

На правах рукописи

М.В. Вилка

ВИЛКА ЧАЙЧА Марта Беатрис

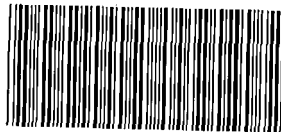
**Некоторые характеристики движения
жидкостей с отрицательным давлением, с
примесями пузырьков и твёрдых частиц и
космологические задачи**

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

05 СЕН 2013



005532745

Москва – 2013

Работа выполнена на кафедре теоретической физики факультета физико-математических и естественных наук Российского университета дружбы народов.

Научный руководитель: *доктор физико-математических наук,
профессор,
Шикин Георгий Николаевич*

Официальные оппоненты: *доктор физико-математических наук,
профессор,
Севастьянов Леонид Антонович;
доктор физико-математических наук,
Саха Биджан*

Ведущая организация: *ГОУ ВПО «Московский педагогический
государственный университет»*

Защита состоится «26» сентября 2013 г. в 15 часов и 30 мин. на заседании диссертационного совета Д.212.203.34 при Российском университете дружбы народов, расположенном по адресу: 117419, г. Москва, ул. Орджоникидзе, д. 3, зал №1.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Российского Университета дружбы народов, расположенной по адресу: 117198, г. Москва, ул. Миклухо—Маклая, д. 6.

Автореферат разослан «17» августа 2013 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета,

кандидат физико-математических наук, доцент  Попова В.А.

Общая характеристика работы

Актуальность. В настоящее время в космологии исследуются модели, использующие уравнения состояния идеальной жидкости с отрицательным давлением. Представляет определённый научный интерес исследование свойств таких жидкостей с точки зрения существования у них обычных гидродинамических свойств, в частности, существования волновых движений под действием собственного гравитационного поля.

Определение скорости звука в среде с пузырьками пара и металлическими частицами представляет интерес при изучении формирования и распространения ударных волн в такой среде.

В диссертационной работе установлен тип взаимодействия спинорного и скалярного полей, устранивающий вклад скалярного поля в геометрические свойства пространства-времени.

Цели диссертационной работы. Целью диссертационной работы является исследование свойств жидкостей с отрицательным давлением в рамках нерелятивистской гидродинамики, определение скорости звука в жидкости с пузырьками пара и металлическими частицами и определение типа взаимодействия спинорного и скалярного полей, устранивающего вклад скалярного поля в тензор энергии-импульса взаимодействующих полей.

Научная новизна. В выполненной диссертационной работе получены следующие результаты:

1. Впервые установлено, что в газе Чаплыгина движение жидкости представляет собой распространяющиеся волны разрежения.
2. Впервые установлена возможность движения идеальной жидкости с отрицательным давлением под действием собственного гравитационного поля.

3. Определена скорость звука в воде, содержащей пузырьки пара и металлические частицы.
4. Установлен тип взаимодействия спинорного и скалярного полей, устраняющего вклад скалярного поля в геометрические свойства пространства-времени.

Теоретическая и практическая значимость. Все результаты, полученные в диссертационной работе, основаны на точных решениях систем дифференциальных уравнений и могут быть использованы в работах по изучению свойств жидкостей с отрицательным давлением, изучению распространения ударных волн в жидкости с пузырьками пара и металлическими частицами, исследованию взаимодействия спинорных и скалярных полей в космологии.

Положения, выносимые на защиту.

1. Показано, что волны Римана в газе Чаплыгина имеют деформируемый профиль, что приводит к неоднозначному определению плотности газа $\rho(x, t)$.

Проведено устранение неоднозначности в определении $\rho(x, t)$ путём введения в исходное уравнение члена со второй производной, что приводит к появлению волн со стационарным профилем, являющихся волнами разрежения.

2. Показано, что для жидкости с уравнением состояния типа космического вакуума, движение возможно только в том случае, если включена функция источника.
3. Установлено, что для жидкости типа квинтэссенции движение под действием собственного гравитационного поля возможно только в

том случае, если её плотность не меньше некоторого критического значения.

4. Исследован процесс распространения звуковых возмущений в среде, состоящей из жидкости, пузырьков пара и частиц металла. Установлено, что наличие пузырьков пара в жидкости уменьшает скорость звука, а наличие частиц металла увеличивает скорость звука в среде.
5. При изучении взаимодействия спинорного и скалярного полей в космологии установлен эффект устранения вклада скалярного поля в тензор энергии-импульса взаимодействующих полей, что приводит к устранению вклада скалярного поля в метрику пространства-времени.

