Оглавление

Введение

Предлагается использовать преобразование Лоренца с фазовой скоростью, разной в разных системах отсчета. Это позволит сохранять метрический интервал с фазовой скоростью вместо скорости света в вакууме. Метрический интервал со скоростью света в вакууме не сохраняется при переходе из вакуума в диэлектрик, так как сохраняется метрический интервал с фазовой скоростью. Сохраняется и метрический интервал с фазовой скоростью звука. Это позволяет описывать звуковые волны как подчиняющиеся преобразованию Лоренца с фазовой скоростью звука. Имеется другая интерпретация преобразования Лоренца. Имеется размер в собственной системе координат. Размер в двигающейся системе координат, измеренный с помощью звуковых или электромагнитных волн нуждается в уточнении. Уточненный размер совпадает с размером в собственной системе координат.

Предлагается двигатель на новом принципе. Поверхность летательного аппарата охлаждается до низкой температуры. Это позволяет уменьшить силу, действующую на верхнюю часть летательного аппарата, т.е. создать подъемную силу. Расчеты показали реальность полученного летательного аппарата. Описано движение в вакууме и в горизонтальной плоскости.

Автор книги благодарит Сердюкова А.В. за полезное обсуждение и правильные уточнения.

Глава 1. Преобразование Лоренца для звуковых волн

Покажем, что звуковые волны описываются уравнением Максвелла и значит для них справедливо преобразование Лоренца с фазовой скоростью звука вместо фазовой скорости света. Приведены ссылки на статью, в которой на основании релятивистской формулы для энергии квазичастиц со скоростью звука, вместо скорости света, вычислены параметры гелия при низкой температуре.

Покажем, что можно определить напряженность электрического и магнитного поля у уравнений звуковых волн гидродинамики. Для этого определим понятие скалярного и векторного потенциала электромагнитного поля. Ротор меняет знак при переходе из правой декартовой системы координат в левую. Это можно доказать, расписав определение ротора в декартовой системе координат и поменяв знак в одном столбце у оператора дифференцирования и этой же компоненте скорости.

$$\nabla_l \times \mathbf{V} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & -\mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x_1} & -\dfrac{\partial}{\partial x_2} & \dfrac{\partial}{\partial x_3} \\ V_1 & -V_2 & V_3 \end{vmatrix} = -\begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x_1} & \dfrac{\partial}{\partial x_2} & \dfrac{\partial}{\partial x_3} \\ V_1 & V_2 & V_3 \end{vmatrix} = -\nabla_r \times \mathbf{V}$$

индекс r соответствует правой системе координат, индекс l левой. Дивергенция знак не меняет. Распишем величину комплексной скорости в виде

$$\mathbf{V} = (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 + (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2,$$

и подействуем оператором дивергенция на обе части равенства

$$\nabla_r \mathbf{V} = \nabla_r (\mathbf{V}+\mathbf{V}^*)/2 + \nabla_r (\mathbf{V}-\mathbf{V}^*)/2 .$$

Перейдем в комплексно сопряженное пространство и в плоскости векторов $\operatorname{Re}\mathbf{V}, \operatorname{Im}\mathbf{V}$ возьмем левую дивергенцию. Направление мнимой компоненты скорости совпадает с направлением оси, у которой меняем знак. Имеем соотношение $\nabla_r \mathbf{V} = \nabla_l \mathbf{V}^*$. Так как в плоскости $\operatorname{Re}\mathbf{V}, \operatorname{Im}\mathbf{V}$ действительная часть не изменит знака, а мнимая часть изменит знак, получим

$$\begin{gathered}\nabla_r (\mathbf{V}+\mathbf{V}^*)/2 + \nabla_r (\mathbf{V}-\mathbf{V}^*)/2 = \nabla_r \mathbf{V} = \nabla_l \mathbf{V}^* = \\ = \nabla_l (\mathbf{V}+\mathbf{V}^*)/2 - \nabla_l (\mathbf{V}-\mathbf{V}^*)/2 = \nabla_r (\mathbf{V}+\mathbf{V}^*)/2 - \nabla_r (\mathbf{V}-\mathbf{V}^*)/2 \end{gathered}.$$

Воспользовались тем, что правая и левая дивергенция равны. Откуда получаем $\nabla_r (\mathbf{V}-\mathbf{V}^*)/2 = 0$, и значит, $(\mathbf{V}-\mathbf{V}^*)/2 = i \cdot \nabla_r \times \mathbf{A}$, т.е. мнимая часть комплексной скорости соленоидальная.

Аналогично расписываем скорость, подействовав оператором ротор

$$\nabla_r \times \mathbf{V} = \nabla_r \times (\mathbf{V}+\mathbf{V}^*)/2 + \nabla_r \times (\mathbf{V}-\mathbf{V}^*)/2 ,$$

но величину скорости представим в виде $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \frac{\partial \mathbf{A}}{c \partial t}$, а скорость c это скорость возмущения в среде. Условие на мнимую часть $\mathbf{V}$ выполняется. Перейдем в комплексно сопряженное пространство и в плоскости векторов $\operatorname{Re}\mathbf{V}, \operatorname{Im}\mathbf{V}$ возьмем левый ротор, получим соотношение $\nabla_r \times \mathbf{V} = \nabla_l \times \mathbf{V}^*$. Направление мнимой компоненты скорости совпадает с направлением оси, у которой меняем знак. Так как действительная часть изменит знак, а мнимая часть нет, ($\nabla_l \times = -\nabla_r \times$ и взята комплексно сопряженная часть), имеем

$$\begin{gathered}\nabla_r \times \mathbf{V} = \nabla_l \times \mathbf{V}^* = \nabla_l \times (\mathbf{V}+\mathbf{V}^*)/2 - \nabla_l \times (\mathbf{V}-\mathbf{V}^*)/2 = \\ = -\nabla_r \times (\mathbf{V}+\mathbf{V}^*)/2 + \nabla_r \times (\mathbf{V}-\mathbf{V}^*)/2 \end{gathered}$$

т.е. получим $\nabla_r \times (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*) = 0$. Это соотношение эквивалентно $(\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 = -\mathrm{grad}\,\varphi$. Итак, имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_0 + \frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} &= -\nabla\varphi + i\cdot\nabla\times\mathbf{A} \\ \mathbf{V}_0^* + \frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} &= -\nabla\varphi - i\cdot\nabla\times\mathbf{A} \end{aligned}.$$

Эта формула другая формулировка факта, что вектор можно представить в виде суммы градиентной части и соленоидальной части. Из этого равенства имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_0 &= -\frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} - \nabla\varphi + i\cdot\nabla\times\mathbf{A} = \mathbf{E} + \mathbf{iH} \\ \mathbf{V}_0^* &= -\frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} - \nabla\varphi - i\cdot\nabla\times\mathbf{A} = \mathbf{E} - \mathbf{iH} \end{aligned}.$$

Так как скорость в газе подчиняется волновому уравнению, напряженность «электрического» и «магнитного» поля подчиняется волновому уравнению. Частным решением двух волновых уравнений являются уравнения Максвелла для свободного пространства. Эти частные решения являются и общими решениями для свободного пространства. В самом деле, добавка произвольной функции в уравнения Максвелла для свободного пространства, приведет к волновому уравнению с добавочными функциями относительно уравнения свободного пространства.

Отметим, комплексный характер массовой скорости ударной волны, а значит и для волны малой интенсивности. В самом деле, согласно известной формуле перепада давления до p_1 и после p_2 фронта ударной волны имеем см. [1]

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1}M_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} = 1 + \frac{4\gamma}{\gamma+1}\frac{\Delta a_1}{c_1}, M_1 = 1 + \frac{\Delta a_1}{c_1}. \qquad (1.1)$$

откуда имеем формулу для перепада давления в волне малой интенсивности в газе

$$\Delta p = \rho_1 c_1 \Delta a_1 \frac{4\gamma}{\gamma+1}; \gamma = \frac{c_p}{c_V}.$$

Эта формула множителем отличается от известной формулы между перепадом давления и массовой скоростью Δa_1 в звуковой волне. Значит формула (1.1) не переходит в известную формулу для звуковой волны и, следовательно, определение формулы для звуковой волны надо изменить, перейдя в комплексную плоскость. Замена осуществляется по формуле

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{c_1 + \Delta a_{\mathrm{Re}} + i\Delta a_{\mathrm{Im}}}{c_1} = 1 + \frac{\Delta a_{\mathrm{Re}} \exp(i\alpha)}{c_1}\sqrt{1 + (\frac{\Delta a_{\mathrm{Im}}{}^2}{\Delta a_{\mathrm{Re}}})^2}.$$

Откуда следует формула $\Delta p = \rho c_1(\Delta a_{\mathrm{Re}} + i\Delta a_{\mathrm{Im}}) = \rho c_1 \Delta a_{\mathrm{Re}} \exp(i\alpha)\sqrt{1 + (\frac{\Delta a_{\mathrm{Im}}}{\Delta a_{\mathrm{Re}}})^2}$. Физический смысл имеет модуль этой величины, который совпадает с интенсивностью слабой ударной волны. Но имеется рассогласование между фазой величины перепада давления и скорости. Отношение мнимой части массовой скорости к действительной части является константой $\frac{\Delta a_{\mathrm{Im}}}{\Delta a_{\mathrm{Re}}} = \sqrt{\frac{15\gamma^2 - 2\gamma - 1}{(\gamma+1)^2}}$ вдоль направления распространения, значит мнимая часть больше и действительная часть энергии звуковой волны отрицательна. Откуда запаздывание перепада давления и массовой скорости равно $\alpha = \arg(\Delta a_{\mathrm{Re}} + i\Delta a_{\mathrm{Im}}) = \arctan\sqrt{\frac{15\gamma^2 - 2\gamma - 1}{(\gamma+1)^2}}$.

Используя только продольные звуковые волны, удалось сконструировать поперечные напряженности звукового поля.

Получается, что так как потенциалы и напряженности уравнения Максвелла инвариантны относительно преобразования Лоренца, введенные звуковые потенциалы и напряженности волн, инварианты относительно преобразования Лоренца. Но инвариантность параметров, описывающих звуковые волны, относительно преобразования Лоренца следует из волнового уравнения, которому подчиняются звуковые волны. В самом деле решение в виде плоской волны содержит инвариант – фазу решения $\exp[\,i(\mathbf{kr} - \omega t)]$, которая является сверткой двух четырех векторов, которые инвариантны относительно преобразования Лоренца звуковых волн.

