Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Р. Р. Гадыльшин, О. М. Киселев, О бессолитонной структуре данных рассеяния при возмущении двумерного солитона уравнения Деви–Стюартсона II, *ТМФ*, 1996, том 106, номер 2, 200–208

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1107>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.234.197.8

26 апреля 2023 г., 12:24:03

Р. Р. Гадильшин, О. М. Киселев

О БЕССОЛИТОННОЙ СТРУКТУРЕ ДАННЫХ РАССЕЯНИЯ ПРИ ВОЗМУЩЕНИИ ДВУМЕРНОГО СОЛИТОНА УРАВНЕНИЯ ДЕВИ–СТЮАРТСОНА II

Построена асимптотика данных рассеяния для уравнения Деви–Стюартсона II в случае возмущения солитона. Показано, что данные рассеяния возмущенной задачи имеют бессолитонный характер.

Решение нелинейного интегрируемого уравнения в методе обратной задачи рассеяния (МОЗР) однозначно определяется данными рассеяния [1–5]. В настоящей работе исследуется структура данных рассеяния при возмущении солитона 2+1-мерного интегрируемого уравнения Деви–Стюартсона II (ДС II) [2, 4, 5]. Основной целью является построение асимптотики данных рассеяния по малому параметру, характеризующему возмущение.

Оказывается, что после возмущения солитона данные рассеяния приобретают бессолитонную структуру. В непрерывной части данных рассеяния появляется выброс, большой по величине, но ограниченный в интегральном смысле. В то же время исчезает солитонная (дискретная) часть данных рассеяния, что связано с неустойчивостью полюсов решения задачи рассеяния при слабом возмущении потенциала.

Подчеркнем, что этот результат кардинально отличается от возмущения солитонов интегрируемых 1+1-мерных уравнений. В 1+1-мерном случае возмущение солитона вызывает слабые изменения данных рассеяния [6–13]. Это объясняется “непрерывным” характером изменения дискретного спектра соответствующей задачи рассеяния.

Отметим, что в некоторых 2+1-мерных интегрируемых уравнениях плоские солитоны неустойчивы относительно поперечных возмущений [2, 3, 14–16]. В нашей же работе рассматривается существенно иная ситуация: влияние возмущения на двумерный солитон [2] или так называемый ламп [3, 4, 17].

1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ

В этом разделе приводятся известные результаты о применении МОЗР для ДС II [2, 3, 5]. В их изложении мы придерживаемся работы [5]. Система уравнений ДС II имеет вид

$$i\partial_t q + 2(\partial^2 + \bar{\partial}^2)q + (g + \bar{g})q = 0, \quad \bar{\partial}g = \partial|q|^2, \quad (1.1)$$

где $\partial = (\partial_x - i\partial_y)/2$, черта означает комплексное сопряжение. Всюду далее переменная z понимается как $z = x + iy$, где $x, y \in \mathbb{R}$, а запись $q(z, t)$ означает, что функция q , вообще говоря, зависит от переменных t, z и $\bar{z}$.

Данные рассеяния для (1.1) однозначно определяются по решению системы интегральных уравнений

$$(I - G[q, k])\phi = E(kz), \quad (1.2)$$

где I — единичная матрица 2×2 , $E(kz) = \text{diag}(\exp(kz), \exp(\bar{k}z))$, а интегральный оператор G имеет вид

$$G[q, k]\phi = \frac{i}{4\pi} \int_{\mathbb{C}} \int_{\mathbb{C}} d\zeta \wedge d\bar{\zeta} \begin{pmatrix} 0 & \frac{q(\zeta, t) \exp(k(z-\zeta))}{z-\zeta} \\ \frac{-\bar{q}(\zeta, t) \exp(\bar{k}(\bar{z}-\bar{\zeta}))}{\bar{z}-\bar{\zeta}} & 0 \end{pmatrix} \phi(k, \zeta, t). \quad (1.3)$$

