УДК 523.11



**Григорян С.С.**

# О природе «чёрных дыр», «тёмной материи» и динамике Вселенной

Григорян Самвел Самвелович (1930–2015), доктор физико-математических наук, профессор, академик РАН, заведующий Отделом механики природных процессов Института механики МГУ имени М.В. Ломоносова, заслуженный профессор МГУ, действительный член Российской академии естественных наук, Российской инженерной академии, Национальной академии наук Республики Армения, Инженерной академии Украины, Международной академии астронавтики, Международной академии информатизации

В статье сформулировано положение, согласно которому теоретические количественные модели, предназначенные для описания природных процессов, не должны содержать сосредоточенных особенностей с бесконечными значениями физических параметров. На этой основе автор утверждает о непригодности теории гравитации А. Эйнштейна для описания астрофизических и космологических явлений. Автором построена количественная модель нейтронных звёзд и «чёрных дыр», основанная на классической механике и теории гравитации И. Ньютона, на современной теории элементарных частиц и на представлении о силовом воздействии гравитационного поля на фотоны.

**Ключевые слова**: астрофизика, космология, «темная материя», галактики, нейтронные звёзды, нейтронно-кварковые звёзды, «чёрные дыры», теория гравитации И. Ньютона, решение Шварцшильда.

## Введение

В 1916 году Альберт Эйнштейн опубликовал свою теорию гравитации – так называемую общую теорию относительности (ОТО), имевшую целью устранить небольшие количественные отклонения предсказаний теории гравитации Исаака Ньютона от фактов, регистрируемые в астрономических наблюдениях. Основной «физический» эффект, содержащийся в ОТО, состоит в том, что присутствие в пространстве материи (массы) приводит к искривлению континуума пространство–время, к изменению его метрики, причём это происходит не только в местах, где располагается материя, но и вне этих мест – в пустоте. Этот эффект значительно усиливается при приближении к областям, где имеется материя.

Одно из первых точных решений задач для математической модели ОТО – простейшей стационарной центрально-симметричной задачи о метрике пространства–времени вокруг сосредоточенной конечной массы, построенное Карлом Шварцшильдом в том же 1916 году, показало, что модель ОТО вместо того, чтобы устранить «малые» несоответствия теории Ньютона данным наблюдений, приводит к весьма существенным и неожиданным качественным и количественным эффектам вокруг «точечной» массы – порождает сложную математическую особенность («сингулярность») в точке и определяет «гравитационный радиус» $R_g$ – расстояние от центра симметрии в задаче, на котором имеется другая особенность, в частности, невозможность выхода фотонов за пределы сферы с этим радиусом. Внутри этой сферы, кроме того, кардинально меняется метрика пространства– времени и возникают странные проблемы причинно-следственного характера. Построенные позднее различные другие точные решения уравнений ОТО («космологические» решения А.А. Фридмана[1], обобщения решения Шварцшильда на случаи вращающейся массы (точечной!), наличия магнитного поля и др.) – все без исключения также содержат математические сингулярности. Впоследствии С. Хокингом[2] была доказана теорема, устанавливающая, что эволюция решения математической задачи для модели ОТО при весьма общих и мало ограничительных предположениях об исходных данных приводит к возникновению в решении сингулярностей!

С моей точки зрения, этого всего было достаточно, чтобы сделать простой вывод о непригодности модели ОТО для описания гравитационных процессов в природе, ибо в математических построениях, претендующих на описание любых естественных явлений, не должно быть особенностей (сингулярностей) с бесконечными значениями физических величин. Однако такой вывод почему-то в науке сделан не был. Более того, решения А.А. Фрид-

[1] Friedmann A.A. "Über die Krümmung des Raumes." *Zeitschrift für Physik* 10.1 (1922): 377–386; Idem. "Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes." *Zeitschrift für Physik* 21.1 (1924): 326–332.

[2] Hawking S.W., Penrose R. "The Singularities of Gravitational Collapse and Cosmology." *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 314.1519 (1970): 529–548; Idem. "Black Holes in General Relativity." *Communications in Mathematical Physics* 25.2 (1972): 152–166; Idem. *A Brief History of Time from the Big Bang to Black Holes*. New York: Bantam Dell Publishing Group, 1988. 256 p.

мана, содержащие «вселенские» сингулярности, с привлечением некоторых наблюдательных фактов (закона «разбегания» галактик Э. Хаббла, факта существования «реликтового» излучения) были «канонизированы» и стали основой современной космологии…

Важно отметить ещё одну теоретическую работу – американских физиков Р. Оппенгеймера и Г. Волкова[1], в которой изучался аналог задачи Шварцшильда, но для массы, распределённой в конечном объёме. В этой работе при использовании уравнений ОТО и конкретного уравнения состояния вида $p = f(\rho)$ ($p$ и $\rho$ – давление и плотность) для распределённой массы было установлено, что равновесное решение задачи без особенностей существует только для значений суммарной массы $m$, не превышающих некоторую конечную величину $m_*$. Удивительный результат, всецело определяемый сильнейшей нелинейностью уравнений ОТО! Можно показать, что этот результат не зависит от деталей уравнения состояния (то есть от вида функции $f$, при определённых естественных ограничениях на поведение $f$ при больших $p$). Вывод Оппенгеймер и Волков сделали такой: поскольку при $m > m_*$ равновесной конфигурации без сингулярностей не существует, то, значит, в реальности происходит «коллапс» с собиранием всей массы в точку, то есть осуществляется решение Шварцшильда. И даже была выполнена работа[2], в которой количественно описывалась динамика такого коллапса. Правда, при этом было принято, что давлением материи можно пренебречь, что, конечно, недопустимо, поэтому эта работа в принципе неудовлетворительна, даже в рамках ОТО. Курьёзность ситуации ещё и в том, что при $m < m_*$ одна и та же задача имеет два решения, и существенно разных: решение Оппенгеймера и Волкова без сингулярностей и решение Шварцшильда, имеющее сингулярность. Какое из них предпочесть? Такой вопрос ни у кого из лиц, занимавшихся этой проблематикой, даже не возникал.

Начиная с 1971 г., когда в космос была выведена аппаратура для регистрации источников рентгеновского излучения «на небе» (американский спутник «Ухуру»), было обнаружено множество (уже много сотен в наше время) таких источников – в составе двойных звёздных систем с одной видимой (оптической) и одной невидимой компонентами, а также в активных ядрах галактик. Анализ рентгеновских сигналов от таких объектов, возникающих, по существующим представлениям, при ускоряющемся натекании (аккреции) массы на гравитирующий невидимый объект из его окрестностей, и теоретические рассуждения о возможной их физической природе привели к заключению, что невидимые компоненты двойных систем с массой, меньшей трёх солнечных, – это нейтронные звёзды (компактные образования из «спрессованных» гравитацией нейтронов, формирующиеся на последних стадиях эволюции достаточно массивных светящих звёзд), а объекты с бóльшими массами, включая и тёмные объекты с массами порядка $10^6$–$10^{10}$ солнечных масс в активных ядрах галактик, – это сингулярные объекты ОТО, так называемые «чёрные дыры» (наименование связано с тем, что, как выше отмечалось, свет из центральной области решения Шварцшильда не может «вырваться» наружу). В качестве доказательства приводятся два факта: 1) по особым характеристикам рентгеновского излучения (его периодичности и т.п.) делается вывод, что маломассивные объекты имеют твёрдую внешнюю поверхность, на которую натекает газ, «высасываемый» гравитацией этого объекта из оптической компоненты, поэтому делается заключение, что это – нейтронные звёзды; 2) отсутствие таких характеристик у рентгеновского излучения – это свидетельство отсутствия у тёмного объекта твёрдой поверхности, и, значит, этот объект есть сколлапсировавшая материя, собранная в точку, это – сингулярность ОТО. Разделяющая эти две разновидности объектов величина массы по порядку величины согласуется с результатом работы Оппенгеймера и Волкова (уточнённым позднее), целиком обязанного своим существованием модели ОТО, и из этого делается вывод о торжестве ОТО в интерпретации феномена «чёрных дыр». Таково современное положение дел в этой области астрофизики.

