

УДК: 524.45-823

ЭНЕРГЕТИКА ЯДЕР ГАЛАКТИК

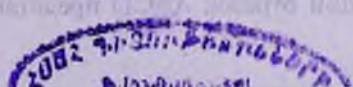
Г.С.СААКЯН

Поступила 9 июля 1997

В работе [2] разрабатывалась модель статистически равновесных компактных ядер галактик. Было показано, что они преимущественно должны состоять из нейтронных звезд (пульсаров) и белых карликов. В рамках этого представления обсуждена проблема запасов энергии ядер галактик. Рассмотрен механизм превращения белого карлика в нейтронную звезду, обусловленный аккрецией межзвездного вещества. Это означает наличие в ядрах галактик запаса энергии порядка $5 \cdot 10^{46} N_1$ эрг (N_1 - число звезд в ядре). Показано, что ядра галактик являются мощными источниками жесткого γ -излучения (мощность $L \approx 2 \cdot 10^{46} N_1 (W/50)^{1/n}$ эрг/с, где m -магнитный момент, а W -угловая скорость вращения нейтронной звезды), обусловленного изгибным излучением релятивистских потоков электронов, протекающих по каналам открытых магнитных силовых линий пульсаров. Рентгеновское и ультрафиолетовое излучения обусловлены синхротронным излучением этих же потоков электронов в магнитном поле ядер галактик ($L \approx 10^{46} \delta^{10} N_1$ эрг/с). Оптическое (видимое и инфракрасное) и радио излучения обусловлены тормозным излучением электронов межзвездной среды ($L \approx 6 \cdot 10^{46} N_1^2 (5/R_{\text{я}})^3$ эрг/с, $R_{\text{я}}$ -радиус ядер галактик). Получена формула для магнитных моментов пульсаров: $m \approx 3.4 \cdot 10^{-6} L_g P^{1/n}$, где P -период, L_g -светимость γ -излучения пульсара.

1. *Введение.* В работе [1] развивалась идеология о том, что основная часть звезд (нейтронные звезды, белые карлики и обычные звезды) образовалась в ранней стадии расширения Вселенной, как только в космической сплошной среде сложились необходимые условия для их существования. Из этих звезд затем образовались ядра галактик, вокруг которых позже формировались и сами галактики. В работе [2] была разработана модель компактных ядер галактик. Было показано, что такие ядра галактик являются статистически равновесными системами. Далее, используя закон равномерного распределения энергии по поступательным и вращательным степеням свободы звезд, было показано, что за время релаксации системы основная часть обычных звезд должна распасться под влиянием преобладающих центробежных сил, обусловленных их быстрым вращением. Поэтому ядра галактик должны состоять в основном из нейтронных звезд и белых карликов. Такое представление о природе ядер галактик накладывает определенный отпечаток на характер их внешних проявлений, обсуждению которых посвящена настоящая статья.

2. *О запасах энергии ядер галактик.* Вышеуказанное конкретное представление о ядрах галактик приводит к ряду важных последствий в вопросах их запасов энергии и электромагнитного излучения. Не только



активные, но и считавшиеся нормальными ядра галактик обладают значительными запасами внутренней энергии и являются мощными источниками излучения во всем диапазоне частот от радио до самых высоких. Гравитационная потенциальная энергия ядра галактики порядка

$$\ddot{U} \approx -\frac{GN^2 M_s^2}{2R},$$

где R -радиус системы, N -число звезд в ней и M_s -средняя масса звезд. При незначительном сокращении радиуса выделяется огромная энергия:

$$\frac{GN^2 M_s^2}{2R} \frac{\Delta R}{R} \approx 10^{66} \frac{5N_s^2}{R_{nk}} \frac{\Delta R}{R}. \quad (1)$$

Выделение энергии в значительных количествах происходит в процессах превращения менее компактных небесных тел в более компактные, например при коллапсе обычной звезды в нейтронную звезду. Но мы считаем, что в ядрах галактик число обычных звезд мало, поэтому рассмотрим сходный процесс, который, в принципе, может произойти с белыми карликами.

Обратимся к рис.1, представляющему график зависимости массы вырожденной звездной конфигурации от центрального давления $M(P_0)$.

