

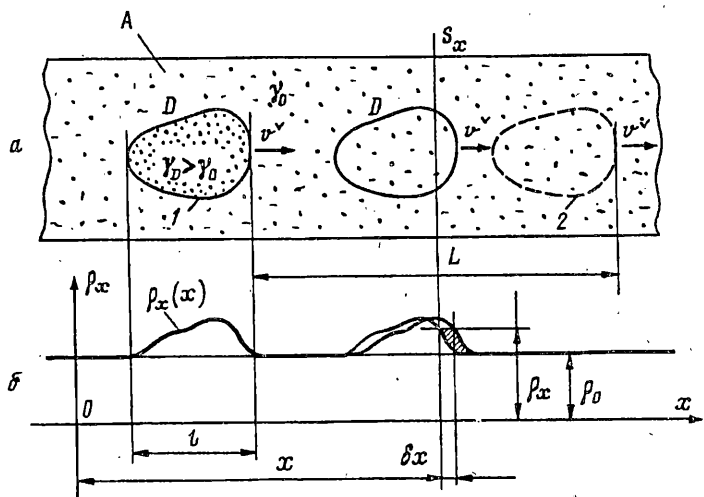
## О ПЕРЕНОСЕ МАССЫ ТВЕРДЫХ, ЖИДКИХ И ГАЗООБРАЗНЫХ ТЕЛ БЕГУЩИМИ ВОЛНАМИ ДЕФОРМАЦИИ<sup>1</sup>

Описывается единый подход к нахождению переноса массы деформируемых тел, жидкостей и газов, подверженных действию бегущих поперечных или продольных волн различного вида. Показано, что сведение различных видов волн в твердых, жидких и газообразных телах к одной модели волн линейной плотности позволяет установить общие закономерности волнового массопереноса и использовать показатели деформации твердых тел как меру деформации (изменчивости) жидких и газообразных тел. Получены общие аналитические выражения для величин осредненных скоростей, расходов и массопереносов волн на нерастяжимой гибкой нити, деформируемом стержне, перистальтических волн, волн на поверхности жидкости и в газовых средах. Описанная способность бегущих волн деформации переносить массу твердых, жидких и газообразных сред использована для обоснования с новых позиций движущих механизмов глобальных геофизических процессов — супервращения атмосферы, генерации океанских течений, глобальной тектоники, генерации магнитного поля Земли и планет. Показано, что первичным генератором этих крупномасштабных глобальных процессов являются приливные бегущие волны деформации.

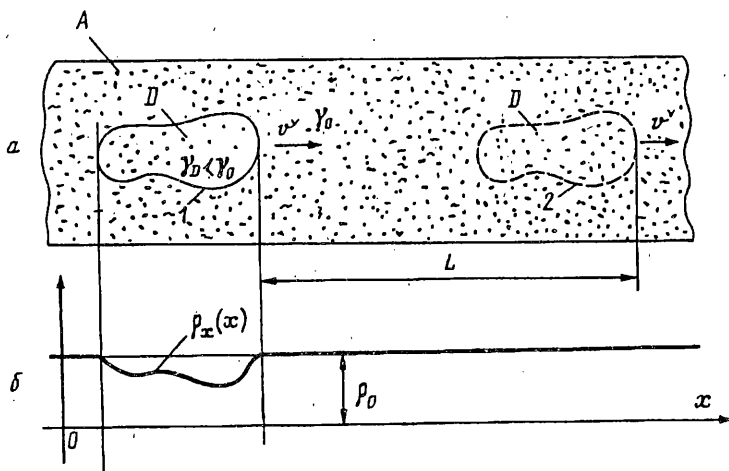
1. Бегущая волна в газовой среде. Бегущей волной<sup>2</sup> в сплошной газовой среде  $A$  с объемной плотностью  $\gamma_0$  будем называть движущуюся область  $D$ , плотность  $\gamma_D$  внутри которой отлична от  $\gamma_0$  (фиг. 1, а). При этом область  $D$  следует рассматривать не как ограниченную непроницаемыми границами, содержащую в себе в процессе движения одни и те же частицы газа, а как непрерывно обновляемую движущуюся область, границами которой является воображаемая поверхность, разделяющая область нормальной плотности  $\gamma_0$  среды от области  $D$  плотности, отличной от нормальной ( $\gamma \neq \gamma_0$ ). Будем рассматривать случай, когда локальная картина распределения плотности внутри области, как и вне ее, сохраняется неизменной в процессе движения области. Будем рассматривать сравнительно медленное (квазистатическое) движение области, когда динамическими явлениями можно пренебречь. Очевидно, что такая движущаяся «область измененной плотности» газа в случае  $\gamma_D > \gamma_0$  содержит некоторый избыток массы газа  $\Delta m = \int (\gamma_D - \gamma_0) dV > 0$  (интегрирование по области  $D$ ) и этот избыток массы перемещается со скоростью  $v^v$  движения области  $D$ . Здесь утверждение «избыток массы  $\Delta m$  перемещается областью  $D$  со скоростью  $v^v$ » не означает, что некоторое физическое тело массой  $\Delta m$  перемещается со скоростью  $v^v$ , хотя конечный итог массопереноса в обоих случаях движения (обновляемой движущейся области и движущегося физического тела) будет одним и тем же: здесь масса  $\Delta m$  перемещается со скоростью  $v^v$ . Перемещение «непрерывно обновляемой» области  $D$

<sup>1</sup> Настоящее исследование выполнено при поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

<sup>2</sup> Рассматриваемые здесь волны в твердых, жидких и газообразных телах вернее следовало бы назвать волнообразными движениями, а не волнами в обычном понимании этого слова. Основанием для этого является, в частности, относительная медленность (квазистатичность) рассматриваемых волновых движений, позволяющая пренебречь динамическими явлениями.



Фиг. 1



Фиг. 2

на расстояние  $L$  с позиций массопереноса равнозначно перемещению количества массы  $\Delta m$  на расстояние  $L$ .

Как видно итог массопереноса в случае перемещения обновляемой области  $D$ , содержащей избыток  $\Delta m$  массы, и в случае перемещения физического тела массой  $\Delta m$  один и тот же, хотя характер движения частиц движущейся обновляемой области и физического тела совершенно различны: в случае физического тела, когда область  $D$  ограничена непроницаемой замкнутой поверхностью, все частицы тела, переместившегося из положения 1 в положение 2 (фиг. 1; а), содержатся и в стартовом положении 1 тела, и в его финишном положении 2, в то время как в случае движения обновляемой области  $D$  при достаточной величине перемещения ни одна частица, находящаяся в области  $D$  в ее положении 1, не достигнет положения 2. В этом случае частицы, входящие в область  $D$ , в процессе движения области из положения 1 в положение 2 будут полностью обновлены, т. е. замещены новыми. Процесс такого обновления движущейся области сопровождается весьма сложным по своей кинематике движением частиц газа: в течение любого промежутка времени  $\Delta t$  некоторое число частиц газа входит в область  $D$  и столько же частиц газа ее покидает и, таким образом,

количество частиц в области  $D$  в любой момент времени сохраняется неизменным. Подобного рода движение частиц тела в движущейся обновляемой области названо эстафетным [1]. Оно характеризуется дискретным (шаговым) движением частиц: частицы, войдя в область, движутся, а выйдя из нее, переходят в состояние покоя (движение и покой частиц здесь следует понимать статистически, т. е. как наличие или отсутствие направленного расхода  $q_x$  в некотором произвольном неподвижном поперечном сечении  $x$  тела  $A$ ). За время прохождения области  $D$  через произвольное неподвижное сечение  $x$  пройдет количество массы, равное  $\Delta m$ .

В случае, если движущаяся область  $D$  характеризуется меньшей (по сравнению с нормальной) объемной плотностью ( $\gamma_D < \gamma_0$ ), т. е. когда  $\Delta m < 0$ , картина движения частиц газа и массопереносное действие такой движущейся «области недостатка массы» изменятся: массоперенос и движение частиц, сохраняя свой «эстафетный» характер, станут встречными, т. е. направленными противоположно скорости  $v^y$  движения области  $D$  (фиг. 2, *a*). Здесь при перемещении «области недостатка» из положения 1 в положение 2 на расстояние  $L$  на такое же расстояние переместится недостаток ( $-\Delta m$ ) массы, что означает перемещение массы  $+\Delta m$  в обратном направлении, т. е. из положения 2 в положение 1. За время пересечения в направлении  $v^y$  областью  $D$  некоторого неподвижного сечения  $x$  тела  $A$  через это сечение за это время пройдет (в противоположном направлении) количество массы, равное  $\Delta m$ . Этот вывод легко обосновать на основании закона сохранения массы тела  $A$ .

