ՀՍՍՌ
ԱԿԱԴԵՄԻԱ

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1 ДЕКАБРЬ, 1965 ВЫПУСК 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЗАМЕЧАНИЕ ПО ВОПРОСУ О ЧАСТОТЕ СВЕРХНОВЫХ

В статье Б. В. Кукаркина, публикуемой в настоящем номере „Астрофизики", поставлена очень важная проблема о различиях в частотах вспышек сверхновых у разных физических типов галактик. Его вывод о том, что галактики Sc (и особенно те из них, которые имеют высокую светимость) показывают высокую частоту вспышек, совершенно правилен и должен иметь глубокое космогоническое значение.

Следующие три факта еще более четко подчеркивают указанное Кукаркиным особое положение галактик Sc в отношении частоты вспышек сверхновых.

1. Если выделить из каталога Шапли и Эймс все галактики, имеющие гарвардскую видимую фотографическую величину $\leqslant 12.0$, которые вместе с тем находятся севернее склонения $\delta = -30^\circ$ и, наконец, по детальной классификации Вокулера принадлежат к одному из подразделений bc, c и cd (таким образом берется тип Sc с „окрестностями"), то получится совокупность, состоящая из 94 галактик. Назовем ее кратко совокупностью Sc 12.0.

Оказывается, что, согласно циркуляру № 8 Цвикки, относящемуся к открытиям сверхновых за 1964 и первую половину 1965 года, в четырех галактиках совокупности Sc 12.0 появились сверхновые. Это галактики NGC 3631 (Sc), 4303 (SBbc), 3938 (Sc), 4666 (Sc). Если допустить, что ни одна вспышка в галактиках этой совокупности за указанный срок не была пропущена, это дает для средней частоты вспышек на одну галактику совокупности 1/36 вспышек в год.

2. Из всех галактик, в которых наблюдались повторные вспышки, шесть принадлежат к совокупности Sc 12.0. При этом все пять галактик, показавших по три вспышки, входят в это число. Хотя для строгих статистических выводов наблюдений недостаточно, все же можно сказать, что если бы все галактики списка Sc 12.0 имели одну и ту же среднюю частоту вспышек, то, исходя из полученной выше частоты в одну вспышку за 36 лет, следует, что математическое ожидание числа галактик, в которых за четыре года произошло по две вспышки, должно равняться примерно половине. Между тем, по паре вспышек за последние четыре года усиленных наблюдений произошло в двух галактиках (NGC 3938 и 4303). Поэтому очень вероятно, что либо средняя частота превосходит полученное значение 1/36 вспышек/год, либо совокупность Sc 12.0 является все же разнородной в отношении значений частоты вспышек. По-видимому, здесь действуют обе причины.

3. В список Sc 12.0 входят как галактики-сверхгиганты, так и галактики более низкой светимости. Как указывает Кукаркин, у сверхгигантов средняя частота вспышек должна быть особенно велика.

С другой стороны, в список Sc 12.0 входит галактика умеренной светимости M 33 — член Местной системы. В высшей степени невероятно, чтобы можно было пропустить вспышку сверхновой в этой системе, если она случилась бы за последние 75 лет. В более слабой форме этот аргумент может быть использован и в отношении гиганта M 51. Это значит, что у Sc-галактик, не являющихся сверхгигантами, частота вспышек действительно мала. Это, вероятно, есть простое следствие относительной малочисленности звездного населения этих систем. Если принять, что сверхгиганты составляют половину взятой совокупности (завышенная оценка), для нижней границы частоты вспышек у сверхгигантов получается 1/18 в год, то есть почти такая же оценка, как у Б. В. Кукаркина.

Следует вместе с тем подчеркнуть, что его вывод имеет большое значение для понимания роли сверхновых в жизни галактик.

A note on the frequency of supernovae. The frequency of appearance of supernovae in a definite sample of Sc-galaxies is estimated. The result confirms the conclusions of the foregoing paper of B. V. Kukarkin.

20 сентября 1965
Бюраканская астрофизическая обсерватория

В. А. АМБАРЦУМЯН

ОБ УДАРНЫХ ВОЛНАХ В ГАЗОПЫЛЕВОЙ СРЕДЕ

При образовании ударных волн в газопылевой среде в ней происходит разделение газовой и пылевой компонент. Если на фронте ударной волны скорость газа изменяется скачком, то пылевые частицы почти не меняют свою скорость в пределах этого фронта [1]. В результате, непосредственно за фронтом ударной волны скорости газа и пыли оказываются различными и выравниваются лишь на некотором расстоянии от фронта. Структуру этой области выравнивания можно расчитать путем решения обычной системы гидродинамических уравнений с добавлением уравнения, описывающего изменение систематической скорости пылевой компоненты v под действием динамического давления потока газа

$$\frac{dv}{dt} = \frac{3\rho}{4a\xi}(u-v)^2, \tag{1}$$

где u и ρ — скорость и плотность газа, a — размер частиц пыли, ξ — плотность их вещества.

