

КХД ПРОТИВ ЧЁРНЫХ ДЫР ЗВЁЗДНОЙ МАССЫ ?

И.И. Ройзен

Физический Институт РАН
e-mail: < *royzen@lpi.ru* >

1 ИСХОДНАЯ МОТИВАЦИЯ

— ПО МЕРЕ УПЛОТНЕНИЯ КОМПАКТНОЙ (НЕЙТРОННОЙ) ЗВЁЗДЫ (NS) ВСТУПАЮТ В ИГРУ ДВА ДЕСТАБИЛИЗИРУЮЩИХ ЕЁ ФАКТОРА: ПРИБЛИЖАЮЩАЯСЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ (КОЛЛАПС) И ВОЗМОЖНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД АДРОННОЙ (НЕЙТРОННОЙ) СРЕДЫ В СУБ-АДРОННУЮ ФАЗУ ($hPh \rightarrow SHPh$). ПОСЛЕДНЕЕ ОЗНАЧАЕТ, ЧТО ПРОИСХОДИТ ДЕКОНФАЙНМЕНТ ЦВЕТА И - В ДАННОМ КОНТЕКСТЕ ЭТО ГЛАВНОЕ - КАРДИНАЛЬНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА КХД-ВАКУУМА. ПОЭТОМУ ПРИ РАССМОТРЕНИИ ВОПРОСА ОБ ОБРАЗОВАНИИ ЧЁРНЫХ ДЫР (ВН) ЗВЁЗДНОЙ МАССЫ НЕОБХОДИМО УЧИТЫВАТЬ ОБА ФАКТОРА ОДНОВРЕМЕННО.

— В ХОДЕ $hPh \rightarrow SHPh$ ВАКУУМ АДРОННОЙ ФАЗЫ, ЗАПОЛНЕННЫЙ ГЛЮОННЫМИ И КИРАЛЬНЫМИ ($q\bar{q}$) КОНДЕНСАТАМИ, ТРАНСФОРМИРУЕТСЯ В "ПУСТОЙ" (ПЕРТУРБАТИВНЫЙ) ВАКУУМ СУБАДРОННОЙ ФАЗЫ. ПРИ ЭТОМ ВЫСОКОЕ ДАВЛЕНИЕ (УПРУГОСТЬ) ВАКУУМА ДОВОЛЬНО БЫСТРО ПАДАЕТ, И "ХОЛОДНАЯ" ЗВЕЗДА НАЧИНАЕТ СТРЕМИТЕЛЬНО КОЛЛАПСИРОВАТЬ В НОВЫЙ ВАКУУМ.

— ЕСЛИ МАССА ЗВЕЗДЫ ДОСТАТОЧНО ВЕЛИКА, ТО ЭТА ИМПЛОЗИЯ БУДЕТ РАЗОГРЕВАТЬ ЕЁ ЦЕНТРАЛЬНУЮ ЧАСТЬ ДО ТЕХ ПОР, ПОКА ТАМ НЕ ОБРАЗУЕТСЯ КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА С ТЕМПЕРАТУРОЙ ПОРЯДКА 100 MeV (ИЛИ ДАЖЕ ВЫШЕ), ДАВЛЕНИЕ КОТОРОЙ УЖЕ СПОСОБНО ПРОТИВОСТОЯТЬ ДАЛЬНЕЙШЕМУ ГРАВИТАЦИОННОМУ СЖАТИЮ (НАПОМНИМ, ЧТО НАИВЫСШИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ТИПИЧНЫЕ ДЛЯ ВЗРЫВОВ СВЕРХНОВЫХ, НИЖЕ, КАК МИНИМУМ, НА ПОРЯДОК). В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗНИКАЕТ "ОГНЕННАЯ СТЕНА", КОТОРАЯ МОЖЕТ ВОСПРЕПЯТСТВОВАТЬ ОКОНЧАТЕЛЬНОМУ СХЛОПЫВАНИЮ КОЛЛАПСИРУЮЩЕЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ В ЧЁРНУЮ ДЫРУ.

