

## АТМОСФЕРА НЕВРАЩАЮЩИХСЯ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

Г. С. СААКЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 29 февраля 1972

Для горячих барионных звезд предложена модель атмосферы, состоящая из протонно-электронного газа и излучения. При светимостях  $L \approx 1.3 \cdot 10^{38}$  эрг/сек  $M = M_{\odot}$ ,  $R \approx 10$  км и поверхностная температура  $T_R \approx 2 \cdot 10^7$  °К) получается достаточно протяженная атмосфера: у поверхности звезды плотность частиц  $n \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а на расстоянии  $10^3$  км  $n \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Такая атмосфера, по-видимому, существует у пульсаров.

1. За последние десять лет была проделана большая работа в области теории сверхплотных небесных тел [1, 2]. Были исследованы свойства вещества при чрезвычайно больших плотностях, рассчитаны параметры звездных конфигураций, состоящих из вырожденной электронно-ядерной плазмы и вырожденного барионного газа. Конфигурация с центральной плотностью порядка ядерной в основном состоит из вырожденного барионного газа (нуклоны, гипероны) со сравнительно небольшой примесью лептонов (электроны и отрицательные мюоны), необходимой для обеспечения стабильности первых. Именно по этой причине, взамен традиционного названия нейтронной звезды, для подобных небесных тел мы считаем целесообразным употребить название барионной звезды, как более правильно отражающее физическое содержание этих объектов.

В центральной части звезды, заполненной барионным газом и называемой барионным ядром, сосредоточена значительная часть массы. В слое, где плотность массы находится в интервале  $3 \cdot 10^{11} < \rho < 2 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$ , вещество состоит из свободных нейтронов, атомных ядер и электронов („Аеп“-фаза вещества). Масса и толщина его

малы по сравнению с массой и толщиной барионного ядра. В оболочке звезды, где  $\rho \leq 3 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$ , вещество состоит из атомных ядер и свободного вырожденного электронного газа. Масса и толщина оболочки также малы по сравнению с соответствующими величинами барионного ядра. Разумеется, описанная выше картина имеет место, когда центральная плотность выше ядерной. При плотностях  $3 \cdot 10^{11} + 2 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$  мы будем иметь звезду с центральным массивным ядром, состоящим из нейтронов, ядер и электронов, а при  $\rho \leq 3 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$  — конфигурации белых карликов.

В численных расчетах характеристик барионных конфигураций было установлено, что у поверхности плотность массы быстро падает на несколько порядков на расстоянии порядка сантиметров, т. е. они обладают резко выраженной границей. Таким образом, складывается впечатление, что барионные звезды лишены сколько-нибудь заметной атмосферы. С другой стороны, пульсары, которые, как известно, отождествлены с барионными звездами, очевидно, должны обладать богатой атмосферой с толщиной, превышающей их радиус (без этого трудно представить те сложные физические явления, которые разыгрываются в пространстве вокруг звезды при распространении электромагнитных волн). В настоящей статье мы преследуем цель разрешить эту неувязку.

2. Прежде чем приступить к исследованию вопроса атмосферы, отметим некоторые важные свойства вещества оболочки. Здесь, в неустойчивом состоянии вырожденной  $Ae$ -плазмы, массовое число  $A$  и заряд  $eZ$  ядер являются функцией плотности, а именно, у поверхности мы имеем ядра с параметрами  $A = 56$ ,  $Z = 26$  (железо), а в конце этой фазы —  $A = 122$ ,  $Z = 39$ . Наличие легких ядер исключено, если звезда просуществовала достаточно долго после своего образования. Ниже предполагается именно такой химический состав вещества оболочки, в которой нет легких ядер.

