

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 817

P2-87-819

А.Г.Бонч-Осмоловский

ОБ ОДНОМ РЕШЕНИИ
УРАВНЕНИЙ ТЯГОТЕНИЯ ЭЙНШТЕЙНА
ДЛЯ ПЫЛЕВИДНОЙ МАТЕРИИ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1987

Нас будет интересовать эволюция шара пылевидной материи с произвольными в некоторый /начальный/ момент времени массой и радиусом. Эта эволюция должна описываться решением уравнений Эйнштейна:

$$\frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu}, \quad /1/$$

$g_{\mu\nu}$ - метрический тензор, $T_{\mu\nu}$ - тензор энергии-импульса материи, $R_{\mu\nu}$ - тензор Риччи, $R = g^{ik} R_{ik}$, G - ньютонова гравитационная постоянная, c - скорость света. Как видно, используется обобщенная форма записи этих уравнений с включением космологической постоянной Λ , введение которой не противоречит основным математическим и физическим принципам, на основе которых были открыты фундаментальные уравнения тяготения.

Решения для пылевидной материи / $T_2 = -c^2 \rho$, остальные компоненты равны нулю/ будем искать в сопутствующей веществу системе координат τ, R, θ, ϕ , записывая метрику в виде:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - e^\mu dR^2 - e^\omega (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad /2/$$

μ, ω - функции τ и R . Обозначая производную по R штрихом и производную по τ точкой, выпишем лишь необходимые для дальнейшего уравнения тяготения в этой системе отсчета /1, 2/ :

$$-\frac{1}{4} e^{-\mu} \omega'^2 + e^{-\omega} + \dot{\omega} + \frac{3}{4} \dot{\omega}^2 - \Lambda = 0, \quad /3'/$$

$$-e^{-\mu} (\omega'' + \frac{3}{4} \omega'^2 - \frac{\mu' \omega'}{2}) + \frac{1}{2} (\mu \dot{\omega} + \frac{\dot{\omega}^2}{2}) + e^{-\omega} - \Lambda = \frac{8\pi G}{c^2} \rho, \quad /3''/$$

$$2\dot{\omega}' + \dot{\omega} \omega' - \mu \omega' = 0. \quad /3'''/$$

Интеграл уравнения /3'''/ найден Толменом /1934/ ^{1/2}, стр. 427/:

$$e^\mu = e^\omega \omega'^2 / 4f^2(R). \quad /4/$$

Если подставить /4/ в /3'/, то получим для ω :

$$\dot{\omega} + \frac{3}{4} \dot{\omega}^2 - \Lambda + e^{-\omega} [1 - f^2(R)] = 0. \quad /5/$$

$f^2(R) > 0$ - первая из двух произвольных функций общего решения Толмена, которые должны определяться из начальных условий, сводящихся для сферически-симметричного поля тяготения к начальному распределению плотности материи и ее радиальных скоростей. Следуя Оппенгеймеру и Снайдеру^{/3/}, мы далее исследуем частный класс решений* при

$$f^2(R) = 1. \quad /6/$$

Получающееся при этом простое однопараметрическое решение, зависящее от одной произвольной функции, достаточно для анализа интересующей нас задачи об эволюции шара материи с заданной начальной плотностью и малыми $v_r \ll c$ начальными радиальными скоростями. Теперь имеем уравнение:

$$\dot{\omega}' + \frac{3}{4} \dot{\omega}^2 - \Lambda = 0, \quad /5'/$$

решение которого таково $|\Lambda > 0|$:

$$e^\omega = [A(R) \exp(c\tau \sqrt{\frac{3}{4}} \Lambda) + B(R) \exp(-c\tau \sqrt{\frac{3}{4}} \Lambda)]^{4/3} \quad /7/$$

и при $\Lambda < 0$ с заменой показательных функций на \cos и \sin от аргумента $c\tau \sqrt{\frac{3}{4}} |\Lambda|$.

