

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ КРУПНОГО АСТЕРОИДА ПРИ СНИЖЕНИИ С ЗАГЛУБЛЕНИЕМ В ЛИТОСФЕРУ И МАНТИЮ ЗЕМЛИ

Касьянов С.Ю.

ГОИН

Задача постепенного снижения и заглубления в атмосферу, литосферу и мантию Земли крупного небесного тела, вращающегося на орбите Земли, ранее не рассматривалась. Многочисленные свидетельства этого процесса, как физико-географические, так и литературно-исторические, рассматривались, в лучшем случае, как совокупность независимых фактов. Моделируемый геофизический процесс объясняет ранее не получившие объяснения исторические факты и геофизические данные, определяет прошлое, настоящее и будущее климата Земли.

Исторические свидетельства и их геофизическая интерпретация

Древние источники Китая, Австралии и Океании позволяют говорить о длительном обращении и касательном падении крупного железосодержащего небесного тела на юго-востоке тогдашней территории Китая.

Физически детальное описание многодневного орбитального движения вокруг Земли массивного небесного тела, горящего при медленном торможении в атмосфере, и последствий его падения содержится в преданиях аборигенов Австралии: «В те далекие времена, когда люди еще не жили племенами, пришла на землю великая тряска и большая вода. Задул самый сильный из ветров, пошел дым и полетела пыль с гор. Так было много дней и ночей и еще много дней и ночей. А потом вдруг все затихло. Не было ветра, но пропал воздух. Стало очень трудно дышать, и умерло много людей. Вдруг опять задул ветер, загредел гром, затряслась земля, и покатились по суше большие волны воды. Остались живы только те люди, которые забрались высоко на утесы. Ушла большая вода, и по земле запрыгали рыбы, такие, каких еще никто никогда не видел. Спустились люди с высоких утесов и удивились. Там, где были холмы, стали долины, а на месте прежних долин выросли холмы. Солнце тоже начало делать все наоборот: раньше оно приходило с севера и уходило на юг, а после великой тряски и большой воды стало приходить с востока и уходить на запад» [9].

Отсюда можно сделать ряд выводов. Из того факта, что астероид сгорал, следует, что он был не каменным, а железным. (Железными в литературе называются астероиды, содержащие значительное количество железа, при этом массовая доля железа в веществе астероидов не превосходит 40%.) Поскольку астероид пролетал над Австралией и днем и ночью, то орбита его была близка к плоскости экватора, причем Австралия располагалась недалеко от экватора. Скорость движения астероида лежала между первой и второй космической. Масса и радиус его должны были быть настолько велики, чтобы обеспечить медленное торможение в плотных слоях атмосферы. Последнее достигается за счет малости отношения площади поверхности к массе и малости коэффициента лобового сопротивления, что имеет место при глиссировании сферы радиусом много большим толщины

тропосферы над плотными слоями атмосферы. Падение астероида произошло на границе суши и океана. После падения астероида Австралия развернулась против часовой стрелки относительно точки восхода Солнца почти на 90°. Волны в океане затрагивали глубинные и придонные слои воды со специфической фауной, не встречающейся в поверхностном слое океана.

В китайском трактате «Хуайнаньцзы» (2 век до н.э. – 2 век н.э.) говорится: «Небесный свод разломился, земные веши оборвались. Небо накренилось на северо-запад, Солнце, Луна и звезды переместились. Земля на юго-востоке оказалась неполной, и поэтому воды и ил устремились туда...» [7, стр.196]. (В другом переводе: «Небесный столб подломился, земные шнуры порвались. Небо накренилось на северо-запад. Поэтому Солнце, Луна и Звезды сместились туда» [10, стр.51].) "В те далекие времена четыре полюса разрушились, девять материков раскололись, небо не могло все покрывать, земля не могла все поддерживать, огонь полыхал не утихая, воды бушевали не иссякая." [7, стр.196]. Согласно [10, стр.252], восемь полюсов, или восемь пределов, соответствуют восьми сторонам и полусторонам света.

В «Хуайнаньцзы» читаем: «... Когда же наступили времена Яо, десять солнц вышли вместе на небосвод. Они сожгли хлеба и посева, иссушили деревья и травы, и народ остался без пропитания. [Чудовища] Яюй, Зубы Буравы, Девять Младенцев, Тайфэн, Дикий Вепрь, Длинный Змей были бедствием для народа. Тогда Яо послал Охотника, и он казнил Зубы Буравы в краю Цветущего Поля, убил Девять Младенцев на реке Зловещей, поразил стрелой Тайфэна на озере Зеленого Холма, вверх выпустил стрелы в десять солнц, внизу поразил [чудовище] Яюй, разрубил на части Длинного Змея на [озере] Дунтин, поймал Дикого Вепря в Роше Шелковицы. И возрадовался тогда народ, и поставил Яо Сыном Неба...» [7, стр. 197]. Согласно комментарию Л.Е.Померанцевой, Девять Младенцев – девять демонов огня и воды [7].

То есть, с воцарением Яо, в течение периода 59 лет до наводнения 2297 года [5], происходили катастрофические явления в атмосфере и литосфере Земли, связанные с «10 солнцами».

Из сопоставления вышеприведенных текстов [7, стр.196], [10, стр.51], [10, стр.252] и [7, стр.197] вытекает несколько фактов.

Во-первых, плоскость орбиты астероида была близкой к экваториальной, поскольку многократно пролетал над Австралией и днем и ночью.

Во-вторых, астероид пролетал также и над Китаем, совершая девять оборотов вокруг Земли за сутки (десять солнц на небосводе). Учитывая, что астероид двигался в направлении, противоположном направлению вращения Земли, что видно из оставленного им следа на поверхности литосферы, получаем, что в системе координат, связанной с неподвижными звездами, астероид совершал восемь оборотов вокруг Земли. Таким образом, находится звездный период его обращения (в инерциальной системе координат), равный одной восьмой продолжительности земных суток на момент соударения.

В-третьих, и Австралия, и Китай располагались вблизи древнего экватора и, вероятно, лежали по разные стороны его.

Во-четвертых, пролеты астероида сопровождалась образованием тайфунов (Тайфэн).

В-пятых, девяти относительным оборотам астероида вокруг Земли за сутки (десяти солнцам на небосводе) соответствовали девять волн мантийного и океанического приливов, вызываемых притяжением пролетавшего астероида (Де-Вять Младенцев).

Движение разогревающегося вследствие трения об атмосферу Земли небесного тела изображено и на нескольких миниатюрах Радзивиловой летописи [2], вобравшей в себя более древние источники. На одной из миниатюр показано восхождение с севера небесного тела, воспринимавшегося как темно-красная луна, на другой миниатюре в точности такое же тело, полностью совпадающее в изобразительных деталях, но с большими угловыми размерами, изображено уже как причина засухи. Причем на обеих этих миниатюрах не показано дыма, исходящего от тела. На двух следующих миниатюрах светящееся тело показано уже более ярким, и со шлейфом дыма с четырёх сторон. В одном случае вместе с Луной и Солнцем изображены два ложных дымящих солнца, то есть всего четыре ложных солнца в течение суток. В другом случае на небе видно только одно дымящее тело, а в тексте надписи сообщается о сильных землетрясениях. Отметим ещё две миниатюры Радзивиловой летописи, на одной из которых изображён огненный змей, а на другой — огненный столб. Именно так, в зависимости от расположения наблюдателя, должно выглядеть пролетающее неоднородно разогретое и светящееся в области произошедшего контакта с атмосферой большое небесное тело.

Таким образом, исторические и физические данные позволяют выстроить следующую цепочку событий:

- захват астероида на орбиту Земли, близкую к плоскости эклиптики, увеличение наклона орбиты с приближением её к полярной,
- разогрев части астероида и появление свечения при торможении его на участках траектории, где поверхность астероида задевает плотные слои атмосферы,
- уменьшение периода обращения, наклона и эксцентриситета орбиты,
- снижение орбиты, дальнейший разогрев и горение астероида, приближение плоскости орбиты к экватору,
- глиссирование астероида по поверхности океана и литосферы при орбитальном вращении, сформировавшее, в частности, систему разломов в Тихом океане,
- существенное заглобление астероида в районе Марианской впадины на последнем, уже не полном орбитальном витке,
- окончательное погружение его в мантию в районе Филиппинской впадины.

Качественный физический анализ показывает, что такая последовательность событий действительно должна была наблюдаться. Качественно картина эволюции орбиты должна была быть следующей. Пусть крупный астероид, захваченный притяжением Земли, обращается в направлении видимого движения Луны и Солнца на некоторой достаточно низкой орбите, лежащей вблизи эклиптики и имеющей некоторое наклонение к экваториальной плоскости Земли, ещё не испытывая влияния её атмосферы. Вследствие наличия жидкого ядра и расплава в мантии Земли притяжение астероида создает приливные горбы на поверхности литосферы. Приливный горб отстает от проекции положения астероида на поверхность Земли и, в силу вращения Земли, располагается к востоку от его траектории. Поэтому наличие приливного горба приводит к понижению орбиты и увеличению её наклона. С увеличением наклона орбита приближается к по-

лярной, поэтому эксцентриситет её нарастает [1], и поверхность астероида начинает задевать плотные слои атмосферы.

Гиперзвуковое обтекание сферы большого радиуса, глассирующей по тонкому сферическому слою атмосферы, происходит с отрывом потока вблизи миделевого сечения и симметрично относительно плоскости траектории. Наличие приливного горба, смещенного к востоку и назад по траектории, нарушает эту симметрию. Рассмотрим, например, участок траектории, где движение происходит на юго-запад. В силу малости скорости звука в атмосфере по сравнению с первой космической скоростью, к которой близка скорость движения проекции центра масс астероида по поверхности Земли, атмосфера, при обтекании погруженной в неё части астероида, оказывается замороженной и поднимается вместе с приливным горбом. Гидростатическое давление слева от траектории становится существенно большим, чем справа. Плотность воздуха в потоке, набегающем на левую полусферу, оказывается выше, чем в потоке, набегающем на правую полусферу астероида. Гидростатическое давление в области задней полусферы астероида слева от траектории также становится существенно большим, чем справа, и срыв потока здесь происходит позднее, чем на правой части полусферы. Поэтому со стороны атмосферы Земли на астероид воздействует градиент давления, создающий силу, направленную в сторону, противоположную направлению силы притяжения приливного горба и противодействующую этой силе. В результате появляется составляющая ускорения астероида, направленная теперь уже на запад, а не на восток, как до взаимодействия с атмосферой над приливным горбом. Направленная на запад составляющая скорости увеличивается, уменьшая наклонение орбиты. Снижение орбиты вследствие сопротивления атмосферы только увеличивает аэродинамическую силу. Поэтому уменьшение наклонения становится необратимым, и орбита стремится к экваториальной. Орбита астероида продолжает снижаться, вплоть до его касания поверхности литосферы, глассирования по ней и погружения в мантию.

Имеющиеся данные дают возможность оценить массу, радиус и скорости астероида. Поскольку астероид обращался вокруг Земли по эллиптической орбите, проходящей в перигее в плотных слоях атмосферы, расстояние в перигее между поверхностью астероида и поверхностью Земли с хорошей точностью можно принять равной высоте тропосферы, то есть 10 км. Звездный период его обращения был равен одной восьмой тогдашних суток. При известной массе астероида высота перигея над поверхностью Земли и период обращения определяют невозмущенную орбиту движения астероида - спутника Земли и его скорость в перигее. Плотность вещества астероида примем постоянной и равной 4369.8 кг/м^3 исходя из предположения, что по массе он на 40% состоит из железа с плотностью 7874 кг/м^3 и на 60% из вещества, аналогичного веществу верхней мантии Земли с плотностью 3370 кг/м^3 . Тогда масса астероида однозначно определяется его радиусом.

Масса, радиус и скорость астероида могут быть определены по изменению кинетического момента Земли при взаимодействии астероида с Землей, которое может быть оценено сверху по изменению длительности суток до и после катаклизма. Заметим, что приливное торможение Земли при этом не учитывается, что завышает оценки массы, радиуса и скорости астероида.

Длительность древних суток была меньше, чем современных, в силу замедления угловой скорости вращения Земли, произошедшего как при падении

астероида, так и вследствие приливов в океане, мантии и жидком внешнем ядре Земли. Воздействие приливов приводит к тому, что и в настоящее время отмечается более быстрое вращение внутреннего ядра по сравнению с литосферой. Поэтому знание длительности суток до катаклизма позволяет получить оценку сверху для изменения кинетического момента Земли при падении астероида.

Длительность древних суток удастся оценить благодаря сопоставлению китайского календаря и календаря, принятого в России до реформы Петра I. Рождество Христово датируется по китайскому календарю 2267000 годом [5], по русскому дореформенному календарю — 5509 годом. Поскольку в обоих случаях речь идет об одном и том же промежутке времени, то, очевидно, что в китайском календаре идет речь о каких-то других «годах», при этом в одном настоящем годе содержится в среднем по 411.5 китайских «лет». Учитывая замедление вращения Земли при падении астероида и, следовательно, большее число суток в году до падения астероида, чем современные 365 суток, логично предположить, что 2267000 китайских «лет» есть на самом деле не число лет, а число суток до Р. Х.

Получим оценку числа суток в году до удара, пренебрегая приливным торможением Земли до и после падения астероида. Примем, что скорость и период орбитального движения Земли вокруг Солнца при ударе не изменились, а вращение Земли в периоды до удара и после удара было равномерным. Учтем, что падение астероида произошло в 2297 году до Р. Х. [5]. Тогда оценка числа суток в году до удара астероида, исчисляемая как $(2267000 - 2297 \cdot 365.24) / (5509 - 2297)$, равна 444.6 суткам, а отношение угловых скоростей вращения Земли до и после удара равно 1.218. Следует понимать, что это, возможно, оценка сверху, поскольку нами не учтено замедление вращения Земли вследствие приливов, вызванных притяжением Луны, Солнца и самого астероида. Последние могут быть значительными вследствие близости астероида к поверхности Земли. Однако в этой оценке не учтено и противоположное влияние относительно недавнего периода замедленного вращения Земли, отраженного в календаре майя, содержащем 260 дней.

Оценка массы, радиуса и скорости астероида по изменению угловой скорости вращения Земли

Получим грубую оценку массы и радиуса астероида исходя из изменения кинетического момента Земли в результате захвата и полного усвоения ею астероида. Примем, что начальная скорость астероида при первом входе в атмосферу Земли равнялась второй космической скорости, то есть 11.2 км/с, а орбита его лежала в плоскости экватора. Примем расстояние h от поверхности астероида до поверхности Земли равным 10 км, исходя из того, что плотность воздуха должна быть достаточно высокой, для того, чтобы произошло торможение астероида и захват его притяжением Земли. Примем, что к настоящему времени переходные процессы в мантии завершились, и весь момент количества движения астероида перешёл к твердой Земле. Учтём, что плотность астероида нам известна и равна 4369.8 кг/м³.

Полученное выше отношение числа суток в году до и после удара астероида даёт оценку отношения угловых скоростей вращения Земли до удара астероида (ω_0) и в настоящее время (ω_1), когда в мантии Земли уже завершились переходные процессы после удара астероида, $\omega_0/\omega_1=1.218$.

Пусть:

ρ_a – плотность астероида, $\rho_a=4369.8 \text{ кг/м}^3$,

M_a – неизвестная пока масса астероида, подлежащая определению,

R_a – неизвестный пока радиус астероида,

R_3 – экваториальный радиус Земли, $R_3 = 6378160\text{м}$,

I_3 – современный момент инерции Земли относительно оси вращения, $I_3=8.04 \cdot 10^{37} \text{ кг}\cdot\text{м}^2$,

$I_3^{\text{древ}}$ – древний момент инерции Земли относительно оси вращения до удара астероида,

ω_1 – современная угловая скорость вращения Земли, $\omega_1 = 7.292 \cdot 10^{-5}$,

ω_0 – угловая скорость вращения Земли до удара астероида, $\omega_0 = 1.218\omega_1$,

V_a – скорость астероида в точке захвата его на орбиту Земли на высоте h ,

$V_a=11200\text{м/с}$,

$h = 10 \text{ км}$ – расстояние от поверхности Земли до поверхности астероида в точке захвата его на орбиту Земли.

Будем считать, что вся масса астероида распределилась вдоль линии экватора на окружности радиусом R_3 . В этом случае момент инерции Земли относительно ее оси вращения ДЮ удара астероида имеет вид:

$$I_3^{\text{древ}} = I_3 - R_3^2 M_a$$

Тогда из сохранения кинетического момента относительно оси вращения Земли с учётом того, что астероид вращался в направлении, обратном направлению вращения Земли, получаем:

$$I_3^{\text{древ}} \omega_0 - (R_3 + R_a + h) V_a M_a = I_3 \omega_1, \text{ или}$$

$$(I_3 - R_3^2 M_a) \omega_0 - (R_3 + R_a + h) V_a M_a = I_3 \omega_1. \text{ Отсюда}$$

$$-R_3^2 M_a \omega_0 - (R_3 + R_a + h) V_a M_a = I_3 \omega_1 - I_3 \omega_0 \text{ и}$$

$$M_a (R_3^2 \omega_0 + (R_3 + R_a + h) V_a) = I_3 \omega_0 - I_3 \omega_1.$$

Поскольку $\omega_0 = 1.218\omega_1$, то

$$M_a (1.218 R_3^2 \omega_1 + (R_3 + R_a + h) V_a) = 1.218 I_3 \omega_1 - I_3 \omega_1, \text{ откуда}$$

$$M_a (1.218 R_3^2 \omega_1 + (R_3 + R_a + h) V_a) = I_3 \omega_1 (1.218 - 1) \text{ и}$$

$$M_a = 0.218 I_3 \omega_1 / (1.218 R_3^2 \omega_1 + (R_3 + R_a + h) V_a).$$

Учитывая, что $M_a = \rho_a 4/3\pi R_a^3$, получаем уравнение для определения R_a :

$$\rho_a 4/3\pi R_a^3 = 0.218 I_3 \omega_1 / (1.218 R_3^2 \omega_1 + (R_3 + R_a + h) V_a).$$

Подставляя числовые значения известных параметров и разрешая это уравнение относительно R_a , получаем значения $R_a = 934362.89 \text{ м} = 934.363 \text{ км}$,

$$M_a = \rho_a 4/3\pi R_a^3 = 1.493 \cdot 10^{22} \text{ кг}.$$

В приведенной оценке мы не учли изменение орбиты Земли при захвате астероида. Учет этого изменения может привести к незначительному уменьшению длительности земного года. Поэтому истинное уменьшение угловой скорости собственного вращения Земли вследствие взаимодействия с астероидом будет несколько меньше, чем полученная нами выше оценка $\omega_0/\omega_1 = 1.218$, а оценка радиуса астероида станет незначительно меньше, чем полученное выше значение 934.363 км.

Простейшая оценка скорости астероида на основе параметров кеплеровской невозмущенной орбиты

Простейшая оценка скорости астероида может быть получена на основе параметров кеплеровской невозмущенной орбиты астероида исходя из известных высоты перигея, массы и периода обращения.

Как известно [1], период обращения T спутника по невозмущенной кеплеровской орбите имеет вид:

$$T = 2\pi(a^3/\mu)^{0.5}, \quad a = 0.5(r_a + r_\pi), \quad e = (r_a - r_\pi)/(r_a + r_\pi), \quad p = a(1 - e^2), \quad \text{где:}$$

$$\mu = f \cdot M, \quad f = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2), \quad M_a - \text{масса астероида}, \quad M - \text{масса Земли},$$

$$r_a - \text{апогейное расстояние}, \quad r_\pi - \text{перигейное расстояние}, \quad e - \text{эксцентриситет},$$

$$p - \text{фокальный параметр}, \quad a - \text{большая полуось эллипса орбиты астероида}.$$

В выражении для μ масса астероида M_a нами намеренно опущена, поскольку при учете M_a в μ для численного интегрирования уравнений движения спутника следовало бы использовать барицентрические координаты, что весьма неудобно.

Исходя из того, что астероид горел при движении в атмосфере, можно считать, что его поверхность касалась плотных слоев атмосферы, и принять перигейное расстояние равным $r_\pi = R_3 + R_a + 10000$, где R_3 – экваториальный радиус Земли, а R_a – радиус астероида.

Звездный период обращения астероида относительно Земли получим исходя из того, что он совершал 8 оборотов вокруг Земли за сутки, продолжительность которых, согласно полученной в предыдущем разделе оценке, была в 1.218 раза короче, чем ныне:

$$T = 24 \cdot 3600 / (8 \cdot 1.218) \text{ с} \approx 8866 \text{ с}.$$

$$\text{Тогда } a = (0.25 \cdot \mu \cdot (T/\pi)^2)^{1/3}, \quad \text{откуда } r_a = 2 \cdot a - r_\pi, \quad e = (r_a - r_\pi)/(r_a + r_\pi), \quad p = a(1 - e^2).$$

$$\text{Скорость астероида в перигее равна } V_\pi = (\mu/p)^{1/2} \cdot (1 + e).$$

Скорость $V_{\pi\text{-rel}}$ астероида в перигее относительно поверхности Земли при движении в экваториальной плоскости в сторону, противоположную направлению вращения Земли, равна $V_{\pi\text{-rel}} = V_\pi + R_3 \cdot 1.218 \omega_1$, где ω_1 – современная угловая скорость вращения Земли. При подстановке численных значений полученных выше оценок радиуса и массы астероида, $R_a = 934362.89 \text{ м} = 934.36 \text{ км}$, $M_a = \rho_a 4/3\pi R_a^3 = 1.493 \cdot 10^{22} \text{ кг}$, получаем: $V_\pi = 8125.23 \text{ м/с}$, $V_{\pi\text{-rel}} = 8691.75 \text{ м/с}$, $r_a = 11210.68 \text{ км}$, $r_\pi = 7322.52 \text{ км}$.

Оценим теперь количество приливных волн во внешнем ядре, мантии и литосфере Земли, вызываемых притяжением астероида. Пусть на притяжение астероида откликается вся толща жидкого внешнего ядра, мантии и литосферы Земли. Оценка скорости длинных гравитационных волн в слое жидкости толщиной от поверхности Земли до внешней границы твердого ядра Земли радиусом около 1217.1 км дает значение:

$$V_{\text{прилив}} = ((R_3 - 1217100) \cdot 9.81)^{1/2} = 7115.48 \text{ м/с}.$$

Таким образом, полученная приближенная оценка скорости распространения длинных гравитационных волн всего в 0.82 раза меньше относительной скорости пролета астероида над поверхностью Земли.

Благодаря близости скорости длинных гравитационных волн и скорости пролета астероида над поверхностью Земли в перигее приливное возмущение при каждом пролете астероида успевает развиваться в достаточной степени, прежде чем

астероид удалится от локального максимума возмущения. Затем неподдерживаемое приливной силой возмущение затухает, поэтому при каждом пролете астероида вблизи перигея рождается новый локальный максимум рельефа поверхности литосферы, который некоторое время следует за астероидом, постепенно отставая от него. В этом возмущении должен наблюдаться значительный перепад высот, разрывы коры и вытекание расплава магмы. Кроме того, за астероидом после волны мантийного прилива должна была следовать и приливная волна воды. Второй приливный горб, находящийся на противоположной стороне земного шара, незначителен по сравнению с основным, поскольку, в силу малости массы астероида и близости его к Земле, барицентр системы астероид – Земля значительно ближе к центру Земли, чем, например, барицентр системы Луна – Земля. Таким образом, девяти пролетам астероида над некоторой точкой поверхности Земли близ экватора должны соответствовать именно девять родившихся локальных максимумов рельефа с разрывами коры и излияниями магмы, за которыми, отставая от них, следуют волны океанического прилива. Это явление и есть «Девять младенцев».

Интегрирование уравнений движения спутника Земли при наличии возмущающей силы сопротивления

Исследуем возмущенное движение астероида при наличии сопротивления среды. Интегрирование уравнений движения спутника Земли при наличии возмущающей силы сопротивления позволяет получить эволюцию орбиты астероида и такие важные эффекты как глиссирование и подскок астероида при первоначальном контакте его с плотными слоями атмосферы или поверхностью Земли. Не будем учитывать влияния Луны и Солнца и воспользуемся уравнениями движения непритягивающего спутника Земли в гринвичской системе декартовых координат Охуз, приведенными к удобному для численного расчета виду [8]:

$$\begin{aligned}dV_x/dt &= (\omega_0 - A)x + 2\omega_0 V_y + F_x, \\dV_y/dt &= (\omega_0 - A)y - 2\omega_0 V_x + F_y, \\dV_z/dt &= (2BC - A)z + 2\omega_0 V_z + F_z, \\dx/dt &= V_x, \quad dy/dt = V_y, \quad dz/dt = V_z, \text{ где:}\end{aligned}$$

t – время, x, y, z – координаты, V_x, V_y, V_z – составляющие вектора скорости астероида, F_x, F_y, F_z – составляющие вектора силы сопротивления среды, $\gamma = (x^2 + y^2 + z^2)^{0.5}$, $V = (V_x^2 + V_y^2 + V_z^2)^{0.5}$, $A = B[\alpha_{00} + C(D-1)]$, $B = R/\gamma^3$, $C = 3/2 \alpha_{20}(R/\gamma)^2$, $D = 5(z/\gamma)^2$, $\alpha_{00} = b_0/R$, $\alpha_{20} = + b_2/R^3$, R – средний радиус Земли, $R = 6363553$ м, b_0, b_2 – коэффициенты разложения потенциала притяжения Земли в ряд по сферическим функциям, $b_0 = 3.986 \cdot 10^{14} \text{ м}^3/\text{с}^2$, $b_2 = 1.756 \cdot 10^{25} \text{ м}^5/\text{с}^2$ [8].

Обратим внимание на то, что, мы использовали выражение $\alpha_{20} = + b_2/R^3$, вместо приведенного в двенадцатой главе [8] выражения $\alpha_{20} = -b_2/R^3$, где, на наш взгляд, знак минус стоит ошибочно. Эта ошибка приводит к уменьшению части ускорения свободного падения без учета центробежного ускорения на экваторе, вместо естественного увеличения этой части на экваторе, получаемого, например, и в соответствии с выражением для экваториального ускорения свободного падения, приведенным в примечании к таблице 1.1 первой главы этой же книги [8].

Для построения грубой оценки рассмотрим движение в экваториальной плоскости, и не будем учитывать вращения Земли в уравнениях движения. Однако, при вычислении силы сопротивления и подъемной силы, и только для этого,

учтем скорость атмосферы и литосферы на экваторе при вращении Земли. В таком случае становится возможным отслеживать эволюцию орбиты и положение точек перигея относительно неподвижной системы координат с наименьшими замедлениями вычислений, и без того длительных при моделировании движения спутника в течение 50-70 лет.

Самым сложным моментом здесь является вычисление силы сопротивления среды и подъемной силы. Для определения этих сил примем, что среда, то есть атмосфера, литосфера или мантия Земли, оказывает сопротивление движению астероида только за счет передачи ему компоненты импульса, нормальной к сферической поверхности астероида. Взаимодействием среды с тыловой частью астероида пренебрежем, приняв, что срыв набегающего потока происходит точно по миделевому сечению, то есть по большому кругу, перпендикулярному вектору скорости астероида относительно среды и отделяющему переднюю полусферу астероида от задней. Давление в области задней полусферы примем равным нулю.

Для плотности атмосферы примем кусочно-экспоненциальную аппроксимацию [8]. В качестве плотности твердой Земли примем, используя таблицу плотности вещества оболочек Земли (табл. 1), взятую из [4], характерное для верхней мантии значение 3370кг/м³.

Таблица 1. Плотность ρ вещества оболочек Земли в зависимости от глубины z .

z , км	15	60	100	150	200	300	400	600	1100	1600	2700	2870	2900	4700
ρ , г/м ³	2.85	3.34	3.37	3.37	3.362	3.48	3.54	4.13	4.74	5.03	5.55	5.68	9.89	12.26

Таким образом, мы имеем дело с задачей струйного обтекания сферы потоком идеальной несжимаемой стратифицированной жидкости. При построении грубой оценки примем, что набегающий на астероид поток не возмущен и плоскопараллелен, а границы слоев различной плотности остаются в нем горизонтальными. Учитывая силу Архимеда, приближенно примем, что на всей несмоченной веществом литосферы и мантии Земли части поверхности астероида давление равно нулю. При этом ограничимся здесь рассмотрением случая, когда заглубление астероида в литосферу и мантию Земли не превышает его радиуса.

Приближенно оценим силу воздействия набегающего потока на астероид, полагая, что она образуется за счет полного усвоения на поверхности тела вектора нормальной составляющей плотности потока импульса [6] набегающего потока:

$$F = \int_{\sigma} U_n \cdot |U_n| \cdot \rho dS \quad , \text{ где:}$$

F – вектор аэродинамической силы, действующей на тело (система координат $Oxyz$), V – вектор скорости движения астероида (система координат $Oxyz$), U – вектор скорости набегающего потока среды относительно астероида, причем $U = -(V + V_{\text{среды}})$, U_n – вектор нормальной к сферической поверхности астероида составляющей вектора U , $V_{\text{среды}}$ – вектор скорости движения среды (атмосферы, литосферы или мантии на экваторе) на дневной поверхности при вращении её вместе с Землей с угловой скоростью ω_0 (система координат $Oxyz$),

ρ – плотность среды, изменяющаяся по вертикали, σ – область на поверхности сферы, «смоченная» набегающим потоком среды, dS – элемент площади поверхности сферы.

В расчетах принималось, что литосфера Земли ровная, и границей литосферы и атмосферы является поверхность $r = R_3$. Численное интегрирование проводилось методом Адамса-Молтона (до 12-го порядка) с переменным шагом и контролем точности на уровне 10^{-8} . Положение точек перигея орбиты оценивалось с шагом 5 секунд.

В качестве начальных условий нами были выбраны положение и скорость астероида, соответствующие перигею невозмущенной кеплеровской орбиты с такой высотой, что расстояние от поверхности астероида до поверхности Земли было равно 10 км, то есть характерной высоте тропосферы. Это значение было выбрано в целях сокращения времени и без того длительного, многосуточного расчета. Фактически же существенное торможение, приводящее к разогреву астероида, должно было начаться на ещё более высоких орбитах астероида.

В модельном расчете весь процесс от начала торможения астероида в атмосфере (на высоте 10 км) до окончательного заглубления его в мантию Земли занял около 40 лет. При этом основную часть времени моделируемого процесса (33 года) заняло торможение и снижение астероида в атмосфере. Очевидно, что это время резко возрастает с ростом начального расстояния от поверхности астероида до поверхности Земли. Поэтому выбранная нами начальная высота астероида над поверхностью Земли даст несколько заниженную оценку времени торможения астероида в атмосфере. Как показали краткосрочные оценочные расчеты, увеличение начальной высоты поверхности астероида до 15 км, что близко к положению верхней границы тропосферы над экватором, привело бы к увеличению продолжительности торможения астероида в атмосфере примерно в полтора раза. Таким образом, время от начала торможения в атмосфере на высоте 15 км до завершения последнего полного витка орбиты составляет около 50–60 лет. Время от воцарения Яо, после которого появились «10 солнц», до катаклизма составляет 59 лет. Следовательно, полученная нами оценка времени обращения астероида от момента входа в плотные слои атмосферы до окончательного заглубления его в мантию даёт хорошее численное соответствие с наблюдениями. Это говорит о том, что энергетика процесса в модели учтена правильно. Значит, выбранный нами вид силы реакции среды достаточно хорошо соответствует действительности.

Наибольший интерес представляет этап заглубления астероида в литосферу и мантию Земли, длившийся, согласно расчету, около 7 лет. На приводимых ниже рисунках дано время в годах от момента контакта астероида с поверхностью Земли. Ниже представлены зависимости от времени величины заглубления поверхности астероида в литосферу и мантию Земли и соответствующей ширины оставляемого им следа на поверхности Земли.

На рис. 1 представлена зависимость от времени для величины заглубления астероида в литосферу в точках перигея орбиты на протяжении всего этапа заглубления в литосферу и мантию Земли. На рис. 2 эта же зависимость дана для 97 последних оборотов астероида перед его окончательным заглублением в литосферу и мантию Земли.

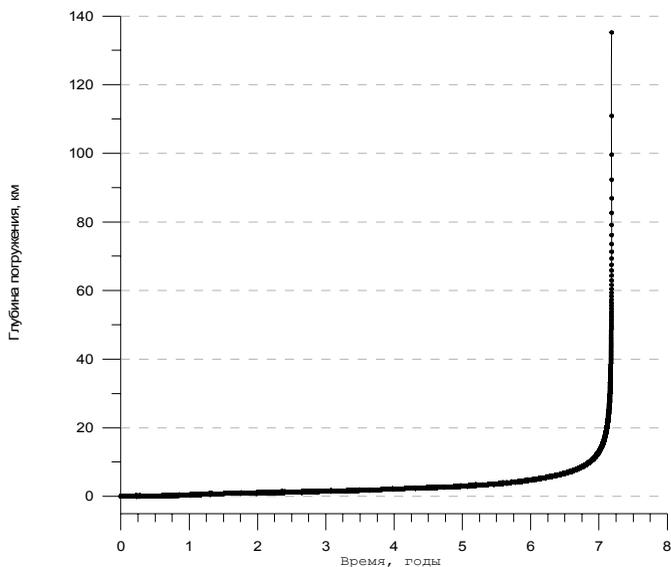


Рис. 1 Зависимость величины заглубления астероида в литосферу в точках перигея орбиты от времени с момента касания поверхности Земли.

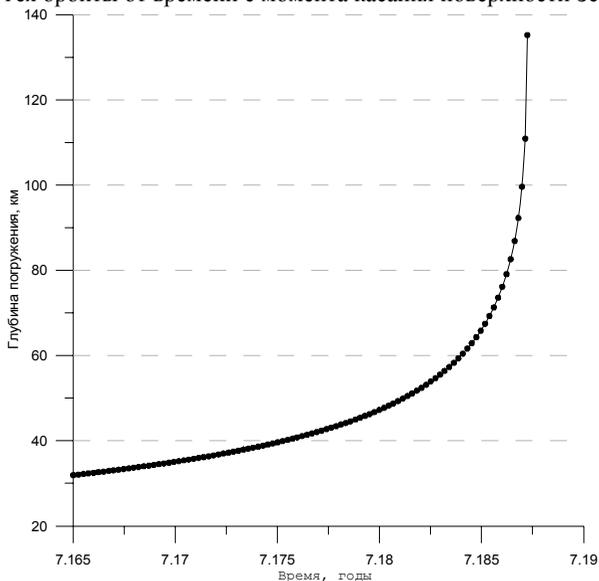


Рис. 2 Зависимость величины заглубления астероида в литосферу в точках перигея орбиты от времени с момента касания поверхности Земли на последних 97 витках орбиты.

На рис. 3 представлена зависимость от времени для ширины следов, оставленных астероидом на поверхности литосферы (в точках перигея орбиты) на протяжении всего этапа заглужения в литосферу и мантию Земли. На рис. 4 эта же зависимость дана для 97 последних, перед окончательным заглужением в литосферу и мантию Земли, витков орбиты астероида.