Однако приведённые выше выводы некорректны, – просто потому, что они основаны на ОТО с её физически недопустимыми сингулярностями, и они – не единственно «возможная» интерпретация наблюдательных данных. Мной предлагается другая их интерпретация, минимально «нагруженная» недоказуемыми допущениями типа ОТО.

### Количественная модель нейтронных звёзд и «чёрных дыр», основанная на классической механике и теории гравитации И. Ньютона

Предлагаемая мною модель состоит в принятии простейшей теории гравитации – закона всемирного тяготения Ньютона и предположения о том, что фотоны также испытывают воздействие этого тяготения (как и «массовая» материя). Это допущение основано на зарегистрированном прямыми наблюдениями во время полного солнечного затмения факте искривления световых лучей в гравитационном поле Солнца, интерпретированном блестящим астрономом сэром Артуром Эддингтоном (правда, на базе ОТО).

Предположения этой модели были сделаны впервые очень давно – Джоном Митчеллом в 1783 г. и, несколько позднее, Пьером Симоном Лапласом, в 1798 г. Из этих предположений следует существование гравитационного радиуса, определяемого простой формулой

$$R_g = \frac{2Gm}{c^2}\ , \qquad (1)$$

где $G$ – гравитационная постоянная Ньютона, $m$ – масса гравитирующего тела, $c$ – скорость света. Удивительным является совпадение выражения (1) для $R_g$ у Митчелла – Лапласа и в решении Шварцшильда, несмотря на существенно разные, физически и математически, исходные положения в двух теоретических подходах.

Приняв отмеченные два допущения, можно решить задачу Оппенгеймера – Волкова для любого уравнения состояния типа $p = f(\rho)$ и убедиться в том, что в этой модели нет эффекта несуществования решения задачи при «больших» величинах суммарной массы объекта $m$. В частности, при простейшем виде уравнения состояния $\rho = \text{const} = \rho_*$, что является хорошим приближением в статических задачах рассматриваемого типа (но не в динамических – см. ниже), решение получается в явном виде в элементарных функциях. Если в этом решении в качестве $\rho_*$

[1] Oppenheimer J. R., Volkoff G.M. "On Massive Neutron Cores." *Physical Review* 55 (1939): 374–381.
[2] Oppenheimer J. R., Snyder H. "On Continued Gravitational Contraction." *Physical Review* 56 (1939): 455–459.

принять плотность нейтронного вещества ($\rho_* = \rho_n \approx 10^{14}$ г/см$^3$), то получается, что радиус $R_b$ такого тела при его массе $m < m_*$ оказывается больше гравитационного (по Митчеллу – Лапласу)

$$R_b = \sqrt[3]{\frac{3m}{4\pi\rho_*}} > \frac{2Gm}{c^2} = R_g \ , \quad m < m_* . \tag{2}$$

В области $m > m_*$ верно обратное неравенство, т.е. такое тело есть «тёмная звезда» Митчелла – Лапласа. Когда $R_b = R_g$, $\rho_* = \rho_{**}$ , и для $\rho_{**}$ получается формула

$$\rho_{**} = \frac{3}{4\pi}\left(\frac{c^2}{2G}\right)^3 \frac{1}{m^2} = 2\cdot 10^{16}\left(\frac{m_s}{m}\right)^2 \ (\text{г/см}^3), \tag{3}$$

где $m_s$ – масса Солнца. Отсюда видно, что при $\rho_{**} = \rho_n \approx 10^{14}$ г/см$^3$ получается $m = m_* \approx 14m_s$. Таким образом, в области $m < 14m_s$ рентгеновские источники должны бы быть нейтронными звёздами, в то время как признаками таковых обладают лишь объекты с $m < 2m_s \div 3m_s$ .

Моё объяснение этого факта состоит в следующем. В современной физике элементарных частиц известно, что нейтроны (и протоны) состоят из «более элементарных» частиц – кварков, которые, как и нейтроны, являются фермионами[1] и «газ» из них описывается уравнением состояния «холодного» вида $p = f(\rho)$ (конечно, с другой функцией $f$, чем у нейтронного «газа»). Понятно, что при сжатии гравитационными силами достаточно большой массы $m$ произойдёт «коллапс» нейтронного «газа» – при определённом пороговом значении давления $p_*$ произойдёт скачкообразное сжатие почти всего нейтронного вещества с возрастанием плотности от $\rho_* = \rho_n$ до плотности кваркового вещества $\rho_* = \rho_q$. А дальнейший рост давления будет сжимать уже кварковое вещество[2]. Для объекта заданной массы его радиус $R_{bq}$ в «кварковом» состоянии будет значительно меньше радиуса в «нейтронном» состоянии, $R_{bq} < R_{bn}$, поскольку $\rho_q > \rho_n$. А это означает, что при $\rho = \rho_* = \rho_n$ с ростом массы $m$ будет достигнуто такое его значение, при котором резко возрастёт плотность и уменьшится радиус тела – произойдёт кварковый коллапс. При этом гравитационный радиус этого тела $R_g$ не изменится ($R_g$ линейно зависит от $m$, но не зависит от $\rho$). Таким образом, произойдёт скачкообразное падение $R_b$ от значения $R_{bn} > R_g$ до значения $R_{bq} < R_g$ , т.е. тело из состояния «нормальной» нейтронной звезды скачком превратится в невидимую звезду Митчелла–Лапласа. Детальное исследование этой проблемы, приведённое ниже, обнаруживает удивительные особенности решения, имеющие очень важное значение в качественном и количественном отношениях.

Итак, принимаем уравнения состояния для нейтронного и кваркового веществ в простейшем виде

$$\rho = \begin{cases} \rho_n \ , & p \le p_* \ ; \\ \rho_q \ , & p > p_* \ ; \end{cases} \tag{4}$$

где, как отмечалось, $p_*$ – «пороговое» значение давления, при котором нейтронное вещество скачком переходит в сильно уплотнённое кварковое. Конечно, представление (4) является идеализацией, ибо и при $p < p_*$ будет какая-то зависимость $\rho_n = \rho_n(p)$, но с малым изменением $\rho_n$ при росте $p$ , а при $p > p_*$ будет $\rho = \rho_q(p)$ с еще меньшей сжимаемостью кваркового вещества. Но эти малые эффекты не изменят основных свойств решаемой задачи, для которой представление (4) вполне приемлемо. Уравнение равновесия в радиально-симметричной задаче для вещества при ньютоновом законе тяготения имеет вид

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{G\rho(r)}{r^2}M(r), \quad M(r) = 4\pi\int \rho(\xi)\xi^2 d\xi \ , \tag{5}$$

где $r$ – радиальная координата, отсчитываемая от центра системы, $\rho(r)$ – значение плотности на этом расстоянии, $M(r)$ – суммарная масса вещества внутри сферы радиуса $r$. Для представления (4) имеем из (5) (если всюду $\rho = \rho_n$)

$$p = p(0) - \frac{2\pi}{3}G\rho_n^2 r^2 \ , \tag{6}$$

и, принимая $p(R) = 0$, $R$ – внешний радиус тела (в действительности, $p(R) = p_0 > 0$, где $p_0$ – давление, при котором любое вещество сжимается до нейтронного состояния; однако, как будет ясно из дальнейшего, $p_0$ намного меньше интересующих нас давлений, близких к значению $p_*$, при котором происходит «смятие» нейтронной массы в кварковую), получаем

$$p(0) = \frac{2\pi}{3}G\rho_n^2 R^2 \ . \tag{7}$$

Это – максимальное давление в недрах тела и именно оно будет достигать значения $p_*$ при $R = R_*$ и массе $M_*$,

[1] Сисакян А.Н. Избранные лекции по физике частиц. Дубна: ОИЯИ, 2004. 377 с.
[2] Glendenning N.K., Weber F. "Nuclear Solid Crust on Rotating Strange Quark Stars." *Astrophysical Journal* 100.2 (1992): 647–658; Negreiros R.P., Mishustin I.N., Schramm S., Weber F. "Properties of Bare Strange Stars Associated with Surface Electric Fields." *Physical Review* D82.10 (2010):103010–103016.

