объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Б 817

Р2-88-773

А.Г.Бонч-Осмоловский

ГРАВИТАЦИОННЫЙ КОЛЛАПС, МОДЕЛИ ФРИДМАНА И КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ. ВСЕЛЕННАЯ ОСЦИЛЛИРУЕТ?

Направлено в журнал
"Classical and Quantum Gravity"

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на призыв Эйнштейна исключить из уравнений тяготения введенную им же космологическую постоянную Λ (см., напр. [1]), в последнее время наблюдается все возрастающий интерес к проблеме Λ; по остроумному замечанию Я.Б.Зельдовича, джинна, выпущенного из бутылки, обратно загнать бывает трудно.

Этот интерес связан как с попытками соединить Λ с фундаментальными свойствами вакуума, так и привлекательностью ряда черт космологических моделей, учитывающих отличие Λ от нуля [2,3].

В настоящей работе дан анализ методов получения точных решений уравнений Эйнштейна при $\Lambda \neq 0$, описывающих однородную и изотропную космологическую модель, лежащую в основе современных представлений о структуре и развитии Вселенной; обсуждается также ряд следствий из предположения $\Lambda \neq 0$.

2. ОБОБЩЕНИЕ МЕТОДА ТОЛМЕНА-ОППЕНГЕЙМЕРА

В известной работе [4] Оппенгеймер и Снайдер нашли частный случай общего математического решения ОТО для пылевидной материи Толмена [1], причем в дальнейшем оказалось, что это решение правильно описывает все основные черты гравитационного коллапса массивного тела. Мы дадим обобщение методики работы [4] на случай $\Lambda \neq 0$ и покажем, к каким космологическим следствиям приводит полученное решение.

Записывая метрику в сопутствующей материи системе координат τ, R, θ, ϕ в виде

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - e^{\mu} dR^2 - e^{\omega} d\Omega^2 , \tag{1}$$

выпишем необходимые для дальнейшего уравнения тяготения в этой системе отсчета ($T_{00} = c^2 \rho$, остальные компоненты тензора энергии-импульса равны нулю), штрихом обозначена производная по R, точкой — производная по $c\tau$:

$$\left.\begin{aligned} & -\frac{1}{4} e^{-\mu} \omega'^2 + e^{-\omega} + \ddot{\omega} + \frac{3}{4} \dot{\omega}^2 - \Lambda = 0 . \\ & -e^{-\mu} \left(\omega'' + \frac{3}{4} \omega'^2 - \frac{\mu' \omega'}{2}\right) + \frac{1}{2}\left(\dot{\mu}\dot{\omega} + \frac{\dot{\omega}^2}{2}\right) + e^{-\omega} \Lambda = \frac{8\pi G}{c^2} \rho , \\ & 2\dot{\omega}' + \dot{\omega}\omega' - \dot{\mu}\omega' = 0 . \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

БИБЛИОТЕКА

Используя интеграл Толмена третьего уравнения (2) $e^{\mu} = e^{\omega} \cdot \omega'^2/4f^2(R)$, где $f^2(R) > 0$ — произвольная функция R, из (2) получаем уравнение для $\omega(\tau, R)$:

$$\ddot{\omega} + \frac{3}{4}\dot{\omega}^2 - \Lambda - e^{-\omega}[f^2(R) - 1] = 0. \tag{3}$$

Следуя Оппенгеймеру и Снайдеру, далее исследуем частный класс решений (2) при условии

$$f^2(R) = 1. \tag{4}$$

Получающееся при этом однопараметрическое решение, зависящее в общем виде от одной произвольной функции, достаточно для анализа задачи об эволюции сферически-симметричного шара материи с заданной начальной плотностью и малыми начальными радиальными скоростями. Смысл условия (4) выяснится несколько позже.