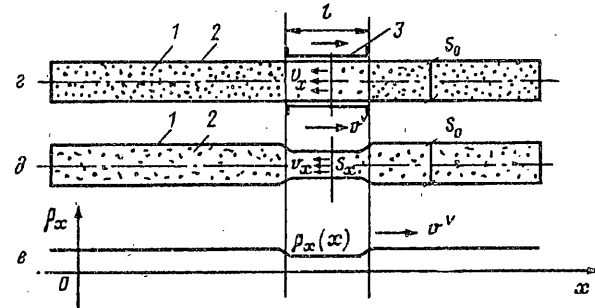
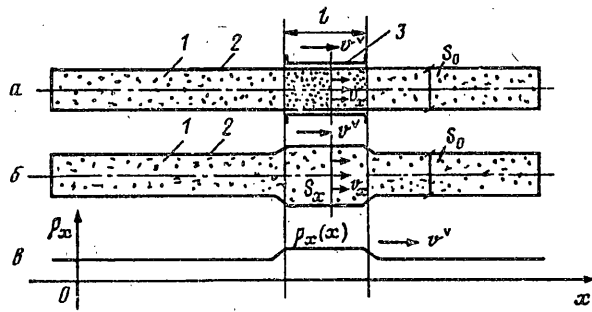
Для нахождения величин расходов и массопереносов подобных движущихся областей деформации (бегущих волн деформации) удобной моделью является так называемая волна линейной плотности [1], получаемая путем проектирования массы тела на ось  $x$ . Сущность такого проектирования заключается в следующем. Отрезку  $\delta x$  оси  $x$  присваивается масса  $m_{\delta x}$  тела, заключенная в отсеке между двумя сечениями, перпендикулярными оси  $x$  и отстоящими друг от друга на расстоянии  $\delta x$  (фиг. 1, *б*). В результате такого проектирования получаем массивную (тяжелую) линию (нить), обладающую в поперечном сечении  $x$  линейной плотностью  $\rho_x$  (кг/м):

$$\rho_x = \lim_{\delta x \rightarrow 0} \frac{m_{\delta x}}{\delta x} \quad (1.1)$$

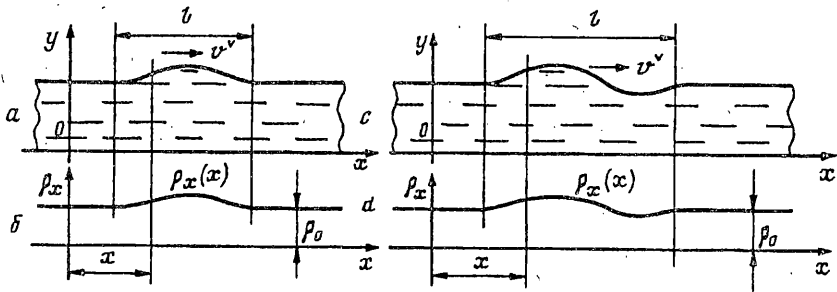
Очевидно, что  $\rho_x = \rho_x(x)$  является функцией  $x$ , и вид этой функции зависит от геометрических размеров проектируемого тела и его плотности. Графическое изображение функции  $\rho_x$  для газообразного тела  $A$  (фиг. 1, *a*), заключающего в себе область повышенной плотности, дано на фиг. 1, *б* и представляет собой для рассматриваемого случая волнообразную кривую. Интеграл  $\Delta m_{\Delta x} = \int_{\Delta x} \rho_x dx$  дает массу, заключенную в отсеке  $\Delta x$  тела и численно равен площади, заключенной под кривой  $\rho_x$  на этом участке.

Из фиг. 1, *б* видно, что  $m^v = \int_l \rho_x dx$ , где  $m^v$  — масса тела, заключенного в «волновом отсеке  $l$ » тела,  $\bar{m} = \int_l \rho_0 dx$  — масса тела, заключенного в том же отсеке  $l$  при отсутствии волны. Отсюда следует, что  $m^v > \bar{m}$ , т. е. волновой отсек содержит избыток массы  $\Delta m = m^v - \bar{m}$ . Величину  $\Delta m$  можно назвать массосодержанием волны  $l$ .

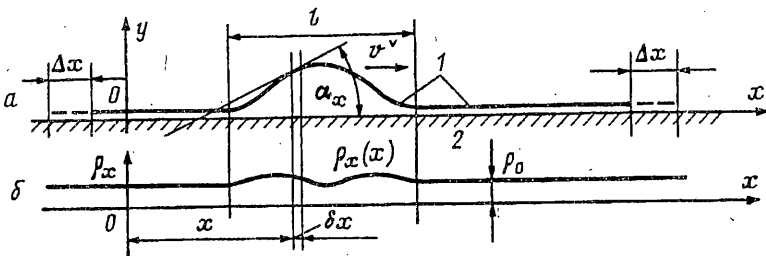
Очевидно, что движение со скоростью  $v^y$  области  $D$  тела  $A$  означает, что волнообразный участок (волна) на графике линейной плотности  $\rho_x$  перемещается вдоль оси  $x$  с той же скоростью  $v^y$ , т. е. означает, что величина  $\rho_x$  становится функцией двух переменных — координаты и времени:  $\rho_x = \rho_x(x, t)$ . Неизменность формы, размеров и плотности движущейся области  $D$  обуславливает неизменность



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

формы и размеров волны на графике  $\rho_x$ . Знание геометрических параметров и скорости движения такой «волны линейной плотности  $\rho_x$ » позволяет найти расход  $q_x$  (кг/с) массы в произвольном поперечном сечении  $x$  тела. Если волна, движущаяся со скоростью  $v^v$ , за время  $\delta t$  сместилась вдоль оси  $x$  на величину  $\delta x$  (фиг. 1, б), то очевидно, что количество массы  $\delta m$ , пересекшее неподвижное сечение  $x$ , численно равно площади, «заметенной» линией волны, расположенной справа от  $x$  (эта площадь заштрихована на фиг. 1, б). Величина этой заметенной площади равна  $\delta m = \delta x(\rho_x - \rho_0)$ , где  $\rho_x$  — высота волны в сечении  $x$ ,  $\rho_0$  — нулевой (вневолновой) уровень плотности (этот вывод следует из геометрических соображений: площадь, заметенная кривой, движущейся вдоль оси  $x$ , равна площади, заметенной проекцией этой кривой на ось  $y$ ). Отсюда мгновенный «волновой расход» массы через произвольное неподвижное сечение  $x$ :

$$q_x = \delta m / \delta t = \delta x (\rho_x - \rho_0) / \delta t = v^v (\rho_x - \rho_0) \quad (1.2)$$

Средняя скорость частиц тела в произвольном сечении  $x$  (площадь которого  $S_x$ ):

$$v_x = q_x / S_x \gamma = v^v (\rho_x - \rho_0) / \rho_x \quad (1.3)$$

Расход массы в произвольном неподвижном сечении  $x$  за конечное время  $T$  прохождения волной сечения  $x$  равен

$$Q_x = \int_T q_x dt = \int_l (\rho_x - \rho_0) dx = \int_l \rho_x dx - \int_l \rho_0 dx = S^v - S = \Delta S \quad (1.4)$$

т. е. численно равен площади гребня волны.

В случае движущейся области  $D$ , где плотность понижена по отношению к среде ( $\gamma_d < \gamma_0$ , фиг. 2), проектирование массы на ось  $x$  дает на графике  $\rho_x$  «вогнутую волну» («волну недостатка массы», или волну с отрицательным массосодержанием  $-\Delta m$ ), а соотношения (1.2) — (1.4) остаются справедливыми и дают отрицательные величины  $q_x$ ,  $v_x$  и  $Q_x$ , поскольку массоперенос здесь направлен в сторону, противоположную направлению движения области  $D$ .

