

УДК 533

О МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА ОБЪЕМНОЙ АННИГИЛЯЦИИ В СОБСТВЕННОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

© 2024 г. А. Н. Голубятников*, С. А. Захаров**

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: golubiat@mail.ru

**e-mail: zakchar5000@gmail.com

Поступила в редакцию 10.06.2024 г.

После доработки 11.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Рассматривается процесс объемной аннигиляции частиц и античастиц в собственном гравитационном поле. Решается задача об однородном сжатии такой системы как в рамках общей теории относительности, так и в ньютоновской механике. Рассмотрены две модели коллапсирующего вещества; горячей и холодной пыли, заполненной излучением. Учитывается градиент давления излучения.

Ключевые слова: аннигиляция, частицы и античастицы, излучение, гравитационное поле.

DOI: 10.31857/S1024708424040119, **EDN:** OYBJPJ

В свое время Л. И. Седов объяснил происхождение космических лучей путем решения задачи о взрыве в среде с переменной плотностью [1], а также указал на возможный механизм порождения безмассовых частиц [2]. Так на основании уравнения Мещерского для материальной точки переменной массы в ньютоновской механике

$$m\dot{v} = \dot{m}v_0(m)$$

если относительная скорость потери массы $v_0 \sim m^{-1/2}$, получится при $m \rightarrow 0$ выход конечной кинетической энергии $E = mv^2/2 \neq 0$. Аналогичный эффект выхода, но уже энергии-импульса $E = cP$, имеет место и в теории относительности (c — скорость света).

В работе [3] при численном решении задачи о релятивистском цилиндрическом взрыве в среде с падающей плотностью указан подобный эффект, названный отделением энергии-импульса от массы, вблизи ударной волны [3]. В [4] получен ряд точных неавтомодельных решений уравнений релятивистской гидродинамики с асимптотическим уходом энергии-импульса при взрыве.

В исследовании [5] решена задача Г. Герца о наилучшем распределении масс при распространении волны столкновений в бесконечной цепочке материальных точек с суммарной конечной массой, которая также дает выход конечной энергии на “нулевую” массу. В теории относительности — энергии-импульса. Причем остаток цепочки движется как твердое тело, не рассыпаясь. Там же решена задача об оптимизации столкновений в цепочке линейных осцилляторов с полным уходом энергии колебаний.

Кроме этого, помимо сосредоточения энергии на периферии системы решен ряд задач о концентрации энергии в точке при наличии сферической симметрии. На основании соображений О. И. Богоявленского о двойственных решениях [6], построено решение, двойственное к сильному взрыву [7]. Ударная волна здесь создается поршнем, сжимающим газ из бесконечности. В центре, действительно, концентрируется конечная энергия, но поршень совершает бесконечную работу (кпд=0).

Позже решена задача с использованием частичной инвариантности решения со сферическим поршнем, сжимающим вязкий теплопроводный газ, как в ньютоновской механике [8], так и в общей теории относительности [9], с полной концентрацией конечной энергии, причем без тепловых потерь (кпд=1). Одним из свойств этих решений является произвол в одну гармоническую функцию трех пространственных переменных, позволяющих смоделировать произвольное распределение горячих пузырей или

холодных капель в сжимающейся (или расширяющейся) среде. Одним из факторов сжатия здесь может служить гравитационное поле.

Наиболее эффективным процессом, переводящим массу в энергию, является аннигиляция. Явление аннигиляции частиц и античастиц, оставляющих за собой реликтовое излучение, хорошо известно в астрофизике [10]. Оценки преобладания материи, из которой состоит известный нам мир, над антиматерией дают значение 10^{-10} , чем явно можно пренебречь при анализе динамических явлений.

Работы [11–13] по динамике амбиплазмы – четнокомпонентной смеси частиц с симметричным распределением зарядов и масс, т.е. при отсутствии электрического поля, направлены на изобретение механизмов удержания материи и антиматерии в одном газовом облаке путем совместного действия гравитации и магнитного полей.