Непрерывная составляющая данных рассеяния, соответствующая начальному времени $t = 0$, вычисляется по формуле

$$b(k) = b(k, 0) = \frac{i}{4\pi} \int_{\mathbb{C}} \int_{\mathbb{C}} dz \wedge d\bar{z} q(z, 0) \overline{\phi_{11}(k, z, 0)} \exp(-kz), \quad (1.4)$$

где ϕ_{11} — соответствующая компонента матрицы ϕ . Если функция ϕ имеет полюсы только первого порядка k_j , $j = 0, \dots, N$, то каждому из них соответствует пара постоянных $\mu_j = \mu_j(0)$ и $\nu_j = \nu_j(0)$.

Эволюция во времени данных рассеяния

$$\mathcal{L}(t) = \{b(k, t), k_j(t), \mu_j(t), \nu_j(t), j = 0, \dots, N\}$$

описывается явными формулами

$$\begin{aligned} b(k, t) &= b(k) \exp\{2it(k^2 + \bar{k}^2)\}, \quad k_j = \text{const}, \\ \mu_j(t) &= \mu_j + 4ik_j t, \quad \nu_j(t) = \nu_j \exp(-2it(k_j^2 + \bar{k}_j^2)). \end{aligned}$$

В свою очередь, по данным рассеяния восстанавливается решение системы (1.1):

$$\begin{aligned} q(z, t) &= -\frac{i}{\pi} \int_{\mathbb{C}} dp \wedge d\bar{p} b(p, t) \phi_{11}(z, t, p) \exp\{-\bar{p}z\} + \\ &\quad + 2 \sum_0^N \overline{(\mathbf{A}_j(z, t))_2} \exp\{-k_j z\}, \\ g(z, t) &= -4 \lim_{k \rightarrow \infty} \partial k \phi_{11}(z, t, k) \exp\{-kz\}, \end{aligned}$$

где $(\mathbf{A}_j(z, t))_m$ — компоненты нетривиального решения (1.3) с однородной правой частью при $k = k_j$. В соответствии с МОЗР эволюция компонент матрицы ϕ по t определяется из системы линейных интегральных уравнений, зависящих только от данных рассеяния (а не от $q(z, t)$).

В частности, в случае, когда начальные данные соответствуют солитону:

$$q(z, 0) = q_0(z) = \frac{2\overline{\nu} \exp(zk_0 - \overline{z}k_0)}{|z + \mu|^2 + |\nu|^2}, \quad (1.5)$$

где $k_0, \nu, \mu \in \mathbb{C}$ – его параметры, данные рассеяния имеют вид

$$\mathcal{L}(0) = \{b(k) \equiv 0, k_0, \mu, \nu\}. \quad (1.6)$$

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей работе рассматривается случай, когда

$$q(z) = q_0(z) + \varepsilon q_1(z), \quad (2.1)$$

где q_1 – финитная бесконечно дифференцируемая функция, а ε – малый положительный параметр. Эта ситуация соответствует малому возмущению солитона уравнения ДС II в начальных данных.

В работе построено асимптотическое решение уравнения (1.2) с возмущенным потенциалом (2.1). Показано, что при достаточно произвольном возмущении q_1 асимптотическое решение задачи (1.2) не имеет полюсов по k . Таким образом, данные рассеяния возмущенной задачи описываются множеством

$$\mathcal{L}(0; \varepsilon) = \{b(k; \varepsilon), \emptyset\}, \quad \varepsilon > 0. \quad (2.2)$$

Для b построена асимптотика, имеющая составной характер:

$$b(k; \varepsilon) = \varepsilon b_1(k) (1 + O(\varepsilon^{1-\gamma})), \quad |k - k_0| > C\varepsilon^\gamma, \quad 0 \leq \gamma < 1, \quad C > 0, \quad (2.3)$$

$$b(k; \varepsilon) = \varepsilon^{-1} b_{-1} \left(\frac{k - k_0}{\varepsilon} \right) + O(\varepsilon^{-1+\delta}), \quad k - k_0 = O(\varepsilon^\delta), \quad 0 < \delta \leq 1, \quad (2.4)$$

где коэффициенты b_j явно выражаются через главные члены асимптотики решения задачи рассеяния.

