

## ЧАСТЬ 2. ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ И ВИХРЕВЫЕ ДВИЖЕНИЯ КАК ОСНОВА ПРИРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

«Второй основой миропониманья,  
Чтоб время в микромире изучать –  
Теория неразделимых квантов...  
Цель – с относительностью кванты те спаять.  
Тот синтез будет в будущем, однако  
Уже открыт – частица – гравитон,  
Что из кривого времени–пространства  
Был квантовым скачком в наш мир рожден.  
Малы масштабы времени–пространства –  
Роль квантовых эффектов велика  
И взрыв Большой не кажется столь странным,  
Вселенная юна была когда.  
И от Начала расширение Вселенной –  
Суть квантовый прерывистый скачок.  
Дискретно–непрерывны перемены,  
И время квантами, наверное, течет...  
Все связано в природе, все едино,  
Единство – в основании всего.  
Физической другой картины Мира,  
Друзья, нам в ощущениях не дано.  
И в том Единства вечном изменении  
Меж квантами – Спираль – как переход!  
Все происходит в вихревом движении...  
И этим же движением уйдет...



**ВИХРЕВЫЕ АСПЕКТЫ ГЕОДИНАМИКИ**В.В. Низовцев<sup>1</sup>, В.А. Кривицкий<sup>2</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,<sup>2</sup>Международный университет природы общества и человека (Дубна), Россия

**Аннотация.** Предложена альтернатива тектонике плит, учитывающая наличие у Земли вихревого привода вращения. Вихрь, вращающий планету, генетически связан с синтезом химических элементов из протопланетной магмы. Осесимметричные сдвиговые напряжения в земной коре возникают вследствие торможения вращения планеты приливными эффектами. Дифференциальный широтный профиль напряжений обуславливает сдвигово-ротационные тектонические перестройки. Тектоно-химическая эволюция литосферы вызывает изменения в ориентации вихря и последующий разворот оси вращения планеты. Предлагаемая альтернатива затрагивает основания современной космогонической парадигмы.

**Введение**

Современное концептуальное состояние физики Земли нельзя назвать простым. Ведущие отечественные тектонисты утверждают, что геодинамика находится на перепутье [30, 36], ибо тектоника плит исчерпала свой прогностический потенциал, а её постулаты противоречат реальности: локальный и асинхронный характер глубинных процессов [31], следы преимущественно горизонтальных относительных смещений базальтовых полей и астенолинз [14], латеральная гетерогенность мантии и «корни» континентов [26], – всё это несовместимо с конвекцией ячеистого типа. Однако патриарх теоретической геологии В.Е. Хаин [33] обоснованно утверждает, что на глобальном уровне мобилизму тектоники плит альтернативы пока не найдено.

С другой стороны, трудно отрицать системный характер эволюции тектоносферы. Так, реконструируя кинематику тектонических движений в подвижных поясах разного возраста, Ю.А. Морозов выявил «однотипный мотив строения и кинематической эволюции разновозрастных поясов», позволяющий говорить «об общих условиях и причинах их формирования, диктуемых неким единым механизмом» [16]. Таким образом, тектонисты вновь стоят перед необходимостью поиска общей причины растяжений, сжатий и ротаций. Без её познания невозможен существенный прогресс в изучении строения и эволюции Земли.

Между тем, остроту проблемы геодинамики следует расценивать как дополнительный симптом сомнительного состояния современной космогонической парадигмы в целом. Помимо этого в физике планет, равно как в кинематике и астрофизике солнечной системы, известен большой

перечень неразрешимых фундаментальных проблем, свидетельствующих об исчерпании возможностей динамической парадигмы и необходимости поиска новых подходов. К этому призывает, например, специалист по астродинамике А.М. Чечельницкий [34]. Стандартная космогоническая модель не способна указать причину разворота оси в случае Земли и разнообразия в ориентации осей вращения других планет, свидетельствующих о непостоянстве их положения в пространстве. Косвенно на такое непостоянство указывают нерегулярные спутники у планет гигантов. Современная астрофизическая парадигма не может также предложить убедительную интерпретацию феномену магнетизма Земли и Солнца. Приведём мнение А. Соурда и П. Робертса по этому поводу: «Теория турбулентного динамо воздвигнута на топком болоте многочисленных трудностей, скрытых от поверхностного взгляда» [32].

В целом, проблемы энергетики и движущих сил в небесной механике, астрофизике и физике небесных тел стоят не менее остро, чем в геотектонике. Ныне можно утверждать, что их рациональное разрешение предполагает парадигмальные изменения фундаментальной науки. В частности, предлагаемая в двух работах этого сборника концепция глобальной тектоники и магнетизма небесных тел затрагивает основания современной космогонии, астрофизики и фундаментальной физики. Таким образом, возможные парадигмальные изменения, ожидающие науку, не в последнюю очередь будут инициированы результатами физики Земли и, в частности, геотектоники.

Предлагаемая альтернатива плейттектонике существенно основана на предположении, что вращение небесных тел имеет вынужденный характер. В случае Земли пронизающий эфирно-вихревой осесимметричный привод вращения, приложенный ко всем её оболочкам, ответственен за целый ряд геофизических феноменов, в том числе – за тектонические процессы. Генезис данного вихря связан с формированием химических элементов в мафической магме, а его дальнейшая эволюция обусловлена тектоно-химическими процессами. Возникновение и эволюция вихревого «привода» вращения планеты определяются законами вихревой динамики Г. Гельмгольца.

Сдвиговые напряжения, которые вихревой привод создаёт в оболочках Земли, связаны с торможением её суточного вращения приливными эффектами: на низких широтах течения вихря опережают движения земных оболочек, понуждая планету к вращению, на высоких – оболочки Земли опережают течения вихря. Этот дисбаланс скоростей вызывает динамические эффекты во всех земных оболочках.

### **1. Реконструкция картины сдвиговых напряжений**

В последнее время высказываются надежды связать тектогенез с инерциальными и приливным факторами [26, 33, 36]. В этом подходе

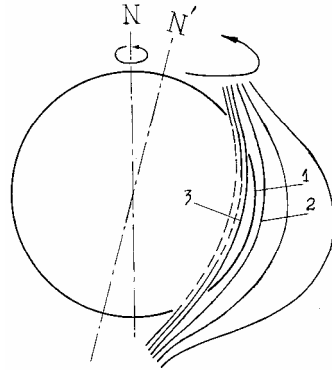
тектонические силы интерпретируют как результат совместного воздействия приливной и центробежной сил, каждая из которых изменяется со временем из-за периодических изменений орбиты Луны [1]. Однако преобладание горизонтальных напряжений и феномен горизонтальных ударов в эпицентральных зонах землетрясений определённо указывают на сдвиговые силы тангенциального характера. Тем не менее, ротационное направление поисков физических оснований геодинамики следует признать обоснованным. Необходимо лишь отказаться от представления об инерциальной природе вращения Земли и связать тектонические процессы с действием на планету силового поля, вызывающего её суточное вращение. Напомним, что Н.Н. Парийский [27] неоднократно указывал на необходимость поиска космического механизма, «подкручивающего» планету. По его оценкам, вековое замедление вращения Земли (удлинение суток на 0,02 мс/г.) необъяснимо мало в свете значительных приливных эффектов.

В интерпретации иностранного члена РАН М. Алле, наша планета находится в эфирно-вихревом «коконе», течения которого служат «приводом» её суточного вращения и, заметим мы, причиной тектонических и ряда других геофизических процессов (рис. 1). Образно говоря, Земля понуждается к вращению моментом сил, приложенных, в основном, на низких широтах к её литосфере и коре. Отсутствие синхронности между течениями привода и вращением планеты приводит к ряду оптических и механических феноменов, обзор которых можно найти в работах М. Алле полувековой давности [38].

Перечислим некоторые признаки рельефа земной поверхности, свидетельствующие о наличии в коре дифференциального сдвигового поля напряжений широтного направления. Прежде всего на его счёт можно отнести западно-восточную асимметрию земного лика, в частности, восточный сдвиг Южно-Американского континента по отношению к Северному и разворот Африканского континента. Сдвиговые напряжения в континентальной части планеты обнаруживаются в движениях Аравийской плиты, которые в свою очередь вызывают сдвигово-ротационные движения в Скифской и Восточно-Европейской платформах [10]. Постоянно действующие в системе отсчёта, связанной с Землёй, сдвиговые напряжения с дифференциальным широтным профилем способны вызвать также трансформные разломы широтного простирания. Явно ротационно-сдвиговую природу имеет *осесимметричная* сеть горно-складчатых хребтов материков и океанов при *дуговой* форме горных цепей [14].

Ярким свидетельством сдвига материковых масс по пластичному мантийному материалу являются активные окраины океанов. Глубоководные желоба и окраинные моря являются полями растяжений, обусловленных движением на восток материков и островных дуг, соответственно. Обнажающаяся в активных зонах океаническая кора закономерным образом

оказывается молодой. Ю.В. Чудинов назвал наблюдающийся процесс обновления дна эдукцией, связав её с подъёмом глубинного материала под давлением внутренних расширяющихся частей Земли [35]. Принимая во внимание все экспериментальные факты, приводимые Ю.В. Чудиновым в пользу эдукции, мы, в отличие от него, предполагаем, что эдукция является следствием горизонтальных сдвиговых напряжений, приложенных к возвышенным участкам земной коры. Расширение Земли, вызывающее разрывные нарушения, лишь подготавливает блоки для горизонтальных подвижек. Типичным результатом такого процесса служит островная дуга.



**Рис. 1.** Меридианное сечение планеты с вихревым приводом: 1 – поверхность Земли; 2 – сечение поверхности равных скоростей (изотаха) течений, вызывающих зональную циркуляцию атмосферы; 3 – изотаха течений в коре. Пунктир – изотахи течений в ядре вихря. N – северный полюс вихря.

Как известно, рифты, грабены и крупные прогибы на континентальной коре связывают с её растяжениями, тогда как складчатые пояса закономерно относят на счёт сжатий. При этом оба типа тектонических движений гипотетически связывают с процессами в астеносфере. Между тем, развитие континентальной коры можно связать со сдвиговыми напряжениями, приложенными непосредственно к ней. Со времён Вегенера формирование океанов связывают с глобальным растяжением континентальной коры [15]. О её тангенциальном широтном растяжении свидетельствует не получившая убедительного объяснения регматическая субмеридианальная сеть разломов.

Весьма симптоматичными в геодинамическом отношении представляются ротационные геотектонические объекты, образующие в плане s- или z-структуры. Согласно теореме Гельмгольца о сохранении завихренности, наличие вихревых структур двух типов указывает на реализацию в оболочках Земли двух полей завихренности: левого и правого типа. Иными словами, в системе отсчёта, связанной с Землёй, постоянно поддерживаются циклонические и антициклонические сдвиговые напряжения (или ротационные течения флюидного типа). При этом в подвижных поясах эпизодически, как отмечает Ю.А. Морозов [16], полюса соответствующих вихревых полей действуют на оболочку Земли, формируя в плане спиральную структуру одного из видов.

Отставание течений привода от движения земной поверхности на высоких широтах, приводящее к дифференциальному профилю напряжений на рис. 2, обусловлено двумя причинами. Первая заключается в приливном торможении ротации Земли, вторая – в несовпадении симметрий цилиндрического вихревого привода и сферического вращаемого тела (см. рис. 1). В пользу предлагаемого широтного профиля говорят феномены «тектонического» характера, наблюдающиеся в других оболочках. Так, дифференциальный широтный профиль сдвиговых напряжений обнаруживается в гидро- и атмосфере. По оценкам Н.Н. Парийского, на Земле в экваториальной зоне атмосфера дрейфует в восточном направлении со скоростью 46,5 м/с [28]. На Юпитере и Сатурне опережающие поверхность планеты течения достигают скоростей 100 и 400 м/с, соответственно, и наблюдаются непосредственно. На Земле они обнаруживаются в океанических течениях западных ветров.

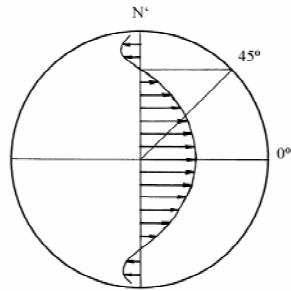


Рис. 2. Картина сдвиговых напряжений в тектоносфере планеты. N – полюс вихревого привода

В отличие от этого, на высоких широтах в океанах имеют место сдвиговые поля западного направления, вызывающие антициклонический дрейф ледовых полей в Арктике [4] и течение «восточного дрейфа» вокруг Антарктиды [18]. Антарктическое циркумполярное течение связывают с касательным напряжением преобладающих здесь восточных ветров, однако течение это парадоксальным образом представляет собой глубоко проникающий поток. Напряжения обратного направления, обнаруживаемые в последних случаях, непосредственно связаны, как уже отмечено, с тем, что на высоких широтах земные оболочки опережают течения вихревого привода, поэтому последний оказывает на них тормозящее действие. Обращение напряжений с прямых на обратные на средних широтах обнаруживается в ряде геофизических феноменов. Общеизвестны «ревущие 40-е» в атмосфере и океане и отмечавшиеся ранее А.Л. Яншиным [37] критические широты около  $45^\circ$  с повышенной динамической активностью. Профиль рис. 2 подтверждается также преобладанием циклонов в северном полушарии и антициклонов – в южном.

Оценивая физическую возможность вихревого привода флюидного типа, следует учитывать, что из-за эфемерной плотности и незначительной вязкости эфирной среды привод имеет «мягкий» характер. Он обнаруживается лишь на космогонических и геологических временах. Наличие эфирных течений и самой эфирной среды не исключает возможности движений тел «против ветра». На эту возможность указывал ещё Ньютон [25]. Современные данные физики высоких энергий приводят к следующим реологическим параметрам эфира: плотность  $3,7 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м}^3$ , сдвиговая вязкость  $2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  [21].

Важно также подчеркнуть, что с данным силовым полем связано и (дрейфовое) обращение естественных спутников планет. Дрейфовая природа обращения планет и их спутников описана ранее в работах [20, 21, 23]. В случае Земли наличие естественного спутника с регулярным обращением облегчает построение вертикального низкоширотного профиля сдвиговых течений, к которому мы обратимся ниже.

Как заметил В.Н. Шолпо [36], вихревой подход обладает большой привлекательностью, легко, однако, видеть, что он выводит нас за пределы современной *инерциальной* космогонической парадигмы и возвращает к эфиродинамической *дрейфовой* парадигме XVII–XIX в. Согласно последней, вращение (как и обращение) Земли поддерживается эфирным приводом. Возрождение ныне забытой гипотезы эфира ставит нас также перед необходимостью нового решения проблемы происхождения планет. В небулярной и аккреционной моделях химические элементы, слагающие ныне тела солнечной системы, ранее находились в составе протопланетных облаков или планетезималей. Геологические данные, однако, косвенно указывают на то, что химические элементы формировались в поверхностном слое мафической магмы и в последующем эволюционировали в ходе геологических процессов. В свете этого вновь встаёт вопрос об источнике энергии, требуемой для поддержания обращения и вращения планет и всей совокупности геологических и геофизических процессов.

## 2. Энергетические аспекты кинематики солнечной системы

В предлагаемой концепции регулярную составляющую обращения небесных тел следует отнести на счёт стационарного глобального линейного вихря, встроенного в каскадную систему вихрей Галактики, а вращение небесных тел и обращение их спутников приписать локальным вихрям эндогенного происхождения [20, 23]. Солнце находится на оси центрального вихря и понуждаемо к вращению его осесимметричными течениями. Протяжённость глобального вихря не менее 10 св.г. ( $10^{14}$  км), поперечник в зоне солнечной системы несколько больше  $10^{10}$  км, скорость осевого течения около 215 км/с (ортогональная к эклиптике составляющая скорости галактического движения Солнца).



С гидродинамической точки зрения кинематический привод солнечной системы представляет собой стационарный вязкий вихрь [2] галактического происхождения. Кинематика солнечной системы определяется суперпозицией данной гигантской вихревой нити, течения которой поддерживают регулярную компоненту обращения небесных тел, и локальных «коротких» вихрей, приуроченных к каждому небесному телу и выполняющих роль вихревого привода (см. рис. 1).

Галактика, транслирующая в солнечную систему энергию течений метagalaktiki в виде кинетической энергии эфирных турбулентных течений, служит источником энергии для поддержания обращения и вращения планеты, а также геофизических процессов и эволюции слагающего её материала. Трансляция осуществляется путём каскадного распада метagalaktических вихрей при их турбулизации. Данная гипотеза принадлежит В. Нернсту [19]. Модель турбулентного эфира была предложена ещё в XVIII в. Н. Мальбраншем и затем развита лордом Кельвином. Согласно теоремам, доказанным Н.А. Умовым, эфир играет роль агента всех физических взаимодействий. Выводы современной теории турбулентности свидетельствуют о безошибочности концепции классиков науки. Опираясь на их работы, в будущем мы предложим и механизм превращения энергии турбулентных пульсаций эфирных течений внутри Земли в геотермальную энергию. На протяжении всей геологической истории вращение Земли и геологические процессы на ней обязаны своей энергией течениям эфирной метagalaktической среды. В частности, горизонтальные составляющие деформаций земной коры обусловлены сдвиговыми напряжениями, которые вызываются тангенциальными течениями вихревого привода.

### **3. Профиль течений в экваториальном сечении вихревого привода**

Гипотеза о вынужденном характере, как обращения, так и вращения планет вносит ясность в противоречивые данные по эфирному ветру, полученные в первую половину XX в. С историей вопроса можно ознакомиться по книге С.И. Вавилова, который отметил необоснованность решения физиков отказаться от гипотезы эфира [7]. Искавшийся физиками эфирный ветер со скоростью 30 км/с не наблюдается потому, что обращение Земли имеет дрейфовый характер (рис. 3). При этом эфирный ветер со скоростью от 1 до 10 км/с, обнаруженный в опытах Д. Миллера и других, очевидно, связан с наличием у Земли вихревого привода. Этот слабый ветер объясняется «нерегулярностью» вращения Земли. Как уже отмечалось, из-за приливного торможения вращения планеты и несовпадения осей привода и вращаемого тела скорость поверхности не равна скорости течений – это создаёт эффект эфирного ветра. Суточные вариации экспериментального значения скорости ветра объясняются заметными перемещениями тела Земли в пространстве течений вихревого привода. Легко понять, что эти

перемещения должны сказываться на пространственно-временной динамике массопереносов в земных оболочках. Общеизвестна связь сейсмических и метеорологических феноменов с обращением Луны [6]. Причину данной связи следует искать в изменениях приложенного к оболочкам Земли сдвигового поля, связанных с движением Земли относительно барицентра.

Эксцентрическое смещение Земли в пространстве вихревых течений можно уточнить, используя возможности системы глобального позиционирования (GPS). Как известно, показания атомных часов, установленных на 24 геостационарных спутниках, не удалось согласовать с предсказаниями специальной и общей теорий относительности [39]. Рассогласования связаны с наличием эфирного ветра, скорость которого, таким образом, может быть рассчитана.

На рис. 4 представлен предположительный радиальный профиль тангенциальных течений земного вихря на низких широтах. Принципы реконструкции профилей локальных вихрей подробно изложены в работе [20]. Вихрь состоит из ядра (линейный участок профиля) и зоны распределённой завихренности. На больших расстояниях от оси вихря его течения поддерживают обращение Луны. Аналогично глобальному вихрю солнечной системы, за пределами ядра скорость изменяется как  $r^{-1/2}$ . Как уже отмечено, взаимное положение Земли и её ротационного привода непрерывно изменяется, поэтому рис. 4 представляет собой усреднённую картину: планета расположена на оси вихря. Важно также отметить, что на средних и высоких широтах изотахи течений «прижимаются» к оси вихря (см. рис. 1), – это приводит к более быстрому уменьшению скорости с расстоянием; в частности, можно ожидать профиль  $\sim r^{-1}$ .

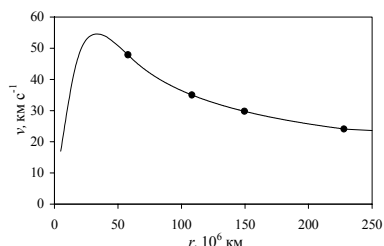


Рис. 3. Профиль течений глобального вихря солнечной системы. Точки – планеты земной группы. В масштабе диаграммы Солнце не показано. Участок профиля ближе Меркурия имеет условный характер.

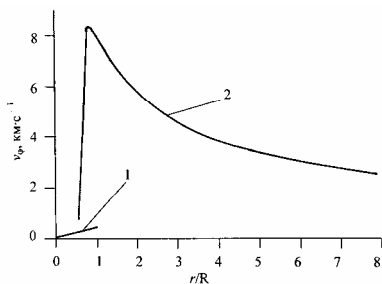


Рис. 4. Профиль тангенциальной скорости ( $v_\phi$ ) течений привода в экваториальном сечении: 1 – твёрдотельное вращение Земли; 2 – профиль скорости эфирных течений;  $R$  – радиус Земли. На рисунке ось вихря и Земли совпадают, при этом ядро вихря показано пустотелым (см. ниже).

#### 4. Генезис и эволюция локального вихря

Разнообразие в ориентации осей вращения планет свидетельствует об их разворотах со временем. На Земле это обнаруживается по размещению типов литогенеза, описанных Н.М. Страховым для фанерозоя. Тем более удивительной представляется примерное равенство угловых скоростей небесных тел (в небесной механике это обстоятельство получило название закона изоротации): при разнице масс в 12 порядков разброс периодов вращения составляет не более порядка [40]. Все небесные тела, не подверженные приливным действиям центральных тел, – вплоть до комет – имеют период вращения порядка 10 ч. Но изоротация означает равенство массовой (объёмной) плотности углового момента для тел разной природы. Поэтому естественно связать генезис вихря, вращающего небесное тело, с элементообразованием, происходящим *in situ*, а его эволюцию и, следовательно, разворот оси вращения планеты – с тектоно-химической эволюцией материала, слагающего тело. Поясним сказанное.

Согласно классической физике, эфирный континуум служит материальным субстратом для микрочастиц [41]. Д.И. Менделеев зарезервировал за ним самую первую ячейку своей таблицы, которую ныне стыдливо занимает водород. В. Нернст писал об эфире как о «среде, вмещающей в себя огромные количества энергии», о «воссоздании материи за счёт эфира», о «непрерывном зарождении и исчезновении материи» в эфире, понимая под материей вещество и слагающие его частицы. В данной концепции (Г. Гельмгольца, лорда Кельвина и др.) микрочастицы представляют собой вихревые динамические структуры с большим внутренним запасом кинетической энергии. В современной физике её обозначают метафорой «энергии покоя».

Обобщение результатов тектонического, геохимического и петрологического характера позволяет предположить, что генезис ядер химических элементов на Земле происходил в протопланетной порции магмы, сброшенной Солнцем на некотором этапе своей эволюции. Здесь было бы преждевременно обсуждать «химический» состав раннего Солнца и, следовательно, ранней Земли. В 1957 г. В.А. Амбарцумян высказал мнение, что «вещество протозвёзд является сверхплотным и, возможно, близким по плотности к атомным ядрам» и отметил большую важность «вопроса об образовании химических элементов, из которых состоит обычное космическое вещество» [3]. Однако ещё в 1909 г., рассматривая проблему *парагенезиса* химических элементов при геологических процессах, В.И. Вернадский [8] напомнил о мнении В. Крукса (1886 г.), согласно которому все элементы образовались «из одного первичного вещества – протила». В ходе геологической эволюции происходит расщепление ядерного материала химических элементов [5, 11]. В целом, элементный и изотопный состав геологических пород со временем изменяется. О снижении

плотности земного вещества и соответствующем росте радиуса Земли свидетельствует непостоянство модуля её углового момента (последнее подтверждается нарушением правила  $g/\omega = \text{const}$ , где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\omega$  – угловая скорость вращения планеты [12]). К сожалению, на протяжении прошедших ста лет физика и космогония уклонялись от решения проблемы Амбарцумяна–Крукса. Тем самым фактически был наложен запрет на разработку перспективной концепции «расширяющейся Земли», как обоснованно подчеркнул А.В. Николаев [24].

Для нашей темы важно, что независимо от конкретной «химической» структуры магматического субстрата, генезис химических элементов и образование первичной коры на ранней планете сопровождалось генерацией завихренности в космической эфирной среде, омывающей и пропитывающей планету. Причина заключается в следующем. Согласно теореме Гельмгольца о сохранении завихренности, вихри формируются в паре, обладающей нулевой суммарной завихренностью. Выделение из мафической магмы атомов (вихревых, спиновых частиц), слагающих вещество, сопровождалось одновременным формированием в непосредственной близости от них компенсационных течений с завихренностью противоположного направления. Иными словами, *атомы химических элементов порождались вращающимися как целое*. Компенсационные течения диффундировали наружу и оформлялись в виде автономного планетного вихря, который ныне вращает планету и поддерживает обращение спутника. Такую коалесценцию малых вихрей в гидродинамике называют обратным каскадом. Тесная связь между космогенезом элементов и формированием вихревого привода, вращающего небесное тело, закономерно приводит к изоротации. Осесимметричная центробежная диффузия компенсационной завихренности наружу и само порождение её во внешних оболочках Земли, возможно, приводят к пустотелости локального вихря: в отличие от глобального вихря (см. рис. 3), в приосевой зоне ротационного привода течения отсутствуют (см. рис. 4). С учётом диффузии завихренности максимальная скорость течений на границе вихревого ядра принята несколько большей первой космической скорости (7,9 км/с).

Обсудим коротко причину эволюции момента вращения планеты по величине и направлению. Перемещения вещества в ходе тектонических процессов и параллельные тектоно-химические процессы сопровождаются в соответствии с теоремой Гельмгольца изменением ориентации момента локального вихря. Таким образом, будучи динамической причиной тектонических процессов, вихревой привод планеты, в свою очередь, непрерывно эволюционирует в силу моментной (спиновой) перестройки вещества земной коры. По этой причине ось вихря всегда несколько отклонена от оси вращения планеты (см. рис. 1), что вызывает медленный разворот внешней оболочки Земли, как обоснованно предполагает Н.И. Павленкова [26]. В таком случае трансформные разломы субширотной

или меридианной ориентации следует связывать с иной ориентацией оси вихря и, следовательно, сдвиговых напряжений в прошлом. Показательно в этом отношении, например, сочетание Курильской и Алеутской островных дуг субширотного простирания и ортогональных к ним трансформных разломов [9].

Доказательством разворота вихревого привода и последующей центробежной диффузии завихренности служит наличие у планет гигантов внешних нерегулярных спутников. На рис. 5 условно (в одной плоскости) показана ориентация орбит спутников Юпитера и Сатурна, где угол наклона вектора средней скорости обращения спутника равен углу наклона плоскости его орбиты к экваториальной плоскости планеты. Отрицательные значения логарифма скорости соответствуют обратному обращению; данные взяты из работ [13, 17].

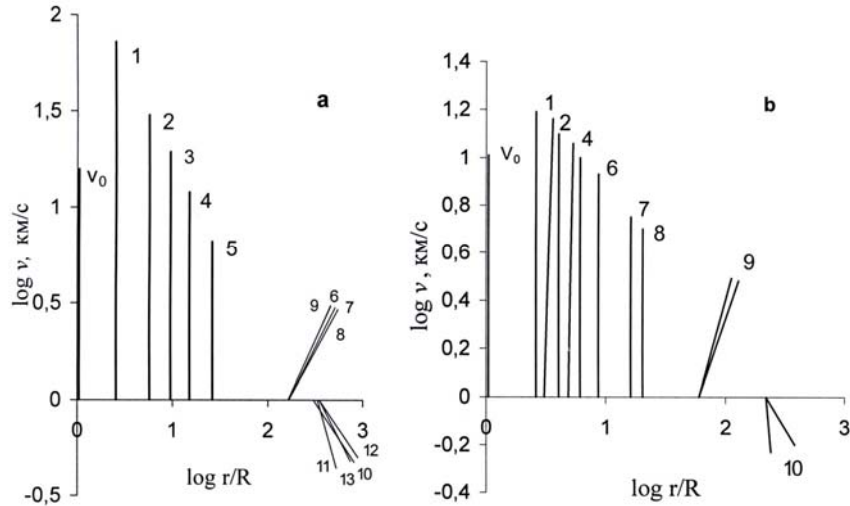


Рис. 5. Наклонение орбит спутников Юпитера (а) и Сатурна (б) к экваториальной плоскости планет. Вертикальные отрезки соответствуют нулевому наклонению. Длина отрезка отражает среднюю скорость обращения спутника в логарифмическом масштабе. Спутники пронумерованы в порядке удаления от планеты.  $V_0$  – скорость поверхности планеты на экваторе.

Согласно общепринятой точке зрения, нерегулярное обращение спутников свидетельствует об их захвате или пережитом столкновении на стадии аккреции протопланетного материала. Обе модели вызывают возражения механиков [29]. По нашему мнению, разница в ориентации орбит внутренних и периферийных спутников объясняется пространственной эволюцией планетного вихревого привода, последствия которой достигают внешних спутников с большим запаздыванием. В предшествующую геологическую эпоху ось вихревого привода, как Юпитера, так и Сатурна,

разворачивалась, изменяя вначале ориентацию оси вращения планеты, а затем и плоскости орбиты спутников. Из-за малой вязкости эфирной среды диффузия вихревых течений новой ориентации происходит весьма медленно. В настоящее время вихревые течения, оси симметрии которых совпадают с осями планет, поддерживают обращения лишь ближайших спутников, называемых поэтому регулярными. При этом внешние спутники планет всё ещё обращаются в «старом» направлении, однако диффузионный фронт вихря в его новой ориентации уже достиг зоны их обращения. О последнем свидетельствует неустойчивость орбит внешних спутников. Спутники 9 (Япет) и 10 (Феба) Сатурна демонстрируют переменные наклонения орбит. Неустойчивость орбит в случае внешних спутников Юпитера заметна по разбросам наклонений в пределах каждой из двух внешних групп. Первоначальная ориентации углового момента ранних планет, очевидно, определялась угловым моментом Солнца.

В данной работе не получил освещения выявленный Ю.А. Морозовым [16] циклический характер кинематических инверсий в подвижных поясах. В будущем мы обратимся к обсуждению данного вопроса. Предварительно заметим, что продолжительность кинематических циклов развития геологических процессов действительно, как отмечает Ю.Н. Авсюк, коррелирует с эволюцией системы Земля–Луна [1], однако собственно приливные и центробежные силы в данном случае не являются определяющими. Это, в частности, подтверждается и результатами анализа сейсмических данных, проведённого Н.П. Булатовой [6]. Самые общие закономерности пространственно-временной динамики привода ротации и тектогенеза изложены в статье настоящего сборника по геомагнетизму [22].