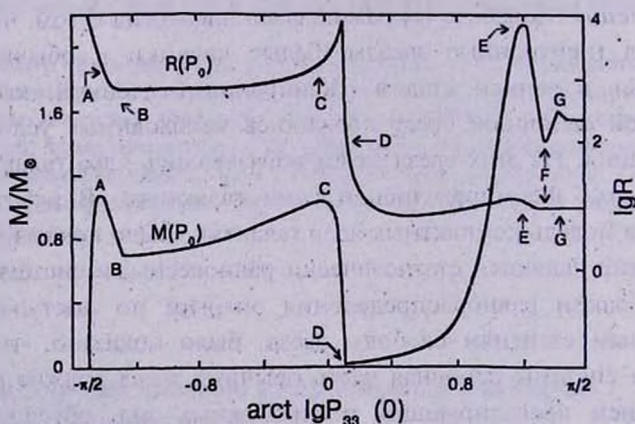


Рис.1. Зависимость координатного радиуса R (в км) и массы $M/M_\odot$ вырожденных звездных конфигураций от центрального давления $P(0)$.

заимствованный из работ [3,4]. Кривая $M(P_0)$ состоит из четырех основных отрезков, представляющих конфигурации разной природы. Первый отрезок слева от точки А, соответствующий центральным давлениям $P_0 \leq 6.5 \cdot 10^{26}$ эрг/см³, представляет конфигурации белых карликов. Следующий отрезок ABCD представляет конфигурации с центральными

давлениями $6.5 \cdot 10^{26} < P_0 < 1.3 \cdot 10^{33}$ эрг/см³. Эти конфигурации нестабильные и, по-видимому, в свободном виде не существуют. Третий отрезок DE (центральные давления $1.3 \cdot 10^{33} < P_0 < 9.6 \cdot 10^{35}$ эрг/см³) представляет устойчивые конфигурации с массами $0.02 \leq M/M_\odot \leq 2.14$, которые как раз нужно отождествить с нейтронными звездами в пульсарах, рентгеновских пульсарах и барстерах. Наконец, последняя часть кривой $M(P_0)$ за точкой E соответствует неустойчивым адронным конфигурациям.

При одном и том же числе барионов энергия связи конфигурации белого карлика заметно меньше этой энергии для конфигурации нейтронной звезды. Это означает, что белые карлики нестабильные относительно перехода в нейтронные звезды. Но факт существования в Галактике большого числа белых карликов (среди них давно известные объекты) свидетельствует о том, что для их перехода в состояние нейтронных звезд необходимы такие большие возмущения, которые встречаются редко.

В качестве возмущения, вызывающего переход белого карлика в нейтронную звезду, могут быть случайные тесные сближения его с другими звездами или аккреция межзвездного вещества. Обсудим роль аккреции в этом вопросе. Белый карлик обладает достаточно сильным притяжением для того, чтобы по ходу своего движения, путем аккреции поглотить заметное количество межзвездного вещества.

Масса, аккрецируемая белым карликом за время t , порядка

$$\Delta M \approx \pi r_a^2 \rho v t. \quad (2)$$

Здесь ρ -плотность массы межзвездного вещества в ядре галактики, r_a -радиус цилиндра, охваченного аккрецией, и v -среднеквадратичная скорость белого карлика [2]:

$$v \approx \left(\frac{GM}{2R} \right)^{1/2} \approx 2.1 \cdot 10^7 \left(\frac{5N_8}{R_{nk}} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Радиус цилиндра r_a определяется расстоянием, на котором гравитационная потенциальная энергия масс (в поле тяготения белого карлика) равна кинетической энергии этих масс во встречном потоке:

$$\frac{GM_s \rho}{r_a} \approx \frac{\rho v^2}{2}, \quad (4)$$

где M_s -масса белого карлика. Учитывая (3), отсюда получаем

$$r_a \approx \frac{4 M_s R}{M}. \quad (5)$$

Подставляя приведенные значения v и r_a в (2), приходим к следующему результату:

$$\Delta M \approx 2.5 \cdot 10^{31} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R_{nk} M_\odot}{5 M_8} \right)^{1/2} \rho t. \quad (6)$$

Пусть α -доля массы ядра галактики в виде межзвездного вещества, тогда

$$\rho \approx \frac{3\alpha M}{4\pi R^3} \approx 1.3 \cdot 10^{-17} \alpha N_8 \left(\frac{5}{R_{nk}} \right)^3 \text{ г/см}^3. \quad (7)$$

Подставляя это значение плотности в (6), для массы, аккрецируемой белым карликом за время существования ядра галактики $t \approx 1/H_0 \approx 6.2 \cdot 10^{10}$ (H_0 - постоянная Хаббла), получаем

$$\Delta M \approx 2 \cdot 10^{32} \alpha \left(\frac{Ms}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R_{nk}}{5} \frac{M_\odot}{M_h} \right)^{3/2} \text{ г/см}^3. \quad (8)$$

Не исключено, что в некоторых случаях масса ΔM окажется порядка массы Солнца и поэтому она, по-видимому, может иметь важное космогоническое значение.

