

$$E\left(\frac{1}{1}, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \frac{1}{5}, \frac{1}{6}\right) \leq \frac{4}{5}.$$

Висновки. Розгляд многочленів Янга $Y_4\left(\frac{4}{5}\right)$, $Y_5\left(\frac{4}{5}\right)$, $Y_6\left(\frac{4}{5}\right)$ дозволяє припустити, що $Y_n\left(\frac{4}{5}\right)$ ($n \geq 4$) є невід'ємним косинус - многочленом. Це припущення сильніше за теорему Янга, яка стверджує лише, що $Y_n(1)$ – невід'ємний косинус - многочлен.

Автор вдячний проф. О.Л. Григор'єву за змістовні зауваження.

Список літератури: 1. *L. Fejer.* Sur les fonctions bornees et integrables // C.R.Acad. Sci. Paris. – 1900.– №133.– С.984 - 987. 2. *Бабенко К. И.* Основы численного анализа.– М.: Физматгиз. – 1986.–741с. 3. *L. Fejer.* Uber trigonometrische Polynome // J. Reine Angew. Math. – 1915. – № 146.–С 55-82. 4. *Зигмунд А.* Тригонометрические ряды, Т.2. – М.: Мир. – 1965. – 615 с. 5. *E.Hewitt and R.E.Hewitt,* The Gibbs - Wilbracham phenomenon: an episode in Fourier analysis // Arch Hist. Exact Sci. – 1979. - № 21. – С 129 - 160. 6. *Г. Полюа, Г. Сеге.* Задачи и теоремы из анализа, Ч.2. – М.: ГИТТИ.– 1956.– 432 с. 7. *Dimitar K. Dimitrov.* Extremal Positive Trigonometric Polynomials // Approximation theory. – A volume dedicated to Blagovest Sendov.–2002.– pp. 1-24.

Надійшла до редколегії 11.03.2011

УДК 539.1

В.А. ВАНИН, д-р техн. наук, проф. НТУ «ХПИ»;

А.А. ГРИГОРЬЕВ, аспірант, НТУ «ХПИ»

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ПРИ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОМ РАСШИРЕНИИ СРЕДЫ

Вивчено поле пришвидшень, що виникає в пружнопластичному гетерогенному середовищі Максвелла при його кристалізації. Показано, що неоднорідне розширення цього середовища призводить до взаємного тяжіння частинок (центрів кристалізації) та виникненню силового поля, подібного до гравітаційного поля Ньютона.

Изучено поле ускорений, возникающее в упругопластической гетерогенной среде Максвелла при её кристаллизации. Показано, что неоднородное расширение этой среды приводит к взаимному притяжению частиц (центров кристаллизации) и возникновению силового поля, подобного гравитационному полю Ньютона.

The field of the accelerations which originate in the elasto-plastic heterogeneous Maxwell environment during its crystallization is examined. It is shown that an uneven expansion of this environment causes a mutual attraction of the fragments (centers of the crystallization) and an origination of a field of force which is similar to the gravitational field of Newton.

Введение и постановка задачи. Среда Максвелла. Известно, что кроме ядерной и квантовой физики *Лев Ландау* работал над теорией гистерезисных свойств материалов, а *Альберт Эйнштейн* – над динамической теорией гетерогенных сред (см., напр., учебник [1, с.361]). *Анри Пуанкаре* считал (см. монографию [2]), что все физические процессы являются проявлениями нелинейных упругих деформаций, происходящих внутри твёрдого однородного и изотропного (напр., поликристаллического) тела. В развитие этих исследований в наших статьях [3,4] предпринята попытка объяснить происхождение и свойства электромагнитного поля на основе анализа особенностей упругопластического расширения активной механической среды, названной *средой Максвелла*.

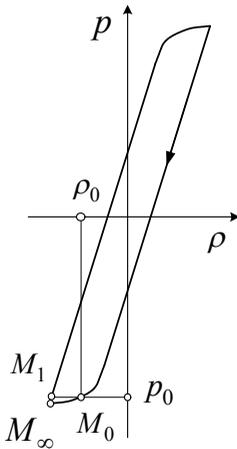


Рисунок 1

На рис.1 показана типичная гистерезисная кривая, описывающая зависимость давления p от плотности ρ в частичном цикле деформации некоторого твёрдого материала. Предполагается, что в начальный момент времени образец материала (имеющий, напр., шарообразную форму, рис. 2, и значительные размеры) был сжат внешней силой давления, в результате чего в нём возникли пластические деформации. Силу сжатия уменьшили, и в материале начались продольные колебания, которые, в силу значительных размеров шара, имеют малую частоту. Стрелка на рис.1 определяет направление колебаний для этого *частичного цикла*.

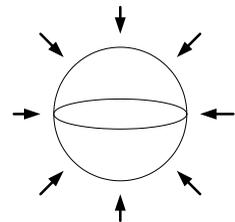


Рисунок 2

В соответствии с известными космологическими моделями расширения Вселенной, в работах [3,4] было принято, что в настоящий момент времени материал имеет давление $p_0 > 0$, плотность ρ_0 и находится в точке M_0 пологого участка гистерезисной кривой. При этом давлению p_0 отвечает также и точка M_1 (см. рис.1). Плотность материала ρ_1 в этой точке несколько ниже, чем ρ_0 , но крутизна гистерезисной кривой значительно выше (на порядки). Поэтому скорость звука a_1 и, особенно, коэффициент сжимаемости α_1 оказываются значительно больше величин a_0 и α_0 . Удобно говорить, что точка M_0 отвечает пластичной, а точка M_1 – твёрдой фазе материала, хотя эти определения с физической точки зрения не совсем корректны.

В точке M_∞ расширение среды завершается переходом всей пластичной фазы в твёрдую, и эту точку цикла естественно связывать с *концом света*. При переходе части материала по пути $M_0M_\infty M_1$ гистерезисной кривой выделяется кинетическая энергия, поэтому данная среда (до наступления конца света) является активной.

В статье [4] было высказано дополнительное предположение, что *указанный переход является неотъемлемым атрибутом существования материи* (то есть, массы и энергии), и, по этой причине, в моделируемой среде уже присутствует примесь из частиц твёрдой фазы, имеющих, напр., форму упругих тонкостенных оболочек (рис.3, $\delta R \ll R_{об}$),

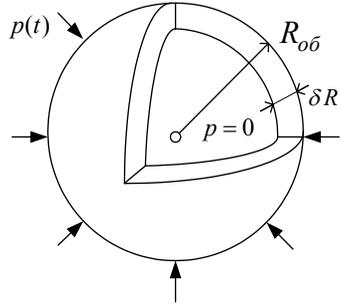


Рисунок 3

заполненных неупругой массой. Показано, что колебания давления p для такой среды описываются уравнением Клейна – Гордона

$$a_{np}^{-2} \partial^2 p / \partial t^2 = \Delta p - (\omega_{np} / a_{np})^2 p, \quad (1)$$

где формулы для круговой частоты ω_{np} и скорости звука a_{np} получены в [4],

$$\omega_{np} \approx \sqrt{\varepsilon} \cdot a_{np} / R_{об}, \quad a_{np} = \sqrt{K_0 / \rho_0},$$

ε – объёмная доля примеси, ρ_0, K_0 – плотность и модуль объёмного сжатия упругой среды (для точки M_0 , рис.1). Если считать оболочку пустой и учесть её внешнюю приведенную массу

$$M_{np} = 0.5 \rho \cdot \iiint_{r > R_{об}} (R_{об} / r)^4 dV = 2\pi \cdot R_{об}^3 \cdot \rho,$$

то формула для этой частоты изменится и примет вид $\omega_{np} \approx \sqrt{3\varepsilon} \cdot a_{np} / R_{об}$.