### **Заключение**

Непредвзятый анализ некоторых геофизических проблем приводит к выводу о необходимости пересмотра ряда фундаментальных космофизических концепций. Науки о Земле составляют значительную и самую динамичную компоненту современного естествознания – не исключено поэтому, что очередные парадигмальные изменения фундаментальной науки будут инициированы физикой Земли. Вытекающие из всей совокупности экспериментальных данных петрохимии, тектоники и геофизики выводы об элементогенезе и сдвиговом поле напряжений, вызывающем вращение и тектонику планеты, ставят фундаментальную физику перед необходимостью пересмотра положений о «вечности» атомов, аккреционном генезисе солнечной системы и инерциальном вращении небесных тел.

Характеризуя возможности развиваемой вихревой парадигмы в целом, можно отметить следующее. Кинетический подход представляется весьма перспективным в плане разрешения других застарелых проблем физики

планеты: геомагнитное поле и его обращение, природа циклов тектогенеза; происхождение геотермальной энергии; наконец, природа гравитации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Авсюк Ю.Н.* Приливные силы и природные процессы. М.: ОИФЗ РАН, 1996. 188 с.
2. *Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л.* Введение в теорию концентрированных вихрей. М.–Ижевск: Ин-т комп. исслед., 2005. 504 с.
3. *Амбарцумян В.А.* Научные труды. В двух томах. Т. 2. Ереван: Изд-во АН АССР, 1960. 361 с.
4. *Атлас океанов.* Северный ледовитый океан. ГУНО–МО СССР. 1980. 185 с.
5. *Боганик Н.С.* Ядерная химия – новая область исследований // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1953. № 6. С. 54–66.
6. *Булатова Н.П.* Широтное распределение сейсмичности Земли в зависимости от положения Солнца и Луны // Вулканология и сейсмология. 2005. № 2. С.57–78.
7. *Вавилов С.И.* Экспериментальные основания теории относительности. М. – Л.: ГИТТЛ, 1928. Глава III.
8. *Вернадский В.И.* Парагенезис химических элементов в земной коре // Избр. соч. Т.1. М.: Изд-во АН СССР, 1954. С. 395–410.
9. *Кононов М.В.* Тектоника плит северо-запада Тихого океана. М.: Наука, 1979. 168 с.
10. *Копп М.Л.* Новейшие деформации Скифской и юга Восточно-Европейской платформ как результат давления Аравийской плиты // Геотектоника. 2000. № 2. С. 26–42.
11. *Кривицкий В.А.* Трансмутация химических элементов в эволюции Земли. М.: МПГУ, 2003. 204 с.
12. *Кропоткин П.Н.* Пульсационная геотектоническая гипотеза В.А.Обручева и мобилизм // Проблемы расширения и пульсаций Земли / Ред. Е.Е. Милановский. М.: Наука, 1984. С. 24–33.
13. *Крукиенк Д., Дегевий Дж., Целлнер Б.* Внешние спутники Юпитера // Спутники Юпитера. В 3-х частях. Ч. 1. Ред. Д. Моррисон. М.: Мир, 1985. С. 147–164.
14. *Макаренко Г.Ф.* Покровные базальты и данные сейсмической томографии // Тихоокеанская геология. 1995. № 3. С. 60–72.
15. *Милановский Е.Е.* Развитие идей о происхождении и истории океанических впадин // Проблемы эволюции тектоносферы. Ред. В.Н. Шолпо. М.: ОИФЗ РАН, 1997. С. 9–23.

16. Морозов Ю.А. Цикличность кинематических инверсий в подвижных поясах в свете лунно-земных связей // Геотектоника. 2004. № 1. С. 21–50.
17. Моррисон Д., Крукиенк Д., Бернс Дж. Сведения о спутниках // Спутники планет. / Ред. Дж. Бернс. М.: Мир, 1980. С. 13–28.
18. Нейман Г. Океанские течения. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 257 с.
19. Нернст В. Мироздание в свете современной науки. П.-д.: Научное книгоиздат-во, 1923. 82 с.
20. Низовцев В.В. Континуальная модель гравитации солнечной системы // Проблемы холодной трансмутации ядер химических элементов. Мат-лы 10-й Рос. конф. Дагомыс, Сочи. 2002. М., 2003. С. 371–379.
21. Низовцев В.В., Бычков В.Л. Структурно-динамические параметры эфирной среды // Проблемы холодной трансмутации ядер химических элементов. Мат-лы 11-й Рос. конф. Дагомыс, Сочи. 2003. М., 2004. С. 325–339.
22. Низовцев В.Л., Бычков В.Л. Вихревая природа геомагнетизма // Настоящий сборник.
23. Низовцев В.В., Панченко О.В. Гидромеханическая модель солнечной системы // Геоинформатика. 2003. № 4. С. 54–58.
24. Николаев А.В. Черты геофизики XXI века // Проблемы геофизики XXI века. В 2 кн. Ред. А.В. Николаев. М.: Наука, 2003. Кн. 1. С. 7–16.
25. Ньютон И. Оптика или трактат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света.. М.–Л.: ГИЗ, 1927. 300 с.
26. Павленкова Н.И. Ротационно-флюидная гипотеза глобальной геотектоники // Эволюция тектонических процессов в истории Земли. Мат-лы XXXVII Тектонического совещания. Новосибирск.: Изд-во СО РАН, 2004. Т.2. С. 66–69.
27. Парийский Н.Н. О нерегулярных изменениях скорости вращения Земли и возможной связи их с деформациями Земли и изменениями силы тяжести // Проблемы расширения и пульсаций Земли / Ред. Е.Е. Милановский. М.: Наука, 1984. С. 84–93.
28. Парийский Н.Н. Избранные труды. М.: ОИФЗ РАН. 2000. 400 с.
29. Поллак Д.Б., Фанейл Ф. Происхождение и эволюция системы спутников Юпитера // Там же. Ч. 3. С. 264–304.
30. Пуцаровский Ю.М. Новые веяния в тектонике // Геотектоника. 1997. № 4. С. 62–68.
31. Пуцаровский Ю.М., Меланхолина Е.Н. Тектоническое развитие Земли. Тихий океан и его обрамление. М.: Наука, 1992. 263 с.
32. Соуорд А.М., Робертс П.Г. Современное состояние теории динамо // Магнитная гидродинамика. 1976. Т. 12. С. 3–51.
33. Хаин В.Е. Геотектоника на новом переломе своего развития // Геотектоника. 1996. № 6. С. 38–42.



34. *Чечельницкий А.М.* Экстремальность, устойчивость, резонансность в астродинамике и космонавтике. М.: Машиностроение, 1980. 355 с.
35. *Чудинов Ю.В.* Геология активных океанических окраин и глобальная тектоника. М.: Недра, 1985. 286 с.
36. *Шолло В.Н.* Размышления о нелинейной геодинамике // Геотектоника. 1996. № 6. С. 29–37.
37. *Янишин А.Л.* Вероятная эволюция геофизических полей в истории Земли // Эволюция геологических процессов в истории Земли. / Ред. Н.П. Лаверов. М.: Наука, 1993. С. 81–88.
38. *Allais M.F.C.* Should the laws of gravitation be reconsidered? // Aero-Space Engineering. 1959. No. 9, pp. 46–52; No. 10, pp. 51 – 55; No. 11, p. 55.
39. *Muller F.J., Means D.* Solar and Galactic Sagnac effects might be hidden in published GPS data of 1985 // Galilean Electrokinematics. 1994. Vol. 5. No. 5. P. 90–97.
40. *Tedesco E.F., Zappalá V.* Rotational properties of asteroids: correlations and selection effects // Icarus. 1980. V. 43. P. 33–50.
41. *Thomson W.* On the vortex atoms // Phil. Mag. Ser. 4. 1867. V. 34. P. 15–24.

**Низовцев Владимир Васильевич.** С.н.с. факультета почвоведения МГУ им. М.В.Ломоносова. К.ф.-м.н., доцент. Область научных интересов: физика планет, астрофизика солнечной системы.

**Кривицкий Владимир Алексеевич.** Доцент кафедры прикладной геофизики Международного университета природы, общества и человека (Дубна), к. г.-м. н. Область научных интересов: геохимическая эволюция Земли, рудогенез.



**ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА ВСЕЛЕННОЙ**А.С. Латкин<sup>1</sup>, Н.А. Шило<sup>2</sup><sup>1</sup> *Научно-исследовательский геотехнологический центр ДВО РАН,  
Петропавловск-Камчатский, Россия*<sup>2</sup> *Президиум РАН, г. Москва*

**Аннотация.** На основании анализа решения математических моделей предлагается расчёт структуры движения межпланетного вещества в планетарной системе и формулируется гипотеза, объясняющая продолжительность существования звёздных систем во Вселенной.

Циркуляционное движение – самое распространённое во Вселенной: фотографии Галактик, звёздных систем, движение воды, обмен газов в биосфере, все обменные и жизненные процессы – вот неполный перечень доказательств этому. Вместе с тем – циркуляционные движения одни из самых загадочных явлений в природе: закрученное движение газового или жидкостного потока создает поле центробежных сил, развитой турбулентной структуры и градиента температур, поток электронов в соленоиде формирует электромагнитное поле и, вполне возможно, что поток фотонов в соленоиде из световода рождает, в свою очередь, какое-то физическое поле.

Однако если явления, связанные с наличием центробежного поля и пульсационного движения, можно довольно точно рассчитать, то для явлений, связанных с температурным разделением, формированием электромагнитных полей, существует только ряд спорных, не вполне обоснованных гипотез – ведь даже образование обычной воронки при истечении жидкости мы не в состоянии не то что рассчитать, но даже внятно объяснить.

Это происходит в результате сложности экспериментального исследования циркуляционных процессов, с одной стороны, и ограниченной возможности вести исследования аналитическими способами – с другой. Имеющиеся исследования циркуляционного движения проводились для зон малых размеров: от технологических вихревых устройств до природных «циклонов» (степень изученности которых несопоставимо ниже вихревых устройств).

Из-за сложности решения уравнений движения (Эйлера, Навье–Стокса и Рейнольдса) в настоящее время имеются аналитические решения для двух видов вращательного движения: 1 – потенциальное вращение симметричного плоского потока; 2 – твердое вращение.

Несмотря на ограниченность применения, эти решения могут дать информацию для качественного анализа циркуляционного движения. В виде примера рассмотрим движение планет в звёздных системах. Так как в настоящее время наиболее изученной является Солнечная система,

возьмём её за образец, то есть будем считать, что у большинства звёздных систем наблюдаются те же закономерности. Все планеты вращаются вокруг Солнца практически в одной плоскости, орбиты вращения близки к круговым, а орбитальные скорости, в зависимости от расстояния от Солнца, подчиняются квазипотенциальному закону из-за малого трения с межпланетной средой. Изложенные факты определяют граничные условия:

$$\frac{\partial}{\partial r} > \frac{\partial}{\partial \varphi} > \frac{\partial}{\partial z}; V_{\varphi} > V_r > V_z, \quad (1)$$

где  $r$  – расстояние от Солнца до точки в плоскости вращения планет и, соответственно, радиальная координата;  $\varphi$  – угловая координата;  $z$  – координата, перпендикулярная плоскости вращения планет;  $V_{\varphi}$ ,  $V_r$ ,  $V_z$  – тангенциальная, радиальная и осевая составляющие вектора скорости движения системы.

Допустим, что такая закономерность характерна не только для движения планетарной Солнечной системы, но и большинства планетарных Звездных систем, поэтому в дальнейшем имеет смысл оперировать понятиями Звезда, планеты, межзвездное и межпланетное вещество, а адекватность рассуждений оценивать имеющимися данными для Солнца и Солнечной системы, так как для Звезд они пока отсутствуют.

Допуская, что концентрация межпланетного вещества невелика по сравнению с массой системы, то трением можно пренебречь и за исходное взять для анализа уравнение Эйлера для стационарного движения, т.к. изменение в системе в течение существования наблюдений не наблюдалось:

$$\rho \frac{dv}{dl} = \frac{\partial P}{\partial l}, \quad (2)$$

где  $\rho$  – средняя плотность вещества;  $v$  – вектор скорости;  $l$  – пространственная координата;  $P$  – давление в системе.

Преобразуем уравнение (2) в трехмерное в цилиндрической системе координат, с учетом граничных условий (1) и получим следующую систему:

$$\begin{aligned} V_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{V_{\varphi}^2}{r} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \\ V_r \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{V_{\varphi} V_r}{r} &= 0 \\ \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{V_r}{r} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Система дифференциальных уравнений (3) имеет аналитическое решение [3]:

$$V_r = C/r; V_\varphi = C_1/r; \Delta P = C_2 - \rho (C^2 - C_1^2) / 2r^2; \quad (4)$$

где  $\Delta P$  – перепад давления;  $C, C_1, C_2$  – постоянные интегрирования.

Анализ полученного решения показывает, что в результате вращения системы имеется градиент давления межпланетного вещества в плоскости вращения планет, а в области Звезды (центра вращения) давление межпланетного вещества ниже среднего давления в пространстве. Таким образом, создается возможность поступления вещества Вселенной, состоящей на 80–90% из водорода, к поверхности Звезды. Учитывая интенсивность тепломассообменных явлений в этой зоне, подводимое вещество может явиться топливом для термоядерных процессов в ходе существования Звездной системы.

Данная гипотеза позволяет объяснить длительное время существования Солнечной системы, так как существование Солнца только за счет термоядерных процессов массы его вещества возможно только 3–4 десятка тысяч лет. А самое главное, решается парадокс, который хорошо известен в астрономии: температура газа в солнечной короне значительно выше температуры поверхности Солнца. С позиций термоядерного процесса в объеме это совершенно непонятно, однако, если термоядерные процессы идут за счет подводимого к звезде водорода из пространства, то все становится объяснимым – термоядерные процессы, связанные с синтезом легких элементов из водорода, идут в короне Солнца (и этот процесс, по всей видимости, характерен для любой Звезды). В результате этого идет интенсивный подвод энергии к поверхности Звезды, что дает возможность при наличии различных продуктов термоядерного синтеза формировать ее структуру за счет синтеза более тяжелых элементов в ее объеме, вплоть до трансурановых, с массами, на много большими известным нам.

Существуют факты прямого подтверждения справедливости данной гипотезы: во-первых, масса вещества, поступающего на звезду, значительна, так как опыт межпланетных полетов показал, что концентрация межпланетного вещества на 3–4 порядка выше, чем считалось ранее; во-вторых, тангенциальная составляющая, полученная в результате решения исходной системы (3), значительно выше реальных скоростей вращения планет, а это можно объяснить только высоким внутренним трением в результате движения вещества в Солнечной системе.

Встаёт вопрос, а следует ли брать к рассмотрению модели, которые дают такую ошибку, в то время когда решения, предложенные Ньютоном для Солнечной системы, имеют полную сходимость с реальным движением планет? Рассмотрим решение Ньютона: из баланса гравитационной силы, действующей между Звездой и Планетой ( $F_{гп} = \gamma m M / R^2$ ), и центробежной силы, удерживающей планету на орбите ( $F_{цб} = m V_\varphi^2 / R$ ), можно определить реальную скорость вращения планеты

$$V_{\varphi} = C_2 / r^{1/2}. \quad (5)$$

Однако уравнение Ньютона на основе баланса гравитационных и центробежных сил движения планет по их орбитам является кинематическим и не в состоянии объяснить причины движения системы. Вместе с тем, необходимо учитывать, что модель на основе решения уравнения Эйлера может дать только основу для качественного анализа, который нам уже показал необходимость учета вязкости, а, следовательно, для качественной оценки динамического взаимодействия системы нам необходимо взять уравнение Навье–Стокса. Для исходных граничных условий оно будет иметь вид:

$$\begin{aligned} V_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{V_{\varphi}^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \mathcal{J}(V_r), \\ V_r \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{V_{\varphi} V_r}{r} &= \nu \left( \frac{\partial^2 V_{\varphi}}{\partial r^2} + \frac{\partial V_{\varphi}}{r \partial r} - \frac{V_{\varphi}}{r^2} \right), \\ \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{V_r}{r} &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости пространства.

Значение скорости движения вещества планетарной системы в радиальном направлении можно получить из решения третьего уравнения системы (6):

$$V_r = C/r_1, \quad (7)$$

где  $r_1$  – текущий радиус в планетарной системе,  $\mathcal{J}$  – гравитационная постоянная;  $m$  и  $M$  – массы планеты и звезды, соответственно;  $R$  – радиус орбиты планеты.

Подставив уравнения (5) и (7) во второе уравнение системы (6), найдем распределение коэффициента кинематической вязкости  $\nu$  межпланетной среды и его изменение по радиусу планетарной системы:

$$\nu = 2C / (2r_1 + 1). \quad (8)$$

Анализ полученного уравнения показывает, что в пространстве около Звезды вязкость межзвездного вещества значительна, а, следовательно, наличие внутреннего трения приведет к изменению закона вращения межзвездного вещества от квазипотенциального  $V_{\varphi} = C/f(r)$  к квазитвердому  $V_{\varphi} = C f(r)$ .

Общий профиль тангенциальной составляющей можно найти на основе простейших рассуждений. Период движения вещества и планет в реальной звездной системе  $T$  можно найти из уравнения:

$$T = \Delta T + r_1 / C_1, \quad (9)$$

где  $r_1 / C_1$  – период вращения системы при потенциальном вращении;  $\Delta T$  – приращение периода вращения из-за сил внутреннего трения.

Учитывая, что угловая скорость вращения – величина, обратная периоду вращения, а линейная – равна произведению угловой скорости на радиус вращения, получим [2]:

$$V_{\varphi} = V_{\varphi\max} C\eta / (1 + \eta^2), \quad (10)$$

где  $V_{\varphi\max}$  – максимальное значение скорости вращения межпланетного вещества в орбитальной системе на радиусе  $R_{\varphi\max}$ ;  $\eta = r_i / R_{\varphi\max}$  – новая переменная величина безразмерного радиуса вращения системы.

Уравнение (10) носит частный характер, так как получено из общих рассуждений, и решение системы (6) на основании введения данной аппроксимации позволит получить структуру движения материи в звёздной системе со строго фиксированными параметрами, носящими только качественный характер, в то время как эксперименты показывают наличие самых разнообразных вихревых структур [2], получение решения для которых можно найти из самого уравнения Навье–Стокса. Градиент давления вязкой несжимаемой жидкости по тангенциальной составляющей для вихревых аппаратов в цилиндрических координатах можно записать в виде:

$$\frac{W_r \partial W_{\varphi}}{\partial \eta} + \frac{W_r W_{\varphi}}{\eta} = -\frac{\partial P}{\partial \varphi} + \nu \left( \frac{\partial^2 W_{\varphi}}{\partial \eta^2} + \frac{\partial W_{\varphi}}{\eta \partial \eta} - \frac{W_{\varphi}}{\eta^2} \right), \quad (11)$$

где  $W_i = V_i / V_{\varphi\max}$  – безразмерное текущее значение составляющей вектора скорости;  $V_i$  – текущее значение составляющей вектора скорости.

Так как в расчетах вращение потока принимается осесимметричным, уравнение можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial W_{\varphi}}{\partial \eta} + \frac{W_{\varphi}}{\eta} = \frac{\nu}{W_r} \left( \frac{\partial^2 W_{\varphi}}{\partial \eta^2} + \frac{\partial W_{\varphi}}{\eta \partial \eta} - \frac{W_{\varphi}}{\eta^2} \right). \quad (12)$$

Отношение  $\nu / W_r$ , согласно экспериментальным данным [2], можно аппроксимировать уравнением  $\nu / W_r = C\eta / (1 - \eta)$ , так как величина  $\nu$  в любой точке вихревой камеры имеет положительное значение, а  $W_r$  меняет свое значение в районе  $\eta \sim 1$ .

Дифференциальное уравнение (12), с учетом аппроксимации  $\nu / W_r$ , имеет два решения:  $W_{\varphi 1} = C / \eta$ ;  $W_{\varphi 2} = C(\eta + 2 - 2/\eta)e^{-\eta}$ . Анализ полученных уравнений показал, что слагаемое  $C\eta e^{-\eta}$  соответствует реальному профилю тангенциальной составляющей вектора скорости закрученного потока. Однако для существующего диапазона вариаций режимно-конструктивных параметров циклонно-вихревых устройств более универсальной является функция типа:

$$V_{\varphi}(\eta) = (\eta e^{1-\eta})^m, \quad (13)$$

где  $m$  – показатель степени, зависящий от характеристик пространства формирования планетной системы.

Решение системы уравнений (6) в виде (1) – (3) после подстановки в них выражения (13) позволяет определить уравнения для радиальной и

для аксиальной составляющих вектора скорости и распределения давления во вращающейся системе [1, 2, 4]:

$$V_r(\eta) = 2\alpha^2(\eta e^{1-\eta})^m \cdot [(1+m-m\eta)^2 - m\eta], \quad (14)$$

$$V_z(\eta) = -\frac{2\alpha^2}{\eta} \zeta(\eta e^{1-\eta})^m [(1+m-m\eta)^3 - 3m\eta(1+m-m\eta) - m\eta] + C, \quad (15)$$

$$\Delta P = \int \frac{(ne^{1-n})^{2k}}{n} dn - \alpha^2 \int \frac{(ne^{1-n})^{2k}}{n} [(1+k^2) - 2kn(1+k) + k^2n^2] dn + c. \quad (16)$$

Наличие вязкости межзвездного вещества позволяет предположить схему существования и развития звезды с планетарной системой (в том числе солнечной).

Движение межзвездного вещества, при наличии вязкости на определенном участке Вселенной, создает вихревые зоны, подобно вихрям около газовых или жидкостных потоков. В результате, создаются условия для поступления межзвездного вещества в центр вихревой зоны, где происходит его накопление под действием гравитационных сил. При достижении массы, выше критической, начинается процесс термоядерного синтеза, возникает звезда, а выброс лишней массы в пространство позволяет формировать планеты и их спутники. Наиболее вероятно, что дальнейшее развитие и существование звездной системы происходит под влиянием двух факторов: наличие движения материи в области, смежной системе, и поступление межзвездного вещества как топлива на поверхность звезды. Основные положения предложенной модели можно взять за основу описания формирования звёздных систем, движение которых зависит от совместного влияния отдельных вихревых структур, формирующих Галактику.

Из проведенного анализа можно сделать следующие выводы. Существующий математический аппарат недостаточен для детального изучения циркуляционных процессов, так как исходные уравнения движения материи в трехмерном пространстве не поддаются аналитическому решению, а численные методы не могут дать детальную информацию для анализа. Вместе с тем, сочетание простейших математических выкладок с существующими экспериментальными исследованиями может послужить основой для формирования корректных гипотез, прокладывающих путь к познанию естественных законов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кутепов А.М., Латкин А.С., Потанов В.В. Движение и массообмен капли жидкости в закрученном потоке геотермальной среды // Теоретические основы химической технологии. М., 2000. Т. 34. № 2. С. 6–14.



2. *Латкин А.С.* Научные и технологические основы повышения эффективности переработки тонкодисперсного сырья на базе вихревых устройств: Дисс. на соискание степени доктора технических наук. Хабаровск, 1995. 387 с.
3. *Шило Н.А., Латкин А.С.* Интерпретация движения планетных систем на основе модели квазипотенциального вращения // Колымские вести. 1999. № 5. С. 10–12.
4. *Латкин А.С.* Вихревая структура звездных планетных систем Вселенной // Вихри в геологических процессах. Петропавловск-Камчатский: КГПУ, 2004. С. 241–245.

**Латкин Александр Сергеевич.** Доктор технических наук, профессор, зам. директора по научной работе Научно-исследовательского геотехнологического центра Дальневосточного Отделения РАН. **Сфера интересов:** процессы и аппараты химической технологии, горного дела, геотехнологии. **Основное достижение** – создание теории вихревых процессов.

**Шило Николай Алексеевич.** Академик, консультант РАН. **Сфера интересов:** формирование россыпных месторождений минерального сырья, вопросы вихревой структуры Вселенной. **Основное достижение** – открытие основных месторождений россыпного золота на Колыме.



**ROTATIONS and MICRO-MOTIONS IN SEISMIC WAVE FIELD:  
from ASYMMETRIC CONTINUUM TO RELATIVITY THEORY**

**ВРАЩЕНИЯ И МИКРОДВИЖЕНИЯ В СЕЙСМИЧЕСКОМ  
ВОЛНОВОМ ПОЛЕ: ОТ АСИММЕТРИЧНОГО КОНТИНУУМА К  
ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ**

Teisseyre Roman

*Institute of Geophysics, Polish Academy of Sciences,  
ul. Księcia Janusza 64, 01-452 Warszawa, Poland  
e-mail: rt@igf.edu.pl*

**Abstract.** The elastic theory with an asymmetric stress field is presented; in this theory the antisymmetric part of stresses plays an equivalent role to the stress moments. Using the Kröner approach, with its self-fields and interaction nuclei, we define the elastic fields as given by a difference between the total and self-fields, where the total fields – stresses, strains and rotations – mean the fields defined as respective derivatives of the displacement motion.

In this way we arrive at the deviations from the classical elasticity and the independent rotation motions – spin and twist, the first being a counterpart to rotation of displacements while the other to oscillations of shear strain.

We develop the theory of the spin and twist motions both forming the elastic rotation field. Our theory is based on the experimental evidence described in many papers discussed here, especially those related to propagation of such motions and their generation in a source zone.

In the last sections we extend our theory for a relativistic case with a transition to the speed light velocity and to the electromagnetic field. We introduce the natural EM potentials presented with the help of the Pauli tensor 2D matrices; in such a way the derived theory appears to be adequately formulated not only to describe the electromagnetic field equations, but also to become an electromagnetic counterpart of the General Relativity.

**Аннотация.** Представлена теория упругости с асимметричным полем напряжений; в теории асимметричная часть напряжений эквивалентна моментам напряжений. С использованием теории Кренера, опирающейся на представления о локальных полях и взаимодействующих ядрах, упругие поля определены как поля, представляющие собой разность между полными полями и локальными полями, где полные поля – поля напряжения, деформации и вращения – определяются как относительные производные смещений.

Таким образом, мы получаем в приближении классической теории упругости и независимых вращательных движений – спиральную (spin) и изгибную (twist) компоненты. Первая является для полных полей

вращательной компонентой, вторая – колебаниями сдвиговой деформации.

Мы развили теорию спиральных и изгибных движений, формирующих упругое ротационное поле. Наша теория основана на экспериментальных данных, описанных в ряде статей, обсуждаемых в работе, специализирующихся на распространении таких движений и их генерации в зоне источника.

В последних разделах мы распространяем нашу теорию на релятивистский случай, переходя к скорости света и электромагнитному полю. Мы вводим естественные электромагнитные потенциалы, представленные с помощью тензоров Паули 2D; в результате теория адекватно описывает не только уравнения электромагнитного поля, но и становится электромагнитным аналогом общей теории относительности.

## Introduction

Classical treatment of the continuum mechanics found its basis in considerations on deformations caused by displacement field, including the moment of momentum and angular deformation counterpart. However, when treating the displacements and rotations appearing in the field relations as the equally and similarly treated independent fields, we will to the theory of asymmetric continuum; our present work relates to our former studies (Teisseyre 2004, 2005) as well as to the recent monograph (Teisseyre 2006).

We shall mention that in the micropolar and micromorphic theories with the infinitely small nuclei (see: Eringen and Suhubi 1964, Eringen 1999) or in other advanced continuum treatments, the spin motions, or angular fields, appear as independent variables; however, in our present treatment we deal with the ideal elastic continuum, or elastic continuum with the defect fields (dislocation and disclination densities), in which there appear, besides the constitutive laws for the symmetric stresses and strains, also the bonds joining the antisymmetric stresses and the rotation motions with a related rigidity modulus.

In the asymmetric continuum, defined as that including both the symmetric stresses and the antisymmetric stresses, the rotational deformations split into the pure rotation and twist motions, the latter relating to shear deformations of the point-nuclei.

The experimental evidence for the spin and twist motions is based on the records of seismic rotation fields obtained with the help of the ring laser or fiber optics interferometers, based on the Sagnac principle, or by the rotation seismographs (see recent monograph on rotation motions: Teisseyre et al. (eds) 2006).

In the present study we confine ourselves to a concise theoretical approach to the asymmetric continuum; we will consider also a case of the degenerated

continuum, defined as that in which only rotation motions (spin and twist) exist while displacement motions are excluded, and its relation to relativity theories.

The twist motions are defined as those related to oscillations of a shear kind. This notion appeared when analyzing the seismic rotation fields. The rotation motions can be measured with the help of the ring laser or fiber optics interferometers or by the rotation seismographs; in the last case a rotation around a given axis can be estimated independently from the records of the rotation seismographs aligned along two perpendicular planes. The obtained results clearly indicate that true spin and twist motions in many cases, especially for the near events, exceed the values of rotation of displacement  $1/2(\partial u_i/\partial x_k - \partial u_k/\partial x_i)$  and that of shear deformations  $1/2(\partial u_i/\partial x_k + \partial u_k/\partial x_i)$ . While for some events of an explosive nature (explosions and some volcanic events) the mentioned «true» spin and twist are not detectable.

The twist deformations present the grain deformations caused by elastic strain; however, when considering the grains as the «rigid» points of continuum, such bend-twist deformation converts to a kind of 3D space curvature (Teisseyre et al. 2005, Teisseyre et al. 2006). To theory of the spin and twist motion we will return further on.

The other important remark is that the influence of rotational processes generated in earthquake sources remains theoretically not attenuated in a homogeneous continuum, as it is for the classical ideal elasticity, and the related waves can propagate to distant sites.

### **Continuum with asymmetric fields**

First let us mention that in the classical elastic continuum with symmetric stresses, the rotations are introduced with the help of the stress moment tensor (related to some arm length). Instead we assume, in our theoretical approach, the existence of asymmetric stresses, strains and rotation fields. The antisymmetric elastic stresses form the system equivalent to stress moments, while the symmetric rotations describe the twist motions being equivalent in classic theory to shear oscillations of the point-grains of a continuum (or equivalent notions appearing in the micromorphic theories) – compare papers by Teisseyre 2001 and Teisseyre and Boratyński 2003, 2006 and Boratyński and Teisseyre 2004, 2006).

Usually, the deviations from ideal elasticity are described by the appropriate elasto-plastic constitutive laws; here, following the Kröner approach (Kröner 1981), we maintain the ideal elastic relation for the stresses and strains, supplemented by constitutive law joining the antisymmetric stresses with rotations, and we introduce the self/inner stresses, strains and rotations as related to the internal nuclei or defects:  $\mathbf{S}^S, \mathbf{E}^S, \omega^S$ .