Проектирование массы различных физических тел на ось  $x$ , т. е. получение функции  $\rho_x = \rho_x(x)$  и построение модели волны линейной плотности  $\rho_x = \rho_x(x, t)$ , является, как будет показано, удобным приёмом анализа волновых движений тел различной физической природы (твёрдых, жидких, газообразных), потому что позволяет рассматривать разнородные волны с единых теоретических позиций и, в частности, по одним и тем же формулам (1.2) — (1.4) находить скорости, расходы и массопереносы. Проектирование массы физического тела на ось  $x$  и построение волны линейной плотности позволяют при решении задач о массопереносе отождествить волны на телах различной физической природы, так как одна и та же модель волны линейной плотности  $\rho_x = \rho_x(x, t)$  может соответствовать волнам, образованным различными способами на твёрдых, жидких и газообразных телах.

Универсальность модели волны линейной плотности для описания бегущих волн в газовой среде может быть проиллюстрирована на следующем примере. На фиг. 3, а изображена закрытая на концах трубка 2, заполненная газом 1. Участок  $l$  трубки охвачен охлаждающим устройством (охладителем) 3, поэтому на участке  $l$  газ имеет более низкую температуру и большую объемную плотность по сравнению с температурой и плотностью в остальной части трубки (это показано на фиг. 3, а более густым расположением точек, изображающих газ). Функция линейной плотности такого газообразного тела изображена на фиг. 3, в. На фиг. 3, б показана трубка, заполненная однородным по плотности газом, имеющая расширение на участке  $l$ . При определенных геометрических размерах расширения этого участка функция  $\rho_x$  линейной плотности газообразного тела, изображенного на фиг. 3, б, совпадает с функцией  $\rho_x$  тела, изображенного на фиг. 3, а. Таким образом, функция  $\rho_x$  (фиг. 3, в) в этом случае соответствует

двум физически различным способам образования участка (волны) повышенной линейной плотности: «физическому» (фиг. 3, а), обеспечиваемому путем охлаждения газа на участке  $l$ , и «геометрическому» (фиг. 3, б) — образованием расширенного участка на стенках трубки. Если теперь представить, что участок  $l$  повышенной линейной плотности движется вдоль оси трубки с некоторой скоростью  $v^y$ , например слева направо (для этого стенки трубки на фиг. 3, б должны быть эластичными), то в обоих случаях (фиг. 3, а, б) получаем бегущую волну положительного массосодержания ( $\Delta m > 0$ ), переносящую массу описанным эстафетным способом в направлении движения волны. В первом случае (фиг. 3, а) это будет «тепловая» волна, во втором (фиг. 3, б) — «геометрическая» («перистальтическая»). Расход  $q_x$ , средняя скорость  $v_x$  и массоперенос  $Q_x$  таких волн в обоих случаях будут одинаковыми и могут быть подсчитаны по одним и тем же формулам (1.2) — (1.4).

Таким образом, проектирование волн различной физической природы на ось  $x$  «отождествляет» эти волны, сводит их к единой модели волн линейной плотности, что значительно облегчает анализ и расчет.

На фиг. 3, г — е представлены «волны недостатка», также образованные геометрическим и физическим способами (в последнем случае волна разрежения на участке  $l$  образована движущимся нагревателем 3) и их общий график линейной плотности  $\rho_x$ . Здесь перенос среды (газа) происходит также «эстафетным» способом, но, в отличие от предыдущего, в направлении, обратном по отношению к движению волны. Величины  $q_x$ ,  $v_x$  и  $Q_x$  подсчитываются по формулам (1.2) — (1.4). Заметим, что по схеме фиг. 3, б — д действует механизм перистальтического транспортирования вязкой жидкости в кишечнике животных и человека.

2. Бегущая волна на поверхности жидкости. Описанный аппарат проектирования массы тела на ось  $x$  и получение волны линейной плотности  $\rho_x = \rho_x(x, t)$  может быть применен для нахождения массопереноса, осуществляемого волнами на поверхности жидкости [2]. Бегущие волны произвольной формы, в частности солитон (фиг. 4, а), могут быть спроектированы по описанному выше методу на ось  $x$ , совпадающую с направлением движения волны. В результате получаем волны линейной плотности  $\rho_x = \rho_x(x, t)$ , периодичность которых, скорость движения и форма совпадают с периодичностью, скоростью и формой исходных волн. На графике  $\rho_x$  поверхностной волны ордината  $\rho_x = \gamma S_x$ , где  $\gamma$  — плотность однородной жидкости,  $S_x$  — площадь поперечного сечения жидкости в водоеме. При этом если сечение в невозмущенной части водоема  $S_0$ , то очевидно, что в волновой части  $S_x \neq S_0$  (в гребнях  $S_x > S_0$ , во впадинах  $S_x < S_0$ ).

Ордината  $\rho_0 = \gamma S_0$  соответствует горизонтальному невозмущенному уровню водоема, либо вневолновому уровню в случае одиночной волны (солитона). Формулы (1.2) — (1.4) здесь также остаются справедливыми и дают величины расхода  $q_x$ , средней скорости  $v_x$  в любом сечении волны и расход  $Q_x$  за время прохождения волны. Из (1.4) следует, что одиночная выпуклая волна переносит массу, равную объему гребня, а симметричные относительно невозмущенного уровня волны массу не переносят, поскольку здесь гребни ( $\Delta m > 0$ ) и впадины ( $\Delta m < 0$ ) равновелики и переносят массу в противоположных направлениях. Поэтому итоговый массоперенос симметричной поверхностной волны равен нулю. Напротив, несимметричные волны, для которых объем гребня не равен объему впадин, переносят (упомянутым эстафетным способом) массу, соответствующую разности объемов гребня и впадины [3]. Одиночная волна, как это следует из (1.4), переносит со скоростью  $v^y$  своего движения массу, численно равную массе гребня. Солитон, переместившийся на расстояние  $L$ , транспортирует на это расстояние массу, равную массе его гребня. Этот перенос жидкости, как и в случае газовой среды, происходит эстафетным способом: переносимая содержащаяся в волне масса во время движения волны постоянно обновляется, что, однако, не влияет на конечный итог массопереноса. Здесь можно сказать, что

с позиций массопереноса все происходит так, как если бы гребень волны отвердел и продолжал движение по поверхности со скоростью волны.

3. Бегущие волны на твердых деформируемых телах. Рассмотрим два вида волн — поперечные и продольные.

3.1. *Поперечные волны.* Рассмотрим бегущую поперечную волну на протяженном тонком слое 1 деформируемого твердого тела, лежащего на жесткой опорной поверхности 2 (фиг. 5, а). Такую волну можно представить как движущийся изгиб на гибкой нерастяжимой весомой нити (однородной нити, обладающей линейной плотностью  $\rho_0$  кг/м). Такая бегущая волна обладает многими свойствами, аналогичными описанным бегущим волнам в газовой среде и на поверхности жидкости: здесь также происходит волновой перенос некоторой избыточной массы ( $\Delta m > 0$ ), содержащейся в волне, причем этот перенос также происходит эстафетным способом, когда движущийся избыток массы, сохраняясь по величине ( $\Delta m = \text{const}$ ), в процессе движения обновляется — одни частицы входят в волну, другие покидают ее.

Для нахождения количественных характеристик массопереноса бегущей поперечной волны на гибкой весомой нити воспользуемся тем же приемом — проектированием массы на ось  $x$ . Выберем ось  $x$ , совпадающую с опорной поверхностью, тогда проектирование массы нити дает, согласно (1.1), функцию линейной (вдоль оси  $x$ ) плотности  $\rho_x$ :

$$\rho_x = \rho_0 / \cos \alpha_x \quad (3.1)$$

где  $\alpha_x$  — угол наклона нити к оси  $x$ . Как видно (фиг. 5, б), форма «волны линейной плотности»  $\rho_x$  здесь не совпадает с формой волны на нити, как это было в случае волны на жидкости.