Теперь уравнение (3) существенно упрощается:

$$\ddot{\omega} + \frac{3}{4}\dot{\omega}^2 - \Lambda = 0. \tag{5}$$

Это уравнение решается (например, подстановкой $\omega = \frac{4}{3}\ln u$):

$$\Lambda > 0, \quad e^{\omega} = [A(R)\exp(c\tau\sqrt{\tfrac{3}{4}\Lambda}) + B(R)\exp(-c\tau\sqrt{\tfrac{3}{4}\Lambda})]^{4/3}. \tag{6'}$$

$$\Lambda < 0, \quad e^{\omega} = [\bar{A}(R)\sin(c\tau\sqrt{\tfrac{3}{4}|\Lambda|} + \bar{B}(R)\cos(c\tau\sqrt{\tfrac{3}{4}|\Lambda|})]^{4/3}. \tag{6''}$$

При $c\tau\sqrt{|\Lambda|} \ll 1$ решения переходят в результат работы /4/:

$$r^2 = e^{\omega} = (\bar{G} + Fc\tau)^{4/3}, \tag{7}$$

$\bar{G}, F$ — произвольные функции R. Поставив начальное условие: при $\tau = 0$ имеем однородный ($\rho = \text{const}$) шар радиуса R_0, можно определить функции $\bar{G}, F$ и далее $A, \bar{A}, B, \bar{B}$.

Окончательный результат таков:

$$\Lambda > 0, \quad R \le R_0, \quad r^2 = e^{\omega} = R^2 \cdot a_+^2(\tau). \tag{8}$$

$$\Lambda < 0, \quad R \le R_0, \quad r^2 = e^{\omega} = R^2 a_-^2(\tau). \tag{9}$$

Здесь

$$\left.\begin{aligned} a_+(\tau) &= [\mathrm{ch}(c\tau\sqrt{\tfrac{3}{4}\Lambda}) \pm q^{1/2}\,\mathrm{sh}(c\tau\sqrt{\tfrac{3}{4}\Lambda})]^{2/3}, \quad \Lambda > 0, \\ a_-(\tau) &= [\cos(c\tau\sqrt{\tfrac{3}{4}|\Lambda|}) \pm q^{1/2}\sin(c\tau\sqrt{\tfrac{3}{4}|\Lambda|})]^{2/3}, \quad \Lambda < 0, \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

$$q = \frac{3r_g}{|\Lambda|R_0^2}, \quad r_g = \frac{2MG}{c^2}, \tag{11}$$

r — шварцшильдова радиальная координата. Для плотности материи из второго уравнения тяготения (2) получаем

$$\rho = \frac{c^2|\Lambda|(q-1)}{8\pi G a_{\pm}^3(\tau)}. \tag{12}$$

Как уже отмечалось, соотношения (8), (9), (12) при $\tau \sim 0$ (точнее, $c\tau\sqrt{|\Lambda|} \ll 1$) переходят в решение Оппенгеймера-Снайдера, описывающее гравитационный коллапс (при выборе в (10) знака (–)):

$$\rho = \frac{1}{6\pi G(r_0 - r)^2}, \quad r = R\left(1 - \frac{\tau}{\tau_0}\right)^{2/3}, \tag{13}$$

$$\tau_0 = \frac{2}{3c}\cdot\frac{R_0^{3/2}}{r_g^{1/2}}$$ — время падения от $r = R_0$ до $r = 0$.

При $c\tau\sqrt{|\Lambda|} \gtrsim 1$ поведение решений (8) и (9) существенно различается.

<u>$\Lambda > 0$:</u>

Претерпев неограниченное сжатие в точку $r = 0$ согласно (13), достаточно массивное тело ($M > 2 \div 3M_{\odot}$) начинает <u>неограниченно</u> расширяться по закону (8), при $c\tau\sqrt{\Lambda} \gg 1$ экспоненциально быстро с постоянной Хаббла $H_{\infty} = c\sqrt{\Lambda/3}$. Это дает, например, при $H_{\infty} \sim 50$ км/сМпс $\Lambda \sim 10^{-56}$ см$^{-2}$.

<u>$\Lambda < 0$:</u>

Закон (9) формально-математически (т.к. нет теории сингулярного состояния) описывает после коллапса в точку $\tau = \tau_0$ ($r = 0$) периодическое сжатие и расширение материи, т.е. пульсирующую (осциллирующую) Вселенную,

поскольку сингулярности решения возникают не только при $\tau = \tau_0$, но и в моменты собственного времени

$$\tau_m = \frac{\pi m}{c\sqrt{\frac{3}{4}|\Lambda|}} \pm \tau_0 , \quad m = 1, 2, \dots . \tag{14}$$

В этих точках структура сингулярностей имеет универсальный характер ньютонова вида (13):

$$\rho(\tau)\Big|_{\tau \simeq \tau_m} \simeq \frac{1}{6\pi G(\tau - \tau_m)^2} . \tag{15}$$