Данная работа будет посвящена динамике двухкомпонентной модели амбиплазмы без магнитного поля, но с учетом постепенно заполняющего ее равновесного излучения. Остаются в стороне вопросы распространения аннигиляционных ударных волн [14, 15], где аннигиляция проявляется как явление, происходящее в тонком ударном слое. Исследование стационарной структуры такого слоя является отдельной задачей. Ниже приводится ряд точных (или численных, сопровождающихся построением графиков) решений, связанных с объемными процессами.

1. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Рассматривается стадия симметричной аннигиляции системы, имеющей одинаковые по модулю плотности зарядов, а также одинаковые скорости и массовые плотности вещества. Суммарное электромагнитное поле отсутствует, а взаимодействие осуществляется только посредством общего гравитационного поля. Некоторые оценки состояния и эволюции такой системы можно найти в [10] в связи с наблюдаемым во Вселенной реликтовым излучением.

Оказывается, задачу об однородном движении такой системы проще решить в рамках общей теории относительности, чем в ньютоновской механике.

Уравнения Эйнштейна (с учетом удвоенности источника поля) и независимое уравнение потери массы для каждой компоненты смеси имеют вид

$$G^{ij} = 16 \pi G T^{ij}, \quad T^{ij} = \rho h(p, S) u^i u^j - g^{ij} p, \quad u_i u^i = 1$$

$$\nabla_i(\rho u^i) = -\alpha \rho^2$$

где ρ – плотность массы покоя, u^i – 4-скорость ($i=0, 1, 2, 3$), h – удельная энтальпия, p – давление, S – удельная энтропия, α – параметр аннигиляции и g^{ij} – компоненты метрического тензора. Скорость света $c = 1$, G – гравитационная постоянная, G^{ij} – тензор Эйнштейна и T^{ij} – тензор энергии-импульса.

Нулевая дивергенция тензора энергии-импульса $\nabla_j T^{ij} = 0$, как следствие уравнений Эйнштейна, дает

$$\rho h u^k \nabla_k u^i - (g^{ij} - u^i u^j) \nabla_j p = 0, \quad -\alpha \rho^2 h + \rho T u^k \nabla_k S = 0$$

Здесь T – абсолютная температура. Для проверки второго закона термодинамики необходимо также составить уравнение производства энтропии

$$\nabla_i(\rho u^i S) = \frac{\alpha \rho^2}{T} (h - TS)$$

правая часть которого должна быть неотрицательной. В принципе, химический потенциал $\mu = h - TS$ не должен переходить через ноль, параметр аннигиляции $\alpha(\mu)$ считается положительным.

Отметим, что для облегчения интегрирования в правую часть уравнения потери массы можно добавить корень из $\det(\gamma_{\alpha\beta})$, где $\gamma_{\alpha\beta}$ – лагранжевы координаты тензора $u_i u_j - g^{ij}$. В ньютоновской механике это отвечает добавлению $\Delta = \det(\partial x^i / \partial \xi^j)$, в результате чего мы получаем независимое уравнение для $\rho \Delta$. Но в данной работе такая модернизация теории смеси использоваться не будет.

2. КОЛЛАПС ГОРЯЧЕЙ ПЫЛИ

Далее рассматривается сферически-симметричное движение газа. Для простоты пренебрежем давлением $p = 0$, благодаря чему легко удовлетворить граничным условиям для шара конечного радиуса. Такая модель есть предел состояния совершенного газа при показателе адиабаты $\gamma = 1 + 2/n$, $n \rightarrow \infty$. При этом аннигилирующая масса переходит в тепловую энергию компонент смеси, которая, в конце концов, отделяется от массы. Если

$$h = 1 + h_0 \exp(S / c_0), \quad \text{то} \quad h = 1 + c_0 T$$

где c_0 — удельная теплоемкость. Таким образом, потеря массы приводит к необратимому росту энтропии, пока не станет нулевым химический потенциал

$$h - TS = 1 + c_0 T \left(1 - \ln \frac{c_0 T}{h_0} \right) \geq 0$$

В качестве примера рассмотрим задачу А. Фридмана об однородном сферическом-симметричном сжатии облака пыли, конечного или бесконечного. Группы симметрии решения в зависимости от вида движения шестимерны, сохраняющие, соответственно, трехмерные гиперboloид, плоскость или сферу.