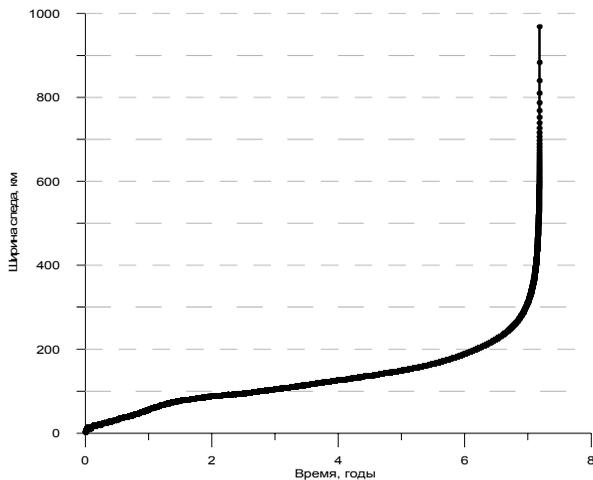


Рис. 3 Зависимость от времени ширины следа астероида на поверхности литосферы в точках перигея орбиты.

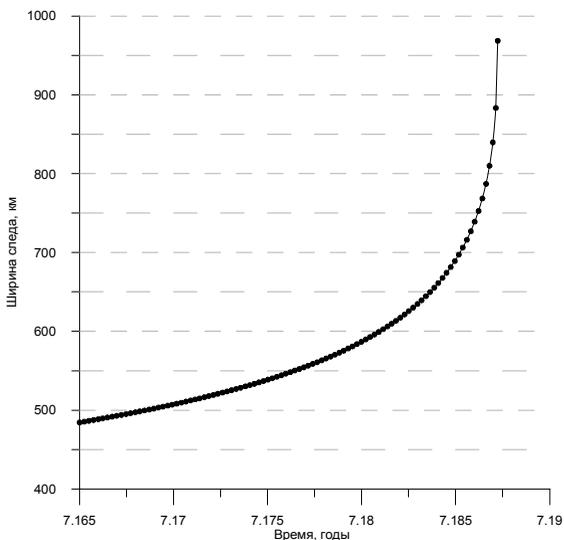


Рис. 4 Зависимость от времени величины заглужения астероида в литосферу в точках перигея орбиты.

Как видно из рис. 4, ширина следов, оставленных астероидом на поверхности литосферы в перигее, на последних витках орбиты резко возрастает, и по величине соответствует расстоянию между разломами в северо-восточной части Тихого океана с характерной величиной 1000 км. Наибольшая ширина следа, оставленного в перигее на последнем полном витке орбиты астероида, равна 968 км. Полученное численное значение ширины следа хорошо (с точностью от 3% до 24%) соответствует расстоянию между разломами Кларион и Клиппертон в Тихом океане, оцениваемому по карте в диапазоне от 994 км до 1200 км.

Заметим, что между разломами Кларион и Клиппертон расположена наиболее богатая провинция железомарганцевых конкреций (ЖМК) и железомарганцевых корок. При этом источник происхождения большого количества марганца до конца не выяснен. Можно предположить, что источником железа, марганца и ряда редких металлов могло явиться вещество астероида, оставшееся в местах контакта его с литосферой, наиболее интенсивного на оси следа астероида, то есть у средней линии между разломами. Именно здесь и наблюдается максимальная концентрация ЖМК. Большие круги продолжений разломов Кларион и Клиппертон указывают на возможное место подскока тела при ударе о литосферу — Венеуэльская котловину и дугу окружающих её островов Карибского моря.

Орбита тела проходила под некоторым углом к древнему экватору. Касаясь литосферы, тело раскручивалось, но его угловая скорость всегда оставалась меньше, чем требовалось для качения по поверхности. Поэтому поверхность литосферы частично задиралась, а частично прокатывалась летящим шаром. На поверхности литосферы образовывался прокатанный желоб, по краям которого литосфера была нарушена разломами. В центральной части желоба литосфера была наиболее сильно нарушена трением. В места разрушений просачивался астеносферный расплав, образуя систему параллельных разломов, симметричную относительно центральной части желоба. Подобные системы разломов наблюдаются в восточной части ТО. Пары параллельных пучков разломов здесь проходят под некоторым постоянным углом (около 25 градусов) к воображаемой линии старого экватора и следуют с примерно постоянным шагом, определяемым частотой обращения тела в период контакта с литосферой. При этом старый полюс, соответствующий вращению Земли в этот период времени, располагался приблизительно в районе острова Ян-Майнен.

На последнем полном витке астероида могла быть образована пара разломов Кларион— Клиппертон. Следующий виток, согласно расчету, был уже не полным. Траектория астероида в Тихом океане на этом витке должна была пролегать к северо-западу от траектории на предыдущем витке. И действительно, на карте обнаруживается расширяющийся след, идущий от Гавайских островов к Марианским островам, Филиппинской котловине и Филиппинскому желобу. След, подобный идущему от Гавайских островов к Филиппинской котловине, должен был бы образовываться в формах рельефа при глиссировании сферического тела по мере его заглубления. Филиппинской котловина и дуга Марианских островов могли быть образованы при последующем резком заглублении астероида, а Филиппинский желоб – при окончательном погружении его в мантию Земли. Глиссирование и заглубление на этом участке траектории происходило с трансзвуковой скоростью. Роль скорости звука здесь играла скорость продольных сейсмических волн в среде. По обе стороны от траектории глиссирования и заглубления

сферического тела на этом этапе образовались ударные волны, характерные для $M > 1$ и $M = 1$, застывшие в структурах рельефа, хорошо видных на карте Тихого океана. (На ветвях ударной волны с $M > 1$ видны вихри, характерные для гофрированной неустойчивости ударной волны [см. 6]). Затем торможение и заглужение тела привели (при числах $M > 1$, по крайней мере для литосферы) к сгребанию вещества литосферы перед телом и образованию Филиппинской котловины, Марианских островов и желоба. К Филиппинским островам тело затормозилось до $M = 1$ и полностью покрылось веществом литосферы.

Глиссирование астероида имело место в течение большей части времени соприкосновения его с литосферой. Согласно [3], при глиссировании пластины по поверхности жидкости перед пластиной образуется направленная вперед струя жидкости, скорость которой при некоторых углах атаки может приближаться к удвоенной скорости пластины. В рассматриваемом нами случае глиссирования сферического астероида скорость некоторой части передней струи близка к удвоенной скорости движения астероида, что превышает вторую космическую скорость. Поэтому часть массы этой струи могла уйти в межпланетное пространство. Основная часть выброшенного вперед вещества неминуемо должна была в конце концов попасть в океан и на поверхность земли, что должно было привести к существенному уменьшению кинетического момента и угловой скорости вращения литосферы и мантии Земли. По поводу количественных оценок угловой скорости можно заметить следующее: угловая скорость вращения Земли в этот период уменьшилась с 444 (китайские тексты) до 260 (календарь майя) оборотов в год, а потом возросла до современного значения. При этом внутреннее ядро Земли до сих пор ещё вращается немного быстрее мантии и литосферы.

В данной статье мы рассмотрели орбитальное движение астероида, учитывающее взаимодействие его с начала с атмосферой, а затем и с литосферой и мантией на начальном этапе заглужения его в литосферу и мантию Земли. Процессы последующего взаимодействия астероида с мантией Земли, их влияние на движение Земли и динамику климата предполагается рассмотреть в последующих работах.

Литература

1. Белецкий В. В. Очерки о движении космических тел — М., 1977, 430 с.
2. Борисенков Е.П., В.М. Пасецкий В.М. Тысячелетняя летопись необычайных явлений природы, М., 1988, 522с.
3. М.И. Гуревич Теория струй идеальной жидкости, М., 1979, 536с.
4. Н.Л. Добрецов, А.Г. Кирдяшкин, А.А. Кирдяшкин Глубинная геодинамика, Новосибирск, издательство СО РАН, 2001, 408с.
5. «Китай, государство в Азии», статья из энциклопедии Брокгауза и Ефрона.
6. Л.Д. Ландау, Лифшиц Гидродинамика, М. 1988, 736с.
7. Литература древнего Востока. Иран, Индия, Китай (тексты). М.: Изд-во МГУ, 1984. С. 196--197. (352 с.)
8. Основы теории полета космических аппаратов, под ред. Г.С. Нариманова и М.К.Тихоновова, М. 1972, 608с.
9. Сказки народов мира, М., 1987, 640с.
10. Философы из Хуайнани. Хуайнаньцзы М., Мысль, 2004, Перевод с китайского, вступительная статья, примечания, указатели Л.Е. Померанцевой.

МНОГОФАКТОРНОСТЬ РАСЧЕТНОГО УСЛОВИЯ НА ДНЕ ДЛЯ ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ПРИДОННЫХ ПЛОТНОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Килесо А.В., Гриценко В.А.

Балтийский федеральный университет им. И.Канта

В работе рассмотрена структура расчетных условий на дне в моделях динамики придонных плотностных течений. Предложена конструкция расчетных условий на дне для учета вязкого прилипания и описания плотностной неустойчивости потока в придонном микрослое. Выполнено сравнение особенностей течений для различных вариантов расчетных условий на дне.

Введение

Под придонными плотностными течениями обычно понимают потоки более тяжелой воды, распространяющейся вдоль дна под слоем более легкой и неподвижной воды [9-11]. Ранее [1] при изучении особенностей возникающих при введении в численную модель условия прилипания жидкости на дне было показано, что простое обнуление значения вдольсклоновой скорости на линии дна возможно только при достаточно малой величине шага расчетной сетки по вертикали. Однако практическая реализация модельных расчетов при выполнении достаточно жесткого ограничения на сеточное число Рейнольдса ($Re_s < 2$) крайне затруднительна и во многих работах использовались условия скольжения и непротекания жидкости на дне [1-4,6,13]. Целью данной работы является качественный анализ процессов перемешивания в придонном микрослое для построения физически непротиворечивых расчетных условий численной модели на дне.

Модель

В качестве основной модели для расчета внешнего по отношению к придонному микрослою или контактному слою вода-дно была использована XZ-модель придонного течения [1,2] с условиями скольжения и непротекания на дне. Данное ограничение не позволяет учитывать процессы взаимодействия придонного течения с дном. Формальное обнуление вдольсклоновой скорости на дне, как оказалось [1], не всегда физически корректно.

В данной работе изложен один из вариантов учета вязкого прилипания на дне при помощи дополнительной под-модели, встраиваемой в базовую XZ-модель на вложенной сетке. Этот способ позволил без значительного увеличения размеров основной расчетной сетки и общего времени расчета дополнить базовую модель возможностью учета вязкого прилипания жидкости на твердом дне и механизма порождения завихренности на линии дна [1,13], что крайне важно для анализа процессов осаждения и переноса взвеси в придонной области океана [4,5,11].

Основная XZ-модель для внешнего плотностного течения [1,2] имеет следующую систему уравнений:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} + v_T \Delta \omega, \quad \frac{d\rho}{dt} = D_T \Delta \rho, \quad \Delta \psi = \omega, \quad \frac{dc}{dt} = D_T \Delta c,$$

где ω – завихренность, ψ – функция тока, $\partial\psi/\partial z = u$, $\partial\psi/\partial x = -w$, u и w , соответственно, горизонтальная и вертикальная компоненты скорости течения, $g=982 \text{ см/с}^2$, ρ_0 – плотность пресной воды, а ρ – соленой, $v_T=v_0+c v_{ЭФ}$, $D_T=(Sc)^{-1}v_T$ – коэффициенты турбулентных вязкости и диффузии, $Sc=2$, $v_{ЭФ} = \sqrt{Re} \cdot v_0$, $Re=u_0h_0/\nu_0$, при $t=0$ – $v_{ЭФ}=0$; C – трассер водной массы течения, $d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x + w\partial/\partial z$. Конечно-разностные уравнения использованной в работе модели построены на сетках 2001×501 ($\Delta x = \Delta z = 0.05$) по явной схеме с направленными разностями [8]. Значения характерных масштабов расчетных течений в данной работе были ориентированы на лабораторные течения и лежали в диапазонах: $\Delta\rho_0$ – от 0.0005 до 0.001 г/см³, h_0 – от 1 до 10 см, u_0 – от 1 до 10 см/с, $v_{ЭФ}$ – от 0.3 до 2.0 см²/с.

Вязкое прилипание. Дополнительная под-модель, реализующая условие вязкого прилипания жидкости на линии дна, строилась по следующей схеме. Предполагалось, что первый расчетный слой базовой модели вдольсклонового течения совпадает с внешней границей или несколько выше ее. К расчетной области базовой модели добавляется дополнительный набор слоев, на которых и происходил расчет пограничного слоя по обычной формуле [12]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = u_\infty \frac{\partial u_\infty}{\partial x} + v_T \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

где u_∞ – горизонтальная компонента скорости на нижнем слое внешней модели плотностного течения, а все остальные переменные имеют тот же смысл что и выше. На данном этапе работы предполагалось так же, что массоперенос происходит вне зоны вязкого пограслоя и уравнение для переноса плотности не рассматривается.

Первые численные эксперименты на новой модели показали ее удовлетворительную работоспособность и физическую корректность выбранного подхода в поле скорости [7]. Однако, как оказалось, не решенной осталась еще одна задача – в поле плотности. Суть проблемы заключается в следующем. Натурные наблюдения и лабораторные эксперименты свидетельствуют о наличии небольшой области плотностной неустойчивости в головной части придонных течений [5,6,9-11,14]. Природа ее возникновения для вязких жидкостей очевидна. Сочетание вязкого прилипания на дне и быстрая адвекции более тяжелой воды (холодной, соленой, взвесенесущей) на удаленных от дна горизонтах в голове плотностного течения всегда приводит к возникновению конвективно неустойчивой зоны [6,9-11,14]. С другой стороны вертикальные профили в теле течения всегда говорят о практически однородных по плотности течениях. Т.о., процесс вертикального выравнивания в поле плотности происходит быстро и восстанавливает устойчивость в придонных слоях течения.

Итак, физически корректная постановка расчетных условий на линии дна кроме динамической составляющей должна включать в себя еще и необходимые соотношения, описывающие эволюцию поля плотности. В частности, модель течения должна обладать способностью описывать перемешивание по плотности в

придонном микрослое в условиях вязкого прилипания жидкости на дне и вертикальной плотностной неустойчивости.

Для анализа возникшей проблемы была подготовлена дополнительная численная модель, объединившая область вязкого погранслоя на дне и внешнее течение. Расчет движения соленой воды в придонной области велся на сетке (701 x 201). Начальные условия в модели задавались исходя из логарифмического профиля скорости с точкой перегиба на средней высоте [12] и появления соленой воды на входе в верхнюю половину модельного пространства, т.е. качественно соответствовали условиям области неустойчивости в голове придонного течения.

На рис. 1 приведен один из примеров расчета движений соленой воды в модельном пространстве, описывающий процесс «схлопывания» ячейки конвективной неустойчивости. Соленая вода достигает дна и «прилипает» к нему. Выравнивание в поле плотности произошло.

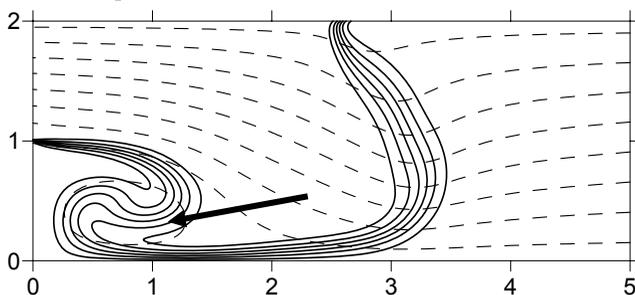


Рис. 1. Распределения избыточной плотности (сплошные линии, значения 0.1, 0.25, 0.4, 0.55, 0.7, 0.85) и линий тока (штриховые линии, значения - от -0.1 до 1.9 с шагом 0.25). Отчетливо виден «провал» изолиний плотности и продвижение тяжелой воды к дну с образованием вихря. На рис. он отмечен стрелочкой. Характерные масштабы внешнего течения во входном створе: $\Delta\rho_0=0.001$ г/см³, $h_0=6$ см, $u_0=3$ см/с, $\nu_{\text{эфф}}=0.15$ см²/с. На рисунке приведена лишь часть модельного пространства.

Распределения линий тока однозначно свидетельствует о генерации вихря, «подсеточного» по своим размерам для модели внешнего течения. На качественном уровне процесс схлопывания вполне соответствует движению термика с отрицательной плавучестью [11]. Очевидно также, что описываемый эффект периодически будет возникать в придонной области в голове течения. Полученный результат расширяет список неустойчивостей, потенциально присутствующих и сосуществующих в головной части придонных плотностных течений [9-11,14].

Полученные в расчетах результаты свидетельствуют также о том, что процесс перемешивания в придонном микрослое имеет достаточно сложную структуру и требует дополнительных исследований. В данной работе для расчетов плотностных течений была выполнена его параметризация на основе предположения о равенстве нулю градиента плотности по вертикали в голове течения.

На рис. 2 представлен результат расчета распределений значений избыточной плотности и функции тока для одной из фазы эволюции вдольсклонового течения.

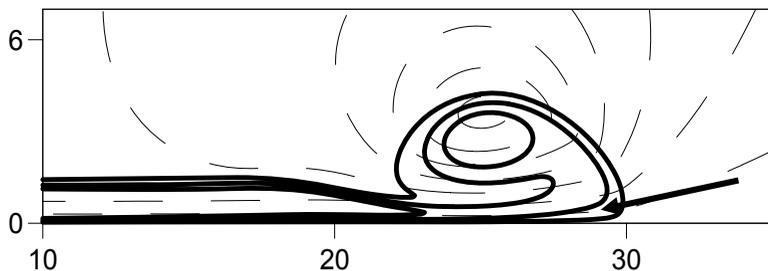


Рис. 2. Распределения значений изолиний избыточной плотности $\sigma = (\rho - \rho_0) / \Delta\rho_0$ (сплошная линия) и функции тока (пунктирная линия) для одного из расчетных течений с условием вязкого прилипания на дне. Значения изолиний избыточной плотности пробегают последовательно сверху вниз значения σ от 0.05 до 0.45 с шагом 0.1. Значения изолиний функции тока пробегают от 0.3 до 2.7 с шагом 0.4. Характерные параметры: $\Delta\rho_0 = 0.001 \text{ г/см}^3$, $u_0 = 3 \text{ см/с}$, $v_{\text{эфф}} = 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}$, $h_0 = 6 \text{ см}$, уклон дна равен 7° , сетка 2001×501 .

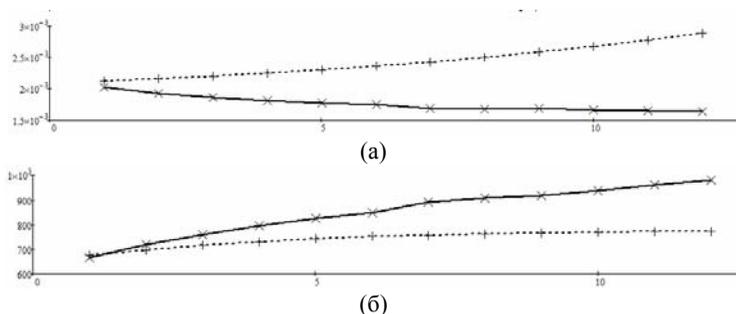


Рис. 3. Графики изменения во времени скорости распространения плотного течения (а) и объемов (площадей) движущейся жидкости (нормированные на количество поступившей через входной створ воды) (б) с учетом вязкого взаимодействия с дном (сплошная линия, косые крестики) и без него (пунктирная линия, плюсики). Характерные параметры течения: $\Delta\rho_0 = 0.001 \text{ г/см}^3$, $u_0 = 3 \text{ см/с}$, $v_{\text{эфф}} = 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}$, $h_0 = 6 \text{ см}$, уклон дна равен 7° , сетка 2001×501 .

Выполненные численные эксперименты позволили в явном виде продемонстрировать различия в поведении плотностных течений с различными условиями на линии дна. На рис. 3 приведены графики изменчивости скорости распространения фронта (а) течений и перемешивания (б) для течений с прилипанием на дне (сплошная линия) и скольжением (пунктирная линия).

Отчетливо видна разница в положении вершины головной части течений (на рисунке 2 отмечена стрелочкой). Явный учет вязкого прилипания на дне «приподнял» вершину головы течения примерно на $1/5$ толщины потока, что и наблюдается в лабораторных экспериментах и природе [3,9,11,14]. Кроме того, скорость распространения течения уменьшилась, но объем движущейся жидкости увеличился.

На рис. 4 приведены результаты расчета вязких напряжений $\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial z}$ для рассчитанного течения.

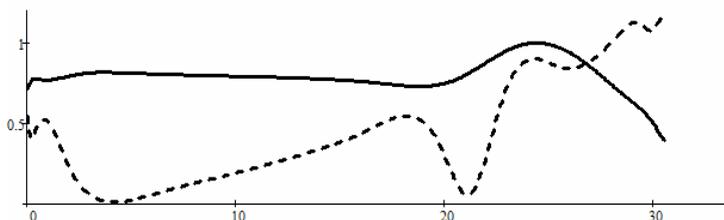


Рис. 4. График изменчивости касательного напряжения вдоль линии дна (сплошная линия) и в толще потока (пунктирная линия) для одного из расчетных течений с условием вязкого прилипания на дне. Характерные параметры течения: $\Delta\rho_0=0.001$ г/см³, $u_0=3$ см/с, $v_{эфф}=10^{-1}$ см²/с, $h_0=6$ см, уклон дна равен 7° , сетка 2001×501 .

Из приведенных графиков видно, что в головной части течения наблюдается резкое возрастание касательного напряжения на дне, также в этой части течения наблюдаются области неустойчивости. Эти результаты позволяют считать, что именно в головной части течения происходят самые динамически активные процессы, которые могут способствовать вовлечению осадочного материала и дальнейшего его переноса.

Выводы

Анализ результатов расчетов на новой модели распространения вдольсклоновых плотностных течений показал структурную сложность и естественную физическую многофакторность процессов и соответствующих расчетных условий для скорости и плотности на линии дна. Полученная в результате явного учета прилипания жидкости на дне возможность расчета дополнительных параметров течения - вязких касательных напряжений на дне - существенно расширяет возможности использования модели в анализе и интерпретации данных о переносе взвеси придонными течениями.

Сравнительный анализ всего массива расчетных течений [1-4,7,13] позволяет констатировать одновременное сосуществование в головной части вдольсклоновых плотностных течений нескольких механизмов неустойчивости - Кельвина-Гельмгольца [9-11,14], за счет сдвиговых напряжений в потоке, Релея-Тэйлора (в горизонтальной плоскости [13]) - возникающей при лобовом столкновении водных масс потока и неподвижной перед ним лежащей воды, легко обнаруживаемой по «трещинам» или «складкам» на верхней границе в голове течения [11], а также плотностной конвективной неустойчивости в тыльной стороне головы потока [11,13] и в придонном микрослое.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ, проекты № 09-05-00446а и 10-05-00472а.

Литература

1. Гриценко В.А., Юрова А.А. О распространении придонного гравитационного течения по крутому склону дна // *Океанология*. 1997. Т. 37. № 1. С. 44-49.
2. Гриценко В.А., Юрова А.А. Об основных фазах отрыва придонного гравитационного течения от склона дна // *Океанология*. 1999. Т. 39. №2. С. 187-191.
3. Гриценко В.А., Чубаренко И.П. Об особенностях структуры фронтальной зоны придонных гравитационных течений // *Океанология*. 2010. № 1. С. 26-32.
4. Емельянов Е.М., Гриценко В.А. Придонные течения в центральной Балтике по геологическим данным // *Океанология*. 1999. Т. 39. № 5. С. 776-786.
5. Жмур В.В., Сапов Д.А., Нечаев И.Д., Рыжаков М.В., Григорьева Ю.В. Интенсивные гравитационные течения в придонном слое океана // *Изв. АН. Сер. физическая*. 2002. Т. 66. № 12. С. 1721-1726.
6. Зацепин А.Г., Гриценко В.А., Кременецкий В.В., Поярков С.Г., Строганов О.Ю. Лабораторное и численное исследование процесса распространения плотностных течений по склону дна // *Океанология*. 2005. Т. 45. № 1. С. 5-15.
7. Килесо А.В., Гриценко В.А. Численная модель вдольсклонового плотностного течения с вложенной моделью расчета вязкого пограничного слоя // *Физические проблемы экологии (экологическая физика)*. М., Макс-пресс. 2010. Т. 17. С. 181-185.
8. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: МИР. 1980. 616 с.
9. Самолубов Б.И. Придонные стратифицированные течения. М.: Научный мир, 1999. 464 с.
10. Самолубов Б.И. Плотностные течения и диффузия примесей. М.: Из-во ЛКИ, 2007. 352 с.
11. Тернер Дж. *Эффекты плавучести в жидкостях*. М.: МИР. 1977. 431 с.
12. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука. 1974. 711 с.
13. Gritsenko V.A., Kileso A.V., Kortishko V.V., Shishova A.V. The specific features of the entrainment and mixing processes in the downslope density currents // International Conference "Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres - 2009". Selected Papers. Ed. Yuli D. Chashechkin, Vasily G. Baydulov. IPM RAS. M. 2010. P. 159-168.
14. Simpson J.E. Gravity currents in the environment and the laboratory. England. ELLIS HORWOOD LTD. 1987. 244 p.

КОМПЛЕКСНОЗНАЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

А.В. Кистович

*ИПМех РАН им. А.Ю. Ишлинского,
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова*

Получение решений гидродинамических уравнений для волн произвольной амплитуды до сих пор является актуальной задачей. Причина возникающих затруднений – нелинейность и нестационарность системы уравнений, описывающих процесс распространения волн, а также нелинейность граничных условий и задание их на колеблющейся поверхности, которая, собственно, и представляет собой форму искомой волны. В данной работе получены в явном виде точные решения для стационарных волн произвольной амплитуды. Характерной особенностью этих решений является комплекснозначность как физических полей задачи, так и формы свободной поверхности. Показывается, как на основе полученных решений строить приближённые решения в виде действительных значений поверхностных волн. В частности показывается, что на основе одной линейной комбинации комплексных решений можно (в зависимости от степени пологости волн) получить как решение в форме слабонелинейной волны Стокса, так и волны бесконечно малой амплитуды.

Постановка задачи. Рассматривается двумерная задача о распространении гармонических колебаний в бесконечно глубокой идеальной несжимаемой однородной жидкости со свободной поверхностью. В системе координат (x, z) , вертикальная ось которой направлена против вектора силы тяжести \mathbf{g} , давление в ней описывается функцией $p(x, z, t)$, поле скорости \mathbf{u} имеет две компоненты $u_x = u$, $u_z = v$. Отклонение свободной поверхности от невозмущённого состояния $z = 0$ задается функцией $\zeta(x, t)$. Система уравнений движения и граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{u}'_t + (\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u}) &= -\nabla p + \rho \mathbf{g}, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ p|_{z=\zeta} &= p_0, \quad v - u\zeta'_x|_{z=\zeta} = \zeta'_t \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь p_0 – атмосферное давление, ρ – плотность жидкости.

Задание давления в жидкости в виде суммы атмосферного, гидростатического и волнового давлений

$$p = p_0 + \rho g(\zeta - z) + \tilde{p}, \quad (2)$$

введение функции тока ψ , такой что $u = \psi'_z$, $v = -\psi'_x$, и исключение из (1) волнового давления \tilde{p} преобразует исходную систему уравнений к виду

$$\begin{aligned} \Delta \Psi'_t + \Psi'_z \Delta \Psi'_x - \Psi'_x \Delta \Psi'_z = 0, \quad \Psi'_x + \Psi'_z \zeta'_x \Big|_{z=\zeta} = -\zeta'_t \\ \Psi''_{zt} + \Psi'_z \Psi''_{zx} - \Psi'_x \Psi''_{zz} + \zeta'_x (g - \Psi''_{xt} - \Psi'_z \Psi''_{xx} + \Psi'_x \Psi''_{xz}) \Big|_{z=\zeta} = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

В связи с тем, что возмущения в поверхностной волне должны спадать при продвижении вглубь жидкости, функция тока Ψ изначально задается представлением

$$\Psi = \exp(k(z - \zeta(x, t))) \varphi(x, t) \quad (4)$$

Следствием представления (4) является потенциальность исследуемых волн. Для того чтобы это показать вычисляется величина

$$\Delta \Psi = \left[\varphi''_{xx} - 2k \zeta'_x \varphi'_x + \left(k^2 (1 + \zeta'^2_x) - k \zeta''_{xx} \right) \varphi \right] \exp(k(z - \zeta)) = f(x, t) \exp(k(z - \zeta)) \quad (5)$$

Подстановка (5) в уравнение (3) приводит к соотношению

$$\exp(k(z - \zeta)) (f'_t - k f \zeta'_t) + k \exp(2k(z - \zeta)) (\varphi f'_x - f \varphi'_x) = 0 \quad (6)$$

Так как выражения, стоящие в круглых скобках уравнения (6), не зависят от вертикальной координаты z , то необходимо положить

$$f'_t - k f \zeta'_t = 0, \quad \varphi f'_x - f \varphi'_x = 0 \quad (7)$$

Но первое уравнение (7) означает $\Delta \Psi'_t = 0$. Так как $\Psi'_t \neq 0$, то, как следствие, $\Delta \Psi = 0$ – это условие потенциальности течений несжимаемой жидкости. Поскольку $\Delta \Psi = f(x, t) \exp(k(z - \zeta))$, то $f = 0$ и второе уравнение (7) удовлетворяется автоматически. В результате подстановки в (3) представления (4) задача редуцируется к форме

$$\begin{aligned} \varphi''_{xx} - 2k \zeta'_x \varphi'_x + \left(k^2 (1 + \zeta'^2_x) - k \zeta''_{xx} \right) \varphi = 0, \quad \varphi'_x + \zeta'_t = 0 \\ k(\varphi'_t - k \varphi \zeta'_t) + \end{aligned} \quad (8)$$

$$+ \zeta'_x \left[g - \varphi''_{xt} + k \left(\zeta'_x \varphi'_t + \zeta'_t \varphi'_x - (k \zeta'_t \zeta'_x - \zeta''_{xt}) \varphi + k^2 \varphi^2 + (\varphi'_x - k \varphi \zeta'_x)^2 \right) \right] = 0$$

Решение (8) ищется в виде бегущих волн:

$$\varphi(x, t) = \varphi(\xi), \quad \zeta(x, t) = \zeta(\xi), \quad \xi = x - ct \quad (9)$$

Тогда из второго уравнения (8) следует

$$\varphi = c(\zeta + A) = c\eta \quad (10)$$

где A – некоторая константа, обладающая тем свойством, что $\lim_{\zeta \rightarrow 0} A = 0$. Такое

условие обеспечивает отсутствие движений в среде при отсутствии возмущений свободной поверхности.

Подстановка (10) в оставшиеся уравнения (8) сводит эту систему к виду

$$\begin{aligned} \eta''(1 - k\eta) + k^2\eta + (k^2\eta - 2k)\eta'^2 = 0 \\ \frac{g}{c^2k} - 1 + k^2\eta^2 + \eta'^2(1 - k\eta)^2 = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $\eta = \zeta + A$, а штрих обозначает дифференцирование функции по ξ .

Из второго уравнения (11) следует, что

$$\frac{g}{c^2 k} = 1 - B^2, \quad k^2 \eta^2 + \eta'^2 (1 - k \eta)^2 = B^2 \quad (12)$$

где B – константа.

Дифференцирование второго соотношения (12) и подстановка результата в первое уравнение (11) приводит к уравнению

$$k^2 \eta^2 + \eta'^2 (1 - k \eta)^2 = 0 \quad (13)$$

сравнение которого с (12) даёт

$$B = 0, \quad c^2 = \frac{g}{k} \quad (14)$$

Уравнение (13) для функции η факторизуется, а потому допускает запись

$$\frac{\eta'(1 - k \eta)}{k \eta} = \pm i \quad (15)$$

Решения этих уравнений определяются соотношениями

$$\eta_{\pm}(\xi, \zeta_0) = -\frac{1}{k} W(-k \zeta_0 \exp(\pm i k \xi)) \quad (16)$$

Здесь ζ_0 – свободный параметр, W – функция Ламберта [1], определяемая как решение уравнения

$$W(x) \exp(W(x)) = x \quad (17)$$

Согласно (10, 16) форма поверхности задается выражением

$$\zeta_{\pm}(\xi, \zeta_0) = -A_{\pm} - \frac{1}{k} W(-k \zeta_0 \exp(\pm i k \xi)) \quad (18)$$

где A_{\pm} – постоянные величины.

Знание (16, 18) позволяет с помощью (4) сразу определить функцию тока Ψ , что, в свою очередь, обеспечивает вычисление волновой части давления на основании соотношений

$$\Psi''_{zt} + \Psi'_z \Psi''_{zx} - \Psi'_x \Psi''_{zz} = -\frac{1}{\rho} \tilde{p}'_x - g \zeta'_x, \quad -\Psi''_{xt} - \Psi'_z \Psi''_{xx} + \Psi'_x \Psi''_{xz} = -\frac{1}{\rho} \tilde{p}'_z \quad (19)$$

Таким образом, функция тока и полное давление в среде определяются выражениями

$$\Psi_{\pm}(\xi) = c \zeta_0 \exp(k A_{\pm}) \exp(k z) \exp(\pm i k \xi) \quad (20)$$

$$p_{\pm}(z, \xi) = p_0 - \rho g z + \rho c^2 k \zeta_0 \exp(k A_{\pm}) \exp(k z) \exp(\pm i k \xi)$$

Так как уравнение (15) нелинейное, то решения с индексами “+” и “-” существуют отдельно друг от друга.

Соотношения (18, 20) с учётом условия $c^2 k = g$ обращают уравнения движения и граничные условия системы (3) (а, следовательно, и все соотношения исходной системы (1)) в тождества при любых значениях “амплитуды” ζ_0 .