Из формул (1.6) и (2.2) видно, что структура данных рассеяния для невозмущенной и возмущенной задач принципиально различна.

3. РАЗРЕШИМОСТЬ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ

Прямая и обратная задачи рассеяния, связанные с уравнением ДС II, исследовались в [18]. Для достаточно малых потенциалов $q(z)$ из класса Шварца показано, что существует решение прямой задачи рассеяния при любых $k \in \mathbb{C}$.

В нашем случае потенциал не удовлетворяет этим условиям. Поэтому система уравнений (2.1) рассматривается в пространстве непрерывных вектор-функций C' с нормой

$$\|u\|_{C'} = \|\exp(\overline{-kz}) u_1\|_C + \|\exp(-kz) u_2\|_C,$$

где u_j – компоненты вектора u . Для краткости изложения сохраним введенное обозначение и для матриц, столбцы которых принадлежат пространству C' .

Содержание раздела состоит в доказательстве следующего утверждения.

ТЕОРЕМА 3.1. *Если $q \in L_1(\mathbb{R}^2) \cap C(\mathbb{R}^2)$, то уравнение*

$$(I - G[q, k])U = F \quad (3.1)$$

является уравнением Фредгольма второго рода в C' .

Метод доказательства теоремы 3.1 достаточно стандартен. Модификация доказательства подобного утверждения из [19] для интегральных уравнений с полярным ядром связана с тем, что система (1.2) решается в пространстве функций C' , определенных на всей комплексной плоскости.

Обозначим через $\mathcal{P}(z, \zeta)$ вырожденное ядро вида:

$$\mathcal{P}(z, \zeta) = |q(\zeta)| \left(\frac{0}{\sum_{i=1}^n p_i(\zeta) r_i(z) \exp(k(z - \zeta))} \quad \frac{\sum_{i=1}^n p_i(\zeta) r_i(z) \exp(k(z - \zeta))}{0} \right). \quad (3.2)$$

Здесь $p_i(\zeta)$ и $r_i(z)$ – непрерывные ограниченные функции, определенные при $\zeta, z \in \mathbb{C}$. Через P обозначим оператор, действующий по правилу:

$$P\phi = \int \int_{\mathbb{C}} d\zeta \wedge d\bar{\zeta} \mathcal{P}(z, \zeta) \phi(\zeta, k).$$

ЛЕММА 3.2. *Оператор $P: C' \mapsto C'$ ограничен.*

Это утверждение легко доказать прямым вычислением.

Из леммы 3.2 и вырожденности ядра оператора P следует

ЛЕММА 3.3. *Уравнение*

$$(I - P)\phi = f$$

является уравнением Фредгольма второго рода в C' .

Перейдем к доказательству теоремы 3.1.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО ТЕОРЕМЫ 3.1. Обозначим через $p_M(z)$ гладкую срезающую функцию такую, что $p_M(z) = 0$ при $|z| \geq 2M$ и $p_M(z) = 1$ при $|z| \leq M$. Рассмотрим оператор G как сумму операторов:

$$G = (1 - p_M)G + p_M G p_M + p_M G (1 - p_M).$$

Оценим оператор $(1 - p_M)G$ в норме C' :

$$\begin{aligned} \|(1 - p_M)G\phi\|_{C'} &= \sup_{|z| \geq M} \left(\left| \exp(\overline{-kz}) \frac{i}{4\pi} \int \int_{\mathbb{C}} d\zeta \wedge d\bar{\zeta} \frac{q(\zeta) \exp(k(z - \zeta))}{z - \zeta} \phi_{21}(k, \zeta) \right| + \right. \\ &\quad \left. + \left| \exp(-kz) \frac{i}{4\pi} \int \int_{\mathbb{C}} d\zeta \wedge d\bar{\zeta} \frac{\bar{q}(\zeta) \exp(\overline{k(z - \zeta)})}{\overline{z - \zeta}} \phi_{11}(k, \zeta) \right| \right) \leq \\ &\leq \frac{1}{2\pi} \|\phi\|_{C'} \sup_{|z| \geq M} \int \int_{\mathbb{R}^2} dx' dy' \frac{|q|}{|z - \zeta|}, \end{aligned}$$