поэтому

$$R_* = \left( \frac{3}{2\pi} \cdot \frac{p_*}{G\rho_n^2} \right)^{1/2}, \quad M_* = \frac{4\pi}{3} \rho_n R_*^3 . \tag{8}$$

Дальнейшие изменения состояния тела будут характеризоваться образованием вокруг его центра однородного ядра из кваркового вещества с радиусом $r_*$ и плотностью $\rho_q$ и «мантии» из нейтронного вещества, заполняющей сферический слой в интервале $r_* \le r \le R$. При этом для $M(r)$ получается формула

$$M(r) = \begin{cases} \frac{4\pi}{3} \rho_q r^3, & 0 \le r \le r_* ; \\ \frac{4\pi}{3} \rho_q r_*^3 + \frac{4\pi}{3} \rho_n \left( r^3 - r_*^3 \right), & r_* \le r \le R ; \end{cases} \tag{9}$$

а для распределения давлений – формула

$$p = \begin{cases} p_* + \frac{2\pi}{3} G\rho_q^2 \left( r_*^2 - r^2 \right), & 0 \le r \le r_* ; \\ p_* + \frac{2\pi}{3} G\rho_q^2 \left[ r_*^2 - r^2 - 2r_*^3 \left( \frac{\rho_q}{\rho_n} - 1 \right) \cdot \left( \frac{1}{r_*} - \frac{1}{r} \right) \right], & r_* \le r \le R ; \end{cases} \tag{10}$$

Давление $p$ на границе ядра и мантии непрерывно и равно $p_*$.

При $r = R$ из (9) получаем

$$\frac{M}{M_*} \equiv X = \left( 1 + \nu u^3 \right) Y^3 , \tag{11}$$

а из (10) при $r = R$ и $R(p) = 0$ – соотношение

$$\frac{R}{R_*} \equiv Y = \left[ 1 + (2\nu - 1) u^2 - 2\nu u^3 \right]^{-1/2} . \tag{12}$$

Здесь приняты обозначения

$$\nu = \frac{\rho_q}{\rho_n} - 1 , \quad u = \frac{r_*}{R} . \tag{13}$$

Соотношения (11), (12) задают в параметрическом виде зависимость $Y = Y(X, \nu)$, которая для однородной (без скачка плотности) среды переходит в такое выражение:

$$Y = X^{1/3} \quad \left( Y(u,0) = \left( 1 - u^2 \right)^{-1/2}, \quad X(u,0) = Y^3 = \left( 1 - u^2 \right)^{-3/2} \right).$$

Асимптотика зависимостей (11), (12) при $u \to 0$, $X \to Y \to 1$ имеет вид

$$Y = 1 - \frac{1}{2} \left[ (2\nu - 1) u^2 - 2\nu u^3 \right] + o\left( u^4 \right) = 1 - \left( \nu - \frac{1}{2} \right) u^2 + \nu u^3 + \dots , \tag{14}$$

$$X = \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left[ (2\nu - 1) u^2 - 2\nu u^3 \right] + o\left( u^4 \right) \right\} \left( 1 + \nu u^3 \right) = 1 - 3 \left( \nu - \frac{1}{2} \right) u^2 + 4\nu u^3 + \dots . \tag{15}$$

Из этих представлений следует, что для $0 \le \nu < 1/2$ с ростом $u$ от нуля $X$ и $Y$ растут от их значений 1 при $u = 0$, причём кривые $Y = Y(X, \nu)$ в точке $X = Y = 1$ имеют общую касательную с предельной при $\nu = 0$ кривой $Y = X^{1/3}$.

В области $1/2 < \nu < \infty$ весь пучок этих кривых имеет такое же касание. При $\nu = 1/2$ асимптотика имеет вид

$$X = 1 + 2u^3 + \dots , \quad Y = 1 + \frac{1}{2} u^3 ,$$

то есть эта единственная кривая пучка отходит от точки $X = Y = 1$ под конечным углом к кривой $Y = X^{1/3}$. При $u \to 1$ получается асимптотика

$$Y \to \left[ 2(1 + \nu)(1 - u) \right]^{-1/2} \to \infty , \quad X \to (1 + \nu) Y^3 \to \infty ,$$

то есть

$$Y = \left( \frac{X}{1+\nu} \right)^{1/3},$$

что при ν = 0 совпадает с $Y = X^{1/3}$, а при ν → ∞ имеем:

$$Y \to \left( \frac{\rho_n}{\rho_q} \cdot X \right)^{1/3}.$$

Картина распределения семейства кривых Y = Y(X, ν) в показана на рис. 1.

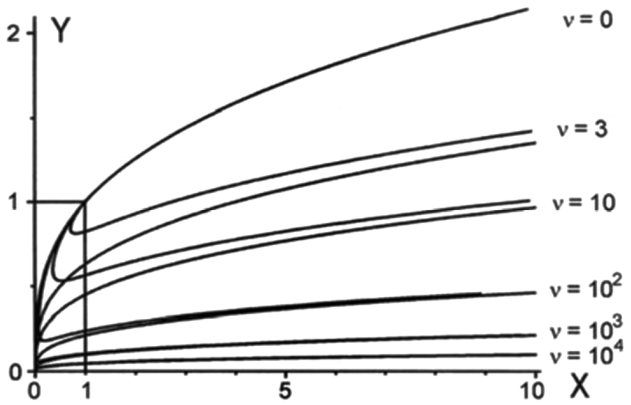



Рис. 1. Распределение семейства кривых Y = Y(X, ν).

Удивительным фактом является то, что при ν > 1/2 росту радиуса $r_*$ кваркового ядра (росту $u$) соответствует не только уменьшение $Y$, т.е. общего радиуса тела $R$, но и уменьшение $X$, т.е. массы тела! Таким образом, зависимость $Y = X^{1/3}$ чисто нейтронного тела с переходом к нейтронно-кварковому образованию с ростом $u$ сначала совершает «попятное» движение в область $X < 1$ и лишь затем выходит на монотонную ветвь с приведённой выше асимптотикой. Всё это означает некую неустойчивость построенного статического решения в области $0 < X \le 1$: сечение прямой $X = \text{const} < 1$ с кривыми семейства определяет три точки – одну на $Y = X^{1/3} < 1$ (чисто нейтронная конструкция) и две на ветви $Y = Y(X, \nu)$, которая при некотором $X_* = X_*(\nu) < 1$ имеет вертикальную касательную. А это означает, что достаточно интенсивное динамическое воздействие на чисто нейтронную звезду в диапазоне $X_*(\nu) \le X < 1$ может привести к образованию кваркового ядра конечных размеров, сопровождающемуся резким (скачкообразным) уменьшением общего размера тела $R$, причём такой скачок может произойти в две возможные точки – одну на ветви, идущей от точки $X = Y = 1$ до точки $X = X_*(\nu)$, другую – на нижней ветви, идущей от точки $X = X_*(\nu)$ вниз и затем, пройдя точку $X = X_{**}(\nu)$, где касательная к кривой $Y = Y(X, \nu)$ горизонтальна, вверх к асимптотике:

$$Y = \left( \frac{X}{1+\nu} \right)^{1/3}, \text{ при } X \to \infty.$$

Скачкообразный переход в первую из этих точек следует считать нереализуемым, ибо из него дальнейший рост ядра (параметра $u$) соответствует уменьшению общей массы (уменьшается $X$). Для второй точки такой переход вполне реален, ибо квазистатический рост ядра из этого состояния определяется ростом общей массы системы (например, за счёт её плавного нарастания в процессе спокойной аккреции вещества извне). Принципиально важно, что при таких скачках радиус тела может стать меньше гравитационного радиуса Митчелла–Лапласа, и световые сигналы из окрестностей возникшей скачком нейтронно-кварковой конструкции будут не в состоянии выйти за пределы этого радиуса, то есть конструкция будет представлять из себя «чёрную дыру»!