В книге [1], звуковая волна описана как удовлетворяющая преобразованию координат Галилея. Автоматически следует не релятивистское правило сложения скоростей. Опишем ее в пространстве Минковского.

Имеем неподвижную систему координат K''. Пусть имеем звук, принимаемый наблюдателем с частотой ω' в системе координат K' двигающейся со скоростью $-U'$. Кроме того, имеем двигающийся источник со скоростью $-U$ в том же направлении, излучающий звуковой сигнал с частотой ω в системе отсчета K. Тогда имеем преобразование Лоренца с переменной фазовой скоростью системы координат K и системы координат K'

$$\frac{\omega - k_x U}{\sqrt{1 - U^2 / c_F^2}} = \frac{\omega' - k'_x U'}{\sqrt{1 - U'^2 / c'^2_F}} = \omega'',$$

где $\frac{k_x}{k} = \cos\theta$. Тогда имеем связь между частотами излучателя и наблюдателя

$$\frac{(1-\dfrac{U'}{c'_F}\cos\theta')\sqrt{1-U^2/c_F^2}}{(1-\dfrac{U}{c_F}\cos\theta)\sqrt{1-U'^2/c_F'^2}}=\frac{\omega'}{\omega}$$

Не релятивистские формулы приведены в [1] формула (68.4) и (68.5). В не релятивистских формулах квадратный корень равен единице и фазовая скорость совпадает со скоростью звука при неподвижном наблюдателе и источнике. Не релятивистские формулы имеют вид

$$\frac{1-\dfrac{U'}{c_s}\cos\theta'}{1-\dfrac{U}{c_s}\cos\theta}=\frac{\omega'}{\omega}$$

Исследуем формулу сложения скоростей и покажем, что при переменной фазовой скорости она близка к формуле сложения скоростей Галилея

$$\frac{u}{c_F}=\frac{u'/c'_F+v/c_F}{1+u'v/(c'_F c_F)}. \qquad (1.2)$$

Возьмем предельный случай скорости, равной фазовой скорости звука $u'=c'_F$, тогда имеем из (1.2) $u=c_F$. При малых скоростях тел, получим малое изменение фазовой скорости, и соотношение $u=u'+U$ Галилея. В промежуточном случае получим промежуточный результат, почти совпадающий с формулой сложения Галилея.

Групповая скорость вычислена в [1]

$$\frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{k}}=c\frac{\mathbf{k}}{k}+\mathbf{u},$$

формула (68.2). Эта формула получена из принципа относительности Галилея и естественно является не релятивистской. При постоянной скорости среды **U** фазовая скорость является константой. Фазовая скорость равна

$$\frac{\omega^2}{c_F^2}=k^2=\frac{\omega^2}{c_1^2}+\frac{\omega^2}{c_2^2}+\frac{\omega^2}{c_3^2}, \qquad (1.3)$$

где волновой вектор инвариантен относительно поворотов в данной инерциальной системе координат, т.е. его модуль является константой в ней. Если вектор является одинаковым при поворотах системы координат, то его модуль одинаков в любом направлении. Является константой и фазовая скорость, если скорость движения среды постоянна. В двигающейся системе координат, это другая скорость.

Если в случае звука, приращение скорости среды в звуковой волне в частности определяется по формуле $\Delta U=\Delta p/\rho c_s$, где величины $\rho,\Delta p$ это плотность среды и приращение давления в звуковой волне, то в световой волне приращения скорости среды нет, поэтому нет ударных световых волн. Метрический интервал звуковой волны сохраняется с фазовой скоростью звука (локально фазовая скорость звука является константой при повороте системы координат)

$$ds^2=c_F^2dt^2-dx^2-dy^2-dz^2.$$

Справедливо преобразование Лоренца с разными фазовыми скоростями в разных системах координат.

$$dx^1=\frac{dx'^1+c'_F dt' V/c_F}{\sqrt{1-V^2/c_F^2}}, c_F dt=\frac{c'_F dt'+\dfrac{Vdx'^1}{c_F}}{\sqrt{1-V^2/c_F^2}},$$
$$dy'=dy; dz'=dz$$

где величины c_F' фазовые скорости в двигающихся системах со скоростью V

Скорости складываются по формуле

$$\frac{U_x}{c_F} = \frac{U_x'/c_F' + V/c_F}{1+U_x'V/(c_F' c_F)}; \frac{U_y}{c_F} = \frac{U_y'\sqrt{1-V^2/c_F^2}/c_F'}{1+U_x'V/(c_F' c_F)};$$
$$\frac{U_z}{c_F} = \frac{U_z'\sqrt{1-V^2/c_F^2}/c_F'}{1+U_x'V/(c_F' c_F)} \quad . \quad (1.4)$$

Величина скорости, которую нужно подставлять в преобразование Лоренца в не штрихованной системе координат, равна $C = c_F$.

Справедливо правило сложения волновых чисел $k_l = (k_l' + \omega V_l / c_F'^2)\gamma$ с точностью до отношения скорости волны к скорости света. Модуль волнового числа является инвариантом при поворотах системы координат. Значит фазовая скорость, как величина, удовлетворяющая (1.3) является константой в данной системе координат. В преобразовании Лоренца надо использовать фазовую скорость. В опыте Физо используется две разные скорости потока, и, следовательно, две разные фазовые скорости, поэтому получилось запаздывание. В опыте Майкельсона используется одна фазовая скорость, соответствующая скорости Земли, поэтому запаздывания нет. Волновой вектор складывается по релятивистским правилам сложения скоростей с фазовой скоростью света.

Существенная часть скорости волны для интерференции образуется в двух антипараллельных направлениях. Если имеется одна скорость среды, путем перехода в другую инерциальную систему координат может быть обращена в ноль. Фазовая скорость имеет постоянный модуль, так как модуль волнового числа постоянен. В силу изотропности пространства в одной системе координат, оно сохранит свою изотропность в другой инерциальной системе координат, т.е. фазовая скорость одна, и она определяется по формуле (1.6). В случае непрерывной скорости среды, будет одна непрерывная фазовая скорость.

$$\begin{gathered}\frac{1}{c_F'^2}=[(\frac{1}{c_1'}+\frac{V}{c^2})^2+(\frac{1}{c_1'}-\frac{V}{c^2})^2]/2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}= \\ =\frac{1}{c_1'^2}+\frac{V^2}{c^4}+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}\end{gathered} \tag{1.6}$$

Пусть имеется две антипараллельные скорости среды у двух разнесенных тел, в каждом теле скорости электромагнитной волны противоположны. За счет сложения скоростей не удастся добиться нулевой скорости. Не существует системы координат, в которой пространство изотропно. Имеется два разных по модулю волновых вектора. Формула для двух разных волновых векторов (1.7)

$$\begin{gathered}\frac{1}{c_{F1}'^2}=(\frac{1}{c_1'}+\frac{V}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}=\frac{1}{c_1'^2}+\frac{2V}{c_1'\,c^2}+(\frac{V}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2} \\ \frac{1}{c_{F2}'^2}=(\frac{1}{c_1'}-\frac{V}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}=\frac{1}{c_1'^2}-\frac{2V}{c_1'\,c^2}+(\frac{V}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}\end{gathered}\ . \tag{1.7}$$

Взаимодействие волнового числа со скоростью носит нелинейный характер.

В случае N скоростей сред имеется N не обращающихся в ноль скоростей среды, следовательно, N не равных по модулю волновых вектора, и значит N фазовых скоростей. Или в случае непрерывного изменения скорости среды и по крайней мере при одном скачке скорости, считать надо по формуле (1.8) и имеется N непрерывных фазовых скоростей.

$$\frac{1}{c'^2_{FV_k}} = \left(\frac{1}{c'_1} + \frac{V_k}{c^2}\right)^2 + \frac{1}{c'^2_2} + \frac{1}{c'^2_3} = \frac{1}{c'^2_1} + \frac{2V_k}{c'_1\, c^2} + \left(\frac{V_k}{c^2}\right)^2 + \frac{1}{c'^2_2} + \frac{1}{c'^2_3}; \quad (1.8)$$

$$k = 1,\ldots,N$$

При обнулении одной скорости остальные скорости будут не нулевые и имеется возможность определить относительные скорости. Так в опыте Физо, можно определить относительную скорость двух сред, имеется произвольная система координат с малой скоростью, поэтому одна скорость в опыте Физо произвольна, и определяется относительная скорость двух сред. Проведя интерференцию относительно нулевой скорости среды всех остальных фазовых скоростей для сред с не нулевой постоянной скоростью можно определить разность $\frac{2V_k}{c'_1\, c^2} + \left(\frac{V_k}{c^2}\right)^2 = \frac{1}{c'^2_{FV_k}} - \frac{1}{c'^2_{F0}}$, а по ней и относительную скорость среды.

$$\frac{V_k}{c^2} = -\frac{1}{c'_1} + \sqrt{\left(\frac{1}{c'_1}\right)^2 + \frac{1}{c'^2_{FV_k}} - \frac{1}{c'^2_{F0}}} = -\frac{1}{c'_1} + \sqrt{\frac{1}{c'^2_{FV_k}} - \frac{1}{c'^2_2} - \frac{1}{c'^2_3}}; \frac{1}{c'^2_{FV_k}} \ge \frac{1}{c'^2_2} + \frac{1}{c'^2_3}$$

Для подтверждения правильности релятивистских формул для энергии тела со скоростью звука вместо скорости света в [2] были определены параметры энергетического спектра жидкого гелия, приведенные в книге [3], как эмпирические см. [3] формула (22.7). Энергия системы считается с учетом релятивистских эффектов для звуковой волны $\varepsilon_n = \frac{m_p c_s^2}{\sqrt{1 - V_n^2 / c_s^2}}$. Эта формула приведена в [4], как учитывающая влияние среды на массу тела. Где величина c_s скорость звука, V_n скорость квазичастицы в звуковой волне в неподвижной среде. Рассматриваются массы тела больше массы Планка, поэтому применяются релятивистские формулы для энергии частицы со скоростью звука. Величина m_p масса протона. Эффективная масса в жидкости описывается по формуле

$$(\frac{1}{m^*})_{pq} = \frac{\partial^2}{\hbar^2 \partial k_p \partial k_q} \varepsilon(\hbar \mathbf{k}) .$$

Где величина $\varepsilon(\hbar \mathbf{k})$ энергия системы. В релятивистском приближении собственное значение эффективной массы считается по формуле

$$\begin{aligned}(\frac{1}{m^*})_{pq} &= \frac{\partial^2}{m^2 \partial V_q \partial V_p} \frac{m c_s^2}{\sqrt{1 - V^2 / c_s^2}} = \frac{\partial}{\partial V_q} \frac{V_p}{m(1 - V^2 / c_s^2)^{3/2}} = \\ &= \frac{1}{m}[\frac{\delta_{pq}}{(1 - V^2 / c_s^2)^{3/2}} + \frac{3 V_p V_q}{c_s^2 (1 - V^2 / c_s^2)^{5/2}}]\end{aligned} .$$

Параметры жидкого гелия имеют следующие значение см. [3] формула (22.7).

$$u = 2.4 \cdot 10^4 cm/s; \Delta = 8.7^\circ K; p_0 / \hbar = 1.9 \cdot 10^8 cm^{-1}; m^* = 0.16 m(He^4) .$$

Это правильное вычисление параметров жидкого гелия подтверждает правильность релятивистской формулы для энергии частицы.