Исходя из простых соображений, легко убедиться, что если на поверхности не изменять химический состав вещества и предположить непрерывное падение плотности, то действительно эти тела должны обладать резкой границей. Это непосредственно следует из барометрической формулы

$$n_A(x) = n_A(0) e^{-\frac{x}{l}}, \quad (1)$$

где  $n_A(0)$  — плотность ядер на некоторой небольшой глубине у самой

поверхности,  $x$  — высота слоя,  $l$  — характерное расстояние, на котором плотность испытывает существенное изменение

$$l = \frac{R^2 k T}{G m_A M} = 0.11 \frac{M_\odot R_0^2}{M} T_1. \quad (2)$$

Здесь  $M$  и  $R$  — масса и радиус звезды,  $R_0 = 10^{-6} R$ ,  $T$  — температура,  $T_1 = 10^{-7} T$ ,  $k$  — постоянная Больцмана. Как видим, эффективная толщина поверхностного слоя оказывается порядка одного миллиметра (на расстоянии  $x = 5$  см плотность уменьшается в  $10^{20}$  раз), если считать  $M/M_\odot \approx R_0 \approx T_1 \approx 1$  (что является разумным). В случае водородной оболочки  $l$  может достигать нескольких сот метров, и применение формулы (1), строго говоря, не корректно, вследствие заметного изменения температуры вдоль этого слоя.

Можно построить модели атмосфер барионных конфигураций для различных химических составов. Здесь будет рассмотрена модель плазменной атмосферы, состоящей из протонов, электронов и электромагнитного излучения. В отсутствие вращения мы имеем следующие уравнения для атмосферы:

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GM}{r^2} \rho, \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\chi L}{16\pi ac} \frac{\rho}{r^2 T^3}, \quad (4)$$

$r$  — расстояние от центра звезды,  $M$  — масса,  $L$  — светимость,  $a$  — постоянная Стефана-Больцмана,  $\chi = 0.38$  — непрозрачность, обусловленная томсоновским рассеянием излучения,  $P$  — давление,  $\rho$  — плотность массы,

$$P = 2knT + \frac{1}{3}aT^4, \quad (5)$$

$$\rho = m_p n + \frac{a}{c^3} T^4.$$

Плазма предполагается квазинейтральной,  $n_e \approx n_p \equiv n$ . Мы предполагаем  $T \lesssim 10^7$ , что дает возможность не учитывать нейтринный канал потерь энергии.

Разделим уравнение (3) на (4)

$$\frac{dP}{dT} = \frac{16\pi acG}{3\chi} \frac{M}{L} T^3. \quad (6)$$

Интегрируем это уравнение, предполагая, что в атмосфере нет источ-



ников энергии, т. е.  $L = \text{const}$  и изменение, вносимое атмосферой в массу звезды, очень мало

$$P = \frac{4\pi acG}{3\chi} \frac{M}{L} T^4 + C,$$

где  $C$  — постоянная интегрирования. Из очевидного требования равенства нулю давления при  $T = 0$  следует, что  $C = 0$ . Итак,

$$P = \frac{4\pi acG}{3\chi} \frac{M}{L} T^4. \quad (7)$$

Сравнивая выражения давления в формулах (5) и (7), можно определить зависимость плотности частиц в плазме от температуры:

$$n = \frac{ae}{6k} T^3, \quad (8)$$

где введено обозначение

$$e = \frac{L_m M}{LM_\odot} - 1, \quad L_m = \frac{4\pi GM_\odot c}{\chi} = 1.32 \cdot 10^{38} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}. \quad (9)$$

Теперь определим зависимость температуры от расстояния. Для полной плотности массы имеем

$$\rho = \frac{am_p e}{6k} T^3 + \frac{a}{c^2} T^4. \quad (10)$$

Подставим это выражение  $\rho$  в уравнение (4),

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{c_1 + c_2 T}{r^2}, \quad (11)$$

где

$$c_1 = \frac{\chi m_p e L}{32 \pi c k} = 1.54 \cdot 10^{-21} e L, \quad (12)$$

$$c_2 = \frac{3\chi L}{16 \pi c^3} = 8.39 \cdot 10^{-34} L.$$

Проинтегрируем уравнение (11) и потребуем непрерывность температуры на поверхности звезды,

$$T(r) = \left( T_R + \frac{c_1}{c_2} \right) \exp \left[ - \frac{c_2}{R} \left( 1 - \frac{R}{r} \right) \right] - \frac{c_1}{c_2}, \quad (13)$$

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{m_p c^2}{k} \frac{e}{6} = 1.82 \cdot 10^{13} e. \quad (14)$$

Из (8) следует, что параметр  $\varepsilon$  может иметь только положительные значения. Потребовав выполнения условия  $\varepsilon \geq 0$ , из (9) получим

$$L \leq \frac{M}{M_{\odot}} L_m = 1.32 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (15)$$

Этот результат означает, что для каждой барионной звезды с заданной массой существует максимальное значение светимости  $ML_m/M_{\odot}$ . Ниже мы снова вернемся к этому вопросу.

