



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. В. Шамолин, Системы с диссипацией: относительная грубость, негрубость различных степеней и интегрируемость, *Итоги науки и техн. Сер. Современ. мат. и ее прил. Темат. обз.*, 2020, том 174, 70–82

DOI: <https://doi.org/10.36535/0233-6723-2020-174-70-82>

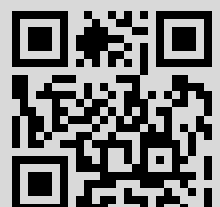
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 212.34.48.77

30 мая 2020 г., 20:41:22





ИТОГИ НАУКИ И ТЕХНИКИ.
Современная математика и ее приложения.
Тематические обзоры.
Том 174 (2020). С. 70–82
DOI: 10.36535/0233-6723-2020-174-70-82

УДК 517.933

СИСТЕМЫ С ДИССИПАЦИЕЙ: ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ГРУБОСТЬ, НЕГРУБОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ СТЕПЕНЕЙ И ИНТЕГРИРУЕМОСТЬ

© 2020 г. М. В. ШАМОЛИН

Аннотация. Работа посвящена исследованию вопросов относительной структурной устойчивости (относительной грубости) динамических систем, рассматриваемых не на всем пространстве динамических систем, а лишь на некотором его подпространстве. При этом пространство деформаций динамических систем также не совпадает со всем пространством допустимых деформаций. В частности, рассмотрены системы дифференциальных уравнений, возникающие в динамике твердого тела и теории колебаний, в которых присутствует диссипация того или иного знака. Показана их относительная грубость, а также, при некоторых условиях, относительная негрубость различных степеней. Обсуждаются вопросы интегрируемости систем в конечных комбинациях элементарных функций.

Ключевые слова: динамическая система, относительная грубость, трансцендентный первый интеграл.

DISSIPATIVE SYSTEMS: RELATIVE ROUGHNESS, NONROUGHNESS OF VARIOUS DEGREES, AND INTEGRABILITY

© 2020 M. V. SHAMOLIN

ABSTRACT. This paper is devoted to the study of the relative structural stability (the relative roughness) of dynamical systems considered not on the whole space of dynamical systems, but only on a certain subspace of it. Moreover, the space of deformations of dynamical systems also does not coincide with the whole space of admissible deformations. In particular, we consider dissipative systems of differential equations that arise in the rigid-body dynamics and the theory of oscillations; dissipation in such systems may be positive or negative. We examine the relative roughness of such systems and, under certain conditions, their relative nonroughness of various degrees. We also discuss problems of integrability of these systems in finite combinations of elementary functions.

Keywords and phrases: dynamical system, relative roughness, transcendent first integral.

AMS Subject Classification: 70G60

1. Введение. Грубые (структурно устойчивые) системы можно рассматривать как наиболее простые и многочисленные динамические системы в соответствующем пространстве динамических систем. Действительно, грубые системы выделяются условиями типа неравенств, и поэтому их естественно рассматривать как наиболее общий случай.

Можно провести далеко идущую аналогию между грубыми динамическими системами и функциями одной переменной, имеющими только простые корни, а также кривыми, не имеющими особенностей, рассматриваемыми в конечной части плоскости (см. [8,9]). Эта аналогия является,

в частности, весьма плодотворной для выработки эффективных методов качественного исследования.

В ряде вопросов представляет интерес рассмотрение относительной грубости, а именно, грубости по отношению к некоторому классу динамических систем, т.е. по отношению к некоторому подмножеству пространства динамических систем. Таким понятием относительной грубости можно воспользоваться при выделении простейших негрубых систем, т.е. систем первой степени негрубости, а также при классификации негрубых систем по степени сложности, или степени негрубости. Отметим, что с точки зрения такой классификации негрубых систем консервативные системы являются системами бесконечной степени негрубости, другими словами, системами степени негрубости более высокой, чем любая конечная степень негрубости. Таким образом, консервативные системы являются с точки зрения такой классификации чрезвычайно «редкими» системами.

Однако мы можем, рассматривая класс консервативных (или гамильтоновых) систем, ввести понятие грубости системы относительно этого класса. Таким понятием (без термина «грубость») фактически пользовался А. Пуанкаре (см. [17, 18]).

Системы первой степени негрубости можно определить как системы, которые являются относительно грубыми в множестве (относительно) негрубых систем (определение будет дано ниже).

Негрубое (относительно негрубое) векторное поле может быть топологически эквивалентно грубому (относительно грубому) векторному полю. Например, на двумерной сфере возможна ситуация, при которой векторное поле (абсолютно) не грубо, хотя топологически эквивалентно грубому векторному полю. Основной причиной негрубости в последнем случае является вырожденность производной возле предельного множества.

В случае достаточно гладких динамических систем, требуя у правых частей динамической системы не менее пяти производных, можно определить динамические системы второй степени негрубости как системы, относительно грубые в множестве негрубых систем, не являющихся системами первой степени негрубости.

Совершенно аналогично можно определить динамические системы высших степеней негрубости. Определение вводится индуктивно. В рассматриваемом случае динамических систем с достаточно гладкими (или даже аналитическими) правыми частями вводится определение близости систем.

Таким образом, динамическую систему в дальнейшем назовем системой n -й степени негрубости в замкнутой области, если она является негрубой системой, не являющейся негрубой системой степени, меньшей или равной $n - 1$, и если она является относительно грубой в множестве негрубых систем, не являющихся негрубыми системами степени, меньшей или равной $n - 1$.

2. Определение относительной структурной устойчивости (относительной грубости). Классическое определение грубости (см. [1, 3, 4, 7]), а также определение, данное в [37–39], оперируют с двумя объектами, а именно, с классами динамических систем и с пространством деформаций систем со своей топологией.

Впервые определение грубости динамической системы на плоскости было дано при некотором дополнительном предположении относительно множества рассматриваемых динамических систем. Именно, дополнительно предполагалось, что граница области, в которой рассматривается система, является циклом без контакта для траекторий этой системы, т.е. простой гладкой замкнутой кривой, не имеющей контактов (не касающейся траекторий системы). Очевидно, когда кривая является циклом без контакта, это верно также и для траекторий всякой системы, достаточно близкой к рассматриваемой. Хотя указанное предположение сильно ограничивает класс рассматриваемых динамических систем, смысл понятия грубости системы при этом сохраняется, а определение грубости значительно проще, чем при общих предположениях относительно границы области.