Используется форма уравнений поля Мизнера-Шарпа в синхронно-сопутствующих координатах с метрикой

$$ds^2 = d\tau^2 - a^2(\tau) \left(\frac{d\xi^2}{1 + \delta \xi^2} + \xi^2 d\omega^2 \right)$$

где $d\omega^2$ — метрика двумерной единичной сферы, a — масштабный фактор, характеризующий закон движения смеси по радиусу $r = a(\tau)\xi$, $\delta = 1, 0, -1$ для указанных движений: по Кеплеру гиперболического, параболического или эллиптического типов. Скорость $u_i = \delta_0^i$, а ρ и T — функции τ .

Для пыли эти уравнения имеют вид

$$1 - \frac{2GE}{r} + r_\tau^2 - \frac{(1 + \delta \xi^2) r_\xi^2}{a^2} = 0, \quad E_\tau = 0, \quad E_\xi = 8\pi \rho h a^3 \xi^2$$

$$r_{\xi\tau} - r_\xi \frac{a_\tau}{a} = 0, \quad (\rho a^3)_\tau + \alpha \rho^2 a^3 = 0$$

Ускорение $u^k \nabla_k u^i \equiv 0$. Или

$$\dot{a}^2 - \frac{2GE}{a \xi^3} = \delta, \quad E = E_1 \xi^3, \quad E_1 = \frac{8\pi}{3} \rho h a^3 = \text{const}$$

Рассмотрим вначале параболическое сжатие, когда $\delta = 0$ и $\dot{a}(-\infty) = 0$. Решение уравнений для a дает

$$a = \left(\frac{9GE_1}{2} \right)^{1/3} |\tau|^{2/3}$$

Произвольная постоянная убирается сдвигом τ . Отметим, что движение среды фактически не зависит от поведения плотности и температуры.

Для $\rho(\tau)$, считая α положительной постоянной, получим уравнение Риккати, которое сводится к линейному относительно $1/\rho$. Его общее решение при $\tau < 0$ имеет вид

$$\rho = \frac{C}{\alpha |\tau| (C + \alpha |\tau|)} > 0$$

Постоянная $C > 0$ обеспечивает положительность плотности при всех $\tau < 0$. При этом плотность монотонно растёт от нуля до бесконечности.

Температура $T(\tau)$ определяется из формулы для постоянной $E_1 \sim \rho h a^3$. При малых $a \sim |\tau|^{3/2}$ плотность $\rho \sim 1/|\tau| \sim 1/a^{3/2}$ и температура также $T \sim 1/a^{3/2}$. При $|\tau| \rightarrow \infty$ температура конечна. Поэтому соображения насчет второго начала термодинамики могут быть существенны.

Аналогичным образом решается задача и об эллиптическом сжатии ($\delta = -1$), начиная от равновесного состояния с конечными $a_0 = 2GE_1$ и ρ_0 . Переменная $a(\tau)$ монотонна. Поэтому сначала удобно решить уравнение для $\rho(a)$

$$\dot{a}(\tau) = -\sqrt{a_0 / a - 1} \equiv ab, \quad \left(\frac{d\rho}{da} + \frac{3\rho}{a} \right) ab + \alpha \rho^2 = 0$$

также сводящемуся к линейному.

Решение имеет вид

$$\tau = \tau_0 + a^2 b + a_0 \arctg(ab), \quad \frac{1}{\rho} = a^3 \left(\frac{1}{\rho_0 a_0^3} + \frac{2\alpha}{3a_0^2} (2 + a_0 / a) ab \right)$$

Качественное исследование показывает, что вблизи начальной точки плотность падает, а при $a \rightarrow 0$ неограниченно растет как $1/a^{3/2}$, аналогично параболическому случаю. Имеется один минимум.

Физически это означает: в начале масса аннигилирует при сжатии за счет действием силы тяжести, а в конце коллапса происходит сферическая фокусировка к центру.