Therefore we distinguish between the total stresses, strains and rotations,  $\mathbf{S}^T, \mathbf{E}^T, \omega^T = 0$ , as defined by their direct relations to the displacement field, from the asymmetric elastic stresses, strains and rotations  $\mathbf{S}, \mathbf{E}, \omega$ . These elastic fields shall obey the constitutive laws given in the ideal elasticity. However, the asymmetric continuum includes both displacements and rotations; the related balance equations split into the parts related to symmetric and antisymmetric stresses (Teisseyre 2005, 2006); in such a continuum the elastic strains, rotations and stresses can be expressed as differences between total and self-fields (Kröner 1982):

$$E_{ki}^T = u_{(i,k)} \quad , \quad \omega_{ki}^T = u_{[ik]} \quad . \quad (1)$$

The elastic and self deformations, rotations and stresses are, in general, asymmetric; the antisymmetric parts of stresses and strains are mutually compensated and similarly the symmetric parts for elastic and self rotations:

$$E_{[ik]} + E_{[ik]}^S = 0, \quad S_{[ik]} + S_{[ik]}^S = 0 \quad \text{and} \quad \omega_{(ik)} + \omega_{(ik)}^S = 0 \quad . \quad (2)$$

However, referring to our earlier papers, we assume that the self-parts of the antisymmetric part of strain and rotation are put as equal to each other:

$$E_{[ik]}^S = \omega_{[ik]}^S \quad . \quad (3)$$

The self rotation tensor may be related to the spin motion  $\omega_{[s]}$  and to the mentioned above twist motion  $\omega_{(s)}$ :

$$\omega_{[ki]} = \epsilon_{kis} (\omega_{[s]} + \mathbf{i}\omega_{(s)}) \quad . \quad (4)$$

We can recognise a similarity of this relation to the definition of the electromagnetic tensor composed from the magnetic and electric vectors. However, to a proper definition of the twist motion we will return further on.

The elastic fields,  $\mathbf{S}, \mathbf{E}$ , and  $\omega$  represent the physical fields, while the total fields,  $\mathbf{S}^T, \mathbf{E}^T$  and  $\omega^T$  relate, according to the compatibility condition, to the displacement motions  $\mathbf{u}$ ; the self-fields relate to the internal nuclei, defect densities and continuum structure.

First, we refer to the definitions of the twist-bend tensor; first after Kossecka and DeWitt (1977) is related to gradient of the rotation vector (vanishing of both the Frank vector and the disclination density):

$$\bar{\chi}_{mq}^T = \frac{\partial \omega_q^T}{\partial x_m} = \frac{1}{2} \epsilon_{nsq} \frac{\partial \omega_{ns}^T}{\partial x_m} \quad (5)$$

and that after Teisseyre (2001), and Teisseyre and Boratyński (2002):

$$\chi_{mq}^T = \varepsilon_{ksq} \frac{\partial \omega_{mk}^T}{\partial x_s}, \quad \chi_{mq}^S = \varepsilon_{ksq} \frac{\partial \omega_{mk}^S}{\partial x_s}. \quad (6)$$

These two definitions can describe different types of rotation nuclei; Kossecka and DeWitt's definition directly leads to the pure rotation nuclei, while the other definition describes nuclei which can undergo the rotation and twist vibrations and includes the Frank vector and the disclination density. The total fields related to these two definitions coincide (apart of the sign)  $\overline{\chi}_{mq}^T = -\chi_{mq}^T$  and we could combine them (Teisseyre and Boratyński 2002);

however, we will relate further on to the definition (6).

We introduce Shimbo's (1975 and 1995) constitutive law for antisymmetric stresses and rotation

$$\omega_{[mn]}^S = E_{[mn]}^S = -E_{[mn]} = -\frac{1}{2\mu^*} S_{[ik]}, \quad (7)$$

where the constant  $\mu^*$  represents the rotation rigidity modulus: rotation related bonds (inner friction).

We put also a similar relation for symmetric stresses; see further on in the part related to motion equations:

$$\omega_{(mn)}^S = -\omega_{(mn)} = E_{(mn)}^S = -E_{(mn)}, \quad (8)$$

arriving at

$$\omega_{mn}^S = E_{mn}^S, \quad \text{and} \quad \omega_{mn}^S = E_{mn}^S = \frac{1}{2\mu^*} S_{mn}. \quad (9)$$

Antisymmetric stresses relate to an internal rotation motion; these stresses become important in zones with higher dislocation densities, under high stresses or in zones where microfracturings nucleate; in such zones we can expect the presence of rotation nuclei.

These considerations, related to defects – dislocation and disclination densities – and to rotation nuclei, contain some partial results presented by Kossecka and DeWitt (1977), Teisseyre (2002), Teisseyre and Boratyński (2002, 2003); however, some necessary modifications are introduced.

Following Kossecka and De Witt (1977), we write, with the help of the twist-bend tensor (6), for a total disclosure and twist along a closed circuit (the Burgers vector and the Frank vector):

$$B_l = \oint [E_{(kl)} - \varepsilon_{lqr} \chi_{kq}^S x_r] dl_k, \quad \Omega_q = \oint \chi_{kq}^S dl_k = \iint \theta_{pq} ds_p, \quad (10)$$

and the dislocation,  $\alpha$ , and disclination densities,  $\theta$ , become (see: Kleman 1980 and DeWitt 1971):

$$\alpha_{pl} = -\varepsilon_{pmk} \left( \frac{\partial E_{(kl)}^S}{\partial x_m} + \varepsilon_{klq} \chi_{mq}^S \right), \quad \theta_{pq} = -\varepsilon_{pmk} \frac{\partial \chi_{kq}^S}{\partial x_m}, \quad (11)$$

From the definitions of the twist-bend tensor (6) it follows that

$\chi_{mq}^S = \varepsilon_{ksq} \frac{\partial \omega_{mk}^S}{\partial x_s}$  and we obtain:

$$\alpha_{pl} = -\varepsilon_{pmk} \frac{\partial E_{(kl)}^S}{\partial x_m} - \delta_{pl} \varepsilon_{kmq} \frac{\partial \omega_{ks}^S}{\partial x_m} - \varepsilon_{pmk} \frac{\partial \omega_{lk}^S}{\partial x_m}, \quad \theta_{pq} = \varepsilon_{pmk} \varepsilon_{qns} \frac{\partial^2 \omega_{ks}^S}{\partial x_m \partial x_n} \quad (12)$$

and

$$\frac{\partial \alpha_{pl}}{\partial x_p} + \varepsilon_{lpq} \theta_{pq} = 0, \quad \frac{\partial \theta_{pq}}{\partial x_p} = 0, \quad \frac{\partial \alpha_{pl}}{\partial x_p} + \frac{\partial \chi_{qq}^S}{\partial x_l} - \frac{\partial \chi_{lp}^S}{\partial x_p} = 0.$$

In the former papers by Kossecka and DeWitt (1977) and Teisseyre (2001), the dislocation current has been defined as the related deviation between the total plastic distortion and total plastic flow, it becomes more convenient to use the modified definition (Teisseyre 2002):

– for the dislocation current (Teisseyre 2002)

$$J_{kl} = -\frac{\partial \nu_l^S}{\partial x_k} + \dot{E}_{(kl)}^S + \dot{\omega}_{(kl)}^S, \quad (13)$$

– for the disclination current

$$Y_{kq} = \varepsilon_{snq} \frac{\partial \dot{\omega}_{ks}^S}{\partial x_n} + \varepsilon_{qns} \frac{\partial \dot{\omega}_{(sk)}^S}{\partial x_n} = -\varepsilon_{nsq} \frac{\partial \dot{\omega}_{[ks]}^S}{\partial x_n}. \quad (14)$$

The self-spin motions  $\dot{\omega}_{(sk)}^S$  are the sources of disclinations and contribute to dislocation fields; there follow the conservation laws:

$$\dot{\alpha}_{pl} + \varepsilon_{pmk} \frac{\partial J_{kl}}{\partial x_m} + \varepsilon_{pmk} \varepsilon_{klq} Y_{mq} = 0, \quad \theta_{pq} + \varepsilon_{pmk} \frac{\partial Y_{kq}}{\partial x_m} - \varepsilon_{pmk} \varepsilon_{qns} \frac{\partial^2 \dot{\omega}_{(ks)}^S}{\partial x_m \partial x_n} = 0$$

On the other hand, a dislocation current according to Teodosiu (1970) is expressed by the formula:

$$J_{pk} = -\varepsilon_{qmk} \alpha_{qp} \nu_m \quad (15)$$

where  $\nu$  is the dislocation velocity.

Constitutive law joining dislocation velocity with stresses was given by Mataga et al. (1987):

$$V_m = \varepsilon_{snq} \frac{\alpha_{kl}}{|\alpha_{kl}|} \frac{S_{ql} - R_{ql}}{\sqrt{(S - R) + R^2}} \quad (16)$$



where  $S$  are the stresses;  $R$  is the resistance stress;  $cB = bR$ ;  $B$  is the drag coefficient;  $b$  is the Burgers vector of dislocation;  $v_j$  and  $V_j = v_j/v_0$  are, respectively, the dislocation velocity and relative dislocation velocity with respect to the shear wave velocity  $v_0$ .

### Dislocation – asymmetric stress relation

For the incompatibility tensors with their symmetric and antisymmetric parts we obtain:

$$I_{ij} = -\varepsilon_{ikm}\varepsilon_{jtn} \frac{\partial^2 E_{(mn)}}{\partial x_k \partial x_t} - \varepsilon_{ikm}\varepsilon_{jtn} \frac{\partial^2 E_{[mn]}}{\partial x_k \partial x_t} \quad (17)$$

and we can arrive at (Teisseyre 2005):

With equations (6) and (11) we obtain an equivalent form:

$$I_{pq} = - \left( \varepsilon_{pmk} \frac{\partial(\alpha_{qk} - \chi_{kq}^S)}{\partial x_m} \right)_{(pq)} - \left[ \varepsilon_{pmk} \frac{\partial \chi_{kq}^S}{\partial x_m} \right]_{[pq]} \quad (18)$$

The above two forms of the incompatibility tensor, (17) and (18), can be used to derive the relation between the dislocation density and the asymmetric stresses. To this end we write the incompatibility tensor for the asymmetric field, in analogy to eq. (17), with the help of the classical relation for symmetric stresses and the additional relation for the antisymmetric ones (7); we get:

$$I_{pq} = -\varepsilon_{pmk}\varepsilon_{qnl} \frac{\partial^2 E_{kl}}{\partial x_m \partial x_n} = -\frac{1}{2\mu} \varepsilon_{pmk} \frac{\partial}{\partial x_m} \varepsilon_{qnl} \frac{\partial \left( S_{(kl)} + \frac{\mu}{\mu^*} S_{[kl]} - \frac{\lambda}{(3\lambda+2\mu)} \delta_{kl} S_{ii} \right)}{\partial x_n} \quad (19)$$

Comparing (18) and (19) we arrive at the relation

$$\delta_{ip} \frac{1}{\mu} \varepsilon_{qnl} \frac{\partial \left( S_{(kl)} + \frac{\mu}{\mu^*} S_{[kl]} - \frac{\lambda}{(3\lambda+2\mu)} \delta_{kl} S_{ii} \right)}{\partial x_n} =$$

$$\delta_{ip} (\alpha_{qk} - \chi_{kq}^S) + \delta_{ip} \chi_{kq}^S + \delta_{iq} (\alpha_{pk} - \chi_{kp}^S) - \delta_{iq} \chi_{kp}^S + \frac{\partial}{\partial x_k} \Psi_i$$

and further

$$\delta_{ip} \frac{1}{\mu} \varepsilon_{qnl} \frac{\partial \left( S_{(kl)} + \frac{\mu}{\mu^*} S_{[kl]} - \frac{\lambda}{(3\lambda+2\mu)} \delta_{kl} S_{ii} \right)}{\partial x_n} = \quad (20)$$

$$\delta_{ip} (\alpha_{qk} - \chi_{kq}^S) + \delta_{ip} \chi_{kq}^S + \delta_{iq} (\alpha_{pk} - \chi_{kp}^S) - \delta_{iq} \chi_{kp}^S + \frac{\partial}{\partial x_k} \Psi_{ipq}$$

where got rid of rotation operator and arrive at the following free indexes:  $i, p, k$  and  $q$ ; this is valid with an accuracy to the gradient of some function, which has no importance for the case of equilibrium when the stresses can be expressed by the rotation operator from the Airy stress function (see: Kröner 1981). For the state of equilibrium we derive from these two relations the dislocation-stress relations for screw and edge dislocation densities (Teisseyre 2001, 2005; in the former papers some errors have arisen due to fact that the antisymmetric part of stresses has not been taken into account).

In a particular case for  $i$  equal to  $q$  but not to  $p$  we obtain

$$\alpha_{pk} = 2\chi_{kp}^S \quad (21)$$

and then for  $i$  equal to  $p$  but not equal to  $q$  we get

$$\frac{1}{\mu} \varepsilon_{qnl} \frac{\partial \left( S_{(kl)} + \frac{\mu}{\mu^*} S_{[kl]} - \frac{\lambda}{(3\lambda+2\mu)} \delta_{kl} S_{ii} \right)}{\partial x_n} = \alpha_{qk} \quad (22)$$

For the state of equilibrium we derive, thus, the relation between stresses and the densities of screw and edge dislocations:

$$\alpha_{sk} = \frac{1}{\mu} \varepsilon_{snl} \frac{\partial \left( S_{(kl)} + \frac{\mu}{\mu^*} S_{[kl]} \right)}{\partial x_n} ; \quad s = k \quad (22a)$$

$$\alpha_{sk} = \frac{1}{2\mu} \varepsilon_{snl} \frac{\partial \left( S_{(kl)} + \frac{\mu}{\mu^*} S_{[kl]} - \frac{\lambda}{(3\lambda+2\mu)} \delta_{kl} S_{ii} \right)}{\partial x_n} ; \quad s \neq k. \quad (22b)$$

### Symmetric stresses: motion equations

In the classical equilibrium equation and using the Kröner approach (Kröner 1981) we obtain motion equation for the elastic symmetric stresses

$$\frac{\partial}{\partial x_k} S_{(kl)} = \rho \frac{\partial}{\partial t} v_l + F_l, \quad \frac{\partial}{\partial t} v_l = \frac{\partial}{\partial t} v_l^T - \frac{\partial}{\partial t} v_l^S \quad (23)$$

and we can replace the elastic acceleration by a difference between the total and self accelerations (Kossecka and DeWitt 1977); a plastic velocity  $v^S$  is related to the dislocation flow (13) and the total velocity to the time derivatives of displacement field. Taking the space derivative of this relation and using relations (1-3) we get

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_s} S_{(lk)} \right)_{(ls)} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_{(ls)}^T + \rho \frac{\partial}{\partial t} J_{(sl)} - \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_{(ls)}^S - \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \omega_{(ls)}^S + \left( \frac{\partial}{\partial x_s} F_l \right)_{(ls)} \quad (24)$$

arriving at the expression for the propagation and diffusion terms.

These equations can be expressed by displacement motion and rotations; we shall underline that elastic rotation - twist  $\omega_{(sl)}$  - remains as independent field and shall be subject to a separate equation for twist motion. Indeed, when introducing the displacement field (eq. 1) as related to the total fields, we would get two equations; one related to total fields (depending on a displacement field) and the other related to twist field  $\omega_{(ls)}$  (a symmetric part of elastic rotation – see eqs.(1) and (3)); for the total fields we write

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_s} S_{(lk)}^T \right)_{(ls)} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_{(ls)}^T + \left( \frac{\partial}{\partial x_s} G_l \right)_{(ls)} \quad (25)$$

where we have divided the sum  $\rho \frac{\partial}{\partial t} J_{(sl)} + \left( \frac{\partial}{\partial x_s} F_l \right)_{(ls)}$  into displacement

related forces  $\left( \frac{\partial}{\partial x_s} G_l \right)_{(ls)}$  and that related to the twist field  $2\Omega_{(ls)}$ .

For the twist field there remains the equation:

$$\mu^* \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_k} \omega_{(ls)} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \omega_{(ls)} + \Omega_{(ls)} \quad (26)$$

where we have used the relation (8) and we introduced the generalized Shimbo's law (7) for symmetric self-rotations

$$-\omega_{(mn)} = \omega_{(mn)}^S = \frac{1}{2\mu^*} S_{(ik)}^S \quad (27)$$

where we shall also note the following equivalence:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_s} \omega_{(lk)} \right)_{(ls)} = \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_k} \omega_{(ls)}$$

### Antisymmetric stresses: motion equations

In our continuity approach we use the antisymmetric stresses  $S_{[mi]}$ , instead of stress moments. Antisymmetric stresses relate to an internal rotation motion; these stresses become important in materials with higher dislocation densities or under high stresses or in zones where microfracturings nucleate; in such zones we can expect the presence of rotation nuclei. The related balance law expresses, on the one hand, the rotation of force acting on a body element due to the antisymmetric stresses (rotational moment of forces per infinitesimal arm length corresponding to stress moments), and, on the other hand, the balancing

term, the acceleration related to angular momentum (Teisseyre and Boratyński 2003):

$$\varepsilon_{lki} \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_n} S_{[ni]} = \rho \varepsilon_{lki} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \omega_{[ki]} + \varepsilon_{lki} \rho K_{[ki]}, \quad (28)$$

where we introduce also the body couples  $K_{[ki]}$  or body moment  $K_{[l]} = \varepsilon_{lki} \rho K_{[ki]}$ .

With the constitutive law (7) we obtain

$$\mu^* \frac{\partial^2}{\partial x_n \partial x_n} \omega_{[l]} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \omega_{[l]} + \rho K_{[l]}, \quad (29)$$

where the left sides of these forms present the basic expression for the resulting stress moment divergence in the continuum with asymmetric rotation nuclei:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} M_{lk} = \varepsilon_{lki} \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_n} S_{[ni]} = \varepsilon_{lki} \frac{\partial}{\partial x_n} \frac{\partial}{\partial x_n} S_{[ki]}, \quad M_{lk} = \varepsilon_{lki} \frac{\partial}{\partial x_n} S_{[ki]}, \quad (29')$$

or defining the angular moment  $\Xi_i$ , we obtain :

$$\frac{\partial}{\partial x_k} M_{ik} = 2\mu^* \Xi_i, \quad \Xi_i = \varepsilon_{iks} \frac{\partial}{\partial x_n} \frac{\partial}{\partial x_s} \omega_{[kn]}. \quad (30)$$

Note that instead of expression  $M_l = \varepsilon_{lki} \frac{\partial}{\partial x_n} S_{[ni]} \lambda_k$  for stress moment we have in our continuum an expression without a moment arm  $\lambda_k$ .

Further, using the relations (eqs. 1–3) between the total, elastic, and self fields ( $\omega_{[ki]}^T = (\partial u_i / \partial x_k)_{[ki]} = \omega_{[ki]} + \omega_{[ki]}^S$ ) we obtain equivalently to (29):

$$\mu^* \frac{\partial^2}{\partial x_n \partial x_n} \omega_{[ki]} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)_{[ki]} - \omega_{[ki]}^S \right) + \rho K_{[ki]} \quad (31)$$

### Correspondence with the micropolar theory

In the micropolar/micromorphic theories, the motion equation for a stress moment may be written in the isotropic case as

$$\Lambda_{psl,p} + S_{[sl]} + \rho L_{[sl]} = \rho N \frac{\partial^2}{\partial t^2} \omega_{[sl]}, \quad \Lambda_{psl} = NS_{[sl],p} = 2\mu^* N \omega_{[sl],p} \quad (32)$$

or

$$\mu^* N \frac{\partial^2}{\partial x_p \partial x_p} \omega_{[sl]} + S_{[sl]} + \rho L_{[sl]} = \rho N \frac{\partial^2}{\partial t^2} \omega_{[sl]}, \quad (33)$$

where  $N$  is proportional to a square of a characteristic length  $l$ .

We could compare this relation with (30). However, we shall remember that some differences exist in the definitions used in the micromorphic theory and the presented approach, e.g. relating to the body couples and antisymmetric stresses. Nevertheless, we obtain from such a comparison, especially, when passing to a continuum  $l \rightarrow 0$ , that an antisymmetric stress field has its source in the body couples:

$$S_{[sl]} + \rho L_{[sl]} = -N \rho K_{[sl]}. \quad (34)$$

Hence, we could state that the antisymmetric stresses relate to rotational deformation and form the internal rotation moments, as e.g., those appearing in an earthquake focus zone.

A density of strain energy for the case of asymmetric fields may be expressed as

$$E = \frac{1}{2} S_{ik} E_{ik} = \frac{1}{2} (S_{ik}^T - S_{ik}^S) (E_{ik}^T - E_{ik}^S) \quad (35)$$

where the pure spin and twist energy densities are

$$E_{SPIN} = 2\mu^* \omega_{[s]} \omega_{[s]} \quad , \quad E_{TWIST} = 2\mu^* \omega_{(s)} \omega_{(s)} \quad (36)$$

### Degenerated continuum mechanics

Here, we consider the degenerated mechanics in which the displacement motions are neglected and only the spin and twist motions exist as independent elastic fields (Teisseyre 2004, 2005; Teisseyre and Bialecki 2005). In an elastic continuum, the bonds related to rotational deformations could be considered as being weaker than those related to elastic rigidity moduli.

When considering a case in which only rotation motions – the spin and twist – are taken into account, that is when we neglect the displacement motions, we arrive at situation in which the total rotation vanish; we can write

$$\omega_{ki}^T = \omega_{ki} + \omega_{ki}^S = 0, \quad \omega_{ki} = - \omega_{ki}^S \quad (37)$$

The elastic rotation tensor splits in the antisymmetric,  $\omega_{[ki]}$ , and the symmetric,  $\omega_{(ki)}$ , tensors:

$$\omega_{ki} = \omega_{[ki]} + \omega_{(ki)} \quad , \quad \text{Tr}(\omega_{ki}) = \text{Tr}(\omega_{(ki)}) = 0 \quad (38)$$

where we assume that the related trace must vanish.

In any reference system, we can present such the symmetric tensor in the following way:

$$\omega_{(ki)} = \begin{bmatrix} \epsilon_{1qm} W_{m,1q} & \varpi_{(3)} & \varpi_{(2)} \\ \varpi_{(3)} & \epsilon_{2qm} W_{m,2q} & \varpi_{(1)} \\ \varpi_{(2)} & \varpi_{(1)} & \epsilon_{3qm} W_{m,3q} \end{bmatrix} = |\epsilon_{kjq}| \varpi_{(q)} + \delta_{ki} \epsilon_{iqm} W_{m,qK} \quad (39)$$

where the repeating indexes marked as  $k$  and  $K$  in the last term remain free (no summation over  $k$  and  $K$ ).

The presented form defines a new vector field  $W_m$  and assures vanishing of the trace:

$$\omega_{(kK)} = \epsilon_{kqm} W_{m,qK}, \quad \omega_{(kk)} = \epsilon_{kqm} W_{m,qk} = 0,$$

where again the repeating indexes marked as  $k$  and  $K$ , in the first expression remain free. Basing on this form of the considered symmetric tensor (39), we define the additional antisymmetric tensor:

$$\varpi_{[km]} = \epsilon_{kmq} \varpi_{(q)} + \epsilon_{kmq} W_{q,MK} \quad (40)$$

where the repeating indexes marked as  $k$ ,  $m$  and  $K$ ,  $M$  remain free and, in contrast to (39), the equivalent  $W_q$  contributions to this antisymmetric tensor appear at the off diagonal terms.

Referring to the definitions (38) and (40) we define the complex antisymmetric tensor  $\bar{\omega}_{[ki]}$ :

$$\bar{\omega}_{[ki]} = \omega_{[ki]} + i \varpi_{[ki]} = \epsilon_{kis} \omega_{[s]} + i \epsilon_{kis} \omega_{(s)} \quad (41)$$

with the related definition of the twist motion,  $\omega_{(q)}$ , invariant in any system:

$$\varpi_{[ki]} = \epsilon_{kjq} \omega_{(q)} = \epsilon_{kmq} \varpi_{(q)} + \epsilon_{kmq} W_{q,MK} \quad \text{and} \quad \omega_{(q),q} = 4\pi\epsilon. \quad (41')$$

We shall mention that, the twist motions so defined, are related to the shear oscillations of some elements of continuum would; in the extreme case and for the basic – point-like – continuum elements, these motions appear as related to the oscillations of angular and axial motions. In direction of the instantaneous «compression» axis we would have motion contracting an element to a point, while in the perpendicular «tensional» directions we would have its extension to the string or membrane forms.

For this complex rotation tensor (41) we can use two complementary forms for the balance relationship. First, using the generalized expression for the angular moment, we can arrive to the balance law comparing a volume integral

of the angular moments with an outflow (we introduce also the external moments):

$$\epsilon_{ipk} \iiint \frac{\partial^2}{\partial x_s \partial x_p} \bar{\omega}_{[sk]} dV = \frac{\epsilon_{siq}}{2} \iiint \left( \frac{\partial}{i\nu \partial t} \omega_q - \frac{4\pi}{\nu} J_q \right) ds_s, \quad J_{sk} = \epsilon_{skq} J_q, \quad (42)$$

where  $\bar{\omega}_{sk} = \epsilon_{skq} \omega_q$ .

The other form of the equivalent conservation law can be based on a surface

$$\oint \bar{\omega}_{[iq]} dl_q = \epsilon_{spk} \iint \frac{\partial}{\partial x_p} \bar{\omega}_{[ik]} ds_s = \frac{\epsilon_{isq}}{2} \iint \left( \frac{\partial}{i\nu \partial t} \omega_q - \frac{4\pi}{\nu} J_{si} \right) ds_s. \quad (43)$$

Both the expressions lead us to the equations of motion for the spin and twist.

The related complex equations become

$$\epsilon_{msi} \frac{\partial}{\partial x_s} \omega_i = \frac{\partial}{i\nu \partial t} \omega_m - \frac{4\pi}{\nu} J_m; \quad \epsilon_{isk} \bar{\omega}_{[sk]} = \omega_i = \omega_{[i]} + i\omega_{(i)}$$

or splitting the complex vector  $\omega_i$  into the real and imaginary parts

$$\epsilon_{msi} \frac{\partial}{\partial x_s} \omega_{[i]} - \frac{\partial}{\nu \partial t} \omega_{(m)} = -\frac{4\pi}{\nu} J_m, \quad \epsilon_{msi} \frac{\partial}{\partial x_s} \omega_{(i)} + \frac{\partial}{\nu \partial t} \omega_{[m]} = 0, \quad (44)$$

where  $x_4 = i\nu t$ .

For  $\nu \rightarrow c$  we arrive at the EM field equations.

Of course for the 4D form of  $\bar{\omega}_{\alpha\beta}$

$$\bar{\omega}_{[\alpha\beta]} = \begin{bmatrix} 0 & \omega_{[3]} + i\omega_{(3)} & -\omega_{[2]} - i\omega_{(2)} & -i\omega_{[1]} + \omega_{(1)} \\ -\omega_{[3]} - i\omega_{(3)} & 0 & \omega_{[1]} + i\omega_{(1)} & -i\omega_{[2]} + \omega_{(2)} \\ \omega_{[2]} + i\omega_{(2)} & -\omega_{[1]} - i\omega_{(1)} & 0 & -i\omega_{[3]} + \omega_{(3)} \\ i\omega_{[1]} - \omega_{(1)} & i\omega_{[2]} - \omega_{(2)} & i\omega_{[3]} - \omega_{(3)} & 0 \end{bmatrix},$$

the related equations (44) take the form

$$\frac{\partial}{\partial x_\beta} \bar{\omega}_{[\alpha\beta]} = -\frac{4\pi}{\nu} J_{\alpha\beta}.$$

Further, we get

$$\Delta \omega_{[n]} - \frac{1}{V^2} \ddot{\omega}_{[n]} = \frac{4\pi}{V} \epsilon_{npk} \frac{\partial}{\partial x_p} J_k, \quad \Delta \omega_{(n)} - \frac{1}{V^2} \ddot{\omega}_{(n)} = 4\pi \frac{\partial}{\partial x_n} \epsilon - \frac{4\pi}{V^2} j_n \quad (45)$$

We shall underline an important property of the derived spin and twist equations (44, 45): these equations become equivalent to the electromagnetic equations for

$$\omega_{[n]} \rightarrow B_n \text{ and } \omega_{(n)} \rightarrow E_n \text{ at } V \rightarrow c \quad (46)$$

### Natural EM potentials

We consider further on the electromagnetic fields; however, we shall recognize that the results obtained, further on, might be also valid for the spin and twist fields for  $V < c$ .