Теперь рассмотрим сценарий процесса, который приведет к превращению белого карлика в нейтронную звезду. Благодаря аккреции, масса белого карлика со временем медленно растет. Времена релаксации здесь достаточно маленькие (порядка $R/v_s \sim 1$ с, где R -радиус белого карлика, v_s -скорость звука), поэтому масса, приобретенная по ходу аккреции, быстро перераспределяется по всему объему звезды, и в результате получается новая равновесная конфигурация с чуть отличными параметрами P_0 и $M(P_0)$. Таким образом, со временем масса белого карлика медленно растет, соответствующим образом растет и его давление в центре. Следовательно, представляющая конфигурация точка на кривой $M(P_0)$ непрерывно скользит по ней вверх, пока она не достигнет пика A с координатами $P_0 = 6.5 \cdot 10^{26}$, $M = 1.074 M_\odot$. За этой точкой начинается ветвь неустойчивых конфигураций с $P_0 > 6.5 \cdot 10^{26}$, $M < 1.074 M_\odot$. Поэтому дальнейшая аккреция должна привести к потере устойчивости белого карлика, ибо его масса становится большей, чем она должна быть при центральных давлениях $P_0 > 6.5 \cdot 10^{26}$ эрг/см³. Потеряв устойчивость, звезда с $M \geq 1.08 M_\odot$ немедленно испытывает коллапс: она под влиянием преобладающих сил гравитации, за время порядка свободного падения масс, сжимается до размеров конфигурации нейтронной звезды. При этом переходе весьма небольшая часть массы под воздействием давления света выбрасывается за пределы образованной нейтронной звезды.

При превращении белого карлика в нейтронную звезду выделяется энергия порядка

$$\frac{GM_\odot^2}{2R_n} \approx 10^{51} \text{ эрг},$$

где $R_n \approx 10$ км - радиус нейтронной звезды. Тогда в масштабе ядра галактики мы имеем дело с запасом энергии порядка

$$E \approx \alpha_{\text{вк}} N \frac{GM_\odot}{2R_n} \approx 5 \cdot 10^{60} N_8 \text{ эрг}, \quad (9)$$

где $\alpha_{bc} \approx 0.5$ - доля белых карликов от общего числа звезд в ядре галактики. Эта энергия такого порядка, какой она оценивается для активных ядер галактик, если допустить, что $N_8 \approx 100$.

3. *Жесткое излучение ядер галактик.* Представление о том, что ядра галактик в основном состоят из нейтронных звезд и белых карликов, приводит к далеко идущим последствиям, которые рассматриваются ниже.

По радиационным каналам (каналы открытых магнитных силовых линий) пульсара протекают интенсивные ультрарелятивистские потоки электронов, сопровождаемые мощными радио и γ -излучениями. Радиоизлучение исследовалось в работах [5,6], а остальные виды излучения мы рассмотрим здесь, для специальных условий ядер галактик.

Избегая излишних осложнений, здесь обсуждение вопросов излучения мы проведем для случая соосного ротатора, ибо модель наклонного ротатора пульсара, по сути, кроме явления пульсации излучения не даст ничего нового. Когда направления векторов магнитного момента и угловой скорости вращения нейтронной звезды совпадают, мы имеем направленный по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды аналогичный поток позитронов. Ради определенности мы рассмотрим именно этот случай.

Энергия движущегося по радиационному каналу электрона равна [5,6]

$$\mathcal{E}_e(x) = m_e c^2 \gamma = m_e c^2 \gamma_m y(x) = 266 y(x) (\mu_{30} R_6^2)^{1/4} \text{ эрг}, \quad (10)$$

где $x = r/R_n$ - расстояние от центра звезды в единицах ее радиуса, $R_6 = 10^{-6} R_n$, $m_e c^2 \gamma$ - энергия частиц, $y = \gamma / \gamma_m$, $\gamma_m = 3.25 \cdot 10^8 (\mu_{30} R_6^2)^{1/4}$, μ - магнитный момент нейтронной звезды и, наконец,

$$y(x) \approx x^{-3/4}, \quad \text{при } 1 \leq x \leq 7\sqrt{\Omega}, \quad (11)$$

$$y(x) \approx \left[200 \Omega \ln(x/7\sqrt{\Omega}) \right]^{1/3}, \quad \text{при } x > 7\sqrt{\Omega}. \quad (12)$$

Радиоизлучение пульсара формируется в ограниченной области у основания радиационного канала, непосредственно над магнитной шапкой. Эта область называется магнитной воронкой и характеризуется тем, что в ней происходят бурные процессы размножения γ -квантов изгибного излучения и электронно - позитронных пар. Высота магнитной воронки порядка [5]

$$h \approx 7.6 \cdot 10^6 \mu_{30}^{1/2} \Omega^{1/4} R_6^{3/2} \text{ см}. \quad (13)$$