В обоих случаях ω_{np} надо рассматривать как результат усреднения соответствующего эффекта для оболочек разного размера (и различного типа).

На указанной частоте поле давления становится однородным,

$$p(t) = p_0 + p_* \cdot \sin(\omega_{np} \cdot t), \quad p_0 = const, \quad p_* = const,$$

и это пульсирующее поле поддерживает синфазное поле поперечных колебаний, описываемое (в гауссовой системе единиц) уравнениями Максвелла

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -c^{-1} \partial \vec{H} / \partial t, & \text{div } \vec{E} = 4\pi \cdot q, \\ \text{rot } \vec{H} = c^{-1} \partial \vec{E} / \partial t + (4\pi / c) \vec{J}, & \text{div } \vec{H} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где волновые функции \vec{E} и \vec{H} / c отвечают амплитудам колебаний плотности для векторов ускорения и угловой скорости закручивания упругой среды, q ,

\vec{J} – это плотности амплитуды колебаний свободного заряда и тока; c – скорость распространения плоской (или сферической) волны поперечных колебаний (то есть, скорость света). Для лабораторной системы координат, движущейся вместе со средой, величины \vec{E} и \vec{H} определяют силу Лоренца

$$\vec{F} = Q \cdot \vec{E} + Q \cdot c^{-1} \cdot \vec{v} \times \vec{H}, \quad (3)$$

которая воздействует на электрический заряд Q , имеющий скорость \vec{v} .

В данной статье мы продолжим анализ гетерогенной среды Максвелла и, используя потенциальные возможности разработанной математической модели, проясним физическую сущность электрических зарядов. После чего покажем, что здесь наблюдается и другой (не электромагнитный) тип взаимодействия между частицами, который приводит к возникновению силового поля притяжения, подобного гравитационному полю Ньютона.

Заряды среды Максвелла. Указанная среда устроена таким образом, что колебания давления происходят без изменения её плотности. Заметим, что эффект не сжимаемости достигается за счёт изменения свободного объёма, находящегося внутри упругих оболочек примеси. Расширение пластической фазы компенсируется соответствующим сжатием упругих оболочек, а сжатие фазы – синхронным расширением оболочек. Такой порядок поддерживается в большей части точек, занятых средой Максвелла; эту часть естественно связать с понятиями пространства, вакуума или эфира.

Поясним, что в этом случае является зарядом. Пусть в некоторой замкнутой области Ω среды Максвелла происходят интенсивные колебания давления с максимальной амплитудой, близкой к величине $p_{\max} = p_* - p_\infty$. Тогда часть материала совершает фазовый переход по пути $M_0 M_\infty M_1$ (рис.4), и выделяется кинетическая энергия. Вследствие этого синхронный порядок работы оболочек в этой области нарушается, и эффект не сжимаемости пропадает.

Будем считать, что внутри шара $\Omega: \{r \leq R$, где r – расстояние от точки до центра шара, в результате частичной дезорганизации синхронной работы оболочек уравнение (1) принимает вид

$$a_{np}^{-2} \partial^2 p / \partial t^2 = \Delta p - (\omega_{np}^2 / a_{np}^2 - \omega^2 / c^2) \cdot p, \quad (4)$$

где величина $\omega > 0$ имеет физический смысл круговой частоты рассогласо-

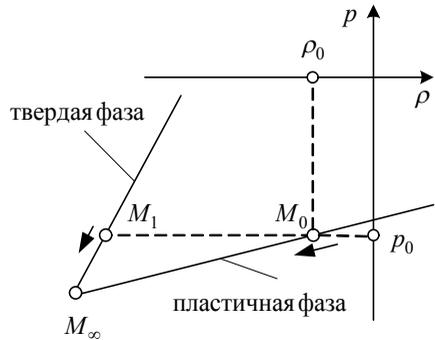


Рисунок 4

вания колебаний. Уравнение (4) имеет известное ограниченное решение

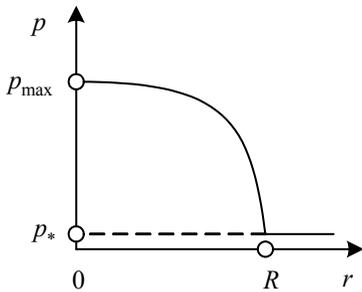


Рисунок 5

$$p(r, t) = p_{\max} \cdot \frac{\sin((\omega/c)r)}{(\omega/c)r} \cdot \sin(\omega_{np}t), \quad (5)$$

график соответствующей амплитудной функции показан на рис.5.

В результате этих колебаний на границе $\partial\Omega$ области Ω возникают гармонические пульсации радиальной скорости и ускорения среды. Равенство

$$(\omega/c) \cdot R \approx \pi$$

определяет радиус R области Ω .

Пусть формула (5) отвечает изменению давления внутри положительного

заряда (источника). Тогда равенство

$$p(r, t) = -p_{\max} \cdot \frac{\sin((\omega/c) \cdot r)}{(\omega/c) \cdot r} \cdot \sin(\omega_{np} \cdot t)$$

описывает изменение давления внутри отрицательного заряда (стока). Источник и сток работают в противофазе, имеют одинаковую производительность, поэтому эфир остаётся несжимаемым.

Пульсации ускорения $\vec{a}(R, t)$ (силы инерции) передаются через границу $\partial\Omega$, и их амплитуда оказывается пропорциональной вектору \vec{E} напряжённости электрического поля, которое изменяется в эфире по его законам. Отметим важнейшую особенность описываемого процесса: *расширение или сжатие среды внутри заряда остаются внутренними*, то есть они, главным образом, происходят за счёт изменения объёма пустотелых оболочек примеси. Отсюда, в частности, следует, что при положительном давлении $p(0, t)$ ускорение $\vec{a}(R, t)$ направлено к центру заряда, а не от центра, как это обычно бывает в механике сплошной среды.

Именно благодаря этому свойству одноименные заряды отталкиваются, а разноименные притягиваются. Так, если считать все заряды неподвижными, то поле \vec{E} оказывается потенциальным, и описывается законом Кулона.

