УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.038

КОГЕРЕНТНЫЕ МЕХАНИЗМЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И МАГНИТНЫЕ МОДЕЛИ ПУЛЬСАРОВ*)

В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев

І. ВВЕДЕНИЕ

Современная астрономия приносит одно фундаментальное открытие за другим. Достаточно напомнить, что только в период между 1960 и 1967 гг. открыты квазары, интенсивное радиоизлучение в линии ОН, мощные источники космических рентгеновских лучей («рентгеновские звезды») и тепловое реликтовое излучение с температурой $T = 2.7^{\circ}$ К. В 1968 г. к числу достижений астрономии прибавилось обнаружение пульсаров.

Опубликование в «Nature» от 24 февраля 1968 г. сообщения об открытии пульсаров ¹ по ряду причин произвело подличную сенсацию. Уже 9 марта появилась новая статья о пульсарах, а в конце мая 1968 г. в США был проведен международный симпозиум, посвященный пульсарам; обзор результатов, сообщенных на симпозиуме, опубликован в ².

Изучением пульсаров быстро занялся ряд радиоастрономических и оптических обсерваторий. В этой связи не удивительно, что в настоящее время (декабрь 1968 г.) имеется уже немало сведений о пульсарах. Тем не менее картина не может еще считаться достаточно ясной как в экспериментальном отношении, так и особенно в теоретическом плане. Поэтому, как нам кажется, еще не настало время для подведения каких-то итогов. Во всяком случае, мы перед собой подобной цели не ставили. Нас интересуют в первую очередь вопросы о механизме радиоизлучения нульсаров и о возможных моделях пульсаров как радиоисточников. Разумеется, это лишь часть проблемы, но именно она особенно тесно связана с радиоастрономией и физикой плазмы. Как раз этой стороне дела ниже в основном и уделяется внимание. Вместе с тем казалось целесообразным привести здесь ряд сведений о пульсарах, а также сделать некоторые замечания, непосредственно не касающиеся вопроса об их радиоизлучении. При этом, чтобы не усложнять изложения, мы отказались от составления сколько-нибудь подробного списка литературы. Ссылки на большинство работ о пульсарах можно найти, обратившись к номерам «Nature», начиная с номера от 24 февраля 1968 г. (литература, опубликованная до середины 1968 г., приведена в²).

^{*)} В основу статьи положен доклад, прочитанный 26 сентября 1968 г. на сессии Отделения общеи физики и астрономии АН СССР. Однако после опубликования в октябре и ноябре 1968 г. новых важных результатов, касающихся пульсаров, статья была соответствующим образом дополнена и изменена. Статья печатается также на английском языке в журнале «Astrophysics and Space Science».

¹ УФН г 98, вып. 2

П. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПУЛЬСАРАХ

В настоящее время известно около десятка тысяч источников космического радиоизлучения — различных галактических туманностей (в том числе оболочек сверхновых звезд), нормальных галактик. радиогалактик и квазаров. Поток радиоизлучения от большинства этих источников постоянен или, в некоторых случаях, изменяется не более чем на величину порядка одного процента в год. В случае квазаров обнаружены и более сильные изменения, но все равно эти изменения, скажем, за день, ничтожно малы. Здесь нужно оговориться, что мы имеем в виду «истинные» колебания потока радиоизлучения от источника, а не мерцания источников, обусловленные влиянием ионосферы или межпланетной среды ³. Что же касается быстрых изменений истинного потока радиоизлучения для космических источников, то до открытия пульсаров они наблюдались только у Солнца и вспыхивающих звезд.

Наиболее характерной особенностью пульсаров, выделяющей их среди других источников, является как раз быстрое и притом периодическое изменение их потока. Конкретно, радиоизлучение пульсаров F(t), принимаемое на некоторой частоте v (при ширине полосы пропускания приемника $\Delta v \ll v$), состоит из импульсов со сложной структурой и полной длительностью $\Delta \tau$ порядка 5—50 мсек, следующих друг за другом через время (основной период) $\tau \sim 0.03-2$ сек. Несомненно, что речь идет о космических радиоисточниках нового типа.

К началу декабря 1968 г. были известны 20 пульсаров, перечисленных в таблице. Трудно сомневаться в том, что таблица уже устареет ко времени выхода настоящей статьи из печати. Так, в начале января 1969 г. были известны уже 27 пульсаров. Однако, как подчеркивалось, конкретные характеристики пульсаров приводятся здесь лишь для удобства и иллюстрации. Обозначения, принятые для большинства пульсаров, указывают на место, где они были открыты, и на их положение на небесной сфере. Так, первый из открытых пульсаров обозначается СР 1919, что расшифровывается так: кембриджский (С) пульсар (Р) с прямым восхождением 19^h 19^m. Лишь для некоторых обнаруженных в Австралии пульсаров все три буквы PSR отвечают слову pulsar. Положения пульсаров на небесной сфере (α , δ) и их галактические координаты (1, b) с учетом неполноты произведенных обзоров неба в общем не свидетельствуют о концентрации источников около каких-то направлений. Олнако пульсары MP вместе с некоторыми пульсарами PSR явно концентрируются вблизи галактической плоскости 4.

Период следования импульсов пульсаров указан в таблице с двумя или тремя значащими цифрами лишь для простоты сравнения; известен же период с несравненно большей точностью. Например, для пульсара СР 1919 $\tau = 1,33730113$ сек. С подобной точностью порядка 10^{-8} изменений периодичности пульсара СР 1919 не обнаружено, т. е. его «ход» меняется меньше чем на секунду в год. Для большинства других пульсаров точность измерения т несколько меньше, причем изменения периода т также не обнаружено (для пульсара СР 0328 это утверждение делается ⁵ при точности, достигающей 10^{-9} сек*)). В то же время отдельные

^{*)} В конце декабря 1968 г. у нас появились сведения о том, что период следования импульсов т медленно возрастает (доклады на Техасском симпозиуме по релятивистской астрофизике). Так, для пульсара в Крабовидной туманности NP 0532 период растет примерно на 10^{-5} сек в год, т. е. $\delta \tau/\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$ и изменение за период $\delta \tau \sim 10^{-14}$ сек; период удвоится за время порядка $3 \cdot 10^3$ лет. Для пульсара СР 0834 $\delta \tau/\tau = (5 \pm 0.8) \cdot 10^{-15}$ и период удваивается за $8 \cdot 10^6$ лет; для пульсаров СР 1133, СР 1919 и СР 0950 период удваивается соответственно за $9 \cdot 10^6$, $4 \cdot 10^7$ и $3 \cdot 10^7$ лет. Для пульсара РSR 0833—45, находящегося в оболочке сверхновой Вела (Парус) Х, период равен 0,089 сек и удваивается за $2,4 \cdot 10^4$ лет ^{4а}.

Сведения о пульсарах

Обозначение пульсара	Прямое восхож- дение а	Склонение д	Галактическая долгота 1	Галактическая широта b	Период т, сек	$\int N_e dl$, $rc \cdot c3$	Средний поток на частоте v (<i>Mzu</i>) \overline{F}_{v} , ед. пото- ка *)
1. NP 0532	$05^{h}31^{m}30^{s}, 6\pm \pm 0^{s}, 43$	21°58′,8±1′,0	185°	~6°	0,033	58	$\begin{vmatrix} 207 \\ (v = 100) \end{vmatrix}$
2. PSR 0833—45	$08^{h}33^{m}38^{s}, 9\pm1^{s}$	$-45^{\circ}, 4\pm0, 3^{\circ}$	263°,5	$-2^{\circ}.8$	0,089	50	1,7 (v = 400)
3. PSR 1929+10	$19^{h}29^{m}52^{\circ}\pm1^{\circ}$	$10^{\circ}52'49'' \pm 15''$	48°	-4°	0,227	8	0,2 (v = 408)
4. MP 1451	$14^{h}5^{m}$	- 68°	314°	8°	0,248		0,1 (v = 408)
5. CP 0950	09 ^h 50 ^m 28°, 95	$08^{\circ}10'\pm1'$	2301	44°	0,253	3,2	0,8 (v == 81,5)
6. JP 1933-⊢16	$19^{h}33^{m}10^{s}$	16°06′	52°,3	-2°	0,359	$143\pm$ ±13	_
7. MP 0736	07h36m	− 40°	254°	9°	0,375	100	0,05 (v = 408)
8. AP 0823+26	$08^{h}23^{m}52^{s}\pm20^{s}$	$26^{\circ}48'\pm5'$	199°	32°	0,53	13,7	25 (v = 111)
9. AP 2015+28	$20^{h}15^{m}45^{s}\pm20^{s}$	$28^{\circ}31'\pm5'$	69°	-4°,0	0,558		6,0 (v = 611)
10. PSR 1749-28	${}^{17^{h}49^{m}48^{s},8\pm}_{\pm 0^{s},3}$	$-28^{\circ}05'57''\pm\pm8''$	1,6°	-1°, 0	0,562	50,88	-
11. CP 0328	$03^{h}28^{m}52^{s}\pm15^{s}$	55° <u>+</u> 1°	145°	0°	0,71	$18\pm \pm 1,5$	0,2 (v = 81,5)
12. HP 1506	$15^{h}07^{m}40^{s}\pm30^{s}$	55°30′ <u>+</u> 1°	90°	53°	0,73	$^{15,5\pm}_{\pm1}$	0,3 (v = 150)
13. MP 0835	$(08^{h}35^{m})$	40°	260°	0°	0,765	120	0,1 (v = 408)
14. MP 1426	$14^{h}26^{m}$	-66°	313°	-5°	0,79	60	0,1 (v = 408)
15. MP 1727	$17^{h}27^{m}$	-50°	341°	-9°	0,83	140	0,1 (v = 408)
16. CP 1133	$11^{h}33^{m}32^{s}\pm 20^{s}$	$17^{\circ}00'\pm45'$	240°	7 0°	1,18	6	0,3 (v = 81,5)
17. CP 0834	08h34m07s±15s	$07^{\circ}00'\pm45'$	220°	26°	1,27	12 <u>-+</u> 1	0,3 (v = 81,5)
18. CP 0808	$08^{h}08^{m}50^{s}\pm 30^{s}$	75°10′±30′	140°	34°	1,29	10 <u>±</u> 1	1,5 (v =: 81,5)
19. CP 1919	$19^{h}19^{m}37^{s}\pm0^{s},2$	21°47′02″±10″	56°	4°	1,33	12,55	1,0 (v = 81,5)
20. PSR 2045—16	$20^{h}45^{m}47^{s}, 6\pm \pm 0^{s}, 4$	$-16^{\circ}27'50''\pm\pm12''$	30°,5	33°,1	1,96	11,40	. ,
*) Единица потока $10^{-26} \frac{6m}{M^2 c y} = 10^{-23} \frac{9p_2}{c M^2 c x^{-21}}$. Для пульсара NP 0532 указан поток $\overline{F}v$							

мгри смгсек.ги для всего компактного радиоизлучения в Крабовидной туманности; поток радиоизлучения от самого пульсара значительно слабее.

1*

импульсы, в том числе непосредственно следующие друг за другом, часто бывают совершенно неодинаковыми по своей интенсивности и форме. В этой связи постоянство периода колебаний пульсаров нужно понимать как постоянство периода соответствующей фурье-компоненты потока излучения.

Форма импульсов у разных пульсаров неодинакова. Так, например, у пульсара СР 0950 импульс является одиночным, и притом довольно коротким ($\Delta \tau \sim 10$ мсек); однако на расстоянии порядка 100 мсек перед этим импульсом наблюдается «предвестник», которому отвечает поток, составляющий на частоте 408 Мгц в среднем 1,8% основного импульса ². В работе 5 отмечается, что в среднем ширина импульса $\Delta \tau$ увеличивается с периодом пульсара (т. е. приблизительно Δτ \infty τ). Для ряда пульсаров (СР 1919, СР 0834, СР 1133 и других) еще на сравнительно ранней стадии их исследования было обращено внимание на то, что импульс часто разделяется на два или три субимпульса. Определялись средние формы импульса, наблюдалась тонкая структура субимпульсов (см. ^{2, 8}). При этом предполагалось, что структура импульса отражает характер излучающей области и процессы в ней. Например, если пульсар представляет собой невращающуюся плотную звезду, излучающую из районов ее магнитных полюсов ⁶, то естественно было бы разделение импульса на два субимпульса (речь идет о дипольном поле, т. е. о двух полюсах) и т. д.

Наиболее важным фактом, который был выяснен после открытия пульсаров ¹, явилось, однако, обнаружение ⁷ регулярного характера субимпульсов, связи их с наличием второго периода τ_2 (первым или основным периодом $\tau_1 \equiv \tau$ называем время между импульсами). На примере пульсаров AP 2015+28 и CP 1919 в работе ⁷ показано, что по крайней мере для этих пульсаров поток радиоизлучения колеблется также с коротким периодом $\tau_2 \ll \tau_1 \equiv \tau$. Для AP 2015+28 период $\tau_2 = 10,6879 \pm 0,0002$ мсек, т. е. $\tau_2 \approx 10^{-2}$ сек при $\tau_1 = 0,558$ сек. Для CP 1919 период $\tau_2 \approx 15,5089 \pm 0,0001$ мсек. Существенно, что период τ_2 далеко не так постоянен, как период τ_1 . Конкретно, за $4 \cdot 10^3$ периодов τ_2 фаза колебания 2 меняется на 2π . Это означает, что если бы речь шла о колебаниях затухающего гармонического осциллятора, добротность

$$Q = \frac{\text{запасенная энергия}}{\text{потери энергии за период}} \approx 4 \cdot 10^3.$$

В то же время, если бы основной период τ_1 был связан со свободными колебаниями, то для него было бы $Q > 10^8 - 10^9$.