За потолком магнитной воронки когерентный механизм образования радиоизлучения не работает, поэтому основная часть жесткого изгибного

излучения, которое рождается здесь, выходит из радиационного канала пульсара. Характерная энергия квантов изгибного излучения равна [5-7]

$$\hbar\omega_c = \frac{3c\hbar}{2\rho_c} \gamma^3 \approx 4.4 \cdot 10^6 \mu_{30}^{3/2} \Omega^{1/2} x^{-1/4} \text{ МэВ.} \quad (14)$$

Здесь опущен множитель, содержащий R_c , а ρ_c - радиус кривизны магнитных силовых линий, который для области радиационного канала равен

$$\rho_c \approx \frac{4}{3} \left(\frac{cr}{\Omega} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

При вычислении (14) использована аппроксимация (11).

В радиационном канале электроны двигаются по магнитным силовым линиям, вдоль которых действует сильное продольное электрическое поле, генерируемое вращением магнитного диполя. В поперечном к силовым линиям направлении движение частиц исключено из-за весьма эффективного синхротронного излучения (магнитное поле сильное). Энергия электрона равна $\mathcal{E}_e = m_e c^2 \gamma_m y(x)$, где $y(x)$ определяется аппроксимациями (11) и (12), которые найдены с учетом всех сил (электрической силы и силы радиационного трения, обусловленной изгибным излучением). Таким образом, релятивистский множитель электрона $\gamma = \gamma_m y(x)$ уже известен, поэтому можно вычислить полную энергию, затраченную электроном на испускание жесткого γ -излучения, при его прохождении через радиационный канал над магнитной воронкой:

$$W_\gamma \approx \int_h^{x_c} \frac{2e^2 \gamma^4}{3\rho_c^2} dr = \frac{3e^2 \Omega \gamma_m^4}{8c} \int_{h/R}^{x_c} x^{-4} dx \approx 24.4 \cdot \Omega^{1/2} R_s^{3/2} \text{ эрг.} \quad (16)$$

Здесь подинтегральное выражение представляет собой энергию дипольного излучения электрона на отрезке пути $(r, r+dr)$, $r_c = c/\Omega$ - радиус светового цилиндра (конец радиационного канала), $x_c = r_c/R_m$, использована для ρ_c формула (15), а для $y(x)$ аппроксимация (11), вклад от части пути $x > 7\sqrt{\Omega}$ очень мал.

Умножив W_γ на полный поток электронов через радиационный канал, получим мощность жесткого γ -излучения пульсара. Полный поток электронов от обоих радиационных каналов пульсара равен [7,6]

$$I_e = \frac{2k\Omega\mu}{\pi e R_m^3 x^3} \pi (r\theta_m)^2 \approx \frac{200\Omega^2\mu}{ec}, \quad (17)$$

где $\theta_m \approx (\Omega r/c)^{1/2}$ - полярный угол точек крайней открытой магнитной силовой линии радиационного канала, $k \approx 100$ - коэффициент размножения частиц в магнитной воронке [6]. Итак, мощность γ -излучения пульсара равна

$$L_\gamma = W_\gamma I_e \approx 3.43 \cdot 10^{32} \mu_{30} P_6^{8/7} \Omega^{17/7} \text{ эрг/с.} \quad (18)$$

Обсудим эту формулу для пульсаров, находящихся вне ядра Галактики. Для пульсаров с $\Omega \approx 10 \text{ с}^{-1}$ получаем $L_\gamma \approx 10^{35} \mu_{30} \text{ эрг/с}$, а в случае пульсара PSR 0531+21, с периодом $P=0.0334 \text{ с}$, $L_\gamma \approx 1.1 \cdot 10^{34} \mu_{30}$. Знание мощности γ -излучения пульсара позволяет определить его магнитный момент. Так, опуская множитель $R_6^{3/2} \approx 1$ из (18) получаем

$$\mu \approx 3.36 \cdot 10^{-5} P^{1/2} L_\gamma \text{ эрг/Гаусс.} \quad (19)$$

Ранее нами были получены [6] две другие формулы, определяющие магнитные моменты нейтронных звезд в пульсарах по их наблюдаемым радиосветимостям и характерному времени микроструктуры профилей радиоимпульсов соответственно. Таким образом, существуют три независимых способа определения магнитных моментов нейтронных звезд по наблюдаемым фактам. Взаимосогласие между ними может служить некоторой проверкой правильности предложенной в [5,6] теории радиоизлучения пульсаров.

