

КОСЫЕ СОЛИТОНЫ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ ТЕЧЕНИЕМ ПОЛЯРИТОННОГО КОНДЕНСАТА МИМО ПРЕПЯТСТВИЯ

А. М. Камчатнов, С. В. Корнеев*

*Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 1 февраля 2012 г.

Рассмотрено формирование косых солитонов течением поляритонного конденсата мимо препятствия. Из-за конечности времени жизни поляритонов течение поляритонного конденсата оказывается неоднородным, что существенно изменяет условия, необходимые для генерации косых солитонов, по сравнению с условиями, найденными ранее для течения атомного конденсата. В частности, установлено, что в поляритонном случае косые солитоны могут генерироваться дозвуковым течением конденсата в согласии с результатами недавнего эксперимента [9]. Геометрическая форма и другие параметры косых солитонов рассчитаны аналитически в рамках модели нелинейного уравнения Шредингера с затуханием, аналитические результаты подтверждены численным моделированием.

1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые микрорезонаторы, в которых сильная связь между экситонами, возбужденными в помещенных в микрорезонатор квантовых ямах, и фотонными модами ведет к формированию так называемых микрорезонаторных поляритонов, привлекли в последнее время большое внимание в связи с проблемой конденсации поляритонов и другими аналогичными эффектами твердотельной физики (см., например, обзоры [1, 2]). Поляритоны имеют чрезвычайно малую массу m_{pol} порядка 10^{-4} массы электрона, благодаря чему их конденсация становится возможной при температурах порядка нескольких градусов Кельвина и даже выше. Все параметры конденсата могут управляться с помощью резонансного лазерного излучения, и это преимущество поляритонного конденсата по сравнению с атомным использовалось в экспериментах по макроскопической когерентности поляритонов [3–5], образованию в конденсате квантованных вихрей [6], сверхтекучему течению конденсата мимо препятствий [7–10] и других незатухающих со временем течений [11].

Различные режимы течения атомного конденсата мимо препятствия в двумерной геометрии могут быть охарактеризованы соответствующим значени-

ем числа Маха $M = u_0/c_s$, где u_0 — скорость течения однородного конденсата вдали от препятствия и c_s — скорость звука в этом конденсате [12]. Можно выделить следующие режимы: а) при $0 < M < 0.43$ течение является сверхтекучим и наличие препятствия не приводит к генерации каких-либо возбуждений [13, 14]; б) при $0.43 < M < 1$ течение генерирует на препятствии вихри, что соответствует обычному механизму потери сверхтекучести; в) при $1 < M < 1.44$ становится возможным черенковское излучение звуковых волн, что ведет к формированию интерференционной картины вне конуса Маха в виде так называемых «корабельных волн» [15–18], генерация вихрей по-прежнему эффективна и вихри располагаются внутри конуса Маха в виде наклонных вихревых дорожек; г) при $M > 1.44$ вихревые дорожки трансформируются в косые солитоны [19], оказывающиеся эффективно устойчивыми, что объясняется переходом от абсолютной неустойчивости темных солитонов к их конвективной неустойчивости [20–22].

Диссипативная природа поляритонов существенным образом изменяет свойства волновых структур, генерируемых течением поляритонного конденсата мимо препятствия. Например, амплитуда черенковских волн быстро затухает при удалении от препятствия даже при наличии накачки поляритонов, как это было предсказано в работе [23] и подтверждено экспериментально в [7]. Еще сильнее ситуация в

*E-mail: kamch@isan.troitsk.ru

течении поляритонного конденсата меняется вне области накачки [9] или же при свободном распространении конденсатного облака [10]. Как было обнаружено в работе [9], устойчивые косые солитоны образуются уже дозвуковым течением с числом Маха $M \approx 0.6$ и упомянутая выше область $0.43 < M < 1$ становится в поляритонном случае чрезвычайно узкой. Следует отметить, что в этом эксперименте конденсат был существенно неоднородным — его плотность уменьшалась с увеличением расстояния от области накачки вследствие диссипативных эффектов, а скорость течения увеличивалась благодаря наличию градиента давления. Таким образом, число Маха M стало в этом случае функцией от пространственной координаты. В настоящей работе мы разовьем теорию косых темных солитонов, генерируемых в неоднородном конденсате, и покажем, что затухание поляритонов существенно ослабляет условие перехода к конвективной неустойчивости темных солитонов в том смысле, что оно не выполняется лишь в конечной области пространства при числе Маха натекающего на препятствие конденсата, меньшем критического ($M < 1.44$). (Размер этой области увеличивается с уменьшением затухания и в пределе нулевого затухания эта область занимает все пространство, что воспроизводит результаты [20, 21] для атомного случая.) Таким образом, при дозвуковом течении конденсата, падающего на препятствие, и при достаточно большом затухании неблагоприятная для устойчивости косых солитонов область становится настолько узкой, что ее размер оказывается порядка ширины солитона. На таких расстояниях неустойчивость солитона никак не проявляется, что и объясняет результаты эксперимента [9].