3. НЬЮТОНОВСКАЯ МЕХАНИКА

В этом случае уравнения движения симметричной смеси имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_i (\rho v^i) + \alpha \rho^2 &= 0, \quad i = 1, 2, 3 \\ \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v^j \nabla_j v_i + \nabla_i p &= \rho \nabla_i \Phi, \quad \Delta \Phi + 8\pi G \rho = 0 \\ \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{|v|^2}{2} + U \right) + \rho v^i \nabla_i \left(\frac{|v|^2}{2} + U \right) + \nabla_i (p v^i) &= \alpha \rho^2 U + \rho v^i \nabla_i \Phi \end{aligned} \quad (3.1)$$

где $U(\rho, S)$ — удельная внутренняя энергия, v^i — скорость. С помощью уравнений движения из уравнения энергии получим уравнение притока тепла

$$\rho T \frac{dS}{dt} = \alpha \rho^2 h \quad (3.2)$$

Для однородного сферически-симметричного движения горячей пыли в координатах t, r , выбирая подходящие масштабы измерений: $\alpha = 1$ (считается постоянной), $8\pi G/3 = 1$, получим

$$r = a(t)\xi, \quad v = r(\dot{a}/a), \quad \dot{\rho} + 3\rho(\dot{a}/a) + \rho^2 = 0, \quad \ddot{a}/a + \rho = 0$$

$$\frac{dU}{dt} = \alpha \rho U$$

Таким образом, распределение температуры $U = c_0 T$ находится после независимого определения масштабного фактора и плотности из линейного уравнения в переменных t, ξ . Для вычисления удельной силы тяжести $\nabla_i \Phi$ здесь использовано безразмерное уравнение Пуассона $\Delta \Phi + 3\rho = 0$.

При решении и качественном анализе полезно понизить порядок, используя $b(t) = v/r = \dot{a}/a$. Тогда система сводится к уравнениям

$$\dot{b} + b^2 + \rho = 0, \quad \dot{\rho} + \rho(\rho + 3b) = 0$$

которые решаются численно.

Или к уравнению первого порядка

$$\frac{d\rho}{db} = \frac{\rho(\rho + 3b)}{b^2 + \rho} \quad (3.3)$$

Последнее показывает, что при движении влево от прямой $b = 0$, отвечающей равновесию, интегральная кривая всегда пересекает линию $\rho + 3b = 0$, на которой реализуется минимум плотности. Затем плотность неограниченно растет, приближаясь сверху к асимптоте $\rho = -2b - 4$ как $\rho = -2b - 4 + 8/b + 64/b^2 + O(1/b^3)$.

На рис. 1 указано поведение плотности ρ как функции радиальной скорости деформации b .

4. ХОЛОДНАЯ ПЫЛЬ И ЧЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Рассмотрим сферически-симметричное движение смеси холодной пыли и черного излучения, создающего ненулевое давление в безграничной среде.

Тогда, как известно, для холодного вещества ($p = 0$) энтальпия $h = 1$, а для излучения $\mu = 0$, так что общий химический потенциал $\mu \equiv 2$. Таким образом, потеря массы все время приводит к необратимому росту потока энтропии. Передача массы от пыли к излучению происходит с помощью передачи энергии покоя путем умножения массы на квадрат скорости света.

Рассмотрим задачу Фридмана о сжатии с более общей сопутствующей метрикой

$$ds^2 = B^2 dt^2 - A^2 d\xi^2 - r^2 d\omega^2$$

$r = r(t, \xi)$, а $A < 0$, $B > 0$ — функции t, ξ . Пусть скорость $u^i = \delta_0^i / B$ будет общая, а плотность каждой из первых двух компонент обозначим просто через ρ , а через p давление излучения, обе функции t . От термодинамики нам понадобится только соотношение для плотности внутренней энергии излучения $\rho U = \epsilon = 3p$. Итак, общая плотность энергии смеси $\epsilon = 2\rho + 3p$.