В дальнейшем, при оценках принимается $a = 10^{-5}$ *см*, $\xi = 1$ *г/см*^{3}. Например, в случае стационарной ударной волны в предположении, что радиус частиц не меняется со временем (то есть что они не разрушаются за фронтом волны или что нет адсорбции), система уравнений, описывающих структуру области выравнивания скоростей, будет иметь следующий вид (в системе координат, связанной с фронтом):

$$\begin{gathered} \rho u = \rho_0 u_0 \\ \delta v = \delta_0 u_0 \\ \rho u^2 + \delta v^2 + P = (\rho_0 + \delta_0)\, u_0^2 + P_0 \\ v\frac{dv}{dx} = -\frac{3\rho}{4a\xi}(u-v)^2. \end{gathered} \tag{2}$$

Здесь u_0 — скорость ударной волны, распространяющейся по неподвижному газу, ρ_0, δ_0 — невозмущенные плотности газа и пыли соответственно, P — давление.

Кроме того, система уравнений (2) должна быть дополнена уравнением сохранения потока энергии или условием высвечивания. При решении системы (2) следует считать, что сразу за фронтом ударной волны скорость газа определена его сжатием в ударной волне (например, $u = 1/4\, u_0$, если нет высвечивания) в то время как скорость пыли по-прежнему есть u_0. Во многих случаях (в частности, при исследовании ударных волн с высвечиванием) решение (2) может быть записано в квадратурах. В частности, если относительная плотность пыли мала ($\delta_0 \ll \rho_0$), приближенное решение (2) элементарно. После выравнивания скоростей пыль и газ будут двигаться относительно фронта ударной волны с одинаковой скоростью

$$v_\infty = u_\infty \approx u_1 \left[1 + \frac{\delta_0}{\rho_0} \cdot \frac{u_1^2}{c_1^2 - u_1^2} \right], \tag{3}$$

а зависимость скорости пыли от расстояния до фронта волны определяется уравнением

$$(v - u_\infty)^{-1} - (u_0 - u_\infty)^{-1} = \frac{3\rho_1}{4a\xi} x. \tag{4}$$

Здесь индексом „1“ обозначены значения параметров газа за фронтом ударной волны для случая полного отсутствия пыли ($\delta_0 = 0$), c_1 — скорость звука за фронтом ударной волны. Численное значение характерного масштаба области выравнивания скоростей $\frac{4a\xi}{3\rho_1} \approx 10^{17}$ *см* при $\rho_1 \approx 10^{-22}$ *г/см³*.

Полученный результат означает, что при различных течениях газопылевой среды пыль движется вместе с газом, если характерный масштаб течений $L \gg \frac{4a\xi}{3\rho}$. В противном случае может произойти полное разделение газа и пыли.

Подобным образом можно сформулировать уравнения и для нестационарного движения. В общем случае нетрудно также учесть и изменение размеров частиц при их разрушении за фронтом ударной волны.

Здесь, вместо отдельных уравнений непрерывности для массы газа и пыли, следует писать одно уравнение для сохранения числа пылевых частиц, если предположить, что не происходит образования новых центров конденсации или разрушаемые частицы не исчезают полностью. Как обычно, нестационарные задачи и в этом случае удобнее исследовать методом автомодельных решений. Если считать, что скорости роста пылинок со временем не меняются (то есть $\frac{da}{dt} = \text{const}$), то в автомодельной задаче, где одним из определяющих параметров является скорость движения газа, при этом не появится новых размерных параметров.

On shock-waves in gas-dust medium. The important feature of the dynamics of dust in shock-waves is considered. The dependence of the ordering velocity of particles from the distance from the shock-wave front is found. The possibility of study of the nonsteady shock-waves containing growing dust particles is pointed out.

10 ноября
Астрофизический институт
АН КазССР

Е. Я. ГИДАЛЕВИЧ
С. А. КАПЛАН

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е. Я. Гидалевич*, Астрон. ж., **42**, 932, 1965.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ПРИБЛИЖЕННОГО РАСЧЕТА СВЕРХПЛОТНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Параметры сферически-симметрических сверхплотных холодных конфигураций по теории Эйнштейна определяются уравнениями [1]

$$\frac{du}{dr} = 4\pi r^2 \rho,$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{P+\rho}{r(r-2u)}(4\pi r^3 P + u), \tag{1}$$

$$u(0) = 0, \quad \rho(0) = \rho_c.$$

Здесь $u(r)$ — масса в сфере радиуса r (если R — радиус звезды, то $M = u(R)$ — масса звезды).