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность результатов диссертационной работы обусловлена тем, что они основаны на точных решениях соответствующих систем дифференциальных уравнений.

Основные результаты диссертации представлялись и докладывались на следующих конференциях:

1. XLVIII Всероссийская научная конференция «по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники» 15-18 мая 2012 г. Москва. Доклад: «Плоские волны в газе Чаплыгина».
2. XLVIII Всероссийская научная конференция «по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники» 15-18 мая 2012 г. Москва. Доклад: «Об устранении вклада

скалярного поля в геометрию пространства-времени в системе взаимодействующих спинорного и скалярного полей».

3. II Всероссийская научная конференция «по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники» 14-16 мая 2013 г. Москва. Доклад: «О движении среды с уравнением состояния типа космического вакуума под действием собственного гравитационного поля».

Публикации. По материалам диссертации имеется 4 публикации в рецензируемых журналах [1], [2], [3], [4] из списка ВАК и 3 публикации [5], [6], [7] в сборниках трудов конференций

Личный вклад автора. В работах, опубликованных в соавторстве, личный вклад автора заключается в непосредственном участии в постановке задач и интерпретации результатов, проведении аналитических расчетов; все конкретные результаты, выносимые на защиту, получены лично автором.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации составляет 70 страниц, набранной в издательской системе LATEX. Библиография включает 37 наименований.

Содержание работы

Введение Сформулирована цель исследования, кратко изложено его содержание. Обоснована актуальность темы диссертационной работы, отмечена научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

Глава 1 Первая глава посвящена исследованию распространения волн в газе Чаплыгина и движения жидкостей с отрицательным давлением под действием собственного гравитационного поля

В разделе 1.1 рассматривается распространение плоских волн Римана в идеальной сжимаемой жидкости с уравнением состояния газа Чаплыгина $P(\rho) = -A\rho^{-\gamma}$, где ρ - плотность среды, $A = \text{const} > 0$, $\gamma = \text{const} > 0$. Поскольку в этой среде квадрат скорости звука - положительная величина $C^2 = (dP/d\rho)_s > 0$, то газ Чаплыгина допускает существование обычных волновых движений Рассмотрены одномерные баротропные движения среды, когда давление $P = P(\rho)$ и скорость течения жидкости $u = u(\rho)$. Из требования эквивалентности уравнений непрерывности и Эйлера получено выражение для скорости движения среды:

$$u(\rho) = \pm \int \sqrt{\frac{dP}{d\rho}} \frac{d\rho}{\rho}. \quad (1)$$

При подстановке $C(\rho) = \pm \left(\frac{dP}{d\rho}\right)^{1/2}$ в уравнение непрерывности получено уравнение для определения плотности $\rho(x, t)$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + V(\rho) \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

где функция $V(\rho) = u(\rho) + C(\rho)$ определяет скорость распространения постоянных значений плотности ρ .

Если начальное условие задано в виде уединённой волны, то поскольку разные точки на профиле волны имеют разные скорости, профиль волны искажается. Скорость волны (2)- убывающая по абсолютной величине функция от ρ . Следовательно, точки на профиле волны движутся тем медленнее, чем больше ρ .

При этом происходит уменьшение крутизны профиля волны и при

$x < x_{max}$ волна опрокидывается назад по отношению к направлению распространения. В результате возникает неоднозначность плотности среды. Один из подходов к устранению неоднозначности в определении $\rho(x, t)$ состоит в дополнении уравнения (2) членом, содержащим вторую производную по x :

$$\rho_t + V(\rho)\rho_x = \nu\rho_{xx}, \quad \nu = \text{const} > 0. \quad (3)$$

В отличие от исходного уравнения, уравнение (3) имеет решение со стационарным профилем. Член со второй производной устраняет деформацию профиля волны. Введение этого члена аналогично учёту вязкости среды. Уравнение (3) записывается для $\rho(x, t) = \omega(\xi)$, $\xi = x - Ut$, $U = \text{const} > 0$.

При задании граничных условий

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } \xi \rightarrow +\infty, \quad \omega \rightarrow \omega_1 = \text{const} > 0, \\ \text{при } \xi \rightarrow -\infty, \quad \omega \rightarrow \omega_2 = \text{const} > 0, \\ \omega_1 \neq \omega_2, \end{array} \right\} \quad (4)$$

при фиксированном значении $\gamma = 3$ и в предположении, что $\omega_1 > \omega_2$, $\omega_1 \geq \omega \geq \omega_2$, решение уравнения (3) имеет вид

$$\frac{(\omega - \omega_2)^{\frac{\omega_2}{\omega_1 - \omega_2}}}{(\omega_1 - \omega)^{\frac{\omega_1}{\omega_1 - \omega_2}}} = Z_o \exp(Z), \quad (5)$$

где $Z = \frac{K\xi}{\omega_1\omega_2\nu}$, $Z_o = \text{const}$.

