \partial \eta)^2 k_B T / (8\pi g)^2 [(1 + \tau)^2 + \nu^2]$, где $\nu = \gamma \Omega / 4k^2 g$.

Считая, что волны накачки и рассеяния частично когерентны, выводим из (2) уравнения для корреляционных функций (КФ) накачки $\Gamma_p(\mathbf{R}, \rho, z) = \langle A_p(\mathbf{R} + \rho, z) A_p^*(\mathbf{R} - \rho, z) \rangle$ и рассеяния $\Gamma_s(\mathbf{R}, \rho, z, \Omega) \delta(\Omega - \Omega') = \langle A_s(\mathbf{R} + \rho, z, \Omega) A_s^*(\mathbf{R} - \rho, z, \Omega') \rangle$; в предположении о гауссовой статистике $A_p A_s$ для исследуемого случая малого коэффициента преобразования в рассеянную волну:

$$[\partial / \partial z + h + (i/2k) \partial^2 / \partial \mathbf{R} \partial \rho] \Gamma_p = - (2iG/\tau) [I_p(\mathbf{R} + \rho) - I_p(\mathbf{R} - \rho)] \Gamma_p, \quad (4)$$

$$[-\partial / \partial z + h + (i/2k) \partial^2 / \partial \mathbf{R} \partial \rho] \Gamma_s = - iG\alpha_1 [I_p(\mathbf{R} + \rho) - I_p(\mathbf{R} - \rho)] \Gamma_s - G\alpha_2 [I_p(\mathbf{R} + \rho) + I_p(\mathbf{R} - \rho)] \Gamma_s + s \Gamma_p.$$

Здесь $I_p = \langle A_p(\mathbf{R}, z) A_p^*(\mathbf{R}, z) \rangle$ — интенсивность накачки, $\alpha_1 - i\alpha_2 = (1 + \tau + i\nu)^{-1} + \tau^{-1}$. Решаем (4), отыскивая КФ в виде:

$$\Gamma_{p,s} = [F_{p,s}(z)/G_l] \exp[-2R^2 B_{p,s}(z)/r_0^2 - 2\rho^2 C_{p,s}(z)/\rho_0^2 - i2R\rho D_{p,s}(z)/r_0\rho_0],$$

где $F_p = f$, $F_s = ff$, r_0 , ρ_0 — радиус пучка и радиус когерентности накачки на входе в рассеивающую среду, $l_g = k\rho_0 r_0/2$ — дифракционная длина. Расчет в отсутствие рассеянной волны дает пороговую мощность (нормированную на $P_n = k_B TLk^2 cr_0^2/4\rho_0^2$) самофокусировки (СФ) для образца длины $L/3$:

$$f_i = (1 + l^{-2}) \ln(1 + \tau^{-1}) / [1 - (1 + \tau^{-1})^{-\mu}], \quad \mu = 8GLk_B Tk^3, \quad (5)$$

где $l = L/l_g$ — безразмерная длина образца.

В области $1 \leq \tau < \mu$ величина f_i не изменяется с τ ; обнаружение в эксперименте атермального участка возможно при $\tau > \tau_G = \alpha\Delta T_G/4gk^2$. В условиях типичного эксперимента /5/ по наблюдению СФ в предпереходном жидком кристалле это условие выполнимо.

При описании ВР в заданном пучке накачки полагаем, что длительность импульса накачки τ_p превышает время установления τ_q гармоник ПП с волновым вектором q , $\tau_q = \gamma(\alpha\Delta T + 4gk^2)$. Максимальное значение τ_q ($\Delta T = 0$, $q = 2k$) при $\gamma = 10^{-2}$ Пз, $g = 10^{-8}$ эрг/см составляет 10^{-5} с. В атермальной области, где $\tau \sim 10^2$, предполагается выполненным условие $\tau_p \geq 10^{-7}$ с.