Период τ_2 практически несоизмерим с периодом τ_1 , что и приводит к кажущемуся непостоянству структуры импульса. Чтобы сразу же пояснить, в чем дело, укажем простую модель, которая обладала бы свойствами, характерными для упомянутых пульсаров. Именно, представим себе маяк, излучающая «головка» которого вращается с периодом т₁ и испускает пучок света с угловым раствором Дф. Тогда наблюдатель на корабле увидит вспышки излучения маяка с периодом т₁ и продолжительностью $\Delta \tau \approx \Delta \phi \tau_1/2 \pi$. Если же теперь промодулировать яркость маяка по закону $F = F_0 + a \cos{(2\pi t/\tau_2)}$, т. е. менять яркость с периодом τ_2 («мигающий» маяк), то при несоизмеримости периодов τ_1 и τ_2 будет как раз наблюдаться картина, которую мы хотим описать. В настоящее время еще не известно, имеется ли второй период у всех пульсаров. Логически это совсем не обязательно. Более того, уже на основании известных моделей можно себе представить, что имеются пульсары разных типов. С другой стороны, сейчас не исключена также простейшая гипотеза, согласно которой пока наблюдаются только пульсары одного типа

с двумя периодами, по своему характеру подобные модели вращающегося и одновременно «мигающего» маяка *).

Во избежание недоразумений подчеркнем, что, говоря ниже об импульсе радиоизлучения пульсаров, мы, как и выше, будем иметь в виду весь импульс, повторяющийся с периодом $\tau_1 \equiv \tau$. Отдельные же составляющие импульса и, в частности, его составляющие, обладающие периодом τ_2 , будем называть субимпульсами.

Как уже подчеркивалось, амплитуды импульсов сильно меняются. Более того, на некоторое время импульсы вообще пропадают (неотличимы от шумов аппаратуры), а затем появляются вновь. Например, для СР 1919 на частоте 81,5 *Мгц* импульсы наблюдаются ¹ в среднем в течение примерно 1 минуты, а затем около 3 минут пульсар «молчит». На более высоких частотах длительность пауз в некоторых случаях возрастает, хотя отношение длительности активной фазы к длительности паузы, быть может, мало изменяется.

Излучение пульсаров, вообще говоря, наблюдается в широком диапазоне частот. Так, пульсар СР 1919 наблюдался в интервале от 40 $M_{\mathcal{C}\mathcal{U}}$ ($\lambda = 7,5 \text{ м}$) до 3000 $M_{\mathcal{C}\mathcal{U}}$ ($\lambda = 10 \text{ см}$). Спектральный поток излучения F_{ν} при этом уменьшается с ростом частоты. Если, как обычно, аппроксимировать спектр степенным законом $F_{\nu} = \text{const} \cdot \nu^{-\alpha}$, то для СР 1919 спектральный индекс $\alpha = 1,5$ (в интервале частот 40—400 $M_{\mathcal{C}\mathcal{U}}$) и $\alpha = 3,2$ (в интервале частот 400—2300 $M_{\mathcal{C}\mathcal{U}}$). Для пульсаров СР 0834, СР 0950 и СР 1133 соответственно $\alpha = 1,2$; 1,1 и 1,1; излома в спектре в этих случаях не обнаружено.

Средний поток от пульсаров указан в таблице и для большинства случаев не превосходит единицы потока, т. е. $10^{-26} \, em \cdot m^{-2} z q^{-1} = 10^{-23} \, ppz \times cm^{-2} z q^{-1} ce \kappa^{-1}$. Отдельные импульсы значительно сильнее: для СР 1919 наблюдались ¹ на частоте 81,5 *Мгц* ($\lambda = 3,86$ м) импульсы с потоком $F_{\nu} \approx 20 \cdot 10^{-26} \, em \cdot m^{-2} z q^{-1}$ (речь идет о пиковом значении спектральной плотности потока при усреднении в полосе шириной 1 *Мгц*). Поскольку поток излучения пульсаров сильно меняется, величины потоков, указанные в таблице, имеют лишь сугубо ориентировочное значение.

Па разных несущих частотах импульсы приходят не одновременно: чем выше частота, тем импульс приходит раньше. Этот эффект, несомненно, связан с запаздыванием импульса в плазме, расположенной на пути между пульсаром и наблюдателем. Практически при этом речь идет о межзвездной плазме. Поясним эти утверждения.

Как известно, при пренебрежении влиянием магнитного поля и соударений, что в интересующем нас случае вполне оправдано (см., например, ⁹), $n^2 = 1 - (\omega_L^2/\omega^2)$; здесь n - показатель преломления. $\omega = 2\pi\nu$ частота, $\omega_L = 2\pi\nu_L = (4\pi e^2 N_e/m)^{1/2}$, $N_e = 1,24\cdot 10^4 \nu_L^2 -$ электронная концентрация (в последнем выражении $N_e -$ в cm^{-3} и $\nu_L -$ в Mzu). В межзвездной среде при $N_e \sim 0,1$ частота $\nu_L \sim 3\cdot 10^{-3} Mzu = 3\cdot 10^3 zu$. Следовательно, в радиоастрономическом диапазоне с большим занасом $\nu^2 \gg \nu_L^2$ и $n = 1 - (\nu_L^2/2\nu^2)$. Далее, групповая скорость радиоволн $\nu_{\rm rp} = d\omega/dk = c/(d(\nu n)/d\nu) = cn$ и время группового запаздывания

$$t_{\rm rp} = \int_0^R \frac{dl}{v_{\rm rp}} \approx \frac{R}{c} + \frac{\int_0^N v_L^2 dl}{2cv^2} \,.$$

^{*)} К сожалению, нам пока неизвестно о подтверждении выводов работы ⁷ другими наблюдателями (впрочем, косвенное подтверждение имеется в ²⁷). В таких условиях вссьма вероятное заключение о наличии периода τ_2 еще не может считаться строго доказанным (см. в этой связи примечание при корректуре на стр. 234).

Отсюда

$$rac{d\mathbf{v}}{dt_{\mathrm{rp}}} = - rac{c\mathbf{v}^3}{\int\limits_0^R \mathbf{v}_L^2 \, dl} \, .$$

Измеряя $dv/dt_{\rm rp}$ и частоту v, можно проверить полученное соотношение $dv/dt_{\rm rp} = -{\rm const}\cdot v^3$. Наблюдения подтверждают такую зависимость, что и дает возможность определить $\int_{0}^{R} v_L^2 dl$ и, следовательно, число частиц на луче зрения $\int_{0}^{R} N_e dl$. Полученные таким путем значения $\int_{0}^{R} N_e dl$ в единицах $nc \cdot cm^{-3}$ приведены в таблице.

Как ясно из таблицы, для всех известных пульсаров $\int_{0}^{N_e} dl \ge 3 nc \cdot cm^{-3} \approx 10^{19} cm^{-2}$. Для земной ионосферы и межпланетного пространства $\int_{0}^{R} N_e dl$ значительно меньше. Поэтому запаздывание сигналов от пульсаров может происходить либо в межзвездном пространстве, либо в самом источнике. Последняя возможность, опять же в связи с большим значением $\int_{0}^{R} N_e dl$ (при ограниченных значениях N_e , обеспечивающих соблюдение закона $dv/dt_{rp} = -\text{const} \cdot v^3$), представляется маловероятной. Напротив, в случае межзвездной среды появление наблюдаемых значений $\int_{0}^{R} N_e dl$ вполне естественно, ибо приводит к разумным значения расстояния до пульсаров.

Если принять, что среднее значение N_e в межзвездном пространстве равно 0,1 см⁻³, мы находим условное расстояние до пульсара $R_0 =$ $= 10 \int_0^R N_e \, dl \, nc.$ Именно такое условное расстояние весьма часто использовалось в литературе. Очевидно, истинное расстояние остается еще неопределенным; скорее всего, для большинства направлений среднее значение $N_e < 0,1$ и, следовательно, $R > R_0$. Так, согласно ¹⁰, в рукавах галактической спирали в среднем $0,01 \leq N_e \leq 0,05$ и для областей HI

разумно использовать значение
$$N_e \approx 0.03$$
, откуда $R \sim 3R_0 = 30 \int_0^R N_e dl$.

Возможно, особенно для некоторых направлений, что электронная концентрация в межзвездной плазме еще ниже. Так, в спектре пульсара СР 0328 удалось обнаружить ¹¹ линию поглощения водорода (длина волны 21 см), а по эффекту Допплера для этой линии — найти скорость поглощающих облаков нейтрального водорода. В результате сделан вывод, что пульсар СР 0328 лежит не ближе 4,2 клс = $1,3 \cdot 10^{22}$ см. Отсюда следует, что концентрация плазмы на луче зрения к пульсару СР 0328 не больше значения $N_e = 0,006$ см⁻³, поскольку в этом случае $\int_{-R}^{R} N_e dl =$

206

 $= 26,75 \ nc \cdot cm^{-3}$ (см. таблицу и ^{5, 11}) *). В работе ¹² была определена в направлении нескольких пульсаров величина $\int_{0}^{R} N_{\rm H} dl$ для Галактики (здесь $N_{\rm H}$ — концентрация нейтрального водорода). Используя эти значения $\int_{0}^{R} N_{\rm H} dl$, в ¹² при некоторых разумных предположениях о сте-

пени ионизации межзвездной среды оценили расстояние до пульсаров R. Оно оказалось отвечающим среднему значению электронной концентрации (с учетом вклада как диска, так и гало), равному 0,02-0,05. Таким образом, в согласии со сказанным ра́нее для оценок среднего расстояния до пульсаров сейчас целесообразно выбирать расстояние $R \sim 3R_0$. Но, как и другие авторы, мы иногда для простоты будем полагать $R \sim R_0$. Само собой разумеется, что в каждом отдельном случае это значение можно будет уточнить, а для ряда пульсаров такое уточнение уже произведено ^{11, 12}. Независимо от оценок расстояний до пульсаров, связанных с конкретным выбором значений электронной концентрации в межзвездной среде, их локализация в пределах Галактики представляется несомненной (во всяком случае, это можно утверждать для большинства пульсаров).

Зная расстояние до пульсара R и поток радиоизлучения на Земле F_v, находим спектральную мощность радиоизлучения $P_v = 4\pi R^2 F_v$ и полную мощность (радиосветимость) пульсара $P = 4\pi R^2 \int F_{\mathbf{v}} d\mathbf{v}$ в предположении, что излучение имеет изотропный характер. При этом средняя спектральная мощность \overline{P}_{v} и средняя полная мощность \overline{P} связаны со средним (по периоду τ_1) потоком излучения \overline{F}_v аналогичными соотношениями. Наблюдаемые значения \overline{F}_{v} приведены в таблице на стр. 203. Пользуясь этими данными, нетрудно оценить, что, например, для пульсара СР 1919 при $R = R_0 = 126$ *пс* средняя полная мощность для всех частот v > >40 Мец $\overline{P} \approx 10^{28}$ эрг/сек. Для «мигающих» пульсаров, дающих изотропное излучение с $\tau \sim 1$ сек, мы можем не различать энергию на импульс и среднюю мощность: $P \sim 10^{28} \ spc/cek \sim 10^{28} \ spc/umnyabc;$ для некоторых пульсаров $P \sim 10^{29}$ эрг/импульс. Длительность импульса $\Delta \tau \sim 50$ мсек, и, очевидно, мощность в самом импульсе достигает 1030 эрг/сек, хотя обычно $P \sim 10^{29}$ эрг/сек. Если расстояние до пульсара $R = 3R_0$, т. е. втрое больше принятого выше, то соответственно $\overline{P}\leqslant 10^{30}$ эрг/сек и $P\leqslant$ < 10³¹ эрг/сек. Последнее значение всего на два-три порядка меньше светимости Солнца L₀ = 3,86 · 10³³ эрг/сек. Если для пульсара СР 0328 использовать расстояние R = 4,2 кnc, то его среднее энерговыделение в радиодиапазоне при изотропном излучении составляло бы 2.10³¹ эрг/сек. Во время импульса, который продолжается около 7 мсек, мгновенная мощность радиоизлучения была бы равна 3 1033 эрг/сек, что сравнимо с полной светимостью Солнца в оптическом дианазоне. Еще более показательно, что мощность радиоизлучения пульсаров на много порядков превосходит мощность спорадического радиоизлучения Солнца. Так, полная мощность радиоизлучения Солнца во время всплесков III типа обычно не более 1018 эрг/сек, хотя максимальная мощность для некоторых событий II типа может в исключительных случаях достигать 10²³ *pp*/*cek*.