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Поляритоны имеют конечное время жизни и для поддержания их стационарной плотности необходима накачка. При уровне накачки выше определенного порога и соответствующем повышении концентрации поляритонов в состоянии с наименьшей энергией размер области пространственной когерентности поляритонов резко увеличивается и когерентность может распространиться на все поляритонное облако [3, 4]. Следовательно, состояние поляритонов в этом случае можно описать единой волновой функцией ψ , динамика которой, с учетом отталкивающего взаимодействия между поляритонами, описывается уравнением Гросса–Питаевского. Затухание солитонов можно учесть с помощью дополнительного

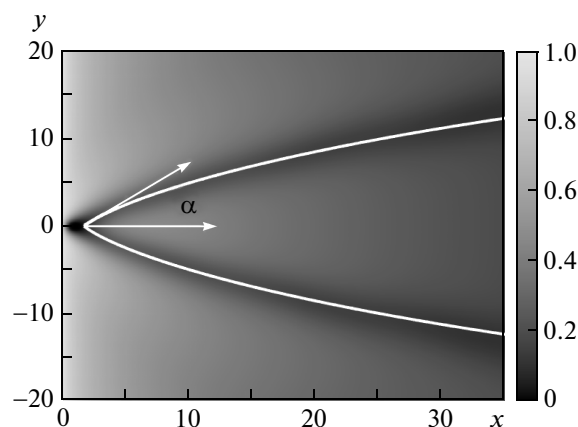


Рис. 1. Распределение плотности поляритонного конденсата в области $x > 0$ при значении коэффициента затухания $\gamma = 0.02$. Препятствие расположено в точке $x = 1.0$, $y = 0$ и моделируется потенциалом U , соответствующим непроницаемому диску с диаметром, равным единице. Параметры течения на границе области накачки: $\rho_0 = 1.0$, $u_0 = 0.65$. Белые линии показывают расположение солитонов согласно аналитическим формулам (см. (9) и (13))

члена вида $\partial_t \psi = -\gamma \psi$, и в результате мы приходим к уравнению для динамики конденсата вне области накачки, которое запишем в стандартных безразмерных переменных:

$$i\psi_t + \frac{1}{2}\Delta\psi - |\psi|^2\psi = U(\mathbf{r})\psi - i\gamma\psi, \quad (1)$$

где $U(\mathbf{r})$ — потенциал препятствия, Δ — двумерный ($\mathbf{r} = (x, y)$) оператор Лапласа, соответствующий реализуемой на практике геометрии микрорезонатора, составленного из двух плоских брэгговских зеркал с расположенной между ними квантовой ямой. В соответствии с экспериментом [9] мы предполагаем, что поляритонный конденсат создается в области $x < 0$ с плотностью ρ_0 и скоростью течения u_0 . Следовательно, в области $x > 0$ он эволюционирует согласно уравнению (1) и при $x = 0$ удовлетворяет граничному условию

$$\psi|_{x=0} = \sqrt{\rho_0} \exp(iu_0x).$$

Пример численного решения этой задачи показан на рис. 1. Аналогичное распределение плотности конденсата было найдено в численном решении более общей модели [24]. Однако простая модель (1) достаточна для нашей цели дать описание косых солитонов с учетом затухания поляритонов и к тому же

она допускает более полное аналитическое исследование, так что мы ограничимся здесь этой моделью. Из рис. 1 видно, что плотность конденсата уменьшается с ростом x и косые солитоны образуются при дозвуковой скорости течения. Из-за неоднородности конденсата солитоны искривлены. Таким образом, наша задача — развить аналитическую теорию этих эффектов и дать оценки главных параметров течения и генерируемых солитонов.

Удобно преобразовать уравнение (1) к гидродинамической форме с помощью подстановки

$$\psi = \sqrt{\rho} \exp \left(i \int \mathbf{u}(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}' \right), \quad (2)$$

которая дает

$$\rho_t + \nabla(\rho \mathbf{u}) = -2\gamma\rho, \quad (3)$$

$$\mathbf{u}_t + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \nabla\rho + \nabla \left(\frac{(\nabla\rho)^2}{8\rho^2} - \frac{\Delta\rho}{4\rho} \right) = -\nabla U. \quad (4)$$

Тогда граничные условия сводятся к следующим:

$$\rho = \rho_0, \quad u = u_0 \quad \text{при} \quad x = 0. \quad (5)$$

Уравнение (1) с $\gamma = 0$, $U(\mathbf{r}) \equiv 0$ и однородной плотностью фона $\rho = \rho_b$ имеет решение в виде темного солитона, которое в системе отсчета с покоящимся конденсатом ($u_0 = 0$) может быть записано как

$$\rho_s(x, t) = \rho_b \left\{ 1 - \frac{1 - V^2/\rho_b}{\text{ch}^2[\sqrt{\rho_b - V^2}(x - Vt)]} \right\}, \quad (6)$$

$$u_s(x, t) = V(1 - \rho_b/\rho_s(x, t)),$$

где x — координатная ось в направлении движения солитона. Найденное в работе [19] решение в виде косоугольного солитона может быть получено из (6) преобразованием в систему отсчета, где солитон покоится, так что его скорость V компенсируется нормальной к солитону проекцией скорости течения. Нам надо найти, каким образом этот солитон деформируется в неоднородном конденсате и как изменяются условия его устойчивости. Обратимся сначала к вычислению распределений плотности и скорости в области неоднородного течения.

3. ТЕЧЕНИЕ ЗАТУХАЮЩЕГО КОНДЕНСАТА

Нас интересует стационарное течение, так что производные по времени в уравнениях (3), (4) равны

нулю. Если зависимость от координаты x не слишком быстрая, то в так называемом гидравлическом приближении дисперсионными членами тоже можно пренебречь и свести систему (3), (4) к уравнениям

$$(\rho u)_x = -2\gamma\rho, \quad uu_x + \rho_x = 0, \quad (7)$$

где предполагается, что фоновое течение в пренебрежении наличием препятствия происходит лишь вдоль оси x . Всегда найдется такое значение x_1 , что при $x > x_1$ это условие выполняется и течение с хорошей точностью можно считать гладким. Тогда в качестве начальных условий можно взять значения плотности $\rho = \rho_1$ и скорости $u = u_1$ при $x = x_1$ и решать упрощенную систему (7), которая легко сводится к единственному уравнению

$$\left(\rho \sqrt{u_1^2 + 2(\rho_1 - \rho)} \right)_x = -2\gamma\rho \quad (8)$$

для плотности. Его решение с граничным условием $\rho = \rho_1$ при $x = x_1$ дает распределение плотности $\rho_b(x)$ при $x \geq x_1$. В неявном виде это решение выражается формулой

$$x = x_1 + (\sqrt{\rho_1}/\gamma)X(\rho_b/\rho_1), \quad (9)$$

где

$$X(\rho) = \frac{3}{2}(M_1 - [M_1^2 + 2(1 - \rho)]^{1/2}) + (M_1^2 + 2)^{1/2} \times \ln \left[\sqrt{\rho} \frac{(M_1^2 + 2)^{1/2} - M_1}{(M_1^2 + 2)^{1/2} - [M_1^2 + 2(1 - \rho)]^{1/2}} \right], \quad (10)$$

$$M_1 = u_1/\sqrt{\rho_1} \text{ и}$$

$$u_b(\rho_b) = \sqrt{u_1^2 + 2(\rho_1 - \rho_b)} \quad (11)$$

— фоновое распределение скорости течения. Эти формулы определяют распределения плотности ρ_b и скорости течения u_b как функции от x . Если падающее течение сверхзвуковое, $u_0 > \sqrt{\rho_0}$, то формулы применимы во всей области $x > 0$, так что x_1 можно положить равным нулю и, следовательно, $\rho_1 = \rho_0$ и $u_1 = u_0$. В случае дозвукового падающего потока конденсата $u_0 < \sqrt{\rho_0}$ профили меняются вблизи входной координаты $x = 0$ очень быстро и здесь дисперсией пренебрегать нельзя. Однако на расстоянии порядка одной корреляционной длины профили становятся достаточно плавными для применимости гидравлического приближения (10), (11), так что можно считать, что $x_1 \approx 1$. Как мы видим из найденного решения, расстояние, на котором конденсат распадается из-за конечности времени жизни поляритонов, равно по порядку величины $\sqrt{\rho_1}/\gamma$,

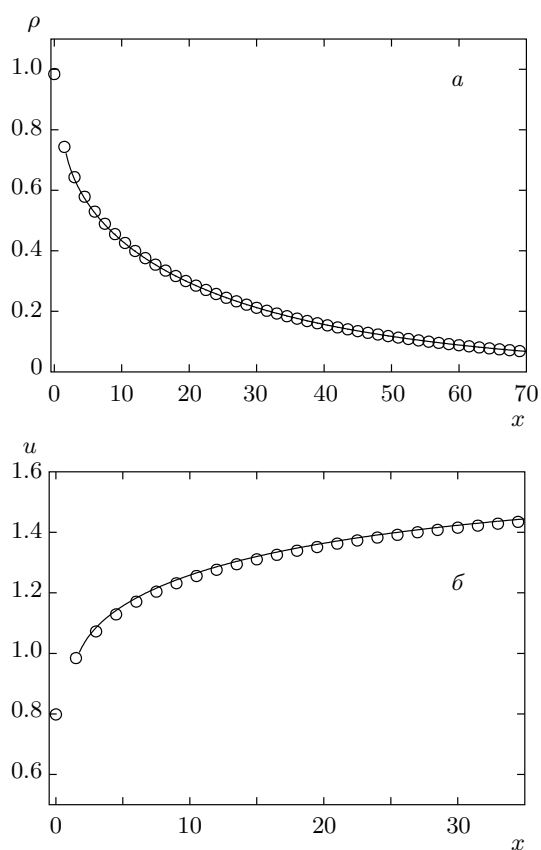


Рис. 2. Зависимости (а) фоновой плотности $\rho_b(x)$ и (б) скорости $u_b(x)$ от x . Параметры падающего потока: $\rho_0 = 1.0$, $u_0 = 0.65$; $\gamma = 0.02$. Сплошные линии соответствуют аналитическим формулам (9) и (11), а кружки — численному решению уравнения (1)

т. е. равно произведению скорости звука на время жизни поляритонов. Точность полученных формул иллюстрируется на рис. 2 графиками зависимости плотности и скорости течения от координаты x . График локального числа Маха $M(x) = u_b(x)/\sqrt{\rho_b(x)}$ как функции x показан на рис. 3. Как мы видим, при типичных значениях параметров число Маха превышает критическое значение $M = 1.44$ перехода от абсолютной неустойчивости косых солитонов к их конвективной неустойчивости на расстоянии, много меньшем размера конденсата $l \sim \sqrt{\rho_0}/\gamma$, и гидравлическое приближение применимо практически во всем пространстве.

4. ТЕМНЫЙ СОЛИТОН НА ПЛАВНОМ ФОНЕ

Движение темных солитонов вдоль неоднородного одномерного профиля, образованного стационар-

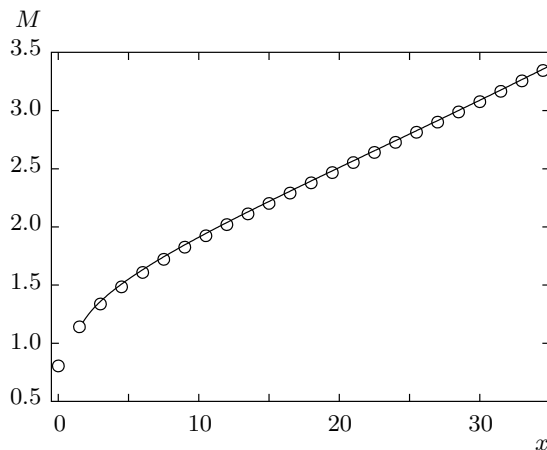


Рис. 3. Локальное число Маха $M(x) = u_b(x)/\sqrt{\rho_b(x)}$ как функция от x . Параметры падающего потока: $\rho_0 = 1.0$, $u_0 = 0.65$; $\gamma = 0.02$. Сплошная линия соответствует аналитическим формулам, кружки — численному решению уравнения (1)

ным потенциалом ловушки в приближении Тома-са–Ферми, исследовалось в работе [25] и, как было показано в [26, 27], динамика солитона определяется по сути законом сохранения энергии солитона. В нашем диссипативном случае ни число поляритонов, ни энергия не сохраняются и стационарный профиль (10), (11) создается затухающим потоком поляритонов, а не внешним потенциалом. Поэтому здесь следует использовать другой подход. Мы предполагаем, что при достаточно медленном изменении профилей плотности и скорости течения локальные параметры солитона подстраиваются таким образом, что форма солитона (6) с достаточной точностью сохраняет свой вид, где $\rho_b = \rho_b(\mathbf{r})$ и $V = V_1 \sqrt{\rho_b(\mathbf{r})/\rho_1}$ становятся медленными функциями координат, а $x - Vt$ заменяется на координату ξ , нормальную к кривой $y = y_s(x)$, задающей положение солитона (эту кривую можно определить, например, как кривую, вдоль которой градиент плотности изменяется локально наиболее медленно). Здесь ρ_1 и u_1 — значения плотности и скорости течения, взятые в точке \mathbf{r}_1 , находящейся достаточно близко к входной координате, так что с хорошей точностью можно принять в качестве скорости солитона значение $V_1 = u_1 \sin \alpha$, где α — угол между касательной к солитонной кривой в точке препятствия и осью x (см. рис. 1). Уравнение для кривой $y = y_s(x)$ определяется условием, что локальная скорость солитона V сокращается с уменьшением нормальной компоненты локальной скорости течения, т. е.

$$\frac{dy_s}{dx} = \operatorname{tg} \theta, \quad (12)$$

$$\sin \theta = \frac{V}{u} = V_1 \sqrt{\frac{\rho_b(x)}{\rho_1 [u_1^2 + 2(\rho_1 - \rho_b(x))]}},$$

Легко видеть, что с помощью уравнения (9) решение сводится к квадратуре, которая в практически полезном пределе $V_1 \ll \sqrt{\rho_1}$ выражается в элементарных функциях:

$$y_s = y_1 + (V_1/2\gamma)Y(\rho_b/\rho_1), \quad (13)$$

где

$$Y(\rho) = 3(1 - \sqrt{\rho}) + \sqrt{1 + M_1^2/2} \times \ln \left[\frac{\sqrt{M_1^2/2 + 1} - 1}{\sqrt{M_1^2/2 + 1} - \sqrt{\rho_b}} \sqrt{1 + \frac{2(1 - \rho_b)}{M_1^2}} \right]. \quad (14)$$

Тогда функции

$$x = x_1 + (\sqrt{\rho_1}/\gamma)X(\rho_b/\rho_1),$$

$$y = \pm[y_1 + (V_1/2\gamma)Y(\rho_b/\rho_1)]$$

определяют в параметрическом виде кривые расположения косых солитонов, показанные на рис. 1 белыми линиями.

Более аккуратное сравнение результатов, полученных аналитически и с помощью численных расчетов, проиллюстрировано на рис. 4. Их хорошее

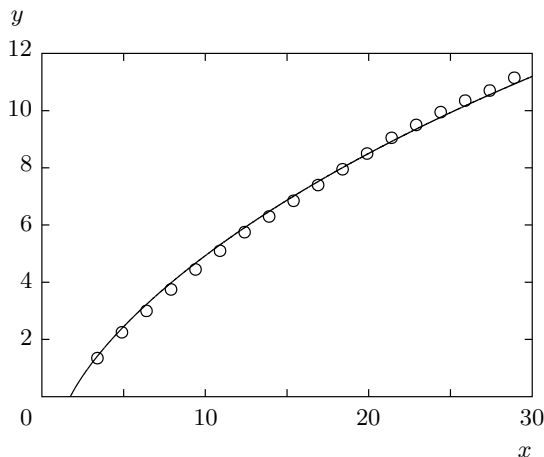


Рис. 4. Кривая $y = y_s(x)$ расположения косого солитона в неоднородном конденсате; сплошная линия соответствует аналитическим формулам (9), (13), кружки — численному решению уравнения (1). Параметры падающего потока: $\rho_0 = 1.0$, $u_0 = 0.65$; $\gamma = 0.02$

согласие оправдывает наше предположение о «подстройке» параметров солитона к параметрам фонового течения. Определив зависимость параметров солитона от координат, мы можем обратиться к расчету условий устойчивости косого солитона в неоднородном конденсате.

5. УСТОЙЧИВОСТЬ КОСЫХ СОЛИТОНОВ НА НЕОДНОРОДНОМ ФОНЕ

Как хорошо известно, двумерные темные солитоны на однородном покоящемся фоне неустойчивы относительно «изгибной» неустойчивости [28–30], которая ведет к распаду темных солитонов на вихри, как это было продемонстрировано впервые в эксперименте [31]. Однако темные солитоны в бозе-эйнштейновском конденсате могут быть стабилизированы течением конденсата вдоль солитона [20]. Как было показано в работе [21], такой переход от абсолютной неустойчивости темных солитонов к их конвективной неустойчивости соответствует условию, что скорость течения вдоль солитона превышает скорость распространения фронта области неустойчивости, равной минимальной групповой скорости волн, распространяющихся вдоль солитона. Чтобы применить эту теорию к нашей проблеме, необходимо обобщить теорию на случай темных солитонов, находящихся в неоднородном конденсате.

Закон дисперсии $\omega(p) \propto \exp[i(p\eta - \omega t)]$ линейных волн, распространяющихся вдоль темного солитона (здесь η — координата вдоль солитона), был получен в работе [30]. Там было показано, что при волновых числах $0 < p < p_c$, где

$$p_c(V) = \left[2\sqrt{V^4 - V^2 + 1} - (1 + V^2) \right]^{1/2}, \quad (15)$$

V — скорость солитона, движущегося в однородном покоящемся конденсате с плотностью $\rho_b = 1$, спектр чисто мнимый, т. е. он соответствует неустойчивым модам, а при $p > p_c$ он действительный и соответствует распространяющимся модам. Аналитические выражения для $\omega(p)$ известны в двух предельных случаях: при $p \ll p_c$ (см. [30]) и при $|p - p_c| \ll p_c$ (см. [32]). С помощью этих двух предельных выражений можно построить достаточно точную интерполяционную формулу

$$\omega(p, V) \approx \sqrt{\frac{1 - V^2}{3p_c(V)}} p(1 + \beta(V)p) \sqrt{p - p_c(V)}, \quad (16)$$

$$\beta(V) = b(1 - V^2)/p_c(V),$$

где $b \approx 0.2369$ — подгоночный параметр. Тогда минимальная групповая скорость, равная скорости фронта неустойчивой области, дается выражением

$$v_g(V) = \left[30b \left(\sqrt{1 + \frac{32}{3}\kappa(1+\kappa)} - (1+2\kappa) \right) \right]^{-1/2} \times \left((1+2\kappa) \sqrt{1 + \frac{32}{3}\kappa(1+\kappa)} - 1 + \frac{8}{3}\kappa(1+\kappa) \right), \quad (17)$$

где $\kappa = \kappa(V) = b(1 - V^2)$.

Если теперь фоновое течение слабо изменяется в зависимости от координаты, то мы можем считать выражение (17) справедливым лишь локально. Тогда V становится функцией координат и скорость фронта неустойчивости зависит от его координат. Поскольку функция $y_s(x)$ известна, достаточно определить скорость фронта как функцию от x :

$$\tilde{v}_g(x) = \sqrt{\rho_b(x)} v_g(V_1/\sqrt{\rho_1}), \quad (18)$$

где параметры $V_1 = u_1 \sin \alpha$ и ρ_1 относятся к «опорной точке» вблизи препятствия, где, как мы предполагаем, гидравлическое приближение выполняется с достаточной точностью. Если компонента фоновой скорости течения вдоль солитона превышает $\tilde{v}_g(x)$, то в этой точке x фронт неустойчивости уносится течением от препятствия и косой солитон увеличивает свою длину. Это условие приводит к неравенству

$$\rho_b(x) \leq \rho_1 \frac{M_1^2 + 2}{V_1^2/\rho_1 + 2 + v_g^2(V_1/\sqrt{\rho_1})}, \quad (19)$$

которое определяет область значений x , где косой солитон лишь конвективно неустойчив, т. е. эффективно устойчив. Правая сторона этого неравенства имеет минимум для наиболее глубоких солитонов с $V = 0$ и, следовательно, $v_g(0) = 1.44$. Это дает верхнюю оценку для координаты x_{cr} , такой что (19) заведомо удовлетворяется при $x > x_{cr}$: $\rho_b(x_{cr}) = 0.245\rho_1(M_1^2 + 2)$. Подстановка этого значения в (10) приводит к выражению

$$x_{cr} = \frac{\sqrt{\rho_1}}{\gamma} F(M_1), \quad (20)$$

где

$$F(M) = \frac{3}{2} \left(M - \sqrt{0.509(M^2 + 2)} \right) + \sqrt{M^2 + 2} \times \ln \left[1.729(\sqrt{M^2 + 2} - M) \right]. \quad (21)$$

График функции $F(M)$ показан на рис. 5. Как и должно быть, функция $F(\mu)$ обращается в нуль

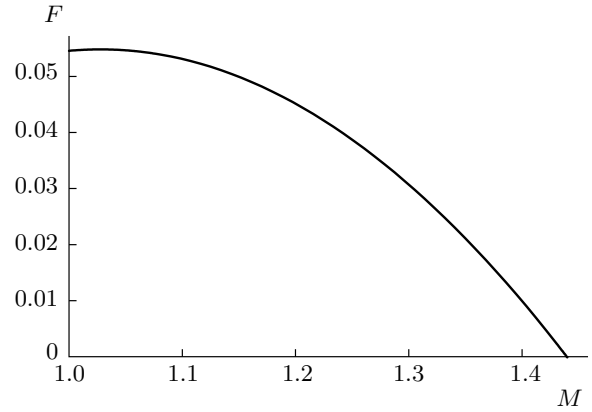


Рис. 5. График функции $F(M)$ (см. уравнение (21))

при $M = 1.44$ и, что наиболее важно и интересно, имеет очень малое максимальное значение $F_{max} \approx 0.055$. Благодаря именно этой численной малости критическое значение x_{cr} оказывается много меньше характерного размера конденсатного облака $l \sim \sqrt{\rho_0}/\gamma$. При дозвуковых начальных скоростях расстояние x_{cr} может быть рассчитано лишь численно, но результат получается примерно таким же. В результате мы приходим к следующей картине образования косых солитонов течением поляритонного конденсата. В теории имеются два характерных расстояния — размер конденсата l и $x_{cr} \sim 0.055l$, различающиеся более, чем на порядок величины. Если x_{cr} имеет величину порядка нескольких длин когерентности при параметрах конденсата вблизи препятствия, то «тень», образуемая течением позади препятствия, легко достигает области эффективной устойчивости $x > x_{cr}$ и из нее может вытянуться косой солитон вдоль всей гораздо более широкой области конденсата $x_{cr} < x < l$.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Сделаем несколько оценок для параметров поляритонного конденсата, реализованного в эксперименте [9]. Для скорости звука там была получена оценка $c_s \approx 3.5$ мкм/пс и время жизни поляритонов в микрорезонаторе равнялось 15 пс, так что теоретическая оценка размера конденсатного облака $l \approx 50$ мкм согласуется с наблюдавшейся в эксперименте. Для критического расстояния между препятствием и областью эффективной устойчивости получаем оценку $x_{cr} \approx 0.055l \approx 3$ мкм, что примерно равно ширине солитона. Следовательно, солитон

формировался фактически в области устойчивости даже при дозвуковых скоростях, что объясняет результат эксперимента [9].

Наш подход основан на предложенной в работе [21] картине разрушения темного солитона на его краю, когда ввиду относительной резкости края возмущение нельзя считать гармоническим и спектр возмущения оказывается широким. Тогда область неустойчивости имеет резкий фронт, движущийся с определенной скоростью, равной минимальной групповой скорости распространяющихся возмущений. Эта картина хорошо подтверждается численным моделированием. Стоит отметить, что эта картина получила качественное подтверждение в недавнем эксперименте [10], где поляритонное облако как целое двигалось мимо препятствия. Пока препятствие находилось в пределах облака, образованные движением облака косые солитоны были устойчивы. Однако после того как препятствие оказывалось вне прошедшего мимо него облака и солитоны больше не были присоединены к тени позади препятствия, они начинали распадаться на вихри со стороны ставших свободными концов. Можно сказать, что такое «выключение» препятствия ведет к образованию возмущения солитонов с резким фронтом, который начинает распространяться по солитону с распадом на вихри на нелинейной стадии развития возмущения. Таким образом, проведение различия между гармоническими возмущениями (узкий спектр) и локализованными возмущениями (широкий спектр) солитонов позволяет объяснить некоторые существенные черты явлений, которые наблюдаются в эксперименте.

Мы благодарны А. Амо (A. Amo), Н. Берловой (N. Berloff), Ж. Блох (J. Bloch), А. Брамати (A. Bramati), Ю. Г. Гладушу, Э. Джакобино (E. Giacobino), Я. Карузотто (I. Carusotto), Н. Павлоффу (N. Pavloff), Д. Санвитто (D. Sanvitto), К. Чиути (C. Ciuti) за обсуждения сверхтекучести в физике микрорезонаторных поляритонов.

Работа выполнена при поддержке программы РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska et al., *Semicond. Sci. Technol.* **22**, R1 (2007).
2. A. Amo, D. Sunvitto, and L. Viña, *Semicond. Sci. Technol.* **25**, 043001 (2010).
3. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al., *Nature* **443**, 409 (2006).
4. C. W. Lai, N. Y. Kim, S. Utsunomiya et al., *Nature* **450**, 529 (2007).
5. E. Wertz, L. Ferrier, D. D. Solnyshkov et al., *Nat. Phys.* **6**, 860 (2010).
6. K. G. Lagoudakis, T. Ostatnický, A. V. Kavokin et al., *Nat. Phys.* **4**, 706 (2008).
7. A. Amo, J. Lefrère, S. Pigeon et al., *Nat. Phys.* **5**, 805 (2009).
8. A. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy et al., *Nature* **457**, 291 (2009).
9. A. Amo, S. Pigeon, D. Sunvitto et al., *Science* **332**, 1167 (2011).
10. G. Grosso, G. Nardin, F. Morier-Genoud et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 245301 (2011).
11. D. Sanvitto, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska et al., *Nat. Phys.* **6**, 527 (2010).
12. А. М. Камчатнов, *Наноструктуры. Математическая физика и моделирование* **1**, 25 (2009).
13. T. Frisch, Y. Pomeau, and S. Rica, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1644 (1992).
14. T. Winiecki, J. F. McCann, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5186 (1999).
15. I. Carusotto, S. X. Hu, L. A. Collins et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 260403 (2006).
16. Yu. G. Gladush, G. A. El, A. Gammal et al., *Phys. Rev. A* **75**, 033619 (2007).
17. Ю. Г. Гладуш, А. М. Камчатнов, *ЖЭТФ* **132**, 589 (2007).
18. Yu. G. Gladush, L. A. Smirnov, and A. M. Kamchatnov, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **41**, 165301 (2008).
19. G. A. El, A. Gammal, and A. M. Kamchatnov, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 180405 (2006).
20. A. M. Kamchatnov and L. P. Pitaevskii, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 160402 (2008).
21. A. M. Kamchatnov and S. V. Korneev, *Phys. Lett. A* **375**, 2577 (2011).
22. M. A. Hofer and B. Ilan, *SIAM Multiscale Modeling and Simulation* **10**, 306 (2012).
23. C. Ciuti and I. Carusotto, *Phys. Stat. Sol. B* **242**, 2224 (2005).

24. S. Pigeon, I. Carusotto, and C. Ciuti, *Phys. Rev. B* **83**, 144513 (2011).
25. Th. Busch and J. R. Anglin, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2298 (2000).
26. Th. Busch and J. R. Anglin, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 010401 (2001).
27. V. V. Konotop and L. P. Pitaevskii, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 240403 (2004).
28. Б. Б. Кадомцев, В. И. Петвиашвили, *ДАН СССР* **192**, 753 (1970).
29. В. Е. Захаров, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 79 (1975).
30. Е. А. Кузнецов, С. К. Турицын, *ЖЭТФ* **94**, 119 (1988).
31. C. T. Law and G. A. Swartzlander, Jr., *Opt. Lett.* **18**, 586 (1993).
32. D. E. Pelinovsky, Y. A. Stepanyants, and Y. S. Kivshar, *Phys. Rev. E* **51**, 5016 (1995).