Умножив (18) на число пульсаров $\alpha_n N$ в ядре галактики получаем мощность жесткого γ -излучения ядра галактики

$$L = \alpha_n N L_\gamma \approx 4.6 \cdot 10^{44} \alpha_n N_8 \mu_{30} \left(\frac{\Omega}{50} \right)^{17/2} \text{ эрг/с.} \quad (20)$$

Здесь множитель $R_6^{1.1}$ опущен. По-видимому, $\alpha_n \approx 0.5$, а в случае Галактики $N_8 \approx 1$.

Допущение о наличии в ядрах галактик относительно большого числа нейтронных звезд означает, что в них должны действовать столько же мощных дискретных источников радиоизлучения. Радиосветимость пульсара определяется формулой [6]

$$L_p \approx 7.39 \cdot 10^{23} \mu_{30}^{3/2} \Omega^{3.52} \text{ эрг/с.} \quad (21)$$

Следовательно, мощность радиоизлучения ядра галактики, обусловленная только пульсарами, приблизительно равна

$$L \approx 7 \cdot 10^{37} \alpha_n N_8 \mu_{30}^{3/2} \left(\frac{\Omega}{50} \right)^{3.52} \text{ эрг/с,} \quad (22)$$

По порядку величины формула (22) дает правильный результат о радиосветимостях нормальных галактик. В случаях же радиогалактик, сейфертовских галактик и квазаров эта оценка дает на два-три порядка меньшее значение по сравнению с наблюдаемыми радиосветимостями. Следовательно, должен существовать и другой, более мощный канал образования радиоизлучения галактик.

4. *Синхротронное излучение пульсарных потоков электронов.* Вблизи светового цилиндра пульсара и за ним магнитное и электрическое поля имеют сложный характер, но напряженность магнитного поля здесь

должна быть порядка

$$H \approx \frac{2\mu}{r^3} \approx 10^4 \mu_{30} \left(\frac{\Omega}{50} \right)^3 \left(\frac{c}{\Omega r} \right)^3, \quad r > c/\Omega.$$

По-видимому, до расстояний $r \approx 30c/\Omega$ это поле является преобладающим, а при больших расстояниях от нейтронной звезды мы будем иметь дело со средним магнитным полем ядра галактики.

Используя аппроксимацию (12), можно установить, что при выходе из радиационного канала энергия электронов $\mathcal{E}_e = m_e c^2 \gamma = m_e c^2 \gamma_m y(x_e) \approx \approx 34 \mu_{30}^4 \Omega^{-1/3}$ эрг, а характерная энергия квантов изгибного излучения этих электронов $\hbar \omega_e \approx 50$ МэВ. Эти электроны теряют значительную часть своей энергии на изгибное излучение. Соответствующий пробег l_e определяется уравнением

$$\frac{2e^4 \gamma^4}{3c^2} l_e \approx m_e c^2 \gamma.$$

Отсюда, учитывая (15) и имея в виду, что $r \approx c/\Omega$, $\gamma \approx \approx 34 \mu_{30}^4 / (m_e c^2 \Omega^2)$, получаем

$$l_e \approx \frac{8m_e c^4}{3e^2 \Omega^2 \gamma^3} \approx \frac{1.2 \cdot 10^{11}}{\Omega \mu_{30}^4} \text{ см.}$$

Затем на расстояниях $r \geq 10c/\Omega$ от нейтронной звезды вступает в игру процесс синхротронного излучения электронов в магнитном поле ядра галактики. Интенсивность магнито-тормозного излучения электрона равна

$$I = \frac{2e^4 H^2}{3m_e^2 c^3} \gamma^2 = 1.58 \cdot 10^{-15} H^2 \gamma^2, \quad (23)$$

где H — средняя напряженность магнитного поля в ядре галактики. По мере удаления электронов от нейтронной звезды их энергия уменьшается и в соответствии с этим последовательно излучаются все виды излучения от рентгеновского до радио диапазонов. Характерная частота ω_i магнито-тормозного излучения и соответствующий релятивистский множитель электрона γ , связаны между собой соотношениями

$$\omega_i = \frac{3eH}{2m_e c} \gamma_i^2, \quad \gamma_i = 2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\omega_i}{H} \right)^{1/2}. \quad (24)$$

Длина отрезка l_i , на котором происходит формирование излучения в рассматриваемом диапазоне частот, определяется уравнением

$$l_i / c \approx m_e c^2 \gamma_i.$$

Учитывая (23) и (24), находим

$$l_i \approx \frac{3m_e^3 c^6}{2e^4 \gamma_i H^2} = \frac{7.72 \cdot 10^{22}}{H^{3/2} \omega_i^{1/2}}, \quad (25)$$

где $\omega_l \geq 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Магнитное поле ядра галактики, по-видимому, порядка $0.001 + 1$ Гаусс. Из (25) отчетливо видно, что исходящие из радиационных каналов пульсара потоки электронов в ядре галактики, теряя свою энергию на магнито-тормозное излучение, последовательно генерируют излучение во всех диапазонах, начиная от рентгеновского и ниже его.