Для всех барионных конфигураций отношение  $c_2/R$  является малой величиной

$$\frac{c_2}{R} = \frac{3\chi L}{16\pi c^3 R} = 8.39 \cdot 10^{-40} \frac{L}{R_6} \ll 1. \quad (16)$$

Это обстоятельство позволяет в (13) экспоненту разложить в ряд. Оставляя первые два члена разложения, получаем

$$T(r) = T_R \left[ 1 - c_2 \left( 1 - \frac{R}{r} \right) \right], \quad (17)$$

где

$$c_2 = \frac{c_2}{RT_R} \left( T_R + \frac{c_1}{c_2} \right). \quad (18)$$

Подставляя (17) в (8), находим зависимость плотности частиц от  $r$

$$n(r) = n_R \left[ 1 - c_2 \left( 1 - \frac{R}{r} \right) \right]^3, \quad (19)$$

где  $n_R$  — плотность протонов (электронов) на дне атмосферы

$$n_R = \frac{a\varepsilon}{6k} T_R^3 = 9.14 \cdot 10^{21} \varepsilon T_7^3(R). \quad (20)$$

Решения (17) и (19) ранее были получены в работе [11], в связи с исследованием вопроса медленного истечения вещества атмосферы у звезд с массами  $M > 10 M_{\odot}$ .

3. Из (19) для толщины атмосферы  $l = R_1 - R$  ( $R_1$  — расстояние, на котором плотность обращается в нуль, или можно сказать  $n(R_0)/n_R \ll 1$ ) имеем

$$l = \frac{R}{c_2 - 1}. \quad (21)$$

Определим отношение плотностей энергий излучения и вещества

$$\frac{p_r}{c^3 p_m} = \frac{aT^4}{m_p n c^2} = \frac{6k}{m_p c^2} \frac{T(r)}{\varepsilon} = 5.5 \cdot 10^{-6} \frac{T_7}{\varepsilon}. \quad (22)$$

Ниже будет показано, что наименьшее значение параметра  $\varepsilon$  равно  $5 \cdot 10^{-5} T_1(R) R_0$ , следовательно  $\rho_r / (c^3 \rho_m) \leq 0.1$ , т. е. в атмосфере барийной звезды везде  $\rho_r \ll c^3 \rho_m$ . Отношение давлений равно

$$\frac{P_m}{P_r} = \frac{2knT}{aT^4/3} = \varepsilon. \quad (23)$$

Таким образом, вдоль атмосферы отношение давлений вещества и излучения постоянно и равно  $\varepsilon$ . При  $L < L_m \approx 1.32 \cdot 10^{38}$  давление вещества больше давления излучения, а при  $L \approx L_m$  решающим является давление излучения.

Определим массу атмосферы

$$M_{\text{ат.}} = 4\pi m_p \int_R^{R_1} n(r) r^2 dr, \quad (24)$$

где  $R_1 = R + l$  — наружный радиус; массой, обусловленной излучением, мы пренебрегли. Подставляя сюда выражение  $n(r)$  из (19) и интегрируя, находим

$$M_{\text{ат.}} = \frac{2\pi m_p a \varepsilon}{3k} R^3 T_R^3 \left( c_3^3 \ln \frac{c_3}{c_3 - 1} - c_3^2 - \frac{1}{2} c_3 - \frac{1}{3} \right), \quad (25)$$

$$\frac{2\pi m_p a}{3k} R^3 T_R^3 = 1.92 \cdot 10^{17} R_0^3 T_7^3.$$

Таким образом, задача атмосферы решена: структура атмосферы зависит от трех параметров, а именно: массы  $M$ , радиуса  $R$  и светимости  $L$  (поверхностная температура  $T_R$  является функцией светимости).