Из (5) следует, что $Z \rightarrow +\infty$ при $\omega \rightarrow \omega_1$, и $Z \rightarrow -\infty$ при $\omega \rightarrow \omega_2$. Поскольку $Z = \frac{K\xi}{\omega_1\omega_2\nu}$, то $Z \rightarrow +\infty$ соответствует $\xi \rightarrow +\infty$, то есть ω_1 реализуется при $\xi = +\infty$, а ω_2 реализуется при $\xi = -\infty$. Волна распространяется в сторону возрастания ω , т. е. мы имеем волну разрежения.

Если сделать предположение, что $\omega_2 > \omega_1$, $\omega_2 \geq \omega \geq \omega_1$, то получим решение

$$\frac{(\omega - \omega_1)^{\frac{\omega_1}{\omega_2 - \omega_1}}}{(\omega_2 - \omega)^{\frac{\omega_2}{\omega_2 - \omega_1}}} = Z_o \exp(Z). \quad (6)$$

Из (6) следует, что $Z \rightarrow +\infty$ при $\omega \rightarrow \omega_2$ и $Z \rightarrow -\infty$ при $\omega \rightarrow \omega_1$. Волна распространяется в сторону возрастания ω , то есть мы имеем по-прежнему волну разрежения. Дальнейший качественный анализ показывает, что в газе Чаплыгина могут распространяться только волны разрежения.

В разделе 1.2 рассматривается движение трёх типов жидкостей с отрицательным давлением под действием собственного гравитационного поля в нерелятивистском подходе. В случае жидкости с уравнением состояния типа космического вакуума рассматривается сферически-симметричное движение жидкости, когда существует одна радиальная компонента скорости $u(r, t)$. Полагая $\rho = \frac{\varepsilon}{c^2} = \rho_o = \text{const} > 0$, $P = P_o = \text{const} < 0$, выпишем систему уравнений гидродинамики

$$u_t + uu_r = -\varphi_r, \quad (7)$$

$$\frac{\rho_o}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 u) = f(r, t), \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r}\right) = 4\pi G \rho_o r^2, \quad (9)$$

где $f(r, t)$ - функция источника, G - гравитационная постоянная, а $\varphi(r, t)$ - потенциал собственного гравитационного поля. Для скорости $u(r, t)$ получаем выражение:

$$u(r, t) = ar \operatorname{tg} a(t_o - t), \quad t_o = \text{const}. \quad (10)$$

При подстановке полученного решения в уравнение непрерывности оказывается, что оно не выполняется, если $f(r, t) \equiv 0$, что означает несовместность уравнений Эйлера и непрерывности. Можно сделать предположение, что в пространстве существует источник идеальной жидкости:

$$f(r, t) = \frac{\rho_o}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) = 3\rho_o T(t) = 3\rho_o a \operatorname{tg} a(t_o - t). \quad (11)$$

Источник идеальной жидкости существует во всём пространстве и не зависит от r . При $t \rightarrow t_o$ $f(t) \rightarrow 0$. При дальнейшем возрастании t источник становится отрицательным.

Для идеальной жидкости с уравнением состояния типа квинтэссенции, $P = W\varepsilon$, где $-1 < W < -1/3$, рассмотрено движение под действием собственного гравитационного поля в одномерном случае.

Рассмотрено баротропное движение среды, когда давление $P = P(\rho)$, в предположении, что скорость $u = u(\rho)$ в стационарном случае. В результате решения соответствующей системы уравнения установлено, что

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } \rho^2 = C_1^2/\xi, \quad x = 0; \\ \text{при } \rho \rightarrow \infty, \quad x \rightarrow x_{\max} = \frac{18}{15C_1^4 \xi^{3/2} \sqrt{8\pi G}}. \end{array} \right\} \quad (12)$$

Это означает, что жидкость распределена в области $0 \leq x \leq x_{\max}$. Таким образом, движение жидкости возможно только в том случае, если учитывается собственное гравитационное поле, а плотность жидкости не меньше некоторого критического значения $\rho_{kr} = \frac{C_1}{\sqrt{\xi}}$. На конечном интервале $0 \leq x \leq x_{\max}$ плотность меняется от ρ_{kr} до $\rho = \infty$. При этом скорость движения $u = \frac{C_1}{\rho}$ изменяется от $u_{\max} = \sqrt{\xi}$ до $u = 0$.