Теперь можно получить оценку $|\Lambda|$: поскольку в моменты максимального расширения в лабораторной системе — системе отсчета Шварцшильда — радиус шара

$$r_{\text{макс}} = R_0 q^{1/3} = \sqrt[3]{\frac{3r_g}{|\Lambda|}} , \tag{16}$$

то, приняв $M = 10^{56}$ г, $r_{\text{макс}} \simeq 1{,}5 \cdot 10^{28}$ см, получаем

$$|\Lambda| \simeq 1{,}3 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2} \tag{17}$$

и период осцилляции Вселенной

$$T = \frac{\pi}{c\sqrt{\frac{3}{4}|\Lambda|}} \simeq 3{,}3 \cdot 10^{10} \text{ лет} . \tag{18}$$

Метрика внутри материи ($R \leq R_0$) имеет вид:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - a_{\pm}^2(\tau)\,[dR^2 + R^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2)] . \tag{19}$$

Метрика (19) описывает плоское пространство, т.е. любое сечение $\tau = \text{const}$ 4-пространства-времени обладает евклидовой геометрией.

3. ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ МЕТОДА ТОЛМЕНА-ОППЕНГЕЙМЕРА И МЕТОДА ФРИДМАНА

Теперь покажем, что приведенные выше результаты, полученные по методике Толмена-Оппенгеймера, содержатся в пространственно-плоской модели Фридмана.

Уравнение Фридмана для масштабного фактора ("радиуса Мира") $a(\tau)$ имеет вид (например, /5/):

$$\left(\frac{da}{d\tau}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} a^2 \left(\rho + \frac{c^2\Lambda}{8\pi G}\right) - kc^2 , \tag{20}$$

k — параметр кривизны пространства.

Положим $k = 0$ — плоское (евклидово) пространство, тогда интегрирование (20)* дает (пусть $\Lambda < 0$):

$$c\tau\sqrt{\frac{|\Lambda|}{3}} = \int_{a_0}^{a} \frac{\sqrt{a}\, da}{\sqrt{3r_g/|\Lambda| - a^3}} . \tag{21}$$

Считая, что $a^3 < \frac{3r_g}{|\Lambda|}$, сделаем подстановку $x^2 = \frac{3r_g}{|\Lambda|} - a^3$, тогда оказывается, что интеграл в (21) выражается в элементарных функциях:

$$c\tau\sqrt{\frac{3|\Lambda|}{4}} = \arcsin\frac{\sqrt{3r_g/|\Lambda| - a^3}}{\sqrt{3r_g/|\Lambda|}} - \arcsin\frac{\sqrt{3r_g/|\Lambda| - a_0^3}}{\sqrt{3r_g/|\Lambda|}} . \tag{22}$$

Теперь, если считать, что $a_0^3 \ll \frac{3r_g}{|\Lambda|}$, то (22) дает результат

$$a = \left(\frac{3r_g}{|\Lambda|}\right)^{1/3} \cdot \sin^{2/3}\left(c\tau\sqrt{\frac{3|\Lambda|}{4}}\right) . \tag{23}$$

Предположение о том, что и $a^3 \ll \frac{3r_g}{|\Lambda|}$, ведет к другой зависимости $a(\tau)$:

$$a = a_0\left(1 - \frac{\tau}{\tau_0}\right)^{2/3} , \quad \tau_0 = \frac{2}{3c}\frac{a_0^{3/2}}{r_g^{1/2}} . \tag{24}$$

Если в (9) положить $R = R_0$ и считать, что $q \gg 1$, то (9) и (23) совпадут.

**Можно показать, что при $k = 0$ уравнение (20) следует из формул (8), (9).*

Формула (24)* совпадает с результатом Оппенгеймера-Снайдера для гравитационного коллапса (7), но теперь видно, что она справедлива при $a \ll \sqrt[3]{\frac{3r_g}{|\Lambda|}}$.

Таким образом, метод Оппенгеймера-Снайдера аналитически эквивалентен методу Фридмана, условие Оппенгеймера-Снайдера $f^2 = 1$ (4) и начальное условие $\rho = \mathrm{const}$, $R \leq R_0$ означают, что внутри вещества выбирается случай плоского пространства ($k = 0$ в общем метрическом элементе Робертсона-Уокера). Формула (24) показывает, что при условии ограниченного изменения a в методе Фридмана содержится и математическое описание гравитационного коллапса в сопутствующей системе отсчета. Аналогично можно показать, что при $\Lambda > 0$, $k = 0$ уравнение (20) имеет решением формулу (8).