Обусловленная пульсарными потоками электронов (позитронов) мощность магнито-тормозного излучения ядра галактики для рассматриваемого диапазона частот приблизительно равна:

$$L_l \approx I_e \Delta \varepsilon_l \alpha_n N = 3.47 \cdot 10^{42} \Delta \varepsilon_l \alpha_n N_8 \mu_{30} \left(\frac{\Omega}{50} \right)^2 \text{ эрг/с}, \quad (26)$$

где I_e - исходящий из радиационных каналов пульсара поток электронов, $\Delta \varepsilon_l = \varepsilon_{l-1} - \varepsilon_l$ - энергия электрона, затраченная на магнито-тормозное излучение в рассматриваемом диапазоне частот (связь частоты излучения с энергией электрона $m_e c^2 \gamma_l$ определяется соотношением (24)), $\alpha_n N_n$ - число пульсаров в ядре галактики.

В табл.1 приведены диапазоны частот излучения, соответствующие энергии электронов, ответственные за излучение в этом диапазоне, отрезки расстояний, на которых происходит формирование этого излучения, затраченная на это энергия электрона и, наконец, мощности излучений. Введено обозначение

$$A = \alpha_n N_8 \left(\Omega / 50 \right)^2,$$

для нашей Галактики $A \approx 1$.

В релятивистской области энергий энергетические потери электронов,

Таблица 1

ДИАПАЗОНЫ ЧАСТОТ МАГНИТО-ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ И МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Излучение	Диапазон частот ω	Энергия электронов $\sqrt{H} \varepsilon_l$ (МэВ)	Пробеги электронов $\sqrt{H^3} l_l$ (см)	Затраченная энергия $\sqrt{H} \Delta \varepsilon_l$ (МэВ)	$\frac{\sqrt{H}}{A} L_l$ (эрг/с)
Рентгеновское	$10^{18} + 5 \cdot 10^{20}$	$10^5 + 2.3 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^{12}$	$1.3 \cdot 10^5$	$7.3 \cdot 10^{41}$
Ультрафиолет.	$5 \cdot 10^{15} + 10^{18}$	$7.2 \cdot 10^3 + 10^5$	$7.7 \cdot 10^{13}$	$9.3 \cdot 10^4$	$5.2 \cdot 10^{41}$
Видимая обл.	$2.5 \cdot 10^{15} + 5 \cdot 10^{15}$	$5.1 \cdot 10^3 + 7.2 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^{15}$	$2.1 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^{46}$
Инфракрасное	$2 \cdot 10^{12} + 2.5 \cdot 10^{15}$	$145 + 5100$	$1.5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^3$	$2.8 \cdot 10^{46}$
Радио	$\leq 2 \cdot 10^{12}$	≤ 145	$> 5.5 \cdot 10^{16}$	145	$8.1 \cdot 10^{38}$

обусловленные кулоновскими столкновениями с частицами плазмы, малы по сравнению с потерями на магнито-тормозное излучение.

Разумно считать, что в ядрах галактик межзвездное вещество находится в ионизированном состоянии. Оптическая толщина этой среды порядка

$$\chi_p R \approx 77 \alpha N_8 \left(\frac{5}{R_{nk}} \right)^2,$$

где $\chi \approx 0.38$ - коэффициент поглощения для томсоновского рассеяния ($Z \approx 1$), ρ - приведенная в (7) плотность межзвездного вещества, α - доля полной массы ядра галактики в виде диффузного вещества. В Галактике $\alpha \approx 0.14$, а в ее ядре α , по-видимому, должна быть заметно меньше из-за ее особого состава звезд. Нам кажется, что ядра галактик прозрачны для излучения: $\chi_p R \leq 1$, т.е. $\alpha \leq 0.013$. В пользу этого существует веский аргумент, состоящий в том, что если они были бы непрозрачными, то вычисленные по формуле $4\pi\sigma T^4 R^2 \approx 2 \cdot 10^{35} (R_{nk}/5)^2 T^4$ светимости оказались бы слишком большими при разумных температурах.

С потоками электронов картина другая. В магнитном поле ядер галактик электроны движутся по магнитным силовым линиям с радиусом кривизны

$$a \approx \frac{\varepsilon_e}{eH} \approx 3 \cdot 10^{10} (100 H) \varepsilon_5 \text{ (МэВ)},$$

который на несколько порядков меньше не только по сравнению с радиусами ядер галактик, но и по сравнению с приведенными в табл.1 пробегами электронов для магнито-тормозного излучения. Поэтому инжектируемые пульсарами электроны запутываются в ядре галактики и после израсходования энергии на синхротронное излучение перемешиваются с тепловыми электронами межзвездной среды. Происходит и некоторое накопление избыточных электронов, однако этот избыток не может превышать предела

$$N_e \approx \frac{GMm_e}{e^2} \approx 5 \cdot 10^{25} N_8.$$

В масштабе ядер галактик заряд eN_e малый и поэтому не может привести к каким-либо последствиям.