где $\zeta = x' + iy'$. Отсюда следует, что $\|(1 - p_M)G\| \rightarrow 0$ при $M \rightarrow \infty$.

Аналогично получается оценка для оператора $p_M G(1 - p_M)$:

$$\|p_M G(1 - p_M)\phi\|_{C'} \leq \|\phi\|_{C'} \sup_{|z| \leq 2M} \int \int_{|\zeta| \geq M} dx' dy' \frac{|q|}{|z - \zeta|} \leq \|\phi\|_{C'} C_M,$$

где $C_M \rightarrow 0$ при $M \rightarrow \infty$.

Для оператора $p_M G p_M$ справедлива оценка

$$\|p_M G p_M \phi\|_{C'} \leq \text{const} \|\phi\|_{C'}.$$

Следовательно, G – ограниченный оператор.

Ядро интегрального оператора $p_M G p_M$ обозначим через $\mathcal{K}$. Оно равно нулю вне ограниченного множества $D = \{|\zeta| \leq 2M, |z| \leq 2M\}$, где его можно с любой степенью точности аппроксимировать вырожденными ядрами вида (3.2) [19]. В результате получаем, что $\mathcal{K}$ представимо в виде

$$\mathcal{K} = \mathcal{P} + \mathcal{Q},$$

где $\mathcal{P}$ – вырожденное непрерывное ядро, а $\mathcal{Q}$ – полярное ядро со сколь угодно малой нормой. Из этого представления и сделанных выше оценок следует, что оператор G можно представить в виде

$$G = K + Q,$$

где K – оператор с вырожденным ядром, а Q – оператор со сколь угодно малой нормой. Отсюда следует фредгольмовость оператора $(I - G)$. Теорема 3.1 доказана.

4. АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ

Учитывая характер возмущения начальных данных (2.1), асимптотику решения задачи (1.2) естественно искать в виде

$$\phi(k, z; \varepsilon) = \phi_0(k, z) + \varepsilon \phi_1(k, z) + \dots \quad (4.1)$$

Подставив (4.1) и (2.1) в (1.2), получим уравнения для ϕ_0 и ϕ_1 :

$$(I - G[q_0, k])\phi_0 = E, \quad (4.2)$$

$$(I - G[q_0, k])\phi_1 = G[q_1, k]\phi_0. \quad (4.3)$$

Уравнение (4.2) имеет явное решение [5]:

$$\phi_0(k, z) = E(kz) - A(z) \begin{pmatrix} \frac{\exp((k-k_0)z)}{k-k_0} & 0 \\ 0 & \frac{\exp((k-k_0)z)}{k-k_0} \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

где матрица $A(z)$ – система нетривиальных решений уравнения (3.1) при $k = k_0$, $q = q_0$ и $F = 0$. Первый столбец матрицы $A(z)$ имеет вид

$$A^{(1)}(z) = \frac{1}{|z + \mu|^2 + |\nu|^2} \begin{pmatrix} \overline{(z + \mu)} \exp(zk_0) \\ \nu \exp(zk_0) \end{pmatrix},$$

а второй столбец определяется равенством: $A^{(2)} = \sigma \overline{A^{(1)}} \sigma^{-1}$ [5], где

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

При сделанных для q_1 предположениях легко видеть, что $f(k, z) = (k - k_0)G[q_1, k] \times \phi_0(k, z) \in C'$ и $f(k_0, z) \neq 0$. Следовательно, во-первых, в силу теоремы 3.1 существует решение уравнения (4.3), а во-вторых, оно может иметь полюс уже выше первого порядка при $k = k_0$.

