вать до планковских плотностей $\rho_{Pl} \sim 10^{93}$ г·см$^{-3}$ ур-ния состояния материи (связь между ε и p), хорошо изученные вплоть до ядерных плотностей $\sim 10^{15}$ г·см$^{-3}$.

Альтернативная гипотеза была высказана фактически до того, как теоремы о сингулярностях были окончательно сформулированы. В 1965, исследуя различные возможные ур-ния состояния при сверхвысоких плотностях, А. Д. Сахаров предложил ур-ние состояния

$$p = -\varepsilon \tag{7}$$

как одно из возможных ур-ний состояния сверхплотной материи. Одновременно Е. Б. Глинер предложил ур-ние (7) как ур-ние состояния сверхплотного вакуума. Соответствующий (7) тензор энергии-импульса

$$T_{\alpha\beta} = \varepsilon g_{\alpha\beta} \tag{8}$$

имеет бесконечное число сопутствующих систем отсчёта. Вакуум определяется как такой физ. объект, для к-рого, в принципе, не существует выделенной сопутствующей системы отсчёта (невозможно, в принципе, определить скорость относительно вакуума). Другими словами, вакуум (8) является релятивистски инвариантным. Глинер предположил, что при сверхвысоких плотностях происходит переход сверхплотного вещества в состояние сверхплотного вакуума (7), (8), к-рое может быть конечным состоянием в гравитац. коллапсе вместо сингулярности.

Геометрия, к-рая генерируется вакуумом (8), описывается метрикой *де Ситтера пространства-времени*

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{r^2}{r_0^2}} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2) \tag{9}$$

как решение ур-ний Эйнштейна с космологической постоянной $\Lambda = 3/r_0^2$, связанной с плотностью энергии вакуума соотношением $\varepsilon = \Lambda c^4 / 8\pi G$. Поверхность $r = r_0$, где

$$r_0^2 = \frac{3c^4}{8\pi G \varepsilon},$$

является горизонтом событий пространства-времени де Ситтера: чтобы достичь $r = r_0$, световому сигналу требуется бесконечное время.

Если вакуумное состояние (7) достигается в ходе коллапса, то дальнейшее сжатие останавливается и в результате коллапса вместо сингулярности возникает мир де Ситтера. Т. о., в принципе, Ч. д. не обязана иметь сингулярность внутри горизонта событий.

Неоднократные попытки непосредственно «сшить» решение Шварцшильда с решением де Ситтера были проанализированы в 1988 (E. Poisson, W. Israel). Показано, что переход от пространства-времени Шварцшильда к пространству-времени де Ситтера возможен, но требуется ввести промежуточный слой материи с ур-нием состояния, отличным от (7), в к-ром геометрия остаётся эффективно классической и подчиняется ур-ниям Эйнштейна (2) с правой частью, представляющей эффекты поляризации вакуума.

Существует, по крайней мере, один способ реализации этой программы (И. Г. Дымникова, 1992, 1996). Сферически симметричная геометрия, к-рая при больших r переходит в геометрию Шварцшильда, а при малых r — в геометрию де Ситтера, генерируется тензором энергии-импульса, имеющим следующие вакуумные асимптотики:

$$T_{\alpha\beta} = 0 \quad \text{при } r \to \infty \text{ (вакуум Минковского)}, \tag{10}$$

$$T_{\alpha\beta} = \varepsilon g_{\alpha\beta} \text{ при } r \to 0 \text{ (вакуум де Ситтера)}. \tag{11}$$

Чтобы переход был плавным, переходный тензор $T_{\alpha\beta}$ должен зависеть от r. Для тензора энергии-импульса (11) из ур-ния сохранения $T^{\alpha\beta}_{;\beta} = 0$ следует $\varepsilon = \text{const}$. Следовательно, переходный тензор не может иметь структуру (11) и должен быть анизотропным.

Для любой сферически симметричной геометрии $T_2^2 = T_3^3$. Из условия $T_0^0 = T_1^1$ следует соотношение $g_{00} = -g_{11}^{-1}$, к-рое выполняется для вакуумных решений Шварцшильда и де Ситтера. Тензор энергии-импульса с алгебраич. структурой

$$T_0^0 = T_1^1; \; T_2^2 = T_3^3 \tag{12}$$

имеет бесконечное число сопутствующих систем отсчёта, поскольку сопутствующая система отсчёта определяется единственным образом, если и только если ни одно из собственных значений тензора энергии-импульса не совпадает с T_0^0 (в этом случае однозначно определяется скорость сопутствующей системы). Следовательно, тензор энергии-импульса (12) удовлетворяет определению вакуумного тензора и описывает анизотропный сферически-симметричный вакуум.