С учетом (5) для параметров пучка ВР из (4) следует:

$$\begin{aligned} -f'_s + (\sigma - f'_p/f_p + D_s + 2\alpha_2 f_p) f_s &= sl_g, \\ -B'_s + B_s D_s &= -2\alpha_2 B_p f_p - sf_p B_l, \\ -C'_s + C_s D_s &= -2\alpha_2 C_p f_p - sf_p C_l, \\ -D'_s - 2B_s C_s + D_s^2/2 &= -(4\rho_0^2 \alpha_1 / r_0) f_p B_p - sf_p D_l, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\sigma = hl_g$, штрих — дифференцирование по $\xi = z/l_g$ (функции f_p , B_p , C_p рассчитаны в /3/). Эту систему замыкаем граничными условиями: $f_s(l) = 0$, $D_s(l) = 0$, $B_s(l) = B_p(l)$; $C_s(l)$ определяется поперечным радиусом корреляции ПП, $\rho_{\perp}(2k, \Omega)$, рассчитываем из (1), $C_s(l) = \rho_0^2/\rho_{\perp}^2(2k, \Omega) = (k\rho_0)^2/\alpha_1$.

Учитывая спонтанный источник только в уравнении для f_s , приближенное решение (6) удается получить, используя результаты численного расчета /6/, показавшие, что фаза D_s практически постоянна по всей длине среды. Действительно, из (6) следует, что $|D'_s(l)| \sim 2B_s(l)C_s(l) \gg 1$, что

влечет быстрое (по длине) установление квазистационарного значения D_s . Вследствие этого рассеивающую среду можно разделить на две области, $0 < \xi < \tilde{\xi}$ и $\tilde{\xi} < \xi < l$, в которых из-за предполагаемого неравенства $C_s(l) \gg B_s(l)$ скорости изменений B_s различны: $(\ln B_s)' < D_s$ и $> D_s$. Величину $\tilde{\xi}$ находим из условия сшивания полученных в двух областях решений (6) при $\xi = \tilde{\xi}$. Указанные приближения дают:

$$D_s^2 = (4\rho_0/\Gamma_0) B_p f [(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{1/2} - \alpha_1],$$

$$B_s = |2\alpha_2 f B_p / D_s|, \quad C_s = B_s (\rho_0/\Gamma_0)^2, \quad 0 < \xi < \tilde{\xi},$$
(7)

$$B_s = B_p(l) + 2\alpha_2 \int_{\tilde{\xi}}^l f B_p d\xi, \quad D_s = (\alpha_2 \rho_0 / \alpha_1 \Gamma_0) B_s,$$

$$C_s = (2\rho_0/\Gamma_0) \alpha_1 f B_p / B_s, \quad \tilde{\xi} < \xi < l.$$

Анализ (7) показывает, что экспоненциальный рост ВР происходит при превышении порога f_c :

$$f_c/f_1 = 1 - [(1 + l^2)(1 + \mu \ln(1 + \tau^{-1}))]^{-1}. \quad (8)$$

Из (7) следует также, что при $\xi < \tilde{\xi}$ радиус корреляции ВР близок к радиусу пучка ВР, т.е. волна ВР поперечно когерентна. Порог f_c такого когерентного рассеяния естественно определить условием $\tilde{\xi} = 0$, которое в центре линии рассеяния, при $\nu = -(1 + \tau)$, сводится к следующему:

$$[1 - l\tau\varphi(\tau)/(1 + \tau)]^2 = [(2 + 3\tau)/(1 + \tau)\tau] [f/(1 + l^{-2})] \times \\ \times (1 - y/l^2)(1 + y)^2, \quad (9)$$

где $y = l^2/l_a^2$, $l_a^{-2} = 1 - f_p [1 - \exp(-\sigma l)] / \tau \sigma l$, $\varphi(y) = (1 + y)(1 - y/l_a^2) \int_0^1 d\xi (1 + y\xi^2)^{-2} (1 + y\xi^2)^2$.