На векторах u, v определим полуторалинейную форму

$$(u, v)_q = \int \int_{\mathbb{C}} dz \wedge d\bar{z} \bar{q} u_1 \bar{v}_1 + q u_2 \bar{v}_2, \quad (4.5)$$

где u_i, v_i — компоненты векторов u, v .

Легко видеть, что для разрешимости уравнения (3.1) при $k = k_0$ необходимо выполнение следующих условий:

$$(F, B^{(i)})_q = 0, \quad i = 1, 2,$$

где

$$B^{(1)}(z) = \frac{1}{|z + \mu|^2 + |\nu|^2} \begin{pmatrix} -\overline{(z + \mu)} \exp(-zk_0) \\ -\nu \exp(-zk_0) \end{pmatrix},$$

$$B^{(2)} = \sigma \overline{B^{(1)}} \sigma^{-1}.$$

Следовательно, достаточным условием для существования у решения (4.3) полюса выше первого порядка является неравенство нулю хотя бы одной из следующих констант:

$$Q_1 = (A^{(1)}, B^{(1)})_{q_1}, \quad Q_2 = (A^{(2)}, B^{(1)})_{q_1}.$$

Для определенности далее будем предполагать, что уравнение (3.1) при $k \neq k_0$ однозначно разрешимо, при $k = k_0$ может иметь полюс не выше первого порядка, а кратность нулевого собственного значения оператора $(I - G[q, k_0])$ равна двум.

Наращение порядка полюсов у членов (4.1) приводит к тому, что этот ряд, сохраняя асимптотический характер при $|k - k_0| > C\varepsilon^\gamma$ для любого $0 \leq \gamma < 1$, становится непригодным в окрестности точки $k = k_0$. По этой причине при k , близких к k_0 , решение строится в виде

$$\phi(k, z; \varepsilon) = E(k, z) (\varepsilon^{-1} \chi_{-1}(\kappa, z) + \chi_0(\kappa, z) + \dots), \quad (4.6)$$

где $\kappa = (k - k_0)\varepsilon^{-1}$. Подставляя (4.6) и (2.1) в (1.2), получаем следующую пару уравнений:

$$(I - \mathcal{G}[q_0, k_0])\chi_{-1} = 0, \quad (4.7)$$

$$(I - \mathcal{G}[q_0, k_0])\chi_0 = I + \mathcal{G}[q_1, k_0]\chi_{-1} + \kappa \partial_k \mathcal{G}[q_0, k_0]\chi_{-1} + \kappa \partial_{\bar{k}} \mathcal{G}[q_0, k_0]\chi_{-1}, \quad (4.8)$$

где

$$\mathcal{G}[q, k] = \frac{i}{4\pi} \int \int_{\mathbb{C}} d\zeta \wedge d\bar{\zeta} \begin{pmatrix} 0 & \frac{q(\zeta, t) \exp(k\zeta - \bar{k}\bar{\zeta})}{z - \zeta} \\ \frac{\bar{q}(\zeta, t) \exp(\bar{k}z - k\bar{\zeta})}{z - \bar{\zeta}} & 0 \end{pmatrix}.$$

Легко видеть, что функция

$$\chi_{-1}(\kappa, z) = E(-k_0, z)A(z)\alpha(\kappa) \quad (4.9)$$

является решением однородного уравнения (4.7) при любой матрице $\alpha(\kappa) = \{\alpha_{mn}(\kappa)\}_{n,m=1,2}$. Матрица α определяется из условия разрешимости уравнения (4.8). Непосредственно проверяется, что $B^{(1)}$ удовлетворяет условиям

$$(A^{(2)}, B^{(1)})_{q_0} = 0, \quad (E^{(1)}(kz), B^{(1)})_{q_0} = 2\pi i.$$

Последние соотношения приводят к следующим значениям для компонент первого столбца матрицы α :