Но как же производить измерения расстояний и времени, если с помощью звуковых и электромагнитных волн они измеряются неправильно. Так расстояние в двигающейся системе отсчета можно мерить с помощью радара, но вводить поправку на искажение расстояний, измеренных с помощью звуковых и электромагнитных волн. Учитывать скорость объекта при замере в двигающейся системе отсчета с помощью звуковых и электромагнитных волн, определяя биологическое собственное время, которое течет неизменно. При таком определении пространства-времени понятие центра инерции обретет новый смысл. Оно не будет находиться в разных точках тела в разных системах отсчета, а будет совпадать с определенной в собственной системе отсчета координате.

Выводы

Доказано, что звуковые волны подчиняются уравнению Максвелла. На этом основании можно утверждать, что для них справедливо преобразование Лоренца со скоростью звука, вместо скорости света. Были вычислены релятивистские со скоростью звука значения изменения частоты при Доплер эффекте. Показано, что релятивистские формулы Доплер эффекта не противоречивы, а не релятивистские противоречивы. Приведен пример статьи, в которой с использованием релятивистской формулы со скоростью звука, вместо скорости света, вычислены параметры энергетического спектра гелия. В книге [3], эти параметры не удалось определить, и они приведены как эмпирические.

Глава 2. Вычисление фазовой скорости в случае уравнений гидродинамики

Вычислим величину фазовой скорости звука. Запишем уравнения гидродинамики

$$\begin{gathered}\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial\rho V_l}{\partial x_l}=0\\ \rho\left(\frac{\partial V_l}{\partial t}+V_k\frac{\partial V_l}{\partial x_k}\right)=-\frac{\partial p(\rho)}{\partial x^l}\end{gathered}. \qquad (2.1)$$

Докажем, что уравнение Эйлера не инвариантно относительно преобразований Галилея. Для чего подставим значение скорости в штрихованной и не штрихованной системе координат при неизменном давлении $p = p'$, получим два уравнения

$$\rho(\frac{\partial V_l}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_l}{\partial x_k}) = -\frac{\partial p(\rho)}{\partial x^l}$$
$$\rho(\frac{\partial (V_l' + u_l)}{\partial t} + (V_k' + u_k)\frac{\partial (V_l' + u_l)}{\partial x_k}) = -\frac{\partial p(\rho)}{\partial x^l} \quad (2.2)$$

Должно получится уравнение для штрихованной системы координат

$$\rho(\frac{\partial V_l'}{\partial t} + V_k' \frac{\partial V_l'}{\partial x_k}) = -\frac{\partial p'(\rho')}{\partial x^l} \quad (2.3)$$

Вычтем из второго уравнения (2.2), учитывая, что $u_k = const$, уравнение (2.3), получим

$$u_k \frac{\partial V_l'}{\partial x_k} = -\frac{\partial p(\rho)}{\partial x^l} + \frac{\partial p'(\rho')}{\partial x^l} = 0 .$$

Штрихованные и не штрихованные давление и плотность совпадают в случае преобразования Галилея. Выбираем систему координат, где скорость системы координат имеет одну компоненту. Тогда она должна равняться нулю. Получается, что две системы отсчета совпадают, так как их относительная скорость u_k равна нулю.

Далее следует стандартный пассаж: пусть среда однородна $\rho(\mathbf{r},t) = \rho_0$ и движется с постоянной скоростью $\mathbf{V}(\mathbf{r},t) = \mathbf{V}_0$. (Нетрудно видеть, что такая пара $\rho, \mathbf{V}$ является решением уравнений.) Рассмотрим малые возмущения этого состояния, то есть положим

$$\rho(\mathbf{r},t) = \rho_0 + \rho_1(\mathbf{r},t)$$
$$\mathbf{V}(\mathbf{r},t) = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1(\mathbf{r},t)$$

подставим в уравнения и сохраним в них только линейные по малым добавкам $\rho_1(\mathbf{r},t),\mathbf{V}_1(\mathbf{r},t)$ члены. При малых добавках к скорости справедлива формула сложения скоростей Галилея в линейном приближении для преобразования Лоренца. Получим

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial\rho_1}{\partial x_k}+\rho_0\frac{\partial V_{1l}}{\partial x_l}=0$$

$$\rho_0(\frac{\partial V_{1l}}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial V_{1l}}{\partial x_k})=-c^2\frac{\partial\rho_1}{\partial x^l}$$

где $c^2=\frac{\partial p}{\partial\rho}$ - квадрат скорости звука. Например, для идеального газа, подставляя уравнение адиабаты, получаем $c^2=\gamma\frac{p}{\rho}$.

До "волнового уравнения" остается один шаг: нужно продифференцировать одно из уравнений - первое или второе - с помощью оператора $\frac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k}$ и воспользоваться оставшимся. Например, подействуем оператором $\frac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k}$ на первое уравнение и подставляя $\frac{\partial V_{1l}}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial V_{1l}}{\partial x_k}$ из второго, получим

$$(\frac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k})^2\rho_1=c^2\Delta\rho_1$$

подействуем оператором $\frac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k}$ на второе уравнение и подставляя $\frac{\partial\rho_{1l}}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial\rho_{1l}}{\partial x_k}$ из первого, получим

$$(\frac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k})^2V_{1l}=c^2\Delta V_{1l}$$

Так как коэффициенты этого уравнения являются константы, то проводя оператор, имеющий вид квадратичной форм

$$(\frac{\partial}{\partial x_0} + \frac{V_{0k}}{c}\frac{\partial}{\partial x_k})^2 - \Delta$$

к диагональному виду, получим волновое уравнение относительно вектора.

Стоит задача приведения квадратичной формы

$$y_0^2 + \frac{2V_l}{c} y_l y_0 + \frac{V_l V_k}{c^2} y_l y_k - (y_1^2 + y_2^2 + y_3^2) = a_{lk} y_l y_k \,.$$

К диагональному виду. Где $y_0 = \frac{\partial}{\partial x_0}, y_l = \frac{\partial}{\partial x_l}$. Полагаем $y_l = g_{l\alpha} z_\alpha$. Для этого необходимо найти собственные числа и собственные векторы линейного преобразования a_{lk}

$$|\, a_{lk} - \lambda_\alpha \delta_{lk} \,| = 0$$
$$(a_{lk} - \lambda_\alpha \delta_{lk}) g_{k\alpha} = 0 \,.$$

Тогда квадратичная форма приводится к виду ($z_\alpha = \frac{\partial}{\partial z_\alpha}$)

$$a_{lk} y_l y_k = \lambda_\alpha (\sum_{l=0}^{3} g_{l\alpha})^2 z_\alpha^2 \,.$$

Тогда волновое уравнение приводится к виду

$$\lambda_\alpha (\sum_{l=0}^{3} g_{l\alpha})^2 \frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial z_\alpha^2} = 0 \,.$$

Вводя новые переменные по формуле

$$\xi_m = \frac{z_m \sqrt[4]{\sum_{k=1}^{3}[\lambda_k(\sum_{l=0}^{3} g_{lk})^2]^2}}{\sqrt{\lambda_m(\sum_{l=0}^{3} g_{lm})^2}}, m = 1,2,3. \qquad (2.4)$$

Тогда волновое уравнение переходит в уравнение

$$\frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial \tau^2} = c_s^2 \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^{3}[\lambda_k(\sum_{l=0}^{3} g_{lk})^2]^2}}{\lambda_0(\sum_{l=0}^{3} g_{l0})^2} \sum_{m=1}^{3} \frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial \xi_m^2}; d\tau = dz_0 / c_s$$

Вычислим собственные числа этого преобразования

$$\begin{vmatrix} 1-\lambda & V_{01}/c & V_{02}/c & V_{03}/c \\ V_{01}/c & -1-\lambda & V_{01}V_{02}/c^2 & V_{03}V_{01}/c^2 \\ V_{02}/c & V_{01}V_{02}/c^2 & -1-\lambda & V_{03}V_{02}/c^2 \\ V_{03}/c & V_{01}V_{03}/c^2 & V_{02}V_{03}/c^2 & -1-\lambda \end{vmatrix} = 0$$

Вычислим значение этого определителя, разложив по первой строке до второго порядка малости

$$-(1-\lambda)(1+\lambda)^3 - (V_{01}^2 + V_{02}^2 + V_{03}^2)(1+\lambda)^2 / c^2 = 0.$$

Получим два приближенных уравнения

$$\begin{gathered} \lambda^2 - 1 - (V_{01}^2 + V_{02}^2 + V_{03}^2)/c^2 = 0 \\ (1+\lambda)^2 = 0 \end{gathered}.$$

Откуда имеем приближенные собственные числа $\lambda_{0,1} = \pm\sqrt{1 + (V_{01}^2 + V_{02}^2 + V_{03}^2)/c^2}$; $\lambda_{3,4} = -1$.

Но полученное выражение для фазовой скорости справедливо для не релятивистского движения. При использовании релятивистских уравнений движения с использование скоростью звука, получаем формулу из [1], (154.14) и волновое уравнение выглядит таким образом

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x_0^2} = \sum_{m=1}^{3} \frac{\partial^2 p_1}{\partial x_m^2} \qquad (2.5)$$

Но это уравнение в системе координат, где среда неподвижна. Волновое уравнение при произвольной скорости среды описывается преобразованием Лоренца с фазовой скоростью c_F. При условии $\rho = \varepsilon / c_s^2$ получаем волновое уравнение не релятивистское.