2 ДВА *INCOMPATIBLE* МЕХАНИЗМА РАЗВИТИЯ НЕСТАБИЛЬНОСТИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗДАХ

- ПЕРЕХОД $n\text{p}h \rightarrow sn\text{p}h$ В ЯДЕРНОЙ СРЕДЕ
- ОБРАЗОВАНИЕ ВН

КЛЮЧЕВОЙ ВОПРОС:

WHICH ONE COMES FIRST INTO OPERATION ?

2.1 ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ЯДЕРНОЙ СРЕДЕ

QCD HPh \iff QCD SHPh

\Downarrow

\Downarrow

$$P_{vac}^0 = -\varepsilon_{vac}^0 \simeq 5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^4 \iff P_{vac} = -\varepsilon_{vac} \rightarrow 0$$

\Downarrow

\Downarrow

$$P_{tot} \simeq P_{vac}^0 \text{ [rarefied gas]} \iff P_{tot} = P_{vac} + P_{part} \text{ of hadrons}$$

♣ **HARD SCENARIO:** РЕЗКИЙ ПЕРЕХОД
 В "ПУСТОЙ" ВАКУУМ ($P_{vac} = \varepsilon_{vac} \equiv 0$)

⇒ *chiral symmetry restores and current quarks (almost massless (u, d) - and ~ 150 -MeV s -quark) are emerged promptly as the neutrons crush down*

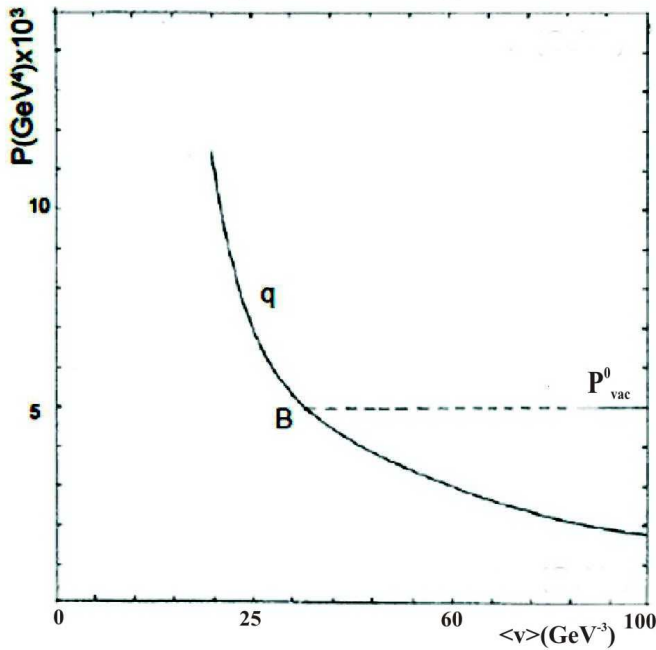


Рис. 1: Сопоставление давления непертурбативного вакуумного конденсата в NPh (горизонтальный отрезок vac/h) и давления вырожденного ("холодного") идеального газа токовых (u, d, s) кварков (кривая q). Когда плотность среды достигает критического значения, при котором нейтроны приходят в "соприкосновение друг с другом" и, стало быть, удельный объём освободившегося кварка уменьшается до $\langle v \rangle \simeq 100 \text{ GeV}^{-3}$, имеет место внушительный перепад давления между NPh- и SNPh-фазами - первое примерно в три раза больше второго.

⇒ дальнейшее "холодное" сжатие невозможно: прямо в точке фазового перехода начинается коллапс в новый ("пустой") вакуум, который приводит к резкому разогреву среды.