Скачкообразное уменьшение $Y$ из точки $X = Y = 1$ при постоянном $X = 1$ будет происходить обязательно, ибо точка $X = Y = 1$ выделена тем, что в центре нейтронного тела давление уже достигло значения $p_*$ – давления перехода нейтронной материи в кварковую, поэтому для возникновения скачка не требуется сильных (конечной интенсивности) воздействий – для этого будет достаточно малых динамических воздействий. Таким образом, после достижения системой состояния $X = Y = 1$ ($M = M_*(p_*)$, $R = R_*(p_*)$) существование чисто нейтронных звёзд становится невозможным, и дальнейший, даже очень малый, прирост массы скачком переводит систему в нейтронно-кварковую звезду с кварковым ядром конечного (не малого) радиуса (именно этот случай отмечен выше, в общей части статьи). При этом радиус такого образования может быть и больше гравитационного радиуса для общей массы конструкции, тогда по всем признакам наблюдательных данных она будет классифицироваться как «нейтронная» звезда. Понятно, что это будет в случае небольших значений ν, т.е. небольшого превышения плотностью кваркового вещества плотности нейтронного. Но поскольку реальные оценки, основанные на современной теории элементарных частиц[1], дают для ν величину в несколько (много) десятичных порядков, то, как будет показано ниже, скачок из точки $X = Y = 1$ дает величину $Y = Y_C$, существенно меньшую величины $Y_g = R_g/R_*$.

А из этого следует, что именно величина массы $M = M_*$ ограничивает сверху диапазон значений масс нейтронных звёзд. Для всех значений $M > M_*$ нейтронно-кварковая конструкция будет «чёрной дырой» («нормальным» небесным телом без сингулярностей), ибо для них будет соблюдаться условие $R = R_C = R_* Y_C < R_* Y_g(1) = R_g(M_*)$.

Определим теперь, при каких значениях параметров задачи ($p_*$,ν и т.п.) будет соблюдаться условие $Y_C(\nu) < Y_g$. Из формулы (1) и формул (8) для $M_*$, $R_*$ следует, что

$$Y_g = \frac{R_g}{R_*} = \frac{2GM_*}{c^2 R_*} = \frac{4p_*}{\rho_n c^2}. \qquad (16)$$

[1] Сисакян А.Н. Указ. соч.

Легко показать, что асимптотика величины $Y_C = Y(X = 1,\nu)$ при $\nu > 1$ есть $Y_C = \nu^{-1/3} + \ldots$, и, таким образом, условие $Y_g > Y_C$ представляется при $\nu > 1$ в виде

$$\nu^{-1/3} < \frac{4p_*}{\rho_n c^2}. \tag{17}$$

Из данных наблюдений для нейтронных звёзд и «чёрных дыр» известно, что при критической массе $M = M* = 3M_s$ будет $R_g < R_*$, т.е. $Y_g < 1$. Действительно, при $R = R_g$ плотность тела выражается простой формулой (3), и чтобы было $\rho = \rho_n \approx 10^{14}$ г/см$^3$, должно быть $M \approx 10M_s$ , что втрое больше $M_*$, т.е. при $M = M_* = 3M_s$ будет $R = R_* > R_g$. Таким образом, окончательно при $\nu > 1$ получаем ограничения на $p_*$

$$\nu^{-1/3} < \frac{4p_*}{\rho_n c^2} < 1 \quad \text{или} \quad \frac{\rho_n c^2}{4\nu^{1/3}} < p_* < \frac{\rho_n c^2}{4}. \tag{18}$$

Полагая $\rho_n = 10^{14}$ г/см$^3$ $= 10^{16}$ кГ·сек$^2$/м$^4$, при с$^2$ $= 9\cdot10^{16}$ м$^2$/сек$^2$, получаем оценку:

$$\frac{\rho_n c^2}{4} \approx 2{,}5\cdot10^{28}\ \kappa\Gamma/см^2 .$$

При $\nu = 10^3$ имеем:

$$\frac{\rho_n c^2}{4\nu^{1/3}} \approx 2{,}5\cdot10^{27}\ \kappa\Gamma/см^2 ,$$

а при $\nu = 10^6$

$$\frac{\rho_n c^2}{4\nu^{1/3}} \approx 2{,}5\cdot10^{26}\ \kappa\Gamma/см^2 .$$

Таким образом, для $p*$ получились оценки:

$$2{,}5\cdot10^{26} \div 2{,}5\cdot10^{27}\ \kappa\Gamma/см^2 < p_* < 2{,}5\cdot10^{28}\ \kappa\Gamma/см^2 ,$$

ибо оценки $10^3 \le \nu \le 10^6$ для $\nu = \rho_q/\rho_n - 1$ представляются разумными[1]. Полученные числа позволяют оценить характерную величину давления перехода нейтронного вещества в кварковое. Здесь мы имеем замечательную ситуацию: «измерение» $p_*$ осуществляется построенной рациональной моделью макрокосмических объектов очень больших масс и сведениями из современной теории элементарных частиц, а имея оценку $p_*$ из других данных о макрокосмических событиях рассматриваемого масштаба (например, о динамических процессах), можно по полученным здесь соотношениям оценить характеристику микромира $\rho_q$ (где $\rho_q = (1 + \nu)\,\rho^n$), что другими средствами, по-видимому, и невозможно сделать. В этом отношении мир нейтронных звёзд и «чёрных дыр» – это лаборатория для исследований по физике элементарных частиц в условиях очень больших, конечно, недостижимых в земных условиях, давлений и плотностей материи.

Подводя итог изложенному выше, можно заключить, что регистрируемое изменение характеристик рентгеновского излучения, исходящего от тёмных объектов (нейтронных звёзд и «чёрных дыр»), в области значений масс $M > 3M_s$ , связано не с эффектами ОТО, а со скачкообразной перестройкой нейтронной звезды в намного более компактное образование – не имеющую никаких сингулярностей нейтронно-кварковую звезду, приобретающую основную характеристику «чёрной дыры» – способность «запирать» фотоны в её окрестности, ограниченной классическим гравитационным радиусом Митчелла – Лапласа. Таким образом, построенная модель является подтверждающей гипотезу Митчелла – Лапласа теорией, опирающейся вовсе не на ОТО с её физически неприемлемыми математическими сингулярностями, а на классическую механику, на закон тяготения Ньютона и представления современной физики элементарных частиц.

Для завершения исследования вопроса о финальных стадиях эволюции звёзд нужно рассмотреть динамические задачи для нейтронных и нейтронно-кварковых звёзд, что и сделано ниже.

Уравнение состояния вида $p = f(\rho)$ характеризует сплошную среду с разделяющейся внутренней энергией. Для такой среды термодинамическая модель имеет вид

$$\begin{aligned} &e(V,s) = e_1(V) + e_2(V), \quad p = f(V) = -\frac{de_1}{dV} > 0, \\ &s = s(T) = \int \frac{c_V(T)}{T} dT, \quad e_2 = e_2(T), \quad c_V = \frac{de_2}{dT} = c_V(T), \end{aligned} \tag{19}$$

где $e$ – внутренняя энергия, $s$ – энтропия, $T$ – абсолютная температура, $V = 1/\rho$ – удельный объём[2]. Рассматриваемая нейтронно-кварковая среда есть частный случай среды (19), у которой $p = f(V)$ имеет вид, изображенный на рис. 2*А*.

Для такой среды рассмотрим задачи об «ударном» нагружении и «ударном» разгружении, когда к поверхности среды скачкообразно прикладывается высокое давление или, наоборот, – начальное высокое давление в среде скачкообразно снимается на её поверхности. Эти задачи автомодельны и допускают точные решения. Не приводя здесь дета-

[1] Там же.
[2] Григорян С.С. О некоторых специальных вопросах термодинамики сплошных сред // Приладная математика и механика. 1960. Т. 24. Вып. 4. С. 651–662.

лей построения (очень простых) этих решений и результирующих их явных формульных описаний, представим интересующие нас здесь результаты графически на рис. 2*B* и рис. 2*C*, соответственно.