Исследовано движение среды с уравнением состояния газа Чаплыгина

$$P = -A/\rho, \quad A = \operatorname{const} > 0, \quad (13)$$

под действием собственного гравитационного поля. Из решения системы уравнений гидродинамики получены три случая возможного движения газа Чаплыгина.

$$\begin{aligned}
 & 1. \quad C_3 > 0, \quad \frac{8\pi G}{B} = a_o^2 > 0 \\
 & \left. \begin{aligned} & \text{при } \rho = \frac{a_o^2}{C_3} = \frac{8\pi G}{C_3 B}, \quad x = 0; \\ & \text{при } \rho \rightarrow \infty, \quad x \rightarrow x_{max} = \frac{B^2 C_3^2}{48(\pi G)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (14)
 \end{aligned}$$

При этом газ распределён в области $0 \leq x \leq x_{max}$, а его плотность изменяется от $\rho_{kp} = \frac{8\pi G}{C_3 B}$ до $\rho = \infty$, когда скорость $u = \frac{C_1}{\rho}$ изменяется от $u_{max} = \frac{C_1 C_3 B}{8\pi G}$ до $u = 0$.

$$\begin{aligned}
 & 2. \quad C_3 > 0, \quad \frac{8\pi G}{B} = -b^2 < 0. \\
 & \left. \begin{aligned} & \text{при } \rho \rightarrow 0, \quad x \rightarrow -\infty; \\ & \text{при } \rho \rightarrow \infty, \quad x \rightarrow x_{max} = \frac{B^2 C_3^{3/2}}{48(\pi G)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (15)
 \end{aligned}$$

В этом случае газ распределен в области $-\infty \leq x \leq x_{max}$, плотность газа изменяется от $\rho = 0$ до $\rho = \infty$, а скорость изменяется от $u = \infty$ до $u = 0$.

$$\begin{aligned}
 & 3. \quad C_3 = -h^2 < 0, \quad \frac{8\pi G}{B} = -b^2. \\
 & \left. \begin{aligned} & \text{при } \rho = \frac{b^2}{h^2}, \quad x = 0; \\ & \text{при } \rho \rightarrow 0, \quad x \rightarrow \infty. \end{aligned} \right\} \quad (16)
 \end{aligned}$$

Газ занимает область $0 \leq x \leq \infty$. При этом скорость изменяется от $u = \frac{C_1 h^2}{b^2}$ до $u = \infty$.

Результаты первой главы опубликованы в работах [1, 2].

Глава 2 Вторая глава посвящена исследованию распространения малых возмущений (скорости звука) в среде, состоящей из жидкости, пузырьков пара и частиц металла.

Рассмотрена система, находящаяся в состоянии термодинамического равновесия, в которой пузырьки пара и частицы металла распределены в жидкости однородно. В этом случае плотность смеси ρ выражается через плотности жидкости $\rho_{\text{ж}}$, пара $\rho_{\text{п}}$ и металла $\rho_{\text{м}}$ следующим образом :

$$\rho = \alpha \rho_{\text{п}} + \beta \rho_{\text{м}} + (1 - \alpha - \beta) \rho_{\text{ж}}, \quad (17)$$

где α - доля общего объёма паровой фазы, β - доля общего объёма металлической компоненты, $1 - \alpha - \beta$ - объём жидкости.

Металлическая компонента, как несжимаемая, занимает фиксированную часть общего объёма, жидкая и паровая фаза могут изменяться за счёт сжимаемости. При этом будем считать, что отношение масс жидкости и пара в элементарном объёме сохраняется, что означает отсутствие фазового перехода жидкость - пар:

$$\frac{\alpha \rho_{\text{п}}}{(1 - \alpha - \beta) \rho_{\text{ж}}} = \text{const.} \quad (18)$$

Отметим, что $0 < \alpha < 1$ и $0 \leq \beta < 1$. Введём среднее давление P , определяемое равенством, аналогичным (17):

$$P = \alpha P_{\text{п}} + \beta P_{\text{м}} + (1 - \alpha - \beta) P_{\text{ж}}, \quad (19)$$

где $P_{\text{п}}$, $P_{\text{м}}$, $P_{\text{ж}}$ - давление в пузырьке пара, металлической компоненте и жидкости соответственно.