Если выполнено условие

$$c\sqrt{|\Lambda|} \cdot r \ll 1, \quad /8/$$

то нетрудно убедиться, что /7/ переходит в решение, полученное впервые в^{/3/}. Разлагая /7/ по степеням малого параметра, получаем

$$e^\omega \approx (\bar{G} + F c\tau)^{4/3}. \quad /9/$$

Произвольные функции $\bar{G}(R)$ и $F(R)$ связаны с $A(R)$ и $B(R)$:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda > 0, \quad \bar{G} = A + B, \quad F = \sqrt{\frac{3}{4}} \Lambda (A - B), \\ \Lambda < 0, \quad \bar{G} = B, \quad F = A \sqrt{\frac{3}{4}} |\Lambda|. \end{aligned} \right\} \quad /10/$$

* Когда $\Lambda = 0$, аналитические решения при $f^2(R) \neq 1$ см. в книге^{/1/}; анализ общего случая $\Lambda \neq 0$ и $f^2(R) \neq 1$ отнесен в приложение.

Выражение /9/ совпадает с решением работы^{/3/}. Функции \bar{G} и F можно определить, следуя Оппенгеймеру и Снайдеру, следующим образом / при этом используется, в частности, предположение о равномерной плотности материи по объему шара радиуса R_0 в начальный момент времени в сопутствующей системе отсчета/:

$$\bar{G} = R^{3/2},$$

$$F = \left\{ \begin{aligned} &\pm \frac{3}{2} r_g^{1/2}, \quad R > R_0, \\ &\pm \frac{3}{2} r_g^{1/2} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{3/2}, \quad R \leq R_0. \end{aligned} \right. \quad /11/$$

Здесь $r_g = \frac{2MG}{c^2}$ - гравитационный радиус тела, M - его масса,

G - ньютонова гравитационная постоянная, c - скорость света.

Так как наше решение /7/ при относительно малых временах /8/ совпадает с /9/, определим $A(R)$ и $B(R)$ из соотношений /10/, /11/.

Далее мы будем выписывать формулы для случая $\Lambda > 0$, результаты для $\Lambda < 0$, которые получаются вполне аналогично, выпишем позже. Для области внутри материи $R \leq R_0$ решение таково:

$$r^2 = e^\omega = R^2 \left[\operatorname{ch}(c\tau \sqrt{\frac{3}{4}} \Lambda) \pm q^{1/2} \operatorname{sh}(c\tau \sqrt{\frac{3}{4}} \Lambda) \right]^{4/3}. \quad /12/$$

Здесь безразмерная величина

$$q = \frac{3r_g}{\Lambda R_0^3} \quad /13/$$

и введена обычным образом шварцшильдова радиальная координата r . В интересующих нас случаях $q \gg 1$.

Определим плотность пылевидной материи в функции собственного времени τ . С учетом /4/ из исходного уравнения поля /3'/ следует:

$$\frac{8\pi G}{c^2} \rho = -\Lambda + \frac{3}{4} \dot{\omega}^2 + \frac{\dot{\omega}\dot{\omega}'}{\omega'}. \quad /14/$$

Вычисляя с помощью /13/ $\dot{\omega}$, ω' и $\dot{\omega}'$, находим

$$\dot{\omega} = \sqrt{\frac{4}{3}} \Lambda \frac{\text{sh}(c\tau\sqrt{\frac{3}{4}}\Lambda) \pm q^{1/2} \text{ch}(c\tau\sqrt{\frac{3}{4}}\Lambda)}{\text{ch}(c\tau\sqrt{\frac{3}{4}}\Lambda) \pm q^{1/2} \text{sh}(c\tau\sqrt{\frac{3}{4}}\Lambda)}, \quad \omega' = \frac{2}{R}, \quad \dot{\omega}' = 0. \quad /15/$$