Полученные решения комплекснозначны, что существенно затрудняет их интерпретацию. Ни действительные, ни мнимые части этих решений по-

отдельности не удовлетворяют уравнениям и граничным условиям. В то же время допустимо провести некоторый анализ этих решений. Для этих целей составляется действительная линейная комбинация решений (16)

$$\begin{aligned} \eta(\xi, \zeta_0) &= \eta_+(\xi, \zeta_0/2) + \eta_-(\xi, \zeta_0/2) = \zeta(\xi, \zeta_0) + A = \\ &= -\frac{1}{k} (W(-k\zeta_0 \exp(ik\xi)/2) + W(-k\zeta_0 \exp(-ik\xi)/2)) \end{aligned} \quad (21)$$

При фиксированном волновом числе k и исчезающе малой величине ζ_0 выражение (21) преобразуется к виду

$$\eta(\xi, \zeta_0) = \zeta(\xi, \zeta_0) + A = \zeta_0 \cos(k\xi) \quad (22)$$

Правая часть (22) в выбранном инфинитезимальном пределе удовлетворяет системе (11) и, следовательно, может быть использована как решение для функции η . В то же время, поскольку колебания реальной поверхности должны происходить без изменения среднего уровня жидкости, то есть должно выполняться условие

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \zeta(\xi, \zeta_0) d\xi = 0, \quad (23)$$

из (22) следует единственный выбор $\zeta(\xi, \zeta_0) = \zeta_0 \cos(k\xi)$, $A = 0$, который удовлетворяет (22, 23). В результате формируется стандартное решение в классе инфинитезимальных волн

$$\begin{aligned} \zeta &= \zeta_0 \cos(k\xi), \quad \psi = c\zeta_0 \exp(kz) \cos(k\xi) \\ p &= p_0 - \rho gz + \rho c^2 k \zeta_0 \exp(kz) \cos(k\xi), \quad c^2 = \frac{g}{k} \end{aligned} \quad (24)$$

Именно вид (24) позволяет ассоциировать величину ζ_0 с амплитудой волны.

В случае волн малой, но конечной амплитуды, когда справедливо соотношение $0 < k\zeta_0 < 1$, из (21) следует

$$\begin{aligned} \eta(\xi, \zeta_0) &= \zeta(\xi, \zeta_0) + A = \\ &= \zeta_0 \left(\cos(k\xi) + \frac{\varepsilon}{2} \cos(2k\xi) + \frac{3\varepsilon^2}{8} \cos(3k\xi) + o(\varepsilon^2) \right), \quad \varepsilon = k\zeta_0 \end{aligned} \quad (25)$$

Выражение (25) обращает в тождество систему (11) лишь до членов первого порядка малости по ε включительно. Возникающая невязка $\sim O(\varepsilon^2)$ уравнений (11) слишком велика, что ставит под сомнение справедливость разложения (25), начиная с членов второго порядка малости по ε . С целью уменьшения невязки решение (11) ищется в виде

$$\eta = \eta_0 + B(\xi) \quad (26)$$

где η_0 – разложение (25).

Подстановка (26) в первое уравнение (11) позволяет добиться невязки $\sim O(\varepsilon^5)$, если положить

$$B(\xi) = \frac{k \zeta_0^2}{2} \equiv \frac{\varepsilon \zeta_0}{2} \quad (27)$$

Последующая подстановка (26, 27) во второе уравнение (11) обеспечивает невязку $\sim O(\varepsilon^3)$, если скорость распространения волны задается выражением

$$c^2 = \frac{g}{k} (1 + \varepsilon^2) \quad (28)$$

которое означает, что скорость распространения зависит от амплитуды волны.

Полученные результаты задают свободную поверхность и функцию φ соотношениями

$$\begin{aligned} \zeta(\xi, \zeta_0) &= \zeta_0 \left(\cos(k\xi) + \frac{\varepsilon}{2} \cos(2k\xi) + \frac{3\varepsilon^2}{8} \cos(3k\xi) + o(\varepsilon^2) \right) \\ \varphi = c\eta &= \sqrt{\frac{g}{k}} \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right) \left(\zeta(\xi, \zeta_0) + \frac{\varepsilon \zeta_0}{2} \right), \quad \xi = x - \sqrt{\frac{g}{k}} \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right) t \end{aligned} \quad (29)$$

Подстановка (29) в (4) определяет функцию тока, а последующее интегрирование (19) – волновое давление поверхностных волн малой амплитуды

$$\begin{aligned} \psi &= \zeta_0 \sqrt{\frac{g}{k}} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{8} \right) \exp(kz) \cos(k\xi) \\ \tilde{p} &= -g\zeta + g\zeta_0 \left[\exp(kz) \left(1 + \frac{3\varepsilon^2}{8} \right) \cos(k\xi) - \frac{\varepsilon}{2} \exp(2kz) \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4} \right) \right] \end{aligned} \quad (30)$$

Подстановка (29, 30) в исходную систему уравнений (1) позволяет убедиться, что уравнения движения удовлетворяются до членов четвертого порядка малости по ε включительно, а граничные условия – до членов третьего порядка включительно. Соотношения (29, 30) представляют собой классический результат Стокса [2].

Наряду с (21) существует и иная действительная линейная комбинация решений (16)

$$\begin{aligned} \eta(\xi, \zeta_0) &= i(\eta_+(\xi, \zeta_0/2) - \eta_-(\xi, \zeta_0/2)) = \zeta(\xi, \zeta_0) + A = \\ &= -\frac{i}{k} (W(-k\zeta_0 \exp(ik\xi)/2) - W(-k\zeta_0 \exp(-ik\xi)/2)) \end{aligned} \quad (31)$$

Как и в предыдущем случае в инфинитезимальном пределе формируется стандартное решение

$$\begin{aligned} \zeta &= \zeta_0 \sin(k\xi), \quad \psi = c\zeta_0 \exp(kz) \sin(k\xi) \\ p &= p_0 - \rho gz + \rho c^2 k \zeta_0 \exp(kz) \sin(k\xi), \quad c^2 = \frac{g}{k} \end{aligned} \quad (32)$$

В случае волн малой, но конечной амплитуды из (31) следует

$$\eta(\xi, \zeta_0) = \zeta(\xi, \zeta_0) + A = -\zeta_0 \left(\sin(k\xi) + \frac{\varepsilon}{2} \sin(2k\xi) + \frac{3\varepsilon^2}{8} \sin(3k\xi) + o(\varepsilon^2) \right) \quad (33)$$

Так же, как и в предыдущем случае, возникающая невязка $\sim O(\varepsilon^2)$ уравнений (11) слишком велика, что заставляет искать решение в виде (26), но при этом в качестве η_0 выступает разложение (33). Подстановка (26) в первое уравнение (11) показывает, что достижение невязки $\sim O(\varepsilon^5)$ возможно лишь в том случае, если функция B удовлетворяет уравнению

$$B'' + k^2 B = \frac{k\varepsilon^2}{2} (1 + 3(\cos(2k\xi) - \sin(2k\xi)) - 12 \sin(3k\xi)),$$

решение которого имеет вид

$$B(\xi) = \frac{\varepsilon\zeta_0}{2} \left(1 + \sin(2k\xi) - \cos(2k\xi) + \frac{3\varepsilon}{2} \sin(3k\xi) \right) \quad (34)$$

Подстановка (26, 34) во второе уравнение (11) обеспечивает невязку $\sim O(\varepsilon^3)$, если скорость распространения волны задается прежним выражением (28). Использование (33, 34) определяет свободную поверхность и функцию φ соотношениями

$$\begin{aligned} \zeta(\xi, \zeta_0) &= \zeta_0 \left(-\sin(k\xi) - \frac{\varepsilon}{2} \cos(2k\xi) + \frac{3\varepsilon^2}{8} \sin(3k\xi) + o(\varepsilon^2) \right) \\ \varphi = c\eta &= \sqrt{\frac{g}{k}} \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right) \left(\zeta(\xi, \zeta_0) + \frac{\varepsilon\zeta_0}{2} \right), \quad \xi = x - \sqrt{\frac{g}{k}} \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right) t \end{aligned} \quad (35)$$

Соотношения (4) и (19) определяет функцию тока и волновое давление поверхностных волн малой амплитуды выражениями

$$\begin{aligned} \psi &= -\zeta_0 \sqrt{\frac{g}{k}} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{8} \right) \exp(kz) \sin(k\xi) \\ \tilde{p} &= -g\zeta + g\zeta_0 \left[-\exp(kz) \left(1 + \frac{3\varepsilon^2}{8} \right) \sin(k\xi) - \frac{\varepsilon}{2} \exp(2kz) \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4} \right) \right] \end{aligned} \quad (36)$$

Полученное решение (35, 36) представляет собой ту же волну, что и (29, 30), только сдвинутую по фазе на $\pi/2$.

Приведенные примеры показывают, как при помощи полученных артефактных решений можно конструировать решения для реально существующих возмущений свободной поверхности жидкости.

Определенные результаты получаются при исследовании линейной комбинации (21) при отказе от каких-либо ограничений на величину ζ_0 .

На представленных ниже графиках приведены расчетные формы свободной поверхности для различных значений безразмерного параметра

$\varepsilon = k\zeta_0 = \frac{c^2 k^2 \zeta_0}{g}$, характеризующего отношение инерциальных сил, действующих на частицы среды, к силе тяжести.

Как показали вычисления, существует критическое значение параметра ε , определяемое величиной

$$\varepsilon_* = \frac{2}{e} = 0.735758882... \tag{37}$$

которое отделяет волны нормального типа от аномальных волн.

Пример волн нормального типа приведен на рис. 1, где показана зависимость формы волны от параметра ε при фиксированном волновом числе k .

Как видно из представленных графиков, крутизна нормальной волны повышается при повышении инерциального запаса, заключенного в жидких частицах среды. Гребни всех нормальных волн пологие. На вершине гребня производная формы волны по продольной координате равна нулю.

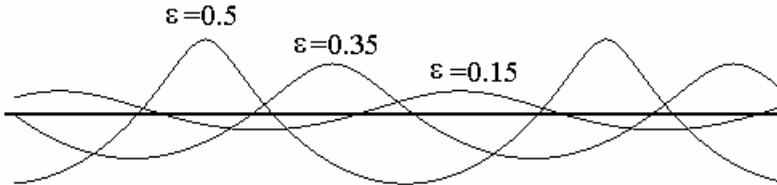


Рис. 1. Форма волнения при докритических значениях ε .

Для того чтобы сформировать нормальную волну большей крутизны необходимо передать частицам среды больше энергии, чем в случае волн малой крутизны.

Иначе обстоит дело с аномальными волнами, формы которых приведены на рис. 2. На гребнях этих волн имеется разрыв производной формы волны. Кроме того, для этих волн справедливо правило: чем меньше инерциальный запас (конечно, ограниченный снизу величиной ε_*), тем острее угол при вершине волны.

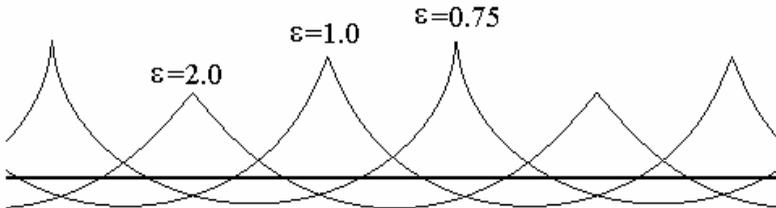


Рис.2. Форма волнения при закритических значениях ε .

Формирование аномальной волны большей крутизны требует меньших затрат энергии, нежели аналогичных волн меньшей крутизны. При критическом

значении ϵ_* нормальные и аномальные волны сливаются и характеризуются бесконечной крутизной. Полученные результаты анализа указывают на то, что аномальные волны не могут существовать в природе, поскольку их поведение нарушает физический смысл.

Конечно, объяснение обострения гребней нормальных волн с точки зрения инерциального запаса также, отчасти, носит условный характер, но, возможно, выявленный факт должен проявляться и у волн, наблюдаемых в природе.

Литература

1. Corless R.M., Gonnet G.H., Hare D.E., Jeffrey D.J., Knuth D.E. On the Lambert W function // *Advances Computational Maths.*, 1996, V. 5, p. 329–359.
2. Stokes G.G. On the theory of oscillatory waves // *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 1847, V. 8, P. 441–455.

КАТАСТРОФИЧЕСКОЕ ЦУНАМИ В ЯПОНИИ 13 МАРТА 2011 г.: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, АНАЛИЗ ЗАПИСЕЙ ГЛУБОКО- ВОДНЫХ СТАНЦИЙ DART И ОЦЕНКА ОСТАТОЧНЫХ ПОЛЕЙ

С.В. Колесов, А.В. Мошенцева, М.А. Носов

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

11 марта 2011 г. в 05:46:23 UTC в Тихом океане восточнее о. Хонсю произошло самое мощное землетрясение за всю историю Японии. В последствии это событие получило название землетрясение Тохоку, по названию наиболее пострадавшего региона страны. По данным Геологической Службы США (USGS, NEIC) эпицентр сейсмического события располагался в Тихом Океане в 129 км к востоку от города Сендай (38.322° с.ш., 142.369° в.д.). Глубина гипоцентра составила 32 км, момент-магнитуда $M_w = 9.0$. Землетрясение и последовавшее за ним катастрофическое цунами с заплесками до 55 м привели к гибели более 15 тыс. жителей и вызвали материальный ущерб на сумму свыше 200 млрд. долл.

Цель настоящей работы – проанализировать способность существующих ныне подходов к численному моделированию воспроизводить волны цунами в открытом океане и выявить наиболее удачный вариант модели очага землетрясения Тохоку 2011. Кроме того, будет выполнена оценка остаточных горизонтальных смещений частиц воды в очаге цунами Тохоку 2011 и обсуждена возможность использования этих данных для оперативного прогноза цунами.

В последние годы в Мировом океане развернута сеть глубоководных регистраторов цунами (DART, Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis), включающая в настоящее время около 50 станций. В это число входит и российская станция DART 21401, которая была установлена вблизи Южных Курильских о-вов в августе 2010 г. Основное предназначение станций системы DART – гарантированное установление факта возникновения волны цунами и, тем самым, повышение эффективности системы предупреждения. Вдали от берегов, на больших глу-

бинах, сигнал цунами не искажается резонансными и нелинейными эффектами, характерными для распространения волн в мелководной прибрежной зоне и при их накате на берег. Поэтому сигнал, зарегистрированный глубоководной станцией, в большей степени отражает особенности очага цунами, чем запись берегового мареографа. Неудивительно, что сопоставление расчетных и измеренных волн [Лавров и др., 2009, Носов и др., 2011] оказывается наиболее удачным именно для глубоководных измерителей. Следовательно, сигналы со станций DART предоставляют возможность выявить особенности источника цунами, сопоставляя данные глубоководных регистраторов и результаты численного моделирования распространения волн.

Для численного моделирования цунами критически важными являются данные об остаточных косейсмических деформациях дна. Эти деформации можно рассчитать с помощью так называемых формул Окада [Okada, 1985]. Исходные данные для такого расчета – распределение подвижки вдоль площадки разрыва – доступны в цифровом формате на сайте Геологической службы США (Finite Fault Model). Для землетрясения Тохоку было предложено несколько вариантов таких моделей, мы использовали 3 из них: модель Калифорнийского Технологического Университета (Caltech), модель Университета Санта-Барбары (UCSB) и модель Геологической Службы США (USGS). В соответствии с моделью Caltech угол падения площадки разрыва (dip) составил 9° , угол простирания (strike) 201° , максимальная величина подвижки (slip) 31 м. Площадка разрыва разбита на 375 подобластей (25x15 элементов по простиранию и по падению соответственно). Параметры модели UCSB: dip= 10° , strike= 198° , slip=59.83 м, количество подобластей 190 (19x10). Модель USGS характеризуется следующими параметрами: dip= 10.21° , strike= 194.43° , slip=33.47 м, количество подобластей 325 (25x13).

Расчет волн цунами производился с помощью модели, построенной в рамках линейной теории длинных волн [Nosov, Kolesov, 2011]. Заметим, что линейное приближение обеспечивает очень хорошую точность расчетов для случая открытого океана, т.к. отношение амплитуды волны цунами к глубине действительно представляет собой малую величину ($A/H < 10^{-3}$). Уравнения теории длинных волн, записанные в сферической системе координат, были сведены к волновому уравнению относительно смещения свободной поверхности. В качестве начальных условий, задавалось статичное начальное возвышение ξ_0 ($\partial \xi_0 / \partial t = 0$).

Расчет начального возвышения производился с учетом сглаживающего влияния водного слоя. Также принимались во внимание не только вертикальные, но и горизонтальные компоненты деформации дна. Методика подробно описана в нашей работе [Nosov, Kolesov, 2011]. Вблизи берега, на изобате $H = -5$ м, ставилось условие полного отражения. Расчетная область простиралась по долготе от 134° до 160° в.д. и по широте от 25° до 50° с.ш. Шаг сетки составлял 1 угл. минуту (количество узлов 1561x1501). Батиметрия расчетной области составлялась с помощью цифрового атласа GEBCO (www.gebco.net).

На Рис. 1. показан фрагмент расчетной области, на котором изображены эпицентр землетрясения (звездочка), область деформации дна (по модели USGS) и четыре ближайших к источнику станции DART.

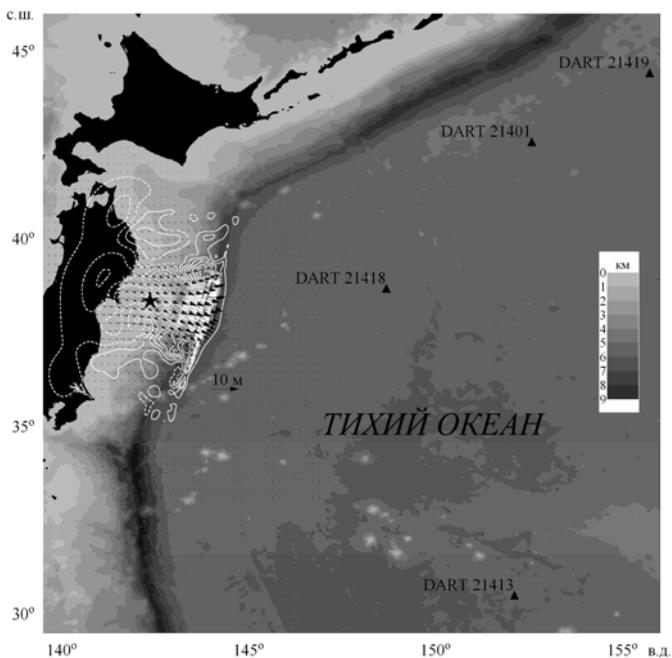


Рис. 1. Центральный фрагмент расчетной области. Положение эпицентра землетрясения 11.03.2011 показано звездочкой, положение станций DART – треугольниками. Белые изолинии – вертикальная деформация дна (сплошная линия – поднятие, пунктирная – опускание, интервал 0.5 м). Черные стрелки – вектор горизонтальной деформации. Остаточная деформация дна рассчитана согласно данным модели USGS. Изобаты построены с интервалом 1 км.

На Рис. 2 представлены результаты численных расчетов с тремя вариантами начальных возвышений и сигналами, записанными станциями DART, из которых предварительно была удалена низкочастотная компонента, соответствующая приливным колебаниям уровня. Каждая из станций DART через 200-300 с после начала землетрясения регистрирует высокочастотный всплеск – проявление сейсмических поверхностных волн – волн Рэлея. Волна цунами достигает датчиков через 2000-5000 с. Амплитуда цунами (размах), записанная ближайшим к очагу датчиком DART21418, составила 2.8 м. Это самая большая амплитуда цунами из всех, которые когда-либо регистрировались в открытом океане. На трех других рассматриваемых станциях амплитуда в 2-3 раза меньше. Период волны цунами также заметно зависит от места регистрации. Волна, зарегистрированная станцией DART21418, имеет наименьший период – порядка 500 с, – на прочих станциях период заметно больше. Объясняется это геометрией очага, который вытянут вдоль глубоководного желоба, и, следовательно, излучает относительно короткие волны в направлении, перпендикулярном оси желоба, т.е. в сторону станции DART21418.

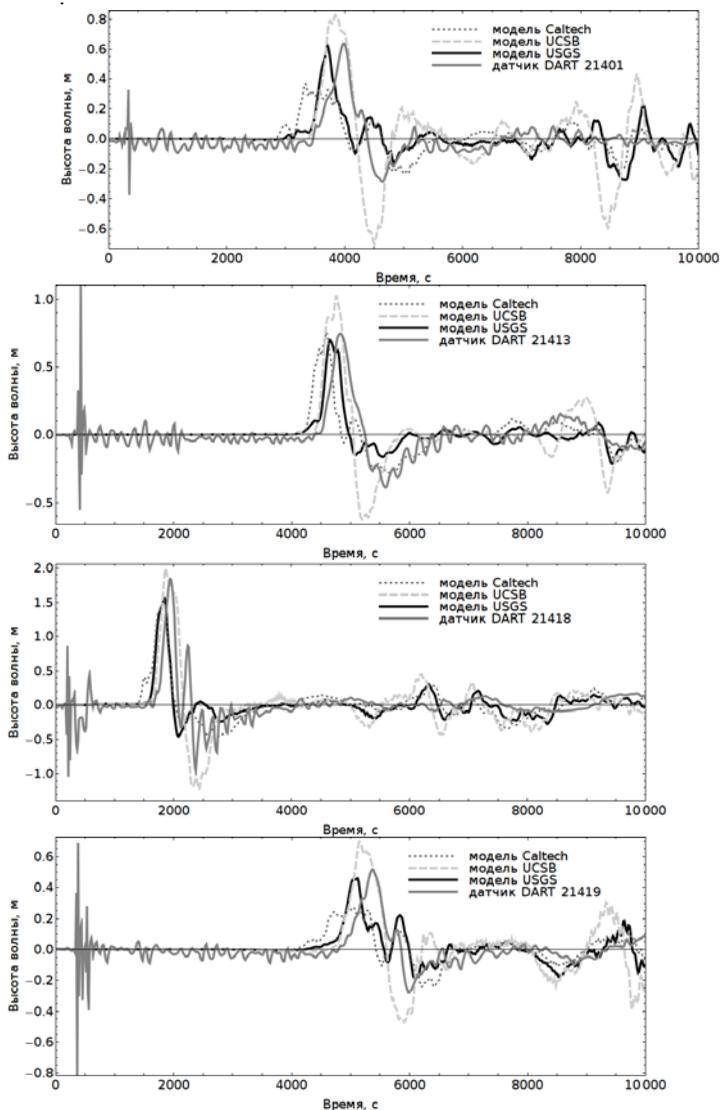


Рис. 2. Записи станций DART и синтетические мареограммы в соответствующих точках, рассчитанные с использованием 3-х разных моделей очага цунами. Отсчет времени ведется с момента землетрясения.

Результаты численных расчетов по трем моделям очага цунами заметно различаются между собой. Видно, что расчет с очагом UCSB сильно переоценивает

амплитуду волны, что в свою очередь связано с переоценкой вертикальных деформаций дна. Волны от источника Caltech на всех станциях демонстрируют относительно раннее вступление, что, по-видимому, обусловлено неверным пространственным распределением деформации дна. Наилучшее совпадение по совокупности использованных станций DART показывает источник, рассчитанный по данным USGS. Заметим, что здесь речь идет только о сопоставлении первых вступлений волны цунами. «Хвостовая» часть сигнала, на формирование которой оказывают влияние многочисленные отражения от побережья и дисперсия, в численных расчетах не воспроизводится.

Отдельного комментария заслуживает разница во временах вступления синтетического (модель USGS) и натурального сигналов. Синтетический сигнал всегда приходит раньше. По мере удаления от источника волна последовательно проходит следующие станции DART: 21418, 21401, 21413 и 21419. Видно, что разница во вступлении сигнала имеет тенденцию к увеличению (100, 270, 180 и 258 с). Эти факты могут быть объяснены следующим образом. Во-первых, в численных расчетах в качестве нулевого времени принимается момент начала землетрясения, а продолжительность формирования деформации дна не учитывается. Заметим, что по данным USGS продолжительность вспарывания разрыва достигала 200 с (каталог CMT дает близкую величину – 140 с). Во-вторых, теория длинных волн, используемая в численной модели, не принимает во внимание запаздывание реальных волн из-за фазовой дисперсии. Простая оценка запаздывания из-за дисперсии, выполненная в нашей работе [Носов и др., 2011] дает значения задержек от 50 до 80 с. Совместный учет конечной продолжительности деформации дна и фазовой дисперсии очевидно способны объяснить наблюдаемые временные задержки между измеренными и синтетическим сигналами.

В настоящее время прогноз волн цунами основан на сейсмических данных. Чтобы точно рассчитать характеристики волны нужно знать деформацию дна в очаге цунами. В оперативном режиме такой прогноз невозможен. Так, например, первый вариант распределений подвижки вдоль площадки разрыва для землетрясения Тохоку 2011 был предложен Геологической службой США только через сутки после события. И, как оказалось в дальнейшем, этот вариант недооценивал силу землетрясения. Для предварительных оценок опасности цунами используется магнитудный критерий: землетрясение с магнитудой $M \geq 7$ считается опасным с точки зрения возникновения больших волн цунами. Но этот прогноз ненадежен т.к. далеко не каждое землетрясение вызывает появление волн цунами, представляющих реальную опасность. Достоверным свидетельством факта образования волны является только ее регистрация донной или береговой станцией уровня моря.

В данной работе, на примере цунами Тохоку 2011 мы рассмотрим новый подход к прогнозу, дополняющий традиционную методику. Известно, что волна цунами возникает всегда, когда деформация дна вытесняет большой (несколько кубических километров) объем воды [Bolshakova, Nosov, 2011]. Очевидно, что о вытеснении воды неоспоримо свидетельствуют «остаточные» смещения частиц воды в горизонтальном направлении вблизи источника цунами. Соответственно, поле остаточных смещений частиц воды несет в себе информацию не только о факте возникновения волны, но и о ее мощности. В природе горизонтальные смещения могут быть измерены, например, с использованием дрейфтеров, акустических доп-

леровских профилографов или путем обработки серий последовательных спутниковых снимков высокого разрешения.

Перед поиском натурной информации об остаточных смещениях следует оценить порядок измеряемых величин и выяснить, будут ли они различимы на фоне иных океанических процессов. Для этого нами было рассчитано поле смещений для мощного цунамигенного землетрясения Тохоку 11 марта 2011 г. В качестве исходных данных использовалась деформация дна, рассчитанная по модели USGS. Как было показано выше, именно эта деформация дна обеспечивает расчет цунами, который наилучшим образом соответствует измерениям.

Теперь перейдем к описанию методики расчета остаточного поля смещений. Пренебрегая кривизной поверхности Земли, будем рассматривать задачу в декартовой прямоугольной системе координат. Ось Ox направим на восток, ось Oy – на север. Математическая модель основывается на уравнении неразрывности [Носов и др., 2011]:

$$\frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad (1)$$

где ξ – смещение свободной поверхности от равновесного положения, $M = uH$ и $N = vH$ – компоненты расхода воды вдоль осей Ox и Oy , u и v – соответствующие компоненты скорости течения, η – вертикальная деформация дна, H – глубина океана.

Будем полагать, что деформация дна происходит во временном интервале $0 < t < \tau$. До начала деформации дна, в момент времени $t = 0$, водный слой находится в покое:

$$M = N = \xi = \eta. \quad (2)$$

Двумерное векторное поле полного потока может быть представлено как суперпозиция потенциальной и вихревой компонент. Как было показано в работах [Nosov, 2011], вихревая компонента, связанная с силой Кориолиса, мала по сравнению с потенциальной. Поэтому далее мы пренебрегаем вихревой компонентой и рассматриваем только потенциальную часть течения. В этом случае компоненты двумерного векторного поля полного потока могут быть выражены через потенциал следующим образом:

$$M = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad N = \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (3)$$

Подставляя выражения (3) для M и N в уравнение неразрывности (1) получаем:

$$\Delta \Phi = \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \xi}{\partial t}. \quad (4)$$

Пусть T – момент времени, когда волны цунами покинут рассматриваемую область и установятся искомые остаточные поля. Интегрируя уравнение (4) по времени от 0 до T с учетом начальных условий (2), получаем уравнение Пуассона

$$\Delta \Phi = \eta_T, \quad (5)$$

$$\Phi \equiv \int_0^T \varphi dt ,$$

где η_T – остаточная деформация дна. Заметим, что “остаточное смещение” ξ_T водной поверхности над областью деформации дна может быть связано только с вихревой компонентой течения. Так как мы ею пренебрегаем, то $\xi_T = 0$.

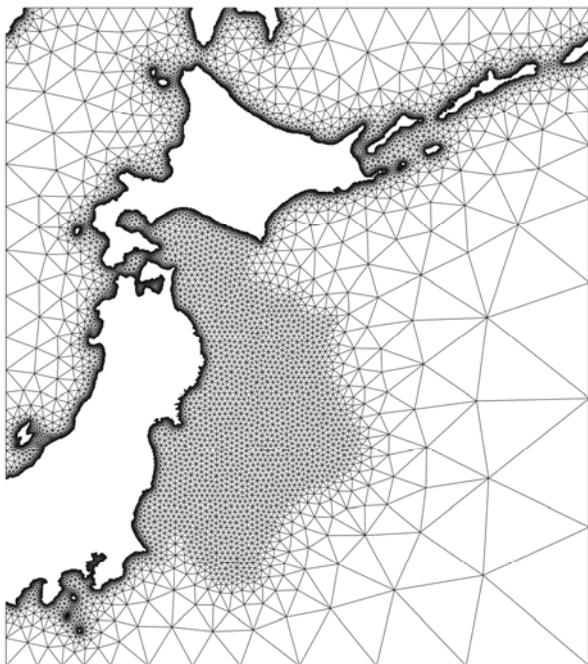


Рис. 3. Расчетная сетка для метода конечных элементов.

Уравнение (5) позволяет по известной остаточной деформации дна $\eta_T(x, y)$ и распределению глубин $H(x, y)$ определить горизонтальные остаточные смещения частиц воды, вызванные потенциальной частью течения:

$$X_T = \frac{1}{H} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad Y_T = \frac{1}{H} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (6)$$

Уравнение (5) решалось численно методом конечных элементов [Seegerind, 1976; Norrie, De Vries, 1978; Hutton, 2004] с использованием граничного условия непротекания на береговой и внешней границе:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{n}} = 0, \quad (7)$$

где \vec{n} - нормаль к границе. Внешние границы выбирались достаточно удаленными от источника, чтобы условие непротекания не искажало решение.

На Рис. 3 показана расчетная сетка для метода конечных элементов. В качестве конечных элементов были использованы треугольные элементы различных размеров. Сгущение сетки произведено у берегов и над источником. Область сгущения над источником ограничена изолинией $\eta_{TMAX}/50$. На треугольных элементах функция Φ аппроксимировалась линейной функцией $\Phi(x, y) = ax + by + c$, где коэффициенты a , b и c вычислялись по значениям функции Φ в узлах сетки. Узловые значения Φ были найдены из уравнения (5) в его слабой (вариационной) форме:

$$\sum_{j=1}^N \left(\int_{\Omega} \nabla \phi_j \nabla \phi_i dx dy - \int_{\partial\Omega} \vec{n} \cdot \nabla \phi_j \phi_i ds \right) U_j = \int_{\Omega} f \phi_i dx dy, \quad (8)$$

где $f = \eta_T$, U_j - неизвестные значения функции Φ в узлах сетки, N - число узлов сетки, ϕ_i - базисные функции пространства решений, равные единице в i -м узле сетки и нулю во всех остальных узлах. Функцию Φ можно выразить через эти базисные следующим образом:

$$\Phi = \sum_{j=1}^N U_j \phi_j(x, y). \quad (9)$$

С учетом граничного условия (7) уравнение (8) переходит в уравнение

$$\sum_{j=1}^N \left(\int_{\Omega} \nabla \phi_j \nabla \phi_i dx dy \right) U_j = \int_{\Omega} f \phi_i dx dy. \quad (10)$$

Данное уравнение представляет собой систему линейных уравнений относительно неизвестных U_j , которая была решена методом сопряженных градиентов. В итоге по значениям функции Φ были рассчитаны значения компонент смещений X_T и Y_T .

Результаты расчетов представлены на Рис. 4. Динамический диапазон остаточных горизонтальных смещений частиц воды составляет более 4 порядков, что связано со значительными изменениями глубины бассейна в расчетной области. Поэтому – для наглядности – длина стрелок, показанных на рисунке, пропорциональна остаточному смещению частиц воды, помноженному на глубину океана. Амплитуда смещений показана в серой цветовой гамме. Видно, что остаточные смещения частиц воды в обширных областях превышают 10 м. У берегов они как правило уже более 100 м, а в узких мелководных проливах таких, как Цугару (Сангарский), Лаперуза, Измены и др., могут достигать 1 км и даже 10 км. Такие величины, очевидно, могут быть успешно зарегистрированы в природе и использованы для целей оперативного прогноза катастрофических волн цунами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 10-05-00562, 10-05-92102).

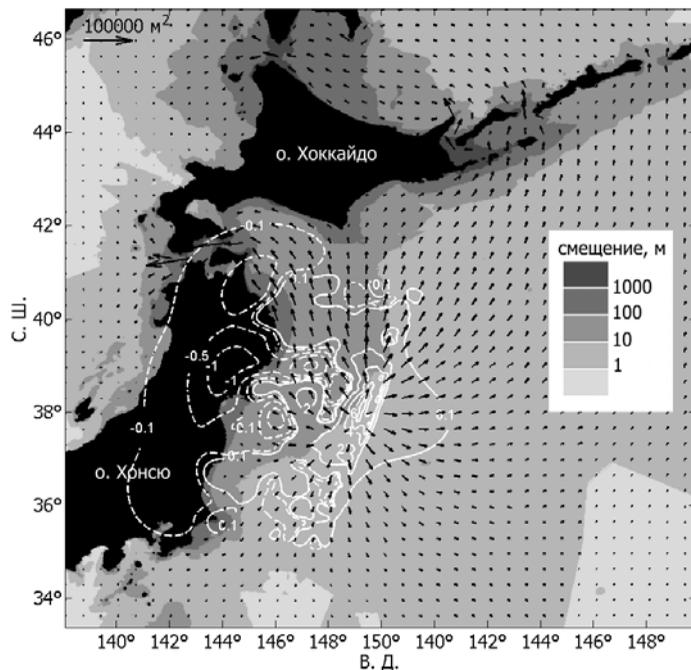


Рис. 4. Остаточные горизонтальные смещения частиц воды вблизи очага цунами 11.03.2011. Векторное поле смещений показано черными стрелками, длина которых пропорциональна горизонтальному смещению частиц воды, помноженному на глубину океана в данной точке. Амплитуда смещений показана серым тоном. Белые изолинии – вертикальная деформация дна в метрах (сплошные линии – поднятие, штриховые – опускание).

Литература

1. Лаверов Н.П., Лобковский Л.И., Левин Б.В., Рабинович А.Б., Куликов Е.А., Файн И.В., Томсон Р.Е. Курильские цунами 15 ноября 2006 г. и 13 января 2007 г.: два трансстихоокеанских события // ДАН РФ, 2009, Т.426, №3. – С.386-392.
2. Носов М.А., Колесов С.В., Левин Б.В. Вклад горизонтальной деформации дна в генерацию цунами у побережья Японии 11 марта 2011 г. ДАН. 2011. Т.441. №1. с.108-113.
3. Носов М.А., Мошенцева А.В., Левин Б.В. Остаточные гидродинамические поля вблизи очага цунами // ДАН РФ, 2011, Т.438, № 5. – С.694–698.
4. Bolshakova A.V., Nosov M.A. Parameters of tsunami source versus earthquake magnitude // Pure and Applied Geophysics, 2011, DOI 10.1007/s00024-011-0285-3.