^{*)} Данные ¹¹ об удаленности пульсара СР 0328 не подтвердились. Согласно ^{11а} и другим измерениям в линии 21 см, расстояние до пульсара СР 0328 меньше 1 клс.

Выше предполагалось, однако, что излучение пульсара изотропно или, точнее, квазиизотропно подобно излучению диполя. Но в моделях вращающегося «маяка» речь, очевидно, идет о существенно неизотропном излучении с углом раствора диаграммы направленности излучателя $\Delta \phi \sim 2\pi \Delta \tau / \tau_1 \sim 0.1 \approx 6^\circ$ при $\Delta \tau \sim 20$ мсек и $\tau \equiv \tau_1 \sim 1$ сек. Если диаграмма конусообразная («карандашная»), то телесный угол, отвечающий этой диаграмме, $\Delta \Omega \sim (\Delta \phi)^2 \sim 10^{-2}$. Для «ножевой» диаграммы, которая тоже допустима в моделях «маяка» (см. ниже), $\Delta \Omega \sim 2\pi \Delta \phi \sim 1$. В то же время для квазиизотропного излучателя $\Delta \Omega \sim 4\pi$. Отсюда ясно, что если для квазиизотропного излучателя мощность в импульсе равна P_{u} , а средняя по периоду au_1 мощность $P=P_{
m H}\Delta au/ au_1$, то в моделях типа «маяка» обе эти мощности равны Р_иΔΩ/4π. Нетрудно убедиться, что в случае «ножевой» диаграммы $\Delta\Omega/4\pi \sim \Delta \tau/\tau_1$, и, следовательно, средние мощности радиоизлучения «мигающего» пульсара с изотропной диаграммой и пульсара типа «маяка» с «ножевой» диаграммой будут примерно одинаковы *). Для «карандашной» диаграммы, однако, средняя мощность в т₁/ $\Delta \tau$ раз меньше при той же мощности в импульсе. Например, для пульсара СР 0328 при $\tau_1 \approx 0.71$ сек и $\Delta \tau \approx 7 \cdot 10^{-3}$ сек она меньше в $\sim 10^2$ раз. Заключение о том, что мощность излучения пульсаров на много порядков больше мощности спорадического радиоизлучения Солнца, остается при этом, очевидно, неизменным.

Одним из важнейших обстоятельств, обнаруженным ^{13, 2} после открытия пульсаров ¹, является наличие сильной поляризации излучения пульсаров. Вообще говоря, поляризация эллиптическая, но часто бывает линейной, а иногда круговой. Степень поляризации в некоторых случаях для отдельных субимпульсов близка к 100%.

Заметим, наконец, что до сих пор не удалось отождествить какойлибо из пульсаров с видимым объектом **), т. е. пульсар представляет собой в оптическом отношении достаточно слабую звезду. Для фотосфер нейтронных звезд такое заключение представляется почти тривиальным, ибо их поверхность весьма мала и обнаружить их в оптической части спектра, вообще говоря, невозможно даже на расстояниях порядка парсека. Что же касается звезд белых карликов, то они для расстояний порядка 10—100 *nс* наблюдаются, если только не являются достаточно холодными. Следовательно, отсутствие заметного оптического излучения от пульсаров свидетельствует лишь о том, что они не представляют собой достаточно близких и притом горячих (можно сказать, обычных) белых карликов или каких-либо других звезд известных типов.

Таковы основные сведения о пульсарах, которые, подчеркнем это еще раз, приведены для ориентировки и удобства, но ни в какой мере не могут претендовать на большее.

^{*)} В то же время энергия, излученная за период пульсаций, будет различна из-за разной величины периода: τ_1 — для «мигающего» пульсара и τ_2 — для пульсара типа «маяка».

^{**)} В середине января 1969 г. поступило телеграфное сообщение об обнаружении пульсара NP 0532 в оптическом диапазоне — яркость одной из звезд, расположенных в Крабовидной туманности, изменяется с периодом $\tau_1 = 0,033$ сек (см. $^{63-65}$). Пульсар NP 0532 в Крабовидной туманности довольно реако отличается от всех других известных (кроме, быть может, пульсара PSR 0833—45) и, очевидно, является особенно молодым. Если речь идет о нейтронной звезде с очень сильным магнитным полем (см. гл. VII), то излучение достаточно большого количества света является весьма многозначительным обстоятельством.

Пам представляется возможным считать оптическое излучение пульсара некогерентным синхротронным излучением релятивистских электронов, образующих кольцеобразный радиационный пояс в экваториальной части магнитосферы вращающейся нейтронной звезды (см. также примечание при корректуре на стр. 234).

III. ПУЛЬСАРЫ КАК АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ

Какова природа пульсаров? Уже в ¹ было высказано предположение, что речь идет о колебаниях (радиальных пульсациях) белых карликов или нейтронных звезд. В дальнейшем предлагались также модели плотной вращающейся звезды и тесной двойной системы (т. е. пары звезд или звезды со спутником) ¹⁴. Двойная система излучает гравитационные волны и может оказаться неустойчивой ¹⁵; поэтому двойные системы как возможные источники пульсирующего радиоизлучения представляются маловероятными.

Период пульсаций нейтронных звезд, вообще говоря, не превосходит 10⁻²-10⁻³ сек ¹⁶, ¹⁷. После выяснения этого обстоятельства и до появления работы ⁷ основной период пульсаров $\tau_1 \equiv \tau$ связывался либо с колебаниями белых карликов, либо с периодом вращения нейтронных звезд (см., например, ^{2, 6, 18}). Основной тон радиальных колебаний белых карликов может обладать периодом $\tau \ge 1$ сек. Периоды $\tau \leqslant 1$ сек можно пытаться связать с колебаниями на обертонах. В то же время в случае пульсирующей звезлы и особенно пульсирующей магнитной звезды 6 естественным образом возникают возможности для мощного излучения радиоволн. В модели же стационарной (непульсирующей) вращающейся звезды с каким-то «горячим пятном», локализованным на ее поверхности источником направленного радиоизлучения, оставался неясным механизм радиоизлучения. В этой связи авторы настоящей статьи вначале сконцентрировали внимание на моделях колеблющихся магнитных белых карликов ⁶. Позволим себе отметить, однако, что мы интересовались также гипотетическими моделями колеблющихся магнитных нейтронных звезд и моделями вращающихся звезд с «карандашными» и «ножевыми» диаграммами (эти моменты нашли отражение в докладе, на основе которого написана настоящая статья).

Обнаружение второго периода $\tau_2 \sim 10^{-2}$ сек для двух пульсаров ⁷ сразу же внесло существенно новый элемент во всю ситуацию. Ясно, что для пульсаров с двумя периодами $\tau_1 \leq 1$ сек и $\tau_2 \leq 10^{-2}$ сек наиболее вероятна модель пульсирующей с периодом τ_2 и вращающейся с периодом τ_1 нейтронной звезды. Такая синтетическая модель не сталкивается с трудностями, присущими модели пульсирующего белого карлика (малость периода τ_1 , вопрос о структуре импульсов, отсутствие оптической идентификации). В пользу синтетической модели свидетельствует, разумеется, и факт очень высокого постоянства периода τ_1 при значительно меньшей стабильности периода τ_2 (подробнее см. гл. VII).

Как уже упоминалось, не исключено существование пульсаров разных типов, отвечающих, скажем, вращающимся и колеблющимся нейтронным звездам, практически невращающимся нейтронным звездам, которые колеблются, и, наконец, колеблющимся и вращающимся белым карликам. Если же излучение не обусловлено пульсациями, а возбуждается каким-то иным способом при вращении звезды ^{14, 18}, то в качестве моделей пульсаров фигурируют вращающиеся плотные звезды. Но о каком бы из этих объектов ни шла речь, можно думать, что их радиоизлучение генерируется в относительно протяженной атмосфере объекта, находящейся в состоянии разреженной плазмы. Поэтому при анализе моделей пульсаров можно выделить две основные задачи: «внутреннюю», связанную с рассмотрением самой звезды, ее колебаний, вращения и их связи между собой, и «внешнюю», касающуюся механизма радиоизлучения и вообще процессов в атмосфере или, лучше сказать, короне звезды.

Подобное разделение целесообразно, поскольку в этих задачах приходится иметь дело с совершенно различными условиями. Достаточно

сказать, что средняя плотность звезд, о которых идет речь, лежит в пределах примерно от $10^7 - 10^9 \ e/cm^3$ (плотные белые карлики) до $10^{13} - 10^{15} \ e/cm^3$ (нейтронные звезды). В то же время радиоизлучение с частотой ю возникает в области, где плазменная частота $\omega_L = (4\pi e^2 N_e/m)^{1/2} \leqslant \omega$ (для простоты сейчас мы не касаемся влияния магнитного поля и не учитываем возможности того, что плазма движется с большой скоростью). При $\nu = \omega/2\pi = 100$ Mey отсюда получаем значения электронной концентрации $N_e = 1,24 \cdot 10^4 v_L^2 \leqslant 10^8 \ cm^{-3}$ и плотности $\rho \leqslant (10^{-23} - 10^{-24})N_e \leqslant 10^{-15} - 10^{-16} \ e/cm^3$.

Разумеется, «внутренняя» и «внешняя» задачи связаны между собой: явления в короне в определенной мере определяются состоянием основной части звезды и отражают происходящие там процессы. Тем самым обсуждение механизма радиоизлучения пульсаров не только представляет интерес само по себе, но и должно помочь решить вопрос о строении и различных характеристиках плотных частей пульсаров. Именно в таком цлане развивается работа авторов, которая будет освещена ниже (см. также ^{6,6а}).

IV. КОГЕРЕНТНЫЕ МЕХАНИЗМЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

До самых последних лет галактическая и метагалактическая радиоастрономия имела дело только с некогерентными механизмами радиоизлучения. При этом основную роль здесь играет некогерентный синхротронный (магнитотормозной) механизм, связанный с излучением рялятивистских электронов в межзвездных магнитных полях; этот механизм хорошо объясняет такие явления, как распределенное радиоизлучение Галактики, излучение остатков сверхновых звезд и радиогалактик.

Для некогерентного механизма радиозлучения интенсивность излучения источника равна сумме интенсивностей спонтанного излучения от отдельных элементов источника (возбужденных атомов, излучающих электронов и пр.), если только реабсорбция излучения в источнике несущественна. Последнее имеет место при условии, что онтическая толщина источника $\mu L \ll 1$ (μ — коэффициент реабсорбции, L — размеры источника). В случае $\mu L \gg 1$ интенсивность излучения источника равна сумме интенсивностей от отдельных элементов источника, расположенных лишь в поверхностном слое толщиной $l \approx 1/\mu$, т. е. в слое с оптической толщиной, равной единице. Излучение из более глубоких слоев из-за поглощения не выходит за пределы источника. Из сказанного ясно, что увеличение числа излучающих частиц в единице объема приводит к увеличению интенсивности излучения источника только до тех пор, пока $uL \leq 1$. Дальнейшее увеличение концентрации не приведет к росту интенсивности излучения. Дело в том, что коэффициент реабсорбции µ пропорционален концентрации излучающих частиц и поэтому рост концентрации приведет к соответствующему уменьшению толщины эффективно излучающего слоя $l \sim 1/\mu$; в результате общая интенсивность излучения останется неизменной.

Сказанное особенно ясно на примере теплового излучения, создаваемого частицами, имеющими равновесное распределение по энергиям (это частный случай некогерентного механизма излучения). Здесь роль предельной интенсивности излучения источника играет интенсивность излучения абсолютно черного тела. Эффективная температура излучения $T_{\rm эф\phi}$ в этом случае равна кинетической температуре T излучающих частиц, причем $T \sim \mathcal{E}_{\rm cp}/k$ ($\mathcal{E}_{\rm cp}$ — характерная энергия частиц, k — постоянная Больцмана). Оценка $T_{\rm эф\phi} \sim \mathcal{E}_{\rm cp}/k$ сохраняется и для неравновесных распределений излучающих частиц с дисперсией по энергии $\Delta \mathcal{E} \sim \mathcal{E}_{\rm cp}$, ибо такого рода распределения существенно не отличаются от равновесных. Поскольку для некогерентных механизмов в каждом конкретном случае существует свой верхний предел $T_{s\phi\phi}$, ясно, что такие механизмы эффективны главным образом для неплотных протяженных источников, т. е. для объектов со сравнительно низкой эффективной температурой.

Однако в последние годы было открыто несколько классов мощных источников малых угловых размеров — квазаров, источников излучения ОН и, наконец, пульсаров. Громадные значения $T_{эф\phi}$ в этих источниках делают невероятной их интерпретацию на основе некогерентных механизмов — здесь оказалось необходимым привлекать когерентные механизмы радиоизлучения *), обсуждавшиеся ранее лишь в применении к Солнцу, Юпитеру и вспыхивающим звездам ²².

В самом деле, для пульсаров $T_{\partial\phi\phi} \sim 10^{21}$ [°]K, а, возможно, еще выше на один-два порядка. Эта величина $T_{\partial\phi\phi}$ приводит к оценке характерной энергии излучающих частиц $\mathscr{E}_{\rm cp} \sim T_{\partial\phi\phi}/k \ge 10^{17}$ ²⁸. Ни в одной сколько-нибудь разумной модели пульсаров в их атмосфере не могут присутствовать в заметном количестве частицы с такой энергией. Поэтому механизм радиоизлучения пульсаров не может принадлежать к некогерентному типу. Столь высокие значения $T_{\partial\phi\phi}$ в состоянии обеспечить только когерентный механизм радиоизлучения, в котором отсутствует указанное выше ограничение сверху на величину $T_{\partial\phi\phi}$.