Instead of the 4-vector potential  $A_\mu = \{A_k, A_4\}$ , we introduce a new definition of the EM natural 3D vector potential  $\tilde{A}_s$  and the additional  $\{\hat{A}_s, \hat{A}_4\}$  (Teisseyre and Bialecki 2005) and the related conditions:

$$B_{[k]} = \varepsilon_{kbs} \frac{\partial}{\partial x_b} \tilde{A}_s \text{ and } E_{(k)} = \varepsilon_{kbs} \frac{\partial}{\partial x_b} \hat{A}_s - \frac{\partial}{\partial x_k} \hat{A}_4 ; \frac{\partial}{\partial x_s} \tilde{A}_s = 0, \frac{\partial}{\partial x_s} \hat{A}_s = 0 \quad (47)$$

$$4\pi J_k = \varepsilon_{kbs} \frac{\partial}{\partial x_b} \psi_s + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_k} \hat{A}_4 ; \Delta \hat{A}_4 = -4\pi\rho, \quad (48)$$

where we have also introduced the current potentials  $\psi_s$  and we put additionally

$$\psi_{s,s} = 0, \quad 4\pi\varepsilon_{ndk} \frac{\partial}{\partial x_d} J_k = \Delta \psi_n \quad (49)$$

All together we have introduced the 10 potentials,  $\tilde{A}_s, \hat{A}_s, \hat{A}_4, \psi_s$ , with the 4 conditions. It is easy to find that our equations will be fulfilled when these potentials obey

$$\varepsilon_{kbs} \tilde{A}_{,b}^s - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \hat{A}_k = \frac{1}{c} \psi_k, \quad \hat{A}_{,b}^b = 0; \quad \varepsilon_{kbs} \hat{A}_{,b}^s + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{A}_k = 0, \quad \tilde{A}_{,b}^b = 0 \quad (50)$$

The complex antisymmetric tensor for potentials  $A_{\alpha\beta} = \tilde{A}_{\alpha\beta} + i\hat{A}_{\alpha\beta}$  is constructed as

$$A_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} 0 & \bar{A}^3 & -\bar{A}^2 & -\bar{A}_1 \\ -\bar{A}^3 & 0 & \bar{A}^1 & -\bar{A}_2 \\ \bar{A}^2 & -\bar{A}^1 & 0 & -\bar{A}_3 \\ \bar{A}_1 & \bar{A}_2 & \bar{A}_3 & 0 \end{bmatrix}, \quad \bar{A}_k = \tilde{A}_k + i\hat{A}_k \quad (51)$$

with the related equations

$$A_{\alpha\beta|\beta} = \frac{1}{c} \psi_\alpha, \quad \psi_\alpha = \{\psi_k, 0\} \quad (52)$$



we have

$$\square \tilde{A}_n = \tilde{J}_n, \quad \hat{A}_{,b}^b = 0; \quad \square \hat{A}_n = \hat{J}_n, \quad \tilde{A}_{,b}^b = 0 \quad (53)$$

where

$$\tilde{J}_n = -\frac{1}{c} \varepsilon_{ndk} \psi_{k,d}; \quad \hat{J}_k = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \psi_k \quad (53')$$

Finally, we obtain

$$\square A_{\alpha\beta} = J_{\alpha\beta}; \quad J_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} 0 & \bar{J}^3 & -\bar{J}^2 & -\bar{J}_1 \\ -\bar{J}^3 & 0 & \bar{J}^1 & -\bar{J}_2 \\ \bar{J}^2 & -\bar{J}^1 & 0 & -\bar{J}_3 \\ \bar{J}_1 & \bar{J}_2 & \bar{J}_3 & 0 \end{bmatrix}; \quad \bar{J}_n = \tilde{J}_n + i \hat{J}_n \quad (54)$$

### Natural potentials: transition to 2D forms

The number of the introduced potentials:  $\tilde{A}_k, \hat{A}_k, \hat{A}_4$  and  $\psi_s$  is enough to reduce them to the 2D form: we introduce the natural symmetric 2D potentials  $N_S = \tilde{N}_S + i \hat{N}_S$  ( $S=1,2$ ) and  $\hat{N}_4$  and  $\eta_s$  for the EM fields

$$B_{[k]} = \varepsilon_{kbs} \tilde{N}_{S,b}, \quad E_{(k)} = \varepsilon_{kbs} \hat{N}_{S,b} - \frac{\partial}{\partial x_k} \hat{N}_4, \quad N_{S,S} = 0, \quad N_S = \tilde{N}_S + i \hat{N}_S \quad (55)$$

$$4\pi J_k = \varepsilon_{kbs} \frac{\partial}{\partial x_b} \eta_s + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_k} \hat{N}_4; \quad \Delta \hat{N}_4 = -4\pi\rho \quad (56)$$

introducing the conditions

$$4\pi \varepsilon_{Ndk} J_{k,d} = -\varepsilon_{ndk} \varepsilon_{kbs} \eta_{S,bd} = \Delta \eta_N, \quad \eta_{S,S} = 0, \quad \varepsilon_{3bs} \frac{\partial}{\partial x_b} \eta_s = \eta_{2,1} - \eta_{1,2} = 0. \quad (56')$$

Hence, with the definitions (55) we obtain

$$\bar{\nabla} N_S = 0; \quad \text{where} \quad \bar{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x_1^2} + \frac{\partial}{\partial x_2^2}. \quad (57)$$

All together we have introduced 7 potentials  $\tilde{N}_S, \hat{N}_S, \hat{N}_4$  and  $\eta_s$  with 4 conditions. It is easy to find that our equations will be fulfilled when these potentials obey

$$\varepsilon_{K3S} \tilde{N}_{S,3} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \hat{N}_K = \frac{1}{c} \eta_K, \quad \varepsilon_{K3S} \hat{N}_{S,3} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{N}_K = 0 \quad (58)$$

and hence for complex potentials we obtain

$$N_{N,33} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} N_N = Y_N \quad \text{or} \quad \square N_N = Y_N, \quad (59)$$

where  $\square = \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$  and where we define the 2D current field  $Y_N = \tilde{Y}_N + i\hat{Y}_N$  as follows

$$-\frac{1}{c} \varepsilon_{K3S} \frac{\partial}{\partial x_3} \eta_S = \tilde{Y}_K, \quad \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \eta_N = \hat{Y}_N; \quad Y_N = \tilde{Y}_N + i\hat{Y}_N \quad (60)$$

Instead, for the complex antisymmetric tensor for potentials  $A_{\alpha\beta}$  (51), we might have, the  $N_{\alpha\beta}^0$  in the 4D form:

$$N_{\alpha\beta}^0 = \tilde{N}_{\alpha\beta} + i\hat{N}_{\alpha\beta}; \quad N_S = \tilde{N}_S + i\hat{N}_S; \quad Y_N = \tilde{Y}_N + i\hat{Y}_N \quad (61)$$

$$N_{\alpha\beta}^0 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -N_2 & -N_1 \\ 0 & 0 & -N_1 & N_2 \\ N_2 & -N_1 & 0 & 0 \\ -N_1 & -N_2 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad Y_{\alpha\beta}^0 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -Y_2 & -Y_1 \\ 0 & 0 & -Y_1 & Y_2 \\ Y_2 & -Y_1 & 0 & 0 \\ -Y_1 & -Y_2 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (62)$$

where

$$\square N_{\alpha\beta}^0 = Y_{\alpha\beta}^0 \quad (62')$$

and where we have reversed the signs in the 2-nd and 4-th rows in comparison to (51).

We define two systems of the independent coordinates related to the 2D forms:

- the dynamic coordinates for the potentials

$$\bar{X}_A = [\bar{X}_1, \bar{X}_2] = [x_3, x_4 = iVt] \quad (63)$$

- the conservative coordinates for the potentials

$$X_A = [X_1, X_2] = [x_1, x_2]. \quad (63')$$

From (62) we can define the 2D tensors

$$N_{AB} = \begin{bmatrix} N_2 & -N_1 \\ -N_1 & -N_2 \end{bmatrix}, \quad \bar{N}_{\bar{A}\bar{B}} = \begin{bmatrix} -N_2 & -N_1 \\ -N_1 & N_2 \end{bmatrix}, \quad Y_{AB} = \begin{bmatrix} Y_2 & -Y_1 \\ -Y_1 & -Y_2 \end{bmatrix}, \quad \bar{Y}_{\bar{A}\bar{B}} = \begin{bmatrix} -Y_2 & -Y_1 \\ Y_1 & Y_2 \end{bmatrix}, \quad (64)$$

where

$$N_{\alpha\beta}^0 = \begin{bmatrix} 0 & \bar{N}_{\bar{A}\bar{B}} \\ N_{AB} & 0 \end{bmatrix}, \quad Y_{\alpha\beta}^0 = \begin{bmatrix} 0 & \bar{Y}_{\bar{A}\bar{B}} \\ Y_{AB} & 0 \end{bmatrix}.$$

And in analogy to (52) for the 2D tensors  $N_{AB}$ ,  $\bar{N}_{\bar{A}\bar{B}}$  we have

$$N_{AB,B} = 0, \quad \bar{N}_{\bar{A}\bar{B},\bar{B}} = \frac{1}{c} \eta_{\bar{A}}$$

and from (57) and (59) we arrive for the tensors (65) to relations

$$\square N_{AB} = 0, \quad \square N_{AB} = Y_{AB}; \quad \square \bar{N}_{\bar{A}\bar{B}} = 0, \quad \square \bar{N}_{\bar{A}\bar{B}} = \bar{Y}_{\bar{A}\bar{B}} \quad (65)$$

where  $\square = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2}{\partial X_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial X_2^2}$  and  $\square = \frac{\partial^2}{\partial \bar{X}_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial \bar{X}_2^2} = \frac{\partial^2}{\partial \bar{x}_3^2} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2}$

From the obvious relation for operators  $\square = \square + \square$  we write instead of (65) the same relation as presented in eq. (62'):

$$\square N_{\alpha\beta}^0 = \square \begin{bmatrix} 0 & \bar{N}_{\bar{A}\bar{B}} \\ N_{AB} & 0 \end{bmatrix} = Y_{\alpha\beta}^0 = \begin{bmatrix} 0 & \bar{Y}_{\bar{A}\bar{B}} \\ Y_{AB} & 0 \end{bmatrix} \quad (66)$$

With a help of the Pauli tensors

$$\sigma_1 = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_4 = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (67)$$

which fulfill the conditions:

$$\frac{1}{2}(\sigma_\alpha \sigma_\beta + \sigma_\beta \sigma_\alpha) = \eta_{\alpha\beta} \quad (68)$$

we arrive at the invariant form for the tensors  $N_{AB}$ ,  $\bar{N}_{\bar{A}\bar{B}}$ :

$$N_{AB} = N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2, \quad \bar{N}_{\bar{A}\bar{B}} = N_1 \sigma_1 - N_2 \sigma_2, \quad Y_{AB} = Y_1 \sigma_1 + Y_2 \sigma_2, \quad \bar{Y}_{\bar{A}\bar{B}} = Y_1 \sigma_1 - Y_2 \sigma_2 \quad (69)$$

### Space curvature and complex metric tensor

For system  $\{X_1, X_2\}$  and for  $N_{AB} = N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2$  we can perturb the matrices  $\sigma_1$  and  $\sigma_2$  in the way indicated below

$$v_1 = (1 + N_1) \sigma_1, \quad v_2 = (1 + N_2) \sigma_2 \quad (70)$$

and we arrive at the disturbed metric tensor:

$$g_{11} = v_1 v_1 = (1 + 2N_1), \quad g_{22} = v_2 v_2 = (1 + 2N_2) \quad (71)$$

While for system  $\{\bar{X}_1, \bar{X}_2\}$  and for  $\bar{N}_{\bar{A}\bar{B}} = N_1\sigma_1 - N_2\sigma_2$  we perturb these matrices as

$$\bar{v}_{\bar{1}} = (1 + N_1)\sigma_1, \quad \bar{v}_{\bar{2}} = (1 - N_2)\sigma_2 \quad (72)$$

arriving at

$$\bar{g}_{\bar{1}\bar{1}} = g_{33} = \bar{v}_{\bar{1}}\bar{v}_{\bar{1}} = (1 + 2N_1), \quad g_{44} = \bar{g}_{\bar{2}\bar{2}} = g_{44} = \bar{v}_{\bar{2}}\bar{v}_{\bar{2}} = (1 - 2N_2) \quad (73)$$

With these complex perturbation, applied after deformation, we would have the following disturbances of the length elements:

$$dS^2 = g_{AB}dX^A dX^B = g_{11}dX_1^2 + g_{22}c^2dX_2^2 = (1 + 2N_1)dx_1^2 + (1 - 2N_2)dx_2^2$$

$d\bar{S}^2 = \bar{g}_{\bar{A}\bar{B}}d\bar{X}^A d\bar{X}^B = \bar{g}_{\bar{1}\bar{1}}dX_1^2 + \bar{g}_{\bar{2}\bar{2}}c^2dX_2^2 = (1 + 2N_1)dx_3^2 - (1 - 2N_2)c^2dt^2$   
and according to (67, 68) we arrive to the deformed metric tensor and first order disturbances:

$$g_{\alpha\beta}(x^1, x^2, x^3, x^4) = \{g_{AB}(X_1, X_2), \quad \bar{g}_{\bar{A}\bar{B}}(\bar{X}_1, \bar{X}_2)\} \quad (74)$$

$$h_{11} = 2N_1, \quad h_{22} = 2N_2, \quad h_{33} = 2N_1, \quad h_{44} = -2N_2. \quad (75)$$

We will arrive, thus, at the complex Riemann  $R_{\alpha\beta}$  and the Einstein-like  $G_{\alpha\beta}$  tensors and according to obtained deformed distortions (75) we obtain the basic relation for the Einstein tensor which corresponds to eqs. (65) and (66):

$$G_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2}\tilde{Y}_{\alpha\beta}, \quad \text{or} \quad \square \begin{bmatrix} N_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & N_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & N_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -N_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & Y_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Y_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -Y_2 \end{bmatrix}.$$

This relation becomes an electromagnetic counterpart to the Einstein General Gravity theory.

From the 2D potentials and with a help of (55) and (56) we can return to the potentials natural potentials (47):

$$\varepsilon_{kbs}\tilde{N}_{S,b} = \varepsilon_{kbs}\frac{\partial}{\partial x_b}\tilde{A}_s \quad \text{and} \quad \varepsilon_{kbs}\hat{N}_{S,b} - \frac{\partial}{\partial x_k}\hat{N}_4 = \varepsilon_{kbs}\frac{\partial}{\partial x_b}\hat{A}_s - \frac{\partial}{\partial x_k}\hat{A}_4$$

As we have mentioned before, the results obtained in the last three sections related to the EM field could be also valid for the spin and twist motions with

$V < c$  and with the relativistic law for a value of this velocity appearing in the related relations. In this way, we can obtain a generalization of theory of these spin and twist motions which in limit case  $V \rightarrow c$  will lead us to the EM fields as described above.

## Conclusions

We have shown that the degenerated continuum mechanics leads to deformations of the Euclidean space into a Riemannian one and can be described by the complex Einstein-like tensor.

With a new constitutive law joining the self-rotations with asymmetric stresses, we can evade an influence of the Hook law, which in the ideal elasticity rules out an existence of the rotation waves. Thus, it is not true that the rotation vibrations are in the homogeneous elastic continuum automatically attenuated and ruled out. In fact, for the related rotation waves, of spin and twist type, there is no attenuation as it is for the ideal elastic waves; these motions are accompanied by the related rotational vibration of the points of continuum. Moreover, our equations may contain the source function depending on spin and twist processes in a seismic source.

We have presented the invariant definition of the twist motion which is the counterpart of to spin motion; both forming the elastic rotation field.

An alternative way to introduce the rotation motions which is based on a concept of the asymmetric continuum with dislocation and disclination densities and rotation nuclei was presented in our former papers ( Teisseyre 2001, Teisseyre 2002, Teisseyre and Boratyński 2003); here, we show that even in uniform continuum such rotational vibrations and waves exist and are not attenuated as displacement motion in the ideal elasticity.

Further, we have extended our consideration on the rotation waves pointing out on their similarity to the electromagnetic waves. Introducing the natural EM potentials we presented the new approach to the General Relativity theory combining these electromagnetic potentials, as presented with the help of the Pauli 2D tensors, with the gravity field.

## REFERENCES

1. *Boratyński W. and Teisseyre R.* Generalized continuum with defects and asymmetric stresses. *Acta Geophys. Pol.* 2004. **52**. 2. P. 185–195.
2. *Boratyński W. and Teisseyre R.* Continuum with rotation nuclei and defects: dislocation and disclination densities // *Earthquake Source Asymmetry, Structural Media and Rotational Effects* / Eds. Teisseyre et al. Springer, Berlin, 2006. P. 57– 66.
3. *Eringen A.C.* *Microcontinuum Field Theories*. Springer, Berlin, 1999

4. *Eringen A. C. and Suhubi E. S.* Non-linear theory of simple micro-elastic solids // I. Int. J. Eng. Sci. 1964. **2**. P. 189–203.
5. *Kleman M.* The general theory of disclinations // Dislocations of solids. 1980. V. 5. Other effects of dislocations: disclinations / Ed. F.R.N. Nabarro. North-Holland, 1980. P. 243–297.
6. *Kossecka E. and DeWitt R.* Disclination kinematic // Arch. Mech. 1977. **29**. P. 633–651.
7. *Kröner E.* Continuum theory of defects. In: Les Houches, Session XXXV, 1980, Physique des Defauts / Physics of Defects. Eds. Balian et al., North Holland, Dordrecht, 1981.
8. *Mataga P.A., Freund L.B. and Hutchison J.W.* Crack tip plasticity in dynamic fracture // J. Phys. Chem. Solid. 1987. **48**. 985–1005.
9. *Shimbo M.* A geometrical formulation of asymmetric features in plasticity. Bull. Fac. Eng. Hokkaido Univ. 1975. **77**. P. 155–159.
10. *Shimbo M.* Non-Riemannian geometrical approach to deformation and friction // Theory of Earthquake Premonitory and Fracture Processes Ed. R. Teisseyre, PWN (Polish Scientific Publishers), Warszawa, 1995. P. 520–528.
11. *Teisseyre R.* Evolution, propagation and diffusion of dislocation fields, in Earthquake Thermodynamics and Phase Transformations in the Earth's Interior. Eds. R. Teisseyre and E. Majewski. Academic Press (vol. 76 of International Geophysical Series), San Diego, 2001. P. 167–198.
12. *Teisseyre R.* Continuum with defect and self-rotation nuclei // Acta Geophys. Pol. 2002. **50**. P. 1.
13. *Teisseyre R.* Spin and twist motions in a homogeneous elastic continuum and cross-band geometry of fracturing // Acta Geophys. Pol. 2004. **52**. P. 173–183.
14. *Teisseyre R.* Degenerated mechanics in homogeneous continuum potentials // Acta Geophys. Pol.. 2005. **53**. P. 115–126
15. *Teisseyre R. and Boratyński W.* Continua with self-rotation nuclei: evolution of defect fields and equations of motion // Acta Geophys. Pol. 2002. **50**. 2. P. 223–229.
16. *Teisseyre R. and Boratyński W.* Continua with self-rotation nuclei: evolution of asymmetric fields // Mech. Res. Com. 2003. **30**. P. 235–240.
17. *Teisseyre R. and Bialecki M.* Complex relativity: gravity and electromagnetic fields. arXiv:physics/0506033. 2005.
18. *Teisseyre R. et al.* (Eds.) Earthquake Source Asymmetry, Structural Media and Rotational Effects, Springer, Berlin, 2006. 582 p.
19. *Teisseyre R., Bialecki M. and Górski M.* Degenerated asymmetric continuum theory // Earthquake Source Asymmetry, Structural Media and Rotational Effects. Eds. R Teisseyre et al., Springer, Berlin, 2006. P. 43–55.
20. *Teisseyre R., and Boratyński W.* Deviations from symmetry and elasticity: asymmetric continuum mechanics // Earthquake Source Asymmetry,

Structural Media and Rotational Effects. Eds R Teisseyre et al. Springer, Berlin, 2006. P. 31–41.

21. *DeWitt R.* Relation between dislocations and disclinations. *J. Appl. Phys.* 1971. **42**. P. 3304–3308.
22. *Teodosiu C.* A dynamic theory of dislocations and its applications to the theory of the elastic-plastic continuum // Fundamental aspects of dislocation theory. Eds. J.A. Simmons et al. National Bureau of Standards (U.S.). 1970. Spec. Publ. 317. II. P. 837–876.

**Teisseyre Roman.** E-mail: [rt@igf.edu.pl](mailto:rt@igf.edu.pl). Born: April 11, 1929; EDUCATION: B. Sc. in Physics, University of Warsaw, 1952. Ph.D. in Physics, University of Warsaw, 1959. POSITIONS HELD: Institute of Theoretical Physics, University of Warsaw, Assistant Professor, 1952–1953; Institute of Geophysics, Polish Academy of Sciences, Warsaw; Assistant Professor, 1953–1959; Associate Professor 1959–1967; Professor 1967–. Expert UNESCO w International Institute of Seismology and Earthquake Engineering, Tokio, 1965–1966. Visiting Profesor: University of Trieste, Italy, 1979–1980; University of Strasbourg, France, 1984; Hokkaido University, Japan, 1999. Member of the Polish Academy of Sciences: corresponding member 1969–, real member 1980–; member Finnish Academy of Science and Literature 1975–. Chief of Geophysical Expedition to Vietnam of the International Geophysical Year, 1957–1960. UNESCO expert, International Institute of Seismology and Earthquake Engineering, Tokyo, Japan, 1965–1966. Visiting Professor: University of Trieste, Italy, 1979–1980; University of Strasbourg, France, 1984; Hokkaido University, Japan, 1999. MAIN INTERESTS: seismology, continuum theories, General Relativity. SEISMOLOGICAL CONTRIBUTIONS: (1) Dislocation theory of earthquakes: energy release and thermal processes. (2) Theory of earthquakes precursory processes: variation of electric resistivity and generation of electromagnetic fields. (3) Physics of earthquake processes based on continuous dislocation distribution: stress-dislocation relations and equation of motion for elastic medium contaminated by a dense defect distribution. (4) Earthquake thermodynamics. (5) Micromorphic media and seismic rotation waves.





## НЕПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ВИХРЕВОЕ РЕШЕНИЕ КЛАССИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ ОБ ЭЛЕКТРОНЕ

А.Г. Иванчин

Торговый дом ООО «Музыка», Томск, [iaigiag@mail.ru](mailto:iaigiag@mail.ru)

**Аннотация.** В современной физике широко используется уравнение  $div(\mathbf{E}) = \delta(\mathbf{r})$ , для которого ищется только потенциальное решение и автоматически, без всякого объяснения, исключаются из рассмотрения все вихревые компоненты. В представленной статье на примере классической задачи для электрона для такого уравнения показывается существование непотенциального решения. Для выбора физически реализуемого решения используется принцип минимальности потенциальной энергии поля, который, как показывается в работе, достигается при наличии непотенциальной вихревой компоненты.

### *Непотенциальное решение*

Ниже будем рассматривать поле сосредоточенного заряда на примере электрона, используя термин «электрон» несколько условно, предполагая, что сказанное может относиться к любому сосредоточенному заряду, например, к протону.

Как известно, электростатическое поле точечного источника подчиняется следующему уравнению:

$$div(\mathbf{E}) = -\frac{e}{\varepsilon} \delta(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{E}$  – напряженность электростатического поля,  $e$  – заряд электрона,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость. К этому уравнению надо добавить граничные условия:

$$\mathbf{E} \rightarrow 0, \quad \mathbf{r} \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{r}$  – радиус – вектор,  $\delta$  – функция Дирака.

Существующая методика решения задачи (1) – (2) заключается в следующем. Делается предположение, что напряжённость поля  $\mathbf{E}$  есть потенциальный вектор:

$$\mathbf{E} = grad(\Phi), \quad (3)$$

где  $\Phi(r)$  некоторая скалярная функция, которую называют потенциалом. Тогда уравнение (1) записывается в виде:

$$\Delta(\Phi) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon} \delta(r), \quad (4)$$

где  $\Delta$  – оператор Лапласа. Решением уравнения (4) является функция:  
 $\Phi = \frac{e}{4\pi\epsilon r}$ . Вектор  $\mathbf{E}$ , являющийся решением (4), в декартовых и сферических координатах записывается следующим образом:

$$\mathbf{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon r^3} \mathbf{r}; \quad E_r = \frac{e}{4\pi\epsilon r^2}, \quad E_\theta = E_\varphi = 0. \quad (5)$$

Полярные и декартовые переменные связаны стандартным соотношением:

$$x = r \cdot \cos(\varphi) \cdot \sin(\theta), \quad y = r \cdot \sin(\varphi) \cdot \sin(\theta), \quad z = r \cdot \cos(\theta). \quad (6)$$

Такая методика решения задачи (1)–(2) применяется в различных разделах физики.

Следует заметить: предположение (3) о потенциальности поля не следует ни из каких физических законов и нужно лишь только для того, чтобы получить решение задачи. С математической точки зрения, исключение непотенциальных решений сужает класс функций, являющихся решением уравнения (1). Более правильно было бы найти решение задачи (1) – (2) без предположения о потенциальности. И если в этом случае полученное решение оказывается потенциальным и единственным, то тогда действительно можно было бы утверждать, что поле напряжённости электрона есть потенциальный вектор. Если же существуют другие решения задачи (1)–(2), то в этом случае необходимо обосновать выбор именно решения (5) в качестве физически реализуемого, а не какого-нибудь другого решения.

Ниже покажем, что решение задачи (1)–(2), отличное от потенциального (5), существует. Для этого используем методику, описанную в [1, 2] и применённую также при решении задач физики атмосферы [3] и физики Земли: сейсмологии [4] и геодинамики [5].

Для нахождения такого решения используем вспомогательный вектор

$$\mathbf{U}^+ = -\left\{ \frac{x}{r^3}, \frac{y}{r^3}, 0 \right\}. \quad (7)$$

Подставляя эту функцию в уравнение (1), получим  $div(\mathbf{U}^+) = \frac{1-3 \cdot \cos^2(\theta)}{r^3}$ , где  $\cos(\theta) = z/r$ . Вектор  $\mathbf{U}^+$  ни чисто потенциальный, ни чисто вихревой. В этом можно убедиться, вычислив дивергенцию и ротор от него. Они не равны тождественно нулю.

Рассмотрим уравнение Пуассона в сферических координатах:

$$\Delta\Phi^* = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot \frac{\partial\Phi^*}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin(\theta) \frac{\partial\Phi^*}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2\Phi^*}{\partial\varphi^2} = \frac{1-3\cos^2(\theta)}{r^3}. \quad (8)$$

Если удастся найти решение уравнения (8), то вектор

$$\mathbf{U} = C \left[ \mathbf{U}^+ - \mathit{grad}(\Phi^*) \right] \quad (9)$$

будет решением уравнения (1), что можно проверить дифференцированием. Здесь  $C$  – произвольная константа, её значение определяет величину заряда, расположенного в начале координат. Не снижая общности, можно положить:

$$C = -e/2\pi\varepsilon, \quad (10)$$

при этом произвольность выбора  $C$  учитывается свободными константами  $\lambda$  в (16). Тогда уравнение (9) можно переписать в виде:

$$\mathbf{U} = \frac{e}{2\pi\varepsilon} \left[ \mathit{grad}(\Phi^*) - \mathbf{U}^+ \right]. \quad (11)$$

Уравнение (8) будем решать методом разделения переменных, представив искомую функцию в виде:

$$\Phi^* = R(r) \cdot \Phi_1(\theta) \cdot \Phi_2(\varphi) \quad (12)$$

По самому смыслу задачи функция  $\Phi^*$  должна зависеть от  $r$ , также как и  $\Phi$ , поэтому положим  $R(r) \sim 1/r$ , тогда первое слагаемое в (8) обращается в нуль. Поскольку правая часть в (8) не зависит от  $\varphi$ , положим  $\Phi_2 = \mathit{const}$ . Тогда и третье слагаемое в (8) обращается в нуль. Окончательно (8) переходит в соотношение:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin(\theta) \frac{\partial\Phi_1}{\partial \theta} \right) = (1-3\cos^2(\theta)) \cdot \sin(\theta).$$

Интегрируя (9) по  $\theta$ , получим:  $\frac{\partial\Phi_1}{\partial \theta} = -\sin(\theta) \cdot \cos(\theta) + \frac{A}{\sin(\theta)}$ . Здесь

$A$  – произвольная константа. Отсюда находим:  $\Phi_1 = \frac{1}{2} \cos^2(\theta) + A \cdot \ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right)$ . Несмотря на то, что  $\Phi_1$  – неограниченная

функция, при  $\theta = 0$ , тем не менее, создаваемый ею вектор напряжённости ограничен в этих точках. Энергия взаимодействия компоненты  $\ln(\tan \theta/2)$  с другими компонентами электрона равна нулю. Вычисление этой энергии взаимодействия не сложно, но довольно громоздко, поэтому в данной статье вычисления опускаем.

Из условия минимума потенциальной энергии значение произвольной константы надо положить  $A = 0$ . В результате получаем:

$$\Phi_1 = \frac{1}{2} \cos^2(\theta) \text{ или в декартовых координатах } \Phi_1 = \frac{z^2}{2 \cdot (x^2 + y^2 + z^2)}.$$

Отсюда и из (12) выражение для  $\Phi^*$  в декартовых и сферических координатах, соответственно, запишется в виде:

$$\Phi^* = \frac{z^2}{2(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} = \frac{z^2}{2r^3}, \quad \Phi^* = \frac{\cos^2(\theta)}{2r}. \quad (13)$$

Из (11) получаем значение вектора напряжённости в виде  $\mathbf{U} = \frac{e}{4\pi\epsilon} \frac{z^2 - 2x^2 - 2y^2}{(x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} \mathbf{r}$ . Простой подстановкой можно убедиться, что этот вектор удовлетворяет уравнению (1) всюду, кроме начала координат, где  $\mathbf{U} \rightarrow \infty$ .

Вектор  $\mathbf{U}$  не является потенциальным вектором, поскольку  $\text{rot } \mathbf{U} \neq 0$  тождественно. Запишем вектор  $\mathbf{U}$  в сферической системе координат:

$$U_r = \frac{e}{4\pi\epsilon} \frac{2 - 3 \cos^2 \theta}{r^2}, \quad (14)$$

$$U_\theta = U_\varphi = 0.$$

Видно, что поле (14) является осесимметричным относительно оси  $z$ .

Поток вектора  $\mathbf{U}$  через замкнутую сферу с центром в начале координат запишется в виде:

$$\oint_S U_r dS = -\frac{e}{4\pi\epsilon} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi U_r r^2 \sin(\theta) d\theta = -\frac{e}{\epsilon}. \quad (15)$$

Здесь знак минус выбран для того, что бы нормаль к сфере интегрирования была направлена внутрь сферы. Такой выбор нормали обусловлен тем, что при переходе от объёмного интеграла к поверхностному с использованием формулы Остроградского-Гаусса нормаль к произвольно малого радиуса сфере, окружающей особую точку поля, направлена внутрь сферы.

Соотношение (15) показывает, что поток вектора  $\mathbf{U}$  через замкнутую сферу с центром в начале координат не зависит от ее радиуса и является постоянной величиной. Следовательно, справедливо соотношение

$\text{div} \mathbf{U} = -\frac{e}{\epsilon} \delta(\mathbf{r})$ . То же самое утверждение справедливо и для вектора  $\mathbf{E}$  в (5), для которого поток вектора через замкнутую поверхность также

является величиной постоянной и не зависящей от радиуса сферы.

Действительно: 
$$\oint_S E_r dS = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\theta E_r d\theta = -\frac{e}{\epsilon_0}.$$
 Как видим,

$\mathbf{U}$  действительно является решением уравнения (1). Из (5) и (14) следует, что векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{U}$  параллельны.

Несколько слов следует сказать о выборе вспомогательного вектора (7). Можно было бы взять в качестве вспомогательного, например, вектор

$\mathbf{U}^+ = -\left\{ \frac{x}{r^3}, 0, 0 \right\}$  или использовать другие компоненты вектора  $\mathbf{E}$ .

Результат получается тот же.

### Энергетика

Векторы  $\mathbf{U}$  и  $\mathbf{E}$  удовлетворяют одной и той же краевой задаче (1) – (2). Вопрос о том, какое решение физически реализуется, остаётся открытым. Для выбора физически реализуемого решения надо исходить из каких-то дополнительных соображений. Для этой цели, как и в [5], можно использовать общий физический принцип минимальности потенциальной энергии системы в состоянии равновесия.

Стационарное равновесное состояние системы реализуется только при (глобальном или локальном) минимуме энергии. Рассмотрим линейную комбинацию векторов в виде:

$$\lambda_1 \mathbf{E} + \lambda_2 \mathbf{U}. \quad (16)$$

Поскольку от выбора компонент заряд не должен меняться и быть равным заряду электрона, то должно иметь место соотношение:

$$\lambda_2 = 1 - \lambda_1. \quad (17)$$

Потенциальная энергия электростатического поля (16) даётся соотношением [6]:

$$W = \frac{\epsilon}{2} \int_V (\lambda_1 \mathbf{E}_* + \lambda_2 \mathbf{U}_*)^2 dV. \text{ Вычисление энергии наиболее просто}$$

провести в сферической системе координат. Получаем:

$$W = \frac{e^2}{32\pi^2\epsilon} \int_V (\lambda_1 E_r + \lambda_2 U_r)^2 dV, \quad (18)$$

где интегрирование проводится по всему пространству. Соотношение (18) распадается на три слагаемых. Первое:

$$W_E = \frac{\lambda_1^2}{32\pi^2} \frac{e^2}{\epsilon} \int_V E_r^2 dV = \frac{\lambda_1^2}{32\pi^2} \frac{e^2}{\epsilon} \int_\rho^\infty \frac{1}{r^2} dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta = \frac{\lambda_1^2}{8\pi\rho} \frac{e^2}{\epsilon} \quad (19)$$

есть собственная энергия для классической потенциальной компоненты электрона.