Можно ввести определение грубости таким образом, что оно не будет запрещать наличие негрубых траекторий, лежащих на границе области, но это не соответствует содержанию понятия грубости. Введение понятия грубости без специальных предположений о границе области представляется естественным и необходимым с различных точек зрения.

В основе же понятия грубости (в том числе и различных степеней негрубости) лежит понятие топологической эквивалентности динамических систем.

Пусть $X^r(M)$ — пространство C^r -векторных полей на компактном многообразии M с C^r -топологией, $r \geq 1$. Два векторных поля $X, Y \in X^r(M)$ называются *топологически эквивалентными*, если существует гомеоморфизм $h : M \rightarrow M$, который переводит траектории поля X в траектории поля Y , сохраняя их ориентации; это последнее условие означает, что если $p \in M$ и $\delta > 0$, то существует такое $\varepsilon > 0$, что если $0 < t < \delta$, то

$$hX_t(p) = Y_{t'}(h(p))$$

для некоторого $t' \in (0, \varepsilon)$. Будем называть h *топологической эквивалентностью* между X и Y .

Таким образом, мы определили отношение эквивалентности на $X_r(M)$. Другим, более сильным отношением является сопряженность потоков векторных полей. Два векторных поля X и Y называются *сопряженными*, если существует топологическая эквивалентность h , сохраняющая параметр t ; это означает, что

$$hX_t(p) = Y_t(h(p))$$

при всех $p \in M$ и $t \in \mathbb{R}$.

Замечание 2.1. Как известно, сопряженность потоков — весьма слишком сильное отношение, поскольку, как известно, расширяющийся цикл (как функция от параметра) для автономных систем, как правило, меняет свой период; как известно, при топологической эквивалентности замкнутые траектории переходят в замкнутые.

Определение, данное А. А. Андроновым и Л. С. Понтрягиным (см. [2, 4]), наряду с близостью в некоторой топологии рассматриваемой системы и ее деформации требует близость к тождественному гомеоморфизму, через который осуществляется топологическая эквивалентность последних двух систем. Определение же, данное М. Пейшото (см. [37, 38]), не требует указанной близости.³

Если система груба по Андронову—Понтрягину, то она является грубой и по Пейшото. При этом необходимые и достаточные условия грубости по Андронову—Понтрягину совпадают с необходимыми и достаточными условиями грубости по Пейшото. Последнее определение имеет следующее преимущество: непосредственно из этого определения вытекает тот факт, что грубые системы в пространстве динамических систем заполняют области. При первом же определении этот факт нужно доказывать, опираясь на необходимые и достаточные условия грубости.

Пусть \mathcal{V} — достаточно малая окрестность рассматриваемого векторного поля X в $X^r(C^r)$. Как уже кратко отмечалось, в первоначальном определении грубости, данным А. А. Андроновым и Л. С. Понтрягиным, требуется еще, чтобы при достаточной малости окрестности \mathcal{V} гомеоморфизм, осуществляющий топологическую эквивалентность между X и Y , мог быть сделан сколь угодно близким к тождественному в C^0 -топологии (т.е. сколь угодно малыми сдвигами точки M). Так как вариант этого требования предложен Пейшото, в тех случаях, когда надо уточнить, какой именно вариант грубости имеется в виду, говорят о грубости по Андронову—Понтрягину и о грубости по Пейшото. Однако в настоящее время не ясно, действительно ли эти варианты различаются между собой и имеет ли один из них существенное преимущество перед другим.

Приведенное определение зависит от r . При необходимости явно указывать на эту зависимость можно говорить о грубости в классе C^r (см. [5, 11, 12, 14, 15]).

До сих пор мы говорили о глобальных свойствах векторных полей на многообразиях. Можно анализировать локальное топологическое поведение траекторий векторных полей (см. [13, 16]). Для векторных полей из некоторого открытого плотного подмножества в пространстве $X^r(M)$ можно описать поведение траекторий в окрестности каждой точки многообразия. Кроме того, локальная структура траекторий не меняется при малых возмущениях поля (так называемая локальная грубость). Таким образом, получается полная классификация через топологическую сопряженность.

Замечание 2.2. По всей видимости, лишь в локальном случае отношение топологической сопряженности является конструктивным, поскольку в глобальном случае это влечет наличие очень жестких условий.

В высших размерностях множество грубых полей по-прежнему обширно, но не является уже всюду плотным. Здесь существуют богатые и более сложные явления, сохраняющиеся при малых возмущениях первоначального поля. Даже для грубых полей структура траекторий предельных множеств до конца не ясна, и ее описание по-прежнему остается областью активного исследования.

Параллельно определениям, данным выше, в [13,15,16] изучались маломерные грубые системы, а в [5] — теория систем Аносова, для которых понятие грубости оказалось естественным.

В силу классических определений структурной устойчивости в [13,14,16] обсуждаются критерии последней как для линейных неавтономных систем, так и для классов нелинейных систем. Признаки структурной устойчивости для маломерных систем формулируются в качестве гипотез Смейла на большие размерности.

За последнее время появилось еще несколько видоизмененных определений грубости. Все они имеют одно общее сходство: деформация рассматриваемых динамических систем на некотором многообразии M^n берется во всем пространстве гладких векторных полей $\chi(C^r)$ в C^r -топологии (чаще всего $r = 1$).

Будем рассматривать векторные поля (динамические системы), деформируемые не над всем классом $\chi(C^r)$ полей, а лишь над некоторым подклассом $\chi(\mathcal{B})$, определенным с помощью класса функций $\mathcal{B} \subset C^r$.

Определение 2.1. Векторное поле v на многообразии M^n называется *относительно структурно устойчивым* (относительно грубым или грубым по отношению к классу полей $X(\mathcal{B})$), определенному с помощью класса функций \mathcal{B}), если для любой окрестности \mathcal{T} гомеоморфизма 1_{M^n} в пространстве всех гомеоморфизмов с C^0 -топологией имеется такая окрестность $\mathcal{U} \subset \chi(\mathcal{B})$ рассматриваемого векторного поля v , что последнее эквивалентно любому векторному полю из $\mathcal{U} \subset \chi(\mathcal{B})$ посредством некоторого гомеоморфизма из \mathcal{T} .

Заметим, что близость векторных полей понимается в C^1 -топологии, а близость гомеоморфизма — в C^0 -топологии. При этом речь идет не о сопряжении, а об эквивалентности.

Заметим также, что пока в вышеприведенном определении важны:

- 1) достаточная малость гомеоморфизма, осуществляющего эквивалентность;
- 2) C^1 -топология в пространстве рассматриваемых векторных полей.

3. Относительная структурная неустойчивость (относительная негрубость) различных степеней. Подобно тому, как дается определение векторного поля первой степени негрубости, можно определить поля первой степени относительной негрубости, рассматривая деформации полей в подпространстве $\chi(\mathcal{B})$ пространства всех векторных полей.

Определение 3.1. Векторное поле v на многообразии M^n называется векторным полем *первой степени относительной негрубости*, если оно не является относительно грубым векторным полем и если для любой окрестности \mathcal{T} гомеоморфизма 1_{M^n} в пространстве всех гомеоморфизмов с C^0 -топологией имеется такая окрестность $\mathcal{U} \subset \chi(\mathcal{B})$ векторного поля v , что поле v топологически эквивалентно любому полю из $\mathcal{U} \subset \chi(\mathcal{B})$, не являющемуся относительно грубым, посредством некоторого гомеоморфизма из \mathcal{T} .

Заметим, что близость векторных полей в данном случае понимается в C^3 -топологии.

Аналогичным образом можно определить векторные поля, являющиеся полями n -й степени относительной негрубости. При этом используется C^{2n+1} -топология в пространстве векторных полей.

Определение 3.2. Векторное поле v на многообразии M^n называется векторным полем *n -й степени относительной негрубости*, если оно не является относительно негрубым векторным полем, не являющимся относительно негрубым векторным полем степени, меньшей или равной $n - 1$, и если для любой окрестности \mathcal{T} гомеоморфизма 1_{M^n} в пространстве всех гомеоморфизмов с C^0 -топологией имеется такая окрестность $\mathcal{U} \subset \chi(\mathcal{B})$ векторного поля v , что поле v топологически эквивалентно любому полю из $\mathcal{U} \subset \chi(\mathcal{B})$, не являющемуся относительно грубым

или относительно негрубым векторным полем степени, меньшей или равной $n - 1$, посредством некоторого гомеоморфизма из \mathcal{T} .

4. Некоторые маятниковые системы с переменной диссипацией с нулевым средним.

Рассматриваемые системы обладают одним общим свойством: поскольку, как правило, у систем, обладающих переменной диссипацией с нулевым средним (см. [6, 21, 22, 25, 31, 33]), существуют дополнительные симметрии, данные системы имеют сепаратрисы, соединяющие гиперболические седловые положения равновесия. Поэтому (абсолютно) структурно устойчивыми (абсолютно грубыми) такие системы быть не могут.

Поскольку деформации таких систем рассматриваются лишь над некоторым подмножеством всех систем, определенным с помощью подкласса функций (правых частей), позволяющего сохранить все симметрии в системе, рассматриваемые системы в некоторых областях параметров остаются относительно грубыми.

Действительно, рассмотрим маятниковые системы на цилиндре с одной степенью свободы вида

$$\begin{cases} \dot{\alpha} = -\Omega + A_1 \frac{F(\alpha)}{\cos \alpha}, \\ \dot{\Omega} = A_2 F(\alpha), \quad A_1, A_2 > 0, \end{cases} \quad (4.1)$$

при условии

$$F \in \Phi. \quad (4.2)$$

Класс функций Φ состоит из достаточно гладких нечетных π -периодических функций, удовлетворяющих следующим условиям: $F(\alpha) > 0$ при $\alpha \in (0, \pi/2)$, $dF(0)/d\alpha > 0$, $dF(\pi/2)/d\alpha < 0$. Видно, что типичным представителем данного класса функций Φ является аналитическая функция $F_0(\alpha) = \sin \alpha \cos \alpha$, т.е. $F_0 \in \Phi$.

Поскольку система (4.1) приводится к уравнению

$$\ddot{\alpha} - A_1 \dot{\alpha} \frac{d}{d\alpha} \frac{F(\alpha)}{\cos \alpha} + A_2 F(\alpha) = 0; \quad (4.3)$$

видно, что коэффициент при $\dot{\alpha}$ (который характеризует или рассеяние, или подкачку энергии) имеет вид

$$A_1 \frac{d}{d\alpha} \frac{F(\alpha)}{\cos \alpha}. \quad (4.4)$$

Это говорит о том, что или рассеяние, или подкачка энергии зависит от знака данной величины, которая в среднем за период равна нулю:

$$\int_0^{2\pi} \frac{d}{d\alpha} \frac{F(\alpha)}{\cos \alpha} d\alpha = 0 \quad (4.5)$$

(это одно из свойств систем с переменной диссипацией с нулевым средним; см. также [34, 35]).

Лемма 4.1. Система (4.1) относительно структурно устойчива. Более того, любые две системы вида (4.1) топологически эквивалентны.

Доказательство. Определим пространство векторных полей $\chi(\Phi)$, отвечающих системе (4.1); при этом функция F пробегает весь класс Φ . Пространство параметров системы при этом бесконечномерно. Лемма 4.1 следует из следующих замечаний.

1. Для любого $F \in \Phi$ фазовый портрет системы (4.1) имеет один и тот же топологический тип (см. также [33]).

2. В каждой из областей фазового цилиндра (колебательная и вращательная) (рис. 1) строится своя топологическая эквивалентность: на «ключевых» сепаратрисах данные эквивалентности «сшиваются».

3. К примеру, в колебательной области (рис. 1) эквивалентность — гомеоморфизм h фазового цилиндра — строится следующим образом. В колебательной области существуют лишь две особые точки: $(0, 0)$ и $(\pi, 0)$, первая из которых отталкивающая, а вторая — притягивающая. Итак,

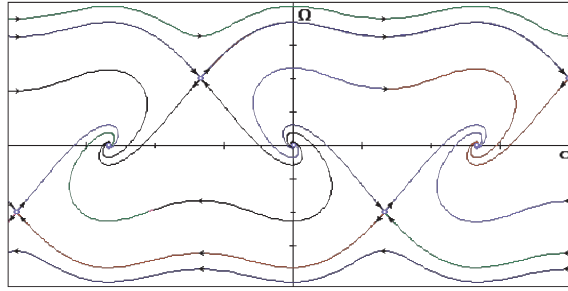


Рис. 1. Относительно грубая система на фазовом цилиндре

рассмотрим две системы (4.1) для функций $F_1(\alpha)$, $F_2(\alpha)$. Соответствующие фазовые потоки фазового цилиндра обозначим через g_1^t , g_2^t . Потребуем, чтобы гомеоморфизм h переводил начало координат в начало координат. Рассмотрим малую окружность \mathbb{S}^1 вокруг начала координат. Ее можно выбрать трансверсальной к обоим полям систем (4.1) при $F = F_1$ и $F = F_2$ одновременно. Определим $h(p) = p$ (с точностью до линейного сжатия или растяжения) для всех $p \in \mathbb{S}^1$ таким образом, чтобы $h(p_1^1) = h(p_2^1)$ и $h(p_1^2) = h(p_2^2)$. Здесь p_k^1 , p_k^2 , $k = 1, 2$, — две точки на окружности \mathbb{S}^1 , через которые проходят сепаратрисы поля системы (4.1) при $F = F_k$, выходящие из начала координат и входящие в седла S_{-1} и S_0 (в полосе Π). Если q не является началом координат, то существует единственное $t \in \mathbb{R}$, для которого $g_1^t(q) = p \in \mathbb{S}^1$. Положим $h(q) = g_2^{-t}(p) = g_2^{-t} g_1^t(q)$. Непосредственно видно, что отображение h непрерывно и имеет непрерывное обратное.

4. В силу построенного отображения h , точка $(\pi, 0)$ системы для функций $F_1(\alpha)$ перейдет в точку $(\pi, 0)$ системы для функций $F_2(\alpha)$ по непрерывности. \square

Следствие 4.1. Система (4.1) при условии (4.2) топологически эквивалентна уравнению

$$I_* \theta'' + h \theta' \cos \theta + \sin \theta \cos \theta = 0, \quad (4.6)$$

где $I_* > 0$, $h < 0$, а также общему уравнению плоского маятника в потоке среды (см. также [33, 36]). При этом уравнение (4.6) можно интерпретировать как одно из немногих уравнений такого класса, которые интегрируются через конечную комбинацию элементарных функций.

5. Замечания об интегрируемости систем с переменной диссипацией с нулевым средним. Рассмотрим типичного представителя класса систем вида (4.1), а именно, аналитическую систему вида

$$\begin{cases} \dot{\alpha} = -\omega + b \sin \alpha, & b > 0, \\ \dot{\omega} = \sin \alpha \cos \alpha, \end{cases} \quad (5.1)$$

на фазовом цилиндре, где для системы (4.1) был взят случай, когда $F(\alpha) = \sin \alpha \cos \alpha$, а после этого был введен безразмерный параметр b .

Как известно, данная система обладает, вообще говоря, трансцендентным (в смысле комплексного анализа) первым интегралом, выражающимся через конечную комбинацию элементарных функций (см. [33, 34]):

I. $b^2 - 4 < 0$:

$$[\sin^2 \alpha - b \omega \sin \alpha + \omega^2] \times \exp \left\{ -\frac{2b}{\sqrt{4-b^2}} \operatorname{arctg} \frac{2\omega - b \sin \alpha}{\sqrt{4-b^2} \sin \alpha} \right\} = \text{const}. \quad (5.2)$$

II. $b^2 - 4 > 0$:

$$[\sin^2 \alpha - b \omega \sin \alpha + \omega^2] \times \left| \frac{2\omega - b \sin \alpha + \sqrt{b^2 - 4} \sin \alpha}{2\omega - b \sin \alpha - \sqrt{b^2 - 4} \sin \alpha} \right|^{b/\sqrt{b^2-4}} = \text{const}. \quad (5.3)$$

III. $b^2 - 4 = 0$:

$$(\omega - \sin \alpha) \exp \left\{ \frac{\sin \alpha}{\omega - \sin \alpha} \right\} = \text{const}. \quad (5.4)$$

На первый взгляд всегда можно из класса правых частей рассматриваемой динамической системы выбрать одну «изолированную» систему, для которой данную систему можно проинтегрировать в некотором классе (пусть и не гладких) функций. Поэтому существование первого интеграла системы (5.1) в трех разных видах (5.2)–(5.4) не является чем-то удивительным.

Тем не менее, можно предъявить класс систем, обобщающий класс систем (4.1), который допускает наличие первого интеграла в явном виде:

$$\begin{cases} \dot{\alpha} = -\omega + bg(\alpha), & b > 0, \\ \dot{\omega} = F(\alpha), \end{cases} \quad (5.5)$$

где функция F удовлетворяет условию (4.2), а функция g — следующему условию:

$$g \in \Gamma. \quad (5.6)$$

Класс функций Γ состоит из достаточно гладких нечетных 2π -периодических функций, удовлетворяющих следующим условиям: $g(\alpha) > 0$ при $\alpha \in (0, \pi)$, $dg(0)/d\alpha > 0$, $dg(\pi)/d\alpha < 0$. Видно, что типичным представителем данного класса функций Γ является аналитическая функция $g_0(\alpha) = \sin \alpha$, т.е. $g_0 \in \Gamma$.

Нетрудно доказывается следующее утверждение.

Лемма 5.1. Пусть для некоторого $\lambda \in \mathbb{R}$ выполняются равенства

$$F(\alpha) = \lambda g(\alpha) \frac{d}{d\alpha} g(\alpha). \quad (5.7)$$

Тогда система (5.5) обладает (вообще говоря, трансцендентным (см. [23, 24, 27]) в смысле комплексного анализа) первым интегралом вида

$$\Theta_0 \left(g(\alpha), \frac{\omega}{g(\alpha)} \right) = g(\alpha) \exp \left\{ \int \frac{(u-b)du}{u^2 - bu + \lambda} \right\} = C = \text{const}, \quad u = \frac{\omega}{g(\alpha)}. \quad (5.8)$$

Квадратура в (7.1) выражается через конечную комбинацию элементарных функций (подобно случаям (5.2)–(5.4)), а множитель $g(\alpha)$ может и не быть элементарной функцией изначально.

6. Некоторые маятниковые системы с переменной диссипацией с ненулевым средним.

6.1. Семейства фазовых портретов с конечным числом грубых неэквивалентных портретов. Обобщим несколько систему (4.1). В [28, 29] приведена типичная топологическая классификация портретов системы

$$\begin{cases} \dot{\alpha} = -\Omega + A_1 \frac{F(\alpha)}{\cos \alpha}, \\ \dot{\Omega} = A_2 F(\alpha) - h\Omega, \end{cases} \quad A_1, A_2 > 0, \quad h \in \mathbb{R}, \quad (6.1)$$

при условии (4.2) для некоторой бесконечномерной области параметров. Вообще же, система (6.1) при $h \neq 0$ является системой с переменной диссипацией с ненулевым средним (см. [30, 32, 40] (т.е. является «собственно» диссипативной).

Лемма 6.1. Бесконечномерное пространство векторных полей $\chi(\Phi)$, отвечающее системе (6.1) при $h \neq 0$, совпадает с замыканием конечного объединения

$$\chi(\Phi) = \bar{E}, \quad E = \bigcup_{i=1}^N \chi(\Phi_i),$$

обладающее следующим свойством: система (6.1) при $h \neq 0$, определенная с помощью пространств $\chi(\Phi_k)$, $k = 1, \dots, N$, (абсолютно) груба.

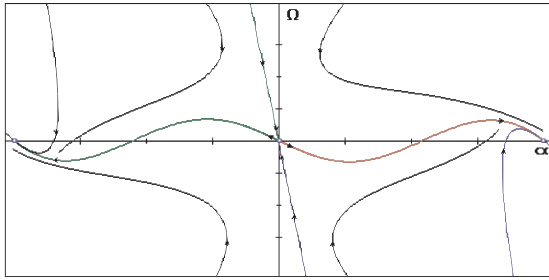


Рис. 2

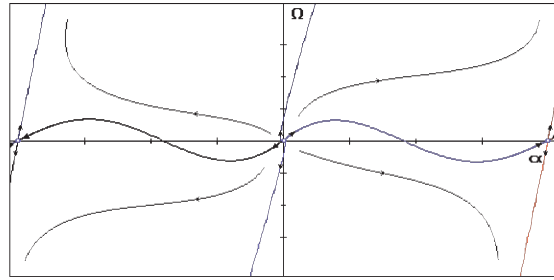


Рис. 3

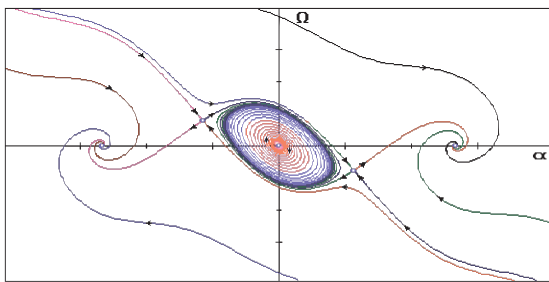


Рис. 4

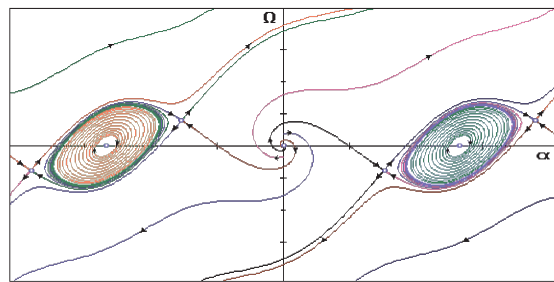


Рис. 5

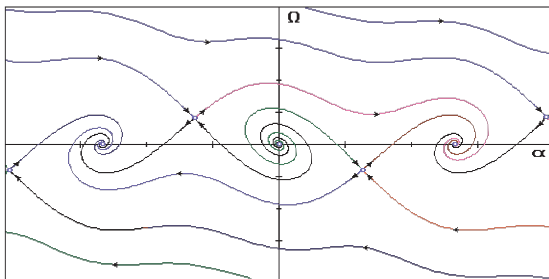


Рис. 6

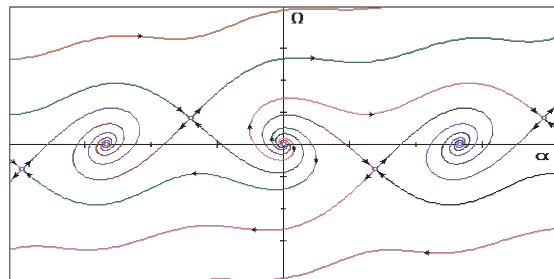


Рис. 7

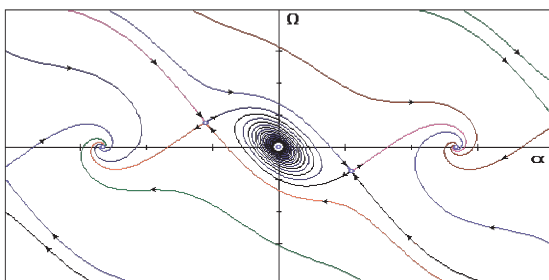


Рис. 8

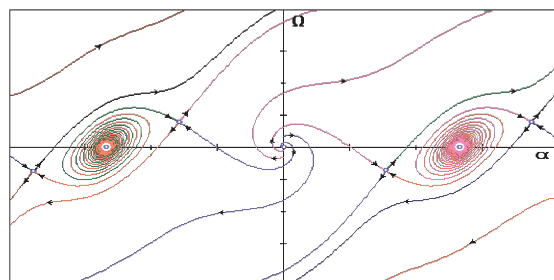


Рис. 9

Доказательство. Определим пространство векторных полей $\chi(\Phi)$, отвечающих системе (6.1); при этом функция F пробегает весь класс Φ . Пространство параметров системы при этом бесконечномерно. Лемма 6.1 следует из следующих замечаний.

1. Если функция F пробегает класс функций Φ , фазовый портрет системы (6.1) при $h \neq 0$ имеет конечное число (абсолютно) грубых топологических типов (см. [21, 33]).

2. Для каждого фиксированного i топологическая эквивалентность строится отдельно (в соответствии со своим топологическим типом) и аналогично доказательству леммы 4.1 (см. выше).

3. Векторное поле системы (6.1) при условии (4.2) обладает свойством строгой монотонности относительно параметра h (см. [21]); такое свойство еще называют свойством поворота векторного поля системы.

4. Оставшиеся системы, не соответствующие векторным полям $\chi(\Phi_k)$ ни для какого $k = 1, \dots, N$, в пространстве параметров задаются конечным числом алгебраических уравнений и имеют меру нуль. \square

Восемь «типичных» классов (но не все) для систем вида (6.1) при $h \neq 0$ приведены на рис. 2–9.

Необходимо заметить, что в системе (6.1) при $h \neq 0$ можно пользоваться «типичными» представителями данных классов систем — соответствующими аналитическими системами (по аналогии с уравнением (4.6)).

6.2. Семейства фазовых портретов с бесконечным числом грубых неэквивалентных портретов. В следующем классе систем, также обобщающих системы вида (4.1), возникает счетное множество (абсолютно) грубых систем, замыкание множества которых дает весь класс целиком.

Рассмотрим систему на фазовом цилиндре (см. также [10])

$$\begin{cases} \alpha' = -\omega + \frac{\sigma}{I}F(\alpha) \cos \alpha + \sigma\omega^2 \sin \alpha + \frac{s(\alpha)}{m} \sin \alpha, \\ \omega' = \frac{1}{I}F(\alpha) - \omega\Psi(\alpha, \omega), \quad \sigma, I, m > 0, \end{cases} \quad (6.2)$$

где

$$\Psi(\alpha, \omega) = -\sigma\omega^2 \cos \alpha + \frac{\sigma}{I}F(\alpha) \sin \alpha - \frac{s(\alpha)}{m} \cos \alpha,$$

при условиях (4.2) и

$$s \in \Sigma. \quad (6.3)$$

Класс Σ состоит из функций достаточно гладких, 2π -периодических, четных, удовлетворяющих следующим условиям: $s(\alpha) > 0$ при $\alpha \in (0, \pi/2)$, $s(\alpha) < 0$ при $\alpha \in (\pi/2, \pi)$, причем $s(0) > 0$, $ds(\pi/2)/d\alpha < 0$. Функции s меняют знак при замене α на $\alpha + \pi$ (см. также [19, 20]).

С помощью классов функций Φ и Σ , которые пробегают, соответственно, функции F и s , определяется пространство векторных полей системы (6.2), которое обозначим $\chi(B)$.

Лемма 6.2. *Бесконечномерное пространство $\chi(B)$, отвечающее системе вида (6.2), разбивается на счетное непересекающееся объединение*

$$\chi(B) = \chi(B_1) \amalg \chi(b_1) \amalg \chi(B_2) \amalg \chi(b_2) \dots,$$

причем справедливы следующие свойства:

- (i) система вида (6.2), определенная с помощью пространств $\chi(B_i)$ для любого $i \in \mathbf{N}$, (абсолютно) груба;
- (ii) система (6.2), определенная с помощью пространств $\chi(b_i)$, является системой первой степени относительной негрубости в пространстве $\chi(B)$;
- (iii) множества $\chi(b_i)$ имеют меру нуль в пространстве $\chi(B)$;
- (iv) множества $\chi(B_i)$ имеют конечную меру в пространстве $\chi(B)$.

Доказательство. Определим пространство векторных полей $\chi(\Phi)$, отвечающих системе (6.2); при этом функции F и s пробегают все классы функций Φ и Σ соответственно. Пространство параметров системы при этом бесконечномерно. Лемма 6.2 следует из следующих замечаний.

1. Если функции F и s пробегают все классы функций Φ и Σ соответственно, фазовый портрет системы (6.2), имеет счетное число (абсолютно) грубых топологических типов (см. [24]).

2. Для каждого фиксированного i топологическая эквивалентность векторных полей из класса $\chi(B_i)$ строится отдельно (в соответствии со своим топологическим типом) аналогично доказательству леммы 4.1 (см. выше).

3. Векторное поле системы (6.2), при условиях (4.2) и (6.3) обладает свойством строгой монотонности относительно конечного числа параметров рассматриваемой системы (это также свойство поворота векторного поля системы).

4. Системы, соответствующие векторным полям из классов $\chi(b_i)$, в пространстве параметров задаются конечным числом алгебраических уравнений и имеют меру нуль. \square

Гомеоморфизм, осуществляющий эквивалентность, систем, взятых из пространства $\chi(B_i)$ для каждого фиксированного i , может и не быть достаточно близким к тождественному. Последний факт является оригинальным в смысле построения понятия относительной грубости. В данном случае имеем многопараметрическое семейство фазовых портретов, в котором при переходе от одного топологического типа портрета к другому мы вынуждены иметь дело с вырожденными перестройками (см. также [26, 29, 32]).

Из всего вышеизложенного видно, что рассмотренные системы с переменной диссипацией с ненулевым средним в типичном случае (абсолютно) структурно устойчивы. При этом относительно структурно устойчивые (типичные) системы с переменной диссипацией с нулевым средним являются, как правило, удобными системами сравнения для систем с переменной диссипацией с ненулевым средним.

7. Замечания об интегрируемости систем с переменной диссипацией с ненулевым средним. Для простоты рассмотрим случай системы (6.2), в которой для простоты $s(\alpha) \equiv 0$. Более того, будем предполагать выполнение условия $F(\alpha) = F_0(\alpha)$. Тогда преобразованная динамическая система (6.2), где введен безразмерный параметр $b \geq 0$, примет вид аналитической системы (см. также [34])

$$\begin{cases} \alpha' = -\omega + b \sin \alpha \cos^2 \alpha + b\omega^2 \sin \alpha, \\ \omega' = \sin \alpha \cos \alpha - b\omega \sin^2 \alpha \cos \alpha + b\omega^3 \cos \alpha. \end{cases} \quad (7.1)$$

Поставим в соответствие системе второго порядка (7.1) неавтономное дифференциальное уравнение

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\tau + \beta\omega[\omega^2 - \tau^2]}{-\omega + \beta\tau + \beta\tau[\omega^2 - \tau^2]}, \quad \tau = \sin \alpha. \quad (7.2)$$

Введем обозначения $C_1 = 2 - b$, $C_2 = b > 0$, $C_3 = -2 - b < 0$. Тогда после замены переменных $u_1 = \omega - \tau$, $v_1 = \omega + \tau$ уравнение (7.2) преобразуется к виду

$$du_1 \left\{ - \left(1 + \frac{b}{2} \right) u_1 + \frac{b}{2} v_1 + bu_1 v_1^2 \right\} = dv_1 \left\{ \left(1 - \frac{b}{2} \right) v_1 + \frac{b}{2} u_1 + bu_1^2 v_1 \right\}. \quad (7.3)$$

Используя далее две замены $u_1 = v_1 t_1$, $v_1^2 = p_1$, уравнение (7.3) приведет к уравнению Бернулли:

$$2p_1 \{ C_3 t_1 + C_2 + 2C_2 t_1 p_1 \} = \frac{dp_1}{t_1} \{ C_1 - C_3 t_1^2 \}, \quad (7.4)$$

и далее заменой $p_1 = 1/q_1$ — к линейному неоднородному уравнению

$$q_1' = a_1(t_1)q_1 + a_2(t_1), \quad (7.5)$$

где

$$a_1(t_1) = \frac{2(C_3 t_1 + C_2)}{C_3 t_1^2 - C_1}, \quad a_2(t_1) = \frac{4C_2 t_1}{C_3 t_1^2 - C_1}. \quad (7.6)$$

Решение однородной части уравнения (7.5) найдем из равенства

$$q_{1\text{одн}}(t_1) = k \exp W(t_1), \quad W(t_1) = 2 \int \frac{(C_3 t_1 + C_2) dt_1}{C_3 t_1^2 - C_1}. \quad (7.7)$$

При вычислении интеграла (7.7) необходимо рассмотреть три случая:

I. $C_1 > 0$ ($b < 2$):

$$W(t_1) = \ln(-C_3 t_1^2 + C_1) - 2 \frac{C_2}{\sqrt{-C_1 C_3}} \operatorname{arctg} \sqrt{-\frac{C_3}{C_1}} t_1 + \operatorname{const}. \quad (7.8)$$

II. $C_1 < 0$ ($b > 2$):

$$W(t_1) = \ln | -C_3 t_1^2 + C_1 | + \frac{C_2}{\sqrt{C_1 C_3}} \ln \left| \frac{\sqrt{-C_1} + \sqrt{-C_3} t_1}{\sqrt{-C_1} - \sqrt{-C_3} t_1} \right| + \operatorname{const}. \quad (7.9)$$

III. $C_1 = 0$ ($b = 2$):

$$W(t_1) = 2 \ln |t_1| + \frac{1}{t_1}. \quad (7.10)$$

Теперь можно окончательно выписать общее решение однородного уравнения:

I. $b < 2$:

$$q_{1\text{одн}}(t_1) = k(-C_3 t_1^2 + C_1) \exp \left\{ -\frac{2b}{\sqrt{4-b^2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{2+b}{2-b}} t_1 \right\} + \operatorname{const}. \quad (7.11)$$

II. $b > 2$:

$$q_{1\text{одн}}(t_1) = k(-C_3 t_1^2 + C_1) \left| \frac{\sqrt{-C_1} + \sqrt{-C_3} t_1}{\sqrt{-C_1} - \sqrt{-C_3} t_1} \right|^{C_2/\sqrt{C_1 C_3}} + \operatorname{const}. \quad (7.12)$$

III. $b = 2$:

$$q_{1\text{одн}}(t_1) = k t_1^2 \exp \left\{ \frac{1}{t_1} \right\} + \operatorname{const}. \quad (7.13)$$

Для поиска решения неоднородного уравнения (7.5), (7.6) найдем величину k как функцию t_1 . Получим:

I. $b < 2$:

$$k(t_1) = -\frac{b}{8} \exp \left\{ \frac{2b}{\sqrt{4-b^2}} \left[\frac{2b}{\sqrt{4-b^2}} \sin 2\zeta - 2 \cos 2\zeta \right] \right\} + \operatorname{const}, \quad (7.14)$$

где

$$\operatorname{tg} \zeta = \sqrt{\frac{2-b}{2+b}} t_1. \quad (7.15)$$

II. $b > 2$:

$$k(t_1) = \pm |\zeta|^{b/\sqrt{b^2-4}} \mp \frac{b}{b+2\sqrt{b^2-4}} |\zeta|^{b/\sqrt{b^2-4}+2} + \operatorname{const}, \quad (7.16)$$

где

$$t_1 = \sqrt{\frac{b-2}{b+2}} \left(\frac{1-\zeta}{1+\zeta} \right). \quad (7.17)$$

III. $b = 2$:

$$k(t_1) = -2 \frac{t_1+1}{t_1} \exp \left\{ -\frac{1}{t_1} \right\}. \quad (7.18)$$

Таким образом, равенства (7.11)–(7.18) позволяют получить искомым первый интеграл системы (7.1), являющийся трансцендентной функцией своих фазовых переменных и выражающийся через конечную комбинацию элементарных функций.

Ввиду громоздкости вида полученного первого интеграла приведем его лишь в случае **III**:

$$\exp \left\{ \frac{\sin \alpha + \omega}{\sin \alpha - \omega} \right\} \frac{1 - 4\omega \sin \alpha + 4\omega^2}{(\omega - \sin \alpha)^2} = C_1 = \operatorname{const}. \quad (7.19)$$

В дальнейшем справедливы два обобщения.

1. Можно доказать наличие трансцендентного первого интеграла для системы (6.2), в которой для простоты $s(\alpha) \equiv 0$, но функция F пробегает некоторый подкласс гладких функций, содержащих функцию F_0 .
2. Можно показать, что если $s(\alpha) \neq 0$, то первый интеграл, вообще говоря, не выражается через конечную комбинацию элементарных функций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андронов А. А. Собрание трудов. — М.: Изд-во АН СССР, 1956.
2. Андронов А. А., Леонтович Е. А. Динамические системы первой степени негрубости на плоскости// Мат. сб. — 1965. — 68 (110), № 3. — С. 328–372.
3. Андронов А. А., Леонтович Е. А. Достаточные условия для «негрубости первой степени» динамической системы на плоскости// Диффер. уравн. — 1970. — 6, № 12. — С. 2121–2134.
4. Андронов А. А., Понтрягин Л. С. Грубые системы// Докл. АН СССР. — 1937. — 14, № 5. — С. 247–250.
5. Аносов Д. В. Геодезические потоки на замкнутых римановых многообразиях отрицательной кривизны// Тр. Мат. ин-та АН СССР. — 1967. — 90. — С. 3–210.
6. Георгиевский Д. В., Шамолин М. В. Кинематика и геометрия масс твердого тела с неподвижной точкой в \mathbb{R}^n // Докл. РАН. — 2001. — 380, № 1. — С. 47–50.
7. Гробман Д. М. О гомеоморфизме систем дифференциальных уравнений// Докл. АН СССР. — 1959. — 128, № 5. — С. 880–881.
8. Гробман Д. М. Топологическая классификация окрестностей особой точки в n -мерном пространстве// Мат. сб. — 1962. — 56, № 1. — С. 77–94.
9. Гудков Д. А. О понятии грубости и степенной негрубости для плоских алгебраических кривых// Мат. сб. — 1965. — 67 (109), № 4. — С. 481–527.
10. Ерошин В. А., Самсонов В. А., Шамолин М. В. Модельная задача о торможении тела в сопротивляющейся среде при струйном обтекании// Изв. РАН. Мех. жидк. газа. — 1995. — № 3. — С. 23–27.
11. Нитецки З. Введение в дифференциальную динамику. — М.: Мир, 1975.
12. Пали Дж., Смейл С. Теоремы структурной устойчивости// Математика. — 1969. — 13, № 2. — С. 145–155.
13. Плисс В. А. О грубости дифференциальных уравнений, заданных на торе// Вестн. ЛГУ. Сер. мат. — 1960. — 13. — С. 15–23.
14. Плисс В. А. Нелокальные проблемы теории колебаний. — М.-Л.: Наука, 1964.
15. Плисс В. А. Интегральные множества периодических систем дифференциальных уравнений. — М.: Наука, 1967.
16. Плисс В. А. Об устойчивости произвольной системы по отношению к малым в смысле C^1 возмущениям// Диффер. уравн. — 1980. — 16, № 10. — С. 1891–1892.
17. Пуанкаре А. О кривых, определяемых дифференциальными уравнениями. — М.-Л.: ОГИЗ, 1947.
18. Трофимов В. В., Шамолин М. В. Геометрические и динамические инварианты интегрируемых гамильтоновых и диссипативных систем// Фундам. прикл. мат. — 2010. — 16, № 4. — С. 3–229.
19. Чаплыгин С. А. О движении тяжелых тел в несжимаемой жидкости// в кн.: Полн. собр. соч.. — Л.: Изд-во АН СССР, 1933. — С. 133–135.
20. Чаплыгин С. А. Избранные труды. — М.: Наука, 1976.
21. Шамолин М. В. Классификация фазовых портретов в задаче о движении тела в сопротивляющейся среде при наличии линейного демпфирующего момента// Прикл. мат. мех. — 1993. — 57, № 4. — С. 40–49.
22. Шамолин М. В. Применение методов топографических систем Пуанкаре и систем сравнения в некоторых конкретных системах дифференциальных уравнений// Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат. Мех. — 1993. — № 2. — С. 66–70.
23. Шамолин М. В. Существование и единственность траекторий, имеющих в качестве предельных множеств бесконечно удаленные точки, для динамических систем на плоскости// Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат. Мех. — 1993. — № 1. — С. 68–71.
24. Шамолин М. В. Новое двухпараметрическое семейство фазовых портретов в задаче о движении тела в среде// Докл. РАН. — 1994. — 337, № 5. — С. 611–614.
25. Шамолин М. В. Определение относительной грубости и двухпараметрическое семейство фазовых портретов в динамике твердого тела// Усп. мат. наук. — 1996. — 51, № 1. — С. 175–176.
26. Шамолин М. В. Пространственные топографические системы Пуанкаре и системы сравнения// Усп. мат. наук. — 1997. — 52, № 3. — С. 177–178.
27. Шамолин М. В. Об интегрируемости в трансцендентных функциях// Усп. мат. наук. — 1998. — 53, № 3. — С. 209–210.
28. Шамолин М. В. Новые интегрируемые по Якоби случаи в динамике твердого тела, взаимодействующего со средой// Докл. РАН. — 1999. — 364, № 5. — С. 627–629.

29. *Шамолин М. В.* О грубости диссипативных систем и относительной грубости и негрубости систем с переменной диссипацией// Усп. мат. наук. — 1999. — 54, № 5. — С. 181–182.
30. *Шамолин М. В.* Новое семейство фазовых портретов в пространственной динамике твердого тела, взаимодействующего со средой// Докл. РАН. — 2000. — 371, № 4. — С. 480–483.
31. *Шамолин М. В.* Случай полной интегрируемости в пространственной динамике твердого тела, взаимодействующего со средой, при учете вращательных производных момента сил по угловой скорости// Докл. РАН. — 2005. — 403, № 4. — С. 482–485.
32. *Шамолин М. В.* Сопоставление интегрируемых по Якоби случаев плоского и пространственного движения тела в среде при струйном обтекании// Прикл. мат. мех. — 2005. — 69, № 6. — С. 1003–1010.
33. *Шамолин М. В.* Динамические системы с переменной диссипацией: подходы, методы, приложения// Фундам. прикл. мат. — 2008. — 14, № 3. — С. 3–237.
34. *Шамолин М. В.* Многообразие случаев интегрируемости в динамике маломерного и многомерного твердого тела в неконсервативном поле сил// Итоги науки и техн. Совр. мат. прилож. Темат. обзоры. — 2013. — 125. — С. 5–254.
35. *Шамолин М. В.* Интегрируемые системы с переменной диссипацией на касательном расслоении к многомерной сфере и приложения// Фундам. прикл. мат. — 2015. — 20, № 4. — С. 3–231.
36. *Шамолин М. В.* Моделирование движения твердого тела в сопротивляющейся среде и аналогии с вихревыми дорожками// Мат. модел. — 2015. — 27, № 1. — С. 33–53.
37. *Peixoto M.* On structural stability// Ann. Math. — 1959. — 69. — P. 199–222.
38. *Peixoto M.* Structural stability on two-dimensional manifolds// Topology. — 1962. — 1, № 2. — P. 101–120.
39. *Peixoto M.* On an approximation theorem of Kupka and Smale// J. Differ. Equations. — 1966. — 3. — P. 214–227.
40. *Shamolin M. V.* Some questions of the qualitative theory of ordinary differential equations and dynamics of a rigid body interacting with a medium// J. Math. Sci. — 2002. — 110, № 2. — P. 2528–2557.

Шамолин Максим Владимирович

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

E-mail: shamolin@rambler.ru, shamolin@imec.msu.ru