Последнее обстоятельство связано с тем, что для когерентных механизмов интенсивность излучения источника превосходит сумму интенсивностей спонтанного излучения отдельных излучающих частиц, входящих в состав источника. В случае распределенных источников радиоизлучения, размеры которых $L \gg \lambda$ (λ — длины волны; только такие источники практически и рассматриваются в астрофизике), это достигается за счет существования в системе областей с отрицательным коэффициентом реабсорбции, $\mu < 0$. Значения $\mu < 0$, которые реализуются при соответствующих резко неравновесных распределениях излучающих частиц в источнике, приводят к усилению излучения от каждого элемента в источнике (по закону $e^{-\mu l} = e^{|\mu| l} **$), прежде чем оно выйдет за его пределы. Ниже термин «когерентное излучение» применяется именно в таком смысле. Существуют, конечно, когерентные источники другого типа (в частности, сгустки частиц, или «антенны», с размерами или одним из размеров, малым по сравнению с длиной волны), но они вряд ли могут представлять интерес в космических условиях.

При обсуждении природы пульсаров обычно считают, что радиоизлучение исходит от объекта с размерами $L \leq (1-5) \cdot 10^8 \, cm$. Этот вывод основан, во-первых, на том, что как раз таков радиус белых карликов, колеблющихся с периодом $\tau \sim 1 \, ce\kappa$. У нейтронных звезд с периодом колебаний $\tau_2 \sim 10^{-2} \, ce\kappa$ радиус плотной нейтронной и плазменной части звезды $r_n \sim 10^7 \, cm$ (см. ¹⁷), но разреженная плазменная оболочка и магнитосфера, вероятно, тоже достигают размера $r \geq 10^8 \, cm$. Во-вторых, принято считать, что размер излучающей области $L \leq c \Delta \tau$, где $\Delta \tau - дли-$ тельность импульса и c — скорость света (точнее, здесь должна фигури-

**) Точнее, по закону $\exp\left(-\int \mu dl\right)$, справедливому, в отсутствие «насыщения»;

для простоты оптическую толщину $\int \mu \, dl$ мы будем записывать в виде μl , понимая под μ некоторое среднее значение на характерном расстоянии l или L. В рассматриваемом случае l — расстояние от данного элемента до «края» источника.

^{*)} За одним исключением: для квазаров некогерентный синхротронный механизм обычно еще не встречается с серьезными затруднениями при объяснении наблюдаемой интенсивности. В этом случае привлечение когерентных механизмов излучения возможно, но не необходимо ^{19, 20}. О границах применимости некогерентного синхротронного механизма радиоизлучения см. также в ²¹.

ровать групповая скорость волн). Если условие $L \leqslant c \Delta \tau$ нарушено, то изменения радиоизлучения существенно сглаживаются из-за различного запаздывания сигналов от разных частей протяженного источника. Для пульсаров $\Delta \tau \sim (1-5) \cdot 10^{-2}$ сек и $L \leqslant c \Delta \tau \sim (3-15) \cdot 10^8$ см (если речь идет об отдельном субимпульсе, то его длительность в известных случаях порядка $\tau_2 \sim 10^{-2}$ сек; ясно, что замена $\Delta \tau$ на τ_2 в приведенном примере несущественна).

Уместно отметить, что эта оценка не бесспорна. В случае когерентного механизма излучения, когда интенсивность I увеличивается по экспоненциальному закону, для существенного изменения I достаточно изменения параметров источника в слое, для которого $|\mu|l \sim 1$. Сглаживание при этом будет отсутствовать, если сигнал проходит расстояние $l \sim 1/|\mu|$ за время не больше $\Delta \tau$, т. е. если соблюдается условие

$$l \sim \frac{1}{|\mu|} \leqslant c \Delta \tau. \tag{1}$$

Отсюда

$$\frac{L}{|\mu|L} \leqslant c\Delta\tau, \quad \text{или} \quad L \leqslant c\Delta\tau |\mu|L.$$
(2)

Для эффективного когерентного механизма $|\mu| L \gg 1$, и, следовательно, неравенства (1), (2) существенно (в $|\mu| L \gg 1$ раз) слабее условия $L \leqslant c \Delta \tau$. Если, скажем, $|\mu| L \sim 10^2$, то размер радиоизлучающей области пульсара $3 \cdot 10^8 \cdot 10^2 \sim 3 \cdot 10^{10}$ см, т. е. порядка размеров Солнца. Отсюда следует, что убедительное основание для оценки размеров самого пульсара — это в нервую очередь период следования импульсов или субимпульсов, т. е. природа источника. Но можно также сказать, что размер достаточно активной в излучении области источника $l \sim 1/|\mu| \leqslant c \Delta \tau \sim 3 \cdot 10^8$ см. Это, конечно, тоже является ограничением.

Переходя к обсуждению когерентных механизмов генерации радиоизлучения пульсаров, заметим сразу же, что существуют два основных варианта таких механизмов.

1) Отрицательная реабсорбция реализуется сразу для электромагнитных волн, которые свободно выходят из источника. Примером такого механизма служит когерентный синхротронный механизм, который действует в системе «холодная» плазма + релятивистские электроны в магнитном поле ^{20, 21, 23}. При соответствующем выборе энергетического спектра электронов (например, при спектре с достаточно узким максимумом) коэффициент реабсорбции, связанный с синхротронным излучением, может в таком случае стать отрицательным, а волны, излучаемые отдельными релятивистскими электронами системы, станут усиливаться прежде. чем выйти за пределы системы.

2) Сначала возбуждаются (усиливаются) плазменные волны (т. е. картина усиления волн в системе относится не к электромагнитным, а к плазменным волнам), а затем в процессе трансформации (конверсии) часть энергии этих волн переходит в энергию электромагнитного излучения, покидающего источник. Пример — усиление и неустойчивость плазменных волн в системе «поток — плазма» и конверсия волн за счет их рассеяния (см. ^{19, 22, 24}).

Вариант 1) привлекает тем, что вся электромагнитная энергия при этом выходит из источника (без процессов конверсии, которые ослабляют эффективность действия механизма генерации). Вариант 2) обычно приводит к ослаблению излучения в процессе конверсии (в условиях Солнца²² степень трансформации опускается до 10⁻⁶). Однако для пульсаров для источников с $L \sim 3 \cdot 10^8$ см и эффективной температурой излучения $T_{эф\phi} \ge 10^{21}$ °К — конверсия, оказывается весьма высокой (в электромагнитное излучение трансформируется энергия, сравнимая с энергией возбужденных плазменных волн; то же, впрочем, могло бы иметь место идля квазаров¹⁹). Дело в том, что благодаря высокой плотности плазменных волн, необходимых для создания мощного электромагнитного излучения в пульсарах, здесь эффективен так называемый процесс индуцированного рассеяния плазменных волн в электромагнитное излучение.

Эффект индуцированного рассеяния заключается в том, что вероятность появления (на классическом языке — интенсивность) рассеянной волны с волновым вектором **k** увеличивается при наличии волн такого же типа и с тем же вектором **k**. Конкретно, для рассеяния (трансформации) плазменных волн с волновым вектором \mathbf{k}_t , превращающихся в поперечные (радио)волны с вектором $\mathbf{k}_t = \mathbf{k}$, вероятность индуцированного рассеяния пропорциональна интенсивности радиоволн $I_t(\mathbf{k}) = I$. В то же время вероятность такого спонтанного процесса (обыкновенного рассеяния) от I не зависит (подробнее см. ²⁴).

С учетом как спонтанного, так и индуцированного рассеяния уравнение перепоса для изменения интенсивности радиоизлучения в источнике вдоль луча (элемент длины dl) записывается в виде

$$\frac{dI}{dl} = \alpha I_l + (\beta I_l - \mu_c) I; \qquad (3)$$

здесь I_l — интенсивность плазменных волн и μ_c — коэффициент поглощения радиоволн за счет соударений электронов с ионами в плазме. Член αI_l отвечает спонтанному рассеянию (спонтанной трансформации плазменных волн в поперечные), и член $\beta I_l I = \mu_s I$ описывает индуцированное рассеяние на частотах $\omega \approx \omega_L^*$).

Весьма существенны угловые зависимости, которые в (3) отражаются на виде коэффициентов α и β . Мы будем для простоты считать, что плазменные волны образуют пучок, т. е. их волновые векторы группируются около какого-то значения. По сути дела, это обстоятельство уже учтено в (3), ибо иначе там появились бы интегралы по d^3k_l , что отвечает образованию радиоволи с вектором **k** в результате рассеяния плазменных воли с различными \mathbf{k}_l . Итак, в (3) I_l — некоторая средняя интенсивность плазменных воли с фиксированным эффективным для пакета значением \mathbf{k}_l . Тогда α и β зависят только от угла θ между \mathbf{k}_l и \mathbf{k} — волновым вектором образующихся радиоволи (их интенсивность $I = I(\theta)$).

Ограничимся здесь учетом обычно наиболее важной части рассеяния, происходящего на флуктуациях плотности (рэлеевское рассеяние). Для такого рассеяния частота образующихся радиоволн $\omega \approx \omega_{l} \sim \omega_{L} = = \sqrt{4\pi e^{2} N_{e}/m}$. При этом ²⁵

$$\alpha = \frac{\omega_L^4 \sin^2 \theta}{32\pi^2 c^3 v_{\phi} n(\omega_l) N_e}, \quad \beta = \frac{\omega_L (m/m_i)^2 (v_{\phi}/v_{\tau})^3 \sin^2 \theta}{m c v_{\phi} v_{\tau}^2 n^2 (\omega_l) N_e}, \\ \frac{\alpha}{\beta} = \frac{m (m_i/m)^2 \omega_L^3 n^2 v_{\tau}^2}{32\pi^2 c^2 (v_{\phi}/v_{\tau})^3} = \frac{m (m_i/m)^2 \omega_L^3 n^5 v_{\tau}^2}{96 \sqrt{3} \pi^2 c^2};$$
(4)

здесь $v_{\Phi} = \sqrt{3kT/m} (1 - \omega_L^2/\omega_l^2)^{-1/2} = \sqrt{3}v_{T}/n (\omega_l) - \Phi$ азовая скорость продольных волн с частотой ω_l ; $n(\omega_l) = \sqrt{1 - \omega_L^2/\omega_l^2}$ – показатель преломления поперечных волн на частоте ω_l ; $v_T = \sqrt{kT/m}$ – характерная гепловая скорость электронов и m_i – масса ионов.

^{*)} В принципе возможен ^{24а} другой вариант плазменного механизма, в котором собственная частота плазмы ω_L (а следовательно, и частота возбуждаемых плазменных волн) много меньше частоты радиоизлучения ω . При этом высокие значения ω получаются за счет индуцированного рассеяния плазменных волн не в «холодной» плазме. а на релятивистских частицах в источнике.

С точностью до численного множителя 1/2 спонтанное рассеяние можно вычислить, определяя рассеяние на свободных электронах. Полное эффективное сечение для такого рассеяния, как хорошо известно, $\sigma_t =$ $= \frac{8}{3} \pi (e^2/mc^2)^2 = \omega_L^4/6\pi c^4 N_e^2$. Поэтому проинтегрированное по телесному углу значение α в (3) порядка $\sigma_l N_{ec} / v_{\phi} n(\omega_l)$ (фактор $c / v_{\phi} n(\omega_l)$ учитывает то обстоятельство, что групповая скорость поперечных волн равна cn (ω_l), а групповая скорость продольных волн $v_{\rm rp} \approx v_{\Phi} n^2 = \sqrt{3kT/m} \sqrt{1-(\omega_L^2/\omega^2)}$. В согласии с этим $\alpha = \frac{3}{8\pi} \sigma_t N_e (c/v_e n (\omega_l)) \sin^2\theta$, что лишь в два раза больше точного значения α в (4). Появление зависимости типа $\sin^2 \theta$ от угла в также вполне понятно: именно так и должен излучать поперечные волны диполь — электрон, колеблющийся под влиянием продольной волны (электрическое поле в этой волне направлено по k,, и, следовательно, в есть угол между направлением колебаний и волновым вектором k для излучаемой волны). Что касается индуцированного рассеяния, то член $\beta I_I I$ тицичен при описании взаимодействия волн при учете нелинейности среды (классический язык) и для процессов типа индуцированного рассеяния (квантовый язык). Аналогия со случаем индуцированного излучения позволяет также сразу понять, почему одинакова угловая зависимость коэффициентов α и β (подробнее см. ²⁴).