Окончательно плотность вещества равна:

$$\frac{8\pi G}{c^2} \rho = \frac{\Lambda(q-1)}{a_+^3}. \quad /16/$$

Здесь введена функция

$$a_+(\tau) = [\text{ch}(c\tau\sqrt{\frac{3}{4}}\Lambda) \pm q^{1/2} \text{sh}(c\tau\sqrt{\frac{3}{4}}\Lambda)]^{2/3}. \quad /17/$$

Будучи постоянной в объеме шара в начальный момент времени

$$/\rho = \rho_0 = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R_0^3} /, \text{ плотность не зависит от } R \text{ и в последующие}$$

моменты времени. В двух предельных случаях поведение ρ и r^2 таково:

$$\left. \begin{aligned} \tau \rightarrow \infty, \quad q \neq 1, \quad \rho &\approx \frac{c^2 \Lambda}{8\pi G} \cdot \frac{q^{1/2} \mp 1}{q^{1/2} \pm 1} e^{-c\tau\sqrt{3}\Lambda}, \\ r^2 &\approx R^2 (1 \pm q^{1/2})^{4/3} \cdot e^{2\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \cdot c\tau}. \end{aligned} \right\} \quad /18/$$

$\tau \rightarrow 0$, точнее, $c\tau\sqrt{\frac{3}{4}}\Lambda \ll 1$:

$$\left. \begin{aligned} \rho &\approx \frac{1}{6\pi G(\tau_0 \pm \tau)^2}, \\ r^2 &\approx R^2 (1 \pm \tau/\tau_0)^{4/3}. \end{aligned} \right\} \quad /19/$$

Здесь τ_0 - время падения от $r = R_0$ до $r = 0$:

$$\tau_0 = \frac{2}{3c} \cdot \frac{R_0^{3/2}}{r_g^{1/2}}. \quad /20/$$

Оба закона /18/ и /19/ известны: /18/ характерен для космологических моделей с $\Lambda > 0$, /19/ совпадает с некоей универсальной закономерностью, в частности, в ньютоновой теории тяготения^{/4/}.

Заметим следующее. Уравнения тяготения /3/ сами по себе допускают выбор любого знака при определении произвольной функции $F(R)$ в /11/. Знак /-/, выбранный в /3/, отвечает реальной задаче о гравитационном коллапсе шара пылевидной материи с массой M и начальным радиусом R_0 /в соответствующей системе координат/. В этом случае плотность материи, согласно /19/, стремится к бесконечности за время, равное τ_0 . Следовательно, возникает сингулярность пространства-времени при $r = 0$.

Знаку же /+/ отвечает "спокойная" эволюция материи, плавно расширяющейся от начального состояния.

Изобразим для наглядности возникшую ситуацию на рис.1.

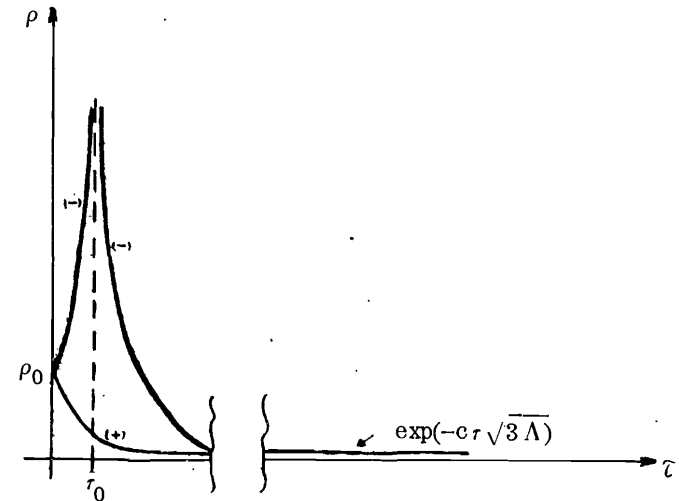


Рис.1. $\rho(\tau)$ при $\Lambda > 0$.