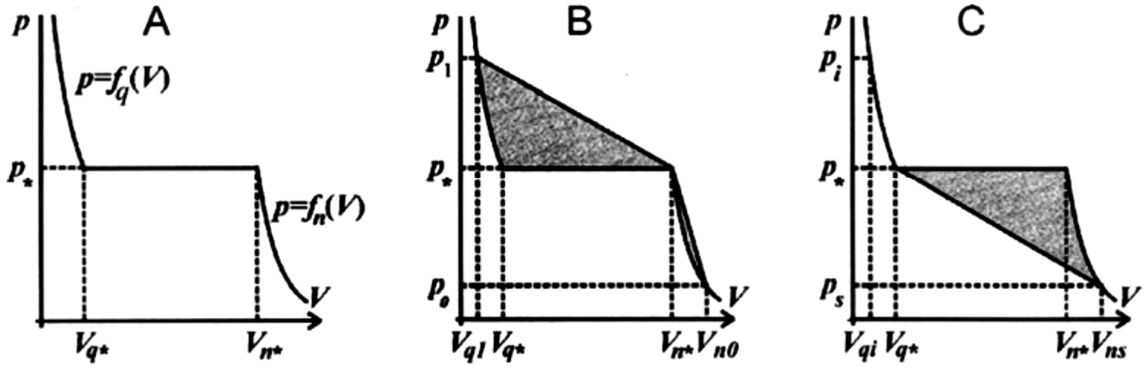



Рис. 2. Диаграммы состояния нейтронно-кварковой среды.

Приложение к поверхности полупространства из нейтронного вещества, находящегося под давлением $p_0$, давления $p_1$, превышающего «критическое» давление $p_*$, порождает автомодельное решение с бегущими вглубь полупространства двумя ударными волнами – в одной происходит скачок из точки $V_0$, $p_0$ в точку $V_n(p_*)$, $p_*$ (быстрая волна), в другой – скачок из точки $V_n(p_*)$, $p_*$ в точку $V_q(p_1)$, $p_1$. Это – единственное построение, удовлетворяющее второму закону термодинамики. По этому решению, в среде происходит нагрев, мера которого показана в виде затемнённых областей на рис. 2B (нагрев происходит в два этапа на фронтах двух ударных волн). Величина нагрева (рост температуры в скачках) определяется соотношениями:

$e_2(T_*) - e_2(T_0)$ = величине затемнённой площади для первого скачка,

$e_2(T_1) - e_2(T_*)$ = величине затемнённой площади для второго скачка.

Снятие начального давления $p_i$, имеющегося в кварковом полупространстве, за счёт скачкообразного понижения давления на его поверхности до давления $p_s < p_*$ приводит к картине, изображенной на рис. 2*C*: по среде распространяется непрерывная волна разрежения из точки $V_q(p_i)$, $p_i$ до точки $V_q(p_*)$, $p_*$ – это тоже быстрая волна, за ней следует скачок разрежения из точки $V_q(p_*)$, $p_*$ до точки $V_n(p_s)$, $p_s$. Этот скачок удовлетворяет требованию второго закона термодинамики о росте энтропии $s$ и температуры $T$ на скачке, и нагрев на скачке определяется соотношением:

$e_2(T_s) - e_2(T_i)$ = площади затемнённой области на рис. 2*C*.

Величины нагревов как в случае ударного нагружения, так и в случае ударного разгружения нейтронно-кварковой среды весьма велики, и их легко оценить по построенным решениям. Действительно, из-за того, что кривые $V_q = V_q(p)$ и $V_n = V_n(p)$ пологи к оси давлений, их просто можно заменить прямыми линиями $V_q$ = const, $V_n$ = const, и тогда затемнённая площадь $F_c$ для второй (главной) ударной волны на рис. 2*B* будет равна

$$F_c = 0{,}5\left(p_1 - p_*\right)\left[V_n\left(p_*\right) - V_q\left(p_*\right)\right] = 0{,}5\left(p_1 - p_*\right)\left(V_n - V_q\right), \tag{20}$$

а для рис. 2*C* затемнённая площадь $F_r$ будет равна

$$F_r = 0{,}5\left(p_* - p_s\right)\left[V_n\left(p_*\right) - V_q\left(p_*\right)\right] = 0{,}5\left(p_* - p_s\right)\left(V_n - V_q\right), \tag{21}$$

Особый интерес представляет величина нагрева в скачке разрежения, определяемая по (21) при $p_s = 0$ и $V_q < V_n$:

$$e_2\left(T_s\right) - e_2\left(T_i\right) \approx 0{,}5\, p_* V_n = 0{,}5\,\frac{p_*}{\rho_n}, \tag{22}$$

и если для оценок принять $c_{Vn}(T)$ = const =$c_{Vn}$, $c_{Vq}(T)$ = const =$c_{Vq}$, из (22) получится

$$c_{vn}T_s - c_{vq}T_i \approx c_{vn}T_s = 0{,}5\,\frac{p_*}{\rho_n c_{vn}}, \tag{23}$$

Однако, поскольку мало что известно о теплоёмкостях нейтронного и кваркового веществ $c_{Vn}$ и $c_{Vq}$, формула (23) не позволяет сделать оценку нагрева в величинах абсолютных температур.

Правая часть (22), определяющая рост тепловой составляющей внутренней энергии среды, при оценках $p_*$ и $\rho_n$, приведенных выше, составляет:

$$0{,}5\cdot 2{,}5\cdot 10^{27}\ \text{кГ/см}^2 : 10^{14}\ \text{г/см}^3 \approx 10^{27}\ \text{кГ/см}^2 \cdot 10^{-16}\ \text{м}^4/\text{кГсек}^2 = 10^{15}\ \text{м}^2/\text{сек}^2$$

– при средней оценке для $p_*$. Для крайних оценок $p_*$ результат будет отличаться на один порядок в каждую сторону, т.е. $10^{14}$ м$^2$/сек$^2$ $\le 0{,}5\cdot p_*/\rho_n \le 10^{16}$ м$^2$/сек$^2$. Эти величины составляют от $10^{-3}c^2$ до $0{,}1c^2$, где $c^2 \approx 10^{17}$ м$^2$/сек$^2$ – квадрат скорости света. Таким образом, в скачке разрежения получается «чудовищный» нагрев нейтронной среды, который эту холодную при её образовании материю превращает в очень сильно нагретый, уже разреженный нейтронный газ, разлетающийся в пустоту; у реальных нейтронно-кварковых звёзд из-за трёхмерности процесса – со значительным дальнейшим адиабатическим расширением и охлаждением. В результате этого нейтроны «развалятся» на протоны,

электроны и множество других лептонов и фотонов, и при достижении в разлетающемся облаке температуры рекомбинации водорода последний будет массово синтезироваться!

Таким образом, описанный динамический процесс ставит точку в конце эволюции звёзд (из водорода), когда их холодные нейтронно-кварковые «останки» при столкновениях полностью разрушаются и очень энергично разлетаются в сильно нагретом состоянии (за счёт накопленной в них до динамического разрушения «холодной» внутренней энергии, «взятой» из собственного гравитационного поля «умершей» звезды) и на определённой стадии адиабатического охлаждения «приготовленной» таким образом плотной газовой среды вновь превращаются в исходное вещество – газообразный водород и смесь лептонов и фотонов.

Интенсивность нагрева холодного нейтронно-кваркового вещества в случае столкновения двух объектов из подобной материи и, следовательно, энергетика последующего его разлёта в ударных волнах разрежения и адиабатического охлаждения с образованием водорода будет весьма высокой, если скорость «лобового» столкновения нейтронно-кварковых останков звёзд будет достаточно велика. В этом случае нагрев будет двухступенчатым (если пренебречь «слабым» нагревом в предвестниковой быстрой ударной волне) и определяться величинами затемнённых областей на рис. 2*B* и рис. 2*C* (конечно, детали «газодинамических» расчётов будут уже не столь простыми, как в рассмотренных выше двух простейших задачах, но для оценок результирующей интенсивности нагрева можно нагревы на рис. 2*B* и рис. 2*C* сложить, связав предварительно расчётом величину результирующего максимального давления соударения $p_i$ (рис. 2*C*) со скоростью $v_0$ столкновения рассматриваемых тел, что с помощью описанных выше автомодельных решений делается очень просто – с явными формулами. Эти формулы таковы (при $\rho = \rho_n(p)$ и $\rho = \rho_q(p)$ для нейтронной и кварковой материй, соответственно)

$$p_i = \frac{\rho_0 v_0^2}{1-\dfrac{\rho_0}{\rho_{ni}}} \le p_* , \quad v_0 \le v_{0*} = \sqrt{\frac{p_*}{\rho_0}\left(1-\frac{\rho_0}{\rho_{n*}}\right)} , \qquad (24)$$

$$\rho_0 = \rho_n(0), \quad \rho_{n*} = \rho_n(p_*);$$

$$p_i = p_* + \frac{\rho_{n*}\left(v_0 - v_{0*}\right)^2}{1-\dfrac{\rho_{n*}}{\rho_q(p_i)}} \le p_{i*} , \quad v_{0*} < v_0 \le v_{0**} , \qquad (25)$$

$$v_{0**} = \frac{v_{0*}\left(1-\dfrac{\rho_0}{\rho_{q**}}\right)}{\left(1-\dfrac{\rho_0}{\rho_{n*}}\right)}, \quad \rho_{q**} = \rho_q(p_{i*}), \qquad (26)$$