5. Nosov M.A., Kolesov S.V. Optimal Initial Conditions for Simulation of Seismotectonic Tsunamis //Pure and Applied Geophysics, 2011, Vol.168(6-7). – P.1223-1237, DOI: 10.1007/s00024-010-0226-6.
6. Norrie D. H., De Vries G. An Introduction to Finite Element Analysis. //Academic Press, New York San Francisco London, 1978.
7. Nosov M.A. Residual horizontal displacement of water particles in the vicinity of tsunami source // 8 International Conference on Urban Earthquake Engineering, March 7-8, 2011, Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan. p.1541-1546.
8. Hutton D.V. Fundamentals of Finite Element Analysis //The McGraw-Hill Companies, Inc., 2004.
9. Segerlind L.J. Applied Finite Element Analysis //Department of Agricultural Engineering Michigan State University, John Wiley and Sons, Inc., New York/London/Sydney/Toronto, 1976.
10. Okada Y. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space //Bull. Seis. Soc. Am., 75(4), 1985. – P.1135-1154.

ИЕРАРХИЧНОСТЬ ИНФОРМАЦИИ И ДИСКРЕТНОСТЬ РАЗВИТИЯ – ОБЯЗАТЕЛЬНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ

Кудин В.Н.

Географический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Делается попытка интерпретировать очередной уровень непрерывности среды как предел совокупности динамических физических дискретностей (ДФД). Отмечено, что понятие ДФД близко к образному представлению о «золотом сечении». Показано, что устойчивое (гармоничное, экологическое и т. п.) состояние образуется в самоорганизующейся системе при соотношениях конкурирующих возмущений, согласующихся с «золотыми пропорциями».

Мир заполнен сплошь и рядом всевозможными взаимодействиями без пустот. Разбиение естественных наук на физику, математику, биологию, географию и т.п. есть удобство для людей. Отсутствие общего, единообразного отношения к природе создает массу проблем, которые не позволяют увязывать между собой естественные науки, религии и системы различных знаний. Предполагается, что мироздание живет по закону причинности, хотя для отдельных объектов кажется присутствие хаоса. Эти законы позволяют определить природу всех видов взаимодействий: физических, биологических, психических, социальных, а также других, например, нестрогих научных, явлений. Современному позитивизму не хватает признанных гипотез для обоснования материализации вселенских событий. В свою очередь неофициальной науке, которая иногда ближе других к пониманию феномена природы, недостает кирпичиков знаний для доказательства. Создается впечатление, что сами связи событий способны удерживать потоки энергии вещества и наращивать само вещество. В одном случае они становятся облачными объектами, в другом –

каналами информации, в третьем – ветвистыми сетями, и так далее – пока неизвестное, предполагаемое. Не только Вселенная, но и комплекс представлений насыщенных различными по плотности взаимодействиями каких либо сил в областях воображаемых назначений. Пока известны четыре типа сил. Вряд ли они и другие, еще не открытые, могут быть объединены единой математической теорией, так как в одних средах могут отсутствовать определенные соотношения и аксиомы, принятые в других.

Процесс развития представляет собой набор различных состояний в отдельные моменты времени. Для процессов самоорганизации прерывистые состояния подобны другим состояниям по начальным условиям, так как развивающимся системам в определенных средах безразличны первые обстоятельства их появления. Результирующие положения, называемые аттракторами, притягивают систему к фиксированному состоянию, определенному типом среды и взаимодействиям. Именно, специфичность асимптотического положения не позволяет отыскать единой операции, которая при одном типе возмущений будет адекватной – «честной», а при переходе на другой тип эта операция будет «нечестной». Например, противоречия аналитической применимости возникают в случае равноправного существования индивидуального и коллективного, единого и кластерного, линейного и вращательного, хаоса и порядка и т.п. Надежда остается на поиск универсального, материального объекта, единообразно не представимого математически.

Предполагается, что концептуальное представление о мировой среде сводится к взаимному переходу от дискретности к непрерывности за счет конечности рассмотрения универсального объекта-процесса. Основанием для подобной гипотезы могут являться, например, вездесущие поля диполей, элементарных частиц и т.п. На практике магнит конечен, хотя формально его поле распространяется до бесконечности. Нет математического подхода, который укажет: в чем проявляется конечность реального окружающего поля для системы, например, из двух разнозаряженных частиц? Кроме того, можно утверждать, что объект, летящий быстрее другого объекта, не обгонит второго, если рассматривать сближение их в сплошной среде (достаточно хотя бы один вариант рассмотрения). На деле через конечное время первый объект перескачет через второй за счет дискретности движения, см., например, апорий об Ахиллесе и черепахе [1]. Отсюда в принципе понятие дискретности неустранимо при исследовании процессов. Физическая дискретность может сотворить мировую среду и, в частности, переходить в пределе в понятие сплошной среды.

Одним их своеобразных свойств самоорганизующихся систем является неукоснительная группировка подобных элементов в единый комплекс определенного уровня. Следует отметить, что сами по себе комплексы одного уровня оперируют с информацией, соответствующего качества, и могут играть роль новых подобных элементов, которые в дальнейшем объединяются в комплексы следующего уровня. Таким образом, иерархия уровней образует пирамиду значимостей информации. Процесс самоорганизации безразличен к состоянию уровня и вступает в силу при наличии разницы уровней иерархической информации. Из общих соображений можно предполагать, что самогруппировка подобных элементов доказывает существование

флюктуирующих объектов, переносящих информацию между элементами. Без них сохраняется неизменность состояния массы элементов. Отсюда, фактором, совмещающим разнородные стабилизирующие свойства, формирующие самоорганизацию, могут служить динамичные «физические дискретности» - ДФД. Подразумевается, что свойства объективных ДФД не разделяемы на конкурирующие крайности. На роль ДФД лучше всего на данный момент знаний претендует объект-процесс типа спин, совмещающий элементарные качества – линейность и вращение. В глобальном смысле (различные иерархические уровни) самостоятельные свойства направленности и кругового движения проявляются, когда элементарные «физические дискретности» соответственно и преимущественно либо объединяются по вектору, либо компонуются в целое вращение. Таким образом, очередное целое, образованное в результате самоорганизации, может служить начальным ДФД и, наоборот, по принципу «матрешки» детальное исследование его может проявить ДФД уровня, ниже очередного.

Другой пример возможного существования ДФД можно найти в самонастраивающихся системах при переходах от одного аттрактора к другому. Наиболее простой самоорганизующейся системой является модель Ферхюльста [2], где рассматриваются изменения численности популяции с учетом ее 1 – внутренних свойств и 2 – влияния окружающей среды. Для популяции первое подразумевает существования внутреннего скрытого механизма (например, конкуренции за источники питания), который регулирует рост численности, а второе сводится к так называемой «несущей способности» внешней обстановки. Противостояние внутренних и внешних сил определяет зависимость во времени t численности популяции $P(t)$. Заменой переменных $P(t) \approx x(t)$ уравнение Ферхюльста можно свести к уравнению с одним параметром

$$\frac{dx(t)}{dt} = A * x(t) * (1 - x(t)), \quad (1)$$

где $x(t)$ – переменная, приведенная к нормированной (около единицы) области изменения, параметр A – скорость увеличения численности, которая благодаря нормировке также характеризует фактор ограничения роста.

В случае исследования развития численности популяции необходимо учитывать переход от непрерывного течения к дискретному изменению времени. Этим обусловлена замена дифференциального уравнения (1) на численное логистическое уравнение, когда производная $\frac{dx(t)}{dt}$ представляется

$$\text{соотношением } \frac{\Delta x_n}{\Delta t_n},$$

$$x_{n+1} = x_n * (1 + a * (1 - x_n)) , \quad (2)$$

где $\Delta x_n = x_{n+1} - x_n$, $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$ и $a = A * \Delta t_n$. Анализ развития популяции в модели Ферхюльста показывает, что для произвольных начальных условий численность устанавливается в определенные устойчивые значения (аттракторы). Эти значения характеризуются емкостью среды, описываемой величиной a , см., рис. 1-2.

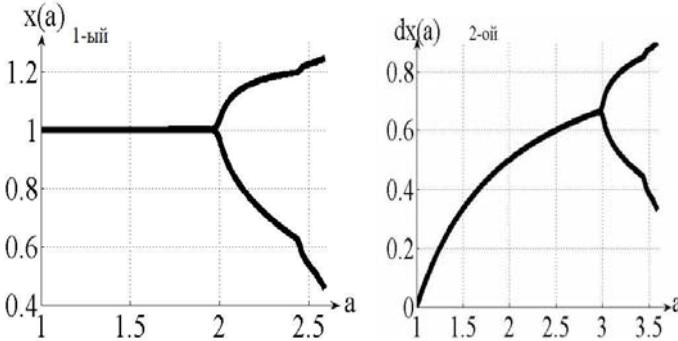


Рис. 1-2. Экстремумы $x(a)$ - значений x_n (1-ый) и $dx(a)$ - производных Δx_n (2-ой) при $n=3000$ (установившаяся стадия для $n > 100$).

Второй график, известный как «дорога к хаосу», фактически показывает зависимость $dx(a) = \Delta x_n = x_{n+1} - x_n$ - скорости изменения численности от параметра a . Появившаяся неоднозначность для $x(a)$ при $a > 2$, а также для $dx(a)$ при $a > 3$ противоречит единственности решений уравнения (1). На самом деле эта неоднозначность отмечает факт построения на рис. 1-2 только огибающих для зависимостей $x(a)$ и $dx(a)$. Действительно, математика огибающих подразумевает использование непрерывных отображений. В тоже время рассмотрение системы в дискретные моменты времени позволяет увидеть однозначный переход из произвольного состояния в какое-либо фиксированное положение (аттрактор) за счет обязательного продолжительного во времени наблюдения, см., рис. 3-5. Долговременность отмечает присутствие повторяющихся воздействий до тех пор, пока самоорганизующаяся система способна достигнуть аттрактора. Можно сказать, что самоорганизующаяся система, каким то образом ждет поступления информации другого уровня для совершения перехода к устойчивому состоянию. На рис. 3-5 проиллюстрирована структура сходимости к равновесию при изменении переменных $x(n) = x_n$ согласно уравнения (2) с различными значениями параметра a . Другие многочисленные расчеты текущих значений $x(n) = x_n$ как в зависимости от времени, так и на фазовой плоскости, можно найти, например, в [3,4].

Таким образом, дискретный подход является наиболее адекватным при исследовании функционирования самоорганизующихся систем.

Самоорганизующаяся система собирает свой асимптотический образ (аттрактор) в подходящей среде, характеризуемой параметром a . Эти предельные состояния достигаются не сразу, а через величины отрезков, определяемыми универсальными числами Фейгенбаума [5] и связанными соотношением «золотого сечения». Следовательно, режим самоорганизации обусловлен срабатыванием процесса «золотых пропорций». Известно, что образное представление о «золотом сечении» сводится к понятию, которое охватывает процесс движения по расходящейся спирали с осью, перпендикулярной круговому перемещению [6]. Подобное представление может соответствовать понятию ДФД.

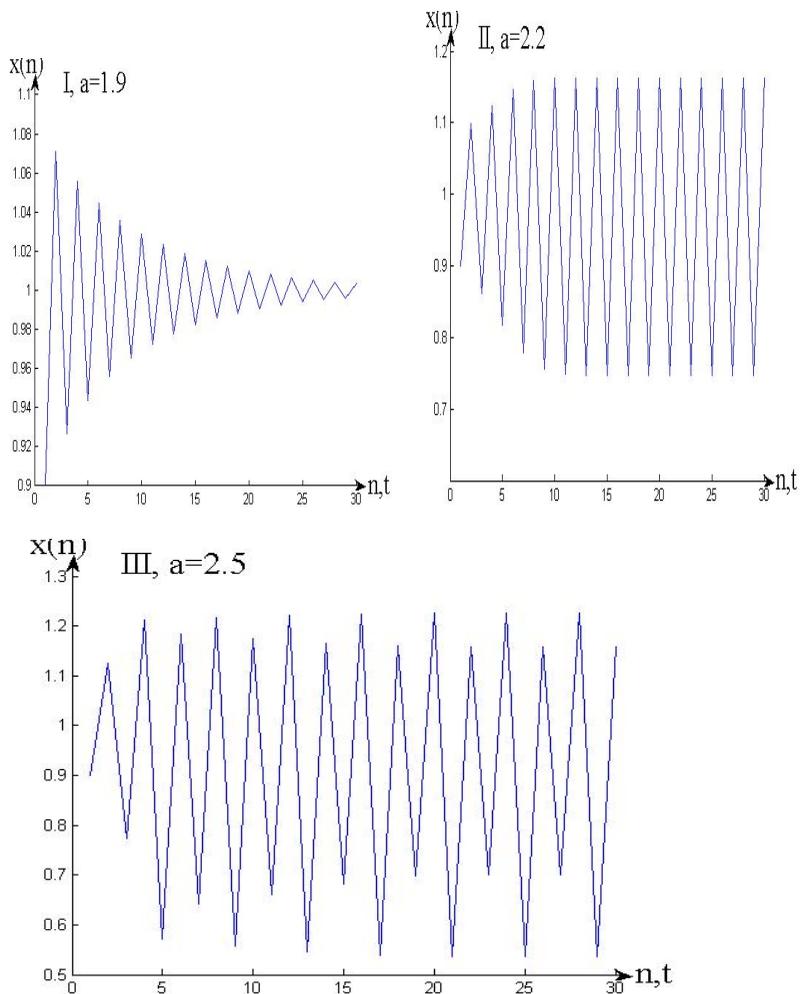


Рис. 3-5. Зависимость табличных значений $x(n) = X_n$ во времени при начальном условии $x_1=0.9, n=30$ и I - $a=1.9$, II - $a=2.2$, III - $a=2.5$.

Таким образом, если составляющие конкурирующих возмущений характеризуются соотношениями «золотых сечений», то в этой среде возможны процессы самоорганизации с выходом в пределе на устойчивые (гармонические, экологические и т. п.) состояния.

Если рассматривается биологическая система, то гармоническое (экологическое) развитие в первую очередь связано с выходом к устойчивым условиям, которые благоприятны с точки зрения численности популяции. Положительная

экология отражает ситуацию в борьбе противодействующих сил, когда характерные переменные изменяются преимущественно в положительную сторону. Возможность выбора экологической обстановки для выживания соответствует случаю эффективного поиска доли от нормы по примеру «золотых сечений».

Литература

1. Маковельский А. О. Досократики. В 3 томах. Глава 15-я — Минск: Харвест, 1999. — 784 с. — (Классическая философская мысль)..
2. Verhulst P.F. Notice sur la loi que la population suit dans son accroissement. //Corresp.Math. et Phys. 1838. 10. p.113-121.
3. Кудин В.Н. «О соответствии численных характеристик «золотого сечения» и бифуркаций в логистических процессах». Сборник научных трудов «Физические проблемы экологии». -М. Изд. «МАКС Пресс»,2010,№16, с.191-195.
4. Кудин В.Н. «О нарушении устойчивости решений численного логистического уравнения». Сборник научных трудов «Физические проблемы экологии». М. 2008, №15, с. 198-205.
5. Фейгенбаум М. Универсальность в поведении нелинейных систем. Успехи физ. наук. , 1983. Т.141, N 2, С. 343-374.
6. Харитонов А.С. «Золотая пропорция» как критерий универсального равновесия и оптимальной связности частей в целом. Метафизика. Москва, Бином, 2006. — 251-255.

АНАЛИЗ СТОХАСТИЧЕСКИХ ДВИЖЕНИЙ ОСЦИЛЛЯТОРА

Кузнецов В.В., Кузнецова Ю.В.

Столичная финансово-гуманитарная академия

1. Уравнение движений осциллятора в соответствии с основами теоретической физики может быть представлено в виде неоднородного линейного уравнения:

$$x''(t) + \omega_0^2 x(t) = f(t) - 2\eta x'(t), \quad (1.1)$$

где: $2\eta X'(t)$ – сила, связанная с диссипативными процессами,

$f(t)$ – сила, обусловленная взаимодействиями осциллятора с внешними колебательными системами.

Известно [7, 10, 21], что незатухающие (стационарные) колебания в такой линейной системе могут быть только в случае, если:

во-первых, система консервативна, т.е. $[f(t) - 2\eta X'(t)] \equiv 0$;

во-вторых, эти колебания являются “вынужденными”.

Под понятием «консервативной колебательной системы» [7, 10, 21] понимается идеализированная система, в которой имеет место преобразование энергии из одного вида в другой с сохранением полной энергии колебаний W , например:

$$W = \frac{m v^2(t)}{2} + \frac{kx^2(t)}{2} = const \quad (1.2)$$

Уравнение одномерных движений консервативной колебательной системы имеет вид:

$$x''(t) + \omega_0^2 x(t) = 0. \quad (1.3)$$

Решением уравнения (1.3) является соотношение:

$$x_0(t) = a_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (1.4)$$

где ω_0 , a_0 и φ_0 – частота, амплитуда и фаза колебаний, значения которых определяются из начальных условий.

Автоковариационная $R(u)$ и автокорреляционная $K_1(u)$ функции гармонических колебаний осциллятора (как консервативной колебательной системы) могут быть представлены выражениями:

$$R(u) = a_0^2 F_0(u) \{E[\cos(\omega_0 t + \varphi_0) \cos(\omega_0(t+u) + \varphi_0)]\} = W_0 F_0(u) \cos(\omega_0 u)$$

$$K_1(u) = \frac{R(u)}{R(0)} = F_0(u) \cos(\omega_0 u) = \cos(\omega_0 u), \quad (1.5)$$

где $F_0(u) \equiv 1$ - вероятность **отсутствия** диссипативных взаимодействий осциллятора с внешними системами на отрезке времени $[0, u]$;

$F_1(u) = [1 - F_0(u)] (= 0)$ - вероятность **наличия** диссипативных взаимодействий; $W_0 = (a_0^2/2)$ – энергия колебаний; $E[...]$ - оператор математического ожидания.

Заметим, что факт наличия (или отсутствия) диссипативных взаимодействий в соответствии с постулатами математической статистики может рассматриваться как статистическое событие. При этом “неизменность” состояний осциллятора, или стационарность его движений, описывается автокорреляционной функцией движений, которая в отличие от других параметров колебаний таких, например, как амплитуда колебаний, существенно зависит от изменений всех параметров этих движений, и является индикатором отсутствия (или наличия) взаимодействий осциллятора с внешними системами.

2. В случае движений диссипативных колебательных систем ($f(t) \equiv 0$) имеет место отток энергии колебаний, обычно интерпретируемый как “диссипативные потери”, и, как следствие, убывающая со временем от единицы до нуля вероятность отсутствия изменений состояний: $0 \leq F_0(t) \leq 1$, $F_0(0) = 1$, $F_0(\infty) = 0$. Отток энергии приводит к нестационарности движений системы. При этом автокорреляционная функция $K(u)$ движений осциллятора может быть представлена как автокорреляционная функция колебаний консервативной колебательной системы $K_1(u)$, умноженной на вероятность отсутствия взаимодействия осциллятора с внешней средой, (или на вероятность консервативных колебаний осциллятора), причем автокорреляционная функция $K(u)$ становится мерой консервативности этих колебаний:

$$K(u) = R(u)/R(0) = F_0(u) K_1(u), \quad (2.1)$$

где: $F_0(u) \in [0, 1]$ - вероятность отсутствия взаимодействия осциллятора с внешней средой на отрезке времени $[0, u]$, причем $F_0(0) = 1$;

$K_1(u) = \cos(\omega u)$ – автокорреляционная функция гармонических колебаний осциллятора, как “консервативной колебательной системы”.

При рассмотрении движений диссипативной колебательной системы обычно констатируют наличие в системе таких диссипативных процессов, как: выделение тепла, электризация, разрушение поверхности тел, пластическая деформация, плавление микро-зон точечных контактов (мостиков) соприкасающихся тел и т. д., в соответствии с которыми обычно предполагают, например, что «сила трения пропорциональна скорости движений тел» [7,8,9,10]. Такой подход является достаточно дискуссионным, поскольку перечисленный перечень сопутствующих процессов достаточно разнообразен, чтобы иметь общую модель описания. Однако, он приводит к обобщенному однородному линейному уравнению движений осциллятора, вида:

$$x''(t) + 2\eta x'(t) + \omega_0^2 x(t) = 0. \quad (2.2)$$

Уравнение (2.2) представляет собой, обычно, механическую модель движений системы, которая реализуется на основе понятия силы, являющейся мерой взаимодействия тел в механике.

Решением однородного уравнения (2.2) является функция:

$$x(t) = F_0(t)x_0(t) = a_0 \exp[-\eta t] \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (2.3)$$

где $\omega^2 = \omega_0^2 - \eta^2$ – частота колебаний; константы a_0 и φ_0 находятся из начальных условий; $X_0(t) = a_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$ – консервативные колебания системы; $F_0(t) = \exp[-\eta t]$ – вероятность консервативного состояния системы на отрезке времени $[0, t]$ при наличии диссипативных взаимодействий.

Таким образом, решение уравнения (2.3) может интерпретироваться как произведение колебаний консервативной колебательной системы на вероятность сохранения консервативного состояния колебательной системой.

3. Для нахождения явного вида функции $F_0(u)$ введем ограничения на данную статистическую систему, потребовав выполнения условия независимости событий, т.е. $F_0(u+h) = F_0(u) F_0(h)$. Единственной функцией, удовлетворяющей этому условию, является показательная функция (экспонента):

$$F_0(u+h) = F_0(u) F_0(h) = \exp[-\mu(u+h)] = \exp(-\mu u) \exp(-\mu h), \quad (3.1)$$

где $\mu = \text{const}$ – интенсивность потока статистических событий.

В этом случае вероятность отсутствия диссипативных взаимодействий осциллятора с внешней средой описывается экспоненциальным распределением, и автокорреляционная функция $K(u)$ колебаний осциллятора при наличии диссипативных взаимодействий определяется соотношением:

$$K(u) = F_0(u) \cos(\omega u) = \exp(-\mu u) \cos(\omega u). \quad (3.2)$$

Вывод показательного распределения может быть реализован в соответствии с относительно простой моделью, известной как распределение Пуассона [6,11,13].

Согласно этой математической модели, скорость изменения вероятности отсутствия взаимодействий $F_0'(t)$ пропорциональна значению этой функции:

$$F_0'(t) = -\mu F_0(t), \quad (3.3)$$

где $\mu = \text{const}$, $t \in [0, \infty)$. Решением уравнения (3.3) является функция:

$$F_0(t) = \exp(-\mu t). \quad (3.4)$$

При построении математической модели пуассоновских процессов обычно используются постулаты пуассоновского распределения [6,13], в соответствии с которыми имеет место система дифференциальных уравнений, позволяющая определить вероятность k – событий ($k > 0$) на временном интервале $(0, u)$:

$$F'_k(u) = \mu [F_{k-1}(u) - F_k(u)], \quad (3.5)$$

и соответствуют однородному пуассоновскому процессу при выполнении начальных условиях: $F_0(0) = 1, \quad F_k(0) = 0, \quad k > 0$.

Решение системы уравнений (3.5) может быть представлено в виде

$$F_k(u) = \frac{(\mu u)^k}{k!} \exp(-\mu u). \quad (3.6)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, т.е. имеет место пуассоновский процесс.

Полученное распределение (3.6) можно представить в виде Гамма – распределения с плотностью распределения $g_k(x)$, где $x = \mu u$ [14]:

$$g_k = \frac{\mu x^{k-1} \exp(-x)}{\tilde{A}(k)} = \mu F_{k-1}(x) \quad (3.7)$$

Здесь: $\tilde{A}(k) = (k-1)! = \int_0^\infty z^{k-1} \exp(-z) dz$ - «Гамма - функция

Эйлера».

Следует заметить, что основным недостатком практического применения распределения Пуассона является дискретное определение понятия “события”, который может быть исправлен, если воспользоваться Гамма – распределением, для которого величина k -действительная величина ($k > -1$).

Функция Гамма - распределения $G_k(x)$ может быть найдена интегрированием плотности распределения $g_k(x)$ [14]:

$$G_k(x) = \int_0^x g_k(z) dz = \int_0^x F_{k-1}(z) dz = \frac{1}{\tilde{A}(k)} \int_0^x z^{k-1} \exp(-z) dz, \quad (3.8)$$

где $z = \mu u = u/\beta$.

Полученные решения (3.6) позволяют выполнить условия нормировки:

$$\sum_{k=0}^\infty F_k(t) = e^{-\mu t} \left\{ 1 + \sum_{k=1}^\infty \frac{(\mu t)^k}{k!} \right\} = e^{-\mu t} e^{\mu t} = 1 \quad (3.9)$$

Выражение (3.9) показывает, что вероятность всех возможных исходов событий за любой отрезок времени (μt) равно единице.

Проинтегрировав соотношение (3.6) получим также:

$$\int_0^\infty F_k(z) dz = \left[\frac{1}{k!} \right] \int_0^\infty z^k \exp(-z) dz = 1. \quad (3.10)$$

Нормировка (3.10) показывает, что с вероятностью единица на

отрезке $z \in [0, \infty)$ произойдет k - событий, т. е. $P\{X(\infty) - X(0) = k\} = 1$.

Выражения (3.8) и (3.10) для функций $g_k(x)$ и $G_k(x)$ приближенно соответствуют использованной модели пуассоновского распределения, т.к. в соответствии с уравнениями (3.7) получим:

$$g_k(x) = G'_k(x) = \mu[F_{k-1}(x) - F_k(x)] = \mu F_{k-1}(x) \left[1 - \frac{F_k(x)}{F_{k-1}(x)}\right] \approx \mu F_{k-1}(x).$$

При этом:

$$g_\alpha(z) = C \left(\frac{1}{\alpha!}\right) \left(\frac{x}{\beta}\right)^\alpha \exp\left[-\frac{x}{\beta}\right] = \frac{1}{\beta} \left\{ \frac{z^\alpha}{\alpha!} \exp[-z] \right\} \quad (3.11)$$

Здесь $g_\alpha(z(x))$ - плотность «Гамма - распределения» [14] случайной величины $x \in [0, \infty]$; $C = 1/\beta > 0$; $z = x/\beta$; $\alpha > (-1)$ – действительная величина.

Заметим, что при $\alpha = 0$ Гамма - распределение преобразуется в показательное распределение с плотностью:

$$f(x) = \eta \exp[-\eta x],$$

где $\eta = 1/\beta$.

Если воспользоваться неоднородным распределением Пуассона, то возможно описание перехода от показательного распределения (распределения Пуассона при $k=0$) к “нелинейному” закону распределения.

В этом случае образуется последовательность событий (запросов), следующих одно за другим в случайные моменты времени, т.е. реализуется случайный процесс $X(t)$ (поток событий) с независимыми единичными приращениями $X(t_2) - X(t_1)$, $t_2 > t_1$ причем для любых $t_2 > t_1$ [11]:

$$P\{x(t_2) - x(t_1) = k\} = \frac{1}{k!} \left[\int_{t_1}^{t_2} \mu(u) du \right]^k \exp\left[-\int_{t_1}^{t_2} \mu(u) du\right]^k, \quad (3.12)$$

где μ – интенсивность пуассоновского процесса $X(t)$. Траектории пуассоновского процесса представляют собой ступенчатые функции с единичными скачками, моменты которых $0 > t_0 > t_1 > t_2 > \dots$ образуют простейший поток событий, следующих одно за другим в случайные моменты времени [11,12,13].

Положив $\mu(u) = (\mu_0 u)$, получим:

$$\left[\frac{1}{k!} \right] \left[\int_0^t (\mu_0 u) du \right]^k = \left(\frac{1}{k!} \right) \left(\frac{\mu_0 t^2}{2} \right)^k, \quad (3.13)$$

$$\text{т.е. } P_k(t) = P\{X(t) - X(0) = k\} = [(\mu_0 t^2/2)^k / k!] \exp[-\mu_0 t^2/2]. \quad (3.14)$$

Если положить $k = 0$, получим вероятность консервативности колебательной системы в виде:

$$P_0(t) = C_0 \exp[-\mu_0 t^2/2].$$

Из начальных условий: $P_0(0) = 1$; $P_k(0) = 0$, получим: $C_0 = 1$.

В общем случае может быть построен стохастический процесс вида:

$$P_k(t) = P\{x(t) - x(0) = k\} = \left(\frac{1}{k!} \right) \left[\frac{\mu_0 t^m}{m} \right]^k \exp\left(-\frac{\mu_0 t^m}{m}\right). \quad (3.15)$$

Статистическая интерпретация такого процесса будет оставаться аналогичной интерпретации пуассоновского процесса и соответствовать Гамма - распределению.

4. Неоднородное уравнение одномерных движений осциллятора имеет вид [10]:

$$x''(t) + 2\eta x'(t) + \omega_0^2 x(t) = f(t). \quad (4.1)$$

Здесь $f(t)$ – внешнее усилие, действующее на колебательную систему.

Общим решением уравнения (4.1) является сумма общего решения однородного уравнения и решения неоднородного уравнения [10,16]:

$$x(t) = e^{-\eta t} [c_1 \cos(\omega t) + c_2 \sin(\omega t)] + \left[\frac{e^{-\eta t}}{\omega} \right] \int_{t_0}^t e^{\eta u} f(u) \sin[\omega(t-u)] du,$$

т.е. при условии $C_1 \exp(-\eta t_0) \approx 0, \quad C_2 \exp(-\eta t_0) \approx 0$ стационарное решение уравнения (4.1) можно представить в виде [10,16]:

$$x(t) = \left[\frac{\exp(-\eta t)}{\omega} \right] \int_{t_0}^t e^{\eta u} f(u) \sin[\omega(t-u)] du \quad (4.2)$$

где $\omega^2 = \omega_0^2 - \eta^2$.

Положив $t_0 = 0$ и обозначив интервал (t_0, t) как $(0, t)$ получим стационарное решение:

$$X(t) = y_1(t) \cos(\omega t) - y_2(t) \sin(\omega t), \quad (4.3)$$

где

$$y_1(t) = \left[-\frac{\exp(-\eta t)}{\omega} \right] \int_0^t \exp(\eta u) f(u) \sin(\omega u) du;$$

$$y_2(t) = \left[-\frac{\exp(-\eta t)}{\omega} \right] \int_0^t \exp(\eta u) f(u) \cos(\omega u) du. \quad \text{Обо-}$$

значив: $y_1(t) = B \cos(\varphi(t)), y_2(t) = B \sin(\varphi(t))$, получим окончательно [1,2,5]:

$$x(t) = B \cos[\omega t + \varphi(t)]. \quad (4.4)$$

Таким образом, решение уравнения [4.1] для стационарных стохастических колебаний осциллятора может быть представлено в виде (4.4), что позволяет выполнить исследования структуры этих движений.

5. Пусть в момент времени t значение фазы равно $\varphi(t)$. Тогда в момент времени $(t+u)$ приращение значения фазы $\theta(t, u)$ будет, где $\theta(t, u) = \varphi(t+u) - \varphi(t)$.

Положим: $\varphi(t + \Delta t) = \varphi(t) + \xi_1 \Delta t$, тогда

$$\varphi(t + u) = \varphi(t) + \Delta t \sum_{i=1}^n \xi_i = \varphi(t) + u \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \xi_i \right] = \varphi(t) + u \psi_u, \quad (5.1)$$

где $n \Delta t = u$; ξ_i - приращение фазы в момент времени $(t + i \Delta t)$;

$\psi_u = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \xi_i$ - среднее значение случайной величины ξ_i на отрезке $[t, t+u]$.

В соответствии с центральной предельной теоремой случайная величина Ψ_u стремится к нормальному закону распределения [13, 16] независимо от вида распределения случайной величины ξ_i . Учитывая, что $n \Delta t = u$, получим [1,2]:

$$\theta(t, u) = \varphi(t + u) - \varphi(t) = u \left[\left(\frac{1}{n} \right) \sum_{i=1}^n \xi_i \right] = u \Psi_u, \quad (5.2)$$

т.е. величина изменения фазы $\theta(t, u) = \varphi(t + u) - \varphi(t)$ будет также распределена по нормальному закону. Величина $\theta(t, u)$ является частью функции $\varphi(t + u)$ и при произвольных значениях переменной t (например, при $t=0$ и $u=t$) получим, что и функция $\varphi(t)$ также распределена по нормальному закону распределения, т.е. естественно принять, что $\varphi(t)$ представляет собой процесс броуновского движения (винеровский процесс), для которого:

$$E[\varphi(t)] = 0; m_2 = D[\varphi(t)] = E[\varphi^2(t)] = \sigma^2(t) = \sigma_0^2 t; D[\varphi(t+u) - \varphi(t)] = \sigma^2 |u|; \quad (5.3)$$

6. Автокорреляционную функцию стационарных стохастических колебаний осциллятора представим в комплексной форме:

$$K_1(u) = E[z(t+u) z^*(t)] = E \{ \exp[i \omega u] \exp[-i \theta(t,u)] \} = \\ = [\cos(\omega u) + i \sin(\omega u)] E[\exp(i \theta(t,u))]. \quad (6.1)$$

где $i^2 = -1$; $z(t+u) = \exp[i(\omega(t+u) + \varphi(t+u))]$; $z^*(t) = \exp[-i(\omega t + \varphi(t))]$;

$\theta(t,u) = \varphi(t+u) - \varphi(t)$; $E[.]$ - оператор «математического ожидания» [16].

Поскольку функция $\varphi(t)$ является случайной функцией времени и представляет собой винеровский процесс (т.е. функция $\varphi(t)$ распределена по нормальному закону и соответствует процессу броуновского движения (5.3)), получим:

$$E[\exp(i \theta(u))] = E[\cos(\theta(u)) + i \sin(\theta(u))] = E[\cos(\theta(u))] = \exp[-\mu u] = F_0(u). \quad (6.2)$$

Подставляя (6.2) в (6.1) найдем:

$$K(u) = \text{Re}[K_1(u)] = F_0(u) \text{Re}\{[\cos(\omega u) + i \sin(\omega u)]\} = \exp[-\mu u] \cos(\omega u), \quad (6.3)$$

где $\sigma_0^2 u$ – дисперсия винеровского процесса $\theta(t,u) = \varphi(t+u) - \varphi(t)$, $\mu = \sigma_0^2 / 2$.

Соотношение (6.3) может быть также получено в соответствии с разложением гармонических функций в степенной ряд [2]:

$$\begin{aligned} \text{Cos} [\theta(u)] &= 1 - \theta^2/(2!) + \theta^4/(4!) - \theta^6/(6!) + \dots, & [\theta^2 < \infty] \\ \text{Sin} [\theta(u)] &= \theta - \theta^3/(3!) + \theta^5/(5!) - \dots, & [\theta^2 < \infty] \end{aligned} \quad (6.4)$$

т.е.:

$$E[\cos(\theta(u))] = E\left[1 - \frac{\theta^2}{2!} + \frac{\theta^4}{4!} - \dots\right] = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{m_{2n}}{2^n n!}\right] = \quad (6.5)$$

$$= \exp\left[-\frac{m_2}{2}\right] = \exp\left[-\frac{\sigma_0^2 u}{2}\right] = \exp[-\mu u],$$

$$E[\sin(\theta(u))] = E\left[\theta - \frac{\theta^3}{3!} + \dots\right] = (m_1 - \frac{m_3}{3!} + \dots) \equiv 0. \quad (6.6)$$

Здесь $m_{2n} = E[\theta^{2n}(t)] = m_2^n (2n-1)!!$; $m_{2n-1} \equiv 0$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), $m_2 = D[\theta(u)] = \sigma^2 |u|$.