Коэффициент поглощения радиоволн из-за соударений равен (см. 9)

$$\mu_{c}(\omega) = \frac{1 - n^{2}(\omega)}{cn(\omega)} v_{\partial \phi \phi}, \quad n(\omega) = \sqrt{1 - \frac{\omega_{L}^{2}}{\omega^{2}}}, \qquad (5)$$
$$v_{\partial \phi \phi} = \pi \frac{e^{4}}{(kT)^{2}} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} N_{e} \ln\left(0.37 \frac{\kappa T}{e^{2}N_{e}^{1/3}}\right) = \frac{5.5N_{e}}{T^{3/2}} \ln\left(220 \frac{T}{N_{e}^{1/3}}\right).$$

Здесь учтено, что в интересующих нас случаях $\omega^2 \gg v_{a\phi\phi}^2$, $n^2 \gg (\omega_L^2/\omega^2)v_{a\phi\phi}/\omega$, а $v_{a\phi\phi}$ — число соударений электронов с протонами (водородная плазма; последнее ограничение, конечно, совершенно несущественно и отражается лишь на численном коэффициенте в выражении для $v_{a\phi\phi}$).

Для однородной плазмы и I l = const решение уравнения (3) таково:

$$I = \frac{\alpha I_{l}}{\mu_{c} - \beta I_{l}} [1 - e^{(\beta I_{l} - \mu_{c})L}], \qquad (6)$$

где L---толщина плазменного слоя (излучающей области). Индуцированное рассеяние особенно существенно при соблюдении условий

$$\beta I_l \gg \mu_c, \quad \beta I_l L \gg 1.$$
 (7)

В этом случае

$$I(\theta) = \frac{\alpha}{\beta} e^{\beta(\theta) I_l L}.$$
 (8)

Оценим различные параметры, приняв, что $N_e \sim 10^8$ электронов/см³, $T \sim 10^6$ °K, $m_i/m \sim 2000$ и фазовая скорость продольных волн $v_{\phi} =$ $= \sqrt{3} v_T/n \sim 10^{10} \text{ см/сек.}$ Тогда $\omega_L = 5,64 \cdot 10^4 \sqrt{N_e} \sim 2\pi \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$, $v_{\varphi\phi\phi} \sim 10 \text{ сек}^{-1}$, $v_T \sim 5 \cdot 10^8 \text{ см/сек и } n \sim 0,1$. Далее, согласно (4) и (5) $\mu_c \sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-1}$, $\beta \sim 10^{-10} \sin^2 \theta$, $\alpha \sim 10^{-16} \sin^2 \theta$, $\frac{\alpha}{\beta} \sim 10^{-6}$. (9)

Для направленного пучка плазменных волн $I_l = W_l v_{\rm rp}$. где $W_l = \overline{E^2/4\pi} - c$ редняя по времени плотность энергии плазменных волн и $v_{\rm rp} = \sqrt{3kT/m} \times \sqrt{1-(\omega_L^2/\omega^2)} = v_{\phi}n^2$. Применение при оценках плотности W_l вместо I_l предпочтительнее, поскольку эта величина не так чувствительна к выбору

параметров. При уже использованных значениях $v_{\rm rp} \sim 10^8 \ cm/cek$, $I_l \sim \sim 10^8 \ W_l$ и первое условие (7) при $\sin^2 \theta \sim 1$ выполнено, если $W_l \gg 3 \cdot 10^{-6} \ spz/cm^3$. Второе из условий (7) соблюдается для области с размерами $L \gg 10^3/W_l$. Для пульсаров оба эти неравенства заведомо соблюдаются. В то же время для солнечных всплесков III типа $W_l < < 10^{-6} \ spz/cm^3$ (см. ²²) и индуцированное излучение не играет роли или, во всяком случае, не имеет определяющего значения.

Итак, действительно индуцированное излучение в условиях пульсаров может стать основной причиной конверсии. благодаря которой обеспечивается полная (по порядку

величины) грансформация плазменных волн в электромагнитные. Естественно, теперь встает вопрос

о той доле энергии, которую может передать источник в плазму на возбуждение плазменных волн. Пусть, например, таким источником является поток быстрых электронов в плазме. Покажем, что в наиболее благоприятном случае эта доля — порядка энергии самого потока.



Рис. 1. Начальные функции распределения частиц по скоростям в «основной» плазме f_0 и в потоке f_S .

Рассмотрим для простоты случай $\omega_L \gg \omega_H = eH/mc = 1,76 \cdot 10^7 H$, когда возбуждение плазменных волн можно рассматривать без учета магнитного поля. Предположим, что функции распределения по скоростям для электронов потока f_S и основной плазмы f_0 в момент инжекции нотока имеют вид, схематически показанный на рис. 1. Если поток впрыскивается в плазму достаточно быстро по сравнению с характерными временами t_r , t_{11} и t_{1t} , речь о которых пойдет ниже, то пучковая неустойчивость будет развиваться следующим образом (приводимые далее оценки времен t_r , t_{1t} и t_{1t} можно найти в ²⁴).

На первой стадии процесса, длительность которого по порядку величины определяется временем t_r , где

$$t_r^{-1} \approx \frac{\pi \omega_L}{2} \frac{N_S}{N_e} \left(\frac{v_S}{\Delta v_{S_2^*}} \right)^2 \frac{1}{\ln \left(W_L / W_T \right)},\tag{10}$$

происходит квазилинейная релаксация функции распределения пучка (здесь N_S и N_e — концентрации частиц в потоке и плазме, v_S и Δv_S —



Рис. 2. 1-я стадия развития пучковой неустойчивости — квазилинейная релаксация функции распределения пучка. соответственно средняя скорость и начальная дисперсия скоростей в потоке, $W_{\rm T}$ — плотность энергии тепловых плазменных флуктуаций). За время t в резонансной области спектра генерируются плазменные колебания значительной энергии $W_l \approx N_S m v_S^2/3$, увеличивающие дисперсию скоростей в пучке и выравнивающие функцию распределения электронов. На этом этапе на функ-

ции распределения потока возникает «плато» (область с $\frac{\partial f_S}{\partial v} = 0$) и генерация плазменных волн практически прекращается (рис. 2).

На второй стадии плазменные волны из резонансной области спектра перераспределяются в нерезонансную (в область фазовых скоростей, где нет частиц потока (рис. 3)). Это происходит при индуцированном рассеянии плазменных волн в плазменные за время t_{ll} , причем

$$t_{ll}^{-1} \approx \frac{\omega_L}{4} \frac{W_l^*}{N_e m v_S v_{Ti}}; \tag{11}$$

здесь $v_{\mathbf{r}i} = v_{\mathbf{r}} \sqrt{m/m_i}$ — тепловая скорость ионов и W_l^* — плотность энергии плазменных волн в нерезонансной области фазовых скоростей $(W_l^* \approx W_l)$.

На третьей стадии происходит индуцированная конверсия плазменных волн в электромагнитные. При эффективной конверсии, условия которой были выяснены ранее, практически вся энергия переходит в электромагнитное излучение за время t_{1t} , где

$$t_{\bar{l}t}^{-1} \approx \frac{\omega_L W_l^*}{m N_e v_{\rm T}^2} \left(\frac{m}{m_i}\right)^2 \left(\frac{v_S}{v_{\rm T}}\right)^3; \tag{12}$$

здесь, как и ранее, $v_{\tau} = \sqrt[n]{T/m}$ — тепловая скорость электронов.

Описанный процесс возбуждения плазменных волн и их конверсии в электромагнитное излучение будет полностью закончен, если времена



Рис. 3. 2-я стадия развития пучковой неустойчивости — перекачка энергии плазменных волн в нерезонансную область фазовых скоростей в результате индуцированного рассеяния. t_r, t_{11}, t_{1t} меньше длительности импульсов $\Delta \tau$.

Влиянием соударений в плазме можно пренебречь (как это делалось выше при анализе динамики развития пучковой геустойчивости), если Δτ « 1/ν_{эфф}, где ν_{эфф} — частота столкновений (5). Для пульсаров с достаточно горячей плазмой это условие легко 10⁶ °K и N

может быть выполнено: например, при $T \sim 10^6$ °К и $N_e \sim 10^8$ электронов/см³ величина $1/v_{s\phi\phi} \sim 10^{-1}$ сек, тогда как $\Delta \tau \sim (1-5) \cdot 10^{-2}$ сек.

Указанный здесь процесс развития неустойчивости и конверсии имеет место при отсутствии «стабилизации», когда время $t_r \ll t_{1l}$. Это обычно выполняется для электронных потоков, если температура основной плазмы не слишком мала ²⁵.

Не исключено, однако, что потоки - ионные (протоны). В этом случае tr будет велико по сравнению с t11. Поэтому картина развития неустойчивости будет существенно иной: плато не установится сразу, и режим развития пучковой неустойчивости приобретает специфический пульсирующий характер — за время $t_{l\,l}$ возбужденные потоком волны перскачиваются в нерезонансную область и стабилизируют неустойчивость. Отсюда за время t_{lt} плазменные волны переходят в радиоизлучение. Стабилизация исчезает, и поток снова возбуждает порцию плазменных волн; они вновь перекачиваются в нерезонансную область, переходят в электромагнитные и т. д. Такой процесс повторяется многократно до тех пор, пока на функции распределения ионного потока не возникнет плато и генерация плазменных волн не прекратится полностью. При таком процессе в радиоизлучение по-прежнему перейдет энергия порядка кинетической энергии потока $W \sim N_s m_i v_s^2$, но отдельными порциями. Время передачи одной порции энергий $t \sim t_{1l} + t_{lt} \approx t_{ll}$. При разумных значениях параметров величина t может быть порядка 10^{-4} сек. Возможно, что с таким пульсирующим режимом развития пучковой неустойчивости ионных потоков связана тонкая структура радиоимпульса с характерным временем «10⁻⁴ сек. наблюдавшаяся в ⁸ и ряде других работ *). Как будет видно из дальнейших оценок, ионные потоки предпочгительное электронных не только для объяснения тонкой структуры радиоимпульса, но и для обеспечения высокой энергоотдачи потока, особенно если пульсары расиоложены достаточно далеко.

Из приведенных рассуждений следует, что когерентные механизмы (в обоих вариантах — с конверсией и без нее) могут объяснить эффективный выход радиоизлучения из источника с энергией, сравнимой с первоначальной энергией излучающих частиц. Это позволяет оценить минимальную плотность заряженных частиц, необходимую для генерации радиоизлучения пульсаров.

По данным о радиоизлучении пульсаров, приведенным в гл. II, мощность излучения в импульсе большинства пульсаров при квазиизотропном излучении составляет $P_{\rm H} \sim 10^{30} \; {\it spc/cek}$, а полная энергия в импульсе $\mathscr{E} \sim P_{\rm H} \; \Delta \tau \sim 10^{30} \cdot 3 \cdot 10^{-2} \; {\it spc} \sim 3 \cdot 10^{28} \; {\it spc}$ или несколько больще. Если за время импульса в излучение переходит энергия, сравнимая с энергией электронов, то

$$P_{\mu} \Delta \tau \sim \mathscr{E} \sim \frac{1}{2} m v_{\rm S}^{\rm a} N_{\rm S} V, \qquad (13)$$

где V — излучающий объем. Полагая скорость потока v_S по порядку величины равной скорости света c, излучающий объем $V \sim L^3 \sim (5 \cdot 10^8)^3 cm^3 \sim 10^{26} cm^3$, определим полное число излучающих электронов в источнике: $N_S V \sim 5 \cdot 10^{34}$, а также концентрацию быстрых электронов в потоке: $N_S \sim 5 \cdot 10^8$ электронов/сm³. Отсюда ясно, что в этом примере нужно иметь очень плотный поток электронов (с концентрацией $N_S > N_e$ — концентрации «холодной» плазмы), чтобы объяснить наблюдаемую мощность радиоизлучения. Если излучают не электроны, а протоны с $v_S \sim c$, то требования к их концептрации на три порядка слабее: $N_S \sim 10^5$ протонов/сm³. Эти оценки N_S справедливы фактически и для первого варианта когерентного механизма, так как там вообще нет конверсии. Ясно также, что если в излучающей области есть подкачка энергии во время импульса, то требования к N_S становятся слабее.

К тому же речь сейчас шла только о квазиизотропном излучателе пульсаре. Между тем наблюдаемые пульсары, по всей вероятности, излу чают направленно и вращаются. При этом, как мы видели в гл. И, мощность излучения в импульсе P_n уменьшается в $4\pi/\Delta\Omega$ раз при одной и той же величине наблюдаемого потока F_v ($\Delta\Omega$ — телесный угол, стягиваемый диаграммой направленности). Для «ножевой» диаграммы $4\pi/\Delta\Omega$ \geqslant > 10, а для «карандашной» диаграммы $4\pi/\Delta\Omega > 10^3$. В соответствующее число раз будет меньше и энергия, теряемая пульсаром за время импульса $\Delta \tau$ и минимально необходимая для излучения за время $\Delta \tau$ концентрация частиц $N_{m{s}}.$ Приведенные значения $4\pi/\Delta\Omega$ характеризуют также и тот выигрыш, который дает направленность излучения пульсара типа «маяка» по сравнению с изотропно излучающим, «мигающим» пульсаром, если мы сопоставим энергии, теряемые за период пульсаций (т₂ в первом и т₁ во втором случае) на радиоизлучение. Это ясно, поскольку для «мигающего» пульсара потери энергии за период пульсаций равны энергии, излучаемой за импульс Δau , а в модели типа «маяка» носледняя близка к потерям энергии за период колебаний τ_2 (так как $\tau_2 \sim \Delta \tau$).