Уравнения (1) были проинтегрированы для вариантов идеального и реального газов барионов для различных значений центральной плотности. Было показано [2—5], что все параметры конфигураций определяются однозначно значением центральной плотности. Ввиду сложности уравнений интегрирование было выполнено численно, как правило, на машинах. Цель настоящей заметки — показать, что имеется определенная возможность приближенного полуаналитического интегрирования. Предлагаемый метод по сравнению с методом Рунге-Кутта значительно облегчает расчеты, что существенно, если последние проводятся вручную. Этот метод может оказаться полезным при предварительных исследованиях подобных задач перед сдачей на расчеты на машине.

Основная идея метода состоит в апроксимации $P(\rho)$ полиномом $c_0 + c_1\rho + c_2\rho^2$. Так, для примера, рассмотрим конфигурации, состоящие из идеального газа нейтронов. Как известно, в этом случае уравнение состояния $\left(\text{в системе единиц } k = c = 1,\ \frac{m_n^4 c^5}{32\pi^2 h^3} = \frac{1}{4\pi}\right)$ имеет вид

$$\rho = \frac{1}{4\pi}(\operatorname{sh} t - t),$$
$$P = \frac{1}{12\pi}\left(\operatorname{sh} t - 8\operatorname{sh}\frac{t}{2} + 3t\right). \tag{2}$$

Параметр $t(r) = 4\operatorname{arsh} p(r)/m_n$, где m_n — масса, а $p(r)$ — граничный импульс нейтронов. Из условия $t(r) = 0$ определяется радиус звезды. Разобьем всю область изменения плотности ρ на отрезки, и на каждом из них истинную зависимость (2) апроксимируем квадратичной формой

$$P = c_0 + c_1\rho + c_2\rho^2. \tag{3}$$

Ищем решение дифференциальных уравнений (1) в виде

$$u(r) = u(r_0) + b_1 h + b_2 h^2,$$
$$\rho(r) = \rho(r_0) + a_1 h + a_2 h^2, \tag{4}$$
$$h = r - r_0.$$

Подставляя (4) в систему уравнений (1), получаем

$$b_1 = 4\pi r_0^2 \rho_0$$
$$a_1 = -\frac{(P_0 + \rho_0)(4\pi r_0^3 P_0 + u_0)}{r_0(r_0 - 2u_0)(c_1 + 2c_2\rho_0)}$$
$$b_2 = 2\pi(2r_0\rho_0 + a_1 r_0^2) \tag{5}$$
$$a_2 = -\frac{c_2 a_1^2}{c_1 + 2c_2\rho_0} - \frac{a_1(r_0 - u_0 - b_1\rho_1)}{r_0(r_0 - 2u_0)} -$$
$$-\frac{(P_0 + \rho_0)(4\pi r_0^3 a_1 + 12\pi r_0^2 P_0 + b_1) + a_1(1 + c_1 + 2c_2\rho_0)(4\pi r_0^3 P_0 + u_0)}{2r_0(r_0 - 2u_0)(c_1 + 2c_2\rho_0)}$$

Здесь $\rho_0 = \rho(r_0)$, $u_0 = u(r_0)$, $P_0 = P(\rho_0)$ — значения функций в точке r_0. Зная $u(0)$ и $\rho(0)$, из системы (4) находим $u(h)$ и $\rho(h)$. Подставляя эти значения в правую часть (4), находим $u(2h)$, $\rho(2h)$ и так продолжаем до тех пор, пока $u(r)$ не достигнет насыщения. Это значение $r = R$ и будет представлять собой радиус звезды, а $u(R)$ — массу звезды.

В качестве иллюстраций были расчитаны конфигурации с $t(0) = 1, 2, 3, 4, 7$, чему соответствуют значения центральной плотности

$\rho(0) = 1.4 \cdot 10^{-2}$, 0.13, 0.56, 1.86, 43.1 (значение $\rho = 1$ соответствует $2 \cdot 10^{15}$ *г/см*^{3}). Результаты расчетов совпали с результатами интегрирования, проведенного в Вычислительном центре с погрешностью, не превышающей 8% в массе и 2% в радиусе звезды. Основная часть этой погрешности обусловлена апроксимацией (3), сделанной с точностью до 5%. При желании, конечно, можно было бы добиться большей точности.