т.к. величина $\theta(u)$ распределена по нормальному закону распределения.

Мы воспользовались также:

- определением математического ожидания произведения двух независимых величин: $E[y_1 y_2] \approx E[y_1] E[y_2]$, которое выполняется точно, если $COV [y_1 y_2] = 0$;
- определением «математического ожидания», в соответствии с которым

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \left\{ \left(\frac{1}{T} \right) \int_0^T \cos[k\omega t + \psi_u] dt \right\} = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\{ \left(\frac{1}{T} \right) \left[\frac{\sin(k\omega T + \psi_u) + C}{k\omega} \right] \right\} = 0, \quad (6.7)$$

где $C, k, \omega, \psi_u = \text{const}$.

Таким образом, автокорреляционная функция стационарных стохастических движений осциллятора $K(u)$ имеет вид [1,2,6]:

$$K(u) = R(u)/R(0) = F(u) \cos(\omega u) = \exp(-\mu u) \cos(\omega u), \quad (6.8)$$

где: $\mu = \sigma_0^2 / 2$, причем $\sigma_0^2 u$, $\sigma_0^2 t$ – дисперсии процессов $\theta(u)$ и $\phi(t)$;
 $F(u) = \exp(-\mu u)$ – вероятность стационарности (консервативности) колебательной системы.

Если задан временной интервал (например, в случае осциллятора этим интервалом может быть период колебаний $T_0 = 2\pi / \omega$), то имеют место соотношения для средних значений числа событий:

$u_{cp} = 1/\mu$ – среднее время между двумя событиями,

$m_{cp} = T_0 / u_{cp} = 2\pi (\mu/\omega) = (\mu T_0)$ – среднее число событий, приходящихся на интервал сдвига равный периоду колебаний осциллятора ($T_0 = 2\pi / \omega$).

При этом среднее число событий (m) на произвольном временном интервале (δu) равно ($\mu \delta u$), а вероятность происхождения k событий на интервале $(0, u)$ описывается распределением Пуассона: $P(k) = (m^k / k!) \exp(-m)$.

Здесь $m = \mu \tau$ – среднее число событий на временном отрезке τ , $(m)^{1/2}$ – среднее квадратичное отклонение. Оценкой параметра μ является величина (m/u) со средним квадратичным отклонением $(m/u)^{1/2}$.

При малых величинах значений вероятности P ($P \leq 0,1$) распределение Пуассона можно использовать в качестве приближения биномиального распределения, для которого $m = n p$, где n – число событий (испытаний), p – вероятность положительного исхода.

Рассмотрим некоторые примеры практического приложения. В работе [20] было показано, что степень монохроматичности автоколебаний предплечья при напряжении мышц зависит от величины напряжения мышц. Найдем вероятности стохастических дискретных взаимодействий колебательной системы с внешними системами в соответствии с результатами данного раздела. Результаты вычислений представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Вычисление вероятностей единичных статистических событий.

	$\mu, (1/\text{sec})$	$T\mu = \mu / f_0$	P0	P1	P2	P3	P4	Σ
1	1,2724	0,13996	0,869391	0,121682	0,008515			0,999588
2	3,6583	0,439	0,644679	0,283016	0,062122	0,009091		0,998908
3	7,2047	1,0807	0,339356	0,366744	0,198171	0,071388	0,019287	0,994947
ЭМГ	122,7289	1,96366	0,140343	0,275587	0,27058	0,177109	0,086946	0,950566

В этом случае образуется последовательность однородных событий (запросов), следующих одно за другим в случайные моменты времени, т.е. реализуется случайный процесс $X(t)$ (поток событий) с независимыми единичными приращенными. Траектории пуассоновского процесса представляют собой ступенчатые функции с единичными скачками, моменты времени которых $0 > t_0 > t_1 > t_2 > \dots$ образуют простейший поток событий, следующих одно за другим в случайные моменты времени.

7. В результате исследований, представленных в разделе 4, было показано, что решение линейного дифференциального уравнения, описывающего стационарные стохастические движения осциллятора, может быть представлено в виде интеграла Дюамеля [4,5], в соответствии с которым стационарные стохастические колебания осциллятора описываются соотношением:

$$y(t) = a \cos [\omega t + \varphi(t)], \quad (7.1)$$

где a, ω - constants, t - время, $\varphi(t)$ - стохастическая функция времени.

Стационарный стохастический процесс, представляющий собой сумму движений нескольких осцилляторов [5], таких, например, как суммарные движения колебательных (волновых [18]) систем, может быть представлен в виде:

$$y(t) = \sum_{j=1}^n y_j(t) = \sum_{j=1}^n a_j \cos[\omega_j t + \varphi_j(t)], \quad (7.2)$$

где a_j, ω_j - постоянные величины; $\varphi_j(t)$ - стохастические функции времени t ; $y_j(t)$ - « j -я» колебательная система; $y(t)$ - результирующие движения (например, поля ветровых волн [6]).

При этом спектральный анализ процесса $y(t)$ может быть выполнен в соответствии со следующими подходами к определению спектра стохастического процесса:

во-первых, - в виде интегрального Фурье - преобразования суммарной автоковариационной функции

$$R(u) = \sum_{j=1}^n E[y_j(t)y_j(t+u)] = \sum_{j=1}^n R_{0j} \exp(-\mu_j u) \cos(\omega_j u), \quad (7.3)$$

где $0 \leq u < \infty$, при этом $R(u)$ рассматривается как импульсная функция (F-спектр); **во-вторых**, - с использованием Фурье - преобразования результирующей автоковариационной функции $R(\tau)$ вне зоны существенной корреляции ($u > u_0$) представляющей собой сумму периодических функций (Q-спектр) и полученной с использованием постоянной величины времени осреднения T_0 :

$$R(u) = \sum_{j=1}^n E[y_j(t)y_j(t+u)] \approx \sum_{j=1}^n B_j \cos(\omega_j u + \beta_j), \quad (7.4)$$

где $u_0 < u \leq T - T_0$; $T_0 \ll \infty$; B_j, ω_j, β_j - постоянные величины;

$T_0 = \text{const}$ - время осреднения, одинаковое для всех точек автоковариационной функции; $m_0 = E[y(t)] = 0$ - математическое ожидание функции $y(t)$.

Обычно для расчета спектра стохастических колебаний используется интегральное Фурье - преобразование. В этом случае взаимосвязь нормированной спектральной плотности $S(f)$ и автокорреляционной функции $K(u)$ определяется выражениями [15,16]:

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} K(u) \exp[-i(2\pi fu)] du, \quad (7.5)$$

$$K(u) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) \exp[i(2\pi fu)] df. \quad (7.6)$$

Функции (7.5) и (7.6) с учетом (6.8) преобразуются к виду:

$$R(u) = R_0 K(u) = R_0 \exp[-\mu |u|] \text{Cos}[2\pi fu] = R_0 F(u) \text{Cos}[2\pi fu], \quad (7.7)$$

$$S^*(f) = R_0 S(f) = R_0 \left\{ \mu / [\mu^2 + [2\pi(f + f_0)]^2] + \mu / [\mu^2 + [2\pi(f - f_0)]^2] \right\} \quad (7.8)$$

где $K(u) = \exp[-\mu |u|] \text{Cos}(2\pi fu)$ – автокорреляционная функция стационарного стохастического процесса; $R(0) = R_0$ – энергия колебаний;

$S^*(f)$ – спектр мощности; $F(u)$ – вероятность консервативности колебаний.

Когда имеет место сумма колебаний некоторого числа независимых осцилляторов, результирующая спектральная плотность имеет вид:

$$S^*(f) = \sum_{j=1}^n S_j^*(f), \quad (7.9)$$

где спектр мощности «j - й» системы колебаний (волновой системы) $S_j^*(f)$ спектра суммарного стохастического процесса $S^*(f)$, определяется соотношением:

$$S_j^*(f) = R_{0j} \left\{ \frac{\mu_j}{\mu_j^2 + [2\pi(f + f_{0j})]^2} + \frac{\mu_j}{\mu_j^2 + [2\pi(f - f_{0j})]^2} \right\}. \quad (7.10)$$

Из соотношения (7.8) следует, что значение максимума нормированного спектра $S(f)$ равно:

$$S_{\max} = S(f_0) \approx \frac{1}{\mu}. \quad (7.11)$$

Заметим, что величина $(1/\mu)$ интерпретируется также как «радиус корреляции» [8]. Определение значений частот f_2^* и f_1^* , для которых имеет место удвоенное уменьшение спектра, т.е. $S(f_1^*) = S(f_2^*) = S_{\max}/2 \approx 1/(2\mu)$,

также может быть выполнено при помощи соотношения (7.8):

$$\mu^2 = [2\pi(f_2^* - f_0)]^2 = [2\pi(\Delta f)_{20}]^2 = [2\pi(f_0 - f_1^*)]^2 = [2\pi(\Delta f)_{01}]^2 = (\Delta\omega)_{01}^2,$$

где $(\Delta\omega)_{01} = 2\pi(\Delta f)_{01} = \mu$; $\Delta\nu = (f_2^* - f_1^*) = 2(f_2^* - f_0) = 2(f_0 - f_1^*) = 2\mu/(\pi)$.

Таким образом, интервал частот $\Delta\nu$, для границ которого имеет место удвоенное уменьшение максимального значения спектральной плотности, определяется соотношением: $\Delta\nu = \mu/\pi$. При этом степень монохроматичности колебательно-го процесса γ может быть определена как:

$$\gamma = \Delta\nu / f_0 = 2(\Delta f/f_0) \approx \mu / (\pi f_0) = 2\mu / \omega_0 = 2/(\omega_0 S_{\max}), \quad (7.12)$$

где f_0 - частота максимума спектра стохастических колебаний осциллятора;

$\mu = (\pi f_0 \gamma)$ - коэффициент экспоненциального затухания автокорреляционной функции; $\Delta\nu = 2(\Delta f)_{01} = 2(\Delta f)_{20} = 2(f_0 - f_1) = 2(f_2 - f_0)$.

Таким образом, по значению коэффициента экспоненциального затухания автокорреляционной функции μ могут быть найдены основные характеристики спектрального представления колебательно-го процесса осциллятора: значение максимума спектра S_{\max} и степень монохроматичности стохастического процесса γ .

В таблице 2 представлены в качестве примера значения степени монохроматичности γ , полученные в соответствии с автокорреляционными функциями автоколебаний биомеханических звеньев, опубликованными в [20].

Таблица 2. Оценка степени монохроматичности стохастических процессов.

	M, (Нм)	μ , (1/sec)	$T\mu = \mu / f_0$	$\gamma = 2\Delta f / f_0$
1	45,5	1,2724	0,13996	0,044
2	22,8	3,6583	0,439	0,14
3	9,5	7,2047	1,0807	0,346
ЭМГ		122,7289	1,96366	0,625
Ветровые волны		0,08515	1,166	0,33 - 0,44

Для сравнения приведем значения степени монохроматичности колебаний:

1. атома с доплеровским уширением - $\gamma \sim 10^{-5}$,
2. электроактивности поверхности бицепса, сопутствующей автоколебаниям предплечья $\gamma = 0,625$,
3. ветрового волнения. $\gamma = 0,38$.

Заметим, что естественная ширина спектральной линии атома определяется как $\Delta\nu = (\mu / \pi) = \gamma f_0 = (\tau^*)^{-1}$, где τ^* – длительность пребывания атома в возбужденном состоянии. При этом величину $\tau^* = (\Delta\nu)^{-1} = (\gamma f_0)^{-1}$ можно также рассматривать как эффективное время существования осциллятора в состоянии консервативного колебательного процесса.

Параметры колебаний: 1. $R_{01}=1$; $\mu_1=1$; $f_{01}=1.5$ (Hz); $df=0,1$ (Hz).

2. $R_{02}=1$; $\mu_2=2$; $f_{02}=2.0$ (Hz); $df=0,1$ (Hz). 3. $R(u) = R_1(u) + R_2(u)$.

Обозначения: $S(f)$ – спектральная плотность колебаний; $f = df(n-1)$ – частота колебаний; df – частотный интервал; $(n-1)=f/df$ – номер гармоники спектра (нормированная частота).

Необходимо также отметить, что величина степени монохроматичности представляет собой удобный параметр, позволяющий проклассифицировать все стохастические колебательные процессы, моделью которых является линейный осциллятор.

На рис. 3.1 представлены в качестве примера спектры колебаний двух осцилляторов (ряды 1 и 2; $\gamma_1 = 0,212$; $\gamma_2 = 0,318$), полученные в соответствии с соотношением (7.10). Суммарный спектр колебаний описывается рядом $\{3\}$.

Как видно на рис. 3.1 имеет место сходство суммарного спектра колебаний со спектрами ветровых волн, что соответствует выводам работы [18]. На рис. 3.1 видно также, что высокочастотная часть спектра (относительно максимума) имеет более пологий спад, чем низкочастотная часть спектра, что подтверждает наличие нескольких волновых систем стохастического процесса, описанных в работе [18].

На рис. 3.2 представлена автокорреляционная функция суммарного процесса, спектр которого представлен на рис. 3.1.

Заметим, что достаточно трудно по рис. 3.2 на качественном уровне определить наличие двух составляющих в суммарном спектре колебаний.

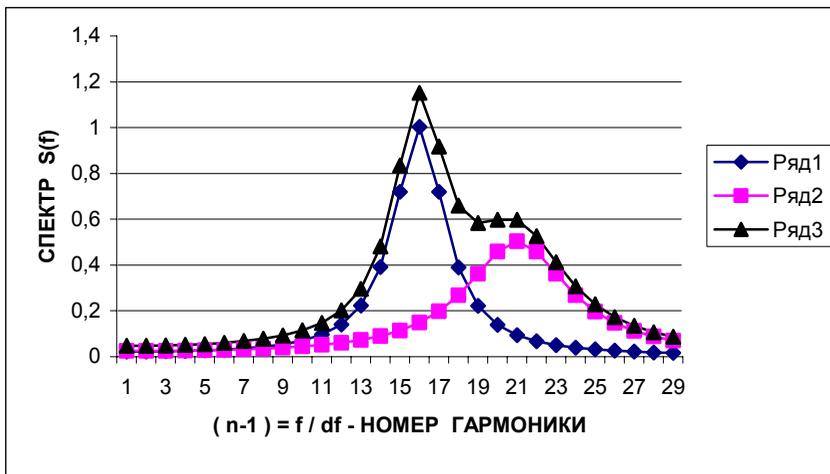


Рис. 3.1. Спектры стохастических колебаний двух осцилляторов.

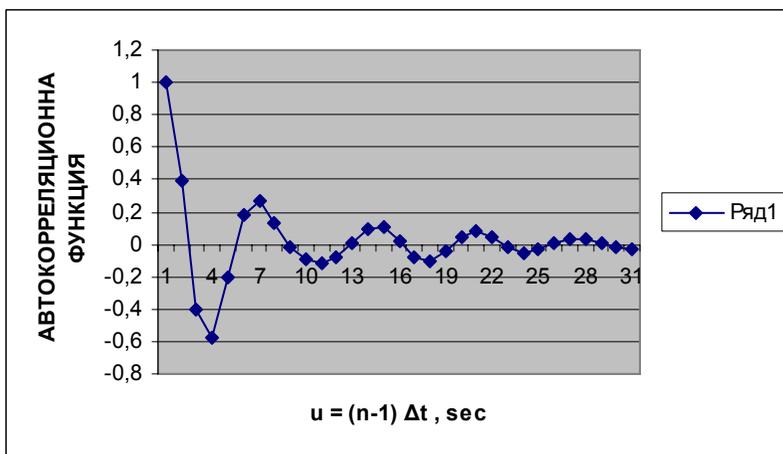


Рис. 3.2. Автокорреляционная функция суммарного процесса (рис.3.1).

Аналогичная ситуация имеет место и при спектральном описании автоколебаний биомеханических звеньев [19,20]. Спектры колебаний отдельных осцилляторов (1) и (2) соответствуют спектрам колебаний биомеханических звеньев [19,20] при высоких уровнях статической нагрузки (для предплечья $M > 20$ Нм), что соответствует, например, автоколебаниям предплечья при $M = 45$ Нм ($F \approx 12$ кГ). Спектр автоколебаний биомеханических звеньев при малых величинах статической нагрузки ($M < 10$ Нм) расширяется, и в спектрах появляются дополнительные

максимумы [19,20], что свидетельствует об определенной независимости колебательной активности отдельных групп мышечных волокон.

Однако, основной проблемой такого спектрального анализа является относительно низкая разрешающая способность интегрального Фурье – преобразования. В ряде случаев эта проблема может быть снята использованием Фурье преобразования результирующей автоковариационной функции $R(\tau)$ вне зоны существенной корреляции ($\tau > \tau_0$) представляющей собой сумму периодических функций и полученной с использованием постоянной величины осреднения T_0 (соотношение (7.4)).

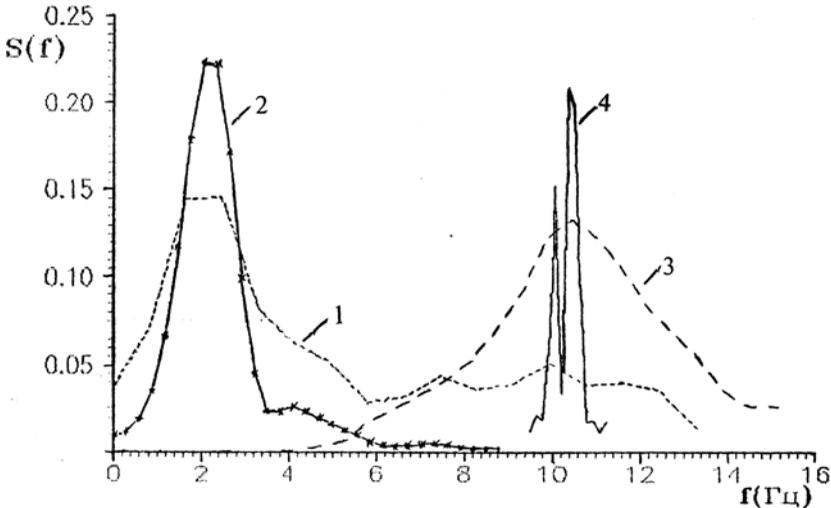


Рис.3.3. Нормированные спектры ЭЭГ нейронов коры головного мозга кролика.

- (1) F-спектр, полученный при помощи интегрального Фурье – преобразования автокорреляционной функции.
- (2, 3) F-спектры, полученные также как и (1), но с предварительной фильтрацией массива;
- (4) Q-спектр, полученный при помощи Фурье- преобразования периодических функций.

Однако, в последнем случае (Q- спектр) имеет место разложения результирующих колебаний на стохастические составляющие в виде соотношения (7.2), что существенно отличается от разложений на гармонические составляющие при Фурье преобразованиях (F-спектр).

Если в первом случае (F-спектр) удастся получить приближенное представление об анализируемом колебательном процессе, то во втором случае (в соответствии с (7.4)) может быть обеспечено тонкое амплитудно-частотное разрешение случайного процесса. Далее приводятся примеры иллюстрирующие данные подходы к проблеме анализа временных рядов.

На рис.3.3 представлены спектры ЭЭГ нейронов коры головного мозга кролика (по данным работы [17], стр. 279) рассчитанные как с помощью интегрального Фурье-преобразования, т.е. классического корреляционно - спектрального преобразования (F-спектры; кривые (1,2,3)), так и с использованием Фурье-преобразования периодических процессов (Q-спектр; кривая (4)). Из рисунка 3.3 видно, что Q-спектр позволяет получить существенно лучшую разрешающую способность ($\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$).

8. Выполненные в данной работе аналитические исследования позволяют упростить реализацию анализа стохастических стационарных процессов, соответствующих отклику линейного осциллятора на внешнее стохастическое воздействие. Приведенные примеры анализа представляют собой малую часть возможных приложений, и авторы надеются, что дальнейшие публикации в этой области подтвердят эти ожидания.

Литература

1. Кузнецов В.В. Литературный обзор - www.fortuneline.ru/vvk/index.html.
2. Кузнецов В.В., Кузнецова О.В. - Моделирование активности нейронной системы в процессе интеллектуальной деятельности. - Препринт. М., физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 1995, с. 1-62 .
3. Кузнецов В.В. и Кузнецова О.В. "Биологические закономерности процесса обучения" – ж. "Вести", Минск, Белор. гос. пед. унив., №4, 1995,с. 18-26.
4. Кузнецов В.В., Кузнецова О.В. Спектральный анализ волновых процессов. – «Проблемы физической экологии (физическая экология)», МГУ им. М.Ломоносова, М., т.2, 1997, с. 53.
5. Кузнецов В.В., Кузнецова О.В. Анализ стохастических процессов. – «Физическая экология (физические проблемы экологии)», МГУ им. М.Ломоносова, М., № 4, 1999, с. 167 – 173..
6. Кузнецов В.В. и Валиулина Н.В. Операционные характеристики системы «преподаватель - студент». - Сб.трудов XVIII международной конф.-выставки ИТО-2009, ч.II, М.2009, с.72-74.
7. Мигулин В.В., Медведцев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Основы теории колебаний - Учебное пособие, под редакцией В.В. Мигулина, «Наука», М., 1978, - 392с.
8. Роберт Вихард Поль «Механика, Акустика и Учение о Теплоте», - изд. «Наука», М., 1971, -479 стр.
9. Ахматов А.С. «Молекулярная физика граничного трения» - М.,1963.
10. Мандельштам Л.И. Лекции по теории колебаний. - «Наука», М., 1972, стр. - 470.
11. Севастьянов Б.А. Пуассоновский процесс. - В: « Математическая энциклопедия», т.4, изд. «Советская Энциклопедия», М.,1984, с. 763.
12. Колмогоров А.Н., Фомин С.В. Элементы теории функций и функционального анализа. - изд. «Наука», М.,1972, - 496 с.
13. Крамер Г. , Лидбеттер М. Стационарные случайные процессы. - изд. «Мир», М., 1969, - 399с.
14. Прохоров А.В. Гамма — распределение. - В: « Математическая энциклопедия», т.1, изд. «Советская Энциклопедия», М.,1977, с. 866.

15. Дженкинс Г., Ватс Д. - Спектральный анализ и его приложения. - М., «Мир», 1971.
16. Корн Г., Корн Т. - «Справочник по математике». - М., «Наука», 1973, - 831 с.
17. Р. Дж. Шаде, Д. Форд Основы неврологии. - «Мир», М., 1976, -344 с.
18. Ю.М.Крылов, В.В.Кузнецов, С.С.Стрекалов Системы поля ветровых волн. - ДАН СССР, т.208, № 4, 1973, стр. 958-961.
19. Кузнецов В.В. Особенности управления движениями в биомеханических системах при поддержании равновесия. - Сб. трудов «Всесоюзного симпозиума по биомеханическим проблемам управления спортивными движениями человека», Тбилиси. 1978, с. 93 – 97.
20. Кузнецов В.В. Свойства равновесных состояний биомеханических систем. - «Современные проблемы биомеханики», Рига, вып.3, 1986, стр.33 - 56.
21. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. – М., «Наука», 1987, – 424с.

Аннотация

В работе представлены результаты аналитических исследований стационарных, стохастических движений осциллятора. Показано, что введение понятия “вероятности консервативного состояния” системы позволяет упростить описание диссипативных колебательных процессов, причем основные параметры автокорреляционных функций этих процессов могут быть описаны с позиций пуассоновских процессов. Показано также, что определение “степени монохроматичности” для различных стохастических колебательных процессов позволяет выполнить ранжирование процессов различной физической природы. В работе приведены примеры практического применения результатов исследований.

Annotation

The results of analytic researches of stationary stochastic movements of oscillator are represented in this paper. It's shown that using of conception of “probability of realization of conservative states” allow to simplify the description of oscillation processes for that the basic parameters of autocorrelation functions of this processes may be presented as a result of Poisson process. It's shown too that the determination “monochromatic degree” as oscillation parameters for some stochastic oscillations processes let to do rank-order of processes based of difference physical natures. In paper some examples of practice applications of researches results are presented.

ЭКОЛОГИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ

Р.Н.Кузьмин, Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин, А.П.Макарова, В.В.Зубенко,
И.В.Телегина, Э.И.Пау, Р.А.Сеннов

*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
Россия, 119992, ГСП, Ленинские горы Тел: (095) 9391226,
E-mail: kuzmin_runar@mail.ru*

Исследование посвящено изучению физических процессов, которые происходят при электрических взрывах металлических проводников в воздухе. В домашнем обиходе это явление известно, как короткое электрическое замыкание. Оно часто сопровождается высокотемпературной вспышкой, приводящей к пожару. Использовались различные методы фиксирования результатов взрывов: оптические (фото и кино съемка), рентгеновский фазовый анализ, рентгеноспектральный анализ в точке, что позволило выдвинуть ряд моделей, как по строению проводников, так и по макроскопическим аналогам локализованных плазменных микровзрывов.

Введение

В электрофизических установках нашло широкое применение электрических взрывов металлических проводников, как эффективного средства для возбуждения плазмы источников импульсного электромагнитного излучения: оптического, ультрафиолетового и тормозного - рентгеновского. Необходимость совершенствования устройств подобных установок связана с тем, что следует отделять механизмы воздействия типов излучений один от другого. Так, например, в исследуемых по физике твердого тела и физическом материаловедении часто используются высокоэнергетические электронные пучки ускорителей, в которых тормозное рентгеновское излучение является результатом взаимодействия электронов с веществом [1,2]. Кроме того, ускорители имеются не в каждой материаловедческой лаборатории, поэтому актуальной задачей является разработка альтернативных методик, основанных на накоплении, коммутации и преобразовании энергии в самих объектах. В физике электрических взрывов основное внимание обычно уделяется процессам, которые относятся к образованию электронно-ионной плазмы. Атмосферные электромагнитные процессы, такие как линейные и шаровые молнии, также представляются важными объектами для исследователей различных специальностей. Показательно, что интерес к природным шаровым молниям привел к выпуску отдельного номера журнала «Химическая физика», в котором опубликована статья по лабораторной шаровой молнии [3] первых трех авторов настоящей публикации, а также другой материал, содержащий обобщенные и оригинальные материалы близкие к тематике данной работы. В статье представлены результаты, которые расширяют круг исследований в направлении изучения структурных характеристик металлов, в которых происходят фазовые превращения под действием электрического тока в области критических температур переходов: твердое тело – жидкость – пар - плазма. В указанных фазовых переходах I рода часто возникают метастабильные состояния: плазма, пары - испарение, кипение, конденсация и кристаллизация. Скачкообразное изменение физических

свойств в окрестности температуры фазовых переходов является причиной короткого замыкания электрического тока, приводящего к нарушению экологического состояния жилища. Физика домашнего очага одно из любопытных, почти забытых интересов исследователей.

Оптические исследования взрывов проводников

Весьма информативными методами исследований быстропотекающих процессов (взрывов) являются фото - и киносъемка. Как предполагалось, относительная повторяемость результатов экспериментов во многом зависела от качества проволочек: их механических и химических свойств. Калибровка проволочек по длине при одинаковом диаметре еще не обеспечивает повторяемости результатов. Продолжительность и яркость вспышки взрыва, ее местоположение в проволочке, характер разлета наночастиц, их свечение и продолжительность полета определяются многими случайными параметрами: закреплением проволочки на электродах, микроповреждением поверхности, толщиной окисленного слоя, величин тока и напряжения, продолжительности импульса включения тока. Параллельное включение проволочек позволяет влиять на время задержки взрыва проволочек, чтобы получать бегущую волну интенсивности света. Развернутое исследование всех указанных и еще не упомянутых факторов намечено на дальнейшие эксперименты. Несмотря на незавершенность всей программы опытов, ряд результатов можно причислить к новым научным достижениям. Отметим необычную технологию сварки в электронике [4,5], создание мощных источников света, тепловых нагревателей и методик изучения места локального взрыва проволочки (см. далее по тексту). По сравнению с опытами [2] электроды соединялись проволочкой без кюветы с наполнителем (газ, жидкость, порошок), и взрыв происходил в атмосфере воздуха лаборатории. Съемка процесса велась цифровой камерой в кино-режиме, а выделение кадров осуществлялось стандартной программой через 0.02 с.

Для выбора режима нагревания током предварительно отработывалась техника получения стабильных результатов опытов. На обычных автомобильных 12В лампочках подбирались режимы ступенчатого напряжения при изменении тока в контуре взрывной цепи. Именно, стационарное нагревание спиралей лампочек позволило просмотреть стадии взрывных процессов, которые затем происходят и с одиночными проводниками при быстрых режимах нагревания со скоростями порядка миллиона градусов в секунду. С помощью оптического спектрометра было установлено, что происходит смещение компонент спектра излучения от теплового до ультрафиолетового при подходе к моменту взрыва проводника. До появления взрыва возникало столь мощное излучение фотонов (квантов света), которое приводило к появлению белого пара, полностью скрывающего предметы за объектом. Приоритет этой оптической картины принадлежит маршалу Г.К.Жукову, который в ВОВ, как широко известно, использовал мощные прожекторы для ослепления противника при штурме Берлина. Доказан очевидный факт, что при нагревании предмета, в данном случае на примере проволочки, первыми его покидают фотоны, затем идут электроны, а за ними нарастает поток ионов и наночастиц (металла, массовый исход). Таким образом, белесый пар принадлежит возбужденным ионам воздуха, от состава которого, особенно, от степени влажности, зависит прозрачность воздушной среды. Интересно, что при переходе к электрическому взры-

ву проволочки, пар постепенно исчезает. Это явление мы называем эффектом воздуха (зарядовый исход). При рассеянии в воздухе излучений могут появляться ореолы, воспроизводящие картину длины пробега различных по энергии фотонов. В искровом разряде проволочку окружает корона с отчетливыми спектральными окрасками различных длин волн, что наблюдалось нами (рис.1).

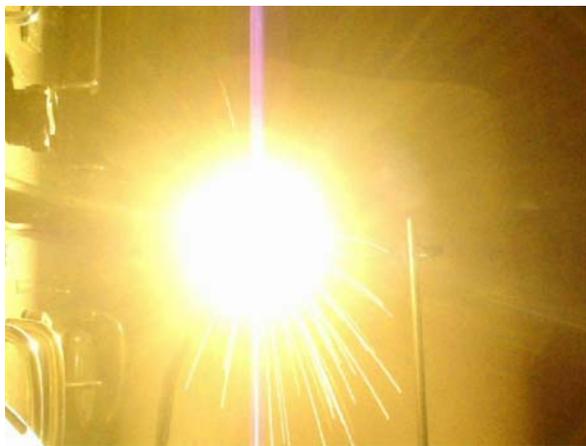


Рис.1. Взрыв спирали обычной 12-вольтовой автомобильной лампочки.

В некоторых случаях при взрывах возникали жидкие капли, размер которых соответствовал диаметру проволочки. На рис.2 представлен разлет одной из капель при падении на поверхность лабораторного стола.



Рис.2. Распад проволочки после удара, частая причина пожара.

При других режимах взрывов удавалось воспроизводить процесс образования страт, который фиксировался в изменениях форм проводников, обусловленных развитием неустойчивостей того или иного вида. Нами установлена связь внеш-

ней формы проводников с их внутренней кристаллической структурой, которая ранее не исследовалась дифракционными методами. На рис.3(а,б) изображены перетяжки в проволочках, чередующиеся с шариками различных размеров.

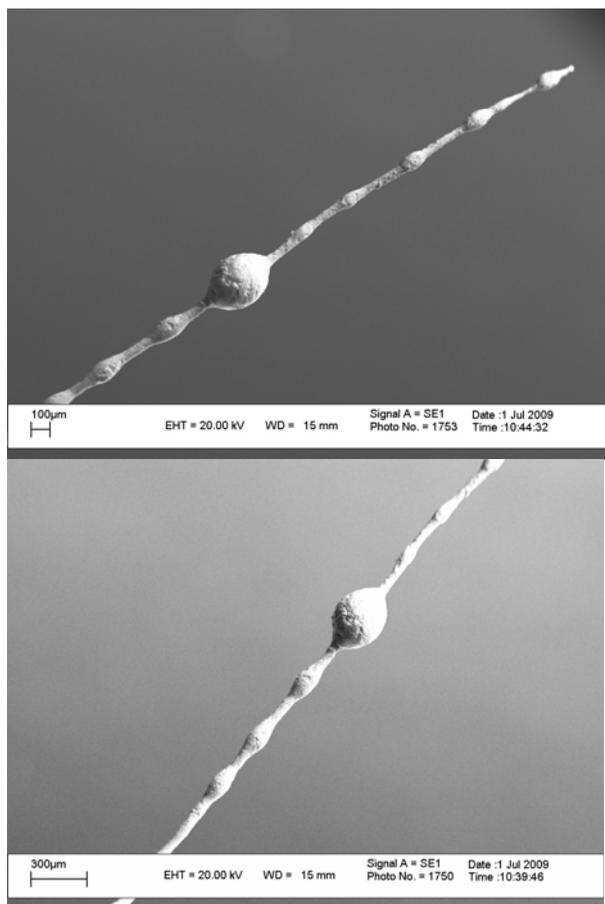


Рис.3(а,б). Проволочки разрывались там, где в перетяжке происходило плавление металла.

Часто шарики превышают первоначальный диаметр проволочки. Сужения (перетяжки) указывают на то, что, именно, там происходило интенсивное испарение металла, часть которого оседала на шаровых образованиях. Что такой процесс возможен, подтверждалось появлением в местах перетяжек перегретых областей. Затем там происходил разрыв проволочек, что определялось киносъемкой и временной кадрировкой процесса разрыва при температуре плавления или взрыва с образованием низкотемпературной плазмы с T не более 1 - 3 эВ. Для некоторых проволочек перетяжки не наблюдались, но, страты, однако возникали. Можно

полагать, что возможен и другой механизм образования твердотельных страт, когда металл достигал температуры плавления в нескольких местах проволоочки, а в момент взрыва пондемоторные силы приводили к сжатию проволоочки, используя внутреннюю энергию, запасенную в веществе проводника, а также неравномерным распределением напряжений, вызванных продольным давлением теплового расширения металла. Часто стратообразование относят к МГД неустойчивостям, возникающим при нагревании жидких проводников.

Способность электрически взрывааемых проводников резко изменять свои свойства и эффективно преобразовывать первичную или магнитную энергию накопителей в другие виды энергии: тепловую, излучения, энергию ударных волн описаны в [2]. Первые кадры показали, что коммутация тока при взрыве медной проволоочки влияет на пространственную освещенность лаборатории, которая нарастает не сразу, а постепенно. Белое свечение охватывает часть пространства помещения, а затем паровая область медленно исчезает, рис.4.