Отметим, что Фридман первый использовал для решения уравнений Эйнштейна сопутствующие материи координаты (иногда называемые координатами Толмена); не удивительно, что одни и те же уравнения в одной системе координат дают математически эквивалентные результаты при использовании различных методов их решения.

Фридман не знал, что в его результатах фактически содержится решение задачи о гравитационном коллапсе массивного тела; в равной мере Оппенгеймер и Снайдер не увидели космологических следствий своего решения.

Итак, оба метода точного решения уравнений Эйнштейна для изотропной и однородной пылевидной материи приводят к начальной сингулярности ($r = 0$, $\tau = \tau_0$, $\rho = \infty$), а при $\Lambda < 0$ – к неограниченной последовательности сингулярностей при $\tau = \tau_m = \frac{\pi m}{c\sqrt{3/4|\Lambda|}} \pm \epsilon_0$, $m = 1,2,\ldots$ Структура этих сингулярностей имеет один и тот же универсальный характер $\rho \sim 1/(\tau - \tau_m)^2$, описывающий как коллапс материи в точку $r = 0$ (при $\tau \leq \tau_m$), так и последующее ее расширение из сингулярности (при $\tau > \tau_m$)**. Иными словами, за коллапсом, по-видимому, всегда следует расширение из сингулярности и, наоборот, расширению, например, Вселенной предшествует коллапс. Этот пункт подробнее обсудим позже, сейчас подчеркнем, что теория горячего рождения Вселенной и объяснение экспериментального факта существования реликтового космического микроволнового излучения невозможны без признания неограниченного коллапса, в конце которого достигаются экстремально высокие значения плотности и температуры материи, т.е. образование "горнила", через которое обязательно проходит материя в процессе своего развития прежде, чем начать расширяться. Теории, отрицающие неограниченный коллапс (см. обсуждение

---

*Результат (24) следует и при $k = \pm 1$, но с другим τ_0: $\tau_0 = \frac{2}{3c}\frac{a_0^{3/2}}{\bar{r}_g^{1/2}}$, $\bar{r}_g = \frac{2}{3\pi} r_g$.

**Естественно, непрерывный переход через $r = 0$ классическая ОТО описать не может, это дело будущей квантовой теории гравитации.

и ссылки в /6/), противоречат экспериментальным фактам, в частности, существованию реликтового излучения.

4. НЕКОТОРЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ $\Lambda \neq 0$

Введение Λ не изменяет факта существования сингулярностей и характера поведения материи в их окрестности, в том числе неограниченного коллапса. Тем не менее, $\Lambda \neq 0$ может заметно изменить картину развития Мира в долговременных, космологических масштабах. Для плоского Мира ($k = 0$) эти изменения легко просматриваются на основе формул, приведенных выше. Что касается искривленного Мира ($k = \pm 1$) в моделях Фридмана, то соответствующий анализ влияния Λ весьма громоздок вследствие того, что интегралы уравнения (20) выражаются лишь в эллиптических функциях. Качественный анализ можно найти в книгах /5,7/.

Ниже будет проведен анализ влияния $\Lambda \neq 0$ в несколько другой форме с тем, чтобы получить конкретные параметры, интересующие нас. В основу этого анализа положим уравнение (20) при $k = \pm 1$, которое запишем в иной форме:

$$\frac{1}{c^2}\left(\frac{da}{d\tau}\right)^2 = \frac{\bar{r}_g}{a} \mp 1 + \frac{\Lambda a^2}{3}, \quad \bar{r}_g = \frac{4MG}{3\pi c^2} \tag{25}$$

или в эквивалентном виде, вводя постоянную Хаббла $H \equiv \frac{da}{a\,d\tau}$:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{c^2\Lambda}{3} \mp \frac{c^2}{a^2}. \tag{26}$$