В заключение выражаем благодарность Г. С. Саакяну за постановку задачи.

On a method of approximate computation of superdense configurations. A simple method of numerical integration of equilibrium equation for superdense degenerated configurations has been suggested.

22 октября 1965
Бюраканская астрофизическая обсерватория

Э. В. ЧУБАРЯН
М. А МНАЦАКАНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
2. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., **38** 1016, 1961.
3. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрофизика, **1**, 7, 1965.
4. *Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян*, Астрон. ж., **41**, 193, 1964.
5. *Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян*, Сообщ. Бюр. обс., **34**, 99, 1963.

ГИПОТЕЗА КВАРКОВЫХ ЗВЕЗД

Попытки систематики элементарных частиц и их сведения к немногим объектам привели к гипотезе суб-частиц „кварков" [1], из которых предполагаются построенными все сильно взаимодействующие гадроны, то есть мезоны, барионы и их резононы. Кварки должны обладать дробным барионным и электрическим зарядами и массой, значительно превышающей барионную. Кварки могут являться реальными частицами, по ряду причин трудно наблюдаемыми. В ряде отношений близкая гипотеза о „трионах"—суб-частицах целого заряда также требует их значительной массы. Заманчиво искать кварки (или трионы, которые специально оговариваться не будут) в условиях астрономических сверхплотных конфигураций, в частности, в условиях, при которых обычные частицы теряют свою индивидуальность и материал, из которого образуются нуклеоны, может оказаться кварковым полем.

Как известно, при сжатии звезды после образования вырожденного электронного газа происходит „вдавливание" электронов в протоны, развал ядер и переход к нейтронной звезде; при дальнейшем сжатии более выгодным оказывается переход к вырожденному гиперонному ферми-газу [2]. Естественно предполагать, что выгодным окажется переход к еще более тяжелым барионным резононам, и наконец, гипотетическим суб-частицам: кваркам и т. д.

Переход к кваркам соответствует сильному внутреннему возбуждению барионов, приводящему в конце концов к их развалу на фундаментальные суб-частицы.

Проанализируем условия перехода барионной звезды, как предшествовавшей конфигурации, в кварковую, пренебрегая температурой. Обозначим через B, Q_1, Q_2, Q_3 барион и кварки. Распад

$$B \to Q_1 + Q_2 + Q_3 \tag{1}$$

возможен при наличии у бариона кинетической энергии

$$U_k > \Delta mc^2, \quad \Delta mc^2 = (\alpha - 1)\, mc^2, \tag{2}$$

где Δm — дефект массы в (1), m — масса бариона; массы кварков соответственно будут

$$m_j = \alpha_j m \ (j = 1,\ 2,\ 3), \quad \Sigma\alpha_j m = \alpha m, \ \alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 \gg 1. \tag{3}$$

Для барионного вырожденного газа условие возможности (1) имеет вид

$$U_{\max} = \frac{a_q}{m} n_0^q > (\alpha - 1)\, mc^2; \quad n_0 > \{(\alpha - 1)\, m^2c^2a_q^{-1}\}^{1/q}$$
$$q = {}^1/_3,\ {}^2/_3; \quad a_{2/3} = \frac{1}{8}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} h^2 \approx 5\cdot 10^{-54}; \quad a_{1/3} = \frac{1}{2}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} hcm, \tag{4}$$

где n_0 — плотность барионов, $q = {}^2/_3$ для нерелятивистского и $q = {}^1/_3$ для ультрарелятивистского газа. Как показывают оценки, реакция (1) может протекать только при очень высоких плотностях, ввиду чего для простоты ограничимся ультра-релятивистским случаем. Хотя в условиях сверхплотных конфигураций мы имели дело с системой, состоящей из всех сортов барионов и их резононов, с соответствующими концентрациями, однако ввиду сложности ее рассмотрения аппроксимируем ее одним барионным газом, с некоторой средней приведенной массой $m = \gamma m_0$, где m_0 — масса нуклона, а γ — множитель порядка $1 < \gamma < 10$. Тогда имеем

$$n_0 > \{\gamma(\alpha - 1)\}^3\, 10^{40}\ см^{-3} \qquad a_{1/3} = \gamma\cdot 1.7\cdot 10^{-40}. \tag{5}$$

При этом равновесная плотность кварков определится из равенства Фермиевских граничных энергий барионов и трех кварков.