Рис.4. Паровая область в сечении имела размеры в триллион раз превышающие сечение микронной проволоочки.

Остается яркое шаровое пятно. Присутствует в основном бело-желтый цвет, очень напоминающий солнце с лучами рис.5.

Далее процесс происходит, как по схеме взрывов в капсулах с отверстием [3]. Было замечено, что вибрация и колебания проволоочки отражаются на результате взрыва. Поэтому решено было ввести систему [6], в которой взрыв проводился бы в собственной подвижной системе координат. Для определения лабораторной системы координат была натянута реперная струна из непроводящего материала. К струне крепились электроды на тонкой, сгораемой нити. При прохождении тока через проволочку происходило короткое замыкание. От высокой температуры вспышки нить пережигалась, и система с электродами приходила в движение под действием силы тяжести. Наиболее существенные изменения наблюдались при движении центра взрыва проволоочки. Чтобы уменьшить процессы нагревания и перехода проволоочки в плавление, проволочка свободно укладывалась на электроды. При подаче импульса тока происходил взрыв в одной точке, что обеспечивало локализацию взрыва. Незакрепленные остатки распавшейся проволоочки сво-

бно падали под влиянием силы тяжести. Неожиданным оказалось разделение света от массы горящего материала проволоочки, который устремлялся вверх. Произошло отделение света от тьмы [6]. Свет следовал вниз за падающими проводами, но не соприкасался с ними. (рис.6).

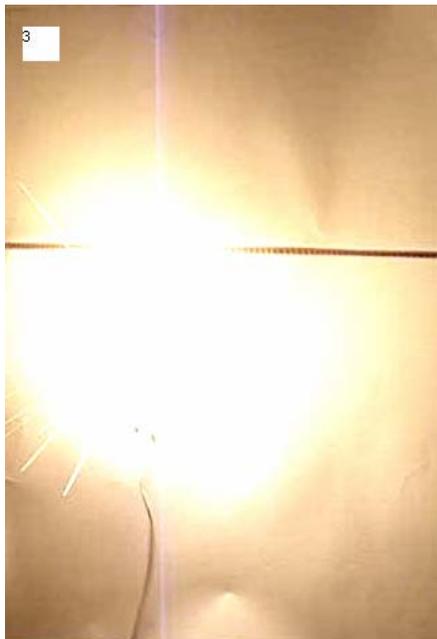


Рис.5. Дано изображение взрыва медной проволоочки. Натянутая струна – горизонтальный репер и подвес для электродов.



Рис.6 Разделение света (белое облако) и аэрозоли (розоватое образование). Под репером остается центр излучения частиц.

Еще более неожиданным оказалось то, что выход ионов и наночастиц происходил из темного (холодного) пространства. Частицы имели разный цвет (рыжеватый и белый) и температуру около $2000-4000^{\circ}\text{C}$. На поверхности некоторых частиц наблюдалось облачко, которое возникает от предполагаемой химической реакции частиц с молекулами воздуха лаборатории (рис.7).

Аэрозоль устремлялась вверх, переходя границу репера, а светящееся шаровое образование (СШО) следовало отдельно за падающими проводами до удара об пол лаборатории, рассыпая искры (аналог рис.2).

В книге академика В.Е.Фортова [7] обращено внимание на то, что моделирование космических событий широко используется в лабораторной астрофизике. Мы тоже полагаем, что проволоочки по своей плотности в атмосфере лаборатории можно принять за сгущение, как аналоговую модель вещества, из которого произошел Большой Взрыв в космическом пространстве. Модель взрыва микронного объема проволоочки не указывает однозначно на выбор астрофизических явлений:

рождение Вселенной или отражение процессов в галактике, например, взрыв суперновой и нейтронной звезд. Действительно, линейный размер, из которого происходит взрыв составляет не более 10 микрон, а распространение излучения и частиц идет почти в свободном пространстве лаборатории. Конечно, аналогия взрыва проволочки и Большого взрыва далеко неполная. Но учитывая наглядность снимков можно расположить их в последовательности, сопоставляя с этапами эволюции Вселенной [8]. Экспериментальный факт, что Вселенная расширяется следует и из теории ОТО и наблюдений Хаббла. Однако была ли Вселенная плотной и горячей, вызывает у некоторых астрономов сомнения. Возможно, что Большой взрыв не был началом Вселенной, а был следствием гравитационно-квантовых эффектов сжатия, приводящих к отскокам. Основателем такой модели считается Мартин Боджовальд [9]. Рис.8 очень похож на процесс, который наблюдался при рождении СШО при размыкании троллейбусных штанг [10].



Рис.7. Наночастицы вещества проволочки. При детальном рассмотрении можно наблюдать облачка около частиц.



Рис.8. Это фантастический рисунок, но он отражает точно идею возрождения Вселенной.

Главное сходство в том, что при рождении СШО после взрыва наблюдается постепенный рост, а потом – сжатие СШО, что наблюдалось в [11] и в наших лабораторных опытах [3]. Этапы расширения Вселенной начинаются со стадии инфляции, потом идет первичный разогрев, затем следует горячая Вселенная, приводящая к электрослабому переходу, фазовому переходу квантовой хромодинамики, отщепленного нейтрино. При этом происходит генерация темной материи за 10 мкс и генерация барионной асимметрии. За время от 1 до 5 минут происходит первичный нуклеосинтез. За 80 тыс. лет был осуществлен переход к пылевидной стадии расширения. Далее следует рекомбинация около 0,3 мил.лет до 5,5 млрд.лет и последующий переход к ускоренному расширению Вселенной. Современный возраст ее составляет 14,4 млрд лет при продолжении ускоренного рас-

ширения. Температура космического реликтового излучения составляет около 2,7 К. Это не считая горячих облаков, звезд типа Солнца, нейтронных звезд, квазаров. В лаборатории на конечном этапе расширения взрыва проволоочки температура коматная, а расширение пылевого облака проходит в столкновении с молекулами воздуха и под действием гравитационного поля Земли. Начальная температура модельного взрыва искусственной Вселенной - медной проволоочки - была 20⁰С. Полностью сохранялись химические связи. Этапу инфляции мы приписываем первоначальное излучение, которое присуще нагретым телам, то есть все тепловые излучения, инфракрасное, первоначальный свет, который, как, демонстрирует накалившая нить лампочки, еще не приводит к полному ее разрушению. Но наша Вселенная в таком состоянии уже горячая со всеми последовательно указанными фазовыми превращениями, вплоть до первичного, условного нуклеосинтеза - разрыву химических связей в решетке меди. Именно в этот момент происходит взрыв и разрыв проволоочки, начинается процесс несамостоятельного разряда и охлаждения лабораторной "Вселенной". Образование лабораторной шаровой молнии желтого цвета (наше солнце), постепенно краснеет, темнеет, образуя кольцо азрозоля с бегущими внутри наночастицами. В другом случае, шаровая молния сжимается, положительные ионы меди, конечно, не могут преодолеть кулоновское отталкивание. Избыток ионов одного знака приводит к взрыву. Наблюдение подобного процесса осуществилось полностью в случае троллейбусного светящегося шарового образования (промышленная молния), выскочившей из-под башмака штанги и электропровода [11]. Заметим, что, приводимый рис. 5, модели Большого взрыва, отвечает не одному циклу. Наш опыт повторился через две минуты: подъехал второй троллейбус, дернулся штангой на выбоине в мостовой, и явление в точности повторилось [11], завершившись россыпью салюта. В случае лабораторного СШО происходит образование "розочки", превращение ее в тороидно - пылевую стадию с последующей рекомбинацией ионов для летящего к потолку дымового кольца (переход к пылевой материи в реальной Вселенной). Отколовшуюся часть, белое облако, следующее за электродами можно посчитать за отскок новой Вселенной по теории М.Боджовальда. Несколько нераскрытым остается то место в картине лабораторного взрыва, где из черной части лабораторной вселенной выходят реальные микрочастицы, которые разогреваются при столкновении с ионами воздуха. Температура этих частиц не менее двух-четырёх тысяч градусов (приближенное сравнение с волоском нагретой электрической лампочки). В ранних работах [12-14] высказывались предположения, что материалы могут захватывать магнитные монополи и хранить их долго в анабиозном состоянии тысячи лет. Л.И.Уруцкоева [15] утверждает, что ему удалось зарегистрировать треки от монополей Дирака. Большая ионизирующая способность монополей определяется значительной величиной их заряда (около 68,5e), поскольку потери на ионизацию пропорциональны квадрату заряда. Следовательно, трек монополя в фотоэмульсии должен быть очень толстым (как "жирная гусеница") и его нельзя было бы не заметить. При большом заряде монополя велики не только ионизационные потери монополей, но и потери от других механизмов взаимодействия. К таким эффектам относятся излучение Вавилова-Черенкова и переходное излучение. Магнитный заряд испытывает сильную магнитостатическую связь в ферромагнитных или парамагнитных и других телах и поэтому может захватываться этими телами и находится там очень продолжительное время. Здесь имеется полная аналогия с захва-

том электрических зарядов в диэлектрических веществах. Поэтому мы не исключаем возможность отнесения обнаруженных нами треков [6] после взрыва проволочек к следам монополей Дирака. Смущает высокая концентрация этих треков, а также зависимость от магнитного внешнего поля. С другой стороны образование эллипсоидальных сечений на поверхности диэлектрической коробки указывает [6], что распространение треков из темного места взрыва (темной материи или темной энергии), безусловно, требует дополнительного и более подробного исследования другими методами. Одним из выводов можно сделать такой: монополи, если они есть, можно экстрагировать из веществ с помощью разрядов или взрыва проволочек.

Из оптических приложений, практическое значение может иметь лабораторная изолированная шаровая молния. Электрическая дуга постоянного тока зажигается между электродами в атмосфере воздуха. Однако она нестабильна из-за влияния приэлектродных областей и конвекции воздуха. Стабилизация горения лабораторной шаровой молнии достигалась помещением электродов в цилиндрическую кварцевую трубу 5 см. диаметра рис.9.



Рис.9. Показана простейшая установка – светильник.

На подобной конструкции основаны даже керосиновые лампы (типа Алладина, героя сказок 1001 ночи). Основная сложность состоит в регулировке потока воздуха, чтобы не нарушать симметричное расположение горящего продукта: металла, водорода, дейтерия. В случае с дейтерием делались попытки создания долговременного источника тепла, на подобие токамака. Они оказались незавершенными, так как было решено использовать кольцевую конструкцию в виде бублика, стабилизируемую магнитным полем. Исследования, начатые в этом направлении [3], продолжаются.

Рентгеновские исследования проводников

В процессе взрыва происходят фазовые превращения в материалах. Конечные стадии перестройки атомно-кристаллических структур и химического состава фаз фиксируются закалкой при быстром остывании на воздухе. В наших исследованиях эти изменения изучались с помощью рентгеновского дифракционного и микроспектрального анализов. Выбор тонких медных проволочек был обусловлен тем, что они были чистыми материалами. Медь была чистоты 99,999 % ат. по отношению к содержанию примесей, что было подтверждено и рентгеновским спектральным анализом (см. ниже). В процессе электрического взрыва их загрязнения оказались минимальными. Рентгеновским спектральным анализом в точке было показано присутствие кислорода в виде окислов. Только в одном случае было обнаружено присутствие углерода, что и ожидалось при наличии горения медной проволочки. Медные проволочки имели длину 1,5-3 см. и диаметр 30 мкм, что позволяло создавать различные режимы электрического взрыва, при сравнительно небольших напряжениях и достаточно большой плотности электрического тока. Для рентгеновских исследований были предоставлены проволочки, у которых имелись близкие оптические показатели взрыва.

Рентгенограммы снимались на молибденовом К излучении с чистых проволочек, шаровых образований страт, с отдельных шариков, на которые распадалась проволочка. Дебаграммы показали для чистой металлической проволочки размер, $a=3,54 \text{ \AA}$, что соответствовало табличным данным. Удивительно, но после взрыва параметр кубической решетки в целом остался тем же, как в перетяжках проволочки, так и стратовых шаровых образованиях, так и для отдельных шариков. Зато на Лауэ-рентгенограмме появились отдельные максимумы от выросших кристалликов, произошло укрупнение поликристаллических зерен, которые в проволочках давали ранее дебаевские кольца. Таким образом, в процессе быстрого нагревания и последующего взрыва изменения параметра атомно-кристаллической решетки не происходит. Был выявлен астеризм на лауэвских пятнах, который указывает на возникновение напряженного состояния в решетке нового вещества, которое можно приписать или быстрой кристаллизации образцов или изменению их состава. По расстояниям вытянутых штрихов можно рассчитать примерную скорость движения ионов при взрыве, зафиксированную закалкой жидкой меди на воздухе. Рентгеновским фазовым анализом было установлено наличие двух фаз практически во всех образцах: CuO или Cu₂O и в одном - карбида меди (CuC), что указывало на значительную скорость, избирательных химических процессов: половина атомов меди за время 0,02 секунды успевало образовать окислы, карбид меди в случае наличия горения и ни одного нитрида от азота или гидрида от водорода, входящих в состав воздуха. Не было зафиксировано и появление каких-либо соединений от других элементов.

Локальный рентгеновский спектральный анализ позволял установить химический состав материалов. Здесь представлены итоговые результаты. Имелись два вида образцов: медные проволочки и пластинки титана, молибдена и никеля. Нас привлекало появление при электрических взрывах стратообразование в тонких проволочках и поверхностное течение металла в пластинках. Сведения о развитии неустойчивостей того или иного типа описаны в [2]. Для медных проволочек измерения проводились и с анодной и катодной сторон проволочек, сужений и утолщений страт. Холодные концы проволочек показали отсутствие окисления –

чистая медь. Со стороны анода окисление для большого шарика и малого было примерно одинаковым и соответствовало образованию окиси меди с практически точной стехиометрией CuO , со стороны катода большой шарик имел состав близкий к 2CuO . Маленький шарик содержал около 96 ат% Cu. Другие примеси из воздуха лаборатории захвачены не были.

Состав пластинок титана был измерен вдоль температурного токового рва. Данные приводятся от отверстия закрепления проволоочки до анодного угла пластинки, от которой заигался самостоятельный разряд на катодную пластинку. Состав пластинки около рва (98 ат.%) был близок к исходному по чистоте титану (99,9 ат.%). Основные примеси относились к Mg (0.690692), Al (0.882154), Ca (0.242880) – в ат% элемента, также были обнаружены следы Cu, O, C, Ca, Si. Внутри рва по его дну наблюдались различные изменения состава, при этом наибольший процент составлял кислород. Вдоль анодного рва примесь меди отсутствовала, она появилась на катодной пластинке в виде следов. Наибольшие изменения в составе наблюдались в конце анодного рва, угол пластинки, который отвечал переносу ионов с катода при самостоятельном разряде. При повторном измерении состава тех же мест, практически находившихся рядом, было обнаружено значительное расхождение в содержании элементов. Приведем эти данные в ат%:

	O	Na	Al	Si	S	Cl	Ca	C	Ti
№ 1	0.0	0.0	10.4	16.8	0.0	43.5	7.2	0.0	22.1
№ 2	50.1	0.11	2.5	2.1	следы	Следы	0.1	34.1	10.8

В катодном рве примеси распределились следующим образом:

	O	Na	Al	Si	S	Cl	Ca	K	Ti	Mg
№ 3	0.0	0.0	0.9	0.0	0.0	0.0	0.24	0.0	97.7	0.0
№ 4	70.0	0.0	0.6	0.7	0.0	0.0	0.1	0.0	27.6	1.0
№ 5	33.4	0.0	0.8	0.6	0.0	0.0	0.9	0.0	13.6	0.0
№ 6	26.4	1.1	0.7	0.6	0.4	0.5	0.3	0.4	0.9	следы

В последнем спектре №6 присутствовали следы меди, железа, цинка и фосфора. Титан, очень химически активный элемент, поэтому рассмотрим пластинки молибдена и спаренные листки никеля после сварки. Молибденовые пластинки, как с анодной стороны, так и катодной имели окислы близкие по составу MoO с повышенным содержанием кислорода с отклонением от стехиометрии. В зависимости от полярности электрода примесными элементами были Na-0.5 на аноде; K – 0.3 и медь на катоде. Повышенное содержание меди, равное молибдену было зафиксировано на краю отверстия, в которое вставлялась проволочка меди. Дополнительные данные можно получить из сварки бипластин [5]. Результаты показали: появление углерода до 50-60 ат.% и примесей в месте сварного шва: Mg (0.3), Al (0.3), Si (0.2-0.7), Cl (0.2-2.0), Na(8,0) ат.%. По результатам исследований электродов можно сделать следующие выводы.

Образование окислов при взрыве металлов в воздухе закономерно. Появление других примесей особенно Ca, Cl, Si, Al с анодной стороны у образцов титана в десятых ат% возможно. Аномальным является большое количество углерода (50 ат%) и натрия (8 ат%) в биметаллических пластинках после сварки.

Заключение

В статье обозначены два различных направления изучения взрыва металлических проводников. Первое, связанное с распространением принципа подобия на далеко не сопоставимые по размерам объекты, имеющие в деталях различную физическую основу. Но яркость образа процессов, нам кажется, весьма полезной. Здесь достаточно привести схему образования Вселенной по Боджовальду. Второе, - это очень важное в практическом отношении направление изучения структурных свойств вещества после взрывных процессов. Оба направления исследований, безусловно, привлекут внимание других специалистов. Особенно, если будут привлекаться и другие физические и химические методы исследования плазмы, газов, жидкостей и твердых тел.

Литература

1. Лебедев С.В., Саватимский А.И. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности. УФН, т.144, №2, с.215-250.1984.
2. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский Л.В. «Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках» - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 288 с.
3. Кузьмин Р.Н., Мискинова Н.А., Швилкин Б.Н. Лабораторная модель шаровой молнии. Сб. Материалы 10 – ой Российской конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровая молния. Изд. Эрзион. с.236-242, 2003. – М.: Химическая физика, т.25, №3, с.90-93, 2006.
4. Кузьмин Р.Н., Мискинова Н.А., Швилкин Б.Н. Способ торцевой сварки тонких металлических пластин. Патент РФ, №2368472, 2009.
5. Кузьмин Р.Н., Мискинова Н.А., Швилкин Б.Н. Способ нагрева катода и зажигания дугового разряда с металлической проволокой между электродами. Патент РФ, №2388192, 2010.
6. Кузьмин, Р.Н. Мискинова Н.А., Швилкин Б.Н. Отделение света от тьмы. Советский физик, физфак МГУ, №2, 2009.
7. Фортов В.Г. Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. -264 с.
8. Горбунов Д.С., Рубаков В.А. Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва. - М.: Изд-во ЛКИ, 2008. -552 с.
9. Боджовальд М. В погоне за скачущей вселенной. - В мире науки - №1, 19-24, 2009.
10. Кузьмин Р.Н. О физико-химической природе шаровой молнии. Сб. Материалы 9-ой Российской конференции Холодная трансмутация ядер. – Изд. Эрзион, с.235-239, 2002.
11. Коулмен С. Магнитный монополю пятьдесят лет спустя. - УФН, т.144, в.2, с.278-340.1984.
12. Долгов А.Д. Магнитный монополю после юбилея. - УФН, т.144, в.2, с.341-346. 1984.
13. Новосовский С.В. Магнетизм. - М.: Изд-во НАУКА.1973. 280 С. (см. соответствующие ссылки на захват монополей металлами с.199).
14. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение странного излучения и трансформации химических элементов. Прикладная ядерная физика, №10, с.83-87, 2000.

МНОГОЛЕТНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПРОЗРАЧНОСТИ В ГЛУБОКОВОДНЫХ И ШЕЛЬФОВЫХ РАЙОНАХ ЧЕРНОГО МОРЯ

Кукушкин А.С.

Морской гидрофизический институт НАН Украины

Изучена межгодовая изменчивость прозрачности в глубоководной и северо-западной шельфовой частях Черного моря. Рассмотрено влияние изменений концентрации хлорофилла «а» и зимних термических условий на сезонные межгодовые изменения прозрачности в верхнем слое глубоководной части моря. Показано, что межгодовые изменения прозрачности в северо-западной части моря зависят от глобальных атмосферных процессов, определяющих объемы речных стоков, региональные гидрометеорологические условия и интенсивность продуцирования фитопланктона в зимне-весенний период.

Многолетние наблюдения за прозрачностью черноморских вод, систематически проводимые с 1922 г. по измерениям глубины видимости белого диска, а с 1960-х гг. и по измерениям показателя ослабления направленного света, показали, что до середины 80-х гг. оптическое состояние вод моря характеризовалось как квазистабильное. В конце 80-х – начале 90-х гг. было отмечено значительное снижение прозрачности воды, связанное с ее эвтрофикацией из-за аномально высокой численности клеток фитопланктона [1 – 3].

В работе приводятся обобщенные результаты анализа межгодовых изменений показателя ослабления направленного света (ПОС), полученные в МГИ НАН Украины в 1978 – 1995 гг. Измерения ПОС (при десятичном основании логарифма и длине волны 407 – 420 нм) проводились с помощью однотипных зондирующих прозрачномеров, созданных в отделе оптики МГИ, в северо-западной (623 станции) и в глубоководной частях Черного моря (1600 станций).

Для описания специфических особенностей вертикального распределения ПОС в верхнем слое моря использовался набор его характерных значений, описанный в работе [2]: 1) ε_{10} – отсчет на глубине 10 м; 2) ε_{\min} – отсчет минимального значения ПОС в слое повышенной прозрачности; 3) ε_{\max} – отсчет максимального значения ПОС в глубинном слое мутности; 4) $Z_{\varepsilon_{\min}}$ и $Z_{\varepsilon_{\max}}$ – глубины залегания ε_{\min} и ε_{\max} .

Результаты.

Глубоководная часть моря. Проведенный в работах [2 – 4] анализ результатов многолетних наблюдений характерных значений ПОС показал не только значительное снижение прозрачности в 90-е гг., но и отметил наличие (без анализа причин) заметных межгодовых изменений этих значений ПОС, полученных в 80-е гг. в отдельных районах моря. Анализ межгодовой изменчивости значений ПОС, осредненных по измеренным в стационарных (ЦК – западном и восточном) и антициклонических (АЦК – «севастопольском», в юго-восточной части моря и районе кавказского побережья) круговоротах данным (рис. 1, 2), показал следующее.

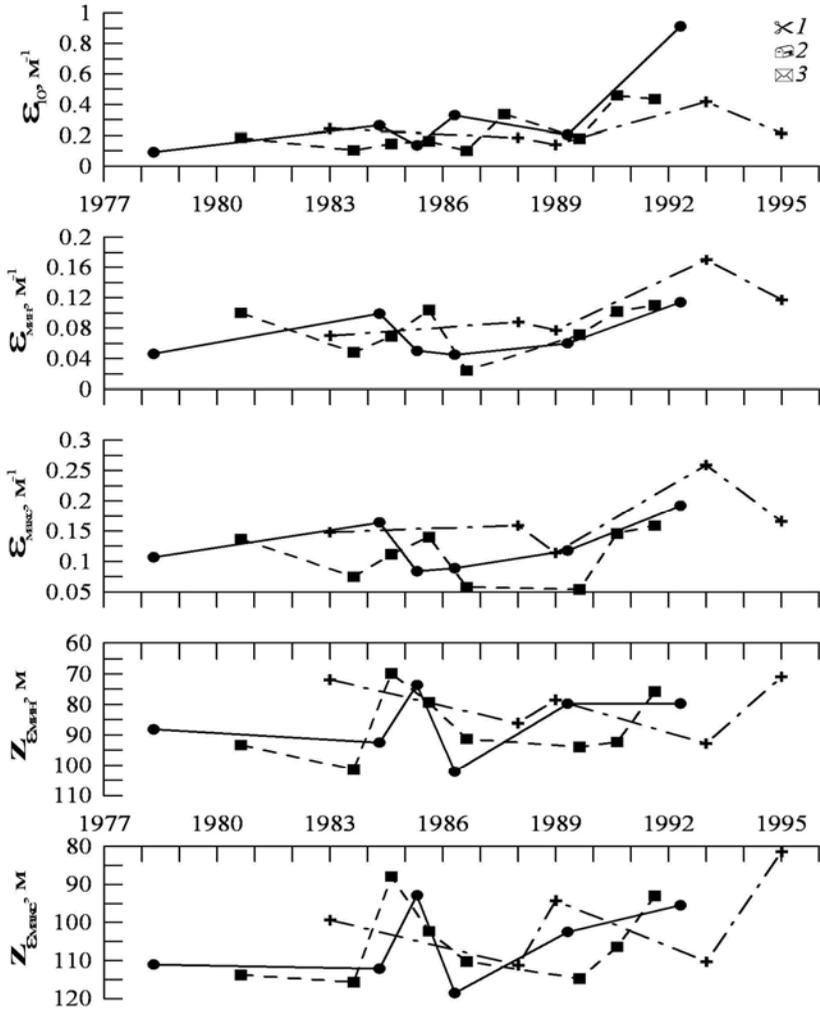


Рис.1 – Сезонные межгодовые изменения характерных значений ПОС в циклонических круговоротах в весенний (1), летний (2) и осенний (3) периоды.

В 80-е гг. сезонные значения прозрачности в поверхностном слое (ϵ_{10}) в ЦК изменялись незначительно (рис. 1). Пониженная прозрачность наблюдалась летом в 1984 и 1986 гг. и осенью 1987 г. В начале 90-х гг. прозрачность заметно понизилась (весной 1993 г. в 2,1 раза, летом 1992 г. – в 5 раз, осенью в 1990 и 1991 гг. – в 2,2 раза). В АЦК в весенний период прозрачность в поверхностном слое в течение 80-х гг. повысилась примерно в 2 раза, в летний период она несколько понизилась,

а осенью – изменялась незначительно (рис. 2). Пониженная прозрачность была зарегистрирована весной 1983 г. и летом 1984 г. Наиболее прозрачные воды наблюдались летом 1978 г. и осенью 1984 г. В 90-е гг. прозрачность воды во все сезоны еще более понизилась (в 2 – 2,5 раза).

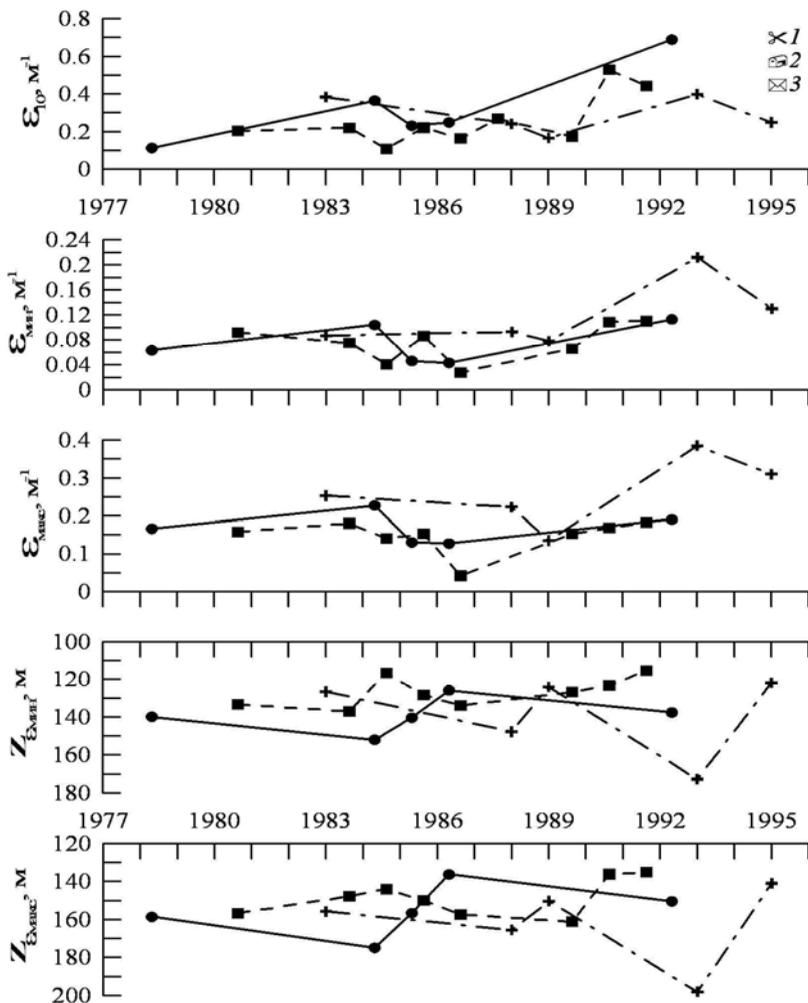


Рис.2 – Сезонные межгодовые изменения характерных значений ПОС в антициклонических круговоротах в весенний (1), летний (2) и осенний (3) периоды.

В глубинном слое (как и в поверхностном) прозрачность в 90-е гг. в ЦК и АЦК заметно понизилась (в весенний период в 1,9 – 2,6 раза, в летний – в 1,4 – 1,8 раз и в осенний – в 1,4 – 2 раза). В 80-е гг. пониженная прозрачность была отмечена летом в 1984 и осенью 1980 и 1985 гг., а повышенная – летом в 1985 и 1986 гг. и осенью 1986 г. Характер изменения глубин залегающих прозрачного и мутного слоев в течение всего периода наблюдений в ЦК и АЦК был одинаковым. В то же время значения этих глубин в разные годы заметно различались. Ближе к поверхности эти оптические слои в ЦК и АЦК были отмечены весной в 1983 и 1989 гг., летом в 1985, 1986 (только АЦК) и в 1992 гг., осенью в 1984, 1985 и 1991 гг. На больших глубинах слои находились весной в 1993 г., летом в 1984 и 1986 (только ЦК) гг. и осенью в 1980, 1983 и 1989 гг.

Поскольку известно, что прозрачность морской воды в значительной степени определяется содержанием в ней взвешенного вещества (в глубоководных районах моря это в основном клетки фитопланктона и продукты его деструкции – частицы детрита), то для объяснения отмеченных межгодовых изменений характерных значений ПОС было бы полезным использовать сведения о концентрации хлорофилла «а» ($C_{ХЛ}$), являющейся основным показателем биомассы фитопланктона. Также желательным учитывать климатические (термические и динамические) условия в зимний период (суровость зимы), влияющие на интенсивность зимне-весеннего продуцирования фитопланктона и формирование вертикальной гидрологической и оптической структур [1, 5, 6].

Анализ межгодовых изменений ПОС показал следующее.

Весенний период. В 1983 г. (после теплой зимы) и 1995 г. (после умеренно теплой зимы) пониженная прозрачность в поверхностном слое (рис. 1), видимо, была обусловлена более высокими зарегистрированными концентрациями хлорофилла «а» ($0,3 - 0,7 \text{ мг/м}^3$) по сравнению со средними его концентрациями в весенний период [7]. Глубинные оптические слои в эти годы в ЦК и АЦК находились ближе к поверхности моря (по сравнению с другими годами). Это могло быть связано с более поздним разрушением осенью и более ранним формированием весной сезонного термоклина после теплой зимы. В 1988 и 1989 гг. (после нормальных зим) прозрачность в поверхностном слое была выше, чем в годы после теплых зим, а содержание хлорофилла «а» приблизилось к среднему его содержанию в весенний период. Глубинные оптические слои в 1988 г. были более заглублены. В 1993 г. (после холодной зимы) во всей толще вод в ЦК и АЦК были зарегистрированы максимально высокие значения ПОС (низкая прозрачность). В поверхностном слое это, видимо, связано с достаточно высокими концентрациями хлорофилла «а» в этих динамических образованиях ($0,7 - 0,85 \text{ мг/м}^3$), что, видимо, объясняется более поздним зимним цветением фитопланктона. Прозрачный и мутный слои залегали несколько глубже, чем в другие годы.

Летний период. В июне – июле 1984 и 1986 гг. (после теплой зимы) прозрачность в поверхностном слое в обоих типах круговоротах (рис. 1, 2) ниже средней летней прозрачности [2, 4], а $C_{ХЛ}$ была несколько выше средней концентрации для июня – июля в период 1973 – 1986 гг. [8]. Оптические слои были максимально заглублены (глубже среднего положения) в оба года в ЦК и в 1984 г. в АЦК. В 1989 г. (после нормальной зимы) положение оптических слоев в ЦК (в районе АЦК измерения не проводились) и прозрачность во всей толще вод были близки к их средним значениям в летний период. Это хорошо согласуется с содержанием

хлорофилла «а», которое также было близким к его среднему содержанию в летний период.

В 1985 и аномальном 1992 гг. (после холодной зимы) прозрачность в поверхностном и глубинном слоях заметно различалась. В 1985 г. в поверхностном слое наблюдалось относительно высокая прозрачность и низкая концентрации хлорофилла «а», равная $0,12 \text{ мг/м}^3$ (средние значения $C_{\text{ХЛ}} - 0,22 \text{ мг/м}^3$). Оптические слои в ЦК в оба года находились ближе к поверхности моря. В АЦК эти слои располагались несколько глубже по сравнению с их положением в другие годы, а также по сравнению со средними глубинами залегания слоев в летний период.

Осенний период. В 1983, 1984 и 1986 гг. (после теплой зимы и нормального лета) прозрачность в поверхностном и глубинном слоях в ЦК и АЦК была примерно одинаковой и относительно высокая (минимальные значения ПОС зарегистрированы в июне 1986 г.). Положение оптических слоев по глубине в обоих типах круговоротов в эти годы заметно различались. Наиболее заглубленными в эти годы (даже по сравнению с другими годами) были прозрачный и мутный слои в ЦК в 1983 г. Наиболее близко к поверхности моря эти слои в обоих динамических образованиях были отмечены в 1984 г. Промежуточное положение, близкое к средним глубинам залегания слоев в осенний период, они занимали в 1986 г. На таких же глубинах оптические слои находились и в 1980 и 1989 гг., когда зима была нормальной. Прозрачность во всей водной толще в эти годы была несколько ниже, чем в 1983 – 1986 гг. (исключение составляла высокая прозрачность в мутном слое в ЦК в 1989 г.) и незначительно отличалась от средней прозрачности во всех слоях в осенний период. Еще более заметно понизилась прозрачность в поверхностном и глубинном слоях в ЦК и АЦК в 1990 и 1991 гг. (после нормальной зимы и лета). Это, видимо, связано с более высокой концентрацией хлорофилла «а» ($0,7 - 0,96 \text{ мг/м}^3$) по сравнению со средней его концентрацией ($0,35 - 0,49$) в 80-е годы. Также в 90-е гг. отличалось положение оптических слоев. Прозрачный и мутный слои в оба эти года в АЦК и в 1991 г. в АЦК находились ближе к поверхности моря по сравнению с их положением в 80-е гг., а положение слоев в ЦК в 1990 г. было близким к среднему его положению в 80-е годы.