^{*)} Другое объяснение тонкой структуры импульса предложено в ²⁶. Там она связывается с расплыванием короткого ($\leq 10^{-4}$ сек) импульса, генерируемого иульсаром, при рассеянии на неоднородностях в короне пульсара. Общая длительность импульса (десятки мсек) с этои точки зрения определяется параметрами рассенвающей области, а не характером генерации радиоизлучения в источнике. (О роли мерцаний (сцинтилляций) радиоизлучения пульсара в его собственной атмосфере см. также ²⁷)

Приведенное сопоставление потерь энергии за период пульсаций для различных моделей пульсаров представляется вполне естественным, поскольку именно период пульсации определяет, по-видимому, характерное время ускорения частиц и т. п. Из сопоставления ясно, что модели с направленностью излучения требуют меньших значений энергии частиц $\mathscr{E} \approx P_{\rm H} \Delta \tau$ и концентрации $N_{\rm S}$, определяемой соотношением (13). При этом легче, чем в изотропном случае, удовлетворить условию $N_{\rm S} \leqslant N_e$ для концентрации излучающих электронов, не говоря уже о протонных (ионных) потоках. Вместе с тем следует отметить, что «ножевая» диаграмма вращающегося пульсара не дает никаких преимуществ в смысле средних затрат энергии на излучение в единицу времени (и необходимого для этого числа частиц), потому что средняя мощность радиоизлучения в этом случае остается близкой к соответствующей величине для «мигающего» пульсара с квазиизотропной диаграммой. «Карандашная» же диаграмма и здесь дает выигрыш примерно на два порядка.

V. МОДЕЛИ ПУЛЬСАРОВ: МАГНИТНЫЕ ПУЛЬСИРУЮЩИЕ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ И НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

До сих пор когерентные механизмы радиоизлучения обсуждались в довольно общем виде, в котором их можно применять к любым моделям пульсаров. Теперь мы хотим конкретизировать эти модели, причем остановимся в первую очередь на моделях пульсаров, представляющих собой магнитные белые карлики или нейтронные звезды. Оба эти типа звезд для краткости будем называть магнитными плотными звездами. При этом считаем звезды невращающимися, что не находится в согласии с имеющимися данными наблюдений (см. выше). В этой связи сразу отметим, что «синтетические» модели (пульсирующая и вращающаяся плотная звезда) будут рассмотрены в гл. VII. Обсудить же сначала модели невращающихся, но пульсирующих звезд представляется целесообразным по ряду причин. Во-первых, не исключено существование пульсаров и такого типа. Во-вторых, в упомянутых «синтетических» моделях механизм радиоизлучения может быть связан с пульсациями звезд. Вращение звезды играет при этом в некотором смысле вспомогательную роль и проявляется благодаря направленности диаграммы излучения. Поэтому обсуждение сначала чисто пульсирующих, но не вращающихся моделей уместно уже хотя бы по методическим соображениям.

Без учета влияния магнитного поля излучение пульсирующей плотной звезды будет не поляризовано (этот вывод не зависит от конкретного механизма генерации и ясен уже из соображений симметрия). Наблюдаемая сильная поляризация радиоизлучения пульсаров, от линейной до круговой, при генерации волн в плазме может быть связана лишь с наличием достаточно сильных магнитных полей. Поэтому пульсары, если они являются плотными звездами, должны относиться к числу магнитных плотных звезд. Допущение о том, что некоторые плотные звезды имеют довольно большое магнитное поле, представляется вполне естественным: это поле может и даже должно усилиться по сравнению с полем звезды, из которой образовалась плотная звезда (по сравнению, скажем, с полем звезды типа Солнца, когда $H \sim 1$ э) при сжатии сильно проводящего вещества звезды в условиях «вмороженности» силовых линий.

В условиях «вмороженности» поле меняется по закону $H \sim r^{-2} \sim \rho^{2/3}$, где r — радиус (характерный размер) и ρ — плотность. Отсюда следует, что при сжатии звезды от размеров $r \sim r_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$ см до размера $r_{wd} \sim \sim 3 \cdot 10^8$ см м $r_n \sim 10^7$ см поле возрастает соответственно в $5 \cdot 10^4$ и $5 \cdot 10^7$ раз. Это значит, очевидно, что при нсходном поле $H_0 \sim 1$ э мы получим соот-

ветственно поля $H \sim 10^5$ и 10^8 г. Для нейтронных звезд при превращении в них звезд магнитного типа с $H_c \sim 10^4$ э и переходе к радиусу $r_n \sim -10^6$ см возможно появление еще более сильных полей $H_n \leq 10^{14}$ э (на такую возможность указывалось еще несколько лет назад ^{28, 29}). Для сравнительно легкой нейтронной звезды с радиусом плотной сердцевины $r_n \sim 10^7$ см и относительно слабым полем $H_n \sim 10^6$ г на поверхности плотной части звезды даже на расстоянии $r \sim 3 \cdot 10^8$ см дипольное поле имело бы напряженность $H \sim 30$ э. Такое поле является еще весьма сильным с точки зрения излучения и распространения волн в радиодиалазоне.

В пульсирующем магнитном поле должно иметь место ускорение заряженных частиц. Во-первых, ускорение осуществляется в результате «магнитной накачки»: в периодическом поле при отсутствии соударений

периодически меняется также перпендикулярная к полю компонента p_{\perp} импульса частицы (величина p_{\perp}^2/H является адиабатическим инварпантом); при учете соударений это приводит к экспоненциальному возрастанию среднего импульса (подробнее см. ^{30, 31}). Во-вторых, если поле не только меняется во времени, но и является сильно неоднородным, может оказаться весьма эффективным кумулятивный механизм ускорения ³². В условиях достаточно сильных колебаний поверхности плотной магнитной звезды ее атмосфера и



Рис. 4. Магнитная модель I.

корона, вероятно, будут сильно турбулизованы и, следовательно, магнитные поля как раз окажутся неоднородными и переменными. Ускорение частиц в атмосфере магнитной звезды приведет к образованию радиационных поясов. Частицы из радиационных поясов будут «высыпаться» вниз только в приполярных областях. Кроме того, в случае, если в полярных районах звезды происходит эффективное ускорение частиц, они будут выходить наружу в виде двух «струй». Эти «струи» представляют собой одну из форм «звездного» ветра — для магнитных звезд такой ветер, вероятно, всегда будет выходить преимущественно из полярных районов.

В пульсирующей магнитной плотной звезде генерация радиоизлучения могла бы происходить следующим образом (укажем три основные модели)⁶.

Модель I. Из полярных районов выходят непрерывно два потока быстрых частиц; мощность потока $P_S \sim N_S v_S \varepsilon_S S$, где $N_S - \kappa$ онцентрация, v_S — скорость и ε_S — энергия частиц, S — сечение потока. Ударные волны, идущие в такт колебаниям плотной звезды (или, быть может, уже колебания атмосферы при пульсациях), выбрасывают в каждый период из атмосферы звезды вверх «холодную» плазму (рис. 4). В системе поток — плазма генерируются плазменные волны, которые переходят в радиоволны, излучаемые пульсаром из полярных областей. Поскольку, как было показано выше, в плазменные волны может переходить энергия, сравнимая с энергией потока, а в электромагнитное излучение переходит (из-за индуцированного рассеяния) также сравнимая доля энергии плазменных волн, становится ясным, что излучаемая мощность P — порядка мощности потока $N_S \sim 10^8$ электронов/см³ при

 $P \sim 10^{29}$ эрг/сек, $v_S \sim c$, $\varepsilon_S \sim mc^2 \sim 10^{-6}$ и $S \sim 3 \cdot 10^{16}$ см². Плотность релятивистского потока ионов может быть при этом на три порядка меньше.

Концентрация в выбрасываемой плазме в случае электронных потоков должна быть не меньше $N_e \sim 10^8$ электронов/см³ (по соображениям эффективности генерации плазменных волн). Далее, протяженность холодной плазмы по высоте Δh должна превышать 5 $\cdot 10^6$ см: как показывают оценки. Это необходимо, чтобы плазменные волны успели возбудиться и конвертировать в электромагнитное излучение. Общее число выбрасываемых электронов и протонов в холодной плазме должно быть порядка $N_e \Delta h S \ge 10^8 \cdot 5 \cdot 10^6 \pi (10^8)^2 \sim 10^{31}$ электронов. Потери числа энергичных электронов из радиационных поясов за секунду составят $N_S v_S S \ge 10^8 \cdot 3 \cdot 10^{10} \pi (10^8)^2 \sim 10^{35}$ электронов, т. е. они значительно выше, чем выброс холодной плазмы.

Модель II. Под действием ударной волны частицы в радиационных поясах «высыпаются» в приполярных районах из-за нарушения



Рис. 5. Магнитная модель II.

адиабатического инварианта на фронбесстолкновительной TB ударной волны (рис. 5). Нарушение адиабатического инварианта имеет место, если характерный размер фронта ударной волны меньше гироскопического радиуса частиц. Например, при $\omega_L \gg \omega_H$ фронт состоит из последовательности уединенных волн шириной $\delta \sim c/\omega_L$, тогда как радиус вращения электрона $r_H \sim \epsilon_S / \omega_H mc =$ $= (\varepsilon_S/mc^2)c/\omega_H$. Поскольку в случае достаточно энергичных частиц $\varepsilon_S/mc^2 \gg 1$ и, кроме того, $\omega_L \gg \omega_H$, гироскопический радиус r_H больше ширины уединенных волн δ. Поэтому

при прохождении такой ударной волны через область радиационных поясов может происходить нарушение адиабатического инварианта, сопровождающееся интенсивным «высыпанием» частиц. В результате в приполярных районах верхней атмосферы в обсуждаемой модели пульсаров возникает резко неравновесное распределение энергичных электронов (или протонов) по скоростям (потоки частиц к поверхности и недостаток частиц с малой поперечной составляющей скорости). Благодаря этому из-за пучковой ²² или конусной ^{33, 34} неустойчивости возбуждаются плазменные волны, которые после конверсии дают радиоизлучение. Здесь может действовать также когерентный синхротронный механизм ²³ (при соответствующем характере энергетического спектра и соответствующей плотности холодной плазмы), дающий непосредственно радиоволны; весьма вероятно, что именно эгот механизм играет отновную роль в создании радиоизлучения пульсаров.

Вариант модели II — ударная волна не «высыпает» имеющиеся частицы радиационных поясов, а ускоряет частицы, которые сразу же «высыпаются» в приполярных районах.

В случае пучковой неустойчивости модель II близка к модели I. Разница в том, что генерация энергичных частиц в модели I должна быть значительно более интенсивной, чем в модели II. так как выход частиц из радиационных поясов в модели I идет непрерывно в течение всего периода, а в модели II — только во время импульса. Иными словами, скорость генерации частиц в поясах в модели II может быть на 1,5—2 порядка меньше. Конусная неустойчивость в модели II подробно не рассматривалась, хотя здесь известную помощь могут оказать результаты, полученные при исследовании ультранизкочастотного излучения магнитосферы Земли, которое возникает примерно в таких же условиях (но с другими параметрами излучающей области и с другой частотой радиоизлучения).

Для когерентного синхротронного излучения на частоте $\omega \sim 2\pi \times 10^8 \ ce\kappa^{-1}$ оптимальными будут следующие параметры излучающей области (если усиление на данной частоте ω происходит в области размером $L \sim 0.2 \ r$, где $r \sim 3 \cdot 10^8 \ cm$ — радиус звезды или ее магнитосферы) ⁶: концентрация «высыпающихся» частиц $N_S \sim 3 \cdot 10^5$ электронов/см³, их энергия $\varepsilon_S \sim 10 \ mc^2$, концентрация холодной плазмы $N_e = 2 \cdot 10^7$ электронов/см³, принов/см³, $T \gtrsim 2 \cdot 10^3 \ cm$ — 6 э. Эти оценки выполнены по формулам, при-

веденным в²⁰. Здесь нас не должно смущать, что концентрация электронов недостаточна для того, чтобы объяснить радиоизлучение наблюдаемой мощности в течение всего импульса (так как имеется подкачка частиц из радиационных поясов вниз).

Модель III. Излучение геперируется на фронте ударных волн в результате возбуждения плазменных волн с их последующей трансформацией в радиоволиы (см. в этой связи также работу ³⁵).

При поперечном распрострапении по отношению к магнитному полю форма фронта бесстолкновительной ударной волны схематически представлена на рис. 6. Фронт состоит из последовательности уединенных волн с характерным размером δ , зависяцим от концентрации N_e и напряжепности магнитного поля H перед ударной волной. При этом

$$\delta \approx c/\omega_L$$

ес ли

$$N_e kT \ll \Pi^2 / 8\pi \ll N_e mc^2;$$

 $\delta \approx c \omega_H / \omega_L^2,$

если

$$N_emc^2 \ll H^2/8\pi \ll N_em_ic^2; \ \delta \approx c/\omega_{Li},$$

если

$$N_e m_i c^2 < H^2/8\pi$$
.