Левая ветвь кривой со знаком /-/ соответствует гравитационному коллапсу шара пылевидной материи, когда τ увеличивается от нуля до τ_0 . Правую ветвь /-/ можно трактовать как "рождение" материи из сингулярности при $\tau = \tau_0$ и последующее ее неограниченное расширение с постоянной Хаббла

$$H_0 = c\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}. \quad /21/$$

Если взять наиболее достоверное в настоящее время значение $H_0 = 55 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{Мпс}}$ ^{/5/}, то получаем $\Lambda \approx 1,1 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2}$, что близко к оценкам из других соображений.

Приведем результаты для случая $\Lambda < 0$. Теперь имеем для e^ω :

$$r^2 = e^\omega = [A(R) \sin(c\tau \sqrt{\frac{3}{4} |\Lambda|}) + B(R) \cos(c\tau \sqrt{\frac{3}{4} |\Lambda|})]^{4/3} \quad /22/$$

и после определения произвольных функций A и B аналогично /8-11/:

$$r^2 = R^2 a_-^2(\tau), \quad R \leq R_0. \quad /23/$$

Для плотности материи теперь получаем:

$$\frac{8\pi G}{c^2} \rho = \frac{|\Lambda|(q+1)}{a_-^3(\tau)}, \quad /24/$$

причем функция $a_-(\tau)$ равна:

$$a_-(\tau) = [\cos(c\tau \sqrt{\frac{3}{4} |\Lambda|}) \pm \sqrt{q} \sin(c\tau \sqrt{\frac{3}{4} |\Lambda|})]^{2/3}, \quad q = \frac{3\tau g}{|\Lambda| R_0^3}. \quad /25/$$

Нетрудно убедиться, что поведение функции $\rho(\tau)$ при $\tau \rightarrow 0$ совпадает с /19/. В остальном характер эволюции материи теперь другой: функция $a_-(\tau)$ обращается в нуль в точках $|q \gg 1|$:

$$c\tau_m = \frac{\pi m}{\sqrt{\frac{3}{4} |\Lambda|}} \mp c\tau_0, \quad m = 1, 2, \dots \quad /26/$$

/26/ определяет сингулярные точки решения при $\Lambda < 0$. Следовательно, "рождаясь" в начальной сингулярности при $\tau = \tau_0$, материя периодически расширяется и сжимается, снова возникают сингулярности при $\tau = \tau_m^*$, развитие имеет, таким образом, циклический характер /см. условно на рис.2/.

В моменты максимального расширения радиус шара в лабораторной системе отсчета /системе Шварцшильда/ таков:

$$r_{\text{макс}} = R_0 q^{1/3} = \sqrt{\frac{3\tau g}{|\Lambda|}}. \quad /27/$$

* Поведение $\rho(\tau)$ вблизи сингулярностей $|\tau \approx \tau_m|$ имеет все тот же универсальный характер типа /19/: $\rho(\tau) \sim \frac{1}{6\pi G(\tau - \tau_m)^2}$, но независимо от знака.

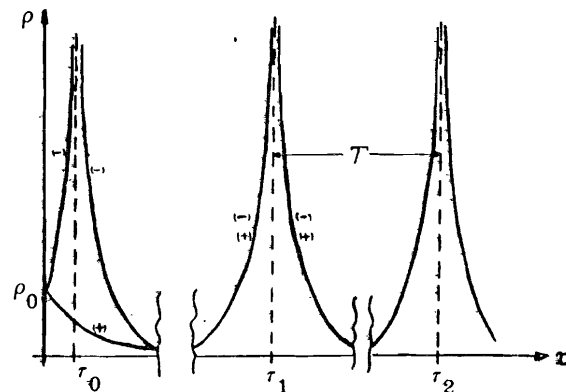


Рис.2. $\rho(\tau)$ при $\Lambda < 0$.