Общие уравнения Эйнштейна и уравнения потери массы имеют вид

$$1 - \frac{2GE}{r} + \frac{r_t^2}{B^2} - \frac{r_\xi^2}{A^2} = 0$$

$$E_t = -4\pi p r^2 r_t, \quad E_\xi = 4\pi \epsilon r^2 r_\xi$$

$$r_{\xi t} - r_\xi A_t / A - r_t B_\xi / B = 0, \quad (\rho r^2 A)_t + \alpha \rho^2 r^2 AB = 0$$

Сохранение общей энергии-импульса

$$B p_\xi + (\epsilon + p) B_\xi = 0, \quad A r^2 \epsilon_t + (\epsilon + p) \cdot (A r^2)_t = 0$$

Решение методом разделения переменных дает

$$A^2 = \frac{t^2}{1 + \delta \xi^2}, \quad B^2 = \frac{3}{3\delta + 8\pi G t^2 \epsilon}$$

$$E = 4\pi \xi^3 |t|^3 \epsilon, \quad t \epsilon_t + 4\epsilon = 2\rho, \quad (\rho t^3)_t + \alpha \rho^2 t^3 B = 0$$

где δ — произвольная постоянная. При $\delta < 0$ надо следить за положительностью A^2 и B^2 . Начальные условия: $\rho(t_0) = \rho_0$, $p(t_0) = 0$.

Рассмотрим параболическое движение $\delta = 0$. Тогда последние два обыкновенных уравнения для ρ, ϵ образуют автономную систему после замены вида $t = -\exp \sigma$. В переменных $\alpha = 1$, $8\pi G/3 = 1$

$$\rho' + 3\rho = \rho^2 / \sqrt{\epsilon}, \quad \epsilon' + 4\epsilon = 2\rho$$

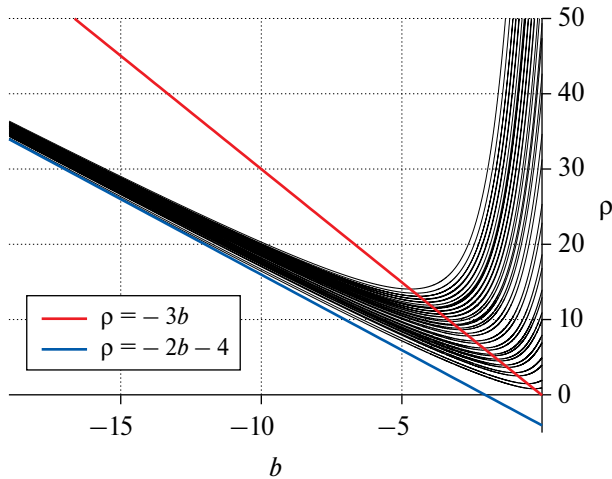


Рис. 1 Зависимость плотности ρ от радиальной скорости деформации в случае ньютоновской механики для горячей пыли.

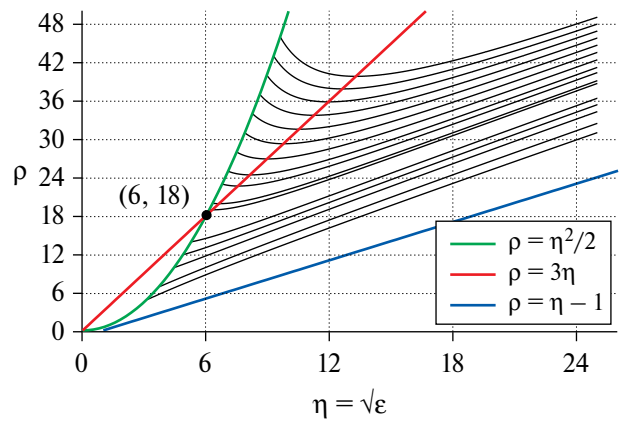


Рис. 2 Зависимость плотности ρ от переменной $\eta = \sqrt{\epsilon}$ в общей теории относительности для холодной пыли.

Для качественного исследования удобно ввести переменную $\eta = \sqrt{\epsilon}$. Тогда

$$\frac{d\rho}{d\eta} = \frac{\rho(\rho - 3\eta)}{\rho - 2\eta^2} \quad (4.1)$$

Кривая начальных данных имеет вид параболы $\rho = \eta^2/2$.

Это уравнение имеет ту же структуру, что и уравнение (3). Переменная $\eta > 0$ монотонна. Если $\rho_0 > 18$, то плотность сначала падает, достигая минимума при $\rho = 3\eta$, а затем растет до бесконечности, в противном случае сразу растет. Решение приближается сверху к асимптоте $\rho = \eta - 1$ как $\rho = \eta - 1 + 2/(3\eta) + O(1/\eta^2)$.