Второе

$$W_U = \frac{\lambda_2^2}{32\pi^2} \frac{e^2}{\varepsilon} \int_V U_r^2 dV = \frac{\lambda_2^2}{32\pi^2} \frac{e^2}{\varepsilon} \int_0^\infty \frac{dr}{r^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi [2 - 3\cos^2 \theta]^2 \sin(\theta) d\theta = \frac{9}{40\pi} \frac{\lambda_2^2 e^2}{\rho \varepsilon} \quad (20)$$

есть собственная энергия для непотенциальной компоненты электрона. И третье:

$$W_B = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{16\pi^2} \frac{e^2}{\varepsilon} \int_V (E_r U_r) dV = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{16\pi^2} \frac{e^2}{\varepsilon} \int_0^\infty \frac{dr}{r} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \frac{2 - 3\cos^2 \theta}{r^2} \sin(\theta) d\theta = \frac{\lambda_1 \lambda_2 e^2}{8\pi\rho \varepsilon} \quad (21)$$

есть энергия взаимодействия потенциальной и не потенциальной компонент полей электрона. В формулах (19) – (21)  $\rho$  есть радиус «обрезания», появление которого связано с тем, что собственная электростатическая энергия электрона при  $\rho \rightarrow 0$  стремится к бесконечности. По физическому смыслу  $\rho$  есть такое расстояние от центра электрона, начиная с которого нельзя говорить о собственном электростатическом поле электрона.

Суммируя (19), (20), (21) с учетом (17), окончательно полную энергию получаем в виде:  $W = \frac{e^2}{8\pi\rho\varepsilon} \left[ \lambda_1^2 + \lambda_1(1 - \lambda_1) + \frac{9}{5}(1 - \lambda_1)^2 \right]$ . Как можно

видеть, минимум энергии достигается при  $\lambda_1 = \frac{13}{18}$  и равен

$$W_m = W(\lambda_1 = \frac{13}{18}) = \frac{31}{288} \frac{e^2}{\rho \pi \varepsilon}. \text{ При } \lambda_1 = 1 \text{ (классическое поле электрона)}$$

$$\text{имеем } \frac{W(\lambda_1 = 1)}{W_m} = \frac{36}{31}. \text{ При } \lambda_1 = 0 \text{ получаем } \frac{W(\lambda_1 = 0)}{W_m} = \frac{324}{155}.$$

Таким образом, учёт непотенциальной компоненты понижает собственную энергию электрона почти на 14% по сравнению с чисто классическим потенциальным полем. Аналогичный вывод был сформулирован и для потенциального, и вихревого упругих полей в имеющей блоковое строение литосфере вращающейся Земли [5].

В сферических координатах поле электрона  $\tilde{\mathbf{E}}$ , достигающее минимума потенциальной энергии, запишется в виде:

$$\tilde{E}_r = \frac{e}{72\pi\varepsilon r^2} (23 - 15\cos^2 \theta), \tilde{E}_\theta = \tilde{E}_\varphi = 0, \text{ или в декартовой системе}$$

координат:

$$\tilde{\mathbf{E}} = \frac{e}{24\pi\varepsilon} \frac{x^2 + y^2 + 6z^2}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}}} \mathbf{r}. \quad (22)$$

Взяв ротор от (22), получим:  $\text{rot } \tilde{\mathbf{E}} = \frac{5e}{12\pi\epsilon} z(-y, x, 0)$ . Для непотенциального решения (22) зависимость напряженности электростатического поля от величины угла в сферических координатах приведена на рис. 1.

Таким образом, у поля электрона, которое обеспечивает минимум потенциальной энергии, должна существовать *вихревая составляющая*. Роль этой вихревой компоненты пока не ясна. Вполне вероятно, она является причиной квантовых эффектов, таких как спин.

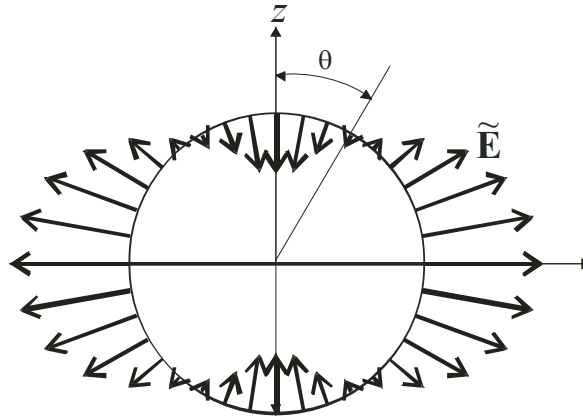


Рис.1. Зависимость напряженности электростатического поля  $\tilde{E}_r$  для непотенциального (соответствующего минимуму потенциальной энергии) решения электрона в сферической системе координат  $(\theta, r)$ . Угол  $\theta$  откладывается от оси  $z$ , являющейся осью симметрии задачи. Длина стрелок пропорциональна  $\tilde{E}_r$ , их направление совпадает с направлением вектора  $\tilde{\mathbf{E}}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Ivanchin A.G.* // Phys. Stat. Sol. 1987. V. 99. P. 437–440.
2. *Ivanchin A.G.* Spherical asymmetric solution for point defect // J. Mater. Sci. Technol. 1994. V. 10. P. 386–388.
3. *Иванчин А.Г.* Движущая сила смерча // Вихри в геологических процессах. Петропавловск-Камчатский: ИВГиГ ДВО РАН, 2004. С. 269–273.
4. *Викулин А.В., Иванчин А.Г.* Ротационная модель сейсмического процесса // Тихоокеанская геология. 1998. Т. 17. № 6. С. 95–103.

5. Викулин А.В., Быков В.Г., Лунева М.Н., Иванчин А.Г. Волновая геодинамика литосферы Земли // Сопряженные задачи механики и экологии. Томск: ТГУ, 2000. С. 28–39 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

**Иванчин Александр Геннадиевич**, окончил Томский государственный университет, физик-теоретик, кандидат физ. – мат. наук. Автор ряда оригинальных статей по физике твердого тела, опубликованных в отечественных и зарубежных изданиях. В настоящее время является Президентом ООО «Торговый дом Музыка». В свободное от занятий бизнесом время занимается наукой. И не безуспешно. Активно развивает «вихревое» направление в геофизике.



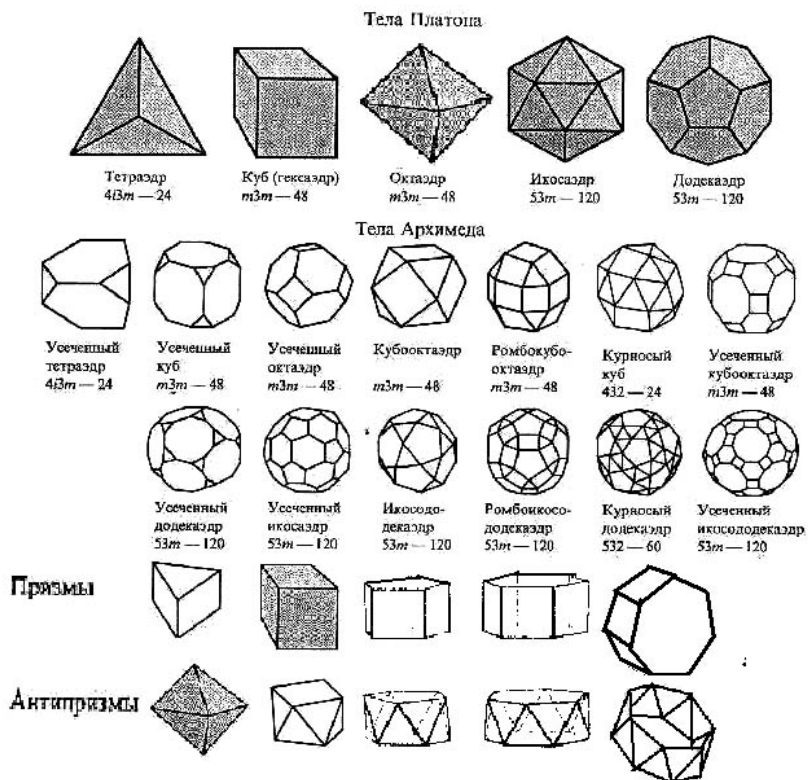
**РОТАЦИЯ ЭЛЕКТРОНА КАК ОСНОВА ПОРЯДКА ВСЕЙ  
ВСЕЛЕННОЙ**Р.В. Галиулин<sup>1</sup>, С.Д. Захаров<sup>2</sup>, Т.Ю. Тверитинова<sup>3</sup><sup>1</sup>Институт кристаллографии РАН, <sup>2</sup>ФИАН, <sup>3</sup>Геологический факультет МГУ

**Аннотация.** Обсуждаются некоторые следствия новой классификации элементов в Таблице Менделеева (ТМ), а также свойств электронов как фермионов и электронных пар как бозонов. Основная роль в динамическом поведении сложных систем отводится не электрическому заряду, а спину и магнитному моменту. Устойчивость атомов определяется правилом отбора четного числа электронов в результате спаривания спинов и нечетного числа пар. Стремление к образованию пар проявляется и в конденсированных средах, в частности, в явлении сверхпроводимости, где перенос электрического тока осуществляют куперовские пары. Постулируется, что электроны, ответственные за химические связи, располагаются по сферическим поверхностям атомов, образуя правильные системы точек (изогон), отвечающие правильным кристаллографическим телам динамического типа. При объединении атомов в молекулы внешние электроны образуют динамические структуры типа систем Делоне. По аналогии с ридберговскими состояниями атомов предполагается, что в космическом вакууме могут образовываться сверхатомы, содержащие на последней оболочке электроны (в виде призмы или антипризмы) и удаленные на любое расстояние. Согласно модели Пуанкаре, Вселенная имеет форму компактного локально-евклидового многообразия, построенного на додекаэдре, что отвечает d-атомам ТМ. Это позволяет предположить, что ТМ является одновременно и классификацией Вселенных со сложной топологией. Образование атомом компактных многообразий отражает всеобщую тенденцию к упорядочению, поэтому в открытых системах материя стремится не к хаосу, а к динамическому порядку, статическим отражением которого является идеальный кристалл.

Все элементарные частицы делятся на 2 класса: бозоны и фермионы. Главное свойство бозонов – находиться в одном состоянии в пространстве импульсов. Это означает, что бозоны ничем неотличимы друг от друга. А это имеет место только в идеальном кристалле. Бозоны могут существовать только как правильные системы точек. Фермионы же отличаются друг от друга как по энергии, так и по ротационному своему свойству – спину, который может быть «правым» и «левым». За простейшую геометрическую модель фермиона может быть принят аксиальный вектор. Физическим воплощением фермионов являются электроны. Они и ответственны за правильность Вселенной.

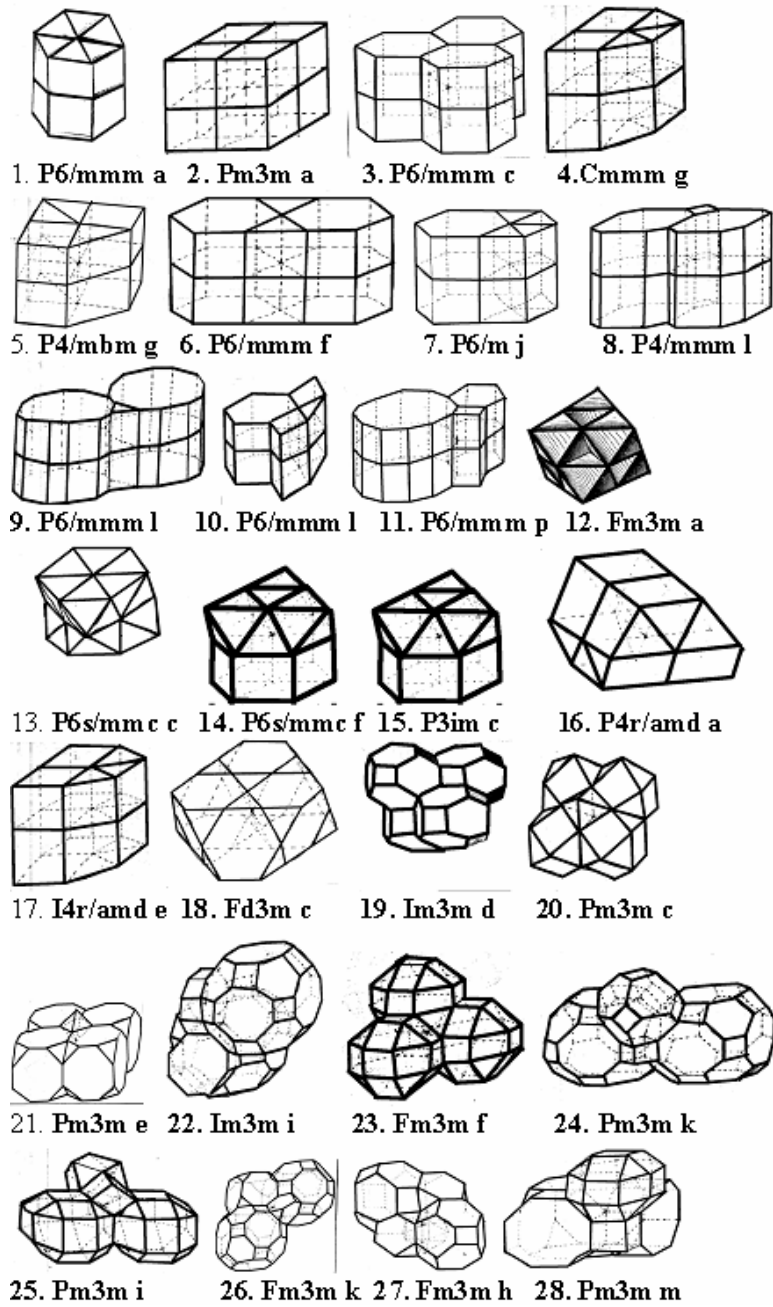
«Человеческий ум всегда и во всем ищет правильности» – так начинается самая первая статья гения русской науки Е.С. Федорова (1853–1919), представленная им в 1880 году Д.И. Менделееву, но напечатанная только через 75 лет [1]. «На поверхности атома, – пишет в ней молодой гений, – располагаются частицы, ответственные за его химические связи».

Если теперь учесть, что частицами этими являются электроны, старающиеся расположиться друг от друга как можно дальше, и позиции, которые они статистически занимают, образуют правильную систему точек на сфере (изогон), то все различные расположения таких позиций на поверхности шара исчерпываются следующей таблицей [2]:



Это все теоретически допустимые атомные орбитали и всевозможные их гибридизации, если ещё учесть, что ряды призм и антипризм продолжаются бесконечно, которые тоже имеют физическую интерпретацию (ридберговские атомы). Пучности волн де-Бройля соответствующих атомов совпадают с вершинами антипризм (волну де-Бройля тоже можно рассматривать как кристалл – компактное локально-евклидовое многообразие).





Эта частица (Куперовская пара) обладает сверхпроводимостью, поскольку это – компактное локально евклидовое многообразие (нанокристалл).

Нанокристаллом следует называть идеальный кристалл (евклидов, сферический, гиперболический) с отождествленными эквивалентными граничными точками [2]. Такое отождествление не постоянно, но его можно получить и экспериментально. Японцы уже вырастили кристалл в виде ленты Мебиуса (УФН 2002, N 7). Первые 120 элементов Таблицы Менделеева по симметрии нанокристаллов разделяются (Таблица, справа налево) на нанокристаллы со сферической симметрией, с осью 3-го порядка, с осью 5-го порядка и с осью 7-го порядка (2, 6, 10, 14).

В космическом вакууме множества этих элементов за счет перехода в Ридберговские состояния могут образовывать нанокристаллы, содержащие на последней оболочке все свои электроны (в виде призмы или антипризмы) и удаленные на любое расстояние. Хвосты комет, кольца Сатурна состоят из таких нанокристаллов, которые тоже образуют кристалл. В последнее время склоняются к мысли, что Вселенная ограничена и ее диаметр составляет 75 миллиардов световых лет. Она имеет форму компактного локально-евклидового многообразия, построенного на додекаэдре (модель Пуанкаре), т.е. похожа на d-атомы. Получается, что Таблица Менделеева является одновременно и классификацией Вселенных со сложной топологией. Отметим снова, что все эти топологии получаются склейкой по эквивалентным граничным точкам независимых областей Федоровских групп. Возможно, что эти мысли, как и ряд других (Фуксовы группы, группы Лоренца, качественная теория дифференциальных уравнений, г-голическая теорема) появились у Пуанкаре благодаря его солидной кристаллографической подготовке. Более 4-х лет он учился в горной школе, и любимым его предметом была кристаллография. А по окончании Горной школы он два года работал инженером на угольной шахте.

Образование атомом компактных многообразий и есть его стремление на микроуровне упорядочиться. В открытых системах материя стремится не к хаосу, а к порядку, к идеальному кристаллу.

«Все, что не кристаллично – не прочно и должно постепенно превратиться в кристаллы. Кристаллы – это то идеальное состояние вещества, тот глубокий внутренний порядок, к которому стремится природа» – такие слова сказал выдающийся минералог А.Е. Ферсман на похоронах Федорова. Это стремление материи определяет новую физику – кристаллографическую [3]. Зарождение кристалла – это стремление частиц образовать нанокристалл. Рост кристалла – это стремление кристалла скомпенсировать свои связи на поверхности. Для этого кристалл может даже менять кривизну пространства [6].

Таким образом, чтобы перевести проводник в состояние сверхпроводимости, надо спарить все, содержащиеся в нем свободные

электроны. Заметим теперь, что в заполненных электронных уровнях (s, p, d, f, ...) содержится нечетное число спаренных электронов.

Под давлением электронные уровни могут перестроиться, что повлечет за собой топологическое изменение Таблицы Менделеева, например, таким образом:

### ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров Е.С. Попытка подвести атомные веса под один закон. КРИСТАЛЛОГРАФИЯ. ЛГИ. 1955. Вып. 3. С. 85–96.
2. Галиулин Р.В. Кристаллоподобная модель Вселенной // УФН. 2002. Т. 172. № 2. С. 229–233.
3. Галиулин Р.В. Кристаллографическая физика. Материалы конференции по целочисленным вычислениям. ВЦ РАН им. Дородницына, 4–7 июля 2006. М., 2006. С. 76–85. <http://www.galiulin.narod.ru>
4. Власов А.А. Теория многих частиц. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950. 348 с.
5. Тяпкин А., Шибанов А. Пуанкаре. ЖЗЛ. М.: Молодая Гвардия, 1970.
6. Кузьменков Л.С. Теория А.А. Власова // Процессы реального кристаллообразования. М.: Наука, 1977. С.221–227.

**Галиулин Равил Вагизович.** Зав. сектором методологии кристаллографии Института кристаллографии РАН, доктор ф.-м. наук, сфера научных интересов – кристаллография (в полном смысле этого слова).

**Захаров Станислав Дмитриевич.** Ведущий научный сотрудник Физического института им. П.Н. Лебедева, кандидат ф.-м. наук, сфера научных интересов – биофизика

**Тверитинова Татьяна Юрьевна.** Доцент кафедры Геология России Геологического факультета МГУ. Кандидат г.-м. наук, сфера научных интересов – закономерности строения Земли.

**СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕРМОГИДРОДИНАМИКА  
НЕОБРАТИМЫХ СДВИГОВО-ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ**

С.В. Симоненко

*Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН,  
Владивосток, Россия*

**Аннотация.** Для моделирования неравновесных сдвигово-вращательных процессов движения континуума развит синтетический термогидродинамический подход на основе синтеза неравновесной термодинамики, механики сплошных сред (континуума), гидродинамики и статистической физики. Выведена обобщенная дифференциальная формулировка первого закона термодинамики, обобщающая классические формулировки с учетом нестационарного гравитационного поля и работы вязких сил на границе движущегося макроскопического объема деформируемого теплопроводного стратифицированного континуума с симметричным тензором напряжений  $\mathbf{T}$ . Представлено обобщение принципа Брауна–Ле-Шателье на вращающиеся термодинамические системы с учетом сдвигово-вращательных термодинамических состояний рассматриваемой подсистемы. Прделан термодинамический анализ классической сдвиговой и ротационной модели очага землетрясения. На основе обобщенной дифференциальной формулировки первого закона термодинамики показана физическая адекватность ротационной модели очага землетрясения (А.В. Викулин, 2003) для сейсмофокальной зоны тихоокеанского кольца. Выведено интегральное выражение для изменения полной энергии  $(E(t))_{\tau}$  подсистемы  $\tau$  (планеты без океанов и атмосферы) планеты  $(\tau + \bar{\tau})$  Солнечной системы с учетом теплового и динамического взаимодействия подсистем  $\tau$  и  $\bar{\tau}$  (атмосфера и океан) на граничной поверхности  $\partial\tau$ .

Получено выражение для полной энергии  $(E(t))_{(\tau+\bar{\tau})}$  планеты  $(\tau + \bar{\tau})$ , подверженной гравитационному влиянию Солнца, планет Солнечной системы и их спутников, а также гравитационных полей нашей Галактики с учетом тепловыделения внутри планеты в результате распада радиоактивных элементов, тепловыделения в атмосфере в результате промышленной деятельности человечества и потока энергии электромагнитного солнечного излучения.

### Введение

Проблема долгосрочного предсказания землетрясений является одной из основных проблем современной геофизики [2, 4, 6], которая для автора работы (проживающего в г. Владивостоке, отнесенном к 6–7-ми бальной

зоне на комплекте карт общего сейсмического районирования России) ощущается очень насущной жизненной проблемой. В настоящее время считается классической деформационная (сдвиговая) модель [10] очага землетрясения. Проведенный анализ [4] показал, что «в пределах сейсмофокальной зоны тихоокеанского кольца существуют условия, при которых может быть реализован ротационный механизм», связанный с поворотом блока посредством напряжений «вокруг поворачивающегося блока сейсмофокальной зоны», обусловленных вращением планеты. В монографии [4] отмечено, что ротационный механизм «может оказаться более реальным, по сравнению с общепринятым в настоящее время механизмом накопления напряжений, в основе которого заложены процессы, приводящие к появлению внутри очага так называемого магистрального разрыва». Адекватность ротационной модели [4] очага землетрясения не может быть обоснована на основе классической формулировки [12, 21] первого закона термодинамики в силу того, что в ней не учитывается эффект дифференциальной работы  $\delta A_s$  вязких сил на границе  $\partial\tau$  макроскопического объема континуума  $\tau$ , а также не учтен эффект влияния нестационарного гравитационного поля, который, согласно современным представлениям [1,2], является решающим при подготовке землетрясения в очаге землетрясения. Известно, что «аномальные изменения силы тяжести» предшествуют землетрясениям [2]. В данной работе проанализированы с общих термодинамических позиций классическая деформационная (сдвиговая) модель [10, с. 113–120] и ротационная модель [4] очага землетрясения на основе выведенной обобщенной дифференциальной формулировки первого закона термодинамики. На основе обобщенной формулировки первого закона термодинамики проанализирован механизм накачки внутренней энергии в макроскопический объем  $\tau$  континуума за счет нарастания внутри макроскопического объема  $\tau$  гравитационного потенциала  $\Psi$  нестационарного гравитационного поля внешнего гравитационного источника энергии. Обобщенная формулировка первого закона термодинамики использована для вывода выражений, описывающих изменения полной энергии любой планеты (с учетом атмосферы и океана и без учета) Солнечной системы с учетом взаимодействия [6] литосферы с атмосферой и океанами на граничной поверхности  $\partial\tau$ , солнечного излучения, гравитационного влияния Солнца, планет Солнечной системы и их спутников, а также гравитационных полей нашей Галактики.



**Обобщенная дифференциальная формулировка первого закона термодинамики, учитывающая работу вязких сил на границе движущегося макроскопического конечного объема деформируемого стратифицированного теплопроводного сжимаемого вязкого континуума в нестационарном гравитационном поле.**

Для вывода обобщенной дифференциальной формулировки первого закона термодинамики для макроскопического объема континуума (находящегося в нестационарном гравитационном поле) будем использовать дифференциальную формулировку «первого закона термодинамики» [5] для макродифференциального элемента вязкого сжимаемого и деформируемого однокомпонентного континуума:

$$\frac{du}{dt} = \frac{dq}{dt} - p \frac{d\mathcal{G}}{dt} - \mathcal{G} \mathbf{\Pi} : \text{Grad } \mathbf{v}, \quad (1)$$

где  $u$  – внутренняя тепловая энергия единицы массы,  $\mathcal{G} = 1/\rho$  – удельный объем,  $\rho$  – локальная плотность массы,  $\mathbf{v}$  – «скорость центра масс элемента» континуума [5],  $\mathbf{\Pi}$  – «вязкий тензор давлений» [5],  $dq$  – изменение «теплоты» на единицу массы [5], связанное с обменом энергией с внешним окружением элемента континуума в форме теплоты, определяемым уравнением теплопроводности

$$\rho \frac{dq}{dt} = -\text{div } \mathbf{J}_q, \quad (2)$$

где  $\mathbf{J}_q$  – «поток тепла» [5]. Используя дифференциальную формулировку (1) «первого закона термодинамики» [5], уравнение (2) и общее уравнение движения [8]:

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{1}{\rho} \text{div } \mathbf{T} + \mathbf{g} \quad (3)$$

для деформируемого ньютоновского вязкого сжимаемого однокомпонентного континуума (характеризуемого тензором напряжений  $\mathbf{T}$ ), строго выводится обобщенная дифференциальная формулировка первого закона термодинамики (в системе отсчета Галилея) для макроскопического конечного объема  $\tau$  континуума (обобщающая формулировку [24] с учетом эффекта изменчивости во времени потенциала  $\Psi$  нестационарного гравитационного поля внутри объема  $\tau$ ), характеризуемого симметричным тензором напряжений  $\mathbf{T}$ :

$$d(K_\tau + U_\tau + \mathcal{P}_\tau) = dt \iint_{\partial\tau} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})) d\Omega_n - dt \iint_{\partial\tau} (\mathbf{J}_q \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n + dt \iiint_{\tau} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \rho dV, \quad (4)$$

где

$$dA_{np,\partial\tau} = dt \iint_{\partial\tau} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})) d\Omega_{\mathbf{n}} \quad (5)$$

– дифференциальная работа, совершаемая в течение бесконечно малого интервала времени  $dt$  внешними непотенциальными силами давления и вязкости, действующими на поверхности  $\partial\tau$  макроскопического объема  $\tau$  континуума;  $d\Omega_{\mathbf{n}}$  – дифференциальный элемент площади (поверхности  $\partial\tau$ , ограничивающей объем  $\tau$  континуума), характеризуемый внешним единичным нормальным вектором  $\mathbf{n}$  (нормальным к дифференциальному элементу поверхности  $d\Omega_{\mathbf{n}} \in \partial\tau$ );  $\mathbf{t} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{T}$  – вектор напряжений [8];  $dQ = -dt \iint_{\partial\tau} (\mathbf{J}_q \cdot \mathbf{n}) d\Omega_{\mathbf{n}}$  –

дифференциальное изменение тепла в объеме  $\tau$  континуума, связанное с молекулярной теплопроводностью через границу  $\partial\tau$  объема  $\tau$ ;  $\pi_{\tau} \equiv \iiint_{\tau} \psi \rho dV$  – макроскопическая потенциальная гравитационная

энергия (объема  $\tau$  континуума), связанная с потенциалом  $\Psi$  нестационарного гравитационного поля,  $-\nabla\Psi = \mathbf{g}$  – нестационарный вектор локального гравитационного ускорения;  $U_{\tau} \equiv \iiint_{\tau} u \rho dV$  –

классическая внутренняя тепловая энергия объема  $\tau$  континуума;

$K_{\tau} = \iiint_{\tau} \frac{\rho \mathbf{v}^2}{2} dV$  – мгновенная макроскопическая кинетическая

энергия объема  $\tau$  континуума, которая для малого макроскопического объема  $\tau$  (в пределах которого справедливо квадратичное разложение Тейлора вектора скорости  $\mathbf{V}$  около радиус-вектора  $\mathbf{r}_c$  центра масс объема  $\tau$ ) дается выражением [22,24]:

$$\begin{aligned} K_{\tau} = & K_t + K_r + K_s + K_{s,r}^{coup} + K_{res} = \frac{1}{2} m_{\tau} \mathbf{V}_c^2 + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 I_{ik} \omega_i(\mathbf{r}_c) \omega_k(\mathbf{r}_c) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{i,j,k=1}^3 J_{jk} \mathbf{e}_{ij}(\mathbf{r}_c) \mathbf{e}_{ik}(\mathbf{r}_c) + \sum_{i,j,k,m=1}^3 \varepsilon_{ijk} J_{jm} \omega_i(\mathbf{r}_c) \mathbf{e}_{km}(\mathbf{r}_c) + K_{res}, \end{aligned} \quad (6)$$

которое приводит к обобщению [22,24] классического выражения [5,8] для макроскопической кинетической энергии единицы массы  $\varepsilon_k =$

$K_\tau / m_\tau$  с учетом тензора скоростей деформаций  $e_{ij}(\mathbf{r}_c)$ . Здесь  $m_\tau$  – масса объема  $\tau$  континуума;  $I_{ik}$  –  $ik$ -компонента классического тензора инерции, зависящего от распределения массы в рассматриваемом объеме  $\tau$  континуума;  $J_{jk}$  –  $j,k$ -компонента классического центробежного тензора;  $K_t = \frac{1}{2} m_\tau V_c^2$  – макроскопическая поступательная кинетическая энергия объема  $\tau$  континуума, движущегося как целое со скоростью  $V_c$  центра масс объема  $\tau$ ;  $K_r = \frac{1}{2} I_{ik} \omega_i(\mathbf{r}_c) \omega_k(\mathbf{r}_c)$  – макроскопическая внутренняя вращательная кинетическая энергия (вращающегося как целое с угловой скоростью  $\boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}_c) \equiv (\omega_1(\mathbf{r}_c), \omega_2(\mathbf{r}_c), \omega_3(\mathbf{r}_c))$ ) малого макроскопического объема  $\tau$  континуума;  $K_s = \frac{1}{2} J_{jk} e_{ij}(\mathbf{r}_c) e_{ik}(\mathbf{r}_c)$  – макроскопическая внутренняя сдвиговая кинетическая энергия малого макроскопического объема  $\tau$  континуума (подверженного деформации локальным сдвигом скорости, связанным с тензором скоростей деформаций  $e_{ij}(\mathbf{r}_c)$ );  $K_{s,r}^{cup} = \varepsilon_{ijk} J_{jm} \omega_i(\mathbf{r}_c) e_{km}(\mathbf{r}_c)$  – макроскопическая внутренняя кинетическая энергия сдвигово-вращательного сцепления малого макроскопического объема  $\tau$  континуума, связанная с кинетической энергией локального сцепления между диссипативным сдвиговым (деформационным) и вращательным (твердотельным) макроскопическими движениями континуума,  $\varepsilon_{ijk}$  – перестановочный символ третьего порядка,  $K_{res}$  – малая остаточная часть. Энергии  $K_r$ ,  $K_s$  и  $K_{s,r}^{cup}$  являются макроскопическими и имеют относительно диаметра  $d_\tau$  объема  $\tau$  континуума порядок  $O(d_\tau^5)$  [22,24]. Поэтому, когда  $d_\tau \rightarrow 0$  (при рассмотрении физически бесконечно малого элемента объема) энергиями,  $K_r$ ,  $K_s$  и  $K_{s,r}^{cup}$  можно пренебречь по сравнению с внутренней тепловой энергией в соответствии с формулировкой (1) и осознанием того, что «инерционные силы, вызванные вращением тела, всегда связаны с элементом конечного объема» [4].