5. Оптическое, инфракрасное и радио излучения ядер галактик. Вернемся к вопросу о светимостях магнито-тормозного излучения, представленных в табл.1. В рентгеновской и ультрафиолетовой областях светимости оказываются достаточно высокими:

$$L \approx 6 \cdot 10^{42} \frac{\alpha_n N_8}{\sqrt{100 H}} \left(\frac{\Omega}{50} \right)^2 \sim 10^{42} + 10^{44} \text{ эрг/с} \quad (27)$$

и в качественном отношении согласуются с наблюдательными данными.

Но для видимого, инфракрасного и радио диапазонов приведенные в табл.1 светимости значительно меньше их наблюдаемых значений. Следовательно, для этих диапазонов должен существовать другой, более эффективный механизм образования излучения. Таким механизмом является тормозное излучение электронов плазмы, возникающее при их столкновении с атомными ядрами. Элементарным способом можно производить оценку мощности этого излучения, однако считаем целесообразным использовать широко известную формулу.

В нерелятивистской области энергий дифференциальное сечение рассеяния электрона на ядре с зарядом Ze , сопровождаемое испусканием фотона с энергией $\hbar\omega$, равно [8,9]

$$d\sigma(\omega) = \frac{8}{3} \Phi \frac{m_e c^2}{T_0} f(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (28)$$

где $T_0 = \mathcal{E}_0 - m_e c^2$ - начальная кинетическая энергия частицы,

$$\Phi = \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \approx 5.8 \cdot 10^{-28} Z^2,$$

$$f(\omega) = \frac{2\pi\xi_0 2\pi\xi}{(e^{2\pi\xi_0} - 1)(1 - e^{2\pi\xi})}, \quad \xi_0 = \frac{Z e^2}{\hbar v_0}, \quad \xi = \frac{Z e^2}{\hbar v},$$

а v_0 и v - начальная и конечная скорости электрона. Предположим, что в ядрах галактик межзвездное вещество в основном состоит из ионизированного водорода и примем $Z \approx 1$. Далее функция $f(\omega)$ по величине порядка единицы, ниже мы примем $\bar{f}(\omega) \approx 2$.

Полная энергия излучения, выделяемая электроном в интервале частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$, в единицу времени равна

$$\left| \frac{dT_0}{dt} \right| = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \hbar\omega n v_0 d\sigma(\omega) \approx 1.07 \cdot 10^{-36} \left(\frac{m_e c^2}{T_0} \right)^{1/2} (\omega_2 - \omega_1) \alpha N_8 \left(\frac{5}{R_{nk}} \right) \text{ эрг/с}, \quad (29)$$

где n - плотность числа атомных ядер (протонов) в плазме:

$$n = \frac{3M\alpha}{4\pi R^3 m_p} = 7.8 \cdot 10^6 \alpha N_8 \left(\frac{5}{R_{nk}} \right)^3.$$

Для вычисления мощности излучения ядра галактики необходимо иметь представление о тепловом состоянии плазмы в нем. В качестве характерного масштаба температуры примем $1.5\theta \approx \hbar\omega_2 \approx 10^{-11}$ эрг и, следовательно, $\theta/k \approx 5 \cdot 10^4$. В соответствии с этим средняя энергия частиц должна быть порядка $T_0 = 1.5\theta \approx 10$ эВ.

Теперь в нашем распоряжении имеются все необходимые предпосылки, чтобы оценить мощности излучений ядер галактик для оптического, инфракрасного и радио диапазонов частот. Поскольку мы считаем межзвездную среду прозрачной, то для получения этих мощностей излучения мы должны мощность излучения одного электрона (29) умножить на полное число электронов $N_e \approx N_p = \alpha M / m_p$. Итак,

$$L_i \approx \alpha \frac{M}{m_p} \left| \frac{dT_0}{dt} \right| \approx 2.4 \cdot 10^{31} \Delta\omega_i \left(\frac{10}{\theta_{eV}} \right)^{\frac{1}{2}} \alpha^2 N_8^2 \left(\frac{5}{R_{nk}} \right)^3 \text{ эрг/с.} \quad (30)$$

где $\Delta\omega_i = \omega_2 - \omega_1$ - ширина рассматриваемого диапазона частот. Параметр α , по-видимому, порядка 0.01.