Рассмотрим случай двигающейся среды. Тензор энергии-импульса равен

$$T_i^k = g_{il} w u^l u^k - p\delta_i^k, w = e + p\,.$$

Уравнение Навье-Стокса запишется в виде $\frac{\partial T_i^k}{\partial x^k} = 0$. Подставим в это уравнение тензор энергии-импульса, получим

$$g_{il}(u^l u^k \frac{\partial w}{\partial x^k} + w \frac{\partial u^l u^k}{\partial x^k}) = \frac{\partial p}{\partial x^i}\,.$$

Разделим на величину тепловой функции

$$w = e + p = 4p + \rho c_F^2 (\sqrt{1 - V^2 / c_F} + \frac{1}{\sqrt{1 - V^2 / c_F^2}}) =$$
$$= 4p + \rho c_F^2 (\frac{1}{\sqrt{1 + \sum_{l=1}^{3} u_l^2}} + \sqrt{1 + \sum_{l=1}^{3} u_l^2})\,.$$

для единичного объема. Справедливо также уравнение неразрывности $\frac{\partial(\rho u^l)}{\partial x^l} = 0$.

Запишем уравнения относительно малых возмущений, и продифференцируем по координате.

$$g_{li}u_0^l u_0^k \frac{\partial^2 w_1}{w_0 \partial x_i \partial x^k} + \frac{\partial^2 u^l u^k}{\partial x^l \partial x^k} = -\frac{\partial^2 p_1}{w_0 \partial x_i \partial x^i}.$$

Сделаем предположение при условии $u^k = u_0^k + u_1^k; u_1^k / c_s << 1, u_0^k = const$, $p = p_0 - p_1, w = w_0 + w_1, w_1 = e_1 - p_1$

$$\frac{\partial u^l u^k}{\partial x^l \partial x^k} = u_0^l \frac{\partial^2 u_1^k}{\partial x^l \partial x^k} + u_0^k \frac{\partial^2 u_1^l}{\partial x^l \partial x^k} = 0. \qquad (2.6)$$

Получим уравнение

$$u_0^l u_0^k \frac{\partial^2 w_1}{\partial x^l \partial x^k} = -\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^i \partial x_i}. \qquad (2.7)$$

В случае неподвижной среды $u_0^l = (1,0,0,0)$, получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 e_1}{\partial (x^0)^2} = \Delta p_1.$$

Используя $e_1 = (\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s p_1$, получаем уравнение (2.5). Что оправдывает сделанное допущение (2.6). При этом уравнение (2.7) надо привести к диагональному виду, используя $w_1 = e_1 - p_1 = [(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s - 1] p_1$. Чтобы величина приращения тепловой функции была бесконечно малой приращение давления должно быть отрицательным, так как величина $(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s$ конечная и положительная. Величина приращения плотности при малых скоростях $\rho_1 = \varepsilon_1 / c_s^2$, значит для условия $u_0^l = (1,0,0,0)$ имеем для приращений $w_1 = 0, e_1 = p_1$. При конечной скорости среды $w_1 \neq 0$, а является малым приращением

$$g_{li}u_0^l u_0^k[(\frac{\partial\varepsilon}{\partial p})_s-1]\frac{\partial^2 p_1}{\partial x_i \partial x^k}=[(\frac{\partial\varepsilon}{\partial p})_s-1](u_0^l\frac{\partial}{\partial x^l})^2 p_1=-\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^i\partial x_i} \qquad (2.8)$$

Стоит задача приведения квадратичной формы

$$u_0^l u_0^k[(\frac{\partial\varepsilon}{\partial p})_s-1]y_l y_k+(y_0)^2-(y_1)^2-(y_2)^2-(y_3)^2=a_{lk}y_l y_k\,.$$

К диагональному виду. Где $y_0=\frac{\partial}{\partial x^0}, y_l=\frac{\partial}{\partial x^l}$. Полагаем $y_l=g_{l\alpha}z_\alpha$. Для этого необходимо найти собственные числа и собственные векторы линейного преобразования a_{lk}

$$|a_{lk}-\lambda_\alpha\delta_{lk}|=0$$
$$(a_{lk}-\lambda_\alpha\delta_{lk})g_{k\alpha}=0\,.$$

Тогда квадратичная форма приводится к виду ($z_\alpha=\frac{\partial}{\partial z^\alpha}$)

$$a_{lk}y_l y_k=\lambda_\alpha(\sum_{l=0}^{3} g_{l\alpha})^2 z_\alpha^2\,.$$

Тогда волновое уравнение приводится к виду

$$\lambda_\alpha(\sum_{l=0}^{3} g_{l\alpha})^2\frac{\partial^2\mathbf{V}_1}{\partial(z^\alpha)^2}=0\,.$$

Вводя новые переменные по формуле

$$\xi_m=\frac{z_m\sqrt[4]{\sum_{k=1}^{3}[\lambda_k(\sum_{l=0}^{3} g_{lk})^2]^2}}{\sqrt{\lambda_m(\sum_{l=0}^{3} g_{lm})^2}}, m=1,2,3\,. \qquad (2.9)$$

Тогда волновое уравнение переходит в уравнение

$$\frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial \tau^2} = c_s^2 \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^{3} [\lambda_k (\sum_{l=0}^{3} g_{lk})^2]^2}}{\lambda_0 (\sum_{l=0}^{3} g_{l0})^2} \sum_{m=1}^{3} \frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial \xi_m^2}; d\tau = dz_0 / c_s \qquad (2.10)$$

Где величина $c_F^2 = c_s^2 \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^{3} [\lambda_k (\sum_{l=0}^{3} g_{lk})^2]^2}}{\lambda_0 (\sum_{l=0}^{3} g_{l0})^2}$ фазовая скорость. При этом преобразование Лоренца запишется в виде

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \frac{\xi_1' + c_F' \tau' V / c_F}{\sqrt{1 - V^2 / c_F^2}} \\ c_F \tau &= \frac{c_F \tau' + \xi_1' V / c_F'}{\sqrt{1 - V^2 / c_F^2}}. \\ \xi_2 &= \xi_2', \xi_3 = \xi_3' \end{aligned}$$

Где скорость системы отсчета направлена вдоль координаты ξ_1.

Определим уравнение по вычислению собственных чисел этого преобразования

$$\begin{vmatrix} U_0^{00} + 1 - \lambda & U_0^{01} & U_0^{02} & U_0^{03} \\ U_0^{10} & U_0^{11} - 1 - \lambda & U_0^{12} & U_0^{13} \\ U_0^{20} & U_0^{21} & U_0^{22} - 1 - \lambda & U_0^{23} \\ U_0^{30} & U_0^{31} & U_0^{32} & U_0^{33} - 1 - \lambda \end{vmatrix} = 0, U_0^{ik} = u_0^i u_0^k [(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s - 1]$$

Вычислим значение этого определителя до второго порядка малости

$$(U_0^{00}+1-\lambda)\prod_{l=1}^{3}(U_0^{ll}-1-\lambda)-(U_0^{01})^2(U_0^{22}-1-\lambda)(U_0^{33}-1-\lambda)+$$
$$-(U_0^{02})^2(U_0^{11}-1-\lambda)(U_0^{33}-1-\lambda)-(U_0^{03})^2(U_0^{22}-1-\lambda)(U_0^{33}-1-\lambda)=0$$

В случае малых скоростях движения среды, учитывая соотношения $U_0^{ll} << 1$, получим уравнение

$$-(1-\lambda)(1+\lambda)^3-[(U_0^{01})^2+(U_0^{02})^2+(U_0^{03})^2](1+\lambda)^2=0\,.$$

Откуда имеем

$$\lambda_{0,1}=\pm\sqrt{1+(U_0^{01})^2+(U_0^{02})^2+(U_0^{03})^2},\lambda_{3,4}=-1$$

Решая это уравнение 4 степени, получаем 4 собственных значения. Необходимо также найти собственные векторы этого преобразования. Тогда по формуле (2.10) найдем волновое уравнение с фазовой скоростью.

Построив преобразование Лоренца для звуковых волн можно получить преобразование Галилея для звуковых волн. Преобразования Галилея реализуются для массивных тел в случае скорости тела, меньшей фазовой скорости звука. При приближении к фазовой скорости звука у массивных тел начинаются проблемы с преодолением скорости звука.

Релятивистское уравнение Навье-Стокса содержит в формуле для внутренней энергии единицы объема два члена

$$\begin{gathered}w=e+p=p+\frac{E^2+H^2}{8\pi}=\frac{\rho c_F^2}{\sqrt{1-V^2/c_F^2}}+p+\varepsilon=\\=4p+\rho c^2(\sqrt{1-V^2/c_F}+\frac{1}{\sqrt{1-V^2/c_F^2}})\end{gathered}\quad,\ (2.11)$$

где $\varepsilon = \hbar\omega / \Delta V$ энергия единицы объема электромагнитного поля. Первый член описывает материю, а второй член электромагнитное поле.

Возможно два способа построения уравнения Навье-Стокса. Способ учитывающий энергию поля и материи. Или два отдельных уравнения Навье-Стокса, одно описывающие материю. а другое поле. При релятивистских скоростях первый член больше второго в формуле (2.11). Но формулы (35.7), (35.8) из [7]

$$\varepsilon - 3p = \sum_a m_a c^2 \sqrt{1 - V_a^2 / c^2}\,\delta(\mathrm{r} - \mathrm{r}_a) = \mu c^2 \sqrt{1 - V^2 / c^2}$$

требуют, чтобы при ультрарелятивистских скоростях основную роль играло поле, с давлением $p = \varepsilon / 3$. Суммирование производится по частицам в единице объема. Для этого в формуле для внутренней энергии (2.11) требуют, чтобы при ультрарелятивистских скоростях основную роль играло поле, с давлением $p = \varepsilon / 3$. Для этого формулы (2.11) для внутренней энергии искажают, разлагая по степеням скорости, и получают конечную энергию материи при релятивистских скоростях. Формула (2.11) при релятивистских скоростях используется в виде

$$e = \rho c_F^2 + \frac{\rho V^2}{2} + \frac{E^2 + H^2}{8\pi} = \rho c_F^2 + \frac{\rho V^2}{2} + \varepsilon\,.$$

При искаженной формуле (2.11) получают конечное значение энергии материи при релятивистских скоростях.

Поэтому для отсутствия искажения формулы надо использовать отдельно энергию поля и материи в уравнении Навье-Стокса, получатся отдельное уравнение для поля и для материи. Причем фазовую скорость надо интерполировать, для элементарных частиц использовать фазовую скорость электромагнитных волн, а для массивных тел фазовую скорость звуковых волн. Причем в вакууме фазовая скорость звуковых волн переходит в фазовую скорость электромагнитных волн.

Вводится единое понятие интерполируемая фазовая скорость звуковых и электромагнитных волн, которое заменяет понятие скорости звуковых и электромагнитных волн и вычисляется, используя скорость среды.