На рис. 2 указано поведение плотности ρ как функции переменной $\eta = \sqrt{\epsilon}$, где ϵ плотность общей энергии. Точка (6,18) есть пересечение линии минимума плотности с параболой начальных данных.

Предположим, что устанавливается тепловое равновесие между излучением и ненулевой внутренней энергией. Оценим учет внутренней энергии $U = c_v T \sim p^{1/4}$ вблизи асимптоты. Тогда $\rho \sim \eta = \sqrt{2\rho + 3p}$ или $\rho \sim \sqrt{p}$, что дает $\rho U \sim p^{3/4} \ll p$. Это оправдывает применение модели холодной плазмы.

5. ГРАДИЕНТ ДАВЛЕНИЯ

В рамках ньютоновской механики рассмотрим задачу об аннигиляции конечного однородного амбиполярного шара с начальной плотностью $2\rho_0$, постепенно заполняющегося излучением. Уравнения радиального движения с разделением переменных $r = a(t)\xi$, $p = p_1(t)(R^2 - r^2)$ в силу уравнения притока тепла (2), записанного в дивергентной форме,

$$(3p)_t + \nabla_i (3pv^i) + p\nabla_i v^i = 0$$

даёт коэффициент давления $p_1 = C_1/a^6$, C_1 – постоянная, $R = a(t)\xi_0$ – внешний радиус, для одной из компонент смеси приводятся к виду

$$a^2\ddot{a} - \frac{2C}{\rho a^3} + \rho a^3 = 0, \quad \dot{\rho} + \frac{3\rho\dot{a}}{a} + \rho^2 = 0 \quad (5.1)$$

Начальные условия: $a(0) = 1$, $\dot{a}(0) = 0$. Кроме того, выбором размера длины можно считать $\xi_0 = 1$. В принципе, начальные условия должны были быть поставлены при $a_0(-\infty) = \infty$, но это затруднило бы

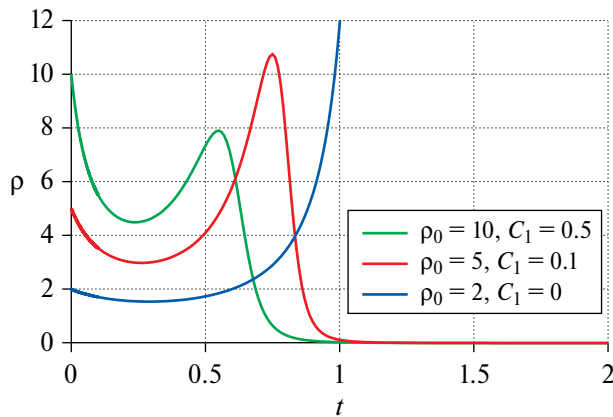


Рис. 3 Поведение плотности ρ как функции времени t при различных начальных условиях в рамках ньютоновской механики при наличии градиента давления.

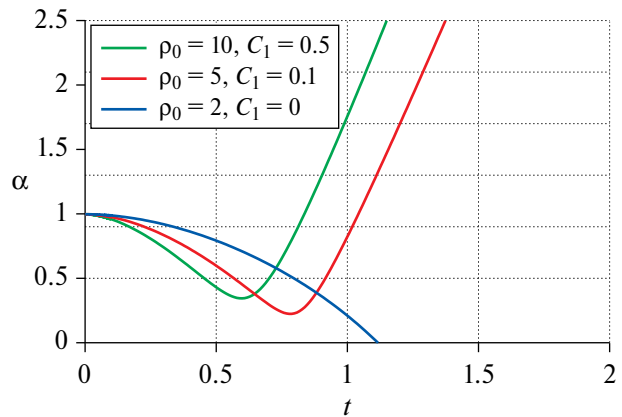


Рис. 4 Поведение масштабного фактора, соответствующего рис. 3.