Поясним направление действия силы Кулона на следующем примере. Два положительных заряда занимают переменные объёмы

$$Q_1(t) = Q_{0,1} - Q_{*,1} \cdot \sin \omega_{np}t; \quad Q_2(t) = Q_{0,2} - Q_{*,2} \cdot \sin \omega_{np}t$$

и на том полупериоде, где $\sin \omega_{np}t > 0$, они притягиваются, а где $\sin \omega_{np}t < 0$ — отталкиваются. Мгновенное значение силы, действующей на второй заряд в направлении первого заряда, определяется формулой

$$F_2 = E \cdot \sin \omega_{np}t \cdot (Q_{0,2} - Q_{*,2} \cdot \sin \omega_{np}t), \quad \text{где } E = |\vec{E}| > 0,$$

а среднее за период значение оказывается отрицательным, то есть в среднем за продолжительный промежуток времени такие заряды отталкиваются.

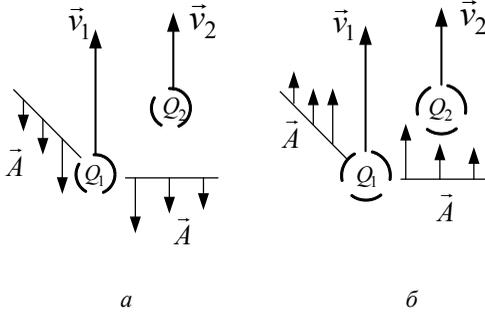


Рисунок 6

При движении зарядов кроме пульсаций ускорений возникают пульсации угловой скорости

$$\vec{\omega} = 0.5 \cdot c^{-1} \cdot \vec{H} \cdot \sin \omega_{np} t$$

закручивания среды, и связь этих полей распространяется по эфиру в соответствии с уравнениями Максвелла (2).

Пусть область Ω содержит заряд Q и движется со скоростью \vec{v} относительно среды. Тогда с учётом ускорения Кориолиса (см. учебник [5, с.105])

$$\vec{a}_K = 2\vec{\omega} \times \vec{v} = c^{-1} \cdot \vec{H} \times \vec{v} \cdot \sin \omega_{np} t$$

сила, действующая на этот заряд, описывается формулой (3), то есть в известном электродинамическом равенстве (см., напр., [6, с. 439])

$$\vec{E} = -\text{grad} \varphi - c^{-1} \cdot \partial \vec{A} / \partial t, \quad \text{где } \vec{H} = \text{rot} \vec{A},$$

величина \vec{A}/c определяет переносную скорость $\partial \vec{u}_* / \partial t$ изменения амплитуды колебаний смещения среды $\vec{u} = \vec{u}_* \cdot \sin \omega_{np} t$, а второе слагаемое – величину $\partial^2 \vec{u}_* / \partial t^2$ переносного ускорения.

Поясним, почему при параллельном движении положительных зарядов Q_1, Q_2 со скоростями $\vec{v}_1 \uparrow \vec{v}_2$ возникает сила притяжения Лоренца. Направления \vec{A} переносной скорости смещения среды при движении заряда $Q_1(t)$ показаны на рис.6 (для первого полупериода – позиция а, для второго – позиция б). Пунктирными окружностями символически отмечено изменение размеров зарядов. На первом полупериоде, где $\sin \omega_{np} t > 0$, в районе второго заряда величина $\vec{\omega}$ противоположна направлению магнитного поля \vec{H} в классической электродинамике, и здесь заряды отталкиваются. Но на втором полупериоде, когда заряды занимают большие объёмы, они притягиваются, и в среднем по продолжительному промежутку времени (из-за разницы объёмов) притяжение оказывается эффективнее отталкивания.

Формальная процедура усреднения действующих сил, приводящая к возникновению силы Лоренца, была проведена в работе [4].

Стабильные частицы среды Максвелла. Схема заряда, описанная в предыдущем пункте, может соответствовать *заряженному бозону* либо другой частице, не имеющей спина. Известно (см. [7]), что бозоны нестабильны, а все стабильные частицы (*фотон, нейтрино, электрон, протон*, и их античастицы) имеют собственный момент инерции, который называют *спином*.

В среде Максвелла таким частицам отвечают другие решения уравнения Клейна – Гордона (1).

Примем, что в цилиндрической области

$$\Omega(t) : \{ R_1 \leq r \leq R_2, z \leq c \cdot t,$$

перемещающейся вдоль оси Oz со скоростью света c (здесь r, φ, z – это цилиндрические координаты), по причине дезорганизации работы оболочек уравнение для давления принимает вид (4), где

$$\omega = c \cdot \lambda,$$

$\lambda > 0$ – волновое число. Тогда, как несложно проверить, решением уравнения (1) является *винтовая волна трансляции (спинор)*

$$p(r, \varphi, z, t) = p_{\max} \cdot \sin(\omega_{np} t - \lambda z - n\varphi) \cdot \eta(z - ct), \quad (6)$$

где n – целое положительное число; $\eta(x)$ – *функция Хевисайда*.

Заметим, что решение (6) имеет непрерывные и быстро убывающие продолжения за пределы области $\Omega(t)$, которые описываются модифицированными функциями Бесселя $K_n((\omega/c) \cdot r)$; кроме того, в уравнении (4) не учтена диссипация энергии (см. статьи [4, 8]), которая приводит к медленному затуханию волны по её длине. График амплитудной функции для случая $n = 2$ показан на рис.6. Среднее по сечению $z = const$ давление равняется нулю, поэтому *волна не взаимодействует с электромагнитным полем*.

В дальнейших публикациях цикла будет проведено исследование этих волн, представляющих интерес для квантовой физики, в частности,

- для теории фотонов, случай $R_1 \approx R_2$, спин S кольца, имеющего массу m , равен:

$$S = mR_2^2 \cdot \omega_{ep} = \hbar,$$

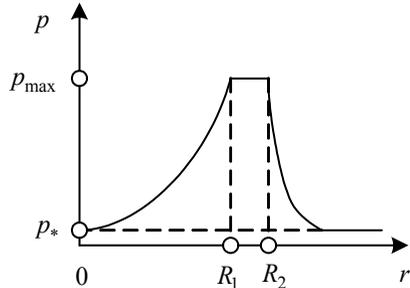


Рисунок 7

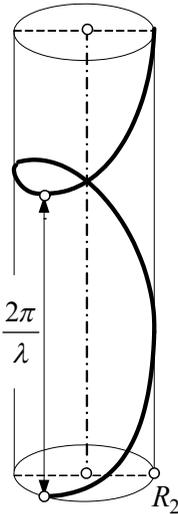


Рисунок 8

- для теории электронного нейтрино, случай $R_1 = 0$, спин S диска, имеющего массу m , равен:

$$S = 0.5 m R_2^2 \cdot \omega_{ep} = \hbar / 2,$$

где \hbar – постоянная Планка. Но уже сейчас мы подчеркнём важную особенность нового решения: *в области $\Omega(t)$ постоянно присутствуют точки, для которых*

$$p(r, \varphi, z, t) = p_\infty.$$

Указанное множество точек далее будем именовать *ядром частицы*.