Рассматривая барионы как ультрарелятивистские, а кварки как нерелятивистские, условие равновесия запишем в виде

$$a_{1/3} n_B^{1/3} = \frac{9}{\alpha} a_{2/3} n_Q^{2/3} + \alpha m^2 c^2. \tag{6}$$

В случае, когда и кварки являются ультрарелятивистскими, имеем

$$\frac{n_B}{n_0} \approx 9/\alpha \lesssim 1. \tag{6.1}$$

Столь высокая плотность, определенная неравенством (5), необходимая для реакции (1), может быть, по-видимому, достигнута, например, в недрах некоторых барионных звезд. Однако, по современным представлениям, звезда столь высокой центральной плотности будет находиться в квазистационарном состоянии [3].

Барионная звезда с исходной массой $M = N_0 m$ при переходе N_1-барионов в кварки перерабатывает в массы кварков кинетическую энергию $E = N_1 (\alpha - 1) mc^2$, причем уменьшение давления будет $\Delta P \approx n_Q \Delta mc^2$, где n_Q — плотность кварков одного сорта. Так как при переходе n_1-барионов, из n_0 находящихся в единице объема, в кварки, гравитационная энергия системы не меняется, то подобный переход приводит к дальнейшему сжатию звезды.

Допустим теперь, что существует звездная конфигурация с массой $M_0 = (N_Q \alpha + N_B) m$, где αm — масса трех кварков, N_Q — полное число кварков одного сорта, N_B — полное число барионов (пренебрегая гравитационным дефектом массы). Ввиду возможности локальных флуктуаций плотности такая конфигурация не будет устойчивой. Благодаря флуктуации плотности в относительно небольшом объеме ΔV, плотность барионов может стать меньше, чем определенная неравенством (5). Тогда процесс становится односторонним и начинается переход кварков в барионы с выделением огромной кинетической энергии $E \approx N_Q (\alpha - 1) mc^2$, где N_Q — число кварков в ΔV. Это создает перепад в давлении $\approx E \Delta V$ и приведет к дальнейшему расширению области флуктуации плотности, так что локальные флуктуации плотности со временем могут расшириться неограниченно. Выделяемая при этом полная кинетическая энергия

$$\bar{\varepsilon} = (\alpha - 1) N_Q mc^2 = 6 (\alpha - 1) \left[1 - \frac{N_B}{N_B + N_Q}\right] \frac{GM^2}{R_g}, \quad R_g = \frac{2GM}{c^2}, \tag{7}$$

где $M = (N^B + N_Q) m$ — масса звезды с исходной массой $(M_B + \alpha N_Q) m$, после перехода всех кварков обратно в барионы, R_g — гравитационный радиус. При этом выделяемая кинетическая энергия

$$\bar{\varepsilon} \geqslant \frac{GM^2}{R_g}$$

достаточна для того, чтобы конфигурацию с массой M, находящуюся в состоянии, близком к гравитационному радиусу, расширить в принципе до неограниченных размеров. Если при этом превращение кварковой звезды в барионную пройдет достаточно быстро, то расширение будет носить характер взрыва. Конечно, в кварковой звезде, полученной путем сжатия, флуктуации не могут привести обратно к барионной звезде, однако в кварковой конфигурации, образовавшейся вначале по каким-либо причинам, флуктуации, по-видимому, могут дать начало взрыву.

Не исключено, что в центральных областях некоторых новейших астрономических объектов, выделяющих огромные энергии (квазизвезды, взрывные галактики), играют роль процессы с участием кварков (или других суб-частиц). Конфигурации типа кварковых могут оказаться полезными для анализа сверхплотных предзвездных состояний, предполагаемых В. А. Амбарцумяном, или для анализа первоначального состояния всей расширяющейся Вселенной.

Приятным долгом является благодарность В. А. Амбарцумяну и Г. С. Саакяну за ценные замечания.

Hypothesis of quark stars. At very high pressures after passing through configurations of electron, neutron, general baryon degenerate gases, a stellar body has the possibility to build a central region consisting of (hypothetical) massive sub-particles: quarks. On the other hand an eventually existing great stellar quark configuration can be transformed into baryonic stellar body in an explosive manner due to local fluctuations.

17 июля 1965
Физический факультет
Московского университета

Д. Д. ИВАНЕНКО
Д. Ф. КУРДГЕЛАИДЗЕ

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Gell-Maan*, Phys. Rev. Lett., **8**, 214, 1964; *Zweig*, Preprint CERN, 1964.
2. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., **37**, 193, 1960.
3. *Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян, Э. В. Чубарян*, Тезисы II сов. грав. конференции, стр. 205, изд. Университета, Тбилиси, 1965.
4. *Я. Б. Зельдович*, ЖЭТФ, **42**, 1667, 1964.