Для ньютоновского вязкого сжимаемого континуума с тензором напряжений  $\mathbf{T}$  [8]:

$$T_{ij} = - \left\{ p + \left( \frac{2}{3} v\rho - \eta_v \right) \operatorname{div} \mathbf{v} \right\} \delta_{ij} + 2v \rho \mathbf{e}_{ij}, \quad (7)$$

определяемым изменяющимися в пространстве и во времени коэффициентами кинематической первой (сдвиговой) вязкости  $\nu = \eta/\rho$  и кинематической второй (объемной) вязкости  $\nu_2 = \eta_v/\rho$ , дифференциальная работа  $dA_{np, \partial\tau}$ , совершенная в течение бесконечного малого интервала времени  $dt$  внешними (для объема  $\tau$  континуума) непотенциальными силами давления и вязкости, представляется тремя членами:

$$\begin{aligned} dA_{np, \partial\tau} &= \delta A_p + \delta A_c + \delta A_s = \\ &= -dt \iint_{\partial\tau} p(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n - dt \iint_{\partial\tau} \left( \frac{2}{3} \eta - \eta_v \right) \operatorname{div} \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n + dt \iint_{\partial\tau} 2\eta \nu_\beta n_\alpha e_{\alpha\beta} d\Omega_n, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\delta A_p = -dt \iint_{\partial\tau} p(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n \quad (9)$$

– элементарная работа внешних (для объема  $\tau$  континуума) сил гидродинамического давления на границе  $\partial\tau$ , ограничивающей объем  $\tau$ ;

$$\delta A_c = -dt \iint_{\partial\tau} \left( \frac{2}{3} \eta - \eta_v \right) \operatorname{div} \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n \quad (10)$$

– элементарная работа внешних (для объема  $\tau$  континуума) сил акустического (как будет показано ниже) давления (обусловленных сжимаемостью континуума) на границе  $\partial\tau$ , ограничивающей объем  $\tau$ ;

$$\delta A_s = dt \iint_{\partial\tau} 2\eta \nu_\beta n_\alpha e_{\alpha\beta} d\Omega_n \quad (11)$$

– элементарная работа внешних (для объема  $\tau$  континуума) сил вязкого ньютоновского трения на границе  $\partial\tau$  объема  $\tau$ , связанная с совместным эффектом сдвига скорости (связанным с деформацией объема  $\tau$  континуума) и молекулярной вязкости.

Давление  $p = p(\rho, T)$  в рамках «термогидродинамической» теории [5] рассматривается как функция плотности  $\rho$  и температуры  $T$ , не предполагая зависимости  $p$  от относительного локального движения континуума, что дало основание Бетчелору [20] назвать такое давление «равновесным давлением»  $p_e$ . В приближении

«термогидродинамической» теории [5] вынеся постоянное давление  $p_e$  (для малого макроскопического объема  $\tau$ ) из-под интеграла в выражении (9) для  $\delta A_p$ , получим  $\delta A_p = -p_e dV$ . Аналогично, считая величину  $\left(\frac{2}{3}\eta - \eta_v\right) \operatorname{div} \mathbf{v}$  постоянной (для малого макроскопического объема  $\tau$ ), получим из выражения (10) приближенное соотношение  $\delta A_c = (2/3\eta - \eta_v) \operatorname{div} \mathbf{v} dV$ . В результате получим приближенное выражение:

$$\delta A_p + \delta A_c = \left( p_e + \left( \frac{2}{3}\eta - \eta_v \right) \operatorname{div} \mathbf{v} \right) dV, \quad (12)$$

в котором величину  $p = \left( p_e + (2/3\eta - \eta_v) \operatorname{div} \mathbf{v} \right)$  можно рассматривать как полное давление  $p$  с учетом сжимаемости. Ранее Бетчелор [20] другим путем получил с учетом сжимаемости выражение для давления  $p = p_e - \chi \operatorname{div} \mathbf{v}$ , в котором неизвестный коэффициент  $\chi$  предполагался положительным. Очевидно, что неизвестный коэффициент  $\chi$  для ньютоновского вязкого сжимаемого континуума дается выражением  $\chi = \left( \eta_v - \frac{2}{3}\eta \right)$ . Таким образом, полученное выражение (12) обосновывает

наличие члена  $-p dV$  в приведенной ниже классической формулировке (в обозначениях Гиббса) 1-го закона термодинамики [21] для жидкого тела :

$$d\varepsilon = dH - dW, \quad (13)$$

где  $d\varepsilon$  – дифференциал энергии,  $dH$  – дифференциальное количество тепла, получаемого (отдаваемого) телом в процессе дифференциального перехода,  $dW = p dV$  – элементарная работа, производимая жидким телом над его окружением при изменении  $dV$  его объема  $V$  при давлении  $p$ . В формулировке ([12], с. 62) первое начало формулируется в эквивалентном виде:

$$dE = dQ - p dV, \quad (14)$$

где  $dA = -p dV$  – элементарная работа, произведенная над термодинамической системой при изменении ее объема  $V$  на  $dV$ ,  $dQ$  – элементарный теплообмен, обусловленный термическим (тепловым)

взаимодействием системы с окружающей средой, т.е.  $dQ$  – элементарное количество энергии в форме тепла, которое система получает (если  $dQ > 0$ ) или теряет (если  $dQ < 0$ ),  $E$  – энергия термодинамической системы, под которой надо, как считается [12], понимать полную энергию тела, включающую кинетическую энергию макроскопического движения. Дифференциальная формулировка (4) обобщает классические формулировки (13) и (14) первого закона термодинамики за счет учета работы  $\delta A_s$  вязких сил на границе  $\partial\tau$ , ограничивающей макроскопический объем  $\tau$  континуума, а также за счет учета изменчивости потенциала  $\Psi$  нестационарного гравитационного поля внутри объема  $\tau$  континуума в результате гравитационного воздействия на объем  $\tau$ .

Дифференциальная формулировка (4) первого закона термодинамики показывают, что для образования дислокаций в среде энергия может черпаться из нестационарного гравитационного поля гравитационного источника энергии, который определяется членом

$$W_{gr} = \iiint_{\tau} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \rho dV, \quad (15)$$

представляющим мощность источника внешнего гравитационного поля, если макроскопический объем  $\tau$  не очень большой и не способен сам произвести существенные изменения гравитационного потенциала  $\Psi$  внутри  $\tau$ . В работе [1] ранее установлено, что «гравитационная энергия доминирует среди других типов внутриземных энергий». Формулировка (4) и выражение (15) для  $W_{gr}$  показывают, что локальные нарастания по времени гравитационного потенциала  $\Psi$  внутри макроскопического объема  $\tau$  (как и нарастания градиента потенциала  $\nabla \Psi = -\mathbf{g}$ ) являются механизмом накачки гравитационной энергии в объем  $\tau$ , что может привести к разрядке в объеме  $\tau$ , когда прочность пород окажется недостаточной, чтобы вместить накачиваемую в объем  $\tau$  энергию, в результате чего объем  $\tau$  становится очагом землетрясения. Этот вывод соответствует известным представлениям, что на фоне лунно-солнечных вариаций «аномальные изменения силы тяжести» предшествуют землетрясениям [2, с. 60]. При этом выделенная первая стадия [2] таких аномальных изменений силы тяжести, сопровождаемая возрастанием величины силы тяжести, соответствует накачке будущего очага землетрясения  $\tau$ . Далее при обобщении принципа Брауна–Ле-Шателье на вращающиеся термодинамические системы (с учетом сдвигово-вращательных состояний рассматриваемой подсистемы) будем

предполагать в качестве внешнего спускового механизма разрядки очага гравитационное воздействие Солнца и планет Солнечной системы на макроскопический объем  $\tau$  коры планеты.

### Обобщение принципа Брауна – Ле-Шателье на вращающиеся системы

Рассмотрим, следуя [12], замкнутую вращающуюся термодинамическую систему, состоящую из незамкнутого макроскопического объема  $\tau$  (подсистемы в вязком упругом континууме, которая может являться фокальной зоной землетрясения) и некоторой большой подсистемы  $\bar{\tau}$ , дополняющей  $\tau$  до замкнутой термодинамической системы  $(\tau + \bar{\tau})$ . Пусть  $S$  – полная энтропия системы, а  $Y$  – некоторая величина, определяющая состояние  $\tau$ , такая, что условие максимума  $S$  относительно  $Y$ :

$$\frac{\partial S}{\partial Y} = 0 \quad (16)$$

означает, что  $\tau$  находится в частичном равновесии, не находясь при этом обязательно в равновесии с окружающей ее подсистемой  $\bar{\tau}$ . Пусть  $X$  – другая термодинамическая переменная, характеризующая подсистему  $\tau$ , такая что, если наряду с условием (16) имеет место также и условие:

$$\frac{\partial S}{\partial X} = 0, \quad (17)$$

то это означает, что подсистема  $\tau$  находится не только в своем внутреннем частичном равновесии, но также и в равновесии с окружающей ее подсистемой  $\bar{\tau}$ .

Рассматривая в качестве переменной  $X$  макроскопическую внутреннюю сдвиговую кинетическую энергию  $(K_s)_\tau$  [24] макроскопического континуального объема  $\tau$ , получим классическое [12] условие термодинамического равновесия

$$T_\tau = T_{\bar{\tau}}, \quad (18)$$

т.е. температура  $T_\tau$  макроскопического объема  $\tau$  равна температуре  $T_{\bar{\tau}}$  окружающей ее подсистемы  $\bar{\tau}$ . Если в качестве переменной  $Y$  взять момент количества движения  $M_\tau$  континуального макроскопического объема  $\tau$ , то получим (считая, что полные энергии  $E_\tau$  и  $E_{\bar{\tau}}$ , соответственно, макроскопических подсистем  $\tau$  и  $\bar{\tau}$  вычисляется по формуле (6)), что условие (16) дает условие термодинамического равновесия

$$\frac{\Omega_{\tau}}{T_{\tau}} = \frac{\Omega_{\bar{\tau}}}{T_{\bar{\tau}}}. \quad (19)$$

Поскольку в термодинамическом равновесии  $T_{\tau} = T_{\bar{\tau}}$ , то из (19) следует равенство угловой скорости  $\Omega_{\tau}$  вращения подсистемы  $\tau$  и угловой скорости  $\Omega_{\bar{\tau}}$  вращения окружающей ее подсистемы  $\bar{\tau}$ , что есть также известное классическое [12] условие равновесия. Рассмотрим обобщенные термодинамические силы, действующие на подсистему  $\tau$ :

$$F_X = \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial S}{\partial (K_S)_{\tau}}, \quad (20)$$

$$F_Y \equiv F_{Y_i} = \frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\partial S}{\partial (M_{\tau})_i}. \quad (21)$$

Следуя формальной схеме [12] изложения принципа Брауна–Ле-Шателье и считая, что некоторая проекция  $y \equiv y_i = (M_{\tau})_i$  (проекция вектора  $M_{\tau}$  на ось  $X_i$  декартовой системы координат  $K$ ) не изменяется непосредственно в результате резкого изменения макроскопической внутренней сдвиговой кинетической энергии ( $(K_S)_{\tau} > 0$ ) относительно равновесного нулевого значения, легко выводится неравенство [12]:

$$\left| (\Delta F_X)_{y_i} \right| > \left| (\Delta F_X)_{F_Y=0} \right|, \quad (22)$$

которое составляет содержание принципа Брауна–Ле-Шателье [12] для вынужденных небольших отклонений подсистемы  $\tau$  (в окружающей среде  $\bar{\tau}$ , которая вместе с  $\tau$  составляет замкнутую систему) из состояния равновесия. Здесь  $\Delta F_X$  – изменение величины обобщенной термодинамической силы  $F_X$  в результате внешнего деформационного воздействия на подсистему  $\tau$  (при  $\Delta x = \Delta (K_S)_{\tau} \equiv (K_S)_{\tau}$  и  $y \equiv y_i = (M_{\tau})_i = \text{const}$ ):

$$(\Delta F_X)_y = \left( \frac{\partial F_X}{\partial x} \right)_y \Delta x = \left( \frac{\partial F_X}{\partial x} \right)_y (K_S)_{\tau}, \quad (23)$$

$$(F_X)_{F_Y=0} = \left( \frac{\partial F_X}{\partial x} \right)_{F_Y=0} \Delta x \quad (24)$$

– значение (производная берется при постоянном значении  $F_Y = 0$ ) величины  $F_X \equiv \Delta F_X$  после того как условие  $F_Y = 0$  внутреннего равновесия будет достигнуто в подсистеме  $\tau$  в результате оттока тепла из



$\tau$ , достижении равенства угловой скорости  $\Omega_\tau$  вращения подсистемы  $\tau$  и угловой скорости  $\Omega_{\bar{\tau}}$  вращения окружающей ее подсистемы  $\bar{\tau}$  и излучения сейсмоакустических волн из  $\tau$ . Легко показывается, что неравенство (22) означает выполнение условия

$$S|_{F_Y=0} = S_0 + \frac{1}{2} d^2 S|_{F_Y=0} > S|_y = S_0 + \frac{1}{2} d^2 S|_y, \quad (25)$$

т.е., в результате кратковременного воздействия на подсистему  $\tau$  и сообщения ей макроскопической внутренней сдвиговой кинетической энергии  $(K_s)_\tau$  (когда некоторая компонента  $y \equiv y_i = (\mathbf{M}_\tau)_i$  вектора  $\mathbf{M}_\tau$  не изменяется непосредственно в результате резкого изменения  $(K_s)_\tau > 0$  относительно равновесного нулевого значения) энтропия  $S$  всей системы уменьшается до некоторого значения  $S|_y$ , которое меньше, чем значение  $S_0$  в равновесном состоянии, а после процессов релаксации в замкнутой системе энтропия  $S$  всей системы увеличивается до значения  $S|_{F_Y=0}$ , но не достигает значения  $S_0$  в первоначальном равновесном состоянии, а меньше  $S_0$  в результате релаксационных процессов, уменьшающих результаты сообщения подсистеме  $\tau$  макроскопической внутренней сдвиговой кинетической энергии  $(K_s)_\tau$ . В этом состоит эффект повышения энтропии  $\Delta S = S|_{F_Y=0} - S|_y > 0$  в системе за счет необратимых процессов, релаксирующих деформационное воздействие на подсистему  $\tau$ .

Легко показывается, что для макрообъема континуума  $\tau$  произвольной формы рассмотренное предположение о неизменности некоторой проекции  $y \equiv y_i = (\mathbf{M}_\tau)_i$  вектора  $\mathbf{M}_\tau$  на ось  $X_i$  декартовой системы координат  $K$  непосредственно в результате деформационного воздействия на объем (резкого изменения  $(K_s)_\tau > 0$ ) является довольно сильным, и не верно априорно для всех случаев. Рассмотрим кратковременное воздействие на макроскопический объем  $\tau$ , при котором его момент количества движения  $\mathbf{M}_\tau$  изменяется на конечную векторную величину  $\Delta \mathbf{M}_\tau$ , а макроскопическая внутренняя сдвиговая кинетическая энергия  $(K_s)_\tau$  в процессе этого воздействия остается нулевой  $(K_s)_\tau = 0$ . Физически рассматриваемый вариант воздействия на

макроскопический объем  $\tau$  осуществляется в рамках ротационной модели [4] для твердого блока  $\tau$  литосферы Земли, расположенного между литосферными плитами.

Проведя аналогичные рассуждения, как и в первом рассмотренном деформационном (традиционном) варианте воздействия на макроскопический объем  $\tau$  в фокальной зоне землетрясения, теперь для кратковременного воздействия на макроскопический объем  $\tau$ , при котором только его момент количества движения  $\mathbf{M}_\tau$  изменяется на конечную векторную величину  $\Delta\mathbf{M}_\tau$ , а макроскопическая внутренняя сдвиговая кинетическая энергия  $(K_s)_\tau$  в процессе этого воздействия остается нулевой  $(K_s)_\tau = 0$ , имеем в этом случае вместо (22) аналогичное очевидное соотношение:

$$|(\Delta\mathbf{F}_V)_x| > |(\Delta\mathbf{F}_V)_{F_x=0}|, \quad (26)$$

в котором знак модуля следует понимать, как знак модуля вектора. Анализ соотношения (26) показывает возрастание энтропии системы в процессе релаксации начального внешнего вращательного воздействия на подсистему  $\tau$ , приводящего к нарушению условия (19) термодинамического равновесия. Таким образом, два рассмотренных механизма (деформационный и вращательный) внешнего воздействия на макроскопический объем  $\tau$  приводят к возрастанию энтропии вращающейся замкнутой термодинамической системы, связанному с необратимой диссипацией макроскопической кинетической энергии. Рассмотрим каждый из этих механизмов с точки зрения энергетических соображений.

#### Термодинамическое обоснование модели ротационного очага землетрясения [4]

Обобщенная дифференциальная формулировка (4) первого закона термодинамики может быть переписана в виде

$$\begin{aligned} \frac{dE_\tau}{dt} &= \frac{d}{dt}(K_\tau + U_\tau + \pi_\tau) = \frac{d}{dt} \iiint_\tau \left( \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + u + \psi \right) \rho dV = \\ &= \iint_{\partial\tau} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})) d\Omega_n - \iint_{\partial\tau} (\mathbf{J}_q \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n + \iiint_\tau \frac{\partial\psi}{\partial t} \rho dV. \end{aligned} \quad (27)$$

Чтобы проанализировать с общих термодинамических позиций классическую деформационную (сдвиговую) модель [10] и ротационную модель [4] очага землетрясения, рассмотрим вытекающее из обобщенной формулировки (27) уравнение эволюции полной механической энергии

макроскопического объема  $\tau$  (в ньютоновском вязком сжимаемом континууме с тензором напряжений (7)):

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(K_\tau + \pi_\tau) &= \frac{d}{dt} \iiint_\tau \left( \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \psi \right) \rho dV = \\ &= \iiint_\tau p \operatorname{div} \mathbf{v} dV + \iiint_\tau \left( \frac{2}{3} \eta - \eta_v \right) (\operatorname{div} \mathbf{v})^2 dV - \iiint_\tau 2\nu (e_{ij})^2 \rho dV + \\ &\quad + \iint_{\partial\tau} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})) d\Omega_n + \iiint_\tau \frac{\partial \psi}{\partial t} \rho dV. \end{aligned} \quad (28)$$

Проведем сначала энергетический анализ деформационного воздействия на макроскопический объем  $\tau$  (ограниченный замкнутой поверхностью  $\partial\tau$ ), когда внутри макроскопического объема  $\tau$  при релаксации сообщенной макроскопической внутренней сдвиговой кинетической энергии  $(K_s)_\tau$  образуется эволюционирующая разрывная поверхность  $F_1(\tau)$  (нестационарный магистральный разрыв). Макроскопический объем  $\tau$  можно разбить мысленно на две подсистемы  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , продолжив мысленно поверхность  $F_1(\tau)$  посредством поверхности  $R_1(\tau)$  до ее пересечения с поверхностью  $\partial\tau$  макроскопического объема  $\tau$ . Поверхность подсистемы  $\tau_1$  состоит из поверхности  $(\partial\tau)_1$ , являющейся частью поверхности  $\partial\tau$ , и поверхностей  $F_1(\tau)$  и  $R_1(\tau)$ , а поверхность подсистемы  $\tau_2$  состоит из поверхности  $(\partial\tau)_2$ , являющейся частью поверхности  $\partial\tau$ , и поверхностей  $F_1(\tau)$  и  $R_1(\tau)$ . Следуя формулировке (28) и записывая уравнения эволюции полной механической энергии для подсистем  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , получим в результате суммирования этих уравнений уравнение эволюции полной механической энергии макроскопического объема  $\tau$ , состоящего из подсистем  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , взаимодействующих на поверхности тангенциального разрыва  $F_1(\tau)$ :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(K_\tau + \pi_\tau) &= \frac{d}{dt} \iiint_\tau \left( \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \psi \right) \rho dV = \iiint_\tau p \operatorname{div} \mathbf{v} dV + \iiint_\tau \left( \frac{2}{3} \eta - \eta_v \right) (\operatorname{div} \mathbf{v})^2 dV - \\ &\quad \iiint_\tau 2\nu (e_{ij})^2 \rho dV + \iint_{\partial\tau} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})) d\Omega_n + \iint_{F_1(\tau)} ((\mathbf{v}_1(\tau_1) - \mathbf{v}_1(\tau_2)) \cdot (\boldsymbol{\zeta}_1 \cdot \mathbf{T})) d\Sigma_{\zeta_1} + \iiint_\tau \frac{\partial \psi}{\partial t} \rho dV, \end{aligned} \quad (29)$$

где  $\mathbf{V}_1(\tau_1)$  – вектор скорости на поверхности  $F_1(\tau)$  в подсистеме  $\tau_1$ ,  $\mathbf{V}_1(\tau_2)$  – вектор скорости на поверхности  $F_1(\tau)$  в подсистеме  $\tau_2$ ,  $\boldsymbol{\zeta}_1$  –

внешняя нормаль поверхности (подсистемы  $\tau_1$ ), которая представлена поверхностями  $F_1(\tau)$  и  $R_1(\tau)$ ,  $-\zeta_1$  – внешняя нормаль (поверхности подсистемы  $\tau_2$ ), которая представлена поверхностями  $F_1(\tau)$  и  $R_1(\tau)$ .

В уравнении (29) первый член во втором ряду отражает изменение полной механической энергии макроскопического объема  $\tau$  за счет сжимаемости, второй и третий члены выражают необратимую диссипацию кинетической энергии соответственно за счет сжимаемости континуума и наличия сдвига скорости для модели ньютоновского вязкого сжимаемого континуума. Четвертый, пятый и шестой члены в третьем ряду уравнения (29) являются универсальными для произвольной модели среды, которая характеризуется симметричным тензором напряжений  $\mathbf{T}$ . Четвертый член выражает мощность  $dA_{np,\partial\tau}/dt$  внешних для объема  $\tau$  непотенциальных сил давления и вязкости, действующих на поверхность  $\partial\tau$  макроскопического объема  $\tau$ . Пятый член выражает мощность работы внешних для объема  $\tau$  сил по разные стороны от разрывной поверхности  $F_1(\tau)$  в процессе образования поверхностной дислокации. Шестой член в уравнении (29) представляет источник (сток) полной механической энергии, связанный с увеличением (уменьшением) потенциала  $\Psi$  нестационарного гравитационного поля в области макрообъема  $\tau$ . Нестационарность потенциала  $\Psi$  может быть вызвана нестационарным гравитационным полем «системы Солнце-Земля-Луна» [2], а также гравитационным влиянием других планет Солнечной системы на рассматриваемый макрообъем  $\tau$  литосферы Земли. Шестой член  $W_{gr}$  в уравнении (29) описывает влияние нестационарного гравитационного поля на динамику тектонических процессов, что подкрепляется эмпирически наблюдаемой связью ([3], с. 251) между областями сгущения изолиний гравитационного поля (с одной стороны) и тектоническими зонами и «тектоническими воронками» гравитационной неустойчивости (с другой стороны).

Рассчитаем энергию, которая диссипируется при образовании поверхностной дислокации на нестационарной поверхности  $F_1(\tau)$  в интервале времени  $(t, t + \Delta t)$ . Для этого имеем, исходя из пятого члена уравнения (29), выражение для работы  $\delta A_{np,F_1(\tau)}$  (в интервале времени  $(t, t + \Delta t)$ ) внешних для объема  $\tau$  непотенциальных сил по разные стороны от поверхности  $F_1(\tau)$  разрыва:

$$\delta A_{np, F_1(\tau)} = \int_t^{t+\Delta t} \left( \iint_{F_1(\tau)} ((\mathbf{v}_1(\tau_1) - \mathbf{v}_1(\tau_2)) \cdot (\boldsymbol{\zeta}_1 \cdot \mathbf{T})) d\Sigma_{\zeta_1} \right) dt, \quad (30)$$

которое после перестановки порядка интегрирования приводится к виду

$$\delta A_{np, F_1(\tau)} = \iint_{F_1(\tau)} \left( \int_t^{t+\Delta t} (\mathbf{v}_1(\tau_1) - \mathbf{v}_1(\tau_2)) \cdot (\boldsymbol{\zeta}_1 \cdot \mathbf{T}) dt \right) d\Sigma_{\zeta_1}. \quad (31)$$

Чтобы протестировать формулу (31), рассчитаем энергию  $dA_{np, \Delta\Sigma}$ , которая диссипируется при образовании поверхностной дислокации на небольшой поверхности  $\Delta\Sigma$  в интервале времени  $(t, t + \Delta t)$ . В этом случае, применяя теорему о среднем и взяв внутренний интеграл по времени, получим из (31) для  $F_1(\tau) = \Delta\Sigma$ :

$$dA_{np, \Delta\Sigma} = \iint_{\Delta\Sigma} ((\mathbf{w}(\boldsymbol{\zeta}_1, t + \Delta t) - \mathbf{w}(-\boldsymbol{\zeta}_1, t + \Delta t)) \cdot \langle \boldsymbol{\zeta}_1 \cdot \mathbf{T} \rangle) d\Sigma_{\zeta_1}, \quad (32)$$

где  $\langle \boldsymbol{\zeta}_1 \cdot \mathbf{T} \rangle$  – среднее значение по времени вектора напряжения для элемента  $d\Sigma_{\zeta_1}$  двухсторонней поверхности  $\Delta\Sigma$ ,  $\mathbf{w}(\boldsymbol{\zeta}_1, t + \Delta t)$  и  $\mathbf{w}(-\boldsymbol{\zeta}_1, t + \Delta t)$  – векторы смещения континуума по разные стороны элемента  $d\Sigma_{\zeta_1}$  двухсторонней поверхности  $\Delta\Sigma$  в точках, характеризуемых нормальными  $\boldsymbol{\zeta}_1$  и  $-\boldsymbol{\zeta}_1$ . Используя естественное выражение для «линейного» среднего по времени  $\langle \boldsymbol{\zeta}_1 \cdot \mathbf{T} \rangle$ :

$$\langle \boldsymbol{\zeta}_1 \cdot \mathbf{T} \rangle = \frac{1}{2} ((\mathbf{p}(\boldsymbol{\zeta}_1, t) - \mathbf{p}(-\boldsymbol{\zeta}_1, t + \Delta t))), \quad (33)$$

как среднего арифметического от значений вектора напряжения по разные стороны от разрыва, получим выражение для элементарной работы внешних непотенциальных сил на двухсторонней поверхности  $\Delta\Sigma$  поверхностной дислокации:

$$dA_{np, \Delta\Sigma} = \frac{1}{2} \iint_{\Delta\Sigma} ((\mathbf{w}(\boldsymbol{\zeta}_1, t + \Delta t) - \mathbf{w}(-\boldsymbol{\zeta}_1, t + \Delta t)) \cdot (\mathbf{p}(\boldsymbol{\zeta}_1, t) + \mathbf{p}(-\boldsymbol{\zeta}_1, t + \Delta t))) d\Sigma_{\zeta_1}. \quad (34)$$

Именно такое выражение ([16], с. 544) ранее получено в рамках классического линейного подхода модели упругого твердого тела. Работа (30) внешних для объема  $\tau$  непотенциальных сил (противодействующих разрушению материала внутри объема  $\tau$  на поверхности  $F_1(\tau)$  дислокации, которая рассматривается как внешняя двухсторонняя поверхность) должна быть отрицательной. Таким образом, энергия

$\delta E_{d,F_1(\tau)}$ , затрачиваемая подсистемой  $\tau$  на образование поверхности  $F_1(\tau)$  дислокации равна работе внутренних сил в макроскопическом объеме  $\tau$ , она должна быть положительной и равной по абсолютной величине выражению (30), но противоположной ему по знаку:

$$\delta E_{d,F_1(\tau)} = -\delta A_{np,F_1(\tau)} = - \int_t^{t+\Delta t} \left( \iint_{F_1(\tau)} ((\mathbf{v}_1(\tau_1) - \mathbf{v}_1(\tau_2)) \cdot (\boldsymbol{\zeta}_1 \cdot \mathbf{T})) d\Sigma_{\boldsymbol{\zeta}_1} \right) dt > 0. \quad (35)$$

Ясно, что предположение (33) верно только для слабых тангенциальных разрывов смещений континуума. Это дает основание рассматривать выражение (30) как нелинейное обобщение выражения (34) для произвольной разрывной поверхности  $F_1(\tau)$  и для сильных тангенциальных разрывов смещений континуума на разрывной поверхности  $F_1(\tau)$  для модели среды с произвольным симметричным тензором напряжений  $\mathbf{T}$ . Формула (34) ранее получена [16] из модели упругого твердого тела. Отметим, что формулы (30) и (34) получены для модели среды с произвольным симметричным тензором напряжений  $\mathbf{T}$ , что показывает отмеченную универсальность выражения (5) для дифференциальной работы  $dA_{np,\partial\tau}$ , которая существенна для термодинамического обоснования ротационной модели [4] очага землетрясения.