Соотношение /27/ связывает $|\Lambda|$, M и $r_{\text{макс}}$. Если задать M и r из наблюдательных данных для Вселенной, то из /27/ можно получить оценку $|\Lambda|$. Возьмем /8/:

$$M = 10^{23} M_\odot = 10^{56} \text{ г}, \quad r_{\text{макс}} = 10^{28} \text{ см}. \quad /28/$$

Тогда для $R = R_0$:

$$|\Lambda| = \frac{3\tau g}{r_{\text{макс}}^3} = \frac{6MG}{c^2 r_{\text{макс}}^3} < 4,4 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2}. \quad /29/$$

По-видимому, современные данные дают для $r_{\text{макс}}$ несколько большее значение, чем /28/ $r_{\text{макс}} = 1,5 \cdot 10^{28} \text{ см}$; в связи с этим /29/ следует рассматривать, как верхнюю границу для $|\Lambda|$.

Теперь период пульсации Вселенной получается

$$T \approx \frac{\pi}{c\sqrt{\frac{3}{4} |\Lambda|}} > 1,8 \cdot 10^{10} \text{ лет}; \quad (\text{для } r = 1,5 \cdot 10^{28} \text{ см}, |\Lambda| = 1,3 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2}, T = 3,3 \cdot 10^{10} \text{ лет}). \quad /30/$$

Итак, случаи $\Lambda > 0$ и $\Lambda < 0$ приводят, соответственно, к неограниченному расширению материи и к циклическому характеру ее эволюции. Это соответствует фридмановским моделям однородной и изотропной Вселенной при $\rho < \rho_{\text{кр}}$ и $\rho > \rho_{\text{кр}}$. Однако в нашем решении понятие критической плотности не возникает, тип эволюции определяется лишь знаком космологической постоянной Λ .

Важной характеристикой полученного решения является метрика пространства-времени. Подставляя в /2/ соотношения /4/, /15/ и /12/ или /23/, приходим к выражению для интервала внутри материи $|R \leq R_0|$:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a_{\pm}^2(r) [dR^2 + R^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)]. \quad /31/$$

Метрика /31/ получена в предположении $\rho_0 = \text{const}$ и в рамках изучаемого частного класса решений при $f^2(R) = 1$. Что касается начального условия $\rho_0 = \text{const}$ /плотность в начальный момент не зависит от R-радиальной координаты в сопутствующей системе отсчета/, то оно и последующий результат $\rho = \rho(r)$ /см./16/ и /24// неплохо согласуются с современными данными о постоянстве в среднем плотности материи по объему наблюдаемой части Вселенной.

Метрика /31/ означает, что пространство плоское /евклидово/, т.е. любое сечение $t = \text{const}$ четырехмерного пространственно-временного континуума обладает евклидовой геометрией.

При $\Lambda > 0$ и $c\tau\sqrt{\Lambda}r > 1$ метрика /31/ переходит в метрику Вселенной де Ситтера /1917/, см. /2, 4, 5/, которая получается как решение уравнений Эйнштейна при $\Lambda \neq 0$ и $\rho = 0$.

В отличие от решения де Ситтера в нашем решении плотность материи отлична от нуля и равна /16/.

В общем виде /31/ совпадает с метрикой космологической модели плоской Вселенной: $\Lambda = 0$, $\rho = \rho_{\text{кр}} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ /4/.

Заканчивая обсуждение полученного аналитического решения уравнений тяготения, подчеркнем следующее, важное, на наш взгляд, обстоятельство. Изучение этих решений в форме /12/ и /23/, а также рис.1 и 2 показывают, что в окрестности сингулярностей при $t = t_0$ и $t = t_m$ решение состоит из двух ветвей, одна из которых описывает падение /коллапс/ материи / $t < t_m$ /, другая - обратный процесс /возвращение или "рождение" материи/ при $t > t_m$. Малая окрестность сингулярности, которая не может быть описана классической теорией тяготения, эта область пространства-времени, которая представляет собой своего рода "черный ящик" или "горнило", в котором происходят неизвестные пока физические процессы при плотности материи, достигающей планковских значений, приводящие, возможно, к конечному времени существования этой области и переходу материи в процессе эволюции через сингулярность.