Рассмотрим структуру атмосферы для различных значений светимости или эквивалентного ей параметра  $\varepsilon$ . Из (21) видно, что  $c_3 \gg 1$ , при  $c_3 < 1$  найденные внешние решения не имеют физического смысла. Учитывая (14) и (18), легко показать, что при допустимых значениях параметра  $c_3$  всегда  $T_R \ll c_1/c_2$  (случай  $T_R > c_1/c_2$  приводит к результату  $c_3 = c_2/R < 1$ ) и, следовательно,

$$c_3 = \frac{c_1}{R T_R} = 1.54 \cdot 10^{-34} \frac{\varepsilon L}{T_7 R_0} =$$

$$= \begin{cases} 2.03 \cdot 10^4 \frac{M}{M_\odot T_7 R_0}, & \text{при } L \ll L_m, \varepsilon \gg 1 \\ 2.03 \cdot 10^4 \frac{\varepsilon}{T_7 R_0}, & \text{при } L \approx L_m, \varepsilon \lesssim 1. \end{cases} \quad (26)$$



Отсюда видно, что при  $\varepsilon \gg 1$  ( $P_m \gg P_r$  — случай „холодных“ конфигураций) параметр  $c_3$  также велик и не зависит от значения светимости. В этом случае толщина атмосферы намного меньше радиуса звезды:

$$l = \frac{R}{c_3} \approx 50 \frac{M_\odot}{M} R_g^2 T_1 \text{ см.} \quad (27)$$

Если  $M/M_\odot \sim T_1 \sim R_g \sim 1$ , толщина атмосферы порядка 50 см. Согласно (25), при  $c_3 \gg 1$  масса равна величине

$$M_{\text{ат.}} = \frac{16\pi}{3\gamma} R^2 = 4.4 \cdot 10^{13} R_g^2, \quad (28)$$

которая очень мала по сравнению с массой звезды. При получении этой формулы было принято  $L = \pi a c R^2 T_R^4$ .

Обсудим теперь случай больших светимостей  $L \approx L_m$ . Правильное представление о них можно составить на примере предельного случая  $c_3 = 1$ ,  $\varepsilon \approx 5 \cdot 10^{-5} T_1 R_g$ . Как видно из (17) и (19), для такой звезды

$$T(r) = T_R \frac{R}{r}; \quad n(r) = n_R \frac{R^3}{r^3}. \quad (29)$$

Поверхностная температура в этом случае приблизительно равна  $T_1 \approx 2$ . У поверхности мы имеем

$$n_R = 9.14 \cdot 10^{31} \varepsilon T_1^3 \approx 4.5 \cdot 10^{17} R_g T_1^4 \approx 7.2 \cdot 10^{18} \quad (30)$$

(предполагается  $R_g \approx 1$ ;  $T_1 \approx 2$ ), а на расстоянии  $R_g = 100$  плотность частиц равна  $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Именно такая атмосфера и светимость  $L \approx 10^{35} \text{ эрг/сек}$  предполагаются для молодых пульсаров [3—5]. Не следует, конечно, думать, что атмосфера максимально яркой барионной звезды простирается до бесконечности. За радиус атмосферы естественно принять то расстояние  $R_1$ , где плотность падает до значения  $1.02 \cdot 10^{-24} \text{ г см}^{-3}$  [5], имеющегося в межзвездном пространстве. Если  $R_g \sim 1$  и  $T_1 \sim 2$ , такая оценка приводит к результату

$$R_1 = R (1.64 n_R)^{1/3} \approx 9.04 \cdot 10^{11} (R_g T_1)^{4/3} \approx 2.3 \cdot 10^{11} \text{ см.} \quad (31)$$

Посмотрим, какова масса атмосферы.

$$M_{\text{ат.}} = 4\pi R^3 m_p n_R \ln \frac{R_1}{R} \approx 48 \pi R^3 m_p n_R \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ г.} \quad (32)$$