♣ *SOFT SCENARIO: ПЕРЕХОД NPh \longleftrightarrow SHPh "РАЗМАЗАН"*

$(P_{vac}^0 > P_{vac} = -\varepsilon_{vac} \rightarrow 0$ более или менее постепенно)

\implies *the neutrons crush down, to fragment into deconfined massive dynamical quarks (valons); then, both the valon masses and vacuum condensate pressure decrease along with the medium density increase; finally, the valons turn into the current quarks, vacuum condensate vanishes and the chiral symmetry restores*

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЁТА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ ε (ВООБРАЖАЕМОГО) ВЫРОЖДЕННОГО ГАЗА КВАРКОВ ПРИ $\varepsilon \geq |\varepsilon_{vac}^0|$

(if the steady state were ever accessible !!!):

$$\varepsilon = \frac{6N_f}{2\pi^2} \int_0^{p_F} dp p^2 \sqrt{p^2 + m^2(\varepsilon)}, \quad (1)$$

где $N_f = 3$ - число ароматов, фермиевский импульс $p_F = \left(\frac{\pi^2}{N_f \langle v \rangle}\right)^{1/3}$,

$$\varepsilon_{vac} \equiv -P_{vac} \simeq \varepsilon_{vac}^0 \exp[-a (\varepsilon/|\varepsilon_{vac}^0| - 1)] \quad (2)$$

и масса валона

$$m \simeq m_0 \exp[-a (\varepsilon/|\varepsilon_{vac}^0| - 1)], \quad (3)$$

где $m_0 \simeq \frac{1}{3}m_n \simeq 330$ MeV, и $a \sim 1$ (или больше) - свободный параметр, который описывает скорость разрушения вакуумного конденсата ($a \rightarrow \infty \implies$ жёсткий сценарий).

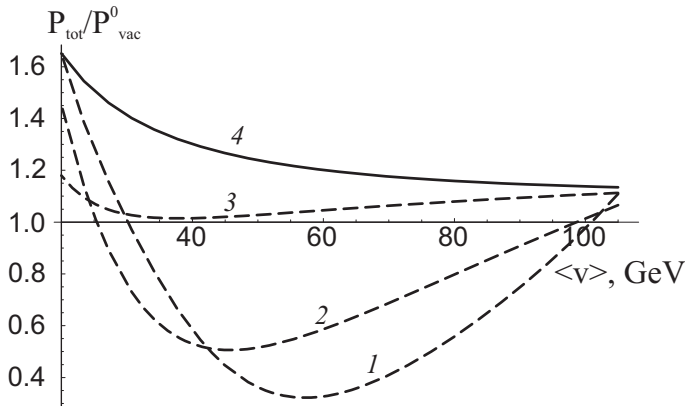


Рис. 2: ФОРМАЛЬНЫЕ решения для EoS "ХОЛОДНОЙ" (вырожденной) ядерной среды в случае мягкого сценария при различных скоростях фазового перехода ($HPh \rightarrow SHPh$). Кривые (1 - 4) отвечают режимам разрушения вакуумного конденсата $\varepsilon_{vac} \simeq \varepsilon_{vac}^0 \exp[-a(\varepsilon/|\varepsilon_{vac}^0| - 1)]$ (при $a = 1, 0.5, 0.1, 0.01$, соответственно).

Отсюда видно, что реализация устойчивого режима сжатия холодной ядерной среды ($dP_{tot}/d\langle v \rangle < 0$) крайне маловероятна: это было бы возможно, только если бы жесткость вакуумного конденсата была настолько велика, что он мог бы противостоять разрушению до тех пор, пока плотность энергии частиц не станет примерно на порядок больше (модуля) его собственной (кривая 3, $a = 0.1$).

Между тем, представляется несомненным, что существенное разрушение этого конденсата должно заведомо произойти уже тогда, когда обе плотности становятся одного порядка (нижняя кривая 1, $a = 1$) или даже раньше. Но тогда на некоторой стадии гравитационного сжатия обязательно выполнялось бы неравенство $dP_{tot}/d\langle v \rangle > 0$, которое сигнализирует о том, что в действительности холодная (вырожденная) среда становится нестабильной.