где $v_{0**}$, $p_{i*}$ – значения $v_0$ и $p_i$, соответствующие условиям, когда скорости предвестниковой и основной ударных волн сравниваются (исчезает двухволновая конфигурация);

$$p_i = \frac{\rho_0 v_0^2}{1-\dfrac{\rho_0}{\rho_{qi}}}, \quad v_0 \ge v_{0**} , \quad \rho_{qi} = \rho_q(p_i). \qquad (27)$$

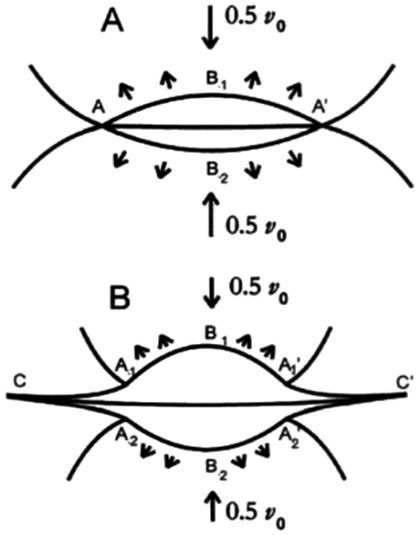



Рис. 3. Пятно контакта двух соударяющихся выпуклых тел.

По этим формулам можно определить давление $p_i$ на пятне контакта двух соударяющихся выпуклых тел на самых ранних стадиях соударения, когда образующиеся в них ударные волны представляют собой очень пологие поверхности и присоединены к границе пятна контакта (рис. 3*A; AA′*– проекция пятна контакта, $AB_1A'$, $AB_2A'$ – проекции ударных волн на плоскость фигуры). С течением времени наступает момент, когда эти поверхности отрываются от границы пятна контакта, и образуется кольцевая быстро расширяющаяся свободная поверхность (с нулевым давлением на ней), через которую сжатое ударными волнами вещество разлетается в виде тонкой дискообразной струи с огромными скоростями (рис. 3*B*; $A_1CA_2$, $A_1'CA_2'$ – проекция струи).

Такая задача о начальной стадии динамики лобового соударения выпуклых тел из обычных материалов с образованием струи была рассмотрена в моей работе[1]. Скорости в струе получаются очень большими в сравнении со скоростью соударения $v_0$ – возникает своеобразный кумулятивный эффект. Для рассматриваемого случая соударения нейтронных и нейтронно-кварковых тел этот эффект, очевидно, имеет важное значение – он, в частности, определяет скорости и конфигурацию облака разлетающейся сильно нагретой материи.

По формулам (24) – (26) можно оценить порядок скоростей соударения, нужных для возникновения удар волн сжатия и последующего разрежения. Из (24) для $v_{0*}$ получаем при полученных выше оценках для $p_*$:

[1] Григорян С.С. О динамике начальной стадии соударения тел с большими скоростями // Некоторые вопросы механики сплошной среды: Сб. научных статей / Под ред. С.С. Григоряна. М.: Изд-во МГУ, 1978. С.157–172.

$$1-\frac{\rho_0}{\rho_{n*}}=10^{-\kappa}v_{0*}=10^{-\kappa/2}\sqrt{2{,}5\cdot10^{27}\,кГ/см^2:10^{14}\,г/см^3}=10^{-\kappa/2}\cdot1{,}6\cdot10^{4}\,км/сек.$$

И при к = 2, 4, 6 получаем, соответственно, $v_{0*}\approx 1{,}6\cdot10^3$, $1{,}6\cdot10^2$, 16 км/сек.

Поскольку зависимость $\rho_n=\rho_n(p)$ неизвестна, приведённые значения $\kappa$ можно принять для оценки порядков величин. Принимая во внимание, что

$$\frac{\rho_0}{\rho_{q**}}\approx\frac{\rho_0}{\rho_q\left(p_{i*}\right)}<1,$$

по (26) имеем для $v_0=v_{0**}$

$$\frac{v_{0**}}{v_{0*}}=10^{\kappa}\cdot\left(1-\frac{\rho_0}{\rho_{q**}}\right)\approx10^{\kappa},$$

т.е. получаются значения $v_{0**}\approx 1{,}6\cdot10^5$, $1{,}6\cdot10^6$, $1{,}6\cdot10^7$ км/сек.

Уже при к = 2 получается $v_{0**}$ порядка скорости света $c$. Поскольку полученные значения $v_{0**}$ очень велики, это означает, что при реальных скоростях соударений состояния с одноволновой конфигурацией недостижимы. Если же $v_0=av_{0*}$, то для $p_i$ по (24) и (25) получается

$$p_i-p_*\approx a^2p_*\left(1-\frac{\rho_0}{\rho_{n*}}\right)=10^{-\kappa}\,p_*a^2,$$

и чтобы при этом было $p_i-p_*<p_*$, нужно $a<10^{\kappa/2}$. Для принятых выше оценок $\kappa$ имеем $a\approx$10, 100, 1000, а для $v_0$ получаем $v_0\approx1{,}6\cdot10^4$ км/сек (независимо от $\kappa$!). Полученные числа позволяют оценить нагрев в ударных волнах сжатия, предшествующий нагреву в ударной волне разрежения, – чтобы эти нагревы были одного порядка, нужно иметь скорость соударения $v_0\approx1{,}6\cdot10$ км/сек.

Рассмотренные выше динамические эффекты, возможные при тесных взаимодействиях нейтронных и нейтронно-кварковых звёзд (их непосредственных столкновениях друг с другом или при близком прохождении, вызывающем интенсивные приливные эффекты, выводящие их из устойчивого состояния), казалось бы, маловероятны из-за разреженности звёздного «населения» Вселенной. Однако это население собрано в сгустки – звёздные скопления, галактики, скопления галактик, в которых распределение звёзд и газопылевых облаков материи существенно неоднородно – плотность распределения возрастает при приближении к центру скопления и достигает там значительных величин, образуя ядро скопления. Ядра многих галактик активны – наблюдаются мощные радиационные потоки из них – проявления протекающих там интенсивных физических процессов, которые, бесспорно, связаны с тесными взаимодействиями плотных сгустков массы (светящих и тёмных нейтронных и нейтронно-кварковых звёзд и газопылевых облаков). Факт значительного возрастания со временем плотности распределения звёзд в ядрах скоплений в процессе их эволюции был теоретически установлен ещё в ранней работе В.А. Амбарцумяна[1]. Таким образом, существует эволюционный механизм образования у звёздных скоплений густонаселённых ядер, где рассмотренные выше динамические эффекты становятся реальными. Об этом свидетельствует, в частности, открытый В.А. Амбарцумяном в конце 40-х годов прошлого столетия факт группового рождения звёзд из единых материнских образований – открытие звёздных ассоциаций, состоящих из очень молодых звёзд. Это открытие привело В.А. Амбарцумяна к формулировке гипотезы о существовании протозвёзд[2] – неких невидимых объектов, которые, разрушаясь взрывным процессом, рождают обычные (светящие) звезды. Таким образом, представленная здесь моя теория подтверждает эту гипотезу В.А. Амбарцумяна, а существование ассоциаций из молодых одновозрастных звёзд подтверждает сделанный из этой теории вывод о реальности динамического распада нейтронно-кварковых звёзд, приводящего к восстановлению из их материи водорода, из которого вновь образуются «обычные» звёзды. Эта теория одновременно является подтверждением и исходной гипотезы Митчелла–Лапласа о существовании «тёмных» звёзд. Из этой теории также следует объяснение природы так называемой тёмной материи во Вселенной, то есть факта необходимости предположения о существовании в звёздных системах (скоплениях, галактиках) невидимой массы, гравитационное воздействие которой на видимые (светящие) звёзды позволяет количественно «свести концы с концами» в динамике этих систем (при этом оказывается, что тёмная материя составляет около 90% всей массы системы).