Для фотона в каждый фиксированный момент времени t эти точки образуют винтовые линии, показанные на рис.8, а для нейтрино они лежат на поверхности геликоида. При изменении времени указанные ядра вращаются с угловой скоростью $\omega_{ep} = (\omega_{np} - \omega) / n$ и перемещаются вдоль оси вращения со скоростью света.

В точках ядра, как уже указывалось выше, происходит фазовый переход, который сопровождается выделением кинетической энергии δT и расширением пластической фазы внутрь оболочек, что, в свою очередь, приводит к некоторому дополнительному снижению давления на величину $\delta p \sim \delta T$.

В результате, среднее значение давления в области $\Omega(t)$ оказывается отрицательным и не изменяется с течением времени.

Таким же свойством обладают решения, описывающие *стабильные фермионы*, которые имеют *массу покоя* (напр., электрон и протон); останавливаться на этих вопросах подробнее в данной публикации мы не будем.

Выделившаяся в ядре частицы кинетическая энергия δT является её *полной энергией*; она тратится на поддержание стабильности частицы и создаваемых ею полей. В том числе и на поддержание отрицательного давления δp в ядре частицы и постоянный приток среды в это ядро, что, как мы покажем далее, служит причиной возникновения силового поля, подобного гравитационному полю Ньютона.

Теории гравитации от Кеплера до Эйнштейна. Для объяснения существования электромагнитного поля в работах [3,4] авторам пришлось наделять эфир теми свойствами, которыми обладает твёрдый материал, испытывающий упругопластические деформации. Далее мы перейдём к современным моделям гравитационного поля и, в итоге, придём к тому же выводу.

В этом и следующем пунктах мы систематизируем некоторые исторические факты, которые исследователи развития науки относят к разряду хрестоматийных и обычно освещают в энциклопедиях.

Уже в начале 17-го столетия, после разрушения древней системы представлений об устройстве мира, построенной *Аристотелем*, и отказа от хрустальных сфер *Птоломея*, перед учёными встал вопрос: что удерживает пла-

неты на их орбитах? Было ясно, что это должна быть какая-то сила притяжения, но было непонятным, какую она имеет природу и структуру.

История науки сберегла несколько заслуживающих внимания вариантов ответа на этот вопрос.

Первый вариант решения проблемы был предложен ещё *Иоганном Кеплером*. Опираясь на первые работы по магнетизму, выполненные *Уильямом Гильбертом*, Кеплер предположил, что причиной притяжения планет к Солнцу является магнетизм. Учитывая известный факт размещения всех планет в одной плоскости, Кеплер считал, что магнитная сила в основном действует именно в этой плоскости и убывает обратно пропорционально расстоянию. Последнее утверждение вступило в противоречие с законом всемирного тяготения, открытого Ньютоном, и поэтому после окончательного признания новой (ньютоновской) механики магнитная теория тяготения была отброшена как несостоятельная.

Такая же участь ожидала и теорию гравитации, которую в 1644-м году обнаружил *Рене Декарт*. Отличие этой теории от абстрактной теории магнетизма Кеплера состояла в том, что указывались конкретные источники силы – вихри, которые возникали в специальной жидкой субстанции (*пленуме*), заполняющей, по убеждению Декарта, весь мир.

Показательно, что *Исаак Ньютон* не высказывал никаких допущений относительно природы открытой им универсальной гравитационной силы. Эту работу, вместо него, но позднее, выполнил швейцарский физик *Жорж Лесаж*, и в 1874 - м году разработал первую теорию гравитации, которая не имела противоречий с приобретенным на то время опытом.

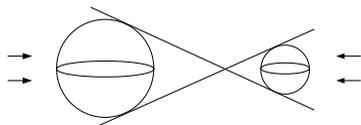


Рисунок 9

В соответствии с представлениями Лесажа мировое пространство заполнено мелкими твёрдыми частицами, которые летят с приблизительно одинаковой и очень высокой скоростью, а их поток имеет одинаковую плотность по всем направлениям. Сталкиваясь с атомами вещества, частицы отскакивали от них и передавали некоторый импульс. Одно тело создавало частично проницаемый экран для процесса бомбардировки другого (рис.9), и в результате возникал точно такой же эффект взаимодействия, который предсказывался законом всемирного тяготения Ньютона. В частности, сила тяготения изменялась с расстоянием по закону обратных квадратов.

Заметим, что частицы, которые использовал в своей теории Лесаж, после знакомства со свойствами нейтрино (см. учебник [7]) уже не кажутся фантастическими. Напомним, что существование нейтрино сначала было предсказано *Энрико Ферми* теоретически, а затем через небольшой промежуток времени эти частицы были зарегистрированы в эксперименте. Что касается новых виртуальных частиц современной физики – *гравитонов*, обмен которых

ми, согласно существующим теориям, приводит к гравитационному взаимодействию тел, то их экспериментальная регистрация уже явно запаздывает, и это порождает сомнения в их реальном существовании.

Теория Лесажа имела один свободный параметр – скорость частиц, и каждый из его последователей выбирал её значение по-своему. *Пьер Лаплас*, например, считал, что скорость этих частиц примерно в миллион раз больше скорости света. Поэтому в теории гравитации Лапласа скорость распространения импульса, который выполняет взаимодействие между телами, в миллион раз больше скорости света. Теория Лапласа господствовала в науке до начала 20-го столетия. Что касается Ньютона, то он считал, что гравитационное взаимодействие происходит мгновенно – потому что именно это обстоятельство подтверждается опытом. В дальнейшем последователи и оппоненты Ньютона (в том числе и *Альберт Эйнштейн*) затратили много усилий, чтобы найти другие объяснения этому важнейшему экспериментальному факту. В теории гравитационного поля, разработанной Эйнштейном, этот факт подтверждается только лишь для равномерно движущихся тел; при этом сферические (или плоские) гравитационные и электромагнитные волны в пустом пространстве распространяются с одинаковыми скоростями.

Принципы относительности Маха и Эйнштейна. Австрийский физик и философ *Эрнст Мах*, которого *Альберт Эйнштейн* считал идейным учителем, сформулировал свой принцип относительности, где инертность тела объяснялась его гравитационным взаимодействием с отдалённой материей (дальними звёздами). Рассуждения Маха сводились к следующему:

- известно, что изменение скорости \vec{v} движения материальной точки массы m описывается уравнением

$$m \cdot d\vec{v} / dt = \vec{F} ;$$

- в этом уравнении равнодействующая сила \vec{F} определяет действие всех известных факторов, источники которых расположены вблизи данной точки;
- следовательно, сила \vec{F} не учитывает возможного влияния дальних источников (отдалённых звёзд);
- единственной известной силой, действующей на очень больших расстояниях, является сила гравитации;
- следовательно, сила инерции $m \cdot d\vec{v} / dt$ – это равнодействующая сил гравитации между материальной точкой и удалёнными звёздами.