Напомним, что $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 N_e m}$ — плазменная частота холодной плазмы, $\omega_{Li} = \omega_L \sqrt{m/m_i}$ и $\omega_H = eH/mc$ — гирочастота для электронов. Плазменные волны генерируются во фронте ударной волны из-за пучковой неустойчивости, возникающей вследствие дрейфа электронов относительно ионов. Если $\omega_H \ll \omega_L$ (т. е. $H^2 \ll 8\pi N_e mc^2$), скорость дрейфа $v_d \approx \approx (H/\sqrt{4\pi m N_e})$ (M — 1)^{3,2}, а устаповившаяся энергия плазменных волн $W_i \approx N_e mv_d^2/6 \approx H^2 (M-1)^2/24\pi$, т. е. порядка плотности энергии магнитного поля (М — число Маха, равное в данном случае отношению скорости ударной волны к скорости магнитогидродинамических волн $v_A = H/\sqrt{4\pi m_i N_e}$).

Однако эта модель генерации имеет несколько слабых мест. Прежде всего заметим, что эффективная генерация плазменных волн происходит только для ударных волн, движущихся поперек магнитного поля. Для значительных углов между плоскостью фронта ударной волны и нолем **Н**



Рис. 6. Структура фронта бесстолкновительной ударной волны, распрострапяющейся поцерек магнитного поля.

ширина фронта увеличивается и условия генерации плазменных волн резко ухудшаются. Поэтому в пульсаре эффективное возбуждение плазменных волн ударными волнами может иметь место лишь в экваториальной области. Более того, даже при поперечном распространении ударной волны эффективная генерация плазменных волн возникает только при условии $\omega_H \ll \omega_L$ (в случае обратного неравенства инкремент плазменных волн столь мал, что за время прохождения уединенной волны через данный слой плазмы плазменные волны не успевают заметно усилиться). Однако вариант $\omega_H \ll \omega_L$ плох тем, что индуцированное рассеяние на расстояниях порядка толщины ударной волны неэффективно, так что степень трансформации плазменных волн в электромагнитные резко уменьшается. Таким образом, модель III менее вероятна, чем I или II.

При обсуждении различных моделей мы пользовались нерелятивистскими выражениями (см., например, ¹³), считали нерелятивистской «основную» плазму с концентрацией N_e и т. д. Все это возможно, вообще говоря, лишь при условии, что плотность энергии радиоволн W_t мала по сравнению с плотностью собственной энергии электронов в плазме $mc^2N_e \sim 10^2 - 10^3 \, spz/cm^3$ при типичных значениях $N_e \sim 10^3 - 10^9 \, cm^{-3}$. Мощность радиоизлучения $P \sim cW_tS'$, где S' — площадь (поверхность) радиоизлучения $P \sim cW_tS'$, где S' — площадь (поверхность) радиоизлучения $P \sim 10^{30} \, spz/cek$. Вероятно, для многих пульсаров $P < 10^{30} \, spz/cek$ и, возможно, $S' > 3 \cdot 10^{17} \, cm^2$. В таких условиях $W_t \ll mc^2N_e$. Но, например, для пульсара СР 0328 с «ножевой» диаграммой $P \ge 10^{32} \, spz/cek$ (см. гл. II) и $W_t \le 10^2 \, только$ при $S' \ge 3 \cdot 10^{19}$, т. е. $r \ge 3 \cdot 10^9 \, cm$. Таким образом, совсем не исключена необходимость релятивистскими оценками (кроме, конечно, оценок для случая когерентного синхротронного излучения).

Выше при обсуждении различных моделей речь шла главным образом о схемах генерации и энергетических оценках. Для сопоставления моделей с наблюдениями нужно выяснить также, в состоянии ли мы объяснить ряд конкретных особенностей радиоизлучения пульсаров. Важнейшим здесь является вопрос о диаграмме направленности излучения. Вначале ⁶ авторы не обратили внимания на этот момент, поскольку связывали основной период пульсаров с колебаниями белых карликов. Но обнаружение второго периода привело к заключению о вращении звезды и узости полярной диаграммы направленности для испускаемого ею излучения. Обратившись поэтому к вопросу о диаграммах направленности в обсуждавшихся выше магнитных моделях, мы обнаружили ^{6а}, что в этих моделях диаграмма направленности может стать узкой. Этот вопрос рассмотрен в гл. VII.

Здесь же отметим, что наблюдаемые сильные изменения интенсивности («замирания») импульсов радиоизлучения пульсаров с характерным временем порядка нескольких секунд и более в модели II, возможно, связаны с истощением радиационных поясов в результате «высыпания» частиц из них. Для накопления новых частиц с достаточно высокой энергией нужно некоторое время. В модели I время «замирания» (исчезновения или сильного падения интенсивности импульсов) можно считать временем, необходимым для натекания холодной плазмы вблизи полюсов взамен плазмы, выбрасываемой вверх ударными волнами.

Особо следует остановиться на поляризации радиоизлучения. Роль вращения звезды с этой точки зрения еще неясна; вполне возможно, что она несущественна. Поэтому вопрос о поляризации рассматривается в следующей гл. VI без учета вращения звезды.

VI. О ПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Одной из важнейших характеристик пульсаров, нуждающихся в объяснении, является сильная поляризация радиоизлучения. Обычно поляризация близка к линейной, но наблюдается иногда и эллиптическая поляризация вплоть до круговой. Поэтому при исследовании механизмов радиоизлучения и распространения радиоволн в окрестности пульсара следует объяснить не только появление линейной поляризации (что особенно трудно), но и вариации характера поляризации. Трудность здесь заключается в том, что в случае, когда в плазме источника генерируется волна одного типа (скажем, необыкновенная), при переходе в межзвездную среду по законам геометрической оптики поляризации излучения станет круговой независимо от того, какой характер она имела в источнике.

Первое условие — генерация волны одного типа, — вероятно, характерно для пульсаров. Дело в том, что при резком усилении излучения в источнике, когда наряду с условием $|\mu_1, _2|L \gg 1$ (L — размер источника, $|\mu_1, _2|$ — коэффициент усиления обыкновенной или необыкновенной волны) выполнено неравенство $|\mu_1 - \mu_2|L \gg 1$, поляризация выходящего из источника излучения определяется характером поляризации волны того типа, у которого коэффициент усиления больше ^{21, 36}. Сказанное ясно, поскольку при этих условиях в источнике преимущественно усиливается именно эта волна. (Роль μ здесь может играть также коэффициент индуцированного рассеяния μ_s ; см. гл. IV *).)

Для того чтобы при выходе из источника излучение было линейно поляризованным, необходима прежде всего линейная поляризация обыкновенных и необыкновенных волн в источнике. Последнее реализуется, как известно, в случае квазипоперечного распространения радиоволн относительно магнитного поля, а именно в случае, когда выполнено условие

$$\frac{\omega_{H}^{2}}{\omega^{2}} \operatorname{tg}^{2} \alpha \sin^{2} \alpha \gg \left(1 - \frac{\omega_{L}^{2}}{\omega^{2}}\right)^{2}; \qquad (14)$$

здесь α — угол между магнитным полем **H** и волновым вектором **k**; подробнее с квазипоперечным и квазипродольным распространением радиоволн можно познакомиться в ^{9, 22}.

Условие (14) будет нарушено в широком интервале углов α , если $\omega_L^2/\omega^2 \gg 1$ или $\omega_L^2/\omega^2 \ll 1$ и вместе с тем $\omega_H^2/\omega^2 \ll 1$. Однако в случае, когда хотя бы одно из приведенных неравенств не выполнено, т. е. при $\omega_L^2/\omega^2 \approx 1$ или $\omega_H^2/\omega^2 \geqslant 1$, условие «квазипоперечности» (14) соблюдается в достаточно широком интервале углов α около $\pi/2$. Практически это означает, что неравенство (14) имеет место при генерации радиоизлучения в районе $\omega \approx \omega_L$ или $\omega \approx \omega_H$ (при $\omega < \omega_H$ выход радиоизлучения из плазмы затруднен, в частности, из-за поглощения в слоях, где частота ω равна электронной гирочастоте ω_H).

Однако выполнение неравенства (14) в области генерации педостаточно для наблюдения линейной поляризации от пульсара, так как в межзвездной среде $\omega_H/\omega \ll 1$, $\omega_L/\omega \ll 1$ и неравенство (14) заменяется

^{*)} Во избежапие недоразумений подчеркнем, что поляризация некогерентного синхротронного излучения (например, радиоизлучения галактик, остатков сверхновых звезд и т. п.) при отсутствии заметной реабсорбции (| $\mu_{4.2}$ | L < 1) определяется поляризацией излучения, исходищего из отдельных элементов объема самого источника. Поскольку сипхротронное излучение каждого такого элемента линейно поляризовано, наблюдаемое излучение также будет иметь линейно поляризованную составляющую. При этом степень линейной поляризации, вообще говоря, уменьшается за счет эффекта Фарадея в источнике.

на обратное. Поэтому в межзвездной среде имеет место квазипродольное распространение, при котором оба типа волн поляризованы по кругу. Как уже отмечалось, если переход от области квазипоперечного распространения к области квазипродольного распространения происходит с сохранением геометрооптического приближения, поляризация волн одного типа постепенно изменится и превратится в круговую.

Линейная поляризация после выхода в межзвездную среду сохранится лишь в том случае, если приближение геометрической оптики (благодаря которому поляризация волн меняется в соответствии с изменением параметров среды) будет нарушено ранее, чем станет неверным неравенство (14). Такое нарушение геометрооптического приближения в отношении поляризационных характеристик излучения при переходе излучения в разреженную межзвездную среду называется эффектом «предельной поляризации». Последний состоит в том, что поляризация излучения в области неприменимости геометрической оптики не меняется, оставаясь такой же, как при входе в указанную область ^{9, 22}.

Положение слоя, в котором нарушается геометрическая оптика, определяется одним из соотношений (см. ²², § 24)

$$\frac{\omega_L^2 \omega_H}{\omega^3} \sim \frac{c}{\omega} \frac{1}{L_H}, \quad \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \sim \frac{c}{\omega} \frac{1}{L_N}$$
 (15)

в зависимости от того, какой характерный размер — изменения поля L_H или изменения концентрации L_N — меньше. Для пульсаров скорее $L_H > L_N$, поэтому дальнейшее рассмотрение будет основываться на втором из соотношений (15).

Как видно из (15), положение границы области геометрической оптики зависит от конкретных параметров плазмы; так, например, с ростом L_N , L_H граница перемещается в слои с меньшими значениями ω_L , ω_H и т. д. Заметим, что перемещение слоя (15) может объяснить вариации характера поляризации радиоизлучения пульсара. Если этот слой расположен дальше от пульсара, в области квазипродольного распространения, где неравенство (14) заменяется на обратное, поляризация наблюдаемого радиоизлучения станет круговой. При локализации слоя (15) в промежуточной области

$$\frac{\omega_H^2}{\omega^2} \operatorname{tg}^2 \alpha \sin^2 \alpha \sim \left(1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2}\right)^2, \qquad (16)$$

где волны обоих типов эллиптически поляризованы, поляризация принимаемого излучения также будет эллиптической.

Поскольку в радиоизлучении нульсаров преобладает линейная поляризация, слой

$$\frac{\omega_L^2}{\omega^2} \sim \frac{c}{\omega} \frac{1}{L_N} = \frac{\lambda}{2\pi L_N}$$
(17)

по большей части располагается в области квазипоперечного распространения (14). Следует ожидать, что в окрестности пульсара $\lambda \ll L_v$ и, следовательно, на границе области применимости геометрической оптики $\omega_L^2/\omega^2 \ll 1$. С учетом последнего неравенства критерий (14) принимает вид

$$\frac{\omega_{H}^{2}}{\omega^{2}} \operatorname{tg}^{2} \alpha \sin^{2} \alpha \gg 1.$$
(18)

В заметном интервале углов α около $\pi/2$ (например, при значениях $\alpha \ge 70^{\circ}$, для которых $tg^2\alpha \sin^2\alpha \ge 10$) это неравенство выполнено, если $\omega_H/\omega \sim 1/3$. На частоте $\omega = 2\pi v \sim 2\pi \cdot 10^8$ этому отношению соответствует значение $H \sim 10$ э.

Требования к концентрации электронов в переходном слое определяются вторым соотношением (15). Из него, однако, нельзя определить независимо N и L_N , поскольку там фигурирует только их произведение $NL_N \propto \omega_L^2 L_N$. Как следует из указанного соотношения, $NL_N v^{-2} \sim 3 \cdot 10^{-7}$, т. е. $NL_N \sim 3 \cdot 10^9$ на частоте $v \sim 10^8$ гу. Эта величина NL_N может реализоваться в окрестности пульсара, например при $L_N \sim 10^7$ см и $N \sim 3 \cdot 10^2$ электронов/см³.