Выражение для обратной величины квадрата скорости звука в рассматриваемой среде имеет вид:

$$\frac{1}{c^2} = \frac{\alpha}{(1-\beta)} \left\{ \frac{1}{c^2} \left(\alpha + (1-\alpha-\beta) \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}} \right) + \frac{(1-\alpha-\beta)}{\alpha c_{\text{ж}}^2} \left((1-\alpha-\beta) + \alpha \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right) \left(1 - \frac{2\sigma}{3R} \beta_s \right) \right\} \frac{1}{(F_1 + \frac{2\sigma}{R} F_2)}, \quad (20)$$

где

$$F_1 = \left((1-\beta) - (1-\alpha-\beta) \frac{2\sigma}{3R} \beta_s \right),$$

$$F_2 = \frac{\alpha(1-\alpha-\beta)}{(1-\beta)} \left(-\frac{1}{\rho_{\text{п}} c_{\text{п}}^2} + \frac{1}{\rho_{\text{ж}} c_{\text{ж}}^2} \left(1 - \frac{2\sigma}{3R} \beta_s \right) \right).$$

Рассмотрены предельные случаи.

1. $\alpha = 0$, пузырьки пара в среде отсутствуют. Тогда из (20) следует:

$$c^2 = \frac{c_{\text{ж}}^2}{1-\beta}, \quad (21)$$

то есть при увеличении числа металлических частиц скорость звука в смеси увеличивается.

2. $\beta = 0$, $\sigma = 0$; металлические частицы в жидкости отсутствуют, в выражении для давления пара в пузырьке не учитывается член лапласовского давления:

$$\frac{1}{c^2} = \frac{\alpha}{c_{\text{п}}^2} \left(\alpha + (1-\alpha) \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}} \right) + \frac{(1-\alpha)}{c_{\text{ж}}^2} \left((1-\alpha) + \alpha \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right). \quad (22)$$

3. $\sigma = 0$; в выражении для $P_{\text{п}}$ отсутствует член лапласовского давления. В этом случае

$$c^2 = \frac{(1-\beta)^2}{\alpha(1-\alpha-\beta)} \frac{P_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ж}}}. \quad (23)$$

При задании конкретных значений параметров в (23) получаем следующее значение для скорости звука:

$$\left. \begin{aligned} P_{\text{ж}} &= 16 \text{ бар}, \\ \rho_{\text{ж}} &= 1 \text{ г/см}^3, \\ \alpha &= 0,1, \\ \beta &= 0,01. \end{aligned} \right\} c = 33,3 \text{ м/сек.}$$

Результаты второй главы опубликованы в работе [3].

Глава 3 Третья глава посвящена исследованию взаимодействующих спинорного и скалярного полей с учетом собственного гравитационного поля в космологической модели типа Бианки I. Установлено, что рассматриваемый тип взаимодействия $\mathcal{L}_{int} = V(\varphi)S^2$ устраняет вклад скалярного поля в геометрические свойства пространства-времени.

Лагранжиан системы взаимодействующих скалярного и спинорного полей выбирается в виде:

$$\mathcal{L} = \frac{R}{2\kappa} + \mathcal{L}_{sc} + \mathcal{L}_{sp} + \mathcal{L}_{int} = \frac{R}{2\kappa} + \frac{i}{2} \left(\bar{\psi} \gamma^\mu \nabla_\mu \psi - \nabla_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \right) - \\ - m \bar{\psi} \psi - F(s) + \frac{1}{2} \varphi_{,\alpha} \varphi^{,\alpha} - V(\varphi) \Phi(S), \quad (24)$$

где $F(S)$ и $\Phi(S)$ - произвольные функции $S = \bar{\psi} \psi$, $V(\varphi)$ - произвольная функция φ . Метрика пространства - времени типа Бианки I, выбирается в форме:

$$dS^2 = dt^2 - a^2(t)dx^2 - b^2(t)dy^2 - c^2(t)dz^2. \quad (25)$$

Из лагранжиана (24) следуют уравнения Эйнштейна, уравнение спинорного и скалярного полей.