Далее, принимаем следующие значения основных, опорных параметров /2,3,5/:

$$\left.\begin{array}{l} \text{Масса вещества во Вселенной } M = 10^{56}\ \text{г}. \\ \text{Постоянная Хаббла в настоящий момент} \\ H_\tau = 75\ \text{км/сМпс} = 2{,}43 \cdot 10^{-18}\ \text{с}^{-1}. \\ \text{Иногда будем задавать плотность вещества во Вселенной в данный} \\ \text{момент } \rho_\tau = 2 \cdot 10^{-30}\ \text{г/см}^3 \text{ и} \\ |\Lambda| = 1{,}5 \cdot 10^{-56}\ \text{см}^{-2}. \end{array}\right\} \tag{27}$$

В качестве результата анализа будем интересоваться значениями следующих величин:

$$\Omega = \frac{\rho_\tau}{\rho_{кр}} = \frac{8\pi G\rho}{3H^2},$$

$\tau_в$ – время, протекшее с момента $\tau = \tau_0$ (начальная сингулярность, "Большой Взрыв") или возраст Вселенной, $\bar{a} = \frac{a_\tau}{r_g}$ – отношение "радиуса Ми-

ра", в данный момент к величине r_g –" гравитационному радиусу Вселенной", $r_g = 2MG/c^2 = 1{,}48 \cdot 10^{28}$ см. В качестве примера рассмотрим анализ случая открытого (гиперболического) Мира $k = -1$, $\Lambda > 0$.

Уравнение (25) приводит к ограничению $\frac{\Lambda a^2}{3} + \frac{\bar{r}_g}{a} + 1 \geq 0$. Ясно, что это условие всегда выполняется, т.е. и при $\Lambda > 0$ Мир неограниченно расширяется, при больших временах – по экспоненте $a \sim \exp(c\tau\sqrt{\Lambda/3})$. Соотношение (26) (знак +) при заданных параметрах (27) дает ограничение на Λ:

$$\Lambda < 2 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2}. \qquad (28)$$

При значениях Λ, удовлетворяющих (28), происходит увеличение $\tau_в$ и a_τ и, соответственно, уменьшение ρ_τ по сравнению с исходной моделью $k = -1$, $\Lambda = 0$.

Аналогично можно проанализировать все 9 случаев, результаты для удобства сведем в таблицу.

Таблица

Геометрия пространства	$\Lambda = 0$	$\Lambda > 0$	$\Lambda < 0$
плоский Мир $k = 0$	F_1 неогранич. расширение $a_\tau \sim \tau^{2/3}$ $\bar{a} \simeq 0{,}9$ $\tau_в \simeq 9 \cdot 10^9$ лет $\rho = \rho_{кр} = 10^{-29}$ г/см^3 $(\Omega = 1)$	F_2 неогранич. расширение $a_\tau \sim \mathrm{sh}^{2/3}(c\tau\sqrt{\Lambda/3})$ $\tau_в \simeq 14 \cdot 10^9$ лет $\Omega \simeq 0{,}2$, $\bar{a} \simeq 1{,}54$	F_3 осцилляции $\rho > \rho_{кр}$ $(\Omega > 1)$
замкнутый Мир $k = +1$	C_1 осцилляции $\Omega > 1$ $\tau_в < \frac{T}{2} = 5 \cdot 10^9$ лет	C_2 осцилляции $\Omega > 1$ $\tau_в < 5 \cdot 10^9$ лет	C_3 осцилляции $\Omega \gg 1$
открытый Мир $k = -1$	O_1 неогранич. расширение $a_\tau \sim \tau$ $(a > \bar{r}_g)$ $\bar{a} = 0{,}92$ $\tau_в \simeq 11 \cdot 10^9$ лет $\Omega = 0{,}2$	O_2 неогранич. расширение $c\tau\sqrt{\Lambda} \gg 1$, $a_\tau \sim \exp(c\tau\sqrt{\Lambda})$ $\bar{a} = 1{,}8$ $\Omega = 0{,}03$, $\tau_в = 17 \cdot 10^9$ лет	O_3 осцилляции $a_{max} = 1{,}6 \cdot 10^{28}$ см $(\bar{a} < 1{,}1)$ $\Omega_{min} = 0{,}13$ $\tau_в < T/2 \simeq$ $\simeq (1{,}5 \div 2) \cdot 10^{10}$ лет

Прежде всего обратим внимание на несоответствие современным наблюдаемым данным всех трех вариантов замкнутого Мира не только с точки зрения очень большой плотности материи, но и малых значений $T/2$, a_τ. То же относится и к случаю F_3 плоского Мира.

Введение $\Lambda > 0$ заметно улучшает параметры плоского Мира, вариант F_2 близок к оптимальному описанию расширяющейся Вселенной (с евклидовой пространственной геометрией).

Отрицательная $\Lambda \sim 10^{-56}$ см$^{-2}$ превращает неограниченно расширяющийся Мир в осциллирующий с периодом в десятки миллиардов лет и малой плотностью ($\Omega \simeq 0{,}1$).

Внимательное изучение получающихся параметров приводит к заключению, что размер расширяющегося шара материи во всех случаях F и O по порядку величины равен r_g. Это обстоятельство, а также отмеченная выше связь коллапса с фазой расширения приводит к гипотезе о том, что на самом деле Вселенная является осциллирующей (пульсирующей) и в моделях F_1, F_2, O_1 и O_2 плоского и открытого Мира, т.е. это качество присуще Вселенной вообще.

Представим себе шар холодной пылевидной материи, размер которой по ряду причин превысил его гравитационный радиус r_g. Тогда может включиться процесс коллапса по Оппенгеймеру-Снайдеру ($M \gg M_\odot$), который за время порядка $\tau_k \sim r_g/c \sim 15 \cdot 10^9$ лет сожмет шар в точку с достижением плотности и температуры порядка планковских ("Большой Взрыв"). Далее заново рожденная (обновленная) материя начнет расширяться с постепенным охлаждением, образованием галактик, звезд, планет, жизни и т.д. По истечении времени того же порядка $15 \cdot 10^9$ лет снова охлажденная материя достигнет размера порядка: $\gtrsim r_g$, и цикл повторится.

В некотором смысле можно сказать, что сингулярность и связанный с ней неограниченный коллапс – эта величайшая загадка Природы – есть движитель Вселенной, без нее нет развития и глобального движения материи. Неизменность циклов обеспечивается, если в сингулярности энтропия обращается в нуль: $S|_{\tau = \tau_m} = 0$.

При такой гипотезе, обоснование которой, с точки зрения перехода от расширения к сжатию на стадии $a > r_g$, требует отдельного исследования, нет необходимости во введении так называемого антигравитирующего вакуума $\Lambda < 0$ для описания естественной с общефизической точки зрения и эстетически красивой картины вечно обновляющейся Вселенной.

Автор благодарит Р.А.Асанова за обсуждение и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Толмен Р. Относительность, термодинамика и космология. М.: Наука, 1974.*
2. *Peebles P.Y.E. – Astrophys. Jour., 1984, v.284, p.439.*
3. *Weiss N., Vancouver, B.S., Canada, May 1987.*

4. Oppenheimer R., Snyder H. – Phys. Rev., 1939, v.56, p.455.
5. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975.
6. Зельдович Я.Б., Грищук Л.П. – УФН, 1988, т.155, вып. 3, с.517.
7. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация, т.2. М.: Мир, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 октября 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Бонч-Осмоловский А.Г. P2-88-773

Гравитационный коллапс, модели Фридмана и космологическая постоянная. Вселенная осциллирует?

Обсуждается эквивалентность методов Толмена-Оппенгеймера и Фридмана. Решение Оппенгеймера-Снайдера описывает в космологическом плане плоскую Вселенную Фридмана. В свою очередь, в результатах Фридмана содержится описание гравитационного коллапса в сопутствующей системе отсчета. Отмечается, что коллапс и расширение материи суть явления, неразрывно связанные. Проведены анализ космологических следствий $\Lambda \neq 0$ и классификация моделей однородной и изотропной Вселенной. На основе полученных результатов высказана гипотеза о циклическом характере развития Вселенной.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод автора

Bonch-Osmolovsky A.G. P2-88-773

Gravitational Collapse, Friedman Models and Cosmological Constant. Does the Universe Oscillate?

The equivalency of the Tolman-Oppenheimer and Friedman methods is discussed. The solution of Oppenheimer and Snyder describes the Friedman flat Universe in a cosmological aspect. On the other hand, the Friedman results contain the description of gravitational collapse in the accompanying reference frame. It should be noted that the collapse and expansion of matter are phenomena connected indissolubly. The analysis of the cosmological consequences $\Lambda \neq 0$ and the classification of homogeneous and isotropic Universe models is made. Using the obtained results, the hypothesis of a cyclic character of the Universe development is expressed.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988