Уравнение Навье-Стокса для электромагнитных-звуковых волн определяет движение поля. Причем опять с интерполяцией фазовой скорости электромагнитных и звуковых волн. Фононы описывают поле звуковых волн см. глава 4 с фазовой скоростью звука, а фотоны описывают электромагнитное поле с фазовой скоростью света.

В случае материи фазовая скорость интерполируется по формуле

$$\frac{1}{c_F^2} = \frac{1}{c_{Fs}^2}(1-\alpha) + \frac{1}{c_{Fe.m.}^2}\alpha, \alpha = \frac{\exp(-m^2/m_{Pl}^2)}{\exp(-m^2/m_{Pl}^2) + \exp(-m_{Pl}^2/m^2)}.$$

Фазовая скорость звука определяется рангом частиц вакуума, образующих звуковую волну. При ранге равном единице, это величина мнимая и распространяется со скоростью света в вакууме. При ранге частиц вакуума, равном бесконечности это величина действительная, и совпадает с стандартной скоростью звука. При промежуточном ранге фазовая скорость звука величина комплексная. Фазовая скорость электромагнитной волны зависит от диэлектрической проницаемости и скорости среды или тела.

В случае поля фотонов или фононов весовой коэффициент равен

$$\alpha = \frac{\exp(-\omega_0^2 / \omega^2)}{\textit{exз}(-\omega_0^2 / \omega^2) + \exp(-\omega^2 / \omega_0^2)}\,.$$

Где $\omega_0 = m_{Pl} c^2 / \hbar$ граничная частота. В случае фононов, фазовая скорость при низкой частоте определяется через свойства других частиц вакуума, связанных со статистикой для фермионов и бозонов и определяется когерентным и не когерентным свойством кристаллической решетки. В кристаллах кристаллическая решетка когерентна, а в жидкости и газе не когерентна. Фазовая скорость при высоких частотах это фазовая скорость электромагнитной волны.

Релятивистское уравнение Навье-Стокса справедливо для электромагнитно-звуковых волн. Причем выведена формула для этих волн только в случае неподвижной среды. Я описал электромагнитные-звуковые волны для постоянной скорости среды. При этом получилось преобразование Лоренца, отличное от преобразования со скоростью света в вакууме. При малой скорости среды, получается не релятивистское уравнение Навье-Стокса с интерполируемой фазовой скоростью.

Совершенно аналогично получается уравнение для материи и отдельно для поля. Оба случая, для материальных тел и для поля имеют преобразование Лоренца с фазовой скоростью. Причем скорость среды в нерелятивистском случае должна быть меньше скорости возмущения, фазовой скорости света и звука. Эта фазовая скорость определяется по скорости среды.

Фазовая скорость звука и света определены на основании уравнения для малых возмущений для релятивистского уравнения Навье-Стокса и зависят от скорости среды.

В опыте Физо используется две разные скорости потока, и, следовательно, две разные фазовые скорости электромагнитных волн. В опыте Майкельсона измерялась фазовая скорость света электромагнитных волн, запаздывание светового луча при одной скорости движения Земли. Значит фазовая скорость, это константа.

Глава 3. Преобразование Лоренца для звуковых волн в случае анизотропного тела

В случае анизотропного пространства фазовая скорость зависит от углов и является переменной в декартовом пространстве см. [11]. В результате растяжения и поворотов пространства удалось прийти к изотропному пространству с постоянной фазовой скоростью. При этом задача сводится к пространству Минковского, и значит в полученном изотропном пространстве справедливо преобразование Лоренца. Удалось построить уравнение Максвелла относительно градиентной части решения. Использована идея о расширении решения уравнения Максвелла на напряженности поля, зависящие от калибровочного потенциала. В новом пространстве построено волновое уравнение относительно четырехмерной скорости. Решая задачу в изотропном пространстве можно ее пересчитать в анизотропное декартово пространство, образованное анизотропным телом.

Метрический интервал и метрический тензор в материальных телах запишется в виде

$$ds^2 = c^2(dt^2 - dx^i dx^j / c_{ij}^2) = c^2[dt^2 - \sum_{k=1}^{3} (dy^k)^2 / c_k^2] = c^2 dt^2 - \sum_{k=1}^{3} (dz^k)^2,$$
$$1/c^2 = \sum_{k=1}^{3} 1/c_k^2, dz^k = c dy^k / c_k, U^2/c^2 = \sum_{k=1}^{3} V_k^2 / c_k^2 .$$

Где c_{ij} скорость передачи возмущения или метрический тензор $1/c_{ij}^2$, собственные числа которого равны продольной и поперечной скорости звука в среде c_k, которая может быть комплексной, учитывающей затухание звуковой волны. При условии $1/c_{ij}^2 = \delta_{ij}/c^2$ получаем метрический интервал Минковского. При произвольном c_{ij} получаем метрический интервал Минковского с растянутыми координатами.

Предполагается, что смещение узлов решетки зависит от относительного расстояния между ними, причем коэффициент пропорциональности не зависит от постоянной скорости тела. Значение коэффициентов пропорциональности не зависит от постоянной скорости тела как единого целого, и поэтому скорости звука являются константами в разных системах координат. Внутренние свойства упругого тела не зависят от его постоянной скорости. При этом можно определить четырехмерный тензор скорости, где мнимая часть «магнитного» и «электрического» поля в инерциальной системе координат равна нулю. Выполняется равенство нулю для мнимой части «электромагнитного» поля $F_{lk} = \frac{\partial A_l}{\partial z^k} + \frac{\partial A_k}{\partial z^l} + i(\frac{\partial A_l}{\partial z^k} - \frac{\partial A_k}{\partial z^l}), l,k = 0,1,2,3$ см. [12]. Откуда следует $A_k = \frac{\partial \varphi}{2\partial z^k} = \dot{u}_k = (\frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, -\frac{V_k}{c\sqrt{1-V^2/c^2}})$,

$u_{lm} = \frac{\partial u_l}{\partial z^m} + \frac{\partial u_m}{\partial z^l}$. и значит тензор скоростного «электромагнитного» поля равен $F_{lk} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^l \partial z^k} = c_l c_k \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^l \partial y^k}, \frac{1}{c_0} = \sqrt{\sum_{l=1}^{3} \frac{1}{c_l^2}}$.

Преобразования Лоренца для упругой деформации твердого тела запишутся в виде

$$dz^1 = \frac{dz'^1 + Udt'}{\sqrt{1-U^2/c^2}}; dt = \frac{dt' + \frac{U}{c^2}dz'^1}{\sqrt{1-U^2/c^2}}, z^2 = z'^2, z^3 = z'^3$$

Где имеем $1/c^2 = \sum_{k=1}^{3} 1/c_k^2, dz^k = cdy^k / c_k$.

Уравнения Максвелла для электромагнитного поля в случае отсутствия токов, имеют вид

$$g^{pi} \frac{\partial F_{ik}}{\partial z^p} = 0.$$

С учетом тензора скорости имеем

$$[\frac{\partial^2}{\partial(z^0)^2} - \sum_{l=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial(z^l)^2}]\dot{u}_k = 0; [\frac{\partial^2}{\partial(z^0)^2} - \sum_{l=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial(z^l)^2}]\varphi = 0$$

$$\dot{u}_k = A_k = \frac{\partial\varphi}{2\partial z^k}.$$

Представим $\dot{u}_0 = \frac{dz_0}{ds}$, так как $\frac{\partial}{\partial z^k}\frac{dz_0}{ds} = g_{kl}\frac{\partial}{\partial z_l}\frac{dz_0}{ds} = g_{kl}\frac{d\delta_{l0}}{ds} = 0, l = 0,...,3$ и, следовательно, величина u_0 удовлетворяет волновому уравнению.

Уравнение движения для упругих волн в кристаллах имеют вид см. [11]

$$\rho\ddot{u}_i = \lambda_{ikl}^m \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_k \partial x_l}.$$

Приведем оператор дифференцирования по координате к диагональному виду

$$\lambda_{ikl}^{m} p^{k} p^{l} = \Lambda_{i\alpha}^{m} Q_{\alpha}^{2} c_{\alpha}^{2},\ p^{k} = \frac{\partial}{\partial x_{k}}$$

$$(\lambda_{ikl}^{m} - \delta_{kl}\Lambda_{i\alpha}^{m}) g_{\alpha}^{l} = 0;\ p^{l} = \sum_{\alpha=1}^{3} g_{\alpha}^{l} c_{\alpha} \quad .$$

$$|\lambda_{ikl}^{m} - \delta_{kl}\Lambda_{i\alpha}^{m}| = 0;\ c_{\alpha} = \sum_{k=1}^{3} (g_{\alpha k})^{-1} p^{k} = \frac{\partial}{\partial y_{\alpha}}$$

Получается, что величины координат растянута и повернута в отношении

$$\sum_{k=1}^{3} (g_{\alpha k})^{-1} \frac{\partial}{\partial x_{k}} = \frac{\partial}{\partial y_{\alpha}}.$$

Подставляет в это уравнение значение y_{β}, получаем

$$\sum_{k=1}^{3} (g_{\alpha k})^{-1} \frac{\partial y_{\beta}}{\partial x_{k}} = \frac{\partial y_{\beta}}{\partial y_{\alpha}} = \delta_{\beta}^{\alpha};\ y_{\beta} = g_{\beta}^{k} x_{k} + y_{\beta}^{0}.$$

Волновое уравнение запишется в виде

$$\rho \ddot{u}_{i} = \sum_{\alpha=1}^{3} \Lambda_{i\alpha}^{m} (g_{\alpha}^{l})^{2} \frac{\partial^{2} u_{m}}{\partial y_{\alpha}^{2}}.$$

Для каждого α приведем правую часть к диагональному виду, используя уравнение

$$\begin{gathered}(C_{m\gamma}^{n} - \delta_{i}^{m} K_{\beta\gamma}) G_{m\beta\gamma} = 0 \\ |C_{m\gamma}^{n} - \delta_{i}^{m} K_{\beta\gamma}| = 0 \quad . \\ C_{m\gamma}^{n} = \Lambda_{i\gamma}^{m} (g_{\gamma}^{l})^{2} / \rho\end{gathered}$$

Тогда получится три уравнения с 9 разными скоростями

$$\ddot{u}_{\beta\gamma} = \sum_{\alpha=1}^{3} (G^{m}_{\beta\gamma})^{-1} C^{n}_{m\gamma} G_{n\beta\gamma} \delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial^2 u_{\beta\gamma}}{\partial y_\alpha^2};$$