ДРУГИМИ СЛОВАМИ, ЭТА СРЕДА НЕИЗБЕЖНО НАГРЕВАЕТСЯ И СТАНОВИТСЯ НЕВЫРОЖДЕННОЙ.

\implies **NO WAY FOR "COLD"**

$HPh \rightarrow SHPh$ TRANSITION.

2.2 "КИПЯЩИЕ" NS ВМЕСТО "ХОЛОДНЫХ" ВН

Если масса звезды M_{NS} ненамного превышает верхний предел её устойчивости, то, возникнув в центре звезды, SPh разбухает, пока не установится промежуточное квази-равновесие между гравитационным сжатием и сопротивлением горячей кварк-глюонной плазмы (QGP). При этом существенно, что радиационный механизм охлаждения этой плазмы малоэффективен: в плотной нейтронной среде звезды "вязнут" даже нейтрино относительно невысокой (тепловой) энергии - время их диффузии наружу порядка десятков часов по сравнению с миллисекундами, в течение которых развивается фазовая неустойчивость. Для последующих оценок важно и то, что, в QGP $q\bar{q}$ -пары и глюоны преобладают над кварками - носителями изначального барионного заряда, так что барионный химпотенциал этой среды μ_B близок к нулю.

Если температура QGP равна T , то приближённое уравнение энергетического баланса имеет вид:

$$-AG \frac{M_{NS}^2}{R^2} dR \simeq 4\pi \sigma_{QGP} T^4 \left(1 + \frac{|\epsilon_{vac}^0| - \epsilon_n}{\sigma_{QGP} T^4}\right) r^2 dr, \quad (4)$$

где в левой части - работа гравитационного поля (M_{NS} и R - масса и радиус NS, а коэффициент $A \simeq 1$), а справа - энергия, закачанная в объём радиуса $r \ll R$, занимаемый QGP, и

$$\sigma_{QGP} = \frac{\pi^2}{30} \left(2 \times 8 + 2 \times 3 \times 2 \times 3 \times \frac{7}{8}\right)$$

- это обычный весовой фактор, учитывающий 3 кварковых аромата.

На "внешней стороне" границы раздела адронной и суб-адронной фаз плотность энергии компактно упакованных нейтронов достигает величины

$$\varepsilon_n \simeq |\varepsilon_{vac}^0| \quad (a \simeq 1, \text{ see above}) \quad (5)$$

и близка к полной плотности, поскольку вакуумный конденсат уже почти разрушен. В то же время, на внутренней стороне плотность энергии среды определяется EoS кварк-глюонной плазмы.

⇒ гидродинамическое равновесие (*fast process!*)
обязательно предполагает равенство этих двух плотностей:

$$|\varepsilon_{vac}^0| \simeq \sigma_{QGP} T^4 \quad (6)$$

$$\Rightarrow T \simeq 130 \text{ MeV}$$

Это означает, что квази-устойчивый режим можно достичь только ценой огромного температурного дисбаланса (*slow process!*): $\geq 100 \text{ MeV}$ по одну и $\leq 10 \text{ MeV}$ по другую сторону границы раздела фаз. Стоит отметить, что полученная таким образом оценка температуры QGP в центральной части звезды вполне сопоставима с результатами прямой МС-симуляции на решётке, согласно которой фазовый переход при $\mu_B = 0$ представляет собой кроссовер в температурном интервале $140 \text{ MeV} \leq T \leq 200 \text{ MeV}$.