Несколько слов о звездах, соответствующих промежуточному интервалу  $5 \cdot 10^{-5} T_7 R_6 < \varepsilon \leq 1$ . Заменив в (26)  $L$  на  $L_m M/M_\odot$ , получим

$$c_2 = 1.54 \cdot 10^{-34} \frac{\varepsilon L_m M}{R_6 T_7 M_\odot} = 2 \cdot 10^4 \frac{\varepsilon}{T_7 R_6} \frac{M}{M_\odot}.$$

Тогда, в соответствии с (21), при  $T_7 \approx 1$ ,  $M \approx M_\odot$ ,  $R_6 \approx 1$  имеем

$$l \approx \frac{10^6}{2 \cdot 10^4 \varepsilon - 1}. \quad (33)$$

Когда  $\varepsilon \geq 1$ , получаем  $l \sim 50/\varepsilon$ , а при  $\varepsilon = 10^{-1}$ ,  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ , соответственно,  $l = 5$  м, 50 м, 0.5 км, 5 км. При дальнейшем уменьшении  $\varepsilon$  излучение сильно увеличивает размеры атмосферы до размеров  $l \approx 2 \cdot 10^6$  км, когда  $\varepsilon \rightarrow 5 \cdot 10^{-5}$ .

Одной из важных характеристик атмосферы звезды является ее оптическая толщина

$$\tau = \int_R^\infty \chi_p dr = \chi_{m_p} \int_R^\infty n(r) dr.$$

Учитывая (29), для конфигураций с предельно большим значением светимости  $L = L_m M/M_\odot$  получаем

$$\tau = \frac{2}{3} \frac{a \chi R^2}{GM} T_R^4 = 0.144 R_6^2 T_7^4 (R) \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{-1}. \quad (34)$$

В табл. 1 приведены значения оптических толщин шести барионных конфигураций, принадлежащих устойчивой ветви кривой  $M(\eta)$  (здесь  $\eta = \arctg \lg \rho_c/\rho_1$ ,  $\rho_c$  — плотность в центре звезды,  $\rho_1 = 3.62 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> — плотность ядерного вещества) [7], вычисленные по формуле (34) в предположении  $T_R = 10^7$ . По-видимому, было бы более близким к истине считать, что для первых двух конфигураций поверхностная температура чуть меньше, а для последних четырех чуть больше значения  $T_7(R) = 1$ , т. е., по всей вероятности, оптическая толщина (34) — порядка единицы. Истинные значения светимости  $L$  и температуры  $T_R$ , очевидно, можно получить только путем решения внутренней задачи с учетом возможных источников энергии [8, 9].

Предполагаемая здесь модель атмосферы горячей барионной звезды с  $\varepsilon \ll 1$  в общих чертах совпадает с той, которая предполагалась в ряде попыток объяснения явления пульсара. Однако, прежде чем претендовать на то, что нами построена модель атмосферы для пульсаров,



необходимо учесть структурные эффекты, обусловленные вращением и мощным магнитным полем, которое безусловно имеется у них. И, пожалуй, наиболее важным является вопрос о запасах энергии и способах ее трансформации в электромагнитное излучение, обеспечивающее столь высокую светимость. Уместно заметить, что не все горячие барионные звезды могут быть пульсарами. Таковыми, по-видимому, являются только те, которые вращаются достаточно быстро, обладают мощным магнитным полем и, наконец, в атмосфере которых давление излучения превышает давление вещества, т. е.  $\epsilon < 1$ . Следовательно, барионные звезды могут иметь и другие примечательные проявления.

Таблица 1

ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА РЯДА УСТОЙЧИВЫХ БАРИОННЫХ  
КОНФИГУРАЦИЙ С ПРЕДЕЛЬНОЙ СВЕТИМОСТЬЮ,  
В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ  $T_R \approx 10^7$  °К

| $\eta$      | —0.56 | —0.4  | 0.18  | 0.37  | 0.59  | 0.78  |
|-------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $M/M_\odot$ | 0.125 | 0.136 | 0.639 | 0.984 | 1.39  | 1.55  |
| $R_*$       | 26.4  | 6.63  | 1.38  | 1.32  | 1.19  | 1.15  |
| $\tau$      | 802   | 46.5  | 0.429 | 0.255 | 0.147 | 0.123 |

Из табл. 1 видно, что у наиболее плотных барионных звезд оптическая толщина меньше единицы, то есть у них атмосфера прозрачна. В таких случаях величина  $T$ , фигурирующая в наших формулах, строго говоря, не имеет смысла обычной температуры, а скорее является параметром, определяющим давление излучения. В работе [10] было показано, что температура определяется через оптическую толщину по формуле  $T = T_1 \tau^{1/2}$ , где  $T_1$  — температура фотосферы на глубине  $\tau = 1$ .

