

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 532.59

СВЕТЛЫЕ И ТЕМНЫЕ НЕРАСПРОСТРАНЯЮЩИЕСЯ СОЛИТОНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

А. В. Ведерко, В. Ф. Марченко, А. П. Сухоруков

(кафедра радиофизики)

Теоретически и экспериментально исследованы возникающие при вертикальных колебаниях кюветы с жидкостью локализованные нераспространяющиеся возмущения поверхности, имеющие солитонную форму. Обнаружено, что в зависимости от глубины жидкости (знака кубической нелинейности среды) возможно формирование не только светлых, но и темных нераспространяющихся солитонов.

Вблизи критических точек дисперсионных кривых, являющихся граничными точками полос прозрачности среды, обладающей кубической нелинейностью, возможно существование солитонов, скорость которых близка или равна нулю. Такие солитоны теоретически исследовались в периодической структуре, состоящей из слоев нелинейного диэлектрика с разной величиной диэлектрической проницаемости в области брэгговского отражения [1, 2]. Экспериментально нераспространяющиеся солитоны наблюдались в волноводе для волн на поверхности жидкости вблизи нижней критической частоты [3, 4]. С физической точки зрения появление таких стационарных возмущений обусловлено изменением критической частоты системы под действием внешнего поля.

В настоящей работе на примере волновода для волн на поверхности жидкости мы обсудим возможность существования как светлых, так и темных нераспространяющихся солитонов.

Рассмотрим волновод, образованный двумя жесткими стенками канала, заполненного жидкостью до глубины h . Плоскость координат XU совместим с поверхностью жидкости, ось z направим вверх, а стенки расположим вдоль прямых $y=0$, b .

Жидкость будем считать невязкой и несжимаемой и для простоты ограничимся диапазоном гравитационных длин волн ($\lambda \leq 1,7$ см). Известно, что гидродинамический потенциал ϕ скорости частиц жидкости в этом случае имеет вид

$$\phi = A \operatorname{ch} [k(z+h)] \cos(k_my) \exp [i(\omega t - k_x x)], \quad (1)$$

где $k^2 = k_m^2 + k_x^2$; $k_m = \pi m/b$; $m = 1, 2, \dots$, а волновое число k удовлетворяет дисперсионному соотношению

$$\omega^2 = gk \operatorname{th} kh. \quad (2)$$

Далее предположим, что вблизи нижней критической частоты волновода $\omega_1^2 = gk_1 s$ ($k_1 = \pi/b$; $s = \operatorname{th} k_1 h$) огибающая потенциала A в (1) медленно меняется во времени и в пространстве с характерными масштабами Ω и q , причем $\omega = \omega_0 + \varepsilon^2 \Omega$, $k_x = k_{x_0} + \varepsilon q$. Малым параметром является величина $\varepsilon \sim ka$, где $a = |A|$. Считая, что при $\omega \rightarrow \omega_1$, $k_{x_0} \rightarrow 0$, из соотношения (2) с точностью до членов порядка ε^2 получим

$$2\omega\Omega + (\omega^2 - \omega_1^2) - (g/2k_1) [s + k_1 h (1 - s^2)] q^2 = 0. \quad (3)$$

При переходе к переменным x и t ($\Omega \rightarrow i\partial/\partial t$; $q^2 \rightarrow -\partial^2/\partial x^2$) учтем, что нелинейная поправка к частоте имеет тот же вид, что и для бегущей волны. Это позволяет получить из (3) уравнение Шрёдингера с нелинейным членом, записанным в работе [5] для волнового пакета, распространяющегося на поверхности жидкости конечной глубины:

$$i \frac{\partial A}{\partial \tau} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + \Delta A - \chi |A|^2 A = 0, \quad (4)$$

$$\chi = \frac{k_1^4}{16\omega_1^2} [6s^4 - 5s^2 + 16 - 9s^{-2}], \quad (5)$$

$$\tau = \omega t; \quad \xi = \omega x \left[\frac{g}{2k_1} (s + k_1 h (1 - s^2)) \right]^{-1/2}; \quad \Delta = \frac{\omega_1^2 - \omega^2}{2\omega^2}.$$

Известно, что семейство односолитонных решений уравнения (4) имеет вид

$$A = a(\xi - W\tau) \exp\{i\alpha\tau + i\psi(\xi - W\tau)\}, \quad (6)$$

где α — сдвиг частоты, а W — вариация скорости пакета относительно групповой скорости.

При $\chi > 0$ исходное уравнение (4) обладает модуляционной неустойчивостью и допускает решение в виде светлого нераспространяющегося солитона [6]:

$$a = \sqrt{2} a_0 \operatorname{ch}^{-1} \left[\sqrt{2|\chi| a_0^2} (\xi - \xi_0) \right], \quad W = 0. \quad (7)$$

В случае $\chi < 0$ уравнение (4) устойчиво относительно малых возмущений амплитуды и фазы, и его решение имеет вид темного солитона

$$a^2 = a_0^2 - (a_0^2 - a_{\min}^2) \operatorname{ch}^{-2} \left[\sqrt{|\chi| (a_0^2 - a_{\min}^2)} (\xi - W\tau) \right], \quad (8)$$

$$\psi = 2 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{a_0^2 - a_{\min}^2}{a_{\min}^2}}; \quad W^2 = |\chi| a_{\min}^2.$$

Параметр a_{\min} заключен в пределах $0 \leq a_{\min} < a_0$ и определяет глубину впадины. При максимальной глубине впадины $a_{\min} = 0$ медленно дрейфующий «серый» солитон (8) превращается в неподвижный «черный» с характерной формой

$$a = a_0 \operatorname{th} \left[\sqrt{|\chi| a_0^2} (\xi - \xi_0) \right], \quad W = 0, \quad \psi = \pi. \quad (9)$$

Полная пространственная структура солитонов (7), (8) и (9) определяется соотношением (1).

Характерной особенностью нераспространяющихся солитонов является отсутствие частотного сдвига $\alpha = 0$, что определяет соотношение параметров χ , a_0 , Δ :

$$\Delta - \chi a_0^2 = 0.$$

Для светлого солитона параметр a_0 имеет смысл амплитуды солитона, а для темного — амплитуды возбужденных в системе колебаний.

Физическую природу таких солитонов можно пояснить следующим образом. Подстановка в (4) решения в виде плоской волны $A = a_0$ поз-

воляет получить явную зависимость критической частоты системы от амплитуды возбуждения:

$$\bar{\omega}_1^2(a_0) = \omega_1^2 \left(1 - \frac{3}{4} \gamma a_0^2\right). \quad (10)$$

Если частота и амплитуда возбуждения удовлетворяют условию

$$\bar{\omega}_1^2(a_0) < \omega^2 < \omega_1^2, \quad (11)$$

то участок импульса с большой амплитудой попадает в полосу прозрачности системы, а участки с малой амплитудой — в полосу непрозрачности, что приводит к образованию локализованного возмущения, пространственный размер которого из-за сильной дисперсии вблизи критической частоты будет иметь порядок длины волны. В случае темного солитона ($\chi < 0$) условие (11) преобразуется:

$$\omega_1^2 < \omega^2 < \bar{\omega}_1^2(a_0), \quad (12)$$

т. е. в полосу непрозрачности попадает часть импульса с наибольшей амплитудой, тогда как его «хвосты» находятся в полосу прозрачности.

Экспериментальные исследования проводились в кювете из оргстекла с внутренними размерами: шириной 1,5 см, высотой 2,5 см, длиной 25 см. Для устранения отражений вблизи торцов кюветы помещались поглотители.

Профиль дна кюветы мог плавно изменяться при помощи пенопластовых вставок, имеющих форму клина.

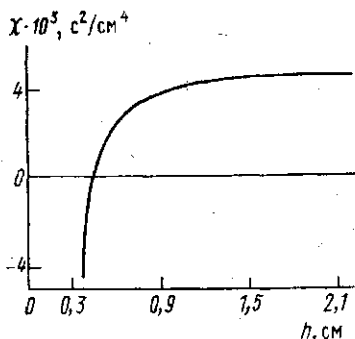


Рис. 1. Зависимость коэффициента кубической нелинейности χ от глубины жидкости h

Кювета совершала вертикальные колебания с частотой ω_0 . При $\omega_0/2 \approx \omega_1$ на поверхности жидкости возникали характерные нерегулярные всплески.

Если в центре кюветы реализовывался максимум глубины ($h = 1,5$ см, $f_1 = 8,8$ Гц, $\chi > 0$, см. рис. 1), то на частоте $\omega_0/2 \leq \omega_1$ возбуждался одиночный светлый солитон (рис. 2, б), форма которого хорошо аппроксимируется ch^{-1} -функцией (рис. 2, а). Однако фактическая ширина импульса примерно в 2 раза превышает расчетную (7), что, по-видимому, говорит о необходимости учета в (2) капиллярного члена и изменения граничных условий из-за эффекта «прилипания» жидкости к стенкам кюветы.

Для наблюдения темных солитонов в центре кюветы реализовывался минимум глубины ($h = 0,4$ см, $f_1 = 7,4$ Гц, $\chi < 0$, см. рис. 1). На частоте $\omega_0/2 \geq \omega_1$ наблюдались слабоосциллирующие участки поверхности жидкости (рис. 2, в), однако их форма была неустойчивой во времени и количественные измерения были затруднены.

При анализе устойчивости таких солитонов следует иметь в виду, что их существование возможно лишь при непрерывной подкачке энергии (по аналогии с механизмом возникновения автосолитонов в неравновесных средах [7]). В нашей модели такая неравновесность создается за счет параметрического возбуждения поверхностных волн.

Если амплитуда синфазных колебаний накачки ниже пороговой и имеет место (11), то на неоднородностях среды возникает автоколебательный процесс с характерным распределением амплитуды и фазы, имеющий вид светлого солитона (7). В случае, когда амплитуда накачки превышает пороговую, но выполняется условие (12), на поверхности жидкости существует стоячая волна субгармоники, амплитуда которой устойчива к малым возмущениям. Заданная в начальный момент пространственная модуляция будет стремиться к стационарному виду, определенному, например, в [8]. Таким образом, темный солитон оказывается неустойчивым.

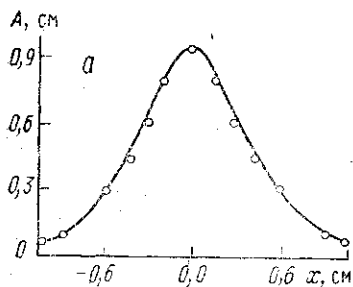
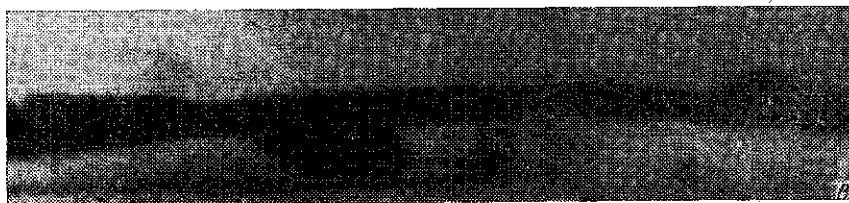
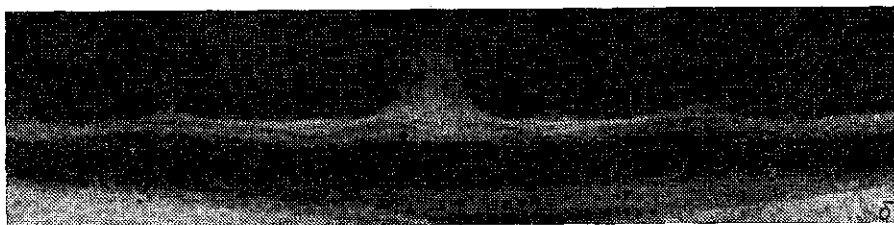


Рис. 2. Функция $y=0,93 \operatorname{ch}^{-1}(x/0,33)$, аппроксимирующая форму экспериментально наблюдавшегося светлого солитона (а); фотографии светлого солитона при частоте накачки 19,4 Гц (б) и темного солитона при частоте накачки 15,2 Гц (в)



Параметрический способ возбуждения незатухающих осциллирующих солитонов является наиболее удобным с точки зрения подкачки энергии в систему. Этот способ позволяет получить две бегущие навстречу друг другу волны, подобно тому как это имеет место при брэгговском отражении в периодических структурах [1, 2].

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Mills D. L., Trullinger S. E.//Phys. Rev. 1987. В36, N 2. P. 947.
 [2] Christodoulides D. N., Joseph R. I.//Phys. Rev. Lett. 1989. 62, N 15. P. 1746. [3] Wu J., Keolian R., Rudnick I.//Phys. Rev. Lett. 1984. 52, N 16. P. 1421. [4] Hongnong C., Xuequn Y., Shiging Ch., Songyuan T.//Adv. in Hydrodyn. 1988. 3, N 1. P. 46. [5] Абловитц М., Сигур Х. Солитоны и методы обратной задачи. М., 1987. [6] Ведерко А. В., Марченко В. Ф., Сухору-

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 669.24'234 : 537.621.2

ТЕРМОЭДС В АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ

А. Д. Арсеньева, А. В. Ведяев, Р. П. Васильева, А. Б. Грановский,
Г. М. Мяликгульев, А. В. Печенников, А. Ф. Прокошин, С. М. Стадник

(кафедра магнетизма)

Существующая теория термоэдс аморфных ферромагнетиков обобщена на случай d-подобных носителей тока. Измерена термоэдс сплавов Fe—Ni—Si—В и Fe—Co—Cr—Si—В в широком интервале температур. Экстремум в температурной зависимости термоэдс, характерный для аморфных ферромагнетиков, после кристаллизации становится более резко выраженным. Эта особенность объясняется превалированием вклада неупругого рассеяния при кристаллизации.

Термоэлектрические эффекты весьма чувствительны к особенностям микроструктуры сплавов: электронному спектру, типу носителей тока и характеру их взаимодействия с ионной и магнитной подсистемами и т. п. [1]. Аморфные ферромагнитные сплавы (АФМС) переходных металлов являются в этом отношении чрезвычайно сложными системами. Поэтому с теоретической точки зрения задача описания зависимости термоэдс от температуры и состава АФМС достаточно трудна и до настоящего времени не получила вполне адекватного решения. Одним из успешных результатов использования дифракционной модели Фабера—Займана [2] явилось объяснение на основе формулы Мотта [3], справедливой для упругого рассеяния носителей тока, линейной зависимости $S(T)$, наблюдающейся в немагнитных аморфных сплавах и в АФМС выше температуры Кюри T_c . В ферромагнитной области, однако, температурная зависимость термоэдс S существенно отклоняется от линейной, причем в интервале $0 < T < T_c$ обнаруживается экстремум [4—6]. Объяснение указанных аномалий впервые было дано Коренблитом [7] в рамках двухтоковой модели [8, 9]. Согласно этой модели, времена релаксации τ упругого рассеяния (на структурном беспорядке) носителей тока с поляризацией спина по (τ_{\uparrow}) и против (τ_{\downarrow}) намагниченности различны и много меньше характерного времени t переходов между спиновыми подзонами, происходящих за счет неупругого рассеяния на магнитных неоднородностях. В работе [7] показано, что именно вклад неупругого рассеяния носителей тока на магнитной подсистеме сплава, имеющий вид

$$S_{\text{inel}} = \frac{k_B}{e} \frac{(\tau_{\uparrow} - \tau_{\downarrow})}{t}, \quad (1)$$

приводит к появлению экстремума в температурной зависимости $S(T)$. Такой же вывод сделан и в более подробной работе Герцера [10], где