Произвольную функцию в определении собственного вектора определим $u_{\beta\gamma} = u_\beta$ общей для всех индексов γ .

$$\ddot{u}_\beta = \sum_{\alpha=1}^{3} K_{\beta\alpha} \frac{\partial^2 u_\beta}{\partial y_\alpha^2}; u_\beta = u_\beta(y_0, y_1, y_2, y_3).$$

Это уравнение приводится к виду

$$\ddot{u}_\beta = \frac{1}{\sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha}}} \sum_{\alpha=1}^{3} \frac{\partial^2 u_\beta}{\partial z_{\beta\alpha}^2}, z_{\beta\alpha} = y_{\beta\alpha} \sqrt{\frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha} \sum_{\gamma,\delta=1}^{3} \frac{(e_\gamma, f_\delta)^2}{K_{\delta\gamma}}}};.$$

Получаем метрический интервал, общий для трех уравнений

$$ds^2 = c_0^2 dt^2 - \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} (dz^{\beta\alpha})^2 = ds^2 = c_0^2 dt^2 - \sum_{\alpha=1}^{3} (dz^\alpha)^2 =$$

$$= c_0^2 dt^2 - \sum_{\alpha=1}^{3} (dy^\alpha)^2 \sum_{\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha} \sum_{\gamma,\delta=1}^{3} \frac{(e_\gamma, f_\delta)^2}{K_{\delta\gamma}}},$$

$$\frac{1}{c_0^2} = \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha}}; dz^\alpha = dy^\alpha \sqrt{\sum_{\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha} \sum_{\gamma,\delta=1}^{3} \frac{(e_\gamma, f_\delta)^2}{K_{\delta\gamma}}}}$$

$$(e_\alpha, f_\beta) = \sum_{\beta=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\alpha}}} \sum_{\alpha=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\alpha}}} / [\sqrt{\sum_{\gamma=1}^{3} (\sum_{\beta=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\gamma}}})^2} \sqrt{\sum_{\gamma=1}^{3} (\sum_{\alpha=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\gamma\alpha}}})^2}]$$

Имеется две ортогональные системы координат, образованные тензором $1/K_{\beta\alpha}$ с индексами α, β . Образованы два направления, описываемые этим тензором. При фиксированном одном из индексов, другой индекс, определяет вектор, направление которого определяется однозначно $e_\alpha = \sum_{\beta=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\alpha}}} / \sqrt{\sum_{\gamma=1}^{3} (\sum_{\beta=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\gamma}}})^2}; (e_\alpha, e_\alpha) = 1.$ При фиксированном другом индексе, получается направление $f_\beta = \sum_{\alpha=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\alpha}}} / \sqrt{\sum_{\gamma=1}^{3} (\sum_{\alpha=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\gamma\alpha}}})^2}; (f_\beta, f_\beta) = 1.$ Для установления соответствия между двумя направлениями надо их умножить на квадрат скалярного произведения $(e_\alpha, f_\beta)^2$. При $K_{\beta\alpha}$ не зависящем от индекса α получим сумму $\sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha}} = \sum_{\beta=1}^{3} 1/K_{\beta\alpha}, \sum_{\alpha=1}^{3} (e_\alpha, f_\beta)^2 = 1$ и зависимость от направления исчезает.

Значение тензора $1/K_{\beta\alpha}$ однозначно определяет фазовую скорости. Для растянутых или сжатых координат справедлив метрический интервал Минковского, значит и преобразование Лоренца. Можно повторить рассуждения, приведенные для изотропного тела, но в этом нет необходимости, рассуждения совершенно аналогичны.

Уравнение определяющее модуль скорости звука в изотропном пространстве в данном случае определяется однозначно. Но при поверхностном рассмотрении оно определяется из уравнения

$$|\lambda_{iklm} k_k k_l - \rho\omega^2 \delta_{im}| = 0$$
$$|\lambda_{iklm} e_k e_l / c_0^2 - \rho \delta_{im}| = 0$$

Получается. что модуль скорости c_0^2 зависит от направления единичных векторов e_l и определяется не однозначно. Это связано с тем, что пространство анизотропно. В предлагаемом решении происходит поворот и растяжение вдоль определенных направлений, и задача сводится к изотропному пространству и решается однозначно.

Совершенно аналогично получим уравнение

$$[\frac{\partial^2}{\partial(z^0)^2} - \sum_{l=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial(z^l)^2}]\dot{u}_k = 0; [\frac{\partial^2}{\partial(z^0)^2} - \sum_{l=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial(z^l)^2}]\varphi = 0 \qquad (3.1)$$
$$\dot{u}_k = A_k = \frac{\partial\varphi}{2\partial z^k}$$

Решая эту задачу в сферической системе координат, и зная тензор λ_{iklm} и значит знаем преобразование от декартовых координат x_k к изотропным координатам z_α, получим

$$z_\alpha - z_\alpha^0 = \sqrt{\sum_{\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha} \sum_{\gamma,\delta=1}^{3} \frac{(e_\gamma, f_\delta)^2}{K_{\delta\gamma}}}} g_\alpha^k x_k; \frac{1}{c_0^2} = \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha}} \qquad (3.2)$$

Имеем решение задачи (1) $\varphi = \varphi(z^0,...,z^3)$, подставляя зависимость (3.2) получим $\varphi = \varphi(x_0,...,x_3)$. Зная решение для потенциала, можно определить скорость распространения волн в анизотропном теле.

Глава 4. Преодоление телом скорости звука

Для преодоления звукового барьера необходим реактивный двигатель, имеющий комплексную тягу. Процессы в реактивном двигателе турбулентные и значит скорость потока комплексная см. [5],[6]. Это означает, что возможно преодоление звукового барьера. В эффекте Вавилова-Черенкова наблюдается скорость частицы сверхсветовая, больше фазовой скорости света. Причем преобразование Лоренца надо использовать с фазовой скоростью, а не скоростью света в вакууме. В статье предложен алгоритм преодоления светового барьера. Рассматривается только кинематическая часть течения, проблемы с нагревом при сверхзвуке не рассматриваются.

При переходе из вакуума в среду метрический интервал со скоростью света в вакууме рвется, так как непрерывен метрический интервал с фазовой скоростью. Значит в преобразовании Лоренца надо использовать фазовую скоростью, разную в разных системах координат. В случае движения в газовой среде массивного тела надо использовать фазовую скорость звука. Согласно релятивистским представлениям о скорости звука развитым в главе 1, скорость больше скорости звука преодолевается с большим трудом как на самолете, так и на автомобиле. Эта скорость в проекции на касательную к траектории, определяется по формуле

$$\frac{V}{c}=\frac{\int_{t_0}^{t}\frac{Fdt}{mc}+\frac{V_0/c}{\sqrt{1-V_0^2/c^2}}}{\sqrt{1+(\int_{t_0}^{t}\frac{Fdt}{mc}+\frac{V_0/c}{\sqrt{1-V_0^2/c^2}})^2}}.$$

Но скорость звука в этой формуле комплексная, поэтому справедливо

$$\frac{|V|}{|c|}\exp(-i\arg c+i\arg V)=\frac{\alpha+i\beta}{\sqrt{1+\alpha^2-\beta^2+2i\alpha\beta}}=$$

$$=\frac{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\exp[i\arg(\alpha+i\beta)]}{\sqrt[4]{1+(\alpha^2+\beta^2)^2+2\alpha^2-2\beta^2}\exp[i\arg(1+\alpha^2-\beta^2+2i\alpha\beta)]}.$$

$$\int_{t_0}^{t}\frac{Fdt}{mc}+\frac{V_0/c}{\sqrt{1-V_0^2/c^2}}=\alpha+i\beta;$$

Для устойчивости движения должно выполняться $-\arg c + \arg V = \arg(\alpha + i\beta) - \arg(1 + \alpha^2 - \beta^2 + 2i\alpha\beta)/2; \arg V = 0$. Но начальная скорость тела равна нулю, поэтому начальную скорость можно не учитывать, и отсчет вести от начала движения. При постоянной мнимой части скорости, получается не стыковка, мнимая экспонента справа и слева сокращается, справа имеется мнимая величина, а слева действительная величина. Тогда либо скорость тела становится комплексной, либо действительная часть импульса равна нулю, и скорость звука становится чисто мнимой. Комплексная скорость тела означает его вращение или колебание. И то, и другое приводит к аварии, так как авария при преодолении сверхзвука не происходит, скорость тела действительна. Чисто мнимая часть скорости звука начиная с определенного момента времени не приведет к результату, так как в начале движения скорость звука имеет действительную часть и значит $\alpha \neq 0$. Получается мнимая часть звука меняется и величина $\beta^2 >> \alpha^2$, т.е. действительная часть импульса не растет, а мнимая растет, причем реализуется

$$\frac{|V|}{|c|} = \frac{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{\sqrt[4]{(\beta^2 - 1)^2 + \alpha^4 + 2\alpha^2\beta^2 + 2\alpha^2}} > 1.$$

Мнимая часть скорости тела растет по формуле $R = R_{cr} + i\sqrt[4]{T^2\alpha - R_{cr}T}$ см. [5],[6], где T перепад давления, или безразмерная сила тяги, R_{cr} критическое число Рейнольдса. При условии $T\alpha = R_{cr}$ наступает турбулентный комплексный режим, при числе Рейнольдса тела, равному критическому. Действительная часть числа Рейнольса не растет, а мнимая часть растет. При этом импульс двигателя уравновешивается с импульсом сопротивления среды, причем

$\beta^2 = 1 >> \alpha^2$ и тогда скорость тела будет больше скорости звука. Получается, что для преодоления скорости звука импульс тела должен равняться $\mathrm{Im}\int_0^t \frac{Fdt}{mc} = 1 >> \mathrm{Re}\int_0^t \frac{Fdt}{mc}$ и тогда скорость тела будет равняться

$$\frac{V}{|c|} = \frac{\sqrt{\alpha^2+1}}{\sqrt[4]{\alpha^4+4\alpha^2}} = \frac{1}{\sqrt{2\alpha}} = \frac{1}{\sqrt{2\mathrm{Re}\int_0^t \frac{Fdt}{mc}}} >> 1.$$

При постоянной скорости движения тела, суммарный импульс равен константе, так как в этом случае суммарная сила равна нулю. Растущим импульс соответствует ускоренному движению или уменьшение импульса при торможении тела при отрицательной суммарной силе. Возникает вопрос является ли реактивный импульс комплексным. При использовании реактивного двигателя наблюдается турбулентный режим течения и значит комплексная скорость потока см. [5],[6] и комплексная сила.