Таким образом, если поверить Маху, то получается, что инерция и гравитация – это разные проявления одного и того же физического явления. Эйнштейн, по его собственному признанию (см. книгу *Вольфганга Паули* [2]), при создании общей теории относительности так и не смог полностью реализовать принцип относительности Маха, но взял из него главное – равенство инерционной и гравитационной массы. При этом *Эйнштейн рассматривал гравитацию как релятивистский эффект, вызванный расширением про-*

странства, но его непростое объяснение механизмов функционирования этой связи базировалось на тензорных уравнениях, описывающих изменение кривизны пространства, и было чисто формальным.

В теории Эйнштейна главенствующую роль играет принцип равенства скорости света во всех инерционных системах отсчёта, который оправдывал отрицательный результат опытов *Майкельсона* и *Морли* по определению скорости эфирного ветра, проведенных в 1887 году. Из этого принципа, в частности, следовало *совпадение скорости распространения гравитационных и электромагнитных волн*, что противоречило теории Лапласа. Американский физик *Дейтон Миллер* в 1925 году усовершенствовал схему интерферометра Майкельсона и повысил его чувствительность в 3 раза. После чего он повторил опыты в гористой местности (обсерватория *Маунт – Вилсон*, 1830 метров над уровнем моря), где наблюдал долгожданное смещение интерференционных картин; в 1929 году к этим исследованиям присоединился Майкельсон. Учёные установили (см. статьи [10,11]), что скорость \vec{v} эфирного ветра на указанной высоте изменялась в диапазоне $6...10 \text{ км/с}$, а его направление было перпендикулярно плоскости, где обращаются планеты Солнечной системы (эта плоскость параллельна диску Галактики, рис.10). Аналогичные результаты на интерферометре другой конструкции в 1998 – 2004 годах получены харьковским физиком *Юрием Галаевым* (описаны в брошюре [12]).

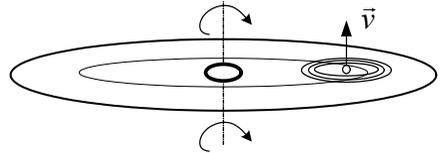


Рисунок 10

Таким образом, в современной физике вопрос существования эфирного ветра, как и в конце 19-го столетия, опять считается открытым (см. обзор [13]), и это положение позволяет разрабатывать теории гравитации, противоречащие указанному следствию из принципа относительности Эйнштейна.

Однако, как показано далее, в активной упругопластической среде Максвелла существует силовое поле, подобное гравитационному, которое *удовлетворяет упомянутому принципу*, что подтверждает правоту Эйнштейна в этом вопросе.

Гравитация в среде Максвелла. Любая частица этой среды, как было объяснено выше, содержит внутри себя область Ω_0 пониженного давления, в которой происходит кристаллизация пластичной фазы и её расширение внутрь пустотелых оболочек. В результате на границе $\partial\Omega_0$ этой области возникает постоянный во времени поток среды и её ускорение к центру частицы. При малых частотах уравнение (1) для давления p становится волновым (см. [4]) и имеет вид:

$$\hat{a}_{np}^{-2} \partial^2 p / \partial t^2 = \Delta p ,$$

где \hat{a}_{np} – скорость звука в рассматриваемой гетерогенной смеси.

За пределами частицы среднее давление p_0 остаётся одинаковым для всех точек, а среда – несжимаемой. Её поперечные низкочастотные колебания описываются уравнением

$$\rho_0 \cdot \partial^2 \vec{u} / \partial t^2 = -G_0 \cdot \text{rot rot } \vec{u} ,$$

или, что эквивалентно,

$$c^{-2} \cdot \partial^2 \vec{u} / \partial t^2 = \Delta \vec{u} , \quad (7)$$

где \vec{u} – смещение точки среды; ρ_0 – плотность среды; G_0 – модуль сдвига; c – скорость света,

$$c = \sqrt{G_0 / \rho_0} .$$

Для начала анализа предположим, что все частицы неподвижны. Тогда поперечные колебания отсутствуют, но наблюдается потенциальное установившееся перемещение \vec{u}_{np} несжимаемой среды, имеющее стоки в ядрах частиц. Поле ускорений $\vec{g}(M)$ здесь описывается уравнением Пуассона

$$\Delta \vec{g}(M) = -4 \cdot \pi \cdot \gamma \cdot m(M) ,$$

или известной формулой

$$\vec{g}(M) = \gamma \cdot \text{grad} \int_{R^3} \frac{m(P)}{|\overline{MP}|} dV = -\gamma \cdot \int_{R^3} \frac{m(P)}{|\overline{MP}|^3} \overline{MP} dV ,$$

где $m(P)$ – плотность массы в точке P , γ – универсальная гравитационная постоянная, для эфира $\gamma \approx 6.7 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 / (\text{кг} \cdot \text{сек}^2)$.

В результате вокруг каждой частицы создаётся поле центростремительных ускорений *свободного падения* \vec{g} , изменяющееся по закону обратных квадратов. Встречаясь с другой частицей (имеющей массу M_0), это поле создаёт *виртуальную силу притяжения* $\vec{F} = M_0 \cdot \vec{g}$, описываемую (для больших расстояний или для частиц сферической формы) формулой Ньютона.

Перейдём к анализу движущихся частиц, и здесь, как и для электромагнитного поля, поскольку *все частицы являются волнами трансляции для поперечных смещений*, из абсолютного ускорения \vec{g} нужно вычесть переносное ускорение и ускорение Кориолиса, вызванное перемещением и вращением *лабораторной системы координат*.

Заметим, что движение изолированной массы приводит к такому же изменению скоростей среды, которое для высокочастотного диапазона вызывало движение положительного электрического заряда на первом полупериоде синфазных колебаний (где $\sin \omega_{np} t > 0$, см. рис. 7 а). Сказанное позволяет, не повторяя выкладки, проведенные в работах [3,4,6] для анализа сплошной среды и электромагнитного поля, сформулировать следующие выводы:

- новое силовое поле имеет такую же структуру, как электромагнитное, и в лабораторной системе координат описывается формулой вида (3)

$$\vec{F} = M_0 \cdot \vec{G} + M_0 \cdot c^{-1} \cdot \vec{v} \times \vec{X}, \quad (8)$$

где \vec{G}, \vec{X} – напряжённости гравитации и гравитационной индукции, \vec{v} – скорость (пробной) массы M_0 в этой же системе координат;

- напряжённости \vec{G}, \vec{X} выражаются через скалярный и векторный потенциалы φ, \vec{A} ,

$$\vec{G} = -\text{grad } \varphi - c^{-1} \cdot \dot{\vec{A}}, \quad \vec{X} = \text{rot } \vec{A};$$