4. В заключение рассмотрим модель атмосферы с конвективным равновесием. С этой целью нужно (4) заменить уравнением

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}, \quad (35)$$

где  $\gamma = c_p/c_v = 5/3$ . Давление излучения считается малым по сравнению с давлением вещества. Из (35) получается уравнение адиабаты

$$P = AT^{\frac{\gamma}{\gamma-1}},$$

$$n = \frac{A}{2k} T^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

где  $A$  — постоянная, встречающаяся в уравнениях адиабаты.

Градиент давления равен

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{Gm_p M}{r^2} n = - A \frac{Gm_p M}{2k} \frac{1}{r^2} T^{\frac{1}{\gamma-1}}.$$

Исключая из (35) давление и его градиент, находим

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{GMm_p}{2kr^2}.$$

Отсюда

$$T(r) = T_R \left\{ 1 - c_4 \left( 1 - \frac{R}{r} \right) \right\}, \quad (36)$$

где

$$c_4 = \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{GMm_p}{kRT_R} \approx 3.2 \cdot 10^4 \frac{M}{M_\odot} \frac{1}{R_\odot T_\gamma} \gg 1.$$

Высота конвективной атмосферы порядка (ср. с (21))

$$l \sim \frac{R}{c_4} \approx 31 \frac{M_\odot}{M} R_\odot^2 T_\gamma. \quad (37)$$

Принимая  $R_\odot T_\gamma \sim 1$ , приходим к результату

$$l \approx 31 R_\odot \text{ см.}$$

Таким образом, толщина конвективной атмосферы в лучшем случае может достичь нескольких метров.

В заключение заметим, что при светимостях  $L \approx 10^{31} \text{ эрг/сек}$  протяженная атмосфера может образоваться и у белых карликов. Для этого необходимо, чтобы параметр

$$c_3 = 20.3 \frac{M}{M_\odot T_\delta R_\delta}$$

(см. формулу (26)) имел значение, достаточно близкое к единице. Это условие вполне может реализоваться у горячих белых карликов при наличии соответствующих источников внутренней энергии. Вопрос источников энергии сверхплотных небесных тел будет рассмотрен нами отдельно.

Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за неоднократные обсуждения и ценные замечания. Мы благодарны также участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского государственного университета за обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

## THE ATMOSPHERE OF NON-ROTATING BARYON STARS

G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN

A model of hot baryon star atmosphere, composed of electron-proton gas and radiation, is considered. When the luminosity is of the order of  $L = 1.38 \cdot 10^{38} \text{ erg/sec}$  ( $M = M_{\odot}$ ,  $R = 10 \text{ km}$  and the surface temperature  $T_R = 2 \cdot 10^7 \text{ }^{\circ}\text{K}$  we get a sufficiently extended atmosphere. The density of particles on the surface is  $n = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  and on a distance of the order of  $10^3 \text{ km}$ , is  $n = 7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . These characteristics of the atmosphere coincide with those of the pulsars.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
2. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
3. В. В. Виткевич, Сб. "Пульсары", Мир, М., 1971.
4. В. А. Гинзбург, УФН, 97, 601, 1969; 103, 393, 1971.
5. T. Gold, Nature, 221, 25, 1969.
6. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ, М., 1960.
7. Г. С. Саакян, Ю. А. Вартамян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
8. Г. С. Саакян, Р. М. Авакян, Астрон. ж. 1972, (в печати).
9. Г. С. Саакян, Р. М. Авакян, Астрофизика 1972, (в печати).
10. N. A. Kozirev, M. N., 94, 430, 1934.
11. Г. С. Бисноватый-Котан, Я. Б. Зельдович, Астрон. ж., 45, 241, 1968.