Отличительной особенностью оптической структуры вод в Черном море является наличие прозрачного слоя, расположенного ниже холодного промежуточного слоя (ХПС), и мутного слоя, находящегося выше верхней границы сероводородной зоны. Взаимное расположение этих слоев сохраняется в различных динамических образованиях, а изменение глубин их залегания связано с изменениями интенсивности циркуляции вод в этих образованиях. Видимая связь их глубинного положения с термическими условиями зим объясняется тем, что суровые (холодные) зимы характеризуются увеличением повторяемости и силы ветра северо-восточного направления, усиливающим циклоническую циркуляцию. Это приводит к подъему изоповерхностей в ЦК и их заглублению в АЦК, расположенных в зоне конвергенции.

Анализ сезонных и внутрисезонных изменений глубины залегания прозрачного слоя [2, 4] и положения нижней границы ХПС ($Z_{\text{Н}}$ (8°C) [9] в целом показал хорошее их соответствие, связанное с эволюцией ХПС. В то же время в ряде случаев в разные годы наблюдались некоторые отклонения сезонных значений этих глубин от средних сезонных значений. Оценка межгодовых изменений глубины залегания прозрачного слоя и глубины нижней границы ХПС в различных дина-

мических образованиях (рис. 3) в зависимости от суровости зим в годы наблюдений [5] показала следующее.

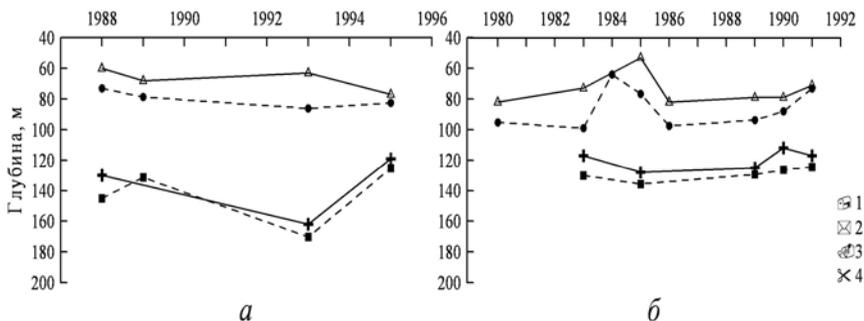


Рис.3 – Межгодовые изменения глубины залегания прозрачного слоя (1,2) и нижней границы ХПС (3,4) в западном циклоническом (1,3) и «севастопольском» антициклоническом (2,4) круговоротах в весенний (а) и осенний (б) периоды.

В апреле 1993 г. (после холодной зимы) в АЦК «севастопольский» прозрачный слой и нижняя граница ХПС находились на глубинах 170 и 162 м (рис. 3а). Весной (апрель 1988 и 1995 гг.) после нормальной зимы эти слои наблюдались значительно ближе к поверхности моря. В АЦК $Z_{\epsilon_{\min}}$ определялся на глубинах 115 – 145 м, Z_H (8°C) – на глубинах 130 – 134 м. В то же время в западном ЦК (рис. 3а) такой зависимости глубины прозрачного слоя от суровости зимы не наблюдалось. Возможно, это связано с тем, что измерения проводились в первой половине апреля, когда процесс формирования ХПС еще не был закончен. На это указывало и примерно одинаковое в эти годы (1988, 1993, 1995 гг.) положение нижней границы ХПС.

В летний период также наблюдалась зависимость положения границ рассматриваемых слоев от суровости предшествующих зим. Так, летом 1985 и 1992 гг. (после холодной зимы) $Z_{\epsilon_{\min}}$ находился на глубинах 66 – 69 м в западном и 75 – 85 м в восточном ЦК, а Z_H (8°C) – на глубинах 60 – 62 и 62 – 68 м соответственно. После теплой зимы (1984 и 1986 гг.) глубина залегания прозрачного слоя в западном и восточном ЦК изменялась в пределах 78 – 83 и 75 – 100 м, а Z_H (8°C) – 60 – 68 и 65 – 70 м соответственно. В «севастопольском» АЦК после холодной зимы 1985 г. $Z_{\epsilon_{\min}} = 153$ м, а Z_H (8°C) = 111 м. После теплой зимы 1986 г. $Z_{\epsilon_{\min}} = 130$ м в АЦК, а Z_H (8°C) равнялась 105 м.

В осенний период в условиях наибольшей «деградации» ХПС отмеченные выше зависимости достаточно хорошо выполнялись в циклонических круговоротах и «севастопольском» АЦК (рис. 3б). Так, осенью 1985г. (после холодной зимы) $Z_{\epsilon_{\min}}$ находился на глубине 77 м в западном и 83 м в восточном ЦК, а Z_H (8°C) – на глубине 53 и 70 м соответственно. После теплой (1986 г.) и умеренно теплой зимы (1980, 1989 – 1991 гг.) глубина залегания прозрачного слоя в западном и восточ-

ном ЦК изменялась в пределах 74 – 98 и 75 – 102 м, а Z_H (8°C) – 71 – 82 и 75 – 85 м соответственно. В «севастопольском» АЦК после холодной зимы 1985 г. $Z_{\epsilon_{\min}}$ = 136 м, а Z_H (8°C) = 128 м. После умеренно теплых зим (1989 – 1991 гг.) $Z_{\epsilon_{\min}}$ изменялась в пределах 125 – 130 м, а Z_H (8°C) – от 112 до 125 м.

Анализ внутрigoдовых и межгодовых изменений значений глубин прозрачно-го и мутного слоев в различных динамических образованиях [2, 4] показал их хорошее подобие, что может свидетельствовать об одинаковом влиянии циркуляции вод на глубинное положение этих слоев.

Северо-западная часть моря (СЗЧМ). Качественно межгодовая изменчивость прозрачности в районах СЗЧМ (рис. 4) отмечалась в работах [10 –12] при анализе результатов наблюдений в отдельных экспедициях (съемках). Наглядно

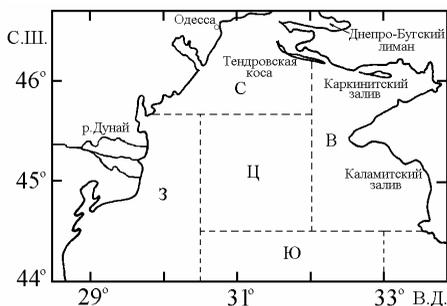


Рис.4 – Районы северо-западной части моря: западный (З), северный (С), центральный (Ц), восточный (В) и южный (Ю).

межгодовая сезонная изменчивость прозрачности показана на рис. 5, где объединены сезонные данные, полученные в западном и северном районах, и на рис. 6 – в центральном и восточном районах. Более заметная межгодовая изменчивость распределений ПОС в западном и северном районах СЗЧМ (по сравнению с другими районами) в работе [10] объяснялась межгодовой изменчивостью стока рек, впадающих в СЗЧМ, и региональных гидрометеорологических условий, определяющих интенсивность продукционно-деструкционных процессов в фитопланктоне, а значит, и содержание взвешенного вещества. Известно, что межгодовая изменчивость стока рек зависит от гидрометеорологических условий в зимне-весенний период в районах водосборов этих рек, аномалии которых в Европейском регионе формируются под влиянием глобальных атмосферных процессов в системе океан – атмосфера [13]. К основным климатическим сигналам межгодового масштаба относятся североатлантическое (САК) и южное (ЮК) колебания. В качестве меры их изменчивости используют безразмерные индексы САК и ЮК. Влияние САК и ЮК на формирование погодно-климатических аномалий межгодового десятилетнего масштаба максимально выражено в зимне-весенний период.

В результате анализа межгодовых изменений средних значений аномалий гидрометеорологических параметров в зимний и весенний сезоны в период 1977–1995 гг. были выделены несколько временных интервалов с характерной изменчивостью этих параметров [14]. Период 1978–1982 гг. сопровождался отрицательными значениями индексов САК, отсутствием события ЭНЮК, умеренно теплыми зимами и положительными значениями аномалий стока Дуная (рис. 7). Такие условия, а именно, поступление большого количества биогенных веществ с речными водами и относительно высокая температура воды,

способствовали более интенсивному зимнему «цветению» фитопланктона, чем весеннему. Это подтверждают результаты спутниковых [14] и натуральных [10] наблюдений за концентрацией хлорофилла. В весенний период 1978–1982 гг. концентрация хлорофилла была ниже (рис. 7в), а прозрачность выше (рис. 5), чем в зимний период. Зимне-весенний сезон 1984–1986, 1988 гг. также сопровождался слабой фазой САК и отсутствием события ЭНЮК. Значения аномалий стока Дуная и температуры воздуха незначительно колебались в пределах нормы (за исключением холодной зимы 1985 г.). Поэтому, в отличие от 1978–1982 гг., в этот период весной 1984 и 1988 гг. наблюдалось более интенсивное продуцирование фитопланктона (рис. 7) и более низкая прозрачность (рис. 5), чем в эти годы зимой.

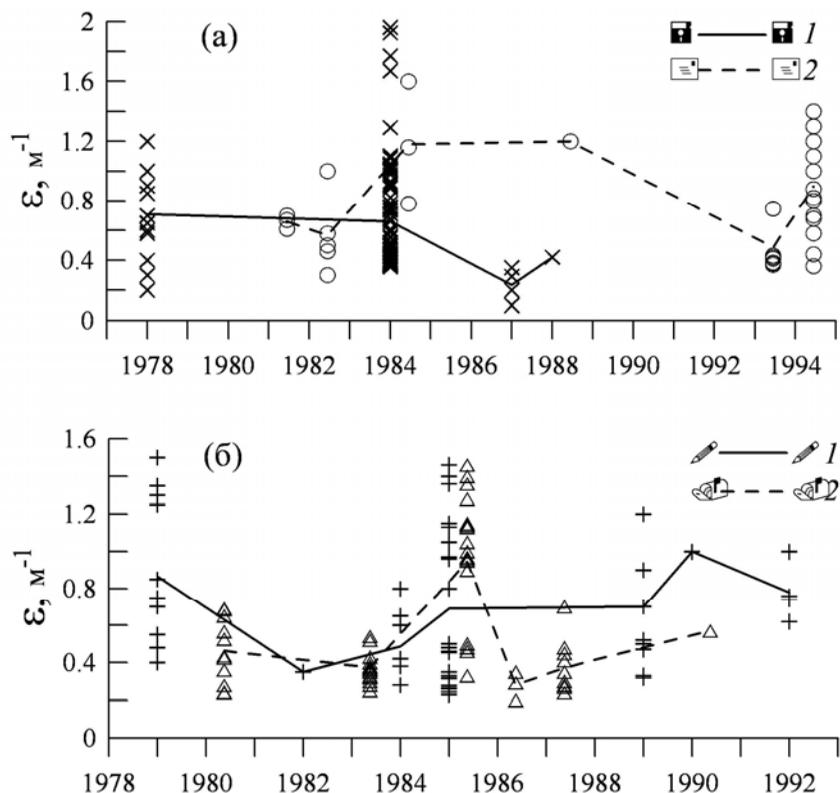


Рис. 5 – Межгодовые изменения зимних (1) и весенних (2) – (а), летних (1) и осенних (2) – (б) значений ПОС в западном и северном районах СЗЧМ. Линиями соединены средние сезонные значения ПОС.

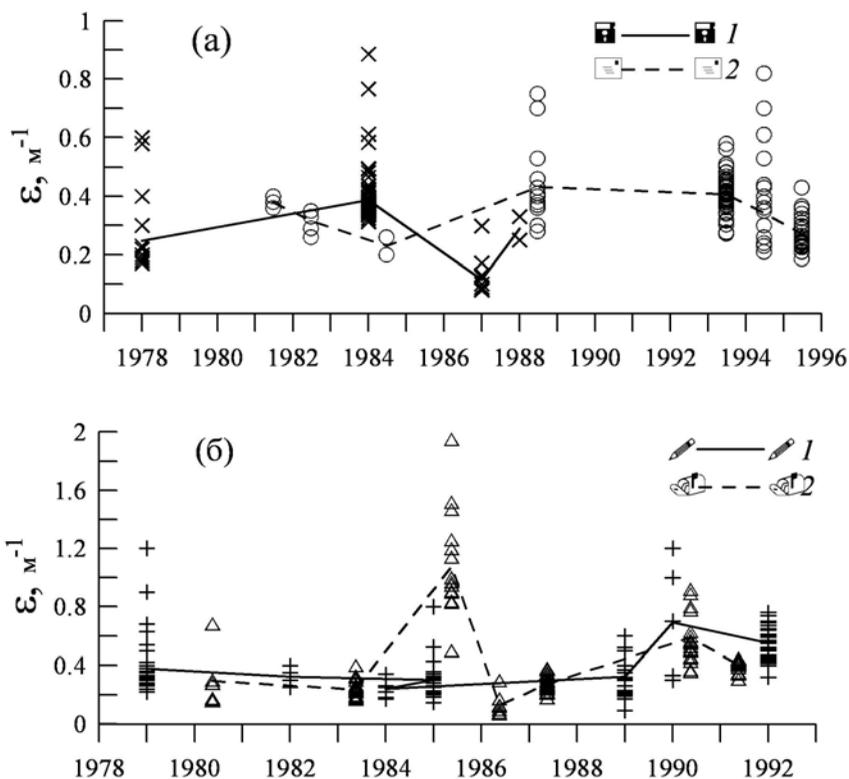


Рис. 6 – Межгодовые изменения зимних (1) и весенних (2) – (а), летних (1) и осенних (2) – (б) значений ПОС в центральном и восточном районах СЗЧМ. Линиями соединены средние сезонные значения ПОС.

Положительная фаза САК, поддерживаемая событием ЭНЮК, наблюдалась в 1987, 1991–1995 гг. Измеренная в декабре 1986 г. более высокая прозрачность вод по сравнению с декабрем 1987 г. (рис. 5, 6) объясняется следующим. К декабрю 1986 г. событие Эль-Ниньо достигло практически зрелого уровня и отмечалась интенсивная фаза САК (рис. 7). Отрицательные аномалии осадков и температуры воздуха, характерные для зим Эль-Ниньо, привели к значимым отрицательным аномалиям стоков рек [15]. Кроме того, низкая температура воды (ниже климатической) ограничивала продуцирование фитопланктона и рост концентрации взвешенного вещества. К декабрю 1987 г. событие Эль-Ниньо подходило к завершению. На спаде атмосферной активности возросло количество осадков и повысилась температура воздуха, что привело к увеличению стока Дуная и большему удалению границы зоны трансформации по сравнению с 1986 г. В период 1991 –

1995 г., характеризуемый сильной фазой САК и долгоживущим событием ЭНЮК, выделялись холодные зимы 1992 и 1993 гг., когда сток Дуная был низким. Зимне-

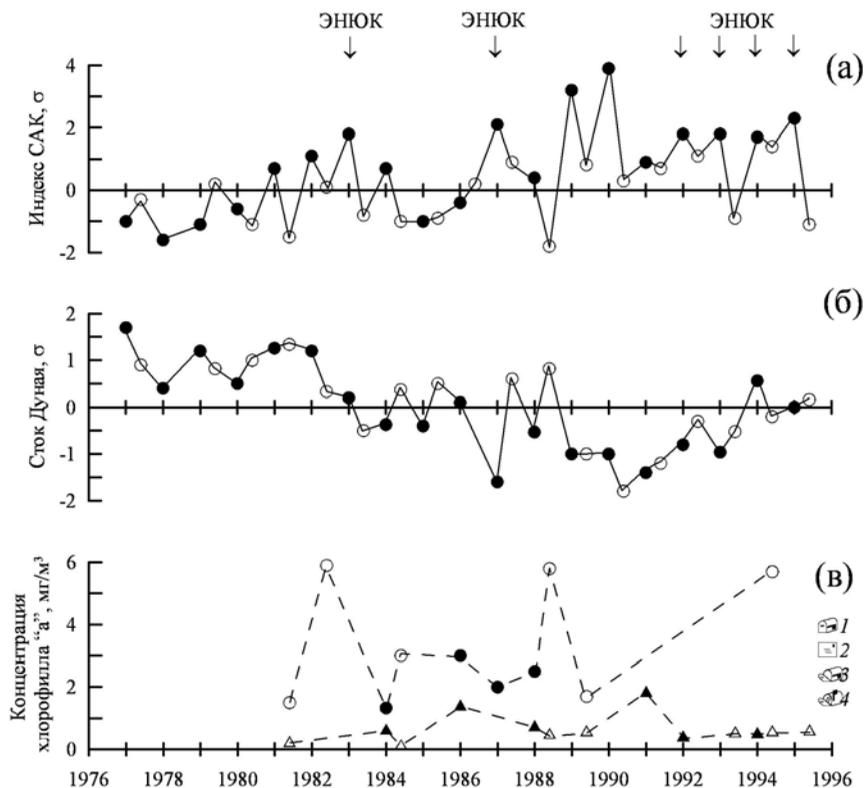


Рис. 7 – Межгодовые изменения средних значений аномалий индекса САК – (а) и стока р. Дунай – (б), концентрации «хл»а – (в) в поверхностном слое в западном и северном (1,2), в центральном и восточном (3,4) районах СЗЧМ в зимний (1,3) и весенний (2,4) периоды.

весеннее продуцирование фитопланктона в эти годы было низким, что объясняет относительно высокую прозрачность весной. Более теплые зима и весна 1994 г., положительные значения аномалии стока Дуная зимой и близкие к среднему значению стока весной способствовали более интенсивному продуцированию фитопланктона и понижению прозрачности вод в зоне трансформации в мае 1994 г. по сравнению с апрелем 1993 г. (рис. 5). В то же время в центральном и восточном районах СЗЧМ прозрачность в весенний период 1994 (май) и 1995 (конец марта – начало апреля) гг. повысилась по сравнению с прозрачностью в апреле 1993 г. В основном это объяснялось условиями развития фитопланктона [10], а также влия-

нием на районы более прозрачных вод открытого моря в 1995 г. В целом отметим, что прозрачность вод в центральном и восточном районах в зимне-весенний период в годы события ЭНЮК выше, чем в годы его отсутствия (рис. 6).

В летний период повышенная прозрачность наблюдалась во всех районах СЗЧМ в 1982 и 1984 гг. (рис 5, 6). В эти годы лето было холодным и условия продуцирования фитопланктона не совсем благоприятные. Так, концентрация хлорофилла «а» в июле 1982 г. находилась в пределах 0.15–0.55 мг/м³ (рис. 8). Поскольку низкое значение ПОС (0.35 м⁻¹) было получено в 1982 г. в западном районе на единственной станции, где влияние трансформированных речных вод снижено, то, видимо, реальная прозрачность в этом районе была ниже. Низкая прозрачность была зарегистрирована в западном (ПОС равен 0.87 м⁻¹) и центральном (0.38 м⁻¹) районах в конце весеннего половодья. Одинаковым во всех районах явилось понижение прозрачности в начале 1990-х годов, когда было зарегистрировано повышенное содержание хлорофилла «а» (особенно в западном и северном районах).

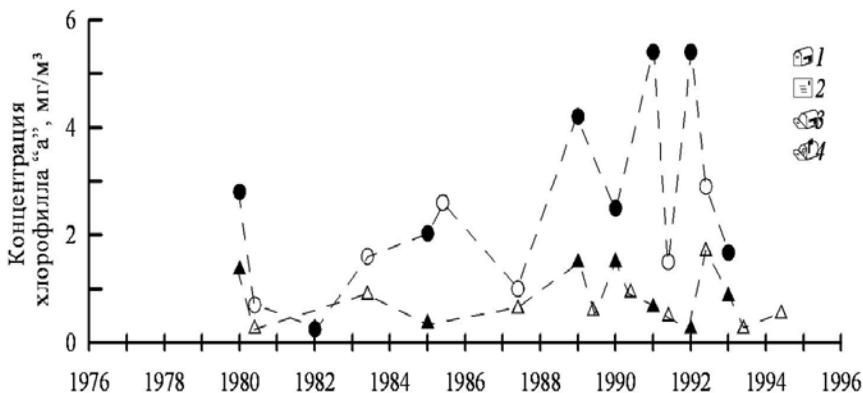


Рис. 8 – Межгодовые изменения средней концентрации хл«а» в летний (1,3) и осенний (2,4) периоды в западном и северном (1,2), в центральном и восточном (3,4) районах СЗЧМ.

В осенний период характер межгодовых изменений значений ПОС в районах СЗЧМ также был примерно одинаковым. Наиболее прозрачные воды отмечены в декабре 1986 г. во время события ЭНЮК. Наиболее мутные воды (среднее значение ПОС равнялось 0.95–1.08 м⁻¹) отмечены во всех районах СЗЧМ в сентябре – октябре 1985 г. В работе [12] это объяснялось ветровыми условиями, способствовавшими распространению мутных распресненных вод с северо-западного направления на значительную часть СЗЧМ, а также массовым развитием фитопланктона (рис. 8). В начале 1990-х годов прозрачность вод в СЗЧМ (как и во всем море) в осенний период заметно понизилась. В центральном районе было отмечено появление белесого цвета вод, не определяемого по шкале цветности. Это, возможно, было связано с массовым развитием мелкоразмерных клеток водорослей

Литература

1. *Маньковский В. И., Владимиров В. Л., Афонин Е. А. и др.* Многолетняя изменчивость прозрачности в Черном море и факторы, обусловившие ее сильное снижение в конце 80-х – начале 90-х годов. – Севастополь, 1996. – 32с. – (Препринт / НАН Украины. МГИ).
2. *Кукушкин А.С., Прохоренко Ю.А.* Изменчивость распределения прозрачности в верхнем слое пелагиали Черного моря // Оптика атмосферы и океана.– 2008. – Т.21. – №4. – С.339-344.
3. *Кукушкин А. С., Прохоренко Ю. А., Шугаев А.В.* Прозрачность вод в прибрежных и глубоководных районах Черного моря // Физические проблемы экологии. – М: МАКС Пресс, 2009. – Т.16. – М.195-208.
4. *Кукушкин А.С., Белокопытов В.Н.* Сезонная изменчивость распределения прозрачности в различных динамических образованиях в глубоководных районах Черного моря // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2009. – Вып. 18. – С. 319-332.
5. *Титов В.Б.* Влияние многолетней изменчивости климатических условий на гидрологическую структуру и межгодовое обновление холодного промежуточного слоя в Черном море // Океанология. – 2003. – Т. 43. – № 2. – С. 176-184.
6. *Кукушкин А. С.* Особенности формирования поля прозрачности в верхнем слое пелагиали Черного моря // Оптика атмосферы и океана.– 2011. – (в печати).
7. *Кукушкин А.С.* Изменчивость содержания взвешенного органического вещества в глубоководных районах Черного моря в зимне-весенний период // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2009. – Вып.18. – С. 213-227.
8. *Демидов А. Б.* Сезонная изменчивость и оценка годовых величин первичной продукции фитопланктона в Черном море // Океанология. – 2008. – Т.48. – № 5. – С.718-733.
9. *Титов В.Б.* Сезонная и межгодовая изменчивость параметров холодного промежуточного слоя в Черном море // Метеорология и гидрология. – 2001. – № 12. – С. 50-58.
10. *Кукушкин А.С., Агафонов Е.А., Бурлакова З.П., Еремеева Л.В.* Изменчивость прозрачности и содержания взвешенного вещества в поверхностном слое северо-западной части Черного моря // Океанология. – 2004. – Т. 44. – № 6. – С. 870-881.
11. *Кукушкин А.С., Бурлакова З.П., Еремеева Л.В.* Изменчивость распределения прозрачности и содержания взвешенного вещества в поверхностном слое вод северо-западной части Черного моря в летний период // Океанология. – 2006. – Т. 46. – № 6. – С. 834-845.
12. *Кукушкин А.С., Бурлакова З.П., Еремеева Л.В.* Особенности распределения прозрачности и содержания взвешенного вещества в поверхностном слое северо-западной части Черного моря в осенний период // Океанология. – 2008. – Т. 48. – №3. – С.333-344.
13. *Polonsky A.B., Voskresenskaya E.N.* ENSO – Induced Climate Variability over the Europe // Studia Geograficzne. Wroclaw: Acta Universitatis Wratislaviensis, 2003. – V.75. – № 2532. – P. 87-97.

14. Воскресенская Е.Н., Кукушкин А.С., Михайлова Н.В. Особенности изменчивости распределений прозрачности и содержания взвешенного вещества в северо-западной части Черного моря в весенний период в связи с крупномасштабными процессами в системе океан атмосфера // Метеорология и гидрология. – 2011. – № 1. – С. 64-77.
15. Воскресенская Е.Н., Кукушкин А.С., Бурлакова З.П., Еремеева Л.В. О связи крупномасштабных атмосферных процессов с изменчивостью прозрачности и содержания взвешенного вещества в поверхностном слое вод северо-западной части Черного моря в зимний период // Метеорология и гидрология. – 2004. – № 12. – С. 52-62.

Сведения об авторе

Кукушкин Александр Сергеевич – старший научный сотрудник отдела океанографии МГИ НАН Украины, к. ф. – м. н.

ВЛИЯНИЕ МЕТАМОРФИЗМА НА ПАЛЕОИНФОРМАТИВНОСТЬ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ

Максимочкин В.И.

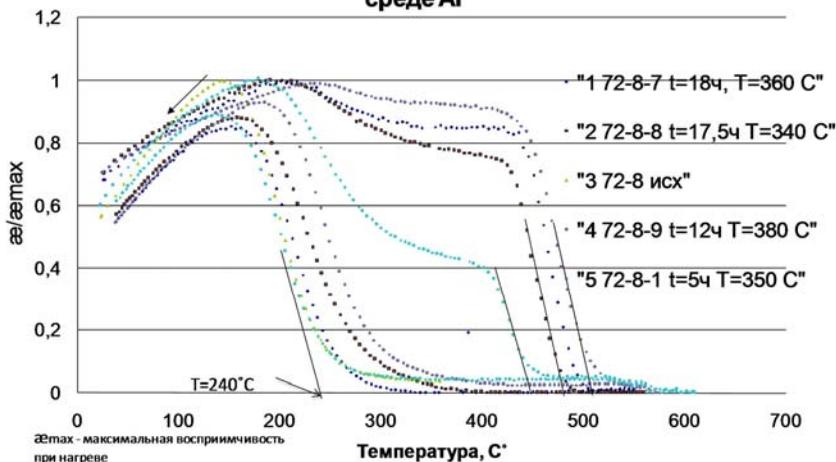
Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова

В работе исследовано влияние окисления титаномагнетитовых зерен подводных базальтов на возможность определения величины древнего магнитного поля (Ндр) эпохи образования базальтов. Показано, что путем сравнения свойств естественной остаточной намагниченности (In) с термоостаточной и химической намагниченностями, смоделированными в лаборатории, можно оценить степень сохранности палеомагнитной информации заложенной в In и величину Ндр не только для эпохи образования базальта, но и среднее значение величины геомагнитного поля в течение его последующего существования. Можно оценить поле образования химической намагниченности по методу Телье, если учесть поправочный коэффициент равный для подводных базальтов $4,3 \pm 0,1$.

Получение информации об изменении во времени геомагнитного палеополя является фундаментальной проблемой в изучении эволюции Земли. В процессе образования изверженных горных пород при их охлаждении, они намагничиваются под действием геомагнитного поля и приобретают так называемую термоостаточную намагниченность. Считается также, что эта намагниченность может сохраняться тысячи и миллионы лет и может нести информацию о величине и направлении древнего магнитного поля. Носителями естественной остаточной намагниченности подводных базальтов являются титаномагнетиты, которые в течение геологической жизни породы могут изменяться в результате низкотемпературных химических процессов окисления, протекающих в условиях дна океана. При этом первичная термоостаточная намагниченность может разрушаться и образовываться вторичная намагниченность химической природы. Это затрудняет определение характеристик древнего геомагнитного поля по естественной остаточной намагниченности.

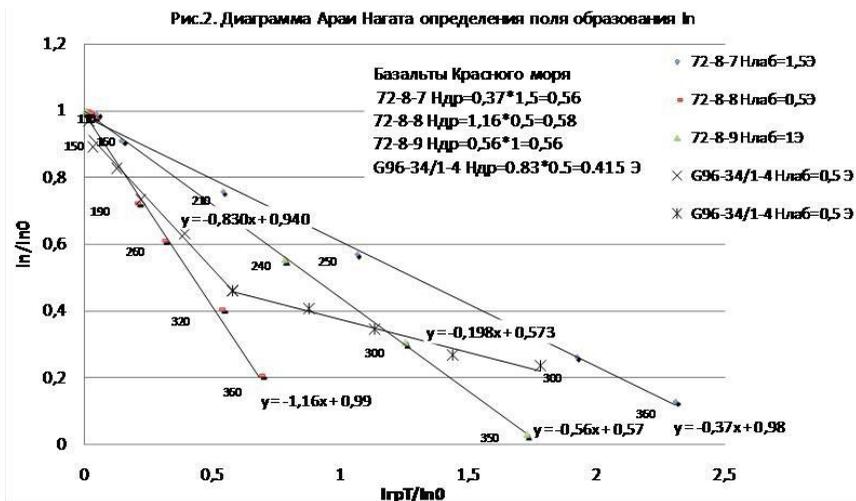
В данной работе представлены некоторые результаты изучения влияния окисления титаномагнетита на определение палеонапряженности геомагнитного поля методом Телье [Thellier E., Thellier O., 1959] на образцах базальтов Красного моря (обр. №72-8) и разлома Романш (G96-34/1). Гистерезисные характеристики которых $I_{rs}/I_s > 0.1$ и $H_{cr}/H_c \approx 1.3-1.4$ данных базальтов, согласно критерию Дея [Day, 1977], свидетельствовали о псевдооднородном состоянии ферритмагнитных зерен. Из близости измеренной точки Кюри $T_c = 240 \pm 5$ °C к расчетной $T_{c \text{ расч}} = 210$ °C [Максимочкин и др., 2010], был сделан вывод, что титаномагнетит базальта Красного моря №72-5 находится на низкой стадии однофазного окисления.

Рис 1. Зависимость восприимчивости от температуры в среде Ar



Применение метода Телье определения палеонапряженности геомагнитного поля для эпохи образования базальта Красного моря (рис.2). при трех значения величины лабораторного магнитного поля $H_{\text{лаб}} = 0.5, 1.0$ и 1.5 Э показало довольно хорошую сходимость результата: $H_{\text{др}} = 0.57 \pm 0.1$ Э. Определение величины магнитного поля, действовавшего при образовании в лаборатории термоостаточной намагниченности, этим же методом показало расхождение расчетного и истинного значения не более 5%. Для оценки применимости метода Телье определения палеонапряженности геомагнитного поля по остаточной намагниченности химической природы в лаборатории создавалась химическая намагниченность путем выдержки образцов базальтов при температурах $T_{\text{отж}} = 340-380$ °C в течение 12-18 часов в магнитном поле напряженностью $H_{\text{лаб}} = 2$ Э и охлаждения образца до $T_{\text{комн}}$ при $H = 0$. Термомагнитный анализ показал (рис.1), что в результате таких выдержек образуется новая ферритмагнитная фаза с точкой Кюри от 490 °C до 505 °C. Исследование такой намагниченности по стандартной методике Телье показало, что зависимость $I_{\text{с}}^{T_i} = f(I_{\text{рТ}})$ на диаграмме Арай-Нагата (Рис.3) при температурах выше $T_{\text{отж}}$ довольно хорошо описывается линейной функцией. Значение коэффициента линейной аппроксимации колебалось от $k = 0.18$ до $k = 0.21$. В температурном интервале от $T_{\text{комн}}$ до $T_{\text{отж}}$, как и следовало ожидать, химическая остаточная

намагниченности не разрушалась, в том же время наблюдалось образование $I_{грТ}$. Для устранения этого недостатка, сравнение величины разрушения $I_{с}(T)$, производилось с величиной парциальной термоостаточной намагниченности $I_{грТ}(T)$, образованной в интервале от T_1 до $T_{отж}$ и измеренной при $T_{отж}$. Данные полученные таким образом и представленные в виде диаграммы Арай-Нагата (Рис.3 вставка) показали несколько больший коэффициент линейной аппроксимации $k=0.234$. На основе результатов этих исследований можно предложить метод оценки поля образования естественной остаточной намагниченности химической природы путем сравнения скорости разрушения остаточной намагниченности при нагреве образца в немагнитном пространстве с $I_{грТ}$, учитывая поправочный коэффициент $C \approx 4,3$.

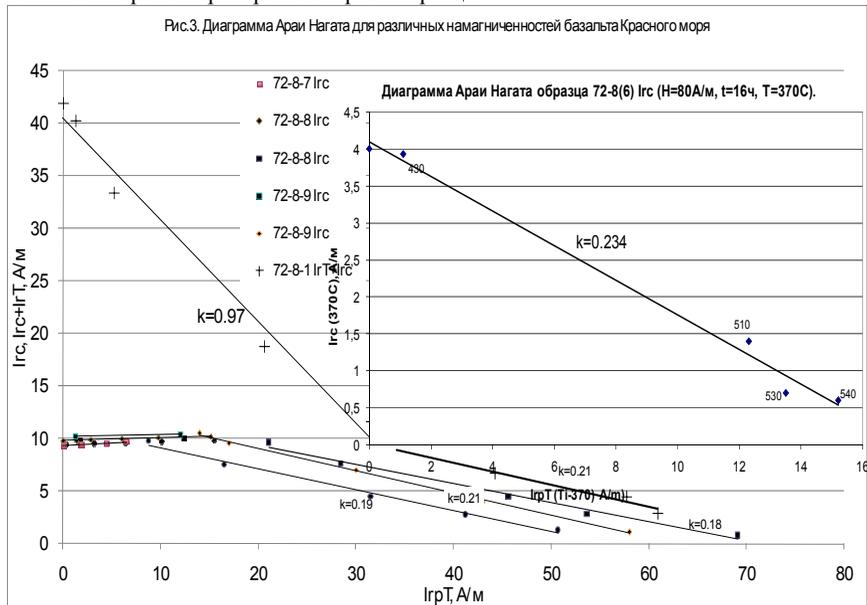


Предлагается расчет величины геомагнитного поля производить по формуле $H_{расч} = k * H_{лаб} * C$, где k - коэффициент линейной аппроксимации, полученный из диаграммы Арай-Нагата по стандартной методике Телье, $H_{лаб}$ - напряженность магнитного поля при создании $I_{грТ}$. Применение этой методики для исследования полученной в лаборатории остаточной намагниченности ($I_{с\Sigma} = I_{с} + I_{грТ}$), которая имела частично химическую, а частично термоостаточную природу, показало, что зависимость $I_{с\Sigma}^T = f(I_{грТ})$ (рис.3) можно аппроксимировать двумя линейными функциями.