где m, \vec{k} – это плотности распределения массы и тока массы (импульса), связанные уравнением неразрывности

$$\partial m / \partial t + c^{-1} \cdot \text{div } \vec{k} = 0;$$

- потенциалы φ, \vec{A} связаны условием Лоренца

$$\partial \varphi / \partial t + c^{-1} \cdot \text{div } \vec{A} = 0$$

и во всём пространстве удовлетворяют волновым уравнениям

$$c^{-2} \cdot \partial^2 \varphi / \partial t^2 = \Delta \varphi - 4\pi \cdot m, \quad c^{-2} \cdot \partial^2 \vec{A} / \partial t^2 = \Delta \vec{A} - 4\pi \cdot \vec{k} / c, \quad (9)$$

причём вектор $\vec{A} / c = \partial(\vec{u}_{np} + \vec{u}) / \partial t$ определяет переносную скорость движения лабораторной системы координат, относительно которой смещения упругой среды описываются уравнениями Максвелла, а вектор \vec{X} / c пропорционален угловой скорости вращения этой местной системы координат;

- напряжённости \vec{G}, \vec{X} удовлетворяют системе уравнений Максвелла

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{G} = -c^{-1} \partial \vec{X} / \partial t, & \text{div } \vec{G} = -4\pi \cdot m, \\ \text{rot } \vec{X} = c^{-1} \partial \vec{G} / \partial t - (4\pi / c) \vec{k}, & \text{div } \vec{X} = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Заметим, что уравнения (9) и (10) совпадут с уравнениями электромагнитного поля, если у напряжённостей \vec{G}, \vec{X} изменить знаки. Тогда формула (8) для силы примет вид:

$$\vec{F} = -M_0 \cdot \vec{G} - M_0 \cdot c^{-1} \cdot \vec{v} \times \vec{X}. \quad (11)$$

Откуда, в частности, следует, что

- неподвижные массы или массы, движущиеся с одинаковыми скоростями, притягиваются согласно закону всемирного тяготения Ньютона;
- между массами, движущимися с одинаковыми по направлению скоростями, возникает дополнительная сила отталкивания, вызванная гравитационной индукцией.

Гравистатика вращающихся дисков. Далее поле напряжённостей \vec{G} будем называть гравитационным, а поле \vec{X} – индукционным. Если источники этих полей (плотности распределения масс и импульсов) не изменяются с те-

чением времени, поля являются статическими и (после перехода к единой системе физических единиц) описываются формулами вида:

$$\vec{G}(M) = \frac{\gamma_0}{4\pi} \cdot \int_{P \in R^3} \frac{m(P) \cdot \overline{PM}}{|PM|^3} dV; \quad \vec{X}(M) = \frac{\chi_0}{4\pi} \cdot \int_{P \in R^3} \frac{\vec{k}(P) \times \overline{PM}}{|PM|^3} dV, \quad (12)$$

где
$$\vec{F} = \vec{F}_\gamma + \vec{F}_\chi = -M_0 \cdot \vec{G} - M_0 \cdot \vec{v} \times \vec{X},$$

$\vec{F}_\gamma, \vec{F}_\chi$ – гравитационная и индукционная силы; γ_0, χ_0 – гравитационная и индукционная постоянные среды Максвелла, связанные равенством

$$\chi_0 = \gamma_0 / c^2.$$

Для эфира $\gamma_0 / (4\pi) = \gamma$, то есть $\chi_0 \approx 9 \cdot 10^{-27} \text{ м/кг}$.

Используя разработанную теорию, найдём, для примера, силу взаимодействия двух идентичных тонких колец L_1 и L_2 , имеющих равномерные погонные плотности λ_1 и λ_2 . Кольца вращаются с угловыми скоростями ω_1, ω_2 вокруг общей оси Oz (рис.11).

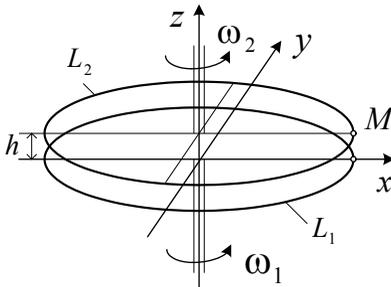


Рисунок 11

Радиусы колец равны R , расстояние между ними $h \ll R$.

Сила взаимодействия F является алгебраической суммой сил F_γ гравитационного притяжения и F_χ индукционного отталкивания, направленных вдоль оси Oz .

Найдём эти силы.

Для этого расположим одно из колец в плоскости xOy и определим напряжённость индукционного и гравитационного поля, создаваемого этим кольцом в точке M второго кольца.

Учтём, что вращающееся кольцо L_1 создаёт ток массы $\kappa_1 = \lambda_1 \cdot \omega_1 \cdot R$; в точке M он перпендикулярен плоскости xOz , следовательно

$$\vec{\kappa}_1(M) = \lambda_1 \omega_1 R \vec{j}, \quad X_y(M) = 0, \quad X_x(M) = \frac{\kappa_1 R h}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi d\varphi}{(2R^2 + h^2 - 2R^2 \cos \varphi)^{3/2}};$$

$$X_z(M) = \frac{\kappa_1 \cdot R^2}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{(1 - \cos \varphi) d\varphi}{(2R^2 + h^2 - 2R^2 \cos \varphi)^{3/2}}.$$

Индукционная сила действует по направлению вектора $\vec{\kappa}_2(M) \times \vec{X}(M)$, где $\vec{\kappa}_2(M) = \lambda_2 \cdot \omega_2 \cdot R \cdot \vec{j}$, и поэтому проекция $f_\chi(M)$ плотности силы на ось Oz зависит только от компоненты $X_x(M)$ и определяется равенством:

$$f_{\chi}(M) = \mu_0 \cdot \kappa_2 \cdot \vec{H}_x(M) = \frac{\chi_0 \cdot \kappa_1 \cdot \kappa_2 \cdot h}{4\pi \cdot 2\sqrt{2} \cdot R^2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi d\varphi}{(1+k^2 - \cos \varphi)^{3/2}},$$

где $k = h / (\sqrt{2} R)$. Используемый в этом равенстве полный эллиптический интеграл при значениях $k \ll 1$ с высокой точностью равен $2\sqrt{2} / k^2$. В результате получаем искомые формулы для плотности f_{χ} и силы F_{χ} :

$$f_{\chi} = \frac{\chi_0 \cdot \kappa_1 \cdot \kappa_2}{2\pi h}, \quad F_{\chi} = \frac{\chi_0 \cdot \kappa_1 \cdot \kappa_2 \cdot R}{h} = \frac{\chi_0 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \omega_1 \cdot \omega_2 \cdot R^3}{h}.$$

При вычислении силы гравитационного взаимодействия учтём, что линейные скорости зарядов $v_1 = \omega_1 \cdot R$ и $v_2 = \omega_2 \cdot R$ удовлетворяют условию $|v_{1,2}| \ll c$, где c – скорость света; иначе в формулы необходимо вносить релятивистские поправки.