Проведем энергетический анализ ротационного механизма [4] очага землетрясения, связанного с образованием кругового разрыва, который после релаксации сейсмостектонического процесса в очаге землетрясения проявляется в форме дисклинации (круговой дислокации). Рассмотрим, следуя ротационной модели [4] очага землетрясения отдельный блок сейсмофокальной зоны. При превышении внешнего воздействия на него со стороны нестационарных гравитационных сил и непотенциальных сил напряжения на его границе некоторого критического значения его сцепление с окружающим его пластическим слоем может нарушиться за счет его смещения (отрыва) и вращения с образованием тангенциального разрыва на поверхности блока  $\partial\tau_1$ . Обозначим посредством  $\tau_{int}$  рассматриваемый блок, имеющий поверхность  $\partial\tau_1$ , вне которой расположен тонкий аккомодационный пластический слой (подсистема)  $\tau_{ext}$ , ограниченный внешней поверхностью  $\partial\tau$  рассматриваемой термодинамической системы. Записывая, используя формулировку (28), уравнения эволюции полной механической энергии макроскопических

подсистем  $\tau_{\text{int}}$  и  $\tau_{\text{ext}}$  и складывая их, получим уравнение эволюции полной механической энергии макроскопического объема  $\tau$ , состоящего из подсистем  $\tau_{\text{int}}$  и  $\tau_{\text{ext}}$ , взаимодействующих на поверхности тангенциального разрыва  $\partial\tau_i$ :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(K_\tau + \pi_\tau) &= \frac{d}{dt} \iiint_\tau \left( \frac{1}{2} v^2 + \psi \right) \rho dV = \\ &= \iiint_\tau \rho \operatorname{div} v dV + \iiint_\tau \left( \frac{2}{3} \eta - \eta_v \right) (\operatorname{div} v)^2 dV - \iiint_\tau 2\nu (e_{ij})^2 \rho dV + \iint_{\partial\tau} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})) d\Omega_n + \\ &+ \iint_{\partial\tau_i} ((\mathbf{v}_{\text{int}}(\partial\tau_i) - \mathbf{v}_{\text{ext}}(\partial\tau_i)) \cdot (\mathbf{m} \cdot \mathbf{T})) d\Sigma_m + \iiint_\tau \frac{\partial \psi}{\partial t} \rho dV, \end{aligned} \quad (36)$$

где  $\mathbf{m}$  – внешняя нормаль поверхности  $\partial\tau_i$  подсистемы  $\tau_{\text{int}}$ ,  $-\mathbf{m}$  – внутренняя нормаль поверхности  $\partial\tau_i$ , которая ограничивает изнутри подсистему  $\tau_{\text{ext}}$ ,  $\mathbf{n}$  – внешняя нормаль поверхности  $\partial\tau$ ,  $\mathbf{v}_{\text{int}}(\partial\tau_i)$  – вектор скорости на внутренней стороне поверхности  $\partial\tau_i$  в подсистеме  $\tau_{\text{int}}$ ,  $\mathbf{v}_{\text{ext}}(\partial\tau_i)$  – вектор скорости на внешней стороне поверхности  $\partial\tau_i$  в подсистеме  $\tau_{\text{ext}}$ .

Аналогично выражению (35) для энергии  $\delta E_{d, F_1(\tau)}$ , затрачиваемой макрообъемом  $\tau$  на образование разрывной поверхности  $F_1(\tau)$ , приводящей к дислокации, имеем выражение для энергии  $\delta E_{d, \partial\tau_i}$ , затрачиваемой макрообъемом  $\tau$  в интервале времени  $(t, t + \Delta t)$  на образование разрывной поверхности  $\partial\tau_i$ , приводящей к дисклинации:

$$\delta E_{d, \partial\tau_i} = -\delta A_{\text{np}, \partial\tau_i} = - \int_t^{t+\Delta t} \left( \iint_{\partial\tau_i} ((\mathbf{v}_{\text{int}}(\partial\tau_i) - \mathbf{v}_{\text{ext}}(\partial\tau_i)) \cdot (\mathbf{m} \cdot \mathbf{T})) d\Sigma_m \right) dt > 0. \quad (37)$$

Покажем, что при некоторых условиях по энергетическим соображениям осуществление ротационного механизма более вероятно, чем осуществление магистрального разрыва внутри очага. Учитывая [4], что критические напряжения, необходимые для образования разрыва на поверхности блока (слабо сцепленного с окружающим его пластическим слоем) существенно меньше, чем критические напряжения, необходимые для разрыва цельных горных пород и образования магистрального разрыва, получаем, что затрачиваемая энергия  $\delta E_{d, \partial\tau_i}$ , данная выражением (37), существенно меньше, чем затрачиваемая энергия

$\delta E_{d,F_1(\tau)}$ , данная выражением (35), при условии, что смещения пород по разные стороны от различных анализируемых разрывов имеют одинаковую величину, и отношение площади поверхности дисклинации к площади поверхности магистрального разрыва не превосходят порядка. Если рассмотреть кубический блок, то его поверхность (исключая верхнюю поверхность, которая практически не влияет на энергетику образования разрывов) в  $5/\sqrt{2}$  раз превосходит максимальную площадь внутреннего сечения куба. Предполагая, что коэффициент сдвиговой вязкости  $\eta_{\partial\tau_i}$  на поверхности блока  $\tau_{int}$  меньше, чем коэффициент сдвиговой вязкости  $\eta_{\tau_{int}}$  внутри блока  $\tau_{int}$ , получим (не учитывая коэффициенты объемной вязкости) очевидную связь для куба

$$\delta E_{d,F_1(\tau)} = \frac{\eta_{\tau_{int}}}{\eta_{\partial\tau_i}} \frac{\sqrt{2}}{5} \delta E_{d,\partial\tau_i}. \quad (38)$$

Если сообщенной энергии  $K_r$  достаточно для совершения работы  $\delta E_{d,\partial\tau_i}$  и образования поверхностной круговой дислокации (дисклинации), т. е.  $K_r = \delta E_{d,\partial\tau_i}$ , то энергии  $K_s = K_r$  будет недостаточно для совершения работы  $\delta E_{d,F_1(\tau)}$  и образования магистрального разрыва, если  $\eta_{\tau_{int}}/\eta_{\partial\tau_i} > 5/\sqrt{2}$ . Поскольку условие  $\eta_{\tau_{int}}/\eta_{\partial\tau_i} > 5/\sqrt{2}$  заведомо выполняется для подвижных блоков в пределах сейсмофокальной зоны тихоокеанского кольца [4], поэтому, если рассматривать эффект сообщения кубическому блоку одной и той же величины макроскопической внутренней сдвиговой кинетической энергии  $K_s$  и макроскопической внутренней вращательной кинетической энергии  $K_r$ , то получаем, что макроскопическая внутренняя вращательная кинетическая энергия  $K_r$  более эффективна для образования поверхностной круговой дислокации, чем макроскопическая внутренняя сдвиговая кинетическая энергия  $K_s$  для образования магистрального разрыва внутри блока. Разумеется, если для однородной среды с постоянной вязкостью рассматривать эффект сообщения кубическому блоку одной и той же величины макроскопической внутренней сдвиговой кинетической энергии  $K_s$  и макроскопической



внутренней вращательной кинетической энергии  $K_r$ , то макроскопическая внутренняя сдвиговая кинетическая энергия  $K_s$  более эффективна для образования магистрального разрыва (в соответствии с классической сдвиговой моделью [10]) внутри блока, чем макроскопическая внутренняя вращательная кинетическая энергия  $K_r$  для образования поверхностной круговой дислокации.

### Термогидрогравитационная динамика Солнечной системы

Для использования обобщенной дифференциальной формулировки (27) первого закона термодинамики применительно к планетам Солнечной системы учтем дополнительный источник энергии, связанный с тепловыделением внутри планет в результате распада радиоактивных элементов. Для этого введем дополнительный член с пространственно-временной плотностью  $e_\tau$  распределенных источников тепла в правую часть уравнения (27), с учетом чего формулировка (27) для произвольного макроскопического объема  $\tau$  без разрывов (в том числе и для подсистемы  $\tau$  планеты, ограниченной внешней граничной поверхностью  $\partial\tau$ , на которой она взаимодействует с подсистемой  $\bar{\tau}$ , представляющей атмосферу или атмосферу и гидросферу планеты ( $\tau + \bar{\tau}$ )) обобщается в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dE_\tau}{dt} &= \frac{d}{dt}(K_\tau + U_\tau + \pi_\tau) = \frac{d}{dt} \iiint_\tau \left( \frac{1}{2} v^2 + u + \psi \right) \rho dV = \\ &= \iint_{\partial\tau} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})) d\Omega_n - \iint_{\partial\tau} (\mathbf{J}_q \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n + \iint_\tau \frac{\partial\psi}{\partial t} \rho dV + \iint_\tau e_\tau \rho dV, \end{aligned} \quad (39)$$

в котором потенциал нестационарного гравитационного поля  $\psi$  в подсистеме  $\tau$  находится с учетом всех объектов в нашей Галактике. Интегрируя уравнение (39), получим (в предположении постоянных значений угловой скорости вращения и тензора скоростей деформаций для всего объема подсистемы  $\tau$ ) выражение для полной энергии  $(E(t))_\tau$  подсистемы  $\tau$  (планеты без подсистемы  $\bar{\tau}$  – атмосферы или атмосферы и гидросферы) планеты ( $\tau + \bar{\tau}$ ):

$$\begin{aligned} (E(t))_\tau &= (K_t(t))_\tau + (K_r(t))_\tau + (K_s(t))_\tau + (K_{s,r}^{\text{coup}}(t))_\tau + U_\tau(t) + \pi_\tau(t) = \\ &= (K_t(t_0))_\tau + (K_r(t_0))_\tau + (K_s(t_0))_\tau + (K_{s,r}^{\text{coup}}(t_0))_\tau + U_\tau(t_0) + \pi_\tau(t_0) + \\ &+ \int_{t_0}^t \left( \iint_{\partial\tau} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})) d\Omega_n \right) dt' - \int_{t_0}^t \left( \iint_{\partial\tau} (\mathbf{J}_q \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n \right) dt' + \int_{t_0}^t \left( \iint_\tau \frac{\partial\psi}{\partial t'} \rho dV \right) dt' + \int_{t_0}^t \left( \iint_\tau e_\tau \rho dV \right) dt'. \end{aligned} \quad (40)$$

Изменение полной энергии  $(E(t))_\tau$  подсистемы  $\tau$  определяется динамическим [6] и тепловым энергообменом на граничной поверхности  $\partial\tau$ , изменением потенциала  $\Psi$  гравитационного поля в подсистеме  $\tau$  планеты  $(\tau + \bar{\tau})$  и тепловыделением в подсистеме  $\tau$  за счет распада радиоактивных элементов. Из выражения (40) видно, что регулирование макроскопической внутренней вращательной кинетической энергии  $(K_\tau(t))_\tau$  и угловой скорости  $\boldsymbol{\omega}(\tau)$  вращения подсистемы  $\tau$  планеты определяется при термодинамически равновесном режиме вращения подсистемы  $\tau$  (когда угловая скорость  $\boldsymbol{\omega}(\tau)$  постоянна по всему объему подсистемы  $\tau$  и  $(K_s(t))_\tau = 0$  и  $(K_{s,r}^{\text{coup}}(t))_\tau = 0$  [22, 24]) динамическим энергообменом [6] на граничной поверхности  $\partial\tau$  между атмогидросферой (океанами и атмосферой – подсистемой  $\bar{\tau}$ ) и подсистемой  $\tau$  (содержащей литосферу), а также изменением потенциала  $\Psi$  гравитационного поля в подсистеме  $\tau$ . Долговременные изменения скорости вращения Земли также должны определяться изменениями тепловыделения за счет распада радиоактивных элементов и циклическими изменениями солнечной активности, которые изменяют распределения средних циркуляций атмосферы и океанов и соответствующих полей термогидродинамических параметров вблизи литосферы.

Для получения изменения во времени полной энергии планеты  $(\tau + \bar{\tau})$  необходимо рассмотреть дифференциальную формулировку (27) первого закона термодинамики (с источником тепла  $e_\tau$  в подсистеме  $\bar{\tau}$ ) для подсистемы  $\bar{\tau}$  (атмосферы или атмосферы и гидросферы), которая окружает подсистему  $\tau$ :

$$\begin{aligned} \frac{dE_{\bar{\tau}}}{dt} = \frac{d}{dt}(K_{\bar{\tau}} + U_{\bar{\tau}} + \pi_{\bar{\tau}}) = \frac{d}{dt} \iiint_{\bar{\tau}} \left( \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + u + \psi \right) \rho dV = \iint_{\partial\tau} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})) d\Omega_n + \\ + \iint_{\partial\tau} (\mathbf{J}_q \cdot \mathbf{n}) d\Omega_n + \iint_{\bar{\tau}} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \rho dV + \iint_{\partial(\tau + \bar{\tau})} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{k} \cdot \mathbf{T})) d\Sigma_k - \\ \iint_{\partial(\tau + \bar{\tau})} (\mathbf{J}_q \cdot \mathbf{k}) d\Sigma_k + \iiint_{\tau} e_\tau \rho dV, \end{aligned} \quad (41)$$

где  $\partial(\tau + \bar{\tau})$  – граница атмосферы, т.е. внешняя граничная поверхность подсистемы  $\bar{\tau}$ ,  $\mathbf{k}$  – внешний единичный нормальный вектор граничной поверхности  $\partial(\tau + \bar{\tau})$  атмосферы, дифференциальный элемент площади которой обозначен посредством  $d\Sigma_k$ . Складывая уравнения (39) и (41), получим интегрально-дифференциальное уравнение временной

изменчивости полной энергии  $E_{(\tau+\bar{\tau})}$  планеты  $(\tau+\bar{\tau})$ , состоящей из

взаимодействующих на граничной поверхности  $\partial\tau$  подсистем  $\tau$  и  $\bar{\tau}$ :

$$\begin{aligned} \frac{dE_{(\tau+\bar{\tau})}}{dt} &= \frac{dE_{\tau}}{dt} + \frac{dE_{\bar{\tau}}}{dt} = \frac{d}{dt} \iiint_{\tau} \left( \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + u + \psi \right) \rho dV + \frac{d}{dt} \iiint_{\bar{\tau}} \left( \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + u + \psi \right) \rho dV = \\ &= \iint_{\partial(\tau+\bar{\tau})} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{k} \cdot \mathbf{T})) d\Sigma_{\mathbf{k}} - \\ &\quad \iint_{\partial(\tau+\bar{\tau})} (\mathbf{J}_q \cdot \mathbf{k}) d\Sigma_{\mathbf{k}} + \iiint_{(\tau+\bar{\tau})} \frac{\partial \psi}{\partial t} \rho dV + \iiint_{\tau} e_{\tau} \rho dV + \iiint_{\bar{\tau}} e_{\bar{\tau}} \rho dV, \end{aligned} \quad (42)$$

интегрирование которого при естественном условии  $\iint_{\partial(\tau+\bar{\tau})} (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{k} \cdot \mathbf{T})) d\Sigma_{\mathbf{k}} = 0$  на

внешней граничной поверхности  $\partial(\tau+\bar{\tau})$  атмосферы планеты  $(\tau+\bar{\tau})$  дает временную зависимость полной энергии  $(E(t))_{(\tau+\bar{\tau})}$  планеты  $(\tau+\bar{\tau})$ :

$$\begin{aligned} (E(t))_{(\tau+\bar{\tau})} &= (K_i(t))_{\tau} + (K_r(t))_{\tau} + (K_s(t))_{\tau} + (K_{s,r}^{\text{coup}}(t))_{\tau} + U_{\tau}(t) + \boldsymbol{\pi}_{\tau}(t) + (K(t))_{\bar{\tau}} + \\ &+ U_{\bar{\tau}}(t) + \boldsymbol{\pi}_{\bar{\tau}}(t) = (K_i(t_0))_{\tau} + (K_r(t_0))_{\tau} + (K_s(t_0))_{\tau} + (K_{s,r}^{\text{coup}}(t_0))_{\tau} + U_{\tau}(t_0) + \\ &+ \boldsymbol{\pi}_{\tau}(t_0) + (K(t_0))_{\bar{\tau}} + U_{\bar{\tau}}(t_0) + \boldsymbol{\pi}_{\bar{\tau}}(t_0) - \int_{t_0}^t \left( \iint_{\partial(\tau+\bar{\tau})} (\mathbf{J}_q \cdot \mathbf{k}) d\Sigma_{\mathbf{k}} \right) dt' + \\ &+ \int_{t_0}^t \left( \iiint_{(\tau+\bar{\tau})} \frac{\partial \psi}{\partial t'} \rho dV \right) dt' + \int_{t_0}^t \left( \iiint_{\tau} e_{\tau} \rho dV \right) dt' + \int_{t_0}^t \left( \iiint_{\bar{\tau}} e_{\bar{\tau}} \rho dV \right) dt', \end{aligned} \quad (43)$$

которая показывает, что в силу термодинамической неравновесности в целом каждой из рассматриваемых планет (так как в атмосферах и гидросферах планет движение отлично от твердотельного) принципиально невозможно полную кинетическую энергию планеты представить в виде суммы кинетических энергий поступательного, вращательного, сдвигового и сдвигово-вращательного сцепления для всей планеты в целом. Выражение (43) показывает, что полные кинетическая энергия  $(K(t))_{\bar{\tau}}$ , внутренняя энергия  $U_{\bar{\tau}}(t)$  и потенциальная гравитационная энергия  $\boldsymbol{\pi}_{\bar{\tau}}(t)$  подсистемы  $\bar{\tau}$  являются энергетическими факторами, регулирующими угловую скорость вращения подсистемы  $\tau$  планеты  $(\tau+\bar{\tau})$ , в частности Земли за счет механизма [6] обмена энергией между подсистемой  $\bar{\tau}$  (атмосфера и океаны) и литосферой Земли, входящую в подсистему  $\tau$ . Полная энергия  $(E(t))_{(\tau+\bar{\tau})}$  планеты  $(\tau+\bar{\tau})$  изменяется в результате потока энергии в виде электромагнитного излучения Солнца на внешней граничной поверхности  $\partial(\tau+\bar{\tau})$

атмосферы планеты  $(\tau + \bar{\tau})$ , за счет вариаций гравитационного потенциала в подсистемах  $\tau$  и  $\bar{\tau}$  планеты  $(\tau + \bar{\tau})$  под действием гравитационного воздействия всех небесных тел Солнечной системы (включая собственный вклад планеты) и галактического гравитационного влияния, вследствие тепловыделения внутри планеты (внутри подсистемы  $\tau$ ) в результате распада радиоактивных элементов и выделения тепла в атмосфере и гидросфере планеты (сейчас Земли, а потенциально на других планетах в будущем) в результате сгорания топлива и человеческой промышленной деятельности.

Каждая планета (как и ее спутник) в процессе самоорганизации Солнечной системы может «сбросить» часть своей внутренней энергии (в которую входит накопленная упругая энергия сжатия или растяжения) за счет образования новых планетарных разломов. Рассматривая систему законов сохранения полной энергии и полного момента импульса подсистемы  $\tau$  планеты  $(\tau + \bar{\tau})$ , ранее показано [23], что взаимопревращения накопленной внутренней энергии  $U_\tau$  и макроскопических неравновесных кинетических энергий  $(K_s)_\tau$  и  $(K_{s,r}^{\text{coup}})_\tau$ , затухают под действием вязкости и сопровождаются изменением направления вектора угловой скорости вращения подсистемы  $\tau$ , что свидетельствует об отмеченном ранее планетарном характере сейсмотектонического процесса [4].

### Синтезирующий анализ полученных результатов и выводы

Выведены обобщенные дифференциальные формулировки (4) и (27) первого закона термодинамики (в инерциальной системе отсчета) для неравновесных сдвигово-вращательных термодинамических состояний движения в нестационарном гравитационном поле конечного объема однокомпонентного континуума, описываемого симметричным тензором напряжений  $\mathbf{T}$ . Обобщенная дифференциальная формулировка (4) обобщает классические [12, 21] формулировки (13) и (14) первого закона термодинамики за счет учета элементарной работы  $\delta A_s$  вязких сил на границе  $\partial\tau$ , ограничивающей макроскопический объем  $\tau$  континуума, а также за счет учета изменчивости потенциала  $\Psi$  нестационарного гравитационного поля внутри объема  $\tau$  континуума в результате деформации объема  $\tau$  и внешнего гравитационного воздействия на объем  $\tau$ . На основе обобщенной дифференциальной формулировки (27) первого закона термодинамики установлен гравитационный механизм накачки энергии в макроскопический объем  $\tau$  континуума за счет нарастания

внутри макроскопического объема  $\tau$  гравитационного потенциала  $\Psi$  нестационарного гравитационного поля внешнего гравитационного источника энергии, который определяется членом  $W_{gr}$  в уравнении (27) и показано, что выявленный теоретический механизм накачки находится в согласии с известными представлениями об аномальном возрастании величины силы тяжести перед землетрясением (на первой стадии) на фоне лунно-солнечных вариаций [2]. Представлено обобщение классического принципа Брауна – Ле-Шателье [12] на вращающиеся термодинамические системы (планеты Солнечной системы), предполагая в качестве внешнего спускового механизма разрядки очага гравитационное воздействие на макроскопический объем коры планеты.

На основе вытекающего из обобщенной формулировки (27) уравнения (28) эволюции полной механической энергии макроскопического объема  $\tau$  (в ньютоновском вязком сжимаемом континууме) показано, что классическая деформационная (сдвиговая) модель [10] является термодинамически обоснованной моделью для однородной среды с постоянной вязкостью, а ротационная модель [4] очага землетрясения является термодинамически обоснованной моделью для сейсмофокальной зоны тихоокеанского кольца. Ротационную модель [4] необходимо рассматривать в качестве значимой компоненты для универсального синтеза со сдвиговой моделью [10] в силу того, что все три макроскопические внутренние кинетические энергии  $K_{\tau}$ ,  $K_S$  и  $K_{s,\tau}^{cup}$  [22–24] только в совокупности (согласно обобщенным формулировкам (4) и (27) первого закона термодинамики для малого макроскопического объема  $\tau$  континуума) описывают динамику процесса сейсмотектонической релаксации в фокальной области очага землетрясения. Учитывая, что сейсмофокальная зона тихоокеанского кольца в районе Камчатки и Курильских островов приурочена к области вулканических и геотермальных процессов (которые являются существенным фактором уменьшения сцепления блока с его пластическим окружением для осуществления ротационного механизма), очевидно, что соответствие реальности ротационной модели [4] свидетельствует о фундаментальности ранее установленной генетической связи орогенного вулканизма с тектоническими процессами [14].

Используя обобщенную формулировку (39) первого закона термодинамики, выведено интегральное выражение (40) для изменения во времени полной энергии  $(E(t))_{\tau}$  подсистемы  $\tau$ , окруженной подсистемой  $\bar{\tau}$  (атмосфера или атмосфера и океан), любой планеты  $(\tau + \bar{\tau})$  Солнечной системы с учетом энергетического взаимодействия [6] на граничной поверхности  $\partial\tau$  (представляющей границу подсистем  $\tau$  и

$\bar{\tau}$ ), которое регулирует скорость вращения подсистемы  $\tau$  планеты в соответствии с ранее обнаруженным [18; 19, с. 36] явлением частичного солнечного управления вращательным режимом Земли посредством атмосферной циркуляции. Из выражения (40) следует, что для адекватного моделирования энергообмена между океанами, атмосферой и литосферой Земли (входящей в подсистему  $\tau$ ) посредством члена  $\delta A_s$  (наряду с членами  $\delta A_p$  и  $\delta A_c$  в выражении (8) для элементарной работы  $dA_{pr, \partial \tau}$ ) необходимо использовать реальную информацию о колебаниях литосферы [6], а не рассматривать ее при теоретическом моделировании как твердое неупругое тело. При абсолютно жесткой литосфере такой энергообмен абсолютно невозможен в рамках рассматриваемой для литосферы модели ньютоновского вязкого сжимаемого континуума, что согласуется с результатом исследования [19], в котором показано, что рассмотрение морского дна абсолютными твердым устраняет механизм энергообмена между океаном и верхней мантией Земли.

В выведенном выражении (43) для изменения полной энергии  $(E(t))_{(\tau+\bar{\tau})}$  планеты  $(\tau+\bar{\tau})$  учтены энергии, которые определяют самоорганизацию Солнечной системы. При сжатии подсистемы  $\tau$  планеты  $(\tau+\bar{\tau})$ , сопровождающимся увеличением потенциала гравитационного поля  $\Psi$  в фиксированной точке пространства, согласно (43) должна увеличиваться внутренняя энергия, что должно приводить к росту потоков тепла из ядра планеты и соответствующему увеличению интенсивности орогенеза. Этот вывод согласуется с представлениями Е.Е. Милановского [13], согласно которым эпохи интенсивного орогенеза соответствуют эпохам общего сжатия Земли. Три полных цикла (эпох последовательного сжатия, растяжения и более продолжительного успокоения тектонических движений), которые Земля прошла в фанерозое [13] с полной продолжительностью в 570 млн лет приблизительно соответствуют трем циклам галактического года (трем периодам обращения Солнечной системы вокруг ядра нашей Галактики), каждый из которых равен 180 млн лет [9], что указывает на галактический генезис каждого цикла эпох последовательного сжатия, растяжения и успокоения тектонических движений Земли в соответствии с выводом Д.В. Наливкина о том, что «Земля является частью Вселенной, и поэтому крупные события, происходившие в Солнечной системе и в Галактике, влияли на ее развитие и строение» [15].

Полученная временная зависимость (43) полной энергии  $(E(t))_{(\tau+\bar{\tau})}$  планеты  $(\tau + \bar{\tau})$  дает возможность комплексного исследования для любой планеты различных энергетических трансформаций (между гравитационной, тепловой, электромагнитной и деформационной энергией упругого сжатия, а также макроскопическими кинетическими энергиями планеты: трансляционной –  $(K_t(t))_\tau$ , вращательной –  $(K_r(t))_\tau$ , сдвиговой –  $(K_s(t))_\tau$  и сдвигово-вращательного сцепления –  $(K_{s,r}^{cop}(t))_\tau$ ) с целью построения в масштабах всей Земли модели долгосрочного детерминистического предсказания землетрясений и геологических катаклизмов (связанных с образованием обширных планетарных разломов) на основе: 1) детального анализа закономерностей разломной тектоники земной коры [18]; 2) синтезирующего анализа структурных закономерностей и генетических связей орогенного вулканизма и тектонических процессов [13, 14]; 3) осмысления закономерностей и причин возникновения землетрясений [2, 4, 10]; 4) обобщающего синтеза неравновесной термодинамики, механики сплошных сред, гидродинамики и статистической физики [4, 5, 8, 12, 16, 20, 21, 22, 24]; 5) реальных физических закономерностей энергообмена в системе океан–атмосфера–литосфера [6, 7, 17]; 6) использования распределенных адаптивных оптоэлектронных информационно-измерительных систем [11]; 7) развития адекватного анализа фактических данных и разработке физически адекватных моделей механизмов очага землетрясения [4].

#### **Благодарности**

Автор выражает свою благодарность д.ф.-м.н., чл.-кор. РАН Г.И. Долгих и д.г.-м.н., проф. В.А. Абрамову за ряд указанных ценных замечаний.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. *Абрамов В.А.* Структура и динамика тектоносферы Алданского щита. Ч. I (методология, методика, предпосылки). Владивосток: Дальнаука, 1993. 161 с.
2. *Абрамов В.А.* Причины и предвестники землетрясений // Тр. профессор. клуба ЮНЕСКО. Владивосток: Изд-во «Уссури», 1997. № 1. С. 50–63.
3. *Абрамов В.А., Молев В.П.* Эколого-радиометрический мониторинг. Владивосток: Дальнаука, 2005. 316 с.
4. *Викулин А.В.* Физика волнового сейсмического процесса. Петропавловск-Камчатский: КГПУ, 2003. 151 с.
5. *Де Гроот С., Мазур П.* Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 456 с.

6. Долгих Г.И. Исследование волновых колебаний океана и литосферы лазерно-интерференционными методами. Владивосток: Дальнаука, 2000. 160 с.
7. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Новикова О.В., Овчаренко В.В., Окунцева О.П., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный нанобарограф и его применение при изучении бародеформационного взаимодействия // Физика Земли. 2004. №. 8. С. 82–90.
8. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. М.: Мир, 1974. 304 с.
9. Жирмунский А.В., Кузьмин В.И. Критические уровни в развитии природных систем. Л.: Наука, 1990. 223 с.
10. Короновский Н.В., Абрамов В.А. Землетрясения: причины, последствия, прогноз // Современное естествознание: Энциклопедия. Т. 9. Науки о Земле. М., 2000. 368 с.
11. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б. и Урываев К.П. Распределенные адаптивные оптоэлектронные информационно-измерительные системы // Вестник Дальневосточного Отделения Российской Академии Наук. 2005. №. 6. С. 66–76.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. V. Статистическая физика. Ч.1. М.: Наука, 1976. 584 с.
13. Милановский Е.Е. К проблеме происхождения и развития линейных структур платформ // Вестник МГУ. Сер. 4. Геология. 1979. №. 6. С. 29–53.
14. Милановский Е.Е., Короновский Н.В. Орогенный вулканизм и тектоника Альпийского пояса Евразии. М.: Недра, 1973. 280 с.
15. Наливкин Д.В. Очерки по геологии СССР. Л.: Недра, 1980. 158 с.
16. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.2. М.: Наука, 1994. 560 с.
17. Тюков И.Я. Волны взаимодействия гравитирующего океана с атмосферой и верхней мантией Земли. Препринт. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2005. 34 с.
18. Чебаненко И.И. Основные закономерности разломной тектоники земной коры и ее проблемы. Киев: Издательство АН УССР, 1963. 155 с.
19. Эйгенсон М.С. О солнечном управлении вращательным движением Земли, Международный геофизический год, Информ. бюлл., № 1, Изд-во АН УССР, 1958.
20. Batchelor G.K. An introduction to fluid dynamics. Cambridge: Cambridge University Press, 1967. 615 p.
21. Gibbs J.W. Graphical methods in the thermodynamics of fluids // Trans. Connect. Acad. 1873. II, April-May. P. 309–342.



22. *Simonenko S.V.* The macroscopic non-equilibrium kinetic energies of a small fluid particle // *J. Non-Equilibrium Thermodynamics*. 2004. Vol. 29, No. 2. P. 107–123.
23. *Simonenko S.V.* The macroscopic non-equilibrium kinetic energies of a small fluid particle // *Proceedings of the international conference on «The Arctic and North Pacific»*. Ed. V.I. Sergienko, O.L. Shcheka and A.I. Cherednichenko. Vladivostok, 2004a. P. 26.
24. *Simonenko S.V.* *Non-equilibrium statistical thermohydrodynamics of turbulence*. Moscow: Nauka, 2006. 174 p.

**Симоненко Сергей Викторович.** Закончил Московский физико-технический институт, факультет Аэрофизики и космических исследований, специальность Термодинамика и аэродинамика, группа Физика океана. Кандидат физико-математических наук. Ведущий научный сотрудник Тихоокеанского океанологического института им. В.И. Ильичева ДВО РАН. Научные интересы связаны с неравновесной термодинамикой, механикой сплошной среды, теорией турбулентности и геофизикой.



## НАРУШЕНИЕ СОСТОЯНИЯ УСТОЙЧИВОГО РАВНОВЕСИЯ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ НА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СФЕРЕ

Ф.Х. Каримов<sup>1</sup>, З.Д. Усманов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт сейсмостойкого строительства и сейсмологии, <sup>2</sup>Институт математики

*Академия наук Республики Таджикистан, Душанбе, Таджикистан*

**Аннотация.** В работе исследуется состояние относительного покоя материальной точки под действием центральной гравитационной силы и силы сухого трения на поверхности сферы, вращающейся с заданной угловой скоростью. Обнаружено, что северный и южный полюса, а вместе с ними и небольшие сферические шапки вокруг них, всегда принадлежат множеству положений устойчивого равновесия материальной точки. Установлено также, что если при некоторых значениях параметров, характеризующих действующие силы и режим вращения сферы, проявляются неравновесные состояния, то их множество представляет собой симметричные по отношению к экватору сферические пояса.

Предложенная в работе методика исследований может быть использована для анализа крутильных колебаний земного шара, в частности чандлеровских колебаний, а также для изучения состояния равновесия геоблоков на земной поверхности, нарушение которого при изменениях скорости вращения Земли может приводить к накоплению тектонических напряжений и, тем самым, к подвижкам геоблоков – землетрясениям. В настоящей статье на примере моделирования относительного покоя и относительного движения материальной точки на поверхности вращающейся сферы предпринята попытка выяснения возможных причин, по которым происходят нарушения состояния устойчивого равновесия геоблоков, изменения тектонических напряжений в областях их контакта с последующими разгрузками, сопровождаемыми землетрясениями или крипом.

### Уравнения относительного движения материальной точки на вращающейся сфере

Пусть  $O\xi\eta\zeta$  и  $Oxyz$  – две прямоугольные системы координат с общим началом в точке  $O$  и совмещенными осями  $O\xi$  и  $Oz$ , причем первая система – неподвижная, а вторая – жестко связанная со сферой радиуса  $R$  с центром в точке  $O$ , вращающейся с заданной угловой скоростью  $\omega = \omega(t)$  вокруг оси  $Oz$ .

Характер вращения может быть различным. Это могут быть, в частности, вращения с колебаниями угловой скорости, что представляет собой частный случай чандлеровских колебаний земного шара.

Пусть  $M$  – материальная точка с массой  $m$ , положение которой на сфере определяется в момент времени  $t$  сферическими координатами – широтой  $\theta = \theta(t)$ ,  $-\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$  и долготой  $\varphi = \varphi(t)$ ,  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ , см. [3] и рис. 1. Выпишем уравнения движения точки на сфере в предположении, что на неё действует сила притяжения  $F_g$ , направленная по  $MO$ . С этой целью рассмотрим материальную точку  $M$  как свободную, для чего заменим связь, удерживающую эту точку на сфере, силой реакции связи, разложив последнюю на две составляющие – нормальную силу  $N$ , приложенную к точке  $M$  и направленную по единичному вектору  $n$  нормали к поверхности сферы в точке  $M$ , и силу трения скольжения  $F_f$ , приложенную к той же точке и расположенную в плоскости, касательной к сфере в точке  $M$ .

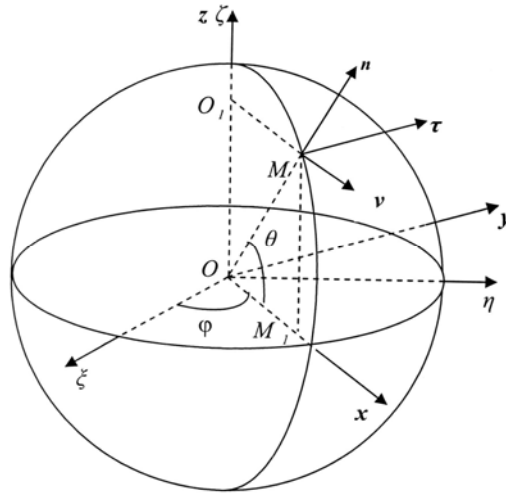


Рис.1 Положение материальной точки  $M$  по отношению к системам координат и направления единичных векторов.

Из второго закона Ньютона следует, см. [1]:

$$m \cdot (W_r + W_t + W_c) = F_g + N + F_f, \quad (1)$$

где  $W_r$  – ускорение точки  $M$  с массой  $m$  относительно подвижной системы координат  $Oxyz$ ;  $W_t$  – переносное ускорение, которое в соответствии с определением равно абсолютному ускорению той точки

подвижной системы координат  $Oxyz$ , в которой в данный момент времени находится материальная точка М;  $W_c$  – кориолисово ускорение. Эти ускорения определяются формулами (см., например, [2]):

$$\begin{aligned} W_r &= \frac{dV_r}{dt}, \\ W_t &= W_\tau + W_v = \frac{d\omega}{dt} \cdot O_1M \cdot \tau + \omega^2 \cdot O_1M \cdot v; \\ W_c &= 2\omega \times V_r, \end{aligned} \quad (2)$$

где в первой формуле  $V_r$  – вектор относительной скорости точки М по поверхности сферы; во второй формуле  $W_\tau$  и  $W_v$  – компоненты вектора переносного ускорения по направлениям единичных векторов  $\tau$  и  $v$  (первый вектор – касательный в точке М к окружности радиуса  $O_1M$ , а второй вектор направлен к оси вращения  $Oz$ , т.е. по  $MO_1$ ; в третьей формуле  $\omega$  – вектор угловой скорости вращения подвижной системы координат, направленный по оси  $Oz$ .

Из (1) получаем уравнение относительного движения материальной точки М с массой  $m$  по поверхности сферы:

$$m \cdot W_r = F_g + N + F_f - m \cdot W_t - m \cdot W_c. \quad (3)$$

#### **Переход из состояния относительного покоя в состояние относительного движения**

Воспользуемся уравнением (3) для описания переходного момента от состояния покоя материальной точки к началу движения. Покой характеризуется следующими условиями:

$$\theta(t) = \theta_0, \varphi(t) = \varphi_0, V_r(t) \equiv 0, W_r(t) \equiv 0,$$

т.е. постоянными значениями сферических координат материальной точки и нулевыми значениями её относительной скорости и ускорения.

В момент перехода  $t = t_s$  от состояния покоя к началу движения все четыре соотношения остаются справедливыми (производная по времени от  $W_r(t)$  будет отлична от нуля). Очевидно также, что и  $W_c(t_s) = 0$ . С учётом этого при  $t = t_s$  из (3) получаем

$$F_g + N + F_f - m \cdot W_t = 0, \quad (4)$$

где  $F_g = -\mu \cdot \frac{M \cdot m}{R^2} \cdot \mathbf{n}$ ,  $N = N \cdot \mathbf{n}$  и  $F_f = -f \cdot N \cdot \frac{V_r}{V_r}$ . В этих формулах  $M$  – масса шара,  $\mu$  – гравитационная постоянная,  $\mathbf{n}$  – нормальный единичный вектор к поверхности сферы в точке  $M$ ,  $N$  и  $V_r$  – модули векторов  $\mathbf{N}$  и  $\mathbf{V}_r$ , соответственно,  $f$  – коэффициент трения скольжения. Последняя из трех формул показывает, что сила трения направлена в сторону, противоположную вектору  $\mathbf{V}_r$ .

Подставляя в (4) выражения для  $F_g$ ,  $N$ ,  $F_f$ , а также  $W_l$  из (2), получим в проекциях на  $\mathbf{n}$  и на касательную плоскость к поверхности сферы в точке  $M$ , соответственно:

$$N = \mu \frac{M \cdot m}{R^2} - m\omega^2 \cdot R \cos^2 \theta_0, \quad (5)$$

$$-f \cdot N \cdot \frac{V_r}{V_r} = m \cdot R \cos \theta_0 \cdot (\dot{\omega} \cdot \boldsymbol{\tau} + \omega^2 \sin \theta_0 \cdot \mathbf{v}_l). \quad (6)$$

В соотношении (6) единичный вектор  $\mathbf{v}_l$  направлен по касательной к меридиану в точке  $M$ , см. рис.1.

Приравняв квадраты модулей векторов левой и правой части равенства (6) и подставляя в это выражение значение  $N$  из (5), получим

$$\begin{aligned} f^2 \cdot \left( \mu \frac{M \cdot m}{R^2} + m\omega^2 R \cos^2 \theta_0 \right)^2 = \\ = m^2 R^2 \cos^2 \theta_0 \cdot (\dot{\omega} + \omega^4 \cdot \sin^2 \theta_0). \end{aligned} \quad (7)$$

Соотношение (7) определяет геометрическое место тех точек на сфере, в которых проявляется неустойчивость равновесного состояния материальной точки на вращающейся сфере. Выводы, которые будут извлекаться из этого соотношения, основываются на известных положениях о движении и покое твердого тела под действием движущей силы  $F_m$  и противодействующей ей силы трения скольжения  $F_f$ :

- 1) при  $F_f < F_m$  тело движется;
- 2) при  $F_f > F_m$  тело покоится;
- 3) при  $F_f = F_m$  тело находится в неустойчивом состоянии равновесия.

## Выводы

Запишем соотношение (7) в виде

$$f^2 = \frac{m^2 R^2 \cos^2 \theta_0 (\dot{\omega} + \omega^4 \sin^2 \theta_0)}{\left( \mu \frac{M \cdot m}{R^2} + m \omega^2 R \cos^2 \theta_0 \right)^2}$$

или, после деления числителя и знаменателя на  $m^2 \omega^4 R^2$ , получим

$$f^2 = \frac{\cos^2 \theta_0 \cdot (\dot{\omega} / \omega^4 + \sin^2 \theta_0)}{\left( M / m_0 + \cos^2 \theta_0 \right)^2}. \quad (8)$$

Здесь использовано обозначение  $m_0 = \frac{\omega^2 R^3}{\mu}$ .

Обратимся к исследованию соотношения (8). При  $\theta_0 = \pm \frac{\pi}{2}$ , т.е. для случая, когда материальная точка М находится на северном или южном полюсах вращения, это соотношение не выполняется даже для сколь угодно малых значений  $f$ , поскольку правая часть обращается в нуль. Следовательно, по непрерывности  $\cos \theta_0$  нарушение равенства распространяется, по крайней мере, для значений  $\theta_0 = \pm \frac{\pi}{2} \mp \varepsilon$ , где  $\varepsilon = \varepsilon(t)$  – положительная функция, значения которой не превосходят некоторое достаточно малое число. Однако это значит, что *материальная точка, оказавшаяся в широтах  $\frac{\pi}{2} - \varepsilon \leq \theta_0 \leq \frac{\pi}{2}$  и  $-\frac{\pi}{2} \leq \theta_0 \leq -\frac{\pi}{2} + \varepsilon$ , будет пребывать в состоянии покоя.*

Дополнительную информацию о поведении материальной точки на поверхности вращающейся сферы удастся получить в трех частных случаях.

**Случай 1.**  $\dot{\omega} / \omega^4 \gg 1$ . Тогда соотношение (8) можно представить в виде:

$$f^2 \approx \frac{(\dot{\omega} / \omega^4) \cos^2 \theta_0}{\left( M / m_0 + \cos^2 \theta_0 \right)^2}. \quad (8')$$

Отсюда следует, что для всякого фиксированного  $t$  существуют значения  $\pm \theta_0^*$  ( $0 < \theta_0^* < \frac{\pi}{2}$ ), в которых справедливо (8'), причем в интервалах  $\theta_0^* \leq \theta_0 \leq \frac{\pi}{2}$  и  $-\frac{\pi}{2} \leq \theta_0 \leq -\theta_0^*$  значение  $f^2$  превосходит правую часть в соотношении (8'), а в интервале  $-\theta_0^* < \theta_0 < \theta_0^*$  становится меньше правой части в соотношении (8'). Однако это значит, что в сферическом поясе  $-\theta_0^* < \theta_0 < \theta_0^*$  материальная точка будет пребывать в состоянии относительного движения, а за её пределами – в состоянии относительного покоя. Отметим также, что материальная точка, попав на широту  $\pm \theta_0^*$ , оказывается в неустойчивом состоянии. В следующий момент времени она может переместиться как в зону относительного покоя, так и в зону относительного движения.

Если записать отношение центробежной силы на экваторе к гравитационной силе, используя выражения (2) и (4), то можно заметить, что оно равно  $m_0 / M = q$ . Величина  $m_0$  имеет размерность массы и составляет долю  $q$  массы шара  $M$ . Смысл  $m_0$  состоит в том, что это – некоторый эквивалент потери гравитационной массы Земли, возникающей за счёт вращения Земли. Параметр  $q$  связан с параметром  $\beta$  в известной формуле А. Клеро для изменений ускорения силы тяжести на поверхности земного сфероида соотношением

$$q = 0,4\beta,$$

где  $\beta = 0,003468$  и, следовательно,  $q = 0,001387$ , см., например, [2, 4]. Такие числовые значения подсказывают нам следующую возможность.

**Случай 2.**  $M / m_0 \gg 1$ . Тогда  $m_0 / M$  является малой величиной, и соотношение (8) можно представить в виде:

$$f^2 \approx \frac{m_0}{M} (\dot{\omega}^2 / \omega^4 + \sin^2 \theta_0) \cos^2 \theta_0. \quad (8'')$$

В данном случае очевидно, что  $f^2$  всегда будет превосходить правую часть соотношения (8''), и потому *вся поверхность сферы от одного полюса до другого будет зоной относительного покоя материальной точки.*



Интересно отметить, что в силу принятого для  $m_0 / M$  обозначения малость этой величины может достигаться либо за счет малости  $R$ , либо за счет чрезвычайно больших значений  $M$ . Аналогичный результат имеет место и для малых значений  $\dot{\omega}$ , однако с существенной оговоркой, что  $\dot{\omega} / \omega^4$  остается при этом конечной величиной. Это, например, выполняется при больших значениях  $t$  для  $\omega = ct^{-1}$ , т.е. когда скорость вращения уменьшается обратно пропорционально времени.

Из сказанного следует, что на космических телах «малых размеров» или же с «достаточно большими массами», а также для специальных законов изменения их угловой скорости вращения касательные напряжения не возникают, и нет оснований для появления разломов на поверхности космического тела.

**Случай 3.**  $\dot{\omega} = 0$ , т.е. сфера  $S$  вращается с постоянной угловой скоростью  $\omega = \omega_0 = const$ . Тогда (8) примет вид

$$f^2 = \frac{\cos^2 \theta_0 \cdot \sin^2 \theta_0}{(M / m_0 + \cos^2 \theta_0)^2}, \quad (8''')$$

причем  $m_0 = \omega_0^2 R^3 / \mu = const$ . При  $\theta_0 = 0$  материальная точка будет находиться на экваторе, и полученное соотношение (8''') снова нарушится, поскольку правая часть обращается в нуль. Следовательно, точки, расположенные на экваторе, также окажутся точками относительного покоя. В силу непрерывности  $\sin \theta_0$  нарушение соотношения (8''') распространяется также на значения  $\theta_0 = \pm \varepsilon_1$ , где  $\varepsilon_1$  – достаточно малое положительное число. В свою очередь, это означает, что *материальная точка в широтах  $-\varepsilon_1 \leq \theta_0 \leq \varepsilon_1$  будет пребывать в состоянии относительного покоя.*

Последующий анализ сводится к тому, чтобы выяснить, существует ли между зонами относительного покоя, т.е. между упомянутыми ранее полярными шапками и экваториальным поясом, пояса неустойчивого состояния на сфере, оказавшись в которых материальная точка даже из состояния покоя перейдет в состояние относительного движения.

Если в рассматриваемой проблеме соотношение между кинематическими и динамическими характеристиками, например, таково, что

$$f^2 > (m_0 / M)^2,$$

то, как легко проверить,  $f^2$  для любых значений  $\theta_0$ ,  $-\frac{\pi}{2} \leq \theta_0 \leq +\frac{\pi}{2}$ , будет больше правой части соотношения (8'''). И тогда также как и в случае 2, *вся поверхность сферы от одного полюса до другого будет зоной относительного покоя материальной точки.*

Если же, например, соотношение между кинематическими и динамическими характеристиками таково, что при  $\theta_0 = \pm \frac{\pi}{4}$  имеет место

неравенство

$$f^2 < \frac{1}{(2m_0 / M + 1)^2},$$

т.е. квадрат коэффициента трения меньше значения правой части соотношения (8''') при  $\theta_0 = \pm \frac{\pi}{4}$ , то в силу непрерывности тригонометрических функций, неравенство сохранится для двусторонней окрестности значений  $\pm \frac{\pi}{4}$ . В таком случае ясно, что и в северном и южном полушариях существуют пояса, симметричные относительно экватора, оказавшись внутри которых материальная точка из состояния покоя переходит в состояние движения по поверхности сферы.

В случае переменной во времени скорости вращения сферы границы, разделяющие области устойчивости и неустойчивости положения материальной точки, будут также зависеть от времени. Кроме того, вообще будут меняться соотношения между всеми действующими силами, определяющими равновесие и движение геоблоков и тектонических плит. Следовательно, будут меняться механические напряжения, прежде всего, на границах между геоблоками и тектоническими плитами, что может приводить либо к их плавному относительному перемещению, например, криву, либо резким подвижкам, представляющим собой акт землетрясения.

### Заключение

Итак, модельные исследования настоящей статьи показали, что кинематические характеристики  $R$ ,  $\omega$ ,  $\dot{\omega}$  совместно с динамическими характеристиками  $M$ ,  $\mu$ ,  $f$  являются определяющими для описания поведения материальной точки на вращающейся сфере. При конкретных

соотношениях между ними в точках, расположенных на широте  $\theta_0$ , материальное тело может оказаться в состоянии относительного покоя, относительного движения или же неустойчивого промежуточного состояния.

Для того чтобы воспользоваться результатами модельных исследований в описании динамики геоблоков на поверхности земного шара, они представляются в виде системы материальных точек, каждая из которых подчиняется изученным выше модельным поведением. При таком подходе вполне понятно, что если какой-либо геоблок полностью располагается либо в зоне относительного покоя или же относительного движения материальной точки, то и сам геоблок будет пребывать в аналогичном состоянии. Если же одна его часть оказывается в одной зоне, а другая – в другой, то в зоне относительного движения возникают касательные напряжения, приводящие к изменениям взаимного положения материальных точек.

Применение полученных модельных оценок к анализу условий равновесия геоблоков, в частности, на поверхности земного шара показывает, что в окрестностях полюсов основную роль в устойчивости геоблоков играют силы гравитации и реакции опоры, а в экваториальных поясах – к ним добавляется центробежная сила. Силы трения играют заметную роль в равновесии геоблоков в средних широтах.

Авторы выражают благодарность А.В. Викулину за обсуждение настоящей работы.

#### ЛИТЕРАТУРА:

1. *Аппель П.* Теоретическая механика. Т.1. М.: Физматлит, 1960, 516 с.
2. *Жарков В.Н.* Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983. 416 с.
3. *Корн Г.А., Корн Т.М.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1977. 832 с.
4. *Маловичко А.К., Костицын В.И.* Гравиразведка. М.: Недра, 1992. 357 с.

**Каримов Фаршед Хилолович.** Окончил Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Отделение физики твёрдого тела. Доктор физико-математических наук, академик Инженерной академии Таджикистана, академик Международной Инженерной Академии. **Сфера научных интересов:** Физика землетрясений и процессы их подготовки; геомеханика и вибрационные эффекты нарушения устойчивости в геосреде; тектономагнетизм и модели подготовки землетрясений; физика

магнитных явлений; физика малоразмерных ферромагнетиков и магнетизма горных пород. Опубликовал свыше 120 научных работ.

**Усманов Зафар Джураевич.** Окончил Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Механико-математический факультет, Отделение механики. Доктор физико-математических наук, профессор, академик Академии наук Таджикистана. **Сфера научных интересов:** Обобщенные системы Коши-Римана с сингулярностями в изолированных точках и на замкнутой линии; деформация поверхностей с изолированной точкой уплощения, конической точкой и параболической границей; моделирование собственного времени произвольного процесса; моделирование эколого-экономических, производственных и технологических процессов; автоматизация обработки информации на естественных языках. Опубликовал свыше 180 научных работ по теоретической и прикладной математике в научных журналах стран ближнего и дальнего зарубежья.

**ОБРАЩЕНИЕ И ВРАЩЕНИЕ – ДВА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ  
ВОЛНОВЫХ СВОЙСТВА НЕБЕСНЫХ ТЕЛ**

Г.Г. Кочемасов  
*ИГЕМ*

**Аннотация.** Два фундаментальных свойства – движение по орбитам и вращение присущи всем небесным телам от астероидов до скоплений галактик. Циклические кеплеровские движения по некруговым орбитам с переменными ускорениями являются причиной возникновения в телах корящихся волн, имеющих разные длины, стоячий характер и 4 направления распространения. Интерференция этих волн приводит к образованию в телах поднимающихся, опускающихся и переменных движений (орогены) тектонических блоков. Границы между ними проявляются в виде линеаментов и регматических сетей. «Структуры делаются орбитами» – суть источника энергии для формообразования и структурирования небесных тел.

Самыми общими свойствами всех небесных тел (включая Землю) являются их движение и вращение. Нет ни одного тела, которое не двигалось бы и не вращалось. Все тела движутся по циклическим некруговым, как установил Кеплер, орбитам – эллиптическим и параболическим. А это значит, по Ньютону, что их массы испытывают действие инерционно-гравитационных сил, так как их орбиты подразумевают периодически меняющиеся ускорения тел. Умноженные на массу, эти ускорения производят силы, действующие на всю массу, независимо от того, как она структурирована, то есть какую форму она имеет и делится ли она на сферы. Инерционные силы, естественно более значительные в начальные периоды, когда эллиптичность орбит была выше, заставляют колебаться все части тела. Во вращающихся телах эти колебания упорядочиваются, приобретая орто- и диагональные направления, и становятся стационарными. Образующиеся стоячие волны имеют гармонический характер и начинаются с фундаментальной волны  $l$  длиной  $2\pi R$  ( $R$  – радиус тела). Интерференция разнонаправленных волн приводит к образованию в телах поднимающихся (+), опускающихся (–) и нейтральных (0) скомпенсированных блоков, размеры которых связаны с длиной корящейся волны.

Итак, «структуры делаются орбитами». Это положение может быть развернуто в 4 теоремы волновой планетарной тектоники: 1) небесные тела дихотомичны; 2) небесные тела секторны; 3) небесные тела зернисты; 4) угловые моменты разноуровневых блоков стремятся к равновесию [2 и др.]. Первые три имеют дело с волнами разной длины.

Фундаментальная волна 1 дает всегда присутствующую дихотомию (рис. 1, 2). Ее первый обертоном длиной  $\pi R$  волна 2 образует секторы, группирующиеся в форме октаэдра (рис. 3); последующие гармоники дают другие более слабо выраженные многогранники. Тектоническая зернистость связана с волнами, длины которых обратно пропорциональны орбитальным частотам тел: выше частота – мельче зернистость, и наоборот (рис. 4). Теорема 4 отражает физическое требование равенства угловых моментов блоков разного радиуса в едином вращающемся теле, что достигается регулированием плотностей.

Коробящее действие волн разной длины выражается в геометризации тел, то есть в придании им форм многогранников (неоднократно обсуждавшихся геологами!). Эти фигуры наиболее хорошо заметны в малых телах, где небольшие силы гравитации не сглаживают их с превращением в шары. Однако и в крупных шарообразных телах при анализе их геофизических полей выявляются отдельные грани и вершины многогранников. С фундаментальной  $2\pi R$ -структурой – дихотомией связан тетраэдр. Его четырем вершинам, к которым сходятся грани (сжатие), противостоят грани, от которых они расходятся (растяжение). В этом и состоит суть дихотомии волнового происхождения. С  $\pi R$ -структурой связан октаэдр с 6-ью вершинами. С  $\pi R/2$ -структурой связан куб с 8-ью вершинами и т.д. (рис. 5).



Рис. 1. Однотипные выгнуто-вогнутые формы малых тел разного размера: А – астероид Итокава, 0.5 км; Б – спутник Калипсо (PIA07633), 22 км; В – астероид Эрос (03111), 33 км; Г – спутник Прометей (08192), 102 км.

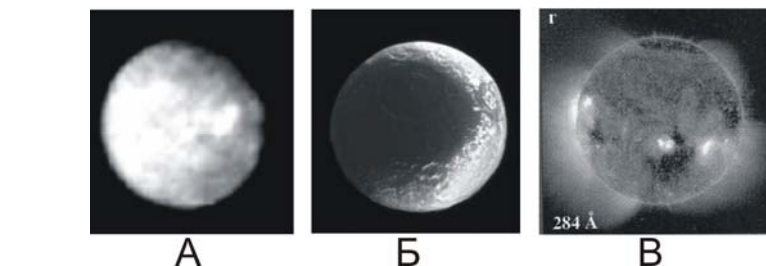


Рис. 2. Дихотомия «black & white»: А – Титания (01975), Б – Япет (08234), В – Солнце (изображение КА «SOHO»).

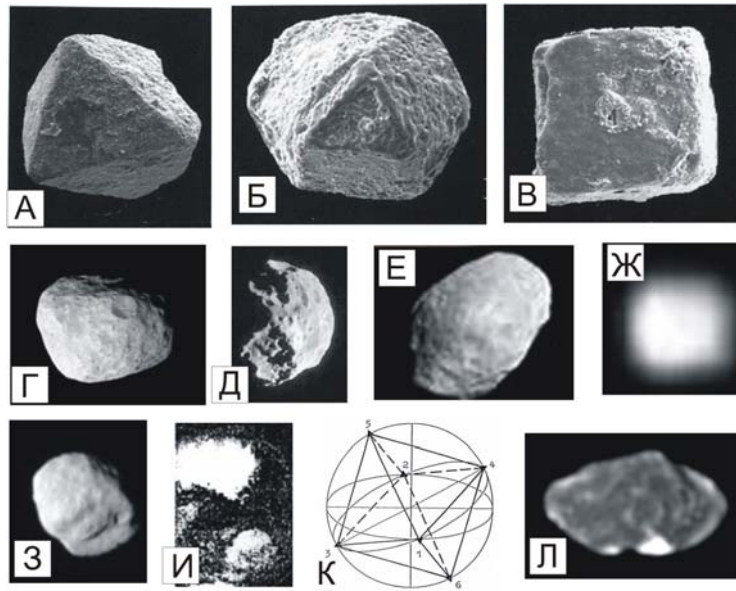


Рис. 3. Многогранники меди и небесных тел: А-В – кристаллы меди размером 0,2–0,9 мм [1]: А – октаэдр, Б – кубооктаэдр, В – куб; Г – Янус (08192), Д – Феба (190\_200\_1.jpg), Е – Фобос (04589), Ж – Елена (07547), З – Эпиметеус (07531), И – секторы Марса – изображение HST, авг. 2003, К – структурный октаэдр Земли, Л – Амальтея (01074).

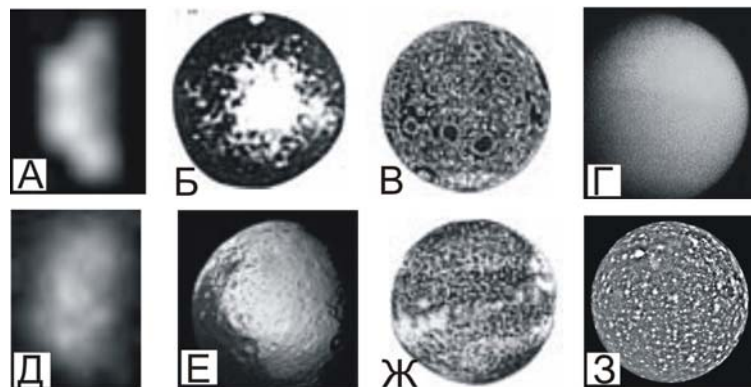


Рис. 4. Тектоническая зернистость. Выше орбитальная частота – мельче зернистость; равные частоты – равные зернистости. Сравнимые пары: Земля (часть, 04159) 1/365 дн (А) – Нерейда (00054) 1/360 (Д); Меркурий, 1/88 (Б) – Япет (00348) 1/79 (Е); Луна, гравика, 1/28 (В) – Солнце, супергрануляция, 1/28 (Ж); Титан (IMG001101-br500.jpg) 1/16 (Г) – Калисто (02253) 1/16 (З).



Рис. 5. Три тела Платона: А – тетраэдр,  $2\pi R$ -структура, Телесто (24 км, 07546), Б – октаэдр,  $\pi R$ -структура, Янус (181 км, 08192), В – куб,  $\pi R/2$ -структура, Елена (32 км, 07547).

Планетарные волны не являются синусоидами с постепенными переходами от + к –, но представляют собой дискретные квантово-механические образования с резкими границами между подъемами (+) и спадами (–), например, переход континентов в океаны. С такими резкими границами связаны нарушения пород от значительных до едва заметных (в зависимости от амплитуды волны), которые ощущаются как протяженные линейные зоны, выраженные в гидросети, обводненности, типе и густоте растительности, оттенках альбедо. Такие зоны именуются линеаментами. Регматические сети также связаны с волновой природой коробления литосфер в четырех направлениях (часто резко очерченными являются три направления, связанные с плоскостями симметрии структурного октаэдра) (рис. 6).

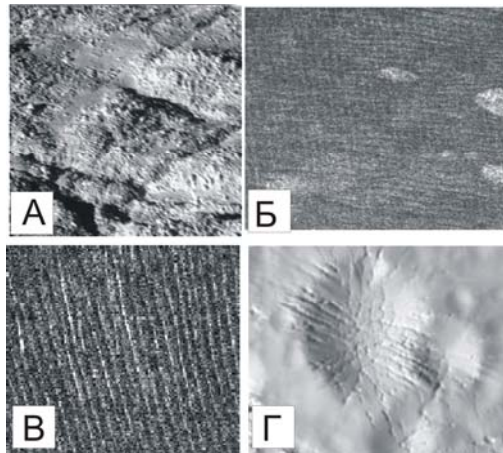


Рис. 6. Сетки, линеаменты: А – Энцелад (06252), «шахматная доска» на пересечениях разновысоких полос-волн; Б – Титан (03567), пересечения волн на темной метановой равнине, шаг 1–2 км; В – Титан (часть 08454), волны с шагом 10–15 км; Г – Энцелад (часть 06248), пересечение волн (чередование хребтов и долин) с образованием цепочек кратеров. Цифры в скобках – номера изображений NASA.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Квасниця І. Природні мідні кристали України // Геолог України. 2005. №1. С. 55–64.
2. Kocherasov G.G. Tectonic dichotomy, sectoring and granulation of Earth and other celestial bodies // Proceedings of the International Symposium



on New Concepts in Global Tectonics, «NCGT-98 TSUKUBA», Geological Survey of Japan, Tsukuba, Nov 20–23, 1998. P. 144–147.

**Кочемасов Геннадий Григорьевич.** Окончил в 1959 г. Московский геологоразведочный институт им. С. Орджоникидзе. Работал в различных экспедициях Министерства геологии СССР и в качестве эксперта ООН в Африке. С 1978 по 2001 гг. – сотрудник ИГЕМ РАН. Автор многочисленных работ по геологии, геохимии, планетологии на русском и английском языках. **Сфера научных интересов** – сравнительная планетология и тектоноантропология.