Величины расхода  $q_x$ , горизонтальной скорости  $v_x$  и расхода  $Q_x$  в произвольном неподвижном сечении  $x$ , согласно (1.1) — (1.4), будут

$$q_x = v^y (\rho_x - \rho_0) = v^y \frac{1}{\cos \alpha_x} - 1 \quad (3.2)$$

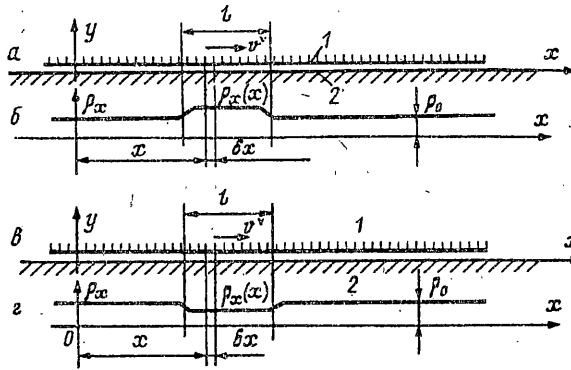
$$v_x = v^y (\rho_x - \rho_0) / \rho_x = v^y (1 - \cos \alpha_x) \quad (3.3)$$

$$Q_x = \int_T q_x dt = v^y \rho_0 \int_T \left( \frac{1}{\cos \alpha_x} - 1 \right) dt = \rho_0 \int_l \left( \frac{1}{\cos \alpha_x} - 1 \right) dx = \rho (l^y - l) \quad (3.4)$$

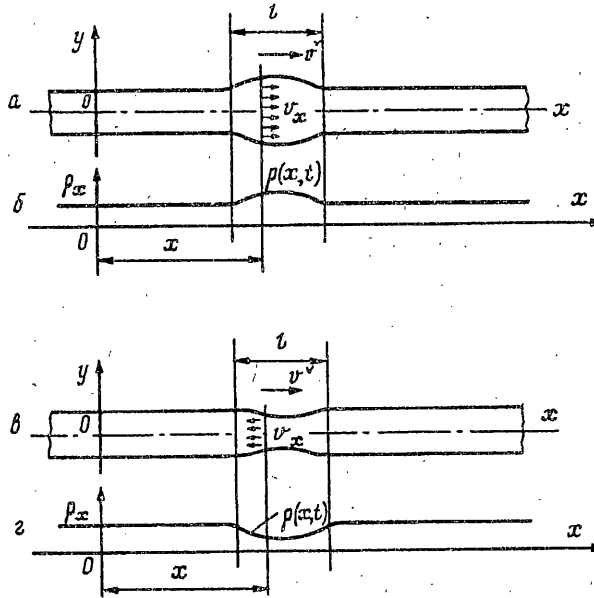
где  $l^y$  — длина криволинейного контура, образующего волну;  $l$  — проекция  $l^y$  на ось  $x$ . Заметим, что поперечная волна на гибкой нерастяжимой нити всегда является волной избытка ( $\Delta m = \rho(l^y - l) > 0$ ) и поэтому переносит массу в направлении движения волны.

3.2. *Продольные волны.* Рассмотрим одиночную продольную волну на протяженном деформируемом теле, лежащем на жестком основании. Такие волны могут быть двух типов — волны сжатия (сокращения), когда на участке волны относительная продольная деформация  $\epsilon_x < 0$ , и волны растяжения (удлинения), когда  $\epsilon_x > 0$ . Волна сокращения — это движущийся со скоростью  $v^y$  участок  $l$  тела, на котором тело подвержено деформации сокращения (фиг. 6, а); волна удлинения — это движущийся участок, где тело подвержено деформации удлинения (фиг. 6, б). На фиг. 6 деформация сокращения показана сгущением поперечных штрихов на участке  $l$  деформации, деформация удлинения — более редким расположением штрихов. Деформируемые таким образом тела также сводятся к модели деформируемой тяжелой нити, однако, в отличие от поперечной волны, здесь нить является растяжимой. Здесь также применимы формулы (1.2) — (1.4) для подсчета  $q_x$ ,  $v_x$  и  $Q_x$ . При этом удобно выразить линейную плотность нити через относительную (вдоль оси  $x$ ) деформацию  $\epsilon_x$ :

$$\rho_x = \rho_0 / (1 + \epsilon_x) \quad (3.5)$$



Фиг. 6



Фиг. 7

Поэтому в соответствии с (1.2) — (1.4):

$$q_x = v^v (\rho_x - \rho_0) = -v^v \rho_0 \varepsilon_x \quad (3.6)$$

$$v_x = v^v (\rho_x - \rho_0) / \rho_x = -v^v \varepsilon_x \quad (3.7)$$

$$Q_x = \int_l (\rho_x - \rho_0) dx = \rho_0 \int_l \left( \frac{1}{1 + \varepsilon_x} - 1 \right) dx = \rho_0 (l - l_0) \quad (3.8)$$

где  $l_0$ ,  $l$  — длины волнового участка до и после деформации. Из (3.6) — (3.8) видно, что при  $\rho_x > \rho_0$  (или  $\varepsilon_x < 0$ ) волна переносит массу в направлении движения волны (знаки величин  $v^v$  и  $v_x$  совпадают); при  $\rho_x < \rho_0$  (или  $\varepsilon_x > 0$ ) волна переносит массу в обратном направлении (знаки  $v^v$  и  $v_x$  различны).

К модели бегущих продольных волн на продольно деформируемой нити могут быть сведены так называемые перистальтические волны на жидких и вязких телах (фиг. 7), действующие в пищеварительном аппарате животных и человека. Перистальтические волны на жидкости (как и в газовой среде) также можно



назвать волнами деформации, хотя здесь отсутствуют деформации жидкостей или газов как физических тел, а существует лишь деформация стенок сосуда (трубопровода), заключающих жидкость или газ. Можно рассматривать такую волновую деформацию жидкого или газообразного протяженного тела (стержня) с чисто геометрических позиций как продольную одномерную деформацию  $\epsilon_x$  сокращения (фиг. 3, б и 7, а) или удлинения (фиг. 3, д и 7, в) объемно несжимаемого тела и измерять степень этой деформации тем же параметром относительной деформации  $\epsilon_x = (\rho_0 - \rho_x) / \rho_x$ , которым оценивается деформация твердых тел. При таком подходе некий элементарный отсек  $\delta x$  жидкого или газообразного тела, площадь поперечного сечения которого до деформации равна  $S_0$ , а после деформации  $S_x$ , рассматривается как отсек деформируемого твердого тела, получивший продольную деформацию, и согласно (3.5)

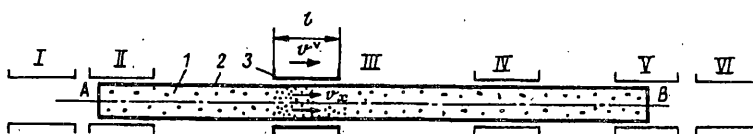
$$\epsilon_x = \gamma(S_0 - S_x) / \gamma S_x = (S_0 - S_x) / S_x.$$

Описанный выше математический аппарат может быть использован для нахождения значений величин расхода  $q_x$ , средней скорости  $v_x$  и массопереноса  $Q_x$  перистальтической волны.

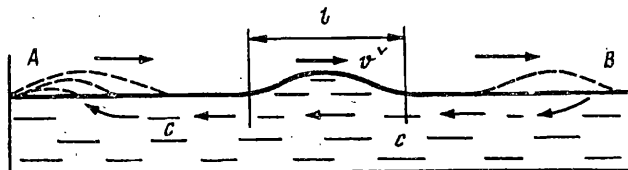
4. Бегущая волна и препятствие. Весьма важным и распространенным процессом является движение бегущих волн на телах ограниченных размеров. В этом случае границы тела являются препятствиями на пути движущейся волны и поэтому вблизи границ происходят переходные (краевые) процессы, осложняющие картину волнового движения. Если волна образуется на одном крае тела и движется к его другому краю, то в этом случае имеется три стадии существования волны: 1) зарождение (формирование) волны в ее начальном (стартовом) положении; 2) стадия движения сформированной волны, не испытывающей препятствий; 3) разрушение (исчезновение) волны при встрече с препятствием в ее конечном (финишном) положении. Если учесть, что бегущая одиночная волна переносит, как показано, со скоростью своего движения некоторую избыточную массу  $\Delta m$ , то становится понятным, что в стартовом положении волны происходит процесс «загрузки массы тела в волну» и сопутствующий ему процесс движения частиц тела (особенности этого процесса зависят от того, является ли тело твердым, жидким или газообразным); во время движения волны из стартового положения в финишное происходит описанный эстафетный процесс переноса массы волной и далее в финишном положении волны, где волна разрушается, происходят «выгрузка массы из волны» и сопутствующие этому движения частиц тела.