Для определения напряжённости поля в точке $M(R, 0, h)$ составим вектор $\overline{PM} = \{R - x, -y, h\}$ и интеграл по кольцу $L_1: \{x^2 + y^2 = R^2$:

$$\vec{G}(M) = \frac{\gamma_0 \lambda_1}{4\pi} \int_{L_1} \frac{\overline{PM}}{|\overline{PM}|^3} dl = \frac{\gamma_0 \lambda_1 R}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\{R - R \cos \varphi, -R \sin \varphi, h\}}{(2R^2 + h^2 - 2R^2 \cos \varphi)^{3/2}} d\varphi.$$

Плотность $f_{\gamma}(M)$ осевой силы использует третью компоненту вектора напряжённости:

$$f_{\gamma}(M) = \frac{\gamma_0 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot h}{4\pi \cdot 2\sqrt{2} \cdot R^2} \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{(1+k^2 - \cos \varphi)^{3/2}}.$$

При малых значениях k для интеграла справедливо то же самое приближение, что и выше, следовательно,

$$f_{\gamma}(M) = \frac{\gamma_0 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2}{2\pi \cdot h} \quad \text{и} \quad F_{\gamma} = \frac{\gamma_0 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2}{2\pi \cdot h} \cdot 2\pi \cdot R = \frac{\gamma_0 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot R}{h}.$$

Для сравнения сил вычислим их отношение

$$\frac{F_{\chi}}{F_{\gamma}} = \frac{\chi_0 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \omega_1 \cdot \omega_2 \cdot R^3}{h} \cdot \frac{h}{\gamma_0 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot R} = \frac{1}{c^2} \cdot \omega_1 \cdot \omega_2 \cdot R^2 = \frac{v_1 \cdot v_2}{c^2},$$

где $v_{1,2} = \omega_{1,2} \cdot R$ – линейные скорости зарядов; c – скорость света в вакууме.

Так, два тысяча килограммовых плоских диска, имеющих сечение $1 \text{ см} \times 20 \text{ см}$ и средний радиус $R = 1 \text{ м}$, притягиваются друг к другу с силой $F_{\gamma} \approx 10^{-3} \text{ Н}$. При синхронном вращении этих дисков с частотой 3.000 об/мин сила притяжения убывает на величину $F_{\chi} \approx 10^{-15} \text{ Н}$, то есть уточняется двенадцатая значащая цифра.

Полученный результат означает, что при скоростях вращения диска, обеспечивающих его прочность на разрыв, индукционной силой можно пренебречь.

Ясно, что поскольку в это соотношение не входит величина радиуса дисков, оно остаётся справедливым и для двух протяжённых объектов, летящих параллельным или встречным курсом (рис.12).

Численное моделирование силы индукционного отталкивания между вращающимся диском и вращающимся шаром (рис.13) привело к сходному по порядку величины результату, причём, как оказалось, увеличение массы и размера шара мало влияет на результат. Объяснение этого далеко не очевидного факта дано в следующем пункте.

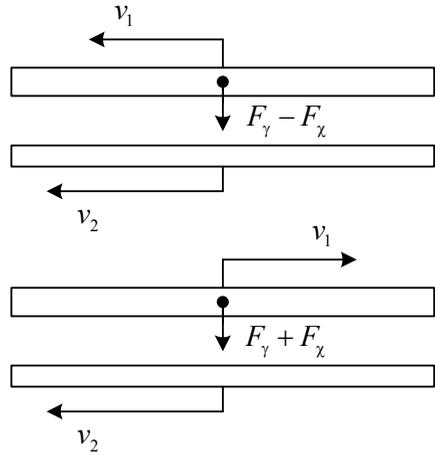


Рисунок 12

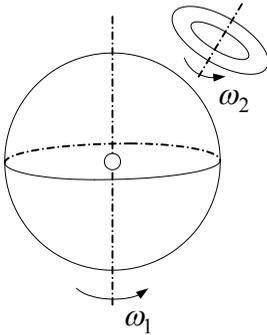


Рисунок 13

Теорема. Пусть гравитационное и индукционное поля, создаваемые телом T_1 , являются стационарными и описываются формулами (12), причём внутри тела T_2 гравитационное поле можно считать однородным. Тогда отношение индукционной и гравитационной сил, действующих на тело T_2 , удовлетворяет неравенству

$$F_\chi / F_\gamma \leq v_1 \cdot v_2 / c^2,$$

где v_1, v_2 – максимальные скорости движения точек первого и второго тела, c – скорость света.

Доказательство. Оценим величину индукции, создаваемой телом T_1 в некоторой точке

$M \in T_2$:

$$|\vec{X}(M)| \leq \frac{\chi_0}{4\pi} \int_{P \in T_1} \frac{|\vec{k}(P) \times \overline{PM}|}{|\overline{PM}|^3} dV \leq \frac{\chi_0}{4\pi} \int_{P \in T_1} \frac{|\vec{k}(P)|}{|\overline{PM}|^2} dV = \frac{\chi_0}{4\pi} \int_{P \in T_1} \frac{|m(P)\vec{v}(P)|}{|\overline{PM}|^2} dV \leq$$

$$\leq \frac{\chi_0 \cdot v_1}{4\pi} \int_{P \in T_1} \frac{m(P)}{|PM|^2} dV = \frac{\chi_0 \cdot v_1}{\gamma_0} \cdot \frac{\gamma_0}{4\pi} \int_{P \in T_1} \frac{m(P)}{|PM|^2} dV = \frac{v_1}{c^2} \cdot |\vec{G}(M)|.$$

Теперь оценим величину индукционной силы, действующей на тело T_2 :

$$F_\chi \leq \int_{M \in T_2} |\vec{v}(M) \times \vec{X}(M)| m(M) dV \leq v_2 \int_{M \in T_2} X(M) m(M) dV \leq \leq \frac{v_1 \cdot v_2}{c^2} \cdot |\vec{G}(M)| \int_{M \in T_2} m(M) dV = \frac{v_1 \cdot v_2}{c^2} \cdot F_\gamma.$$

Теорема доказана. Пример вращающихся дисков показывает, что получить более жёсткую априорную оценку для отношения этих сил невозможно.

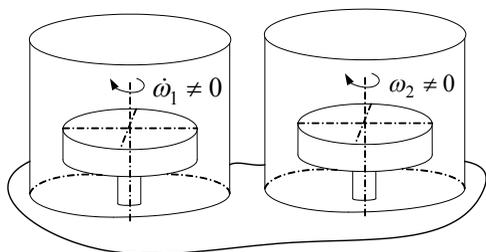


Рисунок 14

Гравитационная индукция: миф или реальность? Наличие гравитационной индукции предсказывается не только теорией гравитации, разработанной для среды Максвелла, но и общей теорией относительности Эйнштейна, где в рамках используемой математической модели возникают гравитационные волны, сходные с электромагнитными. Однако существование этих волн не имеет однозначного экспериментального подтверждения.