Оценим, когда скорость звука является комплексной. Скорость звука определяется по формуле

$$\frac{1}{c} + i\alpha\omega, \alpha\omega = \frac{\omega}{2\rho c^3}[(4\eta/3+\varsigma)+\chi(\frac{1}{c_V}-\frac{1}{c_p})] \sim \frac{\Lambda\omega}{c^2} = \frac{\Lambda k}{c} = \frac{\Lambda\omega\mu}{\gamma RT}.$$

Где Λ длина свободного пробега. В разреженном воздухе длина свободного пробега больше длины волны излучения $k\Lambda >> 1$, и значит мнимый импульс больше, и проще достигнуть сверхзвуковых скоростей.

Возникает вопрос, а возможно ли преодоление скорости света, аналогичное скорости звука. Для этого необходима комплексная сила.

Вводится в теории поля [7] комплексный вектор $\mathbf{F} = \mathbf{E} + i\mathbf{H}$ имеющий большой физический смысл, как образующий инварианты $\mathbf{F}^2 = \mathbf{E}^2 - \mathbf{H}^2 + 2i(\mathbf{E},\mathbf{H})$, равные действительной и мнимой части квадрата этого вектора. В теории поля существует формула $A_l = \dfrac{eu_l}{R_k u^k}$, которая при комплексной скорости u_l определяет комплексный потенциал, а значит и комплексное электрическое и магнитное поле. Формула для силы Лоренца следующая $\mathbf{F}_L = e\mathbf{E} + e[\mathbf{V},\mathbf{H}]/c$. Но формула действительная, причем при комплексных потенциалах превращается в комплексную. Но сила за счет магнитного поля направлена перпендикулярно скорости и определяет вращение частицы.

В ускорителях магнитное и электрическое поле постоянное и не зависит от времени, т.е. ускоряющая сила равна $\mathbf{E}_l = -\dfrac{\partial \varphi}{\partial x^l} - \dfrac{\partial A_l}{c\partial t}, l = 1,...,3$. В случае независимости векторного потенциала от времени, который линейно связан со скоростью, напряженность электрического поля почти действительна, его мнимая часть мала и определяется знаменателем в формуле для потенциала $R_k u^k = R_0 - (\mathbf{V},\mathbf{R})/c$, где скорость равна скорости создающих поле частиц и меньше скорости света. Для получения комплексной напряженности электрического поля необходима зависимость от времени векторного потенциала. Но в ускорителях напряженность магнитного поля постоянна, и значит векторный потенциал постоянен, т.е. напряженность электрического поля действительна. Т.е. в ускорителях сверхсветовое движение не получишь.

Кроме того, тормозящая сила в ускорителях связана с излучением электромагнитной энергии и отличается от тормозящей силы в атмосфере. Но сверхзвуковое течение тоже излучает звуковую энергию.

Имеется сверхсветовое течение в случае эффекта Вавилова-Черенкова, причем скорость тела больше фазовой скорость света. В преобразовании Лоренца надо использовать фазовую скорость, а не скорость света в вакууме. Это следует из того, что только для фазовой скорости света или звука сохраняется метрический интервал в случае звукового и электромагнитного поля при переходе между разными средами. В случае этого эффекта для световой волны образуется скачок уплотнения, как и в случае сверхзвукового течения. Скорость частицы будет изменяться в соответствии с силой торможения частицы

$$\frac{V_p / c_F}{\sqrt{1 - V_p^2 / c_F^2}} = \int_{t_0}^{t} \frac{F dt}{mc} + \frac{V_0 / c}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}.$$

Где c_F фазовая скорость света в прозрачном материале, V_0/c скорость электрона в вакууме, делится на скорость света в вакууме, скорость частицы при проникновении в прозрачное тело будет уменьшаться $V_p < V_0$, так как сила сопротивления отрицательна.

В книге [8]§115 получено выражение для силы, действующей на элементарную частицу

$$dF = \frac{e^2}{c^2}(1 - \frac{c^2}{V^2 n^2})\omega d\omega.$$

Откуда имеем приближенное решение

$$F(\omega) = \frac{e^2}{c^2}(1 - \frac{c^2}{V^2 n^2})\omega^2 / 2.$$

Следовательно, сила, действующая на частицу равна

$$\tilde{F}(t) = -\frac{e^2}{c^2}\delta''(t) + \frac{d^2}{dt^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{e^2}{2V^2 n^2(\omega)} \exp(i\omega t)d\omega.$$

При условии показателя преломления, близкого к константе, получается сила, действующая на ограниченном отрезке времени, т.е. эффект излучения затухнет, так как скорость элементарной частицы будет конечной и малой, или нулевой.

Гидродинамика, и в частности акустические колебания, описывает поведение макротела, состоящее из элементарных частиц. акустические колебания, это колебания элементарных частиц. Электродинамика описывает поведение частиц вакуума, в частности электромагнитные волны определяются скоростью частиц вакуума. Кинематическая вязкость частиц вакуума действительна и равна $i\hbar / m_\gamma$, где у диполя, образующего частицу вакуума, масса мнимая, и значит кинематическая вязкость среды, в которой двигаются частицы вакуума действительна. Так как масса диполя мала, кинематическая вязкость вакуума велика и число Рейнольдса мало, как и критическое число Рейнольдса. Условия возникновения комплексного решения у частиц вакуума совпадает с элементарными частицами. Частицы вакуума также описываются уравнением Навье-Стокса. Также наблюдается рост мнимой части числа Рейнольдса, при фиксированной действительной части. Также возможно преодоление светового барьера с комплексной тягой.

Получим из релятивистского уравнения Навье – Стокса уравнение Клейна-Гордона. Рассмотрим уравнение Навье - Стокса с кинематической вязкостью $\nu = \frac{i\hbar}{2m}$ записанное в релятивистской форме, причем без учета теплового потока. Если релятивистское уравнение Навье – Стокса записано относительно тепловой функции единицы объема $w = e + p$ в локальной системе покоя см. [8]§133, то в предлагаемой формуле используется плотность в локальной системе покоя

$$\frac{i\hbar}{2m}\left(\frac{\partial^2 u_k c}{\partial x^0 \partial x_0} + \frac{\partial^2 u_k c}{\partial x^l \partial x_l}\right) - u^0 c^2 \frac{\partial u_k}{\partial x^0} - u^l c^2 \frac{\partial u_k}{\partial x^l} = \frac{\partial p}{\rho \partial x^k}.$$

Получили релятивистское инвариантное уравнение Навье – Стокса. Это уравнение отличается от релятивистского уравнения Навье-Стокса, приведенного в [1]. Уравнение в [1] строится как отличающееся скорости теплового движения от материального движения. В данном уравнении тепловая часть отсутствует.

Воспользуемся равенством для четырехмерной скорости $u_k c = -\frac{i\hbar}{m}\nabla_k \ln\psi, k = 0,...,3$. При этом это равенство можно представить в виде $p_l\psi = \frac{\hbar}{i}\frac{\partial\psi}{\partial x^l}, l = 0,...,3$, откуда имеем определение оператора импульса $\hat{p}_l = \frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial x^l}, l = 0,...,3$. Т.е. четырехмерный импульс частиц вакуума является собственным числом оператора импульса.

$$\frac{i\hbar}{2m}\frac{\partial^2 - \frac{i\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x^k}}{\partial x^0 \partial x_0} + \frac{i\hbar}{2m}\frac{\partial^2 - \frac{i\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x^k}}{\partial x^l \partial x_l} +$$

$$+\frac{i\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_0}\frac{\partial - \frac{i\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x^k}}{\partial x^0} + \frac{i\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l}\frac{\partial - \frac{i\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x^k}}{\partial x^l} = \frac{\partial p}{\rho \partial x^k}$$

Разделим это уравнение на величину $\frac{\hbar^2}{m^2}$, получим

$$\frac{\partial}{\partial x^k}[\frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x^0 \partial x_0} + \frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x^l \partial x_l} + \frac{\partial \ln\psi}{\partial x_0}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x^0} + \frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x^l} - \frac{2m^2}{\hbar^2}\int\limits_{s_0}^{s} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} u^k ds] = 0$$

Где величина $dx^k = u^k ds, k = 0,...,3$, при этом интеграл вдоль траектории равен

$$c^2(s) - c^2(s_0) = c^2(x^0, x^1, x^2, x^3) - c^2(x_0^0, x_0^1, x_0^2, x_0^3) = \int\limits_{s_0}^{s} \frac{dc^2}{ds} ds =$$

$$= -\int\limits_{s_0}^{s} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} u^k ds = -\int\limits_{(x_0^0, x_0^1, x_0^2, x_0^3)}^{(x^0, x^1, x^2, x^3)} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} dx^k \, .$$

Причем как функция метрического интервала, эта величина инвариантна относительно преобразования Лоренца. Где величина s соответствует значению метрического интервала, и интеграл берется вдоль траектории движения частиц. Причем частная производная от этого интеграла вдоль траектории, равна

$$\frac{\partial}{\partial x^l}\int\limits_{(x_0^0, x_1^0, x_2^0, x_3^0)}^{(x_0, x_1, x_2, x_3)} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} dx^k = \frac{d}{u^l ds}\int\limits_{s_0}^{s} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} u^k ds = \frac{\partial p}{u^l \rho \partial x^k} u^k = \frac{dp}{u^l \rho ds} = \frac{\partial p}{\rho \partial x^l}$$

Проинтегрируем это уравнение, получим

$$[\frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x^0 \partial x_0} + \frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x^l \partial x_l} + \frac{\partial \ln\psi}{\partial x_0}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x^0} + \frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x^l}] - \frac{2m^2}{\hbar^2}\int\limits_{s_0}^{s} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} u^k ds =$$

$$= -m^2 c^2 / \hbar^2$$

Где константу интегрирования обозначили $m^2 c^2 / \hbar^2$. Умножим это уравнение на величину ψ и воспользуемся равенством

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^0\partial x_0}=\psi[\frac{\partial^2\ln\psi}{\partial x^0\partial x_0}+\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^0}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_0}],\frac{\partial^2\psi}{\partial x^l\partial x_l}=\psi[\frac{\partial^2\ln\psi}{\partial x^l\partial x_l}+\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^l}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_l}]$$

получим уравнение Клейна-Гордона с потенциалом.

$$-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^0\partial x_0}-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^l\partial x_l}-\frac{2m^2C^2}{\hbar^2}\psi=m^2c^2\psi/\hbar^2;$$

$$C^2=-\int\limits_{s_0}^{s}\frac{\partial p}{\rho\partial x^k}u^k ds=c^2(x^0,x^1,x^2,x^3)-c^2(x_0^0,x_0^1,x_0^2,x_0^3)<0$$

При этом время жизни стационарного состояния зависит от координаты частицы $\psi=\frac{1}{\sqrt{V}}\exp[-i(E\Delta t-i\mathbf{p}_0\Delta\mathbf{r})/\hbar][1+0(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)^3]$.