Решение (9) при $1 \ll \mu < \tau$ дает с учетом (5) $f \approx \tau/3$; тогда из (8) получим $f_c = \tau/4 + \mu/4l^2$. Таким образом, при $\tau = 3\mu/l^2$ справедливо равенство $f_c = f_{ec}$ — порог когерентного рассеяния f_c совпадает с порогом экспоненциальности f_{ec} (рис. 1). С учетом введенной нормировки интенсивность излучения накачки при этом совпадении равна $I_{ec} = 3k_B T k^3 c l / \pi L$, что составляет $3 \cdot 10^5$ Вт/см² при $l = 0,1$. Отметим, что I_{ec} не зависит от критических параметров и определяется только геометрией взаимодействия. При $\tau < 3\mu/l^2$ порог f_c меньше f_{ec} , следовательно, ВР полностью когерентна. При

$\tau \gg \mu$ температурный интервал, в котором возможно наблюдение ВР, зависит от τ линейно, $f_t - f_c = -\tau/4l^2$; с приближением к $\tau \approx \mu$ этот интервал сужается. Экспериментальное исследование температурной зависимости ВР в ближней окрестности ФП исключает применение стандартных методик: при уменьшении ΔT необходимо одновременное уменьшение мощности накачки, иначе СФ разрушает пучок.

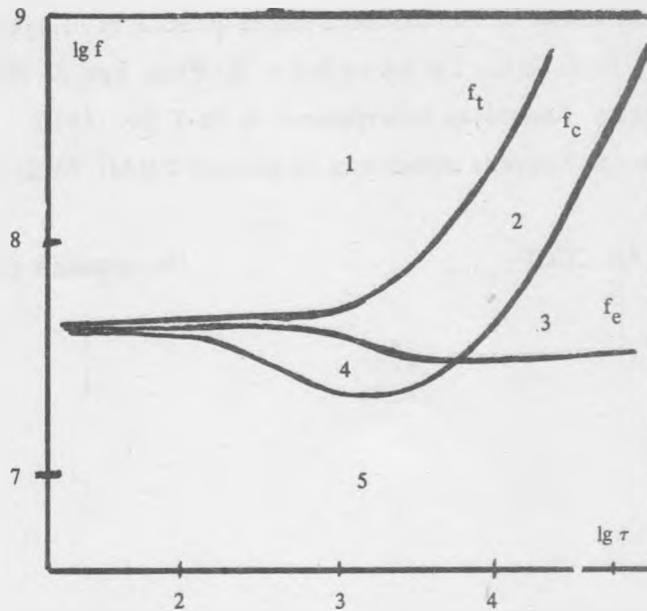


Рис. 1. Зависимость пороговой интенсивности СФ (f_t), порога экспоненциального (f_c) и когерентного (f_e) ВР, $\mu = 10^2$, $l = 3 \cdot 10^{-3}$. Области 1 — 5 соответствуют качественно различному протеканию нелинейных процессов (см. текст).

Таким образом, конкуренция растущих при $\Delta T \rightarrow 0$ нелинейности и экстинкции приводит к существованию атермальных и немонотонных участков температурной зависимости порогов нелинейного преобразования света на светоиндуцированных флуктуациях ПП. Измерение границ этих участков, лежащих на периферии критической области, дает основу для удобного метода определения значений параметров перехода. Область существенных для наблюдения предпереходного ВР параметров (температуры τ и интенсивности накачки f) разбивается на пять качественно различных областей (см. рис. 1): (1) жесткая СФ, разрушающая когерентное ВР; (2) когерентное ВР с большим инкрементом; (3) ВР с умеренным инкрементом и неполной поперечной когерентностью; (4) поперечно когерентное ВР со слабым усилением; (5) подавление ВР экстинкцией. При фиксированном уровне накачки, таким образом, режим когерентного ВР может прерываться (ср. эксперимент /7/) с подходом к T_c . Принципиально важно для исследования параметров предпереходного состояния то, что изменения режимов ВР происходят на периферии критической области, как при $\tau > \tau_c$, так и при $\tau > 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов М. А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М., Наука, 1987.
2. Аракелян С. М., Ляхов Г. А., Чилингарян Ю. С. УФН, 131, 3 (1980).
3. Ляхов Г. А., Сатыев Е. Р., Свирко Ю. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 11, 16 (1990).
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., Наука, 1976.
5. Nagashima Rao D. V. G. L., Jayagan S. Phys. Rev. A, 10, N 6, 2457 (1974).
6. Абдуллин У. А. и др. Квантовая электроника, 2, № 5, 967 (1975).
7. Андреева Н. П. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 50 (1984).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 16 июля 1991 г.