В самом деле, поскольку, с одной стороны, в основном объёме звёздной системы (вне её ядра) звёзды расположены очень далеко друг от друга, так что их столкновения маловероятны, а с другой стороны, продолжительность «жизни» светящих звёзд относительно мала в сравнении с таковой для самих звёздных систем, то из этого следует, что основной объём этих систем «заселён» уже «умершими» звёздами – нейтронными и нейтронно-кварковыми звёздами, которые «живут» там неопределённо долго, лишенные возможности тесных взаимодействий с последующей регенерацией водорода. Новые же светящие звёзды в этот объём заносятся коллективной динамикой в плотном по населению ядре, где процессы регенерации водорода из звёздных останков возможны и постоянно протекают. Здесь уместно ещё отметить, что выявляемое наблюдениями существование в активных ядрах галактик «чёрных дыр» с массами порядка $10^6$–$10^{10}$ масс Солнца не обязательно означает, что эти образования представляют собой единые объекты, – это могут быть скопления нейтронных и нейтронно-кварковых звёзд, и коллективное их воздействие на соседние объекты (обычные звёзды, газовые и пылевые облака), порождающее множественную аккрецию

[1] Амбарцумян В.А. К вопросу о динамике открытых скоплений // Ученые записки Ленинградского гос. университета. 1938. № 22. Серия математических наук (астрономия). Вып. 4. С. 19–22.
[2] Амбарцумян В.А. О протозвёздах //Доклады АН Арм.ССР. 1953. Т. 16. № 4. С. 97–102.

материи на них, формирует суммарный эффект рентгеновского и иных излучений, регистрируемых наблюдениями. К числу этих «иных» излучений следует отнести космические лучи – потоки частиц с очень высокими энергиями. Таким образом, построенная здесь теория объясняет также и природу генерирования космических лучей. Здесь же отметим, что она может дать объяснение и вероятной природы квазаров.

Наконец, нужно отметить, что ещё много лет назад в одной из моих работ[1] я высказал гипотезу о возможности существования «чёрных дыр» малой плотности – разреженных «островных» систем во Вселенной, у которых гравитационный радиус больше радиуса (размера) самого материального скопления. В такой системе излучение (фотоны) будет «заперто», оно будет в нём неограниченно «блуждать», поглощаться сгустками массы и переизлучаться, в результате образуется некий средний фон равновесного излучения. В той же работе высказана гипотеза о том, что наблюдаемая часть Вселенной, вероятно, и есть такая островная система, а так называемое реликтовое излучение – такой фон запертого в «чёрной дыре» равновесного излучения. Это заключение хорошо согласуется с установленным наблюдениями фактом очень малой величины равновесной чернотельной температуры (единицы градусов Кельвина) реликтового излучения, поскольку основное население этой системы – холодные тёмные останки светящих звёзд. Построенная мною теория подтверждает высокую вероятность реальности положений также и этих двух гипотез.

В той же работе мною высказано также предположение о том, что так называемый Большой взрыв – это событие в конечной наблюдаемой части Вселенной, в такого рода островной системе. Здесь к этому можно добавить, что это событие могло быть результатом сжатия островной системы на определённой стадии её эволюции, когда основная её масса собралась к центру в виде плотного скопления «умерших» звёзд, которое по описанному здесь механизму «взорвалось» и превратило всю эту массу в разлетающуюся сильно нагретую «элементарную» материю, а далее всё происходило по существующей ныне теории эволюции Большого взрыва.

Изложенное выше представляет собой простейшее построение, основанное на теории тяготения Ньютона и современных представлениях о физике микромира, показывающее, что «чёрные дыры» это вполне «нормальные» физические образования без каких-либо сингулярностей, согласующееся с существующими представлениями о строении материи и управляющих её «жизнью» силах и не требующее интеллектуальных сверхусилий для размещения этих образований в прокрустовом ложе ОТО, которая приводит к физически неприемлемым предсказаниям и поэтому непригодна для описания природных явлений. Конечно, построенная здесь конструкция может претерпеть какие-то количественные изменения в деталях, если использовать теорию гравитации, приемлемым образом уточняющую закон тяготения Ньютона и не порождающую сингулярностей. Но всё это уже «не принципиально».

**Заключение**

В астрономии – астрофизике – астромеханике попытки определить массы звёздных объединений – галактик по числу (надёжно оцениваемому) светящих звёзд и оценке индивидуальных звёздных масс (по разнообразию оптических свойств звёзд) привели к жёсткой необходимости сделать предположение, что общая масса всех таких звёзд в данном звёздном кластере – галактике существенно (на один порядок величины) недостаточна для обеспечения (по закону всемирного тяготения Ньютона) величин, определяемых в наблюдениях характеристик её динамики – скоростей звёзд, их распределения в объёме галактики и т. п. И это «заставило» предположить, что в галактиках существует несветящая – тёмная материя, также создающая гравитационное (тоже по Ньютону) силовое воздействие на светящие звёзды и определяющая их индивидуальную и «коллективную» динамику. Это представление о «тёмной» материи получило всеобщее признание в науке о мироздании, однако никаких вразумительных гипотез и наблюдательных результатов, позволяющих судить о её природе, до сих пор в этой науке нет, если не считать таковыми чисто умозрительные высказывания о том, что должны существовать некие «элементарные» носители «тёмного» гравитационного феномена.

В последние годы я построил[2] рациональную количественную теорию механики и физики регистрируемых современными средствами наблюдений сверхплотных небесных тел Митчелла – Лапласа – нейтронных и нейтронно-кварковых звёзд – останков «умерших» звёзд и сформулировал гипотезу о том, что «создателями» тёмного гравитационного феномена в галактиках являются эти сверхплотные холодные несветящие макротела, составляющие подавляющую часть населения галактик из-за того, что время жизни галактик значительно больше времени жизни звёзд (особенно звёзд массивных), так что в «великовозрастных» галактиках накапливается очень много этих сверхплотных останков умерших звёзд, которые и определяют «гравитационную погоду» в таких галактиках. Так это или нет, должны, как всегда, решить результаты астрономических наблюдений. Ибо именно наблюдения играют в астрономии – астрофизике – астромеханике две главные роли – «добытчика» фактов и верховного судьи для всех теоретических построений (в их числе – и бесплодных математических измышлений, ставших в последние десятилетия доминирующим жанром в астрофизике – астромеханике и в теоретической физике вообще). Именно поэтому великий астрофизик академик В.А. Амбарцумян часто повторял: «Наблюдайте, наблюдайте, наблюдайте!», – ибо в наблюдениях выявляются реальные факты, и только они определяют истинность теоретических построений.

Так вот, относительно недавно были обнародованы[3] результаты последних наблюдений особенностей строения и радиационных свойств огромной популяции чрезвычайно далёких (exceedingly distant) окутанных пылевыми «ко-

---

[1] Григорян С.С. О динамике и строении Вселенной // Проблемы современной механики. Ч. 1. Сб. научных статей / Под ред. акад. Л.И. Седова. М.: Изд. МГУ, 1983. С. 38–43.