Для Вселенной в целом /наблюдение в сопутствующей системе отсчета/ скорее всего это так и есть, хотя классическая теория тяготения лишь указывает на существование ветвей решения типа "входа" и "выхода" вне этой области пространства-времени, но не может описать переход решения с одной ветви на другую.

Полученное выше аналитическое решение математически равномерно показывает, как "устроена" окрестность сингулярностей $t = 0$ / $t = t_m$ /.

Что касается изолированного массивного, но конечного по размерам тела, претерпевающего гравитационный коллапс и образующего так называемую черную дыру с весьма странными с гносеологической точки зрения свойствами /горизонт событий, принципиальная невозможность изучения области под сферой Шварцшильда средствами экспериментальной науки - эта область "вырезана" из нашего пространства-времени, находясь в "абсолютном будущем" для стороннего наблюдателя/, то при наблюдении извне, из лабораторной, шварцшильдовой системы отсчета возникает принципиальный вопрос: в какое именно пространство-время /например, евклидово / $r \gg r_g$! / возвращается материя после перехода через сингулярность*. С точки зрения теории черных дыр это не может быть то же пространство-время, откуда наблюдался коллапс.

Выяснение всех этих фундаментальных вопросов должно явиться предметом будущей обобщенной теории тяготения, включающей, возможно, квантовые эффекты в сингулярной области.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить В.Г.Кадышевского и Э.А.Тагирова за обсуждения работы и весьма важные замечания.

Приложение

Анализ общего случая $f^2(R) \neq 1$.

Подставляя выражение /4/ в уравнение /31/, получаем:

$$\ddot{\omega} + \frac{3}{4} \dot{\omega}^2 - \Lambda - e^{-\omega} \bar{f}^2(R) = 0, \quad \bar{f}^2(R) = f^2(R) - 1. \quad /П.1/$$

Положим $e^{\omega} = r^2$, тогда для $r(r, R)$ имеем эквивалентное /П.1/ уравнение:

$$2r\ddot{r} + \dot{r}^2 - \Lambda r^2 - \bar{f}^2(R) = 0. \quad /П.2/$$

Если ввести новую функцию $u = \dot{r}^2$ и считать r новой независимой переменной вместо t , то вместо /П.2/ будем иметь:

$$r \frac{du}{dr} + u - \Lambda r^2 - \bar{f}^2(R) = 0. \quad /П.3/$$

Окончательное решение для $r(r, R)$ можно представить интегралом:

* Поэтому возможность существования "вечных черных дыр" пока остается открытой.

$$r - r_0(R) = \frac{1}{c} \int_0^r \frac{dr}{\sqrt{\frac{C(R)}{r} + \frac{\Lambda}{3} r^2 + \bar{f}^2(R)}}. \quad /П.4/$$

Здесь $C(R)$ и $r_0(R)$ - еще две произвольные функции R . Решение /П.4/ соответствует общему решению Толмена^{/2/} уравнений Эйнштейна для пыли в сопутствующих координатах. В общем виде интеграл в /П.4/ выражается через эллиптические интегралы, что затрудняет определение произвольных функций через начальные условия и дальнейший анализ.

Отметим, что если любой из членов подкоренного выражения равен нулю, то простые аналитические выражения могут быть получены: $\bar{f}^2 = 0$, см. в тексте данной статьи, $\Lambda = 0$ - см. в /1/ и $C(R) = 0$ - см. далее.