Коэффициент линейной аппроксимации по точкам, полученным при нагревах $T < 350^{\circ}C$, оказался близок к единице ($k_1 = 0.96$), по точкам при $T > 350^{\circ}C$ - коэффициент $k_2 = 0.21$, т.е. практически такой же коэффициент, который получился при определении поля образования только химической намагниченности. Предложенная методика была опробована для определения палеонапряженности геомагнитного поля по остаточной намагниченности базальта разлома Романш возрастом 34 млн.лет (обр. G96-34/1). Терромагнитный анализ показал, что резко возрастание магнитной восприимчивости при нагреве образца в районе $400-500^{\circ}C$ и несовпа-

дение температурной зависимости $k_0(T)$ образца при нагреве его до $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ и охлаждении (см. Рис.4) свидетельствует о том, что часть ферритмагнитных зерен однократно окислена [Трухин и др., 1983].

Точка Кюри одной фазы $T_{c1}=260\text{-}350\text{ }^{\circ}\text{C}$. Точку Кюри второй фазы определить по кривой $k_0(T)$ не удалось. Очевидно точка Кюри второй фазы выше, чем температура, при которой наблюдались необратимые фазовые изменения титаномагнетита при лабораторном нагреве образца.



Вероятно, что часть естественной остаточной намагниченности, носителем которой является фаза с точкой Кюри $T_c=260\text{ }^{\circ}\text{C}$ имеет термоустойчивую природу, а вторая часть намагниченности с $T_c > T_{c1}$ имеет химическую природу. Действительно, нагрев образца базальта G96-34 до $T=350\text{ }^{\circ}\text{C}$ в немагнитном пространстве в атмосфере аргона приводил к разрушению только 55% In (рис.5).

Применение метода Телье определения поля образования естественной остаточной намагниченности образца G96-34 показало, что данные на диаграмме Араи-Нагата можно аппроксимировать двумя линейными функциями с коэффициентами аппроксимации $k_1=0.83$ и $k_2=0.2$ (рис.2).

Величина палеонапряженности, рассчитанная по первой части намагниченности термоустойчивой природы, оказалась равной $H_{1\text{расч}} = k_1 * N_{\text{лаб}} = 0.83 * 0.5 \cong 0.42$ Э. Средняя величина поля образования химической намагниченности, рассчитанная по предложенной методике $H_{2\text{расч}}^{\text{Irc}} = C * k_2 * N_{\text{лаб}} = 4,3 * 0,2 * 0,5 = 0.43$ Э, оказалась довольно близка к $H_{1\text{расч}}$. Из близости расчетных значений $H_{1\text{расч}}$ и $H_{2\text{расч}}$ можно сделать предположение, величина геомагнитного поля в месте разлома Романш в последние 34 млн лет практически не изменялась.

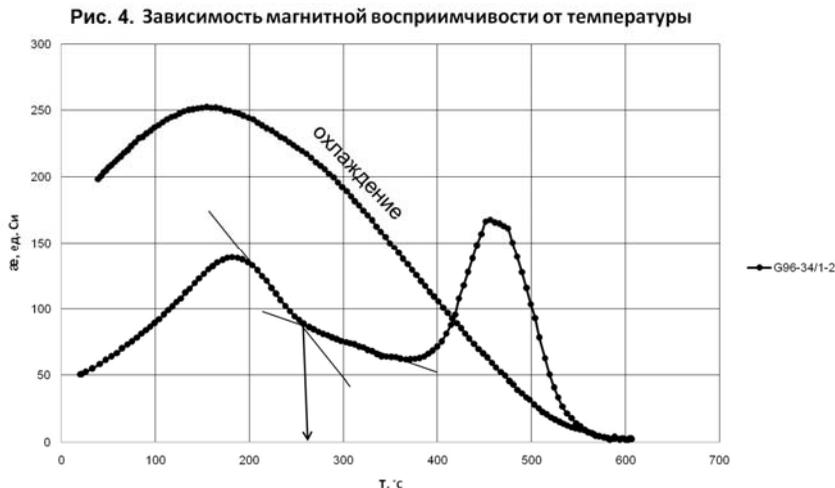
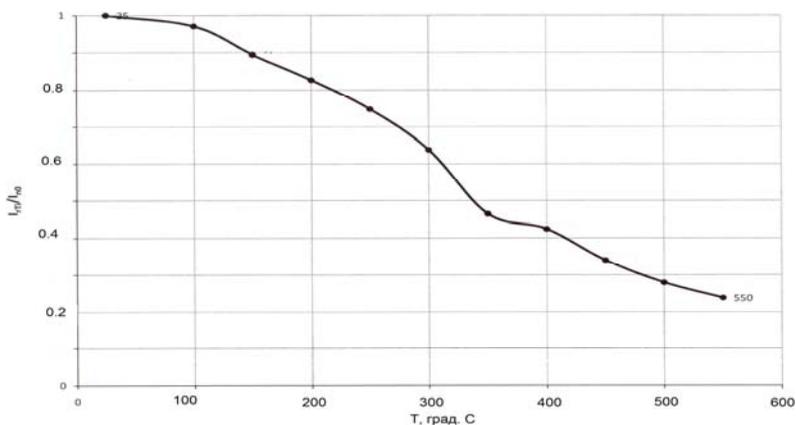


Рис.5. Терморазмагничивание естественной остаточной намагниченности образца базальта G96-34.



Таким образом, в результате исследований показано, что путем сравнения свойств естественной остаточной намагниченности (I_n) с термоостаточной и химической намагниченностями, смоделированными в лаборатории, можно оценить степень сохранности палеомагнитной информации заложенной в I_n . Например, в образце G96-34 примерно 50% естественной остаточной намагниченности имеет термоостаточную природу и является, следовательно, первичной. Можно оценить поле образования естественной остаточной намагниченности химической природы по методу Телье, если учесть поправочный коэффициент равный для подводных базальтов $4,3 \pm 0,1$.

Литература

1. Максимочкин В.И., Мбеле Ж.Р., Трухин В.И., Шрейдер А.А. Вестник Московского университета, сер.3. Физика Астрономия. 2010. №6, с.99-105
2. Трухин В.И. и др. Ферромагнетизм минералов. Изд.-во Моск. ун.-та, 1983 – 96 с.
3. Day R., Fuller, M., and Schmidt, V. Physics Earth Planetary Interiors, 1977 13, 4, p. 260-267.
4. Thellier E., Thellier O. Ann. Geophys. 1959. 15, 285-378.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 10-05-00396-а

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ И ОРГАНИЗАЦИОННЫЕ ОСНОВЫ
ПРАКТИКИ ПРЕПОДАВАНИЯ ДИСЦИПЛИНЫ «ЭКОЛОГИЯ»
С ПРИМЕНЕНИЕМ СОВРЕМЕННЫХ МОБИЛЬНЫХ СРЕДСТВ
ОБРАБОТКИ И ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ
В ТЕХНИЧЕСКОМ ВЫСШЕМ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОМ УЧРЕЖДЕНИИ
НА ПРИМЕРЕ МОСКОВСКОГО АВИАЦИОННОГО ИНСТИТУТА
(НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО УНИВЕРСИТЕТА)

г. МОСКВА

Л.Б.Метечко¹, В.М.Березин²

¹ Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)»

² Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова

В статье обсуждаются методические и организационные основы практики преподавания дисциплины «Экология» с использованием современных мобильных средств обработки и передачи информации на примере Московского авиационного института (Национального исследовательского университета) за последние 10 лет, а также полученные результаты в Инженерно-Экономическом Институте в составе МАИ (ИНЖЭКИН МАИ).

Применение it – технологий в преподавании дисциплины «Экология» в МАИ стало возможным в результате анализа возросшей активности использования студентами современных электронных средств связи и передачи информации.

В осеннем семестре 2005 года, впервые с момента постановки курса лекций по дисциплине «Экология» (2000 год), на факультете Экономики и Менеджмента МАИ, в учебном процессе были применены интернет-технологии. Впоследствии факультет был реорганизован в Инженерно-экономической Институт в составе МАИ (ИНЖЭКИН МАИ). Возможность применения it-технологий в преподавании дисциплины «Экология» была выявлена в результате наблюдений за возросшей, практически

100% активностью студентов в повседневном применении современных электронных средств связи и передачи информации.

На вводной лекции после изложения структуры курса старосты групп по требованию преподавателя записали в заранее подготовленные табличные формы свои данные, домашние и мобильные телефоны и адреса электронной почты.

С этого момента за неделю до очередной лекции старосты получали материал следующей лекции с цветными графическими иллюстрациями, рисунками, формулами и таблицами. Каждая лекция завершалась блоком вопросов для закрепления материала. Данные вопросы впоследствии включались в тесты для аттестации студентов на зачетах и экзаменах.

Возможность обратной связи позволила старостам осуществлять постоянные консультации по тематике предмета. В обязанности каждого старосты входила обязательная рассылка материала студентам своей группы для самостоятельной работы, либо размещение материала в общем почтовом ящике группы.

Возникающие при изучении материалов лекций вопросы могли задаваться студентами во время проведения очередной лекции, либо направлялись старостами в письменном виде на почтовый адрес преподавателя.

Это позволило персонализировать работу преподаватель-студент, предоставило дополнительные возможности детализации и организации учебного процесса, совместившего в себе очное и дистанционное общение.

Положительным эффектом применения данной методики явились более глубокая подготовка студентов к зачетной и экзаменационной сессии за тот же период времени, что объективно отразилось в повышении успеваемости. Причем более полное усвоение материала наблюдалось и у студентов, не отличавшихся ранее усердием и усидчивостью.

Специфика курса лекций по дисциплине «Экология» в техническом исследовательском университете МАИ, в рамках Инженерно-экономического института требует привязки традиционного материала по дисциплине «Экология», подготовленного в соответствии с государственным образовательным стандартом Минобрнауки, к практике будущего применения инженерно-экономических знаний выпускниками ИЖЭКИН, будущими руководителями производств, представителями отечественной технической элиты.

Поэтому в курс лекций включены действующие методики экологического менеджмента, основы экономики природопользования, экологического права, методы оценки экологического ущерба и эффективности природоохранных проектов, расчеты объемов выбросов и платы за загрязнения окружающей среды промышленными отходами производств авиационной промышленности.

Такой насыщенный курс дисциплины «Экология» требовал усвоения серьезного объема прикладных знаний математики, физики, химии, экономического и методического материала, применяемого на практике в деятельности Российских производственных предприятий – природопользователей.

Полученный на лекциях материал закреплялся проведением расчетов на практических занятиях, которые так же требовали глубокого понимания и свободного оперирования расчетными формулами.

Описанная выше методика подачи материала позволяла повысить уровень понимания материала, предварительно подготавливая студента перед лекцией, и

повышала эффективность самостоятельной работы студентов перед практическими занятиями.

Формулы, графики, термины, определения и блок-схемы, которые с помощью проектора и ноутбука, демонстрировались в процессе лекций-презентаций на большом экране поточных аудиторий, не были уже неизвестными для учащихся, так как они успевали просмотреть материал еще до начала лекции, при получении его по электронной почте.

Студент не отвлекался на попытки «стенографировать» материал, а осознанно анализировал информацию, при этом лекция, превращенная в иллюстрированный доклад, позволяла дополнять его примерами из реальной практики, пояснениями и дополнительной сопутствующей информацией, позволяющий облегчить понимание.

Слушатель мог пометить имеющийся у него текст в нужном месте, дополнив его разъяснением, полученным в процессе доклада-презентации, или сформулировать необходимый вопрос, который мог задать в конце лекции.

При данном способе проведения лекции, преподаватель так же получал преимущества :

1. Возможность свободного изложения мысли, не прерываясь на повторы и ожидания.
2. Возможность более живого общения с аудиторией.
3. Временные рамки лекции становятся для лектора более свободными, что позволяет использовать дополнительные приемы повышения эффективности усвоения материала.
4. Появилась возможность более чуткой реакции на отрицательные обратные связи со слушающей аудиторией, улавливая моменты, «усталости», «перегрузки», позволяя аудитории сделать передышку, приостановив поток информации отвлеченным примером из практики, парадоксами статистики, фактами истории или просто шуткой. После чего продолжить лекцию, почувствовав отклик аудитории вновь готовой к новой порции информации.

К примеру, в результате анализа своей 12-ти летней практики, в зависимости от сезонных изменений погоды, времени года, продолжительности светового дня, удалось сделать вывод, что осуществлять такие разрядки в подаче материала необходимо примерно каждые 15-20 минут. Таким образом, в стандартной лекционной паре, подобных моментов переключения внимания требуется произвести около 3-4 раз. Положительные результаты передышек значительно повышали усвоение материала студентами, что легко было осуществить при подобной «свободной» подаче материала преподавателем.

Таким образом, мобильный способ подачи предварительного материала с помощью it-технологий в предложенной очно-дистанционной методике преподавания дал неоспоримые преимущества перед традиционным чтением лекций:

1. Снизилось количество неуспевающих студентов и количество «пересдач».
2. Студенты приходили на зачеты и экзамены более подготовленными и уверенными.
3. Возросла дисциплина проведения занятий, зачетов и экзаменов, так как студенты были более информированы. Они наряду с информацией лекционного характера, получали регулярные сведения о порядке проведения учебного процесса, даты, аудитории и требования аттестаций по дисциплине.

4. Совместная работа над привлекательным, мобильным и удобным для использования учебным материалом объединила студентов и облегчила усвоение предмета.

С момента применения предложенной методики совмещающей преимущества очного и дистанционного преподавания дисциплины «Экологии» были получены объективные показатели повышения качества преподавания.

Процент не сдавших зачет или экзамен с первого раза снизился постепенно с 25% (в среднем по результатам прошлых лет) до 3,5 -5%, то есть приблизился к числу студентов регулярно неуспевающих по ряду предметов.

Особенно наглядно продемонстрировал результат применения данной методики Федеральный Экзамен в сфере высшего Профессионального Образования (ФЭПО), который был проведен по дисциплине «Экология» в 2009 году.

ФЭПО – это тестирование студентов по совокупности образовательных программ или одной образовательной программе всех вузов Российской Федерации с использованием среды Интернет в режиме on-line.

В соответствии с распоряжением Министра образования и науки РФ Фурсенко А.А, Национальное аккредитационное агентство в сфере образования проводило эксперимент, содержанием которого являлось проведение компьютерного интернет-тестирования в части внешней оценки уровня подготовки студентов на соответствие требованиям государственных образовательных стандартов.

Проведение Федерального интернет-экзамена по проверке остаточных знаний студентов третьего курса по дисциплине «Экология», в соответствии с распоряжением Министерства образования и науки РФ и на основании приказа ректора МАИ (ГТУ) было назначено на конец весеннего семестра 2009г. Информация о снятии с занятий и проведении ФЭПО была доведена до руководства института, преподавателя и студентов контрольной группы, занятых в текущем учебном процессе в сроки, не дающем времени на подготовку.

Дисциплина «Экология», в соответствии с учебным планом, читается в осеннем семестре. Таким образом, с момента сдачи зачетов и экзаменов по Экологии прошло не менее четырех с половиной (4,5) месяцев.

Интернет - тестирование ФЭПО было новым, экспериментальным методом внешней проверки качества преподавания, внезапность проведения тестирования, не оставляющая возможности подготовки, и, наконец почти полугодовой перерыв, явились серьезной проверкой знаний по предмету.

Каждому студенту контрольной группы, сидящему перед экраном компьютера, выдавался пароль и в назначенное время, одновременно начинался сеанс тестирования: 60 вопросов за 60 минут. Вопросы у всех были разные и охватывали все дидактические единицы дисциплины. Естественно, что в таком режиме и темпе невозможно было бы сдать федеральный экзамен, не имея достаточно твердых знаний по тестируемой дисциплине.

Описанная выше очно-дистанционная методика преподавания Экологии дала свои положительные результаты и неоспоримые преимущества при тестировании ФЭПО, поскольку знания, поданные таким образом, сохраняются в памяти дольше и подробней, несмотря на значительный срок, который может пройти со времени прочтения лекций. Такое повышенное закрепление материала происходит потому, что устная речь преподавателя, в описанной методике, дублируется в памяти уча-

щихся печатным материалом, яркими иллюстративными образами презентаций и четкими, схемами, графиками и формулами не рукописного, а печатного исполнения.

Поэтому результаты тестирования ФЭПО по дисциплине «Экология» были выше 81-85% по всем дидактическим единицам предмета.

Дисциплины же преподаваемые традиционным образом, показывали не более 50-65% остаточных знаний, что считалось успешным результатом тестирования.

Таким образом, можно сделать однозначный вывод о том, что современные средства обработки и передачи информации, использованные при изучении курса дисциплины «Экология» в ИНЖЭКИН МАИ (НИУ) расширили возможности учебного процесса, резко повысив качество и степень персонального усвоения материала студентами.

В развитии, при подготовке соответствующих методических рекомендаций и пособий, такой способ подачи материала, обладая мобильностью, может тиражироваться и выйти за рамки одного университета, облегчая процесс обучения не только в области экологического образования и повышения общего уровня экологической культуры, но и в области других естественнонаучных дисциплин.

ИЗМЕНЧИВОСТЬ РЕЖИМА АТМОСФЕРНЫХ ОСАДКОВ НА ТЕРРИТОРИИ КАРЕЛИИ

Л.Е. Назарова

Институт водных проблем Севера Карельского НЦ РАН

Важным метеорологическим элементом являются атмосферные осадки. Знание климатологии атмосферных осадков необходимо для различных аспектов жизнедеятельности человека (сельское хозяйство, энергетика и транспорт, опасные гидрометеорологические явления, связанные с наводнениями и засухами, и др.) и собственно для климатической системы (облачность, потоки скрытого тепла, приток пресной воды в океан, аккумуляция ледовых щитов и горных ледников и т.д.) (Груза и др., 2004). Однако оценки, касающиеся изменений количества осадков, существенно менее надежны, чем аналогичные оценки для температуры воздуха. Это вызвано как трудностями непосредственно инструментальных измерений (в особенности, твердых осадков в зимний период), так и неоднородностью рядов наблюдений на метеорологических станциях, связанных с изменениями наблюдательной практики. Кроме того, существенно меньшая, по сравнению с полями температуры, пространственная связанность полей осадков делает менее надежными оценки регионально-осредненных величин.

Для регионов России, как и для суши земного шара в целом, в основном характерен максимум на рубеже 1950-60-х годов, который означает убывание осадков после начала 1960-х гг. (на европейской территории сменившееся ростом с начала 1970-х). Исключение составляет Байкальский регион, где в общем происходит постоянное убывание осадков с 1936 г. (-7мм/100 лет), и Западная Сибирь, где не наблюдается никаких заметных тенденций (Груза и др., 2001). В работе

Э.Г. Богдановой и др. (2010) показано, что к 2000 году на всей европейской части России выделяется область увеличения осадков с максимальными значениями на севере Кольского полуострова, достигающими более 40% среднего многолетнего количества осадков, или 240 мм за 65 лет. По данным К.Я. Кондратьева (2004) в течение XX века наблюдалось увеличение осадков на 0,5-1,0 % за 10 лет на большей части регионов суши в средних и высоких широтах Северного полушария и их уменьшение (примерно на 0,3% за 10 лет) на большей части суши субтропических широт, которое ослабилось в самые последние годы.

Режим осадков территории Карелии может быть представлен следующим образом. При переходе от высоких к более умеренным широтам осадки, как правило, увеличиваются. На пространственное распределение осадков также влияют и азональные факторы, такие как орография.

В среднем за год на территории Карелии, относящейся к зоне избыточного увлажнения, выпадает 550-750 мм осадков. Годовое их количество возрастает в направлении с севера на юг. Однако на распределение осадков большое влияние оказывают орографические особенности местности и характер подстилающей поверхности, ведущие к нарушению плавного хода изменения количества осадков. Довольно заметно уменьшаются годовые суммы осадков вблизи крупных водоемов, таких, как Белое море, озера Ладожское, Онежское, Топозеро, Пяозеро и т.д. В районе побережья Белого моря в границах Карелии отмечаются наименьшие в республике годовые суммы осадков (500-550 мм). Равнинная, покатая к Белому морю территория побережья в средней и северной части покрыта огромными массивами болот, открыта для воздействия ветров на значительные расстояния, вплоть до возвышенностей западной Карелии. При таких условиях рельефа влияние Белого моря сказывается здесь в смягчении среднегодовых температур воздуха, а также в создании минимума осадков в северной приморской полосе. Летом Белое море холоднее суши, и воздух, поступающий с моря на сушу, нагревается и при этом не только не выделяет свою влагу, а наоборот поглощает образовавшуюся на суше влагу. (Романов А.А., 1961).

Внутри года осадки распределены неравномерно – их количество за теплый период (май-октябрь) колеблется от 350 до 400 мм, за холодный – 150-350 мм (Рис. 1). Максимум количества осадков на большей части республики приходится на июль-август, иногда на сентябрь. В эти месяцы выпадает от 70 (по северной Карелии) до 80-90 мм (по остальной территории). Жидкие осадки отмечаются в каждом месяце и составляют 60-65% от годовой суммы, твердые осадки составляют 24-25%, смешанные – 10-15% годовых значений.

В отличие от температуры воздуха, для поля годовых осадков характерна более выраженная пространственно-временная неоднородность. На рис. 2 показана зависимость коэффициентов корреляции годовых сумм атмосферных осадков для каждых двух пунктов наблюдений от расстояний между этими пунктами. Как следует из приведенной пространственно-корреляционной функции, с увеличением расстояния между станциями коэффициенты корреляции убывают, и для годовых сумм осадков значения коэффициента становятся меньше 0.8 уже при расстоянии от 80 до 150 км между станциями наблюдений.

Оценивая отклонения от нормы годовых сумм атмосферных осадков (осредненные за 1961-1990 гг. данные принимались за климатическую норму) по данным измерений, проводившихся на метеостанциях, можно сделать следующие выводы.

До 1960 г. годовые суммы измеренных осадков были значительно ниже нормы. После 1960 г. число лет, когда осадков было больше нормы, примерно соответствует количеству лет с осадками ниже нормы (рис.3). Анализ изменений количества осадков в Карелии за 1951-2000 гг. позволяет сделать вывод о том, что в целом наблюдается рост годовых сумм для всех районов республики. Тенденция к увеличению отмечается в период с октября по апрель. С мая по сентябрь в различных районах Карелии отмечается как увеличение, так и уменьшение сумм осадков.

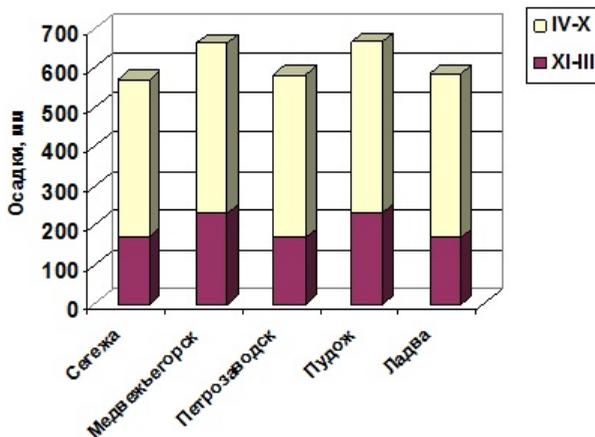


Рис. 1. Суммы атмосферных осадков теплого (март-октябрь) и холодного (ноябрь-март) периодов года в исследуемом районе.

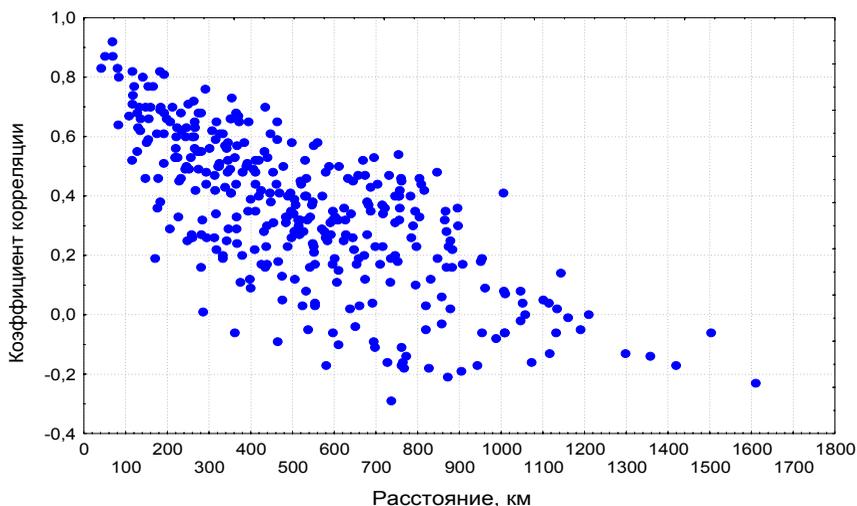


Рис. 2. Пространственно-корреляционная функция годовых сумм осадков.

Наряду со сведениями об общем количестве выпадающих атмосферных осадков могут быть интересны данные о числе дней в году с осадками – т.е. о том, как часто наблюдаются осадки различной интенсивности на изучаемой территории. За день с осадками считают такой день, когда отмечено выпадение 0,1 мм и более осадков за сутки. Расчеты производились для метеорологических станций, расположенных в центральный Карелии и на Карельском побережье Белого моря.

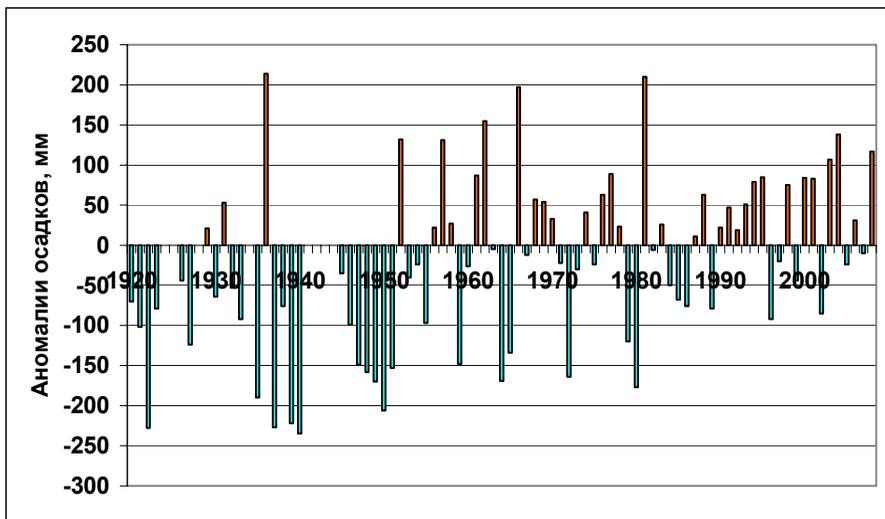


Рис. 3. Отклонения от норм (1961-1990 гг.) годовых сумм атмосферных осадков по данным МС Петрозаводск.

При изучении изменений и изменчивости климата важной частью является учет интенсивности, частоты и продолжительности выпадения атмосферных осадков.

Общее число дней с осадками более 0,1мм в исследуемом районе составляет 193-212 за год. Таким образом, на данной территории осадки выпадают более чем в половину всех дней года. Наибольшее число дней с осадками отмечается в холодный период года – с октября по февраль (до 20-25 дней за месяц), но число дней с сильными (10,0 мм и более) осадками в это время года не велико – менее 1 дня за месяц. В течение весны и летнего сезона общее число дней с осадками уменьшается до 13-18, но возрастает число дней с осадками более 1,0 и 5,0 мм за день, хотя продолжительность выпадения осадков за сутки обычно не велика. При сравнении с полученными средними многолетними значениями данных о числе дней с осадками за 1995-2010 годы можно сделать следующие выводы. В течение данного периода времени количество выпавших атмосферных осадков соответствовало норме или было выше на 50-70 мм (рис.3). При этом общее число дней с осадками в основном было ниже нормы или соответствовало ей (рис.4). В работе С.М. Семенова (2009) отмечается аналогичная тенденция для значительной территории Европейской части РФ. «При практически повсеместном увеличении годо-

вой суммы осадков доля суток с суммой осадков, превышающих 0.1 мм, на обширных территориях уменьшилась».

Увеличение общего количества осадков произошло из-за увеличения частоты выпадения дождей с осадками 10 и более мм (рис.5). Следовательно, в течение 1995-2010 годов на территории Карелии дожди были более интенсивны, чем в среднем за многолетний период, число дней с сильными дождями превышало норму по всему району исследований. Большее количество осадков стало выпадать за меньшее число суток.

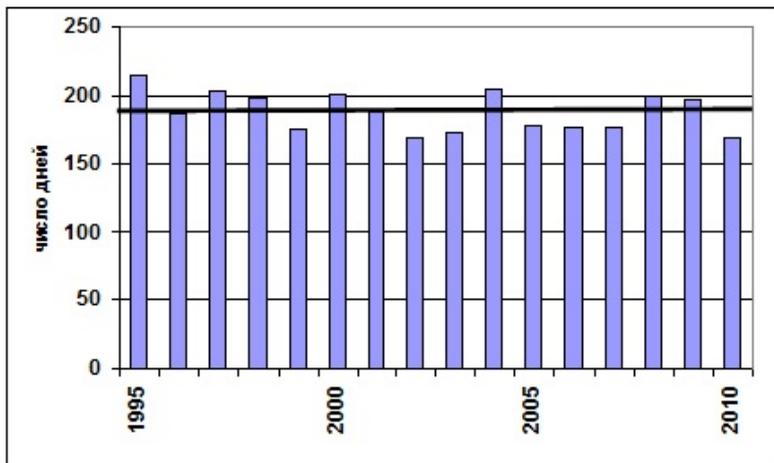


Рис.4. Число дней с осадками выше 0.1 мм МС Петрозаводск.

Анализ данных о суточных суммах атмосферных осадков дает возможность отметить значительную изменчивость этих величин внутри каждого месяца, что объясняется определяющим влиянием в этом временном масштабе особенностей атмосферной циркуляции с достаточно активной циклонической деятельностью.

Особый интерес вызывают возможные изменения в режиме снежного покрова в свете повышения температуры воздуха. Анализ данных о снежном покрове основан на результатах наблюдений по снегомерным рейкам, установленным на постоянных участках. Рассматривались данные о числе дней в году со снежным покровом и высоте снежного покрова (осредненные за декаду). Днем со снежным покровом считается тот, когда более половины видимой окрестности покрыто снегом, независимо от его высоты. В среднем снежный покров на территории Карелии наблюдается в течение 150-180 дней. При сравнении данных наблюдений в течение 1995-2008 гг. с климатической нормой, можно сделать вывод, что в указанный период число дней со снежным покровом было несколько ниже или соответствовало средним многолетним значениям (рис.6).

Однако анализ данных о средней декадной высоте снежного покрова, измененных по постоянным снегомерным рейкам, позволяет говорить о том, что в 1995-2008 гг. значения данной характеристики превышали климатическую норму

(рис.7). Устойчивый снежный покров образовывался в третьей декаде октября-первой декаде ноября, высота его постепенно нарастает, достигая максимума в первой-второй декаде марта. Средняя декадная высота снега в районе Петрозаводска представлена на рис.7. К концу апреля - началу мая высота снежного покрова не превышает 1-6 см.

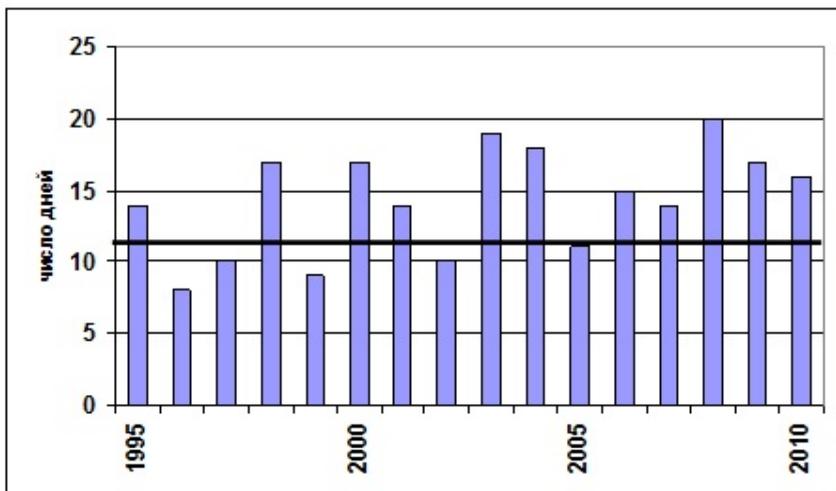


Рис.5. Число дней с осадками более 10 мм МС Петрозаводск.

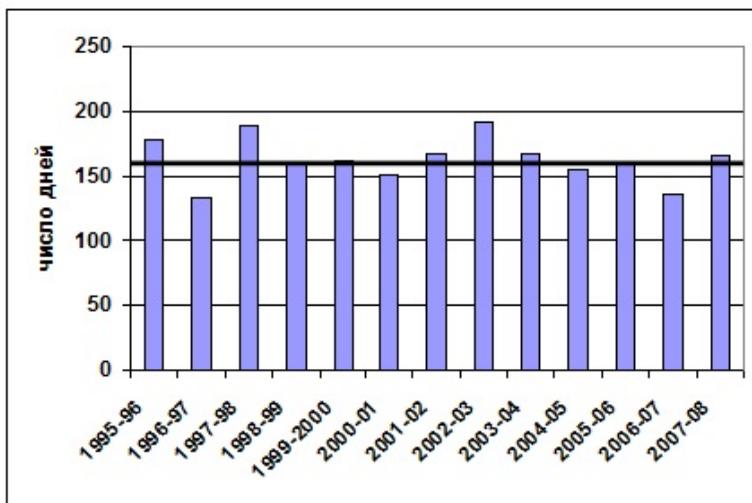


Рис. 6. Число дней со снежным покровом МС Петрозаводск.



Рис.7. средняя декадная высота снежного покрова: климатическая норма и средняя за 1995-2008 гг. МС Петрозаводск.

Таким образом, проанализировав многолетние данные по режиму осадков на территории Карелии, можно сделать следующие выводы. В целом в течение второй половины XX и в начале XXI веков наблюдается рост годовых сумм для всех районов республики. Увеличение общего количества осадков произошло из-за увеличения частоты и интенсивности выпадения атмосферных осадков.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 10-05-00963-а).

Литература

1. Богданова Э.Г., Гаврилова С.Ю., Ильин Б.М. Временные изменения атмосферных осадков на территории России по данным их скорректированных значений за период 1936-2000 гг. / Метеорология и гидрология, № 10, 2010. С. 78-89.
2. Груза Г.В., Ранькова Э.Я. Изменение климатических условий Европейской части России во второй половине XX века / Влияние изменения климата на экосистемы. Охраняемые природные территории России. Российское представительство WWF. - 2001г.
3. Груза Г.В., Ранькова Э.Я. Обнаружение изменений климата: состояние, изменчивость и экстремальность климата / Метеорология и гидрология. 2004. №4. – С. 50-67.
4. Кондратьев К.Я. Неопределенности данных наблюдений и численного моделирования климата / Метеорология и гидрология. 2004. № 4. - С. 93-119.
5. Романов А.А. О климате Карелии. Петрозаводск, 1961. – 139с.
6. Семенов С.М. Осадки и водные объекты / Гидрологические последствия изменений климата: Труды Британско-Российской конференции. Изд. ООО «Пять плюс», г. Барнаул, 2009. С. 128-136.