Весьма существенно, что полученное здесь значение $NL_N v^{-2} \sim 3 \cdot 10^{-7}$ делает незначительной деполяризацию радиоизлучения из-за эффекта Фарадея в области толщиной L_N над слоем (16) *). В самом деле, отмеченную деполяризацию при квазипродольном распространении можно не принимать во внимание, если угол поворота плоскости поляризации на расстоянии L_N

$$\Delta \chi = \frac{4.7 \cdot 10^4}{v^2} L_N N H \cos \alpha < 1 \tag{19}$$

(подробнее см. ²², § 23). Для $H \sim 10$ э и соз $\alpha \sim 1$ это неравенство будет выполнено, если величина $NL_N v^{-2} < 2 \cdot 10^{-6}$. Выше мы получили, что на границе области применимости геометрической оптики (и заведомо в более высоких слоях) $NL_N v^{-2} \sim 3 \cdot 10^{-7}$. Сказанное означает, что влияние эффекта Фарадея в рассмотренной схеме генерации и распространения радиоизлучения в окрестности пульсара можно не учитывать.

Таким образом, линейная поляризация радиоизлучения пульсаров (и се нариации вплоть до круговой) можег быть объяснена в предположепии, что радиоизлучение, отвечающее волне одного типа, генерируется в области квазипоперечного распространения; далее, при переходе в межзвездную среду (где распространение является квазипродольным) геометрическая оптика нарушается раньше, чем станет несправедливым условие квазиноперечного распространения. Положение, в сущности, не изменится, если излучение, соответствующее волне одного типа, генерируется в квазипродольной области, но затем проходит через слой квазипоперечного распространения, прежде чем выйти в межзвездную среду (конечно, при условии, что выход в межзвездную среду из квазипоперечной области будет совершаться так, как это было описано выше).

В заключение этой главы заметим, что в ³⁷ предлагается другое объяснение линейной поляризации радиоизлучения пульсаров, основанное на эффекте взаимодействия обыкновенных и необыкновенных воли при прохождении через поперечное магнитное поле. Это взаимодействие связано с нарушением геометрической оптики в области, лекащей по обе стороны от слоя, где магнитное поле $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$ (\mathbf{k} — волновой вектор излучения; подробнее об этом см. ³⁸ п ²², § 24). Взаимодействие характеризуется нараметром $\delta_0 \sim LNH^3/v^4$ (где L — характерный размер изменения магнитного поля по направлению в рассматриваемой области). Если в область взаимодействия входит циркулярно поляризованная волна, то при выходе из этой области излучение будет частично линейно поляризовано, причем степень линейной поляризации $\rho_{\pi} = 2e^{-\delta_0}\sqrt{1-e^{-2\delta_0}}$ равна единице при $\delta_0 = \ln \sqrt{2}$ и быстро убывает по мере удаления δ_0 от указанного значения. Если учесть вместе с тем, что $\delta_0 \sim v^{-4}$, становится ясной весьма резкая зависимость эффекта взаимодействия, приводящего к иоявлению линейной поляризации, от частоты. Маловероятно, чтобы для

^{*)} Несмотря на высокие значения ω_H п ω_L в источнике и его ближайшей окрестности (под слоем, отвечающим условию (16)), деполяризации излучения там цет из-за отсутствия эффекта Фарадея. Последнее связано с квазиноверечным характером распространения и преимущественной геперацией в источнике воли только одного типа (обыкновенных или необыкновенных).

разных пульсаров в области поперечного поля H (т. е. там, где H \perp k) реализовались значения $\delta_0 = \ln \sqrt{2}$, которые в схеме ³⁷ только и могут привести к появлению сильной линейной поляризации.

Резюмируя, приходим к выводу, что для источников когерентного радиоизлучения (характеризуемых наличием усиления волн, присутствием достаточно плотной плазмы), к числу которых принадлежат пульсары, появление линейной поляризации и другие поляризационные особенности наиболее естественно объяснить на пути, изложенном в начале главы. Именно речь идет об излучении волн в области квазиноперечного распространения и о переходе к квазипродольному распространению в условиях нарушения приближения геометрической оптики в отношении поляризации излучения (при этом для определения других параметров, скажем направления лучей, геометрическая оптика, вообще говоря, остается хорошо применимой; подробнее см. ⁹).

VII. СИНТЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПУЛЬСАРОВ: МАГНИТНЫЕ ПУЛЬСИРУЮЩИЕ И ВРАЩАЮЩИЕСЯ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

До обнаружения ⁷ в радиоизлучении пульсаров двух периодов τ_1 и τ_2 необходимость одновременного рассмотрения и вращения и пульсаций звезды казалась а priori маловероятной. Но сейчас ясно, что наибольшего



Рис. 7. Синтетическая модель с «карандашной» диаграммой направленности.

внимания заслуживают именно модели пульсирующих и вращающихся звезд (для краткости называем такие модели синтетическими).

Самым важным элементом синтетических моделей, претендующих на сопоставление с имеющимися наблюдательными данными, является, впрочем, не учет вращения самого по себе, а предиоложение об узости диаграммы направленности излучения. Действительно, если вращать пульсирующую звезду, обладающую

квазиизотропной (скажем, дипольной) диаграммой направленности излучения, то изменения интенсивности радиоизлучения могут иметь два периода, но нет никаких особых оснований ожидать практически полного отсутствия излучения в течение большей части основного периода.

Итак, диаграмма направленности должна быть узкой, с характерным углом раствора $\Delta \phi \sim 2\pi \Delta \tau / \tau_1$. При этом допустима как «карандашная», так и «ножевая» диаграмма. В обоих случаях, конечно, ось вращения звезды не должна совпадать с осью симметрии диаграммы. Конкретно мы будем предполагать, что речь идет о магнитных звездах с несовпадающими осью вращения и магнитной осью (т. е. с осью эквивалентного магнитного диполя; предположение о том, что поле является дипольным, разумеется, не обязательно). Тогда ось симметрии «карандашной» диаграммы естественно считать совпадающей с магнитной осью (рис. 7). Для «ножевой» диаграммы столь же естественно предположение о том, что магнитная ось перпендикулярна плоскости диаграммы, т. е. что плоскость симметрии диаграммы совпадает с плоскостью магнитного экватора (рис. 8). Логически допустимы, разумеется, и несимметричные диаграммы, а также диаграммы с плоскостью симметрии, совпадающей с плоскостью магнитного меридиана. В последнем случае, однако, при сохранении симметрии имеет место вырождение — все меридиональные плоскости эквивалентны. Следовательно, для выделения какой-либо одной плоскости нужно в какой-то мере отказаться от магнитной симметрии (симметрии относительно магнитной оси). Как нам представляется, по крайней мере на данном этапе отказываться от магнитной симметрии нет оснований.

Следует отметить, что в синтетической модели благодаря направленности излучения становится излишним тот прерывистый характер генерации, который в пульсирующей модели обеспечивал «молчание» пульсара в течение большей части периода τ_1 . Поэтому, например, в рамках модели II (см. гл. V) «высыпание» частиц из радиационных поясов теперь

должно происходить не эпизодически, а непрерывно, обеспечивая тем самым непрерывную генерацию радиоизлучения в приполярных районах. Модуляция уровня радиоизлучения с периодом т2 при этом может быть в конечном счете связана с периодическими вариациями магнитного поля пульсирующей звезды, изменяющими параметры области генерации.

В синтетической модели возможен также вариант магнитной модели II без «высыпания» частиц из радиационных поясов. При этом вместо полярных районов генерация радиоизлучения будет происходить в низких широтах, в областях, занимаемых радиационными поясами, если там реализуются условия для усиления синхротронного излучения пли для возбуждения плазменных волн (за счет конусной неустойчивости или «анизотропии» температур).

Узкая диаграмма направленности может образоваться в целом ряде случаев. Напри-

мер, ультрарелятивистские частицы или более сложные излучатели, вакууме, излучают в основном в пределах движущиеся в углов $\Delta \varphi \sim \sqrt{1-(v^2/c^2)}$ вблизи направления их скорости v (при этом, конечно, в пределах угла Дф диаграмма может быть многолепестковой; в этом отпошении рис. 7 и 8 имеют лишь символическое значение). Узкие диаграммы типичны также для индуцированного излучения и рассеяния в отсутствие эффектов насыщения. В магнитных моделях, обсуждавшихся в гл. V, радиоизлучение как раз появляется либо в результате индуцированного рассеяния на плазменных волнах, либо в результате индуцированного (когерентного) синхротронного излучения.

Корффициент усиления синхротронного излучения |µ| максимален для волн, распространяющихся периендикулярно магнитному полю ^{39, 40}. Если интенсивность радиоизлучения при выходе из области генерации $I = I_0 e^{|\mu|L}$, где $|\mu|L \gg 1$, то уже при небольшом отклонении направления распространения от поперечного величина | µ | L уменьшается на единицу. а интенсивность — в е раз. Отсюда ясно, что условие $|\Delta \mu| L \sim 1$ определяет шприну диаграммы паправленности в случае когерентного механизма излучения. В применении к дипольным магнитным полям, в которых радиоизлучение генерируется в околополярных или экваториальных областях (где магнитное поле направлено перпендикулярно илоскости магнитного экватора), диаграмма будет достаточно узкой и притом «ножевой» с плоскостью симметрии, совпадающей с плоскостью магниг-



Ось вращения

Рис. 8. Синтетическая модель с «ножевой» диаграммой направленности.

Заштриховано сечение диаграммы плоскостью чертежа, в которой лежат ось вращения и магнитная ось; диаграмма обладает активной симетрией вокруг магнитной оси.

ного экватора. Такого же типа «ножевые» диаграммы отвечают моделям I и II в случае, если радиоизлучение из полярных районов возникает в результате индуцированного рассеяния плазменных волн, возбужденных потоками частиц вдоль магнитного поля. Плазменные волны при этом возбуждаются также в основном вдоль магнитного поля, т. е. вдоль магнитной оси. Как показано в гл. IV, индуцированная трансформация характеризуется выражением (8), которое можно записать в виде

$$I = I_0 e^{bL \sin^2 \theta}$$
:

здесь $I_0 = \alpha/\beta$, $b \sin^2 \theta = \beta I_l$ и θ — угол между магнитной осью (направлением распространения плазменных волн) и волновым вектором радиоволн. Получающаяся диаграмма, очевидно, максимальна при $\theta = \pi 2$ и при $bL \gg 1$ будет достаточно острой.

Оценим угол раствора этой диаграммы $\Delta \phi$ (см. ⁶а). Согласно (9) $I_0 = \alpha/\beta \sim 10^{-6}$, и остается лишь определить значение *bL*. Для этой цели заметим, что наблюдаемый на Земле поток радиоизлучения пульсаров $F \sim (r/R)^2 I(\pi/2)$, где r — радиус излучающей области в пульсаре, R — расстояние до пульсара и $I(\pi/2)$ — интенсивность радиоизлучения в пульсаре в максимуме диаграммы направленности. Спектральная плотность потока для пульсаров F_{ν} — порядка единицы потока, т. е. $F_{\nu} \sim 10^{-26} \ em/m^2 r \mu = 10^{-23} \ epz/cm^2 ce\kappa \cdot r \mu$. Если рассеяние происходит на флуктуациях илотности (рэлеевское рассеяние), как это наиболее вероятно, то при заданной частоте плазменных волн рассеянное излучение характеризуется спектральной шириной $\Delta \omega \sim (m/m_i)^{1/2} (v_{\rm T}/v_{\Phi}) \omega_L \sim$ $\sim 10^{-3} \omega_L \sim 10^{-3} \omega$ (используются значения, принятые в гл. IV) *). Отсюда при $\omega \sim 2\pi \cdot 10^8$ ширина $\Delta \omega \sim 2\pi \Delta v \sim 2\pi \cdot 10^5$ и интересующий нас поток $F \sim F_{\nu}\Delta\nu \sim 10^{-18}$ зрг/см² сек $\sim (r/R)^2 I$ ($\pi/2$) $\sim 10^{-26} I$ ($\pi/2$) при $r \sim 3 \cdot 10^8$ см н $R \sim 1$ клс $\approx 3 \cdot 10^{21}$ см. Отсюда I ($\pi/2$) $= I_0 e^{bL} \sim \sim 10^{-6} e^{bL} \sim 10^8$ зрг/см² сек сц и $bL = \ln (I(\pi/2)/I_0) \sim 30$. Ширина диаграммы направленности $\Delta \phi$ может быть определена соотношением $I(\pi/2 - \Delta \phi) = I_0 e^{bL \sin^2(\pi/2 - \Delta \phi)} = \frac{1}{2} I(\pi/2)$, и при $\Delta \phi \ll 1$ мы имеем

$$\Delta \varphi = \sqrt{\frac{\ln 2}{bL}} \sim 0.15 \sim 8^{\circ}. \tag{20}$$

Поскольку bL лишь логарифмически зависит от интенсивностей I (π/2) и I_{0} , оценка (20) в достаточной мере характеризует диаграмму излучения пульсаров в обсуждаемых моделях.

Согласно работе 40а, для пульсара СР 1133 длительность импульса Ат уменьшается с ростом частоты (конкретно, $\Delta \tau = 72$ мсек на частоте 40 Мец и $\Delta \tau = 40$ мсек на частоте 430 Мец). Если у пульсара СР 1133 имеется короткий период т2, на что имеются некоторые указания 7, то двугорбый профиль усредненной за длительное время формы импульса 40а должен, видимо, отражать структуру диаграммы направленности **) (в данном случае — наличие двух лепестков). Далее, для моделей с вращением $\Delta \phi$ пропорционален $\Delta \tau$ и указанный результат отвечает уменьшению Дф с ростом частоты. Если воспