УДК 531.01

© 1996 г. Л.И. Седов

ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ В СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Показано, как, основываясь на истории развития теории гравитации, можно ставить и эффективно решать задачи механики движения системы взаимодействующих с массовыми силами индивидуально определенных тел, не контактирующих между собой. Теория строится с помощью схематизированной системы особых точек, обладающих (в неголономно вводимых сопутствующих координатах Ферми) собственным временем, массами, термодинамическими и потенциальными энергиями, постоянными моментами количеств движения и погруженных в четырехмерное пространство Минковского. Соответствующие сопутствующие метрики и уравнения движения для вводимых точек в координатах Ферми записываются непосредственно. Для получения законов движения, с точки зрения задаваемых наблюдателей, необходимо воспользоваться разработанными и опубликованными автором алгоритмами расчетов в теории инерциальной навигации в римановых пространствах.

В специальной теории относительности (СТО) постулируется глобально четырехмерное пространство Минковского, а в общей теории относительности (ОТО) постулируется по существу справедливость метрики СТО только вдоль координатных линий L собственного времени τ для индивидуальных точек с элементарными массами dm. Относительно этих точек в теории "чистых гравитационных явлений" постулируется, что $dm = \text{const}$ и что в процессах движения не учитываются изменения dm за счет излучений, за счет налипания или разделения тел, а также взаимодействие различных элементов dm за счет их контактов (внутренних напряжений и, в частности, за счет давлений). Можно ставить задачи, в которых все перечисленные, а также другого рода взаимодействия моделируются и принимаются во внимание в ОТО. Однако теорию гравитации (по Ньютону), в СТО и ОТО можно конструировать с учетом только взаимодействий подвижных индивидуальных точечных масс и геометрических свойств четырехмерных континуумов геометрических точек с координатами ξ^1, ξ^2, ξ^a, τ псевдоримановых пространств с сигнатурой $---+$, для которых расстояния ds между любыми бесконечно близкими точками можно задать метрической формой вида [1]

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 + 2g_{\alpha 4}(\xi^\gamma, \tau) d\xi^\alpha d\tau + g_{\alpha\beta}(\xi^\gamma, \tau) d\xi^\alpha d\xi^\beta \qquad (1)$$

$$\gamma, \alpha, \beta = 1, 2, 3$$

Здесь c – фиксированная эмпирическая скалярная постоянная, задаваемая как характеристика псевдориманова пространства, числа ξ^1, ξ^2, ξ^3 – координаты (названия) индивидуальных точек, а переменная координата τ – модельное собственное время на траектории $L(\xi^\gamma)$, отсчитываемое на часах индивидуальных точек, скрепленных с модельными координатами $\xi^\alpha = \text{const}(L)$ при $d\xi^\alpha = 0$ на L.

Для фиксированного пространства метрика в форме (1) определена неоднозначно. Легко видеть, что при любых преобразованиях вида [2]

$$\eta^{\alpha} = \varphi^{\alpha}(\xi^{\gamma}) \text{ и } \tau' = \tau + \Omega(\xi^{\gamma}), \text{ когда на } L \quad d\tau' = d\tau \tag{2}$$

форма метрики (1) сохраняет свой вид и что все инвариантные характеристики геометрии пространства сохраняют свое значение. В частности, сохраняются координатные линии L с инвариантными значениями переменных τ с точностью до смещения вдоль L начала точки отсчета для собственного времени на линиях L.

На линиях L в каждой точке можно ввести инвариантно определенный вектор абсолютной четырехмерной скорости $\mathbf{u}$ и ускорения $\mathbf{a}$ как производные вдоль траекторий индивидуальных точек по переменной τ при $\xi^{\gamma} = \text{const}(L)$:

$$\mathbf{u} = \mathbf{ds}/d\tau = \mathbf{c}, \quad \mathbf{a} = d\mathbf{u}/d\tau \tag{3}$$

Вектор $\mathbf{u}$ направлен всегда по касательной к соответствующей четырехмерной траектории L.

В метрике (1) для индивидуальных точек, на линии L вектор ускорения $\mathbf{a}$ всегда перпендикулярен к четырехмерной скорости $\mathbf{u}$, так как величина $|\mathbf{u}| = c$ постоянна.

С каждой точкой линии L можно связать локальную тетрадную систему отсчета с векторами $Э_к$, в которой вектор базиса $Э_4 = \mathbf{u}$ направлен по касательной к L, причем, так как

$$Э_4 = g_{p4}Э^p, \quad \mathbf{a} = \frac{d\mathbf{u}}{d\tau} = c\frac{\partial g_{p4}}{\partial\tau}Э^p + \frac{c}{2}g_{k4}\Gamma^k_{p4}Э^p =$$

$$= c\frac{\partial g_{p4}}{\partial\tau}Э^p + \frac{c}{2}\delta^s_4\left(\frac{\partial g_{sp}}{\partial\tau} + \frac{\partial g_{s4}}{\partial\xi^p} - \frac{\partial g_{p4}}{\partial\xi^s}\right) = c\frac{\partial g_{\alpha4}}{\partial\tau}Э^{\alpha}$$

поскольку $u_p = cg_{p4}$, $\mathbf{u} = u_pЭ^p$, то в сопутствующей системе координат для ускорения получим [2]

$$a_{\alpha} = c\partial g_{\alpha4}(\xi^{\alpha},\tau)/\partial\tau, \quad a_4 = 0 \tag{4}$$

Очевидно, что компоненты метрики $g_{\alpha\beta}(\xi^{\alpha}, \tau)$ не влияют на величину вектора $\mathbf{a}$, так как при преобразованиях (2) компоненты ускорения в переменных η^{α}, τ' определятся формулами [2]

$$a_{\alpha} = a_s = \partial\xi^s/\partial\eta^{\alpha}, \quad a_4 = 0 \tag{5}$$

На разных координатных линиях L с помощью неголономных преобразований можно ввести координаты Ферми x^{α}, τ, в которых после преобразований будут выполняться формулы (4) с той лишь разницей, что вместо переменных ξ^{α} будут фигурировать координаты x^{α}. Эти координаты могут рассматриваться как различные соответствующие декартовы координаты с соответствующими разными постоянными значениями на линиях L, и через них также неголономно представятся преобразованные компоненты $g'_{\alpha\beta}(x^{\gamma}; \tau)$.

Таким образом, для каждого значения координаты τ и соответствующего каждого закона движения, определяемого значениями x^{γ}, τ' в компонентах $g_{\alpha4}(x^{\gamma}, \tau')$ и в компонентах метрик $g'_{\alpha\beta}(x^{\gamma}, \tau')$, полученных на линиях L, можно рассматривать определенное локально и по существу глобальное соответствующее псевдориманово пространство.

Описанную модельную конструкцию с различными значениями постоянных x^{γ} на разных законах движения, отвечающих координатным линиям L для глобального времени τ и соответствующих ускорений $\mathbf{a}$, можно дополнить фиксированными компонентами трехмерной метрики $g'_{\alpha\beta}(x^{\gamma}, \tau)$. Таким путем можно выделить неголономные соответствующие псевдоримановы пространства S с заданными полями ускорений сил тяжести в системе координат Ферми x^γ, τ на отмечаемом, вообще говоря, произвольном семействе линий L для скалярного глобального переменного τ.

Для конкретизации поля ускорений потребуется опереться на формулировку модельных условий, отвечающих наблюдениям и опытам, порождающих вид семейства линий L и соответствующего псевдориманова пространства.

Для определения координатных линий L целесообразно использовать модельные механизмы реализации состояния невесомости, которое наблюдается в теории гравитации при движениях каждых малых индивидуальных масс.

Невесомость подвижных тел связана с уравновешиванием во всех индивидуальных точках тел сил, пропорциональных массам. В теории гравитации это модельные силы притяжения или силы, балансирующиеся с силами инерции, или это просто инерциальные движения при отсутствии каких-либо взаимодействий между различными множествами точек, составленными из подвижных индивидуумов.

Основные характерные примеры балансов связаны с универсальным локальным уравнением механики для движения малого тела в пустоте

$$\mathbf{P} - m\mathbf{a} = 0 \tag{6}$$

где $\mathbf{P}$ – величина, пропорциональная массе малого тела, m – масса, $\mathbf{a}$ – ускорение относительно инерциальной тетрады $dx^1dx^2dx^3$, $d\tau$.

Уравнения (6) локально универсальны как в теории Ньютона для движения в трехмерном евклидовом пространстве с применением синхронизированного абсолютного времени, так и в римановых искривленных пространствах, в которых локальные соотношения, в частности уравнение (6), постулируются при одинаковых $\mathbf{P}$, $\mathbf{a}$ и m, что возможно и естественно в римановых пространствах.

В уравнении (6) баланс сил можно трактовать по Ньютону как равновесие под действием двух отличных от нуля сил: силы веса $\mathbf{P} \neq 0$ и силы инерции $-m\mathbf{a} \neq 0$, причем из баланса этих сил во всех индивидуальных точках получится невесомость. (Объяснение явления невесомости при $\mathbf{P} \neq 0$ и $\mathbf{a} \neq 0$ по Ньютону можно подтвердить в опытах с использованием инерциальных приборов, установленных на подвижных телах.)

В ОТО невесомость трактуется как отсутствие силы веса ($P = 0$) для свободно движущихся в гравитационном поле точек и поэтому не должно быть ускорения: $\mathbf{a} = 0$. Таким образом, невесомость – это отсутствие силы веса в свободном движении (при отсутствии в теории гравитации каких-либо других внешних сил или внутренних напряжений). В ОТО все индивидуальные массы порождают вдоль каждой линии L равенство нулю ускорения $\mathbf{a}$, тогда как нет сохраняемости силы веса ($P \neq 0$), и это приводит к невесомости в ОТО.

В ОТО все L – "прямые" и движение происходит по геодезическим, а по Ньютону при движении вес балансируется с силой инерции, в результате возникает явление невесомости и по Ньютону.

На основании формул (2) и (4) в ОТО в метрике (1) получим, что

$$\partial g_{\alpha 4}/\partial\tau = 0 \tag{7}$$

и, следовательно, $g_{\alpha 4} = g_{\alpha 4}(\xi^\alpha)$ и формула (1) в сопутствующей глобальной системе координат приобретает вид

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 + 2g_{\alpha 4}(\xi^\gamma)d\xi^\alpha d\tau + g_{\alpha\beta}(\xi^\gamma, \tau)d\xi^\alpha d\xi^\beta \tag{8}$$

Если векторы ускорения $\mathbf{a}$ согласно формуле (4) отличны от нуля, то на соответствующих траекториях для любых $d\xi^\alpha$ можно написать

$$\frac{\partial}{\partial\tau}(2g_{\alpha 4}(\xi^\gamma, \tau')d\xi^\gamma d\tau = \frac{2}{c}a_\alpha d\xi^\alpha d\tau = -\frac{2}{c}dUd\tau \neq 0 \tag{9}$$

Когда ξ^1, ξ^2, ξ^3 рассматриваются как координаты индивидуальных точек с массами dm, то в согласии с преобразованием (2) можно написать локальную формулу для элементарной работы на вариационных или действительных перемещениях индивидуальных точек [2]

$$dma_\alpha d\xi^\alpha = dma'_\alpha d\eta^\alpha = dma_\alpha dx^\alpha = -dmdU \tag{10}$$

где $dU = -a_\alpha dx^\alpha$ в переменных Ферми.

Правую часть в равенстве (10) можно рассматривать как приращение элементарной энергии $dmdU$ за счет приращения координат $d\xi^\alpha$ или $d\eta^\alpha$ или dx^α. Соответственно с этим могли рассматривать скалярную величину dU как приращение удельной энергии.

В ньютоновской теории гравитации бесконечно малый скаляр dU представляет собой приращение удельной потенциальной энергии, являющейся однозначно определенной функцией $mU(x^\gamma)$, зависящей только от координат Ферми x^γ, а равенство (10) служит определением полного дифференциала для $dU(x^\gamma)$.

Было показано [3], что в переменных Ферми компоненты абсолютного ускорения a_α кинематически по Ньютону и в СТО в сопутствующей системе координат одинаковы. Это, очевидно, следует из того, что они одинаковы в сопутствующей системе координат в точках любых координатных линий τ, обозначенных через L.

Очевидно, что такое положение сохраняется справедливым локально и в псевдоримановых пространствах в сопутствующих координатах и поэтому малая величина dU является полным дифференциалом в СТО и ОТО[1].

Отсюда следует, что в сопутствующих координатах должны выполняться следующие основные кинематические уравнения небесной механики в переменных Ферми:

$$\partial U / d\tau = 0, \quad ma_\alpha(x^\gamma) = -m\partial U(x^\gamma) / \partial x^\alpha \tag{11}$$

Уравнения (11) получаются также независимым путем в локальных инерциальных системах отсчета как динамические уравнения [4], если в уравнениях балансов энергии индивидуальных масс предусмотреть присутствие потенциальной энергии, зависящей только от координат x^α или ξ^α.

Следует вспомнить еще, что потенциальная энергия зависит только от координат индивидуальных точек системы подвижных масс для консервативных систем в с о п у т с т в у ю щ и х координатах x^γ или ξ^γ, когда относительная скорость равна нулю, что следует непосредственно из уравнения энергии.

Из соотношений (4) и уравнений (11) можно получить

$$a_\alpha = c\partial g_{\alpha 4} / \partial\tau = -\partial U(x^\gamma) / \partial x^\alpha \neq 0$$

Отсюда при учете аддитивной суммы тензорных членов компонент с $g_{\alpha 4}(\xi^\gamma)$ вдоль каждой координатной линии L можно написать равенство

$$g_{\alpha 4} = -\frac{1}{c}\tau\frac{\partial U}{\partial x^\alpha} + g_{\alpha 4}(\xi^\tau) \tag{12}$$

---

[1] Постоянство функции U вдоль L обосновывается еще кинематическими доводами следующим образом. Четырехмерная скорость **u** направлена по касательной к L, а вектор **a** – по нормали, так как вдоль L ускорение **a** и d**s** на L перпендикулярны и, следовательно, **a**d**s** = = 0 = $-d'U$ на L. Отсюда из свойства однозначности вводимой локально на L скалярной функции $U(\xi^1, \xi^2, \xi^3)$ или $U(x^1x^2x^3)$ в неголономно вводимых координатах Ферми следует существование скалярного потенциала для вектора ускорения **a**.

и вместо формулы (9) из (12) на линиях L находим

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - 2\frac{\tau}{c} dU d\tau + 2g_{\alpha 4}(\xi^\gamma) d\xi^\alpha d\tau + g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad (13)$$

Но теперь при $a_\alpha \neq 0$ вдоль каждой линии L – координатной линии для глобального времени τ, верно равенство: $dU = 0$, и поэтому

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 + 2g_{\alpha 4}(\xi^\gamma) d\xi^\alpha d\tau + g_{\alpha\beta}(x^\gamma, \tau) dx^\alpha dx^\beta \quad (14)$$

Глобальные виды функции $g_{\alpha\beta}(x^\gamma, \tau)$ при конструкциях метрики можно рассматривать одинаковыми для некоторых L или различными при разных L. Метрики пространств (9) в ОТО и (14) в общем случае нельзя преобразовать к синхронному виду. Однако при наличии функции $U(x^\gamma)$ – разной для разных индивидуальных точек, движение будет происходить по законам, определяемым уравнениями (11). Очень важно подчеркнуть, что все соотношения, полученные выше, математически справедливы для любых задаваемых функций $U(x^\gamma)$. Поэтому для получения конкретных решений требуется еще дать уравнения для определения удельной потенциальной энергии $U(L) = U(x^\gamma)$.

В ньютоновской механике для функции $U(x^\gamma)$ используется закон всемирного тяготения, который апробируется непосредственными опытами и множеством следствий наблюдений движения масс в небесной механике и, в частности, в примерах больших четырехмерных ускорений движения индивидуальных объектов.

В теории "чистой гравитации" недопустимы физические пересечения или касания между собой разных L, когда требуется строить усложненные модели с учетом различных контактных взаимодействий индивидуумов.

Произвол функции $U(x^\gamma)$ в метрике (13) свидетельствует о незамкнутости уравнений ОТО, которые получены без явного учета закона всемирного тяготения с постулируемыми надеждами на возможности замены ускорений в пространстве Минковского кривизнами псевдоримановых пространств.

Некоторые попытки доказать допущение об автоматическом согласовании эффектов искривленных псевдопространств как замену ускоренных движений по Ньютону нельзя признать правомерными [2].

Легко показать, что при наличии вращения относительно инерциальных тетрад индивидуальных частиц (в общем случае, когда поля скоростей вихревые), когда $\mathrm{rot}\mathbf{u}(\xi^\gamma) = 2\omega = \mathrm{const} \neq 0$ на L, что связано с наличием постоянного момента количества движения (например, для вращающихся звезд или планет), проведение преобразований сопутствующих метрик (9) и (14) к синхронному виду невозможно.

Очевидно, что при $\omega(\xi^\gamma) \neq 0$ за счет вращения на орбитах индивидуальных тел могут появиться дополнительные четырехмерные ускорения индивидуальных объектов из-за присутствия постоянных моментов количества движения.

По-видимому, можно указать примеры движения звездных и планетных систем, для которых геодезичность их орбит может существенным образом нарушиться из-за наличия у звезд и планет больших моментов количества движения и из-за наличия добавочной удельной потенциальной энергии в выражении функции $U(x^\gamma)$.

Для получения данных о метрике и законах движения индивидуумов для заданных наблюдателей на основе изложенной выше теории необходимо получить предварительное решение в сопутствующих системах отсчета, а затем пересчитать их с помощью алгоритма инерциальной навигации в псевдоримановых пространствах [4].

В свете развитой теории очевидно, что универсальность применения пространства Минковского в развитых физических теориях (что, по существу, **уже внедрено** в практических приложениях в физике и технике) подобно теории Ньютона естественна и целесообразна для применений во многих физических моделях, что по существу подтверждается в фактических приложениях.

Приложение. Для разъяснения сути модельной теории механики гравитации в теории относительности полезно отметить следующие соотношения.

В любом псевдоримановом четырехмерном пространстве можно ввести сопутствующие координаты Лагранжа и координатные линии L для инвариантной глобальной временной переменной при $\tau \neq 0$ на линиях L и координаты индивидуальных точек ξ^1, ξ^2, ξ^3 с неоднозначно определяемой сопутствующей метрикой вида

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 + 2g_{\alpha 4}(\xi^\gamma, \tau) d\xi^\alpha d\tau + g_{\alpha\beta}(\xi^\gamma, \tau) d\xi^\alpha d\xi^\beta \tag{П1}$$

Как известно, уравнения поля в теории гравитации имеют вид

$$R_i^j - \frac{1}{2}\delta_i^j R = k\rho u_i u^j \tag{П2}$$

при постоянной $k = 8\pi G c^{-4} = 2{,}07 \cdot 10^{-48}$ $\text{с}^2/(\text{г} \cdot \text{см})$, где векторное поле четырехмерной скорости

$$\mathbf{u} = u_k Э^k = u_p Э^p \quad \text{при } |\mathbf{u}| = c$$

направлено по касательной в точках координатных линий L.

Следует обратить внимание на справедливость равенств для любых m и k:

$$g_{k_4} Э^k Э^4 = T \text{ и } \nabla_m T = \nabla_4 T = 0 \text{ (т.е. } \nabla_4 g_{k_4} = 0)$$

$$c g_{k_4} Э^k = \bar{u} \text{ и } \nabla_4 c g_{k_4} = \nabla_4 u_k = a_k, \text{ вообще говоря, при } a_k \neq 0.$$

Далее, в ОТО из (П2) и из условий Бьянки всегда верно равенство $\nabla_j\left(R_i^j - \frac{1}{2}\delta_i^j R\right) = 0$, поэтому из уравнений (П2) на линиях L голономно или в переменных Ферми неголономно следует

$$\nabla_j \rho u^j u_i = u_i \nabla_j \rho u^j + \rho u^j \nabla_j u_i = 0, \quad u^4 = c, \quad u^\alpha = 0$$

Закон сохранения масс индивидуумов дает $\nabla_j(\rho u^j) = 0$, а на координатных линиях L для переменных r получается, что $\nabla_4 u_i = 0$, или $\mathbf{u} = \text{const}$ и, следовательно, свободное движение всех индивидуальных точек инерциально, линии L геодезические и поэтому с и л а т я ж е с т и в о о б щ е о т с у т с т в у е т. Таков главный вывод о невесомости в теории гравитации ОТО.

В ньютоновской механике имеется потенциальная энергия, и невесомость следует из закона балансирования силы тяжести с силой инерции на L голономно в переменных ξ^α, τ или неголономно в переменных Ферми x^γ, τ:

$$\mathbf{P} - m\mathbf{g} = 0$$

где $\mathbf{g} = \mathbf{a}$ – ускорение силы тяжести, абсолютное или относительное (например, для космонавтов) при относительной скорости, равной нулю.

Далее, после соответствующих сверток и условий о сопутствующих координатах при учете (П2) следует равенство

$$-c^2 R_4^4 = c^2 R/2 = -4\pi\rho G \tag{П3}$$

Независимо от уравнений (П2) и их следствий (П3) в теории гравитации необходимо в уравнении энергии кроме энергии mc^2 учесть еще скаляр потенциальной энергии mU.

Несмотря на справедливость обычного неравенства $U \ll c^2$ как в природных явлениях, так и в технических проблемах, основное значение имеет потенциальная энергия, благодаря наличию которой строится небесная механика для теории гравитации по Ньютону и в пространстве Минковского в СТО.

Известно, при введении удельного скаляра для потенциальной энергии в сопутствующих координатах на каждой линии L верны зависимости $U(\xi^1, \xi^2, \xi^3) = U(x^1 x^2 x^3)$ для индивидуальных тел в теории гравитации.

На основании многочисленных опытов функции U можно задавать с помощью конечных формул или эквивалентным способом с помощью уравнения Пуассона

$$\Delta U = -4\pi\rho G \tag{П4}$$

В пустых объемах при $\rho = 0$ функция U для отдельных подвижных пробных частиц – гармоническая.

Уравнение (П4) нужно рассматривать как дополнительное к системе незамкнутых уравнений (П2).

Для пространств, топологически эквивалентных пространству Минковского с координатами Ферми, решения скалярных уравнений Пуассона (П5) для скаляров $U(x^\gamma)$ при заданных $\rho(x^\gamma)$ независимы от метрики. Соответствующую функцию $U(x^\gamma)$ в сопутствующей метрике [1] можно выбирать произвольно, так как $dU = 0$ на каждой линии L. Очевидно, что псевдориманово пространство в ОТО определяется метрикой вида

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 + 2g_{\alpha\xi}(\xi^\gamma)d\xi^\alpha d\tau + g_{\alpha\beta}d\xi^\alpha d\xi^\beta \tag{П5}$$

с погруженными в них членами, зависящими от $U(x^\gamma)$.

Очевидно, что только в пустых объемах, для которых $R_1^4 = 0$, $R = 0$ и $\Delta U = 0$, можно ставить вопрос о согласовании равенств (П3), (П4). Однако и в этом случае из (П3) следует геодезичность орбит, а согласно (П4) и (П5) в соответствующих орбитах присутствуют ускоренные движения. Поэтому для каждого фиксированного решения в теории гравитации по Ньютону или в СТО невозможно рассматривать соответствующие орбиты как математические пределы соответствующих геодезических линий L, что особенно существенно для больших интервалов собственных времен τ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-01-17341).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Седов Л.И.* О глобальном времени в общей теории относительности // Докл. АН СССР. 1983. Т. 272. № 1. С. 44–48.
2. *Седов Л.И.* Сопутствующие и инерциальные системы отсчета // ПММ. 1994. Т. 58. Вып. 5. С. 3–21.
3. *Седов Л.И.* О сохранении поля сил тяжести по Ньютону в псевдоримановых пространствах // Докл. АН. 1993. Т. 329. № 2. С. 171–174.
4. *Седов Л.И.* Об уравнениях инерциальной навигации с учетом релятивистских эффектов // Докл. АН. 1976. Т. 231. № 6. С. 1311–1314.
5. *Седов Л.И., Цыпкин А.Г.* Основы макроскопических теорий гравитации и электромагнетизма. М.: Наука, 1989. 272 с.
6. *Седов Л.И.* О гравитационных полях в римановых пространствах // ПММ. 1992. Т. 56. Вып. 6. С. 885–899.

Москва

Поступила в редакцию
23.III.1995