[2] Григорян С.С. О природе наблюдаемых во Вселенной «чёрных дыр» // Ломоносовские чтения. Тезисы докладов научной конференции. Секция механики. Москва, апр. 2005 г., МГУ имени М.В. Ломоносова. М.: Изд-во Моск. ун-та, 2005. С. 82; Он же. О природе наблюдаемых во Вселенной «чёрных дыр» и динамике Вселенной // Известия Национальной Академии наук Армении. Серия Механика. 2007. Т. 60. № 4. С. 3–19; Он же. Гипотеза С.С. Григоряна о природе «тёмной материи» в галактиках и новые данные астрономических наблюдений, подтверждающие её // Ломоносовские чтения. Тезисы докладов научной конференции. Секция механики. Москва, 16–25 апр. 2012, МГУ имени М.В. Ломоносова. М.: Изд-во Моск. ун-та, 2012. С. 57–58; Он же. О природе «тёмной материи» в галактиках // Доклады Национальной Академии Наук Армении. 2012. Т. 112. № 3. С.273–276.

[3] Amblard A., Cooray A., Blain A., Bock J., Dowell C.D., Levenson L., Lu N., Nguyen H.T., Schulz B., Shupe D.L., Vieira J.D., Xu C.K., Zemcov M. "Submillimetre Galaxies Reside in Dark Matter Haloes with Masses Greater than $3\times10^{11}$ Solar Masses." *Nature* 470.7335 (2011): 510–512; ESA. "Hershel Finds Less Dark Matter But More Stars (From ESA News Release, 16 Febr. 2011)." *Space Research Today: COSPAR's Information Bulletin.* 180 2011: 51–52.

конами» галактик, в которых идёт (точнее, шёл – это было очень давно на световом конусе) бурный процесс звездообразования. Наблюдения были проведены в дальней инфракрасной субмиллиметровой части спектра космическим телескопом «Гершель» (Европейское Космическое Агентство). Каждая из этих галактик имеет массу порядка $3 \cdot 10^{11}$ масс Солнца, чего явно недостаточно, по существующим теоретическим представлениям, для «зажигания» интенсивного звездообразования (для этого требуется масса галактики в $5 \cdot 10^{12}$ масс Солнца). Из этого факта был сделан вывод, что в этих галактиках нет нужного преобладания (на порядок величины) массы тёмной материи над светящей массой, что наблюдается в «обычных» галактиках, и что он делает серьёзный вызов существующим представлениям теории насчёт природы «тёмной» материи. Более того, авторами обнаруженного эффекта было сделано и заключение, что именно столь маломассивные прегалактические скопления газа и пыли наиболее благоприятны для интенсивного охлаждения в них газа, его результирующего уплотнения и запуска в нём очень активного (в 3–5 раз интенсивнее, чем «обычно», в видимых длинах волн) звездообразования, но никаких предположений о природе обнаруженного феномена и попыток его объяснения авторами (их – 74 персоны!) предложено не было.

Обнаруженный в инфракрасных лучах и обследованный класс галактик, без огромного избытка тёмной материи очень энергично «делающих» звёзды и находящихся на экстремально далёких расстояниях от нас, – это класс очень молодых сгустков обычной материи (чем дальше объект, тем он «моложе» на световом конусе). Из этого с несомненностью следует вывод, что отсутствие избытка тёмной материи в них и их молодость подтверждают мою гипотезу о том, что тёмная материя – это холодные плотные останки обычных звёзд – нейтронные и нейтронно-кварковые звёзды[1], ибо в молодых сгустках газа (и пыли), в которых очень интенсивно и впервые образуются обычные (светящие) звёзды, таких плотных тёмных образований ещё не накопилось в столь большом количестве, чтобы влиять на гравитационную динамику обычной материи в сгустке, в частности, и на сам процесс и интенсивность звездообразования, как это происходит в «пожилых» галактиках, «захламлённых» холодными останками давно умерших и продолжающих умирать в них обычных звёзд.

ЛИТЕРАТУРА


1. Амбарцумян В.А. К вопросу о динамике открытых скоплений // Ученые записки Ленинградского гос. университета. 1938. № 22. Серия математических наук (астрономия). Вып. 4. С. 19–22.
2. Амбарцумян В.А. О протозвёздах // Доклады АН Арм.ССР. 1953. Т.16. №4. С. 97–102.
3. Григорян С.С. Гипотеза С.С. Григоряна о природе «тёмной материи» в галактиках и новые данные астрономических наблюдений, подтверждающие её // Ломоносовские чтения. Тезисы докладов научной конференции. Секция механики. Москва, 16–25 апр. 2012, МГУ имени М.В. Ломоносова. М.: Изд-во Моск. ун-та, 2012. С. 57–58.
4. Григорян С.С. О динамике и строении Вселенной // Проблемы современной механики. Ч. 1. Сб. научных статей / Под ред. акад. Л.И. Седова. М.: Изд. МГУ, 1983. С. 38–43.
5. Григорян С.С. О динамике начальной стадии соударения тел с большими скоростями // Некоторые вопросы механики сплошной среды. Сб. научных статей / Под ред. С.С. Григоряна. М.: Изд-во МГУ, 1978. С. 157–172.
6. Григорян С.С. О некоторых специальных вопросах термодинамики сплошных сред // Прикладная математика и механика. 1960. Т. 24. Вып. 4. С. 651–662.
7. Григорян С.С. О природе наблюдаемых во Вселенной «чёрных дыр» // Ломоносовские чтения. Тезисы докладов научной конференции. Секция механики. Москва, апр. 2005 г., МГУ имени М.В. Ломоносова. М.: Изд-во Моск. ун-та, 2005. С. 82.
8. Григорян С.С. О природе наблюдаемых во Вселенной «чёрных дыр» и динамике Вселенной // Известия Национальной Академии наук Армении. Серия Механика. 2007. Т. 60. № 4. С. 3–19.
9. Григорян С.С. О природе «тёмной материи» в галактиках // Доклады Национальной Академии Наук Армении. 2012. Т. 112. № 3. С. 273–276.
10. Сисакян А.Н. Избранные лекции по физике частиц. Дубна: ОИЯИ, 2004. 377 с.
11. Amblard A., Cooray A., Blain A., Bock J., Dowell C.D., Levenson L., Lu N., Nguyen H.T., Schulz B., Shupe D.L., Vieira J.D., Xu C.K., Zemcov M. "Submillimetre Galaxies Reside in Dark Matter Haloes with Masses Greater than $3 \times 10^{11}$ Solar Masses." *Nature* 470.7335 (2011): 510–512.
12. ESA. "Hershel Finds Less Dark Matter But More Stars (From ESA News Release, 16 Febr. 2011)." *Space Research Today: COSPAR's Information Bulletin*. 180 2011: 51–52.
13. Friedmann A.A. "Über die Krümmung des Raumes." *Zeitschrift für Physik* 10.1 (1922): 377–386.
14. Friedmann A.A. "Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes." *Zeitschrift für Physik* 21.1 (1924): 326–332.
15. Hawking S.W., Penrose R. "The Singularities of Gravitational Collapse and Cosmology." *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 314.1519 (1970): 529–548.
16. Hawking S.W., Penrose R. "Black Holes in General Relativity." *Communications in Mathematical Physics* 25.2 (1972): 152–166.
17. Hawking S.W., Penrose R. *A Brief History of Time from the Big Bang to Black Holes*. New York: Bantam Dell Publishing Group, 1988. 256 p.
18. Oppenheimer J. R., Volkoff G.M. "On Massive Neutron Cores." *Physical Review* 55 (1939): 374–381.
19. Oppenheimer J. R., Snyder H. "On Continued Gravitational Contraction." *Physical Review* 56 (1939): 455–459.
20. Glendenning N.K., Weber F. "Nuclear Solid Crust on Rotating Strange Quark Stars." *Astrophysical Journal* 100.2 (1992): 647–658.
21. Negreiros R.P., Mishustin I.N., Schramm S., Weber F. "Properties of Bare Strange Stars Associated with Surface Electric Fields." *Physical Review* D82.10 (2010):103010–103016.



Цитирование по ГОСТ Р 7.0.11—2011:
Григорян, С. С. О природе «чёрных дыр», «тёмной материи» и динамике Вселенной / С.С. Григорян // Пространство и Время. — 2015. — № 3(21). — С. 92—102. Стационарный сетевой адрес: 2226-7271provr_st3-21.2015.26.


[1] Григорян С.С. О природе наблюдаемых во Вселенной «чёрных дыр»; Он же. О природе наблюдаемых во Вселенной «чёрных дыр» и динамике Вселенной; Он же. Гипотеза С.С. Григоряна…