При этом локальное решение сводится к равенству

$$E^2=p_0^2c^2+2m^2C^2c^2+m^2c^4.$$

Это уравнение приводится к виду

$$E-mc^2=\frac{p_0^2}{2m}+mC^2=\frac{p_0^2}{2m}+mc^2(x^0,x^1,x^2,x^3)-mc^2(x_0^0,x_0^1,x_0^2,x_0^3)$$

Получается, что связанное состояние квантовой механики соответствует турбулентному режиму, а свободное состояние ламинарному, так как связанному состоянию соответствует отрицательная энергия, а действительная часть кинетической энергии турбулентного режима имеет отрицательную часть за счет квадрата мнимой части комплексной скорости. Квантовое связанное состояние элементарной частицы описывается комплексной скоростью частиц вакуума с отрицательной частью кинетической энергии путем решения релятивистского уравнения Навье-Стокса. Вязкость частиц вакуума действительна, так как их масса мнимая. Для описания реализации комплексной силы, надо использовать релятивистское уравнение Навье-Стокса, определить комплексную скорость и по ней вычислить комплексную силу. Эта комплексная сила и позволит преодолеть световой барьер.

Сила, действующая на тело со стороны реактивного двигателя, определяется по формуле

$$F_i = \oint (p\delta_{ik} + \rho V_i V_k) df_k .$$

Где интеграл берется только по замкнутой поверхности. Так как действительная часть скорости в турбулентном режиме равна константе, то мнимая часть силы пропорциональна мнимой скорости выходящего потока в двигателе. Кроме нее имеется произведение мнимой части скорости, которое приводит к отрицательной силе, обуславливающую действительную тягу двигателя. Чтобы мнимая часть тяги была больше действительной тяги критическое число Рейнольдса двигателя должно быть большим. Это означает, что поверхности внутри двигателя должна состоять из материала с малой молекулярной шероховатостью, тогда критическое число Рейнольса будет большим $\operatorname{Re} R_i = R_{cr} >> \operatorname{Im} R_i$, тогда $\operatorname{Im} F_i >> \operatorname{Re} F_i$.

Данные свойства двигателя для звуковых и электромагнитных волн одинаковые. Только в случае электромагнитных волн скорость частиц пропорциональны пространственной части четырех вектора скорости. Существует критическое значение четырех вектора, когда он становится комплексным, но для этого необходим большой потенциал. Причем окажется, что в силу мнимости частиц вакуума потенциал окажется мнимым $\frac{\partial p}{\rho \partial x^k} = \frac{\partial U}{m_\gamma \partial x^k}$. В случае взаимодействия двух частиц вакуума гравитационный радиус - мнимый и равен $r_g = 2Gm_\gamma / c^2 - 2q^2 /(m_\gamma c^2) + 4iq\sqrt{G} / c^2$ см. [10] и значит потенциал мнимый. Для преодоления светового барьера должен создаваться поток заряженных частиц, т.е. векторный потенциал электромагнитного поля. Это проявляется и в значении гравитационного радиуса, который определяется зарядами. Векторный потенциал, который эквивалентен скорости частиц вакуума см. [9], должен быть комплексный и иметь большую мнимую часть, за счет образующей его комплексной скорости. Электроны, образующие векторный потенциал, должны находиться в турбулентном режиме, т.е. иметь комплексную скорость.

Глава 5. Создание большой выталкивающей силы

Имеется много спекуляций по поводу летающих тарелок. Принцип их полета неизвестен. В данной статье предложен возможный механизм движения летающих тарелок.

Имеется барометрическая формула изменения давления с высотой. Она имеет вид

$$p = p_0 \exp(-mgh/kT).$$

Перепад давления между верхней части летающей тарелки и нижней частью равен

$$p = \frac{\rho R T_0}{\mu} \exp(-mgh/kT_0)[\exp(-mg\Delta h/kT) - 1].$$

При достаточно низкой температуре, окружающей тело тарелки T, изменение температуры определяется по формуле

$$T_\Sigma = T(a-r)^n / a^n + T_0 r^n / a^n.$$

Где величина T_0 температура окружающей среды на большом расстоянии от тела. Средняя температура оболочки летающей тарелки равна

$$T_{av} = \int_0^a [T(a-r)^n / a^n + T_0 r^n / a^n] dr / \int_0^a [(a-r)^n / a^n + r^n / a^n] dr = (T + T_0)/2$$

Подъемная сила равна

$$F = p_0 \frac{T_0 + T}{300 \cdot 2} \exp(-mgh/kT_0)[\exp(-mg\Delta h/kT) - 1] S = 2.13 \cdot 10^3 kg = 2.13t$$

.

Радиус летающей тарелки $r = 5m$, температура охлаждающей жидкости $T = 5°K$, высота летательного аппарата $\Delta h = 1м$, высота полета $h = 6km$.

Для создания направленного движения тарелки нужно температуру одной грани не уменьшать. При этом экспоненциально быстро будет достигнуто положение равновесия, и скорость тела, являющаяся координатой положения равновесия, будет достигнута.

Поверхность тела надо разбить на секции, и охлаждать каждую секцию отдельно. Тогда возможно распределить охлаждающую жидкость по всей поверхности. Для устойчивости тарелки необходимо чтобы центр тяжести находился ниже геометрического центра.

Но при нарушении изоляции дьюаровского сосуда, в котором хранится жидкость при температуре ниже критической происходит вскипание жидкости. Поэтому этот процесс надо делать медленным, чтобы градиент температуры окружающей среды и охлажденной жидкости устанавливался медленно. Так как температура выше критической, среда не является сверхпроводящей и вскипания не произойдет.

Для создания движущей силы в вакууме, необходимо прогревать заднюю часть движущейся тарелки. При этом образуются элементарные частицы с температурой тарелки. На передней части летающей тарелки плотность равна $\rho_0 = 10^{-29} g / cm^3$. Температура частиц вакуума равна $kT = m_\gamma c^2$, где используется масса частицы вакуума см. [9] стр.68 $m_\gamma = 8.4 \cdot 10^{-55} g$ и скорость света. Температура задней части летающей тарелки $T_0(x)$, плотность $\rho(x)$. Справедливо равенство

$$\rho_0 \exp(-\frac{m_\gamma c^2}{m_\gamma c^2}) = \rho(x)\exp[-\frac{T(x+dx)}{T(x)}] = \rho(x)\exp[-1-\frac{\partial \ln T}{\partial x}dx].$$

Потенцируя это равенство, получим

$$\ln \rho_0 / \rho(x) = \ln[1+\rho_0 \frac{\partial 1/\rho}{\partial x}dx] = -\frac{\partial \ln T}{\partial x}dx.$$

Откуда имеем $\frac{\partial \rho_0 / \rho}{\partial x} = -\frac{\partial \ln T}{\partial x}$. Имеем $\rho = \frac{\rho_0}{\ln T_0 e / T}$, получается бесконечная плотность материи при температуре частиц вакуума $T = T_0 e = m_\gamma c^2 e = \frac{m_\gamma c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}$, причем предельному случаю соответствует скорость частиц вакуума $\frac{V}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{e^2}} = 0.92$.

Максимальная скорость элементарных частиц в ядре атома $\frac{V}{c} = \frac{1}{4}$ см. [13]§117. Значит температура, соответствующая скорости $\frac{V}{c} = 0.92$ при образовании элементарных частиц, не достигается. При этом будут образовываться элементарные частицы.

Образовавшиеся элементарные частицы будут давить на тарелку, тарелка начнет движение, будут образовываться новые элементарные частицы, старые будут отставать и возникнет постоянная сила.

При движении тарелки они не будут сдуваться, а след будет расположен за тарелкой с повышенным давлением. При этом среда в следе будет турбулентная, значит с комплексной скоростью и комплексной движущей силой и значит возможно преодоление скорость света. Так как сила комплексная, значит скорость движения тарелки комплексная, и релятивистский знаменатель будет не нулевой и возможно преодоление скорости света, так же как происходит преодоление скорости звука см. главу 4.

Заключение

Описаны препятствия преодоления скорости звука, такие же, как и преодоление скорости света. Предложен новый тип летательного аппарата, почти мгновенно меняющего скорость при движении в атмосфере. Описан способ движения в горизонтальной плоскости и в вакууме.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика, т.VI, М.-, «Наука», 1988г.,
2. Якубовский Е.Г. Формула для энергии звуковых квазичастиц «Энциклопедический фонд России», 2016,7 стр., http://russika.ru/sa.php?s=1070
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теоретическая физика т. IX, Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статическая физика, часть II, Теория конденсированного состояния М.: Наука, 1978, 448 стр.
4. Alexandre A. Martins Fluidic Electrodynamics: On parallels between electromagnetic and fluidic inertia arxiv.org/pdf/1202.4611; 2012
5. *Якубовский Е.Г.* Исследование решений уравнения Навье – Стокса, "Энциклопедический фонд России", 2016, 60с., http://russika.ru/sa.php?s=868
6. Якубовский Е.Г. Исследование решений уравнения Навье – Стокса, Научное обозрение. Реферативный журнал. – 2016. – № 1 – С. 46-80, http://abstract.science-review.ru/ru/article/view?id=632
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля т.II, М.,- «Наука», 1973,564с.
8. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц* Электродинамика сплошных сред, т.VIII, М.- «Наука», 1992г.,
9. *Якубовский Е.Г.* ЧАСТИЦЫ ВАКУУМА, ОПИСЫВАЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛЯ Реферативный журнал «Научное обозрение» 2016, т.2, стр.58-80, http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/2/662.pdf
10. Якубовский Е.Г. Общая теория гравитационного и электромагнитного поля. «Энциклопедический фонд России», 2015, 19 стр. http://russika.ru/sa.php?s=434

11. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Теория упругости, М.: Наука, 1987г., 248стр.
12. Якубовский Е.Г. Добавление новых членов в уравнение Максвелла, позволяющих описывать квантовые эффекты и определяющих комплексное решение. «Энциклопедический фонд России», 2016, 22стр. http://russika.ru/sa.php?s=989
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика Нерелятивистская теория т.III, Наука, М.,1969,768с.