$$\begin{aligned} \alpha_{11}(\kappa) &= -\frac{4\pi i Q_1 (Q_2 - 2\pi i \bar{\kappa})}{|Q_1|^2 + |Q_2 - 2\pi i \bar{\kappa}|^2}, \\ \alpha_{21}(\kappa) &= \frac{4\pi i Q_1}{|Q_1|^2 + |Q_2 - 2\pi i \bar{\kappa}|^2}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Возмущение, при котором $Q_1 \neq 0$, назовем невырожденным. Результатом проведенных построений является

ТЕОРЕМА 4.1. *Асимптотическое решение системы уравнений (1.2) при невырожденном возмущении q_1 имеет вид (4.1), (4.4) при $|k - k_0| > C\varepsilon^\gamma$ и вид (4.6), (4.9), (4.10) при $(k - k_0) = O(\varepsilon^\delta)$ для любых $C > 0$, $0 \leq \gamma < 1$, $0 < \delta \leq 1$.*

Из (4.10) следует, что при невырожденном возмущении солитонного начального условия решение задачи рассеяния не имеет полюса в окрестности точки k_0 .

5. АСИМПТОТИКА ДАННЫХ РАССЕЯНИЯ

Асимптотика непрерывной составляющей вычисляется по формуле (1.4) и в силу теоремы 4.1 носит составной характер. При $|k - k_0| > C\varepsilon^\gamma$ она имеет вид (2.2). Из формулы (1.4) и асимптотики ϕ следует равенство

$$\begin{aligned} b_1(k) &= \frac{1}{4\pi} \int \int_{\mathbb{C}} dz \wedge d\bar{z} (q_0(z) \overline{(\phi_0)_{11}}(k, z) \exp(-kz) + \\ &\quad + q_1(z) \overline{(\phi_1)_{11}}(k, z) \exp(-kz)). \end{aligned}$$

Здесь и далее $(\phi_i)_{mn}$ — соответствующие компоненты матрицы ϕ_i . Так как для матрицы ϕ_1 не получено явного выражения, то приведенная формула для $b_1(k)$ малоинформативна. Для вычисления $b_1(k)$ можно получить более эффективную формулу, в которой присутствуют только явно вычисленные функции.

Непосредственно проверяется, что вектор

$$\psi(k, z) = \begin{pmatrix} \exp(-kz) \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{\exp(\overline{(-k + k_0)z})}{\overline{k - k_0}} B^{(1)}(z)$$

является решением уравнения

$$(I - H) \psi = E^{(1)}(-kz),$$

где $E^{(1)}(-kz)$ – первый столбец матрицы $E(-kz)$, а H – оператор, формально сопряженный к G относительно полуторалинейной формы (4.5).

Вычислим значение полуторалинейной формы на первом столбце матрицы ϕ_1 и векторе ψ с использованием уравнения (1.2). После простых преобразований получаем равенство

$$(\phi_1^{(1)}, E^{(1)}(-kz))_{q_0} + (\phi_0^{(1)}, E^{(1)}(-kz))_{q_1} = (\phi_0^{(1)}, \psi)_{q_1},$$

где через $\phi_1^{(1)}$ и $\phi_0^{(1)}$ обозначены первые столбцы соответствующих матриц. Легко видеть, что в правой части равенства стоит выражение для $\overline{b_1(k)}$. В результате получаем формулу

$$b_1(k) = -\frac{i}{4\pi} \int \int_{\mathbb{C}} dz \wedge d\bar{z} q_1 \overline{(\phi_0)_{11}} \psi_1 + \overline{q_1} \overline{(\phi_0)_{21}} \psi_2, \quad (5.1)$$

где ψ_i – компоненты вектора ψ . Заметим, что равенство (5.1) аналогично формуле вариации данных рассеяния для бессолитонного решения уравнения ДС II, полученной в [20].

В случае $k - k_0 = O(\varepsilon^\delta)$, подставляя (4.6), (4.9), (4.10) в (1.4), получаем представление (2.3), где

$$b_{-1}(k, \varepsilon) = \frac{i}{4\pi} \int \int_{\mathbb{C}} dz \wedge d\bar{z} q_0 \overline{(\phi_{-1})_{11}} \exp(-kz). \quad (5.2)$$

Таким образом, показана справедливость следующего утверждения.

ТЕОРЕМА 5.1. *Формальная асимптотика по ε непрерывной составляющей данных рассеяния при невырожденном возмущении солитонного потенциала имеет вид (2.2), (2.3), (5.1), (5.2).*

В заключение выражаем признательность Л.А. Калякину за обсуждение результатов и полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (94-01-00193а) и Международного научного фонда (NMB000).

Список литературы

- [1] *Затаров В. Е., Шабат А.Б.* // Функци. анализ и его прилож. 1974. Т. 8. №3. С. 43–53.
- [2] *Затаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Потаевский Л.П.* Теория солитонов: Метод обратной задачи. М.: Наука, 1980.
- [3] *Ablowitz M.J., Segur H.* Solitons and the Inverse Scattering Transform. Philadelphia: SIAM, 1981.
- [4] *Fokas A.S., Ablowitz M.J.* // J. Math. Phys. 1984. V. 25. P. 2494–2505.
- [5] *Arkadiev V.A., Pogrebkov A.K., Polivanov M.C.* // Physica D. 1989. V. 36. P. 189–197.
- [6] *Каур D.J.* // SIAM J. Appl. Math. 1976. V. 31. P. 121–133.
- [7] *Карпман В.И., Маслов Е.М.* // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 537–559.
- [8] *McLaughlin D.W., Scott A.S.* // Phys. Rev. A. 1977. V. 18. P. 1652–1697.
- [9] *Маслов Е.М.* // ТМФ. 1980. Т. 42. С. 362–373.
- [10] *Маслов В.П., Омеляннов Г.А.* // УМН. 1981. Т. 36. №3. С. 63–126.
- [11] *Kivshar Y.S., Malomed B.A.* // Rev. Mod. Phys. 1989. V. 61. №4. P. 763–915.
- [12] *Калякин Л.А.* // ТМФ. 1992. Т. 92. С. 62–77.
- [13] *Киселев О.М.* // ТМФ. 1992. Т. 93. С. 39–48.
- [14] *Кадомцев Б.Б., Петвиашвили В.И.* // ДАН СССР. 1970. Т. 192. С. 753.
- [15] *Bordag L.A., Its A.R., Matveev V.B., Zakharov V.E.* // Phys. Lett. A. 1979. V. 63. №3. P. 205.
- [16] *Пелиновский Д.Е., Степанянц Ю.А.* // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. С. 3387–3400.
- [17] *Satsuma J., Ablowitz M.J.* // J. Math. Phys. 1979. V. 20. P. 1496.
- [18] *Sung L.Y., Fokas A.S.* Inverse problem in multidimensions. Preprint № 98. Institute for nonlinear studies. Potsdam, NY: Clarkson University, 1990.
- [19] *Владимиров В.С.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1988.
- [20] *Кулиш П.П., Липовский В.Д.* // Зап. научн. семин. ЛОМИ. 1987. Т. 161. С. 54–71.

Институт математики с вычислительным центром
Уфимского научного центра
Российской академии наук

Поступила в редакцию
31.III.1995 г.

R. R. Gadyl'shin, O. M. Kiselev

ON NONSOLUTION STRUCTURE OF SCATTERING DATA
UNDER PERTURBATION OF TWO-DIMENSIONAL
SOLITON FOR DAVEY–STEWARTSON EQUATION II

Asymptotics of the scattering data is constructed for Davey–Stewartson II equation in the case of perturbation of soliton. It is shown that the scattering data of the perturbed problem have a nonsoliton structure.