В случае, когда вакуумный тензор (12) имеет асимптотики (10)—(11), геометрия определяется метрикой

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R_g(r)}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{R_g(r)}{r}} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2), \tag{13}$$

где $R_g(r) = \frac{8\pi G}{c^4} \int\limits_0^r T_0^0(r') r'^2 dr'$.

Метрика (13) переходит в метрику Шварцшильда (3) при $r \to \infty$ и в метрику де Ситтера при $r \to 0$. Ур-ния Энштейна определяют также поперечное давление, $T_2^2 = T_0^0 + (r/2)\, dT_0^0/dr$. Т. о. геометрия де Ситтера — Шварцшильда полностью определяется заданием профиля плотности энергии $\varepsilon(r) = \rho(r) c^2 = T_0^0(r)$, к-рый должен описывать поляризацию вакуума, возникающую в результате коллапса. В процессе коллапса существенны все поля и взаимодействия. Поскольку они, согласно ОТО, совместно определяют напряжённость гравитац. поля в каждой точке, естественно ожидать, что результирующим эффектом будет поляризация вакуума, создаваемая гравитац. полем. Поляризация вакуума стационарным внеш. полем описывается ф-лами, содержащими характерную экспоненту Швингера $\exp(-E_{\text{кр}}/E)$, где E — напряжённость поля. Напряжённость сферически-симметричного гравитац. поля характеризуется величиной $E \sim r_g/r^3$. Критич. значение определяется как характерная напряжённость поля де Ситтера $E_{\text{кр}} \sim 1/r_0^2$. Коэф. пропорциональности определяются из требования, чтобы выполнялись асимптотика (11) и соотношение (1), связывающее массу и гравитац. радиус. В результате

$$T_0^0(r) = \varepsilon(r) = \varepsilon_0 \exp(-r^3/r_0^2 r_g), \tag{14}$$

и ф-ция $R_g(r)$ имеет вид $R_g(r) = r_g[1 - \exp(-r^3/r_*^3)]$, где $r_* = (r_0^2 r_g)^{1/3}$ определяет характерный масштаб геометрии. Условие (6) нарушается для $r^3 < (2/3) r_*^3$, т. е. существует поверхность $r_H = (2/3)^{1/3} r_*$, за к-рой гравитац. притяжение сменяется отталкиванием.

Согласно теориям *Великого объединения*, вакуумное состояние (7) может возникать при энергиях $\sim 10^{15}$—10^{16} ГэВ (плотностях $\sim 10^{77}$—10^{81} г·см$^{-3}$). В этом случае $r_H \sim r_* \sim 10^{-17}$—$10^{-18}$ см для Ч. д. с массой $\sim 10M$ и радиусом горизонта событий ≈ 30 км. Если состояние (7) возникает при планковской плотности $\rho_{Pl} \sim 10^{93}$ г·см$^{-3}$, то $r_H \sim r_* \sim 10^{-20}$ см. В области, ограниченной поверхностью r_*, сосредоточено примерно 3/4 массы Ч.д., т. е. внутри Ч.д. вместо сингулярности возникает частицеподобная структура с характерным размером $\sim r_*$.

Несингулярная сферически-симметричная Ч. д. имеет два горизонта событий — внешний и внутренний. Наличие двух горизонтов следует из условий (10)—(11) и определяет динамику квантового испарения Ч. д. независимо от конкретной формы профиля плотности энергии $T_0^0(r)$. В процессе испарения Ч. д. теряет массу и горизонты сближаются. При нек-ром значении массы $M_{\text{кр}}$ они совпадают и квантовая темп-ра Ч. д. становится равной нулю. Для профиля плотности (14) $M_{\text{кр}} \cong 0{,}30 M_{Pl} (\rho_{Pl}/\rho_0)^{1/2}$. В области больших масс, $M \gg M_{\text{кр}}$, темп-ра падает как $1/M$. Поэтому кривая $T(M)$