Учитывая, что для видимого, инфракрасного и радио диапазонов частот соответственно $\Delta\omega_i \approx 2.5 \cdot 10^{15}, 2.5 \cdot 10^{15}, 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, получаем

$$L \approx \frac{(100\alpha)^2 N_8^2 \left(\frac{5}{R_{nk}} \right)^3}{\sqrt{0.1\theta_{eV}}} \begin{cases} 6 \cdot 10^{46} \text{ эрг/с, видимая область} \\ 6 \cdot 10^{46} \text{ эрг/с, инфракрасная область} \\ 5 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с, радиообласть.} \end{cases} \quad (31)$$

В качественном отношении полученный результат согласуется с данными наблюдений. Путем подходящего подбора значений параметров M , R , α , θ , N можно добиться согласия с наблюдательными данными для каждого конкретного объекта.

6. Заключение. В рамках наших представлений [2] о ядрах галактик получены следующие результаты:

Жесткое γ -излучение (разумеется и мягкое γ -излучение), рентгеновское и ультрафиолетовое излучения генерируются релятивистскими потоками электронов, исходящими из радиационных каналов пульсаров. По своей природе γ -излучение представляет собой изгибаемое излучение потоков электронов, протекающих по радиационным каналам пульсаров. Мощность этого излучения определяется формулой (20). Она является суммарным излучением находящихся в ядре галактики пульсаров.

Рентгеновское и ультрафиолетовое излучения ядра галактики являются магнито-тормозным излучением, исходящим из радиационных каналов пульсаров релятивистских потоков электронов, в магнитном поле ядра галактики. Мощность этих излучений определяется формулой (27).

Механизм образования оптического (видимого и инфракрасного) и радио излучений другой. Он является тормозным излучением тепловых электронов на атомных ядрах в межзвездной среде. Мощности этих излучений ядер галактик определяются формулами (31).

Следует иметь в виду, что в приведенных оценках мощностей из-

лучения ядер галактик мы исходили из общего унитарного представления о них [2]. наблюдаемое разнообразие фактов свидетельствует о том, что на самом деле такого однообразия не существует. Каждое ядро галактики может иметь свои важные особенности. В этой работе рассмотрена некоторая общая средняя картина, в которой мы не могли учесть все особенности сложного комплекса явлений активности ядер галактик.

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет, Армения

ENERGETICS OF GALAXIES NUCLEI

G.S.SAHAKIAN

In [2] it was elaborate a model of statistical equilibrium galaxies nuclei. It was shown, that they should mainly consist of neutron stars (pulsars) and white dwarfs. Within the framework of this representation the problem of galaxies nuclei stores energy is discussed. The mechanism of transformation of the white dwarf in a neutron star caused by the accretion of interstellar gas is considered. It means a presence in galaxies nuclei of a store of energy about $5 \cdot 10^{60} N_8 \text{ erg}$ (N - the number of stars in nucleus). It is shown, that the galaxies nuclei are a powerful source of the rigid γ -radiation (the luminosity $L \approx 2 \cdot 10^{44} \mu_{30} (\Omega / 50)^{1/2} \text{ erg/s}$, where μ -is a magnetic moment, and Ω -the angular velocity of rotation of neutron star), caused by curvate radiation of ultrarelativistic electron fluxes, flowing through the channels of open magnetic field lines of pulsars. The X-rays and ultraviolet radiations are caused by synchrotron radiation of the same electron flows in the magnetic field of galaxies nuclei ($L \approx 10^{42} + 10^{44} \text{ erg/s}$). The optical (visible and infrared) and radio radiation are produced by bremsstrahlung of the interstellar medium electrons ($L \approx 6 \cdot 10^{46} N_8^2 (5 / \text{Rpc})^3 \text{ erg/s}$, where R is the radius of galaxy nucleus). A formula for magnetic moments of pulsars is received $\mu \approx 3.4 \cdot 10^{-5} L_\gamma P^{1/2}$, where P -the pulsars period, and L_γ -is the luminosity of pulsars γ -radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Саакян, Астрофизика, 40, 253, 1997.
2. Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян, Астрофизика (в печати)
3. L.Sh.Grigrorian, G.S.Sahakian, Astrophys. Spac. Sci., 95, 305, 1983.
4. Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд. Изд. ОИЯН, Дубна 1995.
5. Г.С.Саакян, Астрофизика, 39, 303, 1996.
6. Г.С.Саакян, Астрофизика, 39, 489, 1996.
7. M.A.Ruderman, P.G.Sutherland, Astrophys.J. 196, 51, 1975.
8. W.Heitler, The quantum Theory of Radiation, Oxford, 1936.
9. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1981.