Гравитационное поле протона почти в 10^{40} раз слабее электрического поля, поэтому гравитация существенна только для больших электрически нейтральных областей (небесных тел), а в лаборатории обнаружить гравитационную индукцию трудно.

Схема эксперимента, в котором её можно выявить, показана на рис.14. Из стеклянных колпаков выкачали воздух; опору левого диска подсоединили к приводу высокооборотного вращения, в свободной опоре правого диска минимизировали трение. В отличие от опытов по электромагнетизму (см. [14, с.230]), эти диски не несут электрического заряда. Если эфир действительно является средой Максвелла, то при ускоренном вращении левого диска начинает вращаться правый. Известно, что в 1960-ые годы такие эксперименты в нашей стране уже проводились, однако их положительные результаты официальной наукой признаны не были. Но даже если признать, что эта индукция действительно существует, то в инженерных расчётах, как показано выше, ею можно пренебрегать.

Перспективы дальнейших обобщений: гравитационный диполь и масса поля. При сходстве гравитационного и электрического полей между

ними существуют два существенных различия:

- все источники гравитации имеют один знак (по терминологии теории поля это *стоки*, то есть они отрицательные);
- электрический заряд квантуется и не зависит от скорости движения, а масса может принимать любые значения и зависит от скорости частицы.

Благодаря первому свойству *не происходит гравитационной поляризации среды и вещества*, и гравитационное поле может свободно проникать внутрь массивных тел.

Чтобы пояснить причину возникновения этого различия мы снова обратимся к анализу модели среды Максвелла (рис.1) и той связи между низкочастотными и высокочастотными продольными колебаниями упругой среды, о которой шла речь в статье [4]. Тогда следует признать, что давление p_0 не является постоянной величиной, а медленно изменяется во времени, напр., по гармоническому закону

$$p_0 = p_{0,0} + p_{0,1} \cdot \sin \omega_0 t .$$

В случае эфира круговая частота ω_0 составляет 10^{-17} 1/сек и менее, то есть период T_0 этих колебаний исчисляется десятками миллиардов лет.

Равномерное поле колебаний давления при определённых условиях, которые мы будем обсуждать в отдельной публикации, способно создать новое низкочастотное синфазное поле, являющееся полным аналогом электромагнитного. В нём будут свои положительные и отрицательные заряды, силовые поля которых будут вновь описываться уравнениями Максвелла, а также свои частицы и их гравитационное взаимодействие.

На промежутке времени $T \ll T_0$ и в области Ω_1 , диаметр которой составляет десятки миллиардов парсек, давление p_0 убывает и находится вблизи минимума гистерезисной кривой (рис.1). Похоже на то, что указанное место и время соответствует процессу *упругопластического расширения*, которое происходит в ядре некоторой заряженной Частицы из мира низкочастотных поперечных колебаний.

В то же самое время, но в другом месте пространства, существует Частица Ω_2 , которая испытывает *упругопластическое сжатие* и находится в верхней части гистерезисной диаграммы. Фазовый переход (уплотнение) материала при сжатии создаёт внутри частицы Ω_2 такое же гравитационное поле

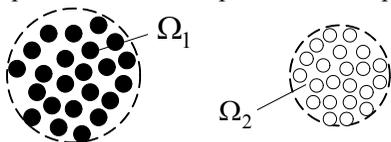


Рисунок 15

взаимного притяжения масс, как и внутри частицы Ω_1 . Но если усреднить процесс взаимодействия по промежутку времени $T \gg T_0$, то окажется, что массы будут отталкиваться, а сами эти частицы образуют диполь из двух зарядов разных знаков (рис.15).

Поясняя причину второго отличия, следует сказать, что оно во многом

проистекает из первого. Но, в тоже время, надо признать, что уравнения (10) должны учитывать не только массу частиц, но и энергию (а, значит, массу) создаваемых ими полей. Известно (см. монографию [9], а также нашу статью [3]), что импульс переноса энергии электромагнитного (а теперь и гравитационного) поля может быть описан при помощи векторов Пойтинга,

$$\vec{S}_E = \vec{E} \times \vec{H}, \quad \vec{S}_G = \vec{G} \times \vec{X},$$

но здесь требует подробного разъяснения физический смысл массы поля, чему будет посвящена отдельная публикация. Там же будут проанализированы конкретные причины, которые приводят к выполнению в среде Максвелла законов сохранения массы и энергии, а также прояснен (для этой среды) физический смысл известного преобразования Лоренца.

Выводы. На примере конкретной активной механической среды изучены условия, приводящие к возникновению электрических зарядов и силового электромагнитного поля, описываемого уравнениями Максвелла.

На том же примере объяснено, как устроена устойчивая частица, обладающая массой.

Показано, что в изучаемой среде возникает дополнительное силовое поле, похожее на гравитационное поле Ньютона, но учитывающее индукцию движущихся масс. Получена эффективная оценка для силы гравитационной индукции и рассмотрены соответствующие примеры.

Список литературы: 1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газов. – М.: Наука, 1978. 2. Пуанкаре А. О науке. – М.: Наука, 1983. 3. Ванин В.А., Григорьев А.А. Вектор переноса энергии при поперечных смещениях упругой среды // Вестник НТУ «ХПИ». – 2010. – № 37. – С.59-68. 4. Ванин В.А., Григорьев А.А. Волновые поля высокочастотных синфазных колебаний упругой среды // Вестник НТУ «ХПИ». – 2010. – № 69. – С. 35-45. 5. Киттель Ч., Найт В., Рудерман М. Механика. Берклевский курс физики – М.: Наука, 1983. 6. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1966. 7. Вихман Э. Квантовая физика. Берклевский курс физики – М.: «Наука», 1974. 8. Григорьев А.А., Деряченко А.И. Моделирование гармонической волны переноса для связанных колебаний винтового стержня // – см. статью в настоящем сборнике. 9. Паули В. Теория относительности. – М.: Наука, 1983. 10. Miller D.C. Significance of the ether-drift experiments of 1925 at Mount Wilson // Science. – 1926. – Vol.68, No.1635. – P.433-443. 11. Michelson A.A., Pease F.G., Pearson F. Repetition of the Michelson – Morley experiment // Journal of the optical Society of America and Review of Scientific Instruments. – 1929. – Vol.18, No.3- P181-182. 12. Галаев Ю.М. Измерение скорости эфирного ветра и кинематической вязкости эфира оптическим интерферометром. – Харьков: ООО «Инфобанк», 2007. 13. Ацкоковский В.А. Общая эфиродинамика. – М.: Энергоатомиздат, 1990. 14. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклевский курс физики – М.: Наука, 1983.

Поступила в редколлегию 03.02.11