Уравнение (5) указывает на то, что вторым членом в скобке в правой части уравнения (4) можно с хорошей точностью пренебречь

⇒ квази-устойчивое (гетерогенное) состояние NS большой массы "сконструировано" следующим образом:

$$G \frac{M_{NS}^2}{R} = \simeq \frac{4\pi}{3} \sigma_{QGP} T^4 r^3 + C, \quad (7)$$

где C определяется максимальной массой \overline{M}_{NS} ДЕЙСТВИТЕЛЬНО стабильной NS ("cold"NS, i.e., $r = 0$) :

$$C \simeq (0.5 \div 1) M_{\odot},$$

если $\overline{M}_{NS} \simeq (1.5 \div 2.5) M_{\odot}$ и $R \simeq (8 \div 10)$ km.

Конечно, корреляция (7) оправдана только при условии $r \ll R$.

В этом случае не исключена относительно спокойная эволюция NS: она должна сопровождаться мощными выбросами вещества и излучения, что приведёт к постепенному уменьшению массы звезды и прекратится только тогда, когда эта масса упадёт до верхней границы стабильности NS.

В противном случае (если M_{NS} слишком велика, так что r и R окажутся одного порядка), гидродинамически сбалансированное переходное состояние, вероятнее всего, вообще нереализуемо - представляется неизбежным развитие таких сильных возмущений, что они приведут к полной самоликвидации звезды.

ЭТОМУ, ОДНАКО, МОЖЕТ ПОМЕШАТЬ УПРЕЖДАЮЩЕЕ ОБРАЗОВАНИЕ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ.

Условие возникновения горизонта в "теле" компактной звезды:
 $\frac{2GM_g}{R_g} = 1$, или иначе

$$R_g \simeq \left[\frac{3}{8\pi G \langle \varepsilon_g \rangle} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где R_g и $\langle \varepsilon_g \rangle$ - радиус ВН и среднее значение её плотности. Минимальное значение R_g получаем из условия: $\langle \varepsilon_g \rangle \leq \varepsilon_n$, поскольку иначе рассмотренная выше фазовая неустойчивость наступит раньше

$\implies R_g \geq 12 \text{ km}$ или - ЧТО САМОЕ ГЛАВНОЕ -

$$M_g \geq 4 M_\odot$$

Отсюда видно, что максимальная масса (устойчивой) NS ($\simeq 2M_\odot$) и минимальная масса ВН ($\simeq 4M_\odot$) разделены весьма значимой щелью.

What is in between?

Если всё же представить себе, что промежуточная масса "огнедышащей" NS оказалась порядка $4 M_\odot$ (при этом горизонт мог бы замкнуться!), то, согласно уравнению (7), получилось бы $r \simeq R$, что исключает саму возможность поддержания квази-устойчивой конфигурации.

\implies НАРАЩИВАЯ МАССУ, NS НЕ МОЖЕТ
 "ПЕРЕПРЫГНУТЬ ПРОПАСТЬ",
 ОТДЕЛЯЮЩУЮ ЕЁ ОТ ВН, - "ПО ДОРОГЕ"
 ОНА ДОЛЖНА ПОЛНОСТЬЮ РАЗРУШИТЬСЯ.

3 *CONCLUSION*

IN ADDITION TO THE CONVENTIONAL INSTABILITY WITH RESPECT TO GRAVITATIONAL COLLAPSE, THE COMPACT STARS ARE IN FACE OF THE QCD-INDUCED MECHANISM OF INSTABILITIES, WHICH SEEM TO DEVELOP BEFORE, THUS MAKING RATHER IMPROBABLE THE VERY ACCESSIBILITY OF A BLACK HOLE CONFIGURATION AT THE END OF COLLAPSING STAR EVOLUTION.

REMARK:

IT IS DIFFICULT TO RESIST THE TEMPTATION OF SUGGESTING A CORRELATION BETWEEN THE INSTABILITY UNDER DISCUSSION AND POORLY UNDERSTOOD PATTERNS OF SOME HIGH ENERGY (YOUNG) GRBs - LIKE GRB 090423, 080916C, GRB 080319B ("NAKED EYE") etc.