проведение вычислений. Поэтому будем считать малой величиной некоторое “затравочное” давление $2C_1/\rho_0^2 \ll 1$. Результаты расчётов представлены на рис. 3, 4. Графики показывают, что при отсутствии излучения (синяя кривая) плотность понижается, а затем неограниченно растёт. Присутствие давления излучения (кривые красная и зелёная) в случае конечного тела приводит к изменению этой картины. Плотность массы при относительно малых временах, прошедших с начала движения, падает, достигая минимума, потом по мере нарастания давления излучения достигает максимума и, наконец, стремится к нулю. Суммарная масса шара всё время стремится к нулю. Масштабный фактор, характеризующий размер системы, имеет минимум, а затем уходит на бесконечность. Таким образом, аннигилирующее облако конечного размера будет неограниченно расширяться, заполняя Вселенную.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате решения задач гравитационного коллапса для моделей неограниченной симметричной плазмы, состоящей из частиц и античастиц, заполненной излучением, показано, что вблизи начального положения равновесия такая система, как правило, сжимается под действием силы тяжести с уменьшением плотности, а затем происходит инерционная сферическая фокусировка с неограниченным увеличением плотности. Решается задача об однородном сжатии такой системы как в рамках общей теории относительности, так и в ньютоновской механике. Рассматриваются модели горячей и холодной пыли. Учитывается градиент давления излучения, связанный с конечностью аннигилирующего шара. При этом эффект минимума плотности дополняется существованием её максимума, после чего она стремится к нулю. Масштабный фактор достигает минимума в точке максимума плотности, а затем неограниченно растёт. Облако расширяется с полным переходом массы в излучение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981. 448 с.
2. Седов Л.И. Об одном возможном механизме порождения безмассовых частиц. ДАН СССР. Т. 285, № 2. С. 350–353.
3. Shapiro P.L. Relativistic blast waves in two dimensions. J. Astrophys. 1979. V. 233. № 3, part. 1. P. 831–850.
4. Голубятников А.Н. О механизме отделения энергии-импульса от массы покоя. Сб. “Механика. Современные проблемы”. Изд. МГУ, 1987. 176 с. С. 152–157.
5. Голубятников А.Н., Плотников С.И. Об отделении энергии от массы в неоднородных дискретных механических системах // ДАН СССР. Т. 1989. № 3. С. 559–562.
6. Богоявленский О.И. Методы качественной теории динамических систем в астрофизике и газовой динамике. М.: Наука, 1980. 319 с.

7. Голубятников А.Н. Об ускорении ударных волн и концентрации энергии // Тр. МИАН им. В.А. Стеклова. 2013. Т. 281. С. 262–269.
8. Голубятников А.Н., Украинский Д.В. Одно точное решение об обжати полости в вязкой теплопроводной сжимаемой среде // Изв. РАН. МЖГ. 2022. № 4. С. 77–85.
9. Голубятников А.Н., Украинский Д.В. К проблеме концентрации энергии // Тр. МИАН им. В.А. Стеклова. 2023. Т. 322. С. 83–93.
10. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Релятивистская астрофизика. М.: Наука, 1967. 656 с.
11. H. Alfven, O. Klain. Matter – antimatter annihilation and cosmology // Arkiv f. Fysik. V. 23. № 19, P. 187–197, 1962.
12. B. Bonnevier. On the early development of the Metagalactic system // Arkiv f. Fysik, V. 27. № 21, P. 305–310, 1964.
13. Х.Альвен. Антивещество и эволюция Метагалактики // Астрономический журнал. 1965. Т. 42, № 5. С. 873–892.
14. Golubiatnikov A.N., Lyuboshits D.B. On strong shock waves of annihilation // Gravitation and Cosmology. 2016. V. 22. P. 258–263.
15. Golubiatnikov A.N., Lyuboshits D.B. A cosmological solution with acceleration caused by an annihilation shock wave // Gravitation and Cosmology. 2019. V. 25. № 2. P. 131–137.

Modelling of the Process of Volume Annihilation in the Gravitational Self-Field

A. N. Glubyatnikov, S. A. Zakharov

Moscow State University, Moscow, Russia

e-mail: golubiat@mail.ru

e-mail: zakchar5000@gmail.com

The process of volume annihilation of particles and antiparticles in the gravitational self-field is considered. The problem of homogeneous compression of such a system is solved both within the framework of the general relativity theory and in Newtonian mechanics. Two models of collapsing matter are considered, namely, hot and cold dust filled with radiation. The radiation pressure gradient is taken into account.

Keywords: annihilation, particles and antiparticles, radiation, gravitational field.