Функции спинорного поля $F(S)$ и $\Phi(S)$ выбираются следующим образом:

$$F(S) = \sigma_1 S^{2n}, \quad \Phi(S) = \sigma_2 S^2, \quad \sigma_1 = \text{const.}, \quad \sigma_2 = \text{const.} \quad (26)$$

Компоненты тензора энергии - импульса взаимодействующих спинорного и скалярного полей в этом случае имеют вид:

$$T_0^0 - \frac{1}{2}T = \frac{mS}{2} + \sigma_1(3n-1)S^{2n} + \varphi_0\tau^{-2}, \quad \varphi_0 = \text{const.} \quad (27)$$

$$T_i^i - \frac{1}{2}T = -\frac{mS}{2} + \sigma_1(n-1)S^{2n}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (28)$$

При этом функция $V(\varphi)$, определяющая решения уравнений скалярного и спинорного полей, не входит в компоненты тензора энергии - импульса взаимодействующих полей и не влияет на компоненты метрического тензора.

Результаты третьей главы опубликованы в работе [4].

Закключение. Отмечаются научная новизна и теоретическая и практическая значимость диссертационной работы. Сформулированы основные результаты работы, выносимые на защиту.

Список публикаций

1. Вилка Чайча М. Б., Рыбаков Ю. П., Шикин Г. Н. Волны Римана в газе Чаплыгина // Вестник РУДН. — 2012. — № 4. — С. 103-109.
2. Вилка Чайча М. Б., Рыбаков Ю. П., Шикин Г. Н. О движении жидкости с отрицательным давлением под действием собственного гравитационного поля // Вестник РУДН. — 2013. — № 3. — С. 137-143.

3. Вилка Чайча М. Б., Юнусова С., Шикин Г. Н. О скорости звука в двухфазной и двухкомпонентной среде // Вестник РУДН. — 2011. — № 2. — С. 161–164.
4. Вилка Чайча М. Б., Ющенко Л. П., Шикин Г. Н. О взаимодействии спинорного и скалярного полей, устранившем вклад скалярного поля в геометрию пространства-времени. // Вестник РУДН. — 2012. — № 2. — С. 96–102.
5. Вилка Чайча М. Б., Рыбаков Ю. П., Шикин Г. Н. Плоские волны в газе Чапллыгина // XLVIII Всероссийская научная конференция по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники. Тезисы докладов. Секция «Гравитация и космология». — 2012. — С. 200–202.
6. Вилка Чайча М. Б., Шикин Г. Н., Ющенко Л. П. Об устранении вклада скалярного поля в геометрию пространства - времени в системе взаимодействующих спинорного и скалярного полей // XLVIII Всероссийская научная конференция по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники. Тезисы докладов. Секция «Гравитация и космология». — 2012. — С. 197–199.
7. Вилка Чайча М. Б., Рыбаков Ю. П., Шикин Г. Н. О движении среды с уравнением состояния типа космического вакуума под действием собственного гравитационного поля // II Всероссийская научная конференция по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники. Тезисы докладов. Секция «Теоретическая физика». — 2013. — С. 54–56.

Вилка Чайча Марта Беатрис

Некоторые характеристики движения жидкостей с отрицательным давлением, с примесями пузырьков и твердых частиц и космологические задачи

Исследовано распространение волн Римана в газе Чаплыгина с отрицательным давлением. Показано, что в такой среде движение жидкости представляет собой распространяющиеся волны разрежения. В рамках нерелятивистской гидродинамики установлена возможность движения идеальной жидкостей с отрицательным давлением под действием собственного гравитационного поля. Определена скорость звука в жидкости с пузырьками пара и металлическими частицами. Получен тип взаимодействия спинорного и скалярного полей, устраняющий вклад скалярного поля в геометрические свойства пространства-времени.

Vilca Chaicha Martha Beatriz

Some Characteristics of Negative Pressure Fluids Motion with Impurities of Bubbles and Solid Particles, and Cosmological Problems

We have investigated propagation of Riemann waves in a Chaplygin gas with a negative pressure. It is shown that in such a medium motion of fluids represents extending waves of a rarefaction. Within the framework of nonrelativistic hydrodynamics we have established possibility of motion of ideal fluids with a negative pressure under the action of its proper gravitational field. Sound speed in a fluid with steam bubbles and metal particles is found. The kind of interaction of spinor and scalar fields eliminating scalar field contribution into geometrical properties of space - time is obtained.

ВИЛКА ЧАЙЧА Марта Беатрис

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук на тему:

**Некоторые характеристики движения жидкостей с отрицательным
давлением, с примесями пузырьков и твёрдых частиц и
космологические задачи**

Подписано в печать 29.07.13. Формат 60х84/16.
Тираж 100 экз. Усл. печ. л. 1,25. Заказ 1075

Типография Издательства РУДН
115419, ГСП-1, г. Москва, ул. Орджоникидзе, д.3