Ограничимся здесь выяснением асимптотики /П.4/ при $r \rightarrow \infty$ и $r \rightarrow 0$. Когда r мало $/r \sim r_0/$, под корнем в интеграле можно оставить член $\sim C/r$, и мы приходим к рассмотренному случаю /19/:

$$r \sim (r - r_0)^{2/3}. \quad /П.5/$$

При $r \rightarrow \infty$, если исключить особые случаи, когда $\frac{2}{3} \Lambda r_k^2 = \frac{C(R)}{r_k}$,

r_k - точки, в которых $\sqrt{\quad}$ в /П.4/ равен нулю, основной вклад в интеграл вносят большие значения r . Тогда, наоборот, членом $\frac{C}{r}$ можно пренебречь, и интеграл легко вычисляется /пусть $\Lambda > 0/$:

$$r = \frac{1}{\sqrt{\Lambda/3}} \ln \left| \frac{2}{3} \Lambda r + 2\sqrt{\frac{\Lambda}{3} (\bar{f}^2(R) + \frac{\Lambda}{3} r^2)} \right|. \quad /П.6/$$

Очевидно, асимптотика совпадает с /18/:

$$r \sim \exp c r \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}. \quad /П.7/$$

Поведение решения при $\bar{f}^2(R) \neq 1$ в промежуточной области $c\sqrt{\Lambda}r \sim 1$ по указанным выше причинам неясно. Можно лишь высказать предположение /по аналогии со случаем $\Lambda = 0$, когда решение Оппенгеймера-Снайдера аналогичного частного класса $/\bar{f}^2=1/$ правильно описывает гравитационный коллапс/ о том, что основные черты эволюции материи, выясненные в рамках простого аналитического решения при $\bar{f}^2 = 1$, сохраняется в общем случае. Качественный анализ в^{/2/} делает это предположение весьма правдоподобным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973.
2. Толмен Р. Относительность, термодинамика и космология. М.: Наука, 1974.
3. Оппенгеймер Р., Снайдер Х. О непрерывном гравитационном сжатии. Phys.Rev., 1939, v.56, p.455, а также в сб. "А.Эйнштейн и теория гравитации". М.: Мир, 1979.
4. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975.
5. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация, т.2, М.: Мир, 1977.
6. Хойл Ф. Галактики, ядра и квазары. М.: Мир, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1987 года.

**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. P2-87-819

Об одном решении уравнений тяготения Эйнштейна для пылевидной материи

Получено и исследовано точное аналитическое решение уравнений Эйнштейна для пылевидной материи, являющееся обобщением решения Оппенгеймера-Снайдера. Основные результаты: 1/ В космологическом плане решение описывает модель однородной и изотропной Вселенной, которая неограниченно расширяется при $\Lambda > 0$ и пульсирует /осциллирует/ при $\Lambda < 0$. Вселенная - пространственно-плоская, в пределе $c r \sqrt{|\Lambda|} \gg 1$ совпадает с миром де Ситтера. 2/ Получены оценки для отрицательных Λ и для периода осцилляций Вселенной: $|\Lambda| \approx 10^{-56} \text{ см}^{-2}$; $T \approx 3 \cdot 10^{10}$ лет. 3/ Вблизи сингулярностей решения при $\Lambda < 0$ закон изменения плотности материи универсален: $\rho \sim (r - r_c)^{-2}$, r_c - момент собственного времени, соответствующий сингулярности. Обсуждаются возможные следствия этого факта.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Bonch-Osmolovsky A.G.

P2-87-819

About One Solution of the Einstein Gravitation Equations for Dust Matter

Exact analytical solution for the Einstein equations for dust has been obtained and investigated. The main results are as follows: 1) The model describes homogeneous and isotropic Universe which expands without restriction at $\Lambda > 0$ and oscillates at $\Lambda < 0$; 2) Evaluation for negative Λ and Universe's oscillation period is $|\Lambda| \approx 10^{-56} \text{ cm}^{-2}$, $T \approx 3 \cdot 10^{10}$ years; 3) Near singularities the density of matter changes according to the universal law: $\rho \sim (r - r_c)^{-2}$, r_c is the proper time momentum corresponding to the singularity. Possible consequences of this fact are discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987