Эти три стадии существования бегущей одиночной волны в газовой среде удобно проиллюстрировать при помощи фиг. 8. Здесь в герметичной трубке 2, заполненной газом 1, одиночная волна повышенной плотности образуется, как и на фиг. 3, а, путем медленного движения охлаждающего устройства 3, охватывающего трубку 2. Если это устройство начинает свое движение за пределами трубки (например, за ее левым краем), затем движется к правому краю трубки и далее уходит за ее правый край, то в трубке будут иметь место три упомянутые стадии существования волны: 1) формирование, когда уплотненный участок газа образуется на левом конце трубки (чему, очевидно, сопутствует общее движение газа в трубке по направлению к ее левому концу); 2) движение волны вдоль трубки, осуществляющее эстафетный перенос газа (заметим, что на этой стадии движение газа на вневолновых участках трубки отсутствует); 3) разрушение волны на правом конце трубки и выравнивание плотности газа в трубке (этой третьей стадии, очевидно, сопутствует, как и первой, общее движение газа в трубке по направлению к ее левому концу). Последовательные положения охладителя 3 (и волны плотности) в трубке на фиг. 8 помечены цифрами I—VI.

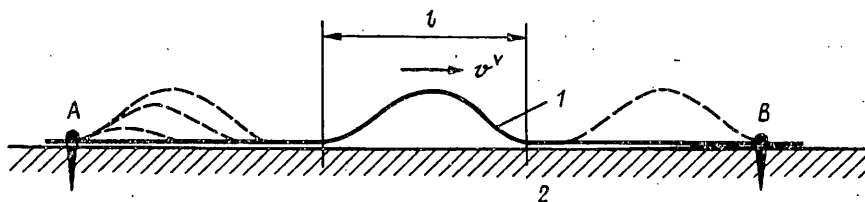
В случае движения одиночной волны на поверхности водоема ограниченной длины (фиг. 9) также имеют место три упомянутые стадии существования волны: 1) образование волны на начальном (стартовом) крае водоема, (загрузка массы в волну); 2) движение волны, сопровождающееся эстафетным переносом массы;



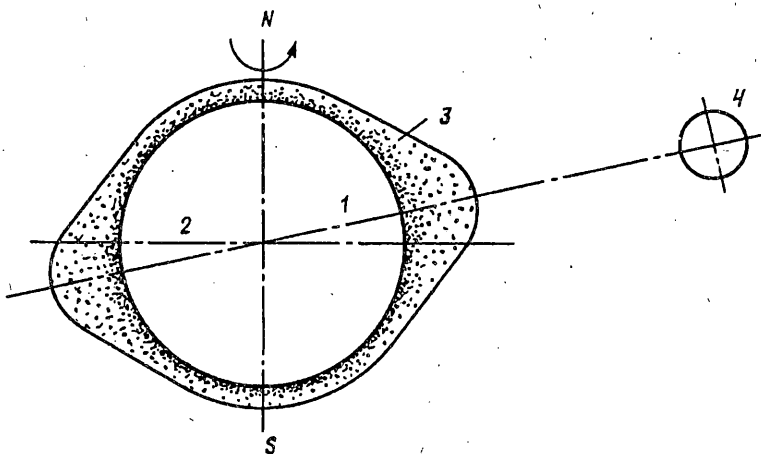
Фиг. 8



Фиг. 9



Фиг. 10



Фиг. 11

3) разрушение волны на конечном (финишном) крае водоема (выгрузка массы из волны). Легко понять, что «краевые процессы» загрузки и выгрузки массы в волну и из волны сопровождаются вторичными (компенсационными) движениями жидкости в направлении, обратном по отношению к движению волны. На фиг. 9 стрелками  $c$  показано, что в случае движения слева направо поверхностной одиночной волны, образуемой на левом крае водоема и движущейся к ее правому краю, эстафетный волновой перенос жидкости происходит в прямом направлении (слева направо), а сопутствующие компенсационные движения — в обратном (справа налево). Эксперименты, проведенные на лабораторной гидравлической установке подтвердили существование описанных закономерностей движения [2].

В случае волн на протяженных деформируемых твердых телах краевые процессы образования и разрушения волн на концах тела или при встрече волны с жесткими препятствиями могут быть весьма различными. Если поперечная

волна перемещается из конца в конец продолговатого весомого тела (нити, слоя) конечной длины  $L$ , лежащего на опорной поверхности и не закрепленного на концах (см. фиг. 5), начальный (стартовый) край тела при образовании волны сместится на опоре на некоторую величину  $\Delta x$  в направлении движения волны (произойдет загрузка массы  $\Delta m$  в волну) и далее при движении волны эта масса переместится (эстафетным способом, т. е. обновляясь, но оставаясь постоянной по величине) на правый конец тела и далее при разрушении (распрямлении) волны правый конец тела сместится вправо на величину  $\Delta x$ . В результате описанного цикла возникновения, движения и разрушения поперечной волны все тело 1 переместится на опоре на величину  $\Delta x$ . Такой волновой способ перемещения гибкого тела на опорной поверхности использует садовая гусеница [4].

Если продолговатое гибкое тело, совершающее описанное «гусеничное» движение, закрепить на концах (фиг. 10), кинематика движения приобретет черты сложного возвратного движения: при образовании волны на одном (стартовом) конце все тело подтягивается к точке старта, а волна, переместившись к финишному закрепленному концу, дальше двигаться не может. При образовании на стартовом конце новой волны тело снова подтягивается в направлении к стартовому концу и процесс повторяется. Такая схема волнового движения гибкого нерастяжимого тела, закрепленного на концах, может быть использована в волновых механизмах и машинах [5, 6].

Продольная волна, бегущая вдоль продолговатого деформируемого тела, лежащего на опорной поверхности, также приводит к перемещению этого тела по поверхности. В этом убеждают лабораторные эксперименты и наблюдения за природными явлениями. Примером бегущей продольной волны, используемой в природе, является способ перемещения дождевого червя [4]. Здесь волна удлинения возникает на теле червя в его головной части и, двигаясь к хвостовой части, перемещает «дискретно-волновым» способом тело червя вперед. Таковы же по своему принципу движения и механизм движения сухопутной змеи [4]. Продольная волна на деформируемом продолговатом теле, закрепленном на концах, также может быть использована при создании волновых механизмов и устройств [6].

5. Бегущие приливные волны как генератор глобальных геофизических процессов. Известно, что во всех геосферах Земли существуют бегущие волны деформации, вызванные приливными воздействиями на Землю со стороны Луны и Солнца и вращением Земли. Под действием взаимного притяжения двух сферических космических тел они получают небольшую радиальную деформацию, возникают приливные вздутия (горбы), лежащие на линии, проходящей через центры этих тел, а вращение планет является причиной движения этих горбов деформации в широтном направлении, т. е. в теле планеты возникают бегущие очаги (волны) деформации. Приливообразующая сила, действующая на Землю со стороны Луны в 2,2 раза больше подобной силы, действующей на Землю со стороны Солнца, поэтому далее будем говорить о действии бегущих волн деформации, возникающих благодаря притяжению Луны. Рассмотрим действие бегущих приливных волн на газообразную (атмосфера), водную (Мировой океан), твердую (литосфера) и внутреннюю жидкую (внешнее ядро Земли) оболочки Земли.

5.1. Бегущие приливные волны в атмосфере как генератор ее супервращения. Известно, что гравитационное воздействие Луны на газообразную оболочку Земли заключается в образовании атмосферных приливов, что приводит к образованию на сферическом атмосферном слое двух вытянутых вдоль оси Земля — Луна горбов (на фиг. 11 эти горбы изображены в утрированном виде), вершины которых расположены на оси Земля — Луна (1 — Земля, 2 — экватор, 3 — атмосфера, 4 — Луна). Очевидно, что благодаря вращению Земли атмосферные горбы движутся в субширотном направлении, образуя бегущие волны, совершающие один оборот вокруг Земли за одни лунные сутки (24 часа 50 мин). Особенностью атмосферы,

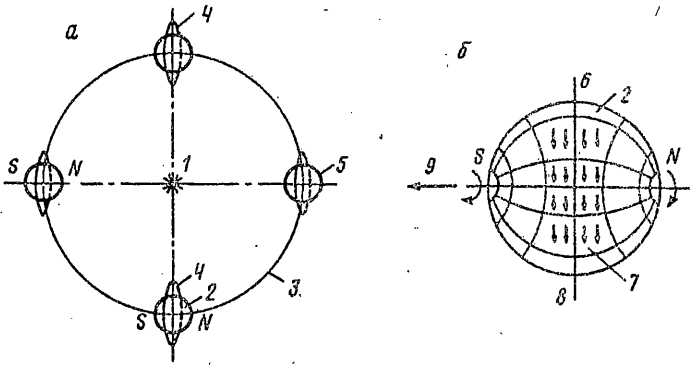
как известно, является резкая зависимость ее объемной плотности  $\gamma$  от высоты  $h$  над поверхностью Земли, выражаемая известной формулой  $\gamma = \gamma_0 e^{-h/H}$ , где  $H = 7,7$  км. На высоте 7,7 км плотность атмосферы в 2,71 раза меньше, чем у поверхности Земли. Отсюда следует, что в вершинах движущихся приливных атмосферных горбов атмосфера более разрежена, чем у их основания и следовательно области атмосферы, расположенные вблизи лунных горбов, представляют собой движущиеся области разрежения, подобные движущейся в газовой среде области разрежения  $D$  (фиг. 2), переносимой, как было показано, газовую среду в направлении, обратном по отношению к движению области. Теперь необходимо заметить, что поскольку Земля вращается с запада на восток, а лунные приливные области разрежения движутся с востока на запад, то эти области переносят массу газа в обратном по отношению к своему движению направлении, т. е. с запада на восток (в направлении вращения Земли), опережая его. Это и служит причиной опережающего движения атмосферы Земли, которое в высоких областях атмосферы (на высоте 200—400 км) составляет около 20% по отношению к скорости вращения Земли [7].

По-видимому, та же причина (приливные бегущие волны) лежит в основе супервращения атмосферы других планет Солнечной системы, в частности Венеры и планет-гигантов Юпитера, Сатурна, Урана, Нептуна. Венера благодаря своей близости к Солнцу подвержена большим приливообразующим силам (приливообразующая сила, генерируемая Солнцем и действующая на поверхности Венеры, больше приливообразующей силы, генерируемой Луной на поверхности Земли). Супервращение газовой атмосферы планет-гигантов обусловлено не Солнцем, а большими приливообразующими силами, генерируемыми массивными близкорасположенными спутниками этих планет, обращающимися вокруг планет в плоскостях, близких к их экваториальной плоскости. Эта же причина, по-видимому, обуславливает преимущественно субширотную ориентацию движения атмосфер этих планет.

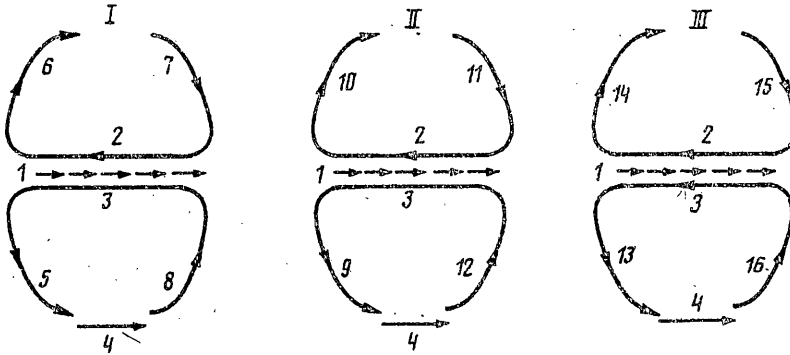
Господствующим объяснением субширотного движения атмосфер планет сегодня является тепловое действие Солнца, которое вызывает широтное движение нагретой дневной (обращенной к Солнцу) области атмосферы. Однако многие данные наблюдений говорят не в пользу такого предположения, а в пользу изложенной нами выше гипотезы о приливном механизме супервращения.

Подтверждающими эту точку зрения на причину супервращения газовой оболочки планет являются данные о движении атмосферы Урана, полученные с помощью американского космического корабля «Вояджер-2», пролетевшего в январе 1986 г. возле этой планеты [8]. Планета Уран — своего рода исключение среди других планет Солнечной системы, так как отличается от них необычным расположением своей оси вращения. Ось вращения Урана лежит почти в плоскости орбиты его обращения вокруг Солнца (1), т. е. Уран (2) вращается как бы «лежа на боку» (фиг. 12) и в своем движении по орбите попеременно обращен к Солнцу своим южным или северным полюсами (3 — орбита Урана, 4 — орбиты спутников, 5 — положение Урана 6 января 1986 г., 6 — экватор, 7 — движение атмосферы, 8 — орбиты спутников, 9 — направление к Солнцу). Таким образом, на Уране картина освещенности и нагрева его поверхности Солнцем резко отличается от подобных картин на других планетах и Земле, где оси вращения приблизительно перпендикулярны к плоскостям их орбит и поэтому экваториальная зона сильнее других областей нагревается Солнцем.

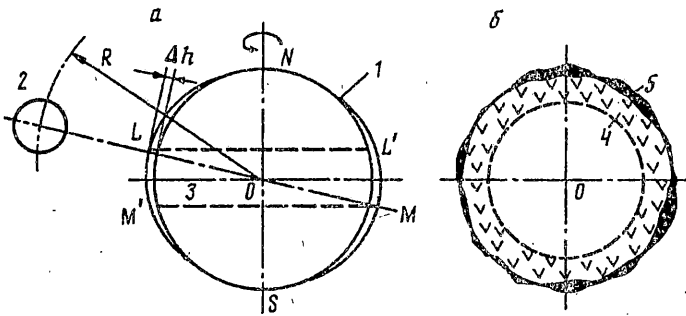
В силу этих особенностей Урана специалисты предполагали, что общая картина циркуляции атмосферы Урана должна резко отличаться от картины циркуляции атмосфер Земли, Венеры, Юпитера и Сатурна, которые, по существующему мнению, создаются главным образом солнечным воздействием, являются в основном субширотными и подвержены супервращению. Однако подобное мнение было опровергнуто первыми данными с «Вояджера-2», показавших, что картина циркуляции атмосферы Урана почти не отличается от таковых на Земле, Венере,



Фиг. 12



Фиг. 13



Фиг. 14

Юпитере и Сатурне. т. е. носит ярко выраженную широтную направленность и обладает супервращением. Это свидетельствует в пользу действия на Уране, как и на других упомянутых планетах, описанного нами приливного ротационного механизма переноса атмосферы и ее супервращения. Ведь Уран имеет пять довольно крупных близкорасположенных к планете спутников, орбиты обращения которых расположены в его экваториальной плоскости. Эти спутники создают на Уране приливообразующую силу, значительно большую, чем приливообразующая сила со стороны Солнца (Уран расположен от Солнца в 19 раз дальше, чем Земля). Поэтому на Уране циркуляцию атмосферы генерирует не Солнце, а спутники Урана. Они и создают картину циркуляции, подобную картине циркуляции на Земле, Венере, Юпитере и Сатурне. Последние данные, полу-

ченные с «Вояджера-2» в августе 1989 г., говорят о субширотном движении атмосферы Нептуна [9].

Известно, что газовая внешняя оболочка самого Солнца тоже подвержена супервращению. Экваториальные поверхностные слои солнечной короны вращаются значительно быстрее слоев, расположенных ближе к полюсам Солнца (экваториальные слои совершают полный оборот за 25 земных сут, в то время как слои, расположенные у полюсов Солнца, обращаются примерно за 30 сут). Причина супервращения здесь также, по-видимому, заключается в наличии в верхней газовой оболочке Солнца приливных (генерируемых планетами) движущихся разреженных областей, переносящих газовую среду в обратном направлении, т. е. в направлении вращения Солнца [1].

*5.2. Бегущие приливные волны на поверхности Мирового океана как генератор океанских течений.* Высота приливных выпуклостей на поверхности Мирового океана, образованных притяжением Луны, составляет в открытом океане  $\approx 0,5$  м [10] и они, так же как и другие приливные деформации, движутся в субширотном западном направлении, образуя куполообразные бегущие волны. Максимумы этих волн постоянно находятся приблизительно в тропическом поясе океана и их траектории симметричны относительно экватора. Поскольку Мировой океан разделен материками, модель волнового переноса массы такими волнами близка к описанной нами модели движения поверхностной волны в ограниченном по протяженности водоеме (фиг. 9): приливная волна под действием сил притяжения Луны зарождается на восточной окраине тропического океана и движется к западной его окраине, где разрушается, встречаясь с береговой линией. При этом имеют место: краевой процесс зарождения и роста волны в ее стартовом положении, (в восточной части океана), сопровождающийся загрузкой массы в волну и компенсационным движением вод по направлению к области старта волны (т. е. с запада на восток); процесс переноса массы выпуклой волной во время ее движения с востока на запад; краевой процесс разрушения волны (в западной части океана), сопровождающийся выгрузкой массы из волны и компенсационными движениями вод по направлению от области финиша волны, т. е., так же как и на стадии формирования волны, с запада на восток.

Такая схема переноса океанских вод приливными волнами и сопутствующих этому переносу компенсационных градиентных движений вод в основных своих чертах соответствует известной типовой структуре движения вод трех тропических океанов (фиг. 13). На фиг. 13 приняты следующие обозначения океанов и течений: I, II, III — Тихий, Атлантический, Индийский океаны; 1 — экватор, 2 — Северное Пассатное течение, 3 — Южное Пассатное течение, 4 — Циркумпольное течение, 5 — Восточноавстралийское, 6 — Куро시오, 7 — Калифорнийское, 8 — Перуанское, 9 — Бразильское, 10 — Гольфстрим, 11 — Канарское, 12 — Бенгальское, 13 — Мадагаскарское, 14 — Сомалийское, 15 — Муссонное, 16 — Западноавстралийское течение. Здесь главным «стрежнем» (ведущим течением) океана является экваториальный восточно-западный перенос вод приливными куполообразными волнами, переносящими со скоростью своего движения некоторый объем  $\Delta V$  воды. Этот перенос происходит описанным эстафетным способом, т. е. вода, содержащаяся в приливном движущемся горбе, постоянно обновляется в процессе движения волны, однако, согласно описанным выше закономерностям массопереноса, итогом одного пробега волны является изъятие объема  $\Delta V$  вод на стартовом крае водоема и перенос его на финишный край, что вследствие периодичности волн вызывает появление постоянно возобновляемого дефицита вод в восточной области океана и избытка — в западной. В [1] показано, что градиентные течения, направленные из области избытка в область дефицита вод образуют изображенную на фиг. 13 структуру течений.

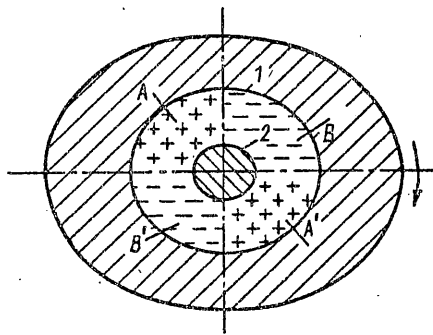
*5.3. Приливные волны в твердой коре как генератор тектонических движений.* Приливные явления в твердой земной оболочке, вызванные гравитационным притяжением Луны, также носят характер движущихся в субширотном направлении приливных горбов, максимумы которых находятся приблизительно на

линии Земля — Луна (фиг. 14, а), движущихся со скоростью одного оборота вокруг Земли за одни лунные сутки (1 — Земля, 2 — Луна, 3 — экватор). Поскольку толщина верхней твердой оболочки (литосферы) Земли относительно невелика (приблизительно  $1/200$  радиуса Земли) литосферу Земли и планет часто при решении многих геофизических задач рассматривают как тонкий гибкий деформируемый упругий слой (в сечении — гибкую нить), лежащий на вязком основании (астеносфере). Поэтому движущийся приливной горб (высотой  $\Delta h \approx 0,5$  м) на литосфере может соответствовать рассмотренной модели поперечной волны на гибкой нити, лежащей на опорной поверхности, с тем отличием, что здесь опорная поверхность 4 (астеносфера) является вязкой, а не жесткой, а слой 5 деформируемого твердого тела является неоднородным по толщине (фиг. 14, б). Это обстоятельство не изменяет качественную картину движения подобного тонкого слоя: слой, подверженный волновому движению, как было описано, должен совершать медленное дискретно-волновое движение относительно основания в направлении движения волн, т. е. в западном направлении. Вязкое сцепление литосферы со своей опорной поверхностью (астеносферой) может лишь уменьшить величину горизонтального сдвига, но не устранить его вовсе.

Отличием дискретно-волнового движения литосферы как тонкого сферического слоя от модели движения гибкого слоя, лежащего на плоском основании, еще и в том, что в случае волны на сфере различные зоны такого слоя движутся с различными скоростями (максимальная скорость при этом будет в зоне экватора, поскольку максимальная амплитуда приливной волны расположена в экваториальном поясе LL' — MM', фиг. 14, а), что вызывает появление сдвиговых тангенциальных напряжений и соответствующих им сдвиговых деформаций соседних зон относительно друг друга. Еще одна отличительная особенность движения сферической литосферы Земли обусловлена тем, что литосфера разбита на отдельные крупные части, разделенные между собой глубинными разломами. Поэтому литосфера является не сплошной тонкой упругой сферической оболочкой, а оболочкой, неравномерно разбитой на неодинаковые по форме и размерам части, называемые литосферными плитами. Это значительно усложняет описанную картину волнового движения литосферы как тонкого слоя: отдельные плиты совершают сложные поступательные и вращательные движения относительно друг друга и относительно геоида в целом. Различные геометрические очертания литосферных плит, их различное расположение на геоиде, различная степень связности плит с астеносферой и другие факторы чрезвычайно осложняют взаимодействие и общую картину движения литосферных плит, сохраняющих, однако, тенденцию западного дрейфа. О преимущественно западном дрейфе континентов писал основатель теории глобальной тектоники А. Вегенер [11].

В пользу существования описанного ротационного приливного волнового механизма как главной причины крупномасштабных горизонтальных движений литосферы говорят многие геофизические факты, такие, как, например, факт низкой (практически нулевой) тектонической и сейсмической активности литосферы на полюсах Земли (что невозможно объяснить с позиций господствующей сегодня теории конвективного движения мантии Земли как движущего механизма тектоники), наличие в литосфере глубинных разломов и других линейных структур, закономерно расположенных относительно оси вращения Земли [12], описанные в геофизической литературе [13] зависимости между моментами землетрясений и положениями Луны и Солнца относительно Земли и другие факторы.

*5.4. Волновое перистальтическое движение расплавов внутри Земли как движущий механизм геомагнитного динамо.* Одной из нерешенных задач геофизики является вопрос о происхождении и поддержании магнитного поля Земли. Существование магнитного поля Земли современная физика объясняет наличием движущихся масс расплавленного железоникелевого вещества в жидком ядре Земли (механизм геомагнитного или магнитогидродинамического динамо). Основные трудности обоснования такого механизма связаны с поисками источников



Фиг. 15

энергии, необходимой для движения расплавленных масс внутри Земли, и механизма, обеспечивающего преимущественно субширотное направление движения. Кроме того, приемлемое объяснение механизма генерации магнитного поля должно объяснить установленный факт периодических инверсий (изменений полярности) поля Земли. Среди источников энергии, необходимой для обеспечения непрерывного движения в жидком верхнем ядре Земли, обычно называют радиоактивный распад, скрытую теплоту, высвобождающуюся при последовательном росте твердого внутреннего ядра, гравитационную (плотностную) и тепловую конвекции, прецессионное движение Земли. [14, 15]. Все это в той или иной степени позволяет обосновать наличие энергетического фактора, способного поддерживать механизм геодинamo, но не объясняет субширотную направленность движения жидких масс ядра, а также природу инверсий.

Описанный выше механизм переноса массы в закрытом канале с волнообразно деформируемыми стенками («перистальтический механизм», см. фиг. 7) может быть привлечен для объяснения медленного субширотного кольцевого движения расплавов [16]. При этом «кольцевой перистальтический канал», содержащий расплавленные массы, образован твердыми сферическими внутренними поверхностями Земли, подверженными действию приливных волн деформации, возникающих в теле Земли под действием гравитационных сил со стороны Луны и Солнца и движущихся в субширотном западном направлении. Поскольку максимумы бегущих приливных волн расположены в экваториальном поясе ядра, а волны движутся в широтном направлении, в экваториальном поясе жидкого ядра образуется замкнутый тороидальный перистальтический канал, в котором в западном направлении движутся волны деформации.

Экваториальное сечение подобного замкнутого перистальтического канала, заключающего в себе расплавленное вещество ядра, изображено на фиг. 15. Теоретически его форма образована двумя эллипсами — внешним 1 и внутренним 2, образовавшимися вследствие приливной деформации сфер радиусами ~3500 и 1200 км.

В таком кольцевом перистальтическом канале можно выделить четыре сектора (A и A', B и B'), объемы которых претерпевают непрерывные изменения под действием приливной деформации. При вращении приливного эллипсоида в направлении движения часовой стрелки объемы секторов A и A' увеличиваются (помечены знаками +), а объемы секторов B и B' уменьшаются (помечены знаками —). Это создает условие для движения жидкости из секторов B и B' в секторы A и A'. В случае симметрии и равенства рассматриваемых областей движение жидкости из сектора в сектор также будет симметричным (взаимно обратным) и направленного кругового движения жидкости наблюдаться не будет: количество жидкости, перетекающей из области B в область A (в направлении против часовой стрелки), равно количеству жидкости, перетекающей в обратном направлении, т. е. из области B' в A'. Положение изменится, если области



сокращения ( $B$  и  $B'$ ) будут не равны по некоторым геометрическим параметрам областям расширения ( $A$  и  $A'$ ), что обусловит неравенство сил сопротивления перетеканию жидкости из области сокращения в соседние области расширения, и в рассматриваемом канале появится результирующее направленное круговое движение жидкости в направлении меньшего сопротивления.

Подобное круговое перистальтическое движение в деформируемом кольцевом канале обладает неустойчивостью направления движения по отношению к изменению геометрической формы и размеров деформируемых областей канала, что было продемонстрировано при помощи лабораторных экспериментов [16]. Установлено, что небольшие изменения геометрических размеров бегущих волн на стенках кольцевого трубопровода, заключающего вязкую жидкость, могут приводить к изменению направления движения жидкости в кольцевом канале. Такая модель позволяет объяснить изменения направления движения расплавов в земном ядре и тем самым объяснить механизм инверсий магнитного поля Земли.

Действительно, жидкое верхнее ядро Земли представляет собой замкнутый сферический слой, подверженный приливным бегущим в субширотном направлении волнам деформации. При этом приливной эллипсоид совершает постоянное вращение в западном направлении со скоростью один оборот за лунные сутки. Величина поперечной (радиальной) деформации такого эллипсоида, т. е. отклонение его контура от сферической поверхности, составляет некоторую часть от соответствующих деформаций (около 50 см) поверхности твердой Земли, что создает в рассматриваемом кольцевом тороидальном канале области сужения и расширения, а следовательно, направленный кольцевой поток жидкости. Небольшие изменения геометрических параметров упомянутых эллипсоидов деформации (что может быть вызвано изменениями физико-механических свойств деформируемых сфер вне и внутри канала, изменением приливообразующих сил, струйным характером движения жидкости и др.) могут привести к изменению направления движения жидкости в канале и инверсии генерируемого этим потоком магнитного поля Земли в соответствии с теорией геомагнитного динамо.

Следующие аргументы и косвенные геофизические данные свидетельствуют в пользу описанного механизма:

Близость направлений механической и магнитной осей Земли во все времена ее геологического развития, что указывает на контролируемость этого явления вращением Земли.

Нестабильность положения магнитной оси Земли. Магнитное поле Земли испытывает плавные вековые изменения как в пространстве, так и во времени. Эти изменения когерентны для различных точек Земли и носят глобальный характер [17], что указывает на существование общего динамического источника. Движения магнитных полюсов на поверхности Земли носят характер плавных периодических «качательных» движений относительно оси вращения Земли (заметим, что приблизительно такая же динамика присуща и приливообразующим силам).

Западный дрейф со скоростью  $\sim 20$  км в год изолиний поля палеомагнитных аномалий [17].

Механизм проясняет источник получения необходимой механической энергии, необходимой для поддержания геодинамо — таким источником является вращение Земли. Получает объяснение и природа инверсий магнитного поля.

Важным аргументом является характер магнитного поля на других планетах. Наблюдается несомненная связь между величиной и направлением магнитных полей планет и скоростями их вращения, направлениями осей вращения, наличием и размерами жидкого ядра, параметрами спутников — источников приливообразующих сил. Планеты, вращающиеся медленно или не имеющие значительного жидкого ядра, а также планеты, не обладающие массивными близкорасположенными спутниками, имеют незначительные магнитные поля или вовсе их не имеют (Меркурий, Венера, Марс, Луна). Зато быстровращающиеся планеты-ги-

ганты со спутниками (Юпитер, Сатурн, Уран) имеют собственное магнитное поле. Планета Уран из-за перпендикулярности плоскости ее экватора плоскости орбиты (см. фиг. 12) испытывает взаимно перпендикулярные приливообразующие силы со стороны Солнца и своих спутников. По-видимому, это является причиной того, что магнитная ось Урана направлена под значительным углом (около  $60^\circ$ ) к его оси вращения [8].

Выражаю благодарность специалистам из Института геохимии и геофизики АН Беларуси и ее директору Р. Г. Гарецкому за консультации и помощь.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Добролюбов А. И. Бегущие волны деформации. Минск: Наука и техника, 1987. 145 с.
2. Добролюбов А. И. О переносе жидкости бегущими одиночными волнами//Инж.-физич. ж. 1986. Т. 51. N 2. С. 243—248.
3. Dobrolyubov A. J. Asymmetry as the Necessary Condition for Masstransfer by Travelling Waves in Solids, Liquids and Gases//Proc. Interdisciplinary Simpos. on Symmetry Struct. 1989. Budapest. P. 84—85.
4. Dobrolyubov A. I. The Mechanism of Locomotion of Some Terrestrial Animals by Travelling Waves of Deformation//J. Theor. Biology. 1986. V. 119. P. 457—466.
5. Добролюбов А. И. О волновом способе перемещения деформируемых тел по опорной поверхности//Изв. АН СССР. МТТ. 1984. N 4. С. 187—191.
6. Добролюбов А. И. Скольжение, качение, волна. Москва: Наука, 1991. 176 с.
7. Rishbeth H. Superrotation of Upper Atmosphere//Rev. Geophys. and Space Phys. 1971. V. 10. No. 3. P. 799—819.
8. Voyager 2. Mission to Uranus//Science. 1986. V. 233. No. 4759. P. 39—106.
9. Kerr R. A. Triton Steals Voyager's Last Show//Science. 1989. V. 245. P. 928—930.
10. Праудмен Дж. Динамическая океанография. Москва: Иностранная литература, 1957. 240 с.
11. Вегенер А. Возникновение материков и океанов. Москва — Ленинград: Гидроиздат, 1925. 145 с.
12. Хаин В. Е. Общая геотектоника. М.: Недра, 1973. 512 с.
13. Kilstone S., Knopoff L. Lunar — Solar periodicities of large earthquakes in southern California.— Nature, v. 304, 7 July, 1983.
14. Браун Д., Массет А. Недоступная земля. Москва: Мир, 1984. 263 с.
15. Malkus W. V. R. Precession of the Earth as the cause of geomagnetism//Scienc. 1968. No. 160. P. 259—260.
16. Добролюбов А. И. О движущем механизме геомагнитного динамо//Док. АН БССР. 1988. Т. 32. N 5. С. 429—432.
17. Стэйси Ф. Д. Физика Земли. Москва. Мир, 1972. 343 с.

Минск

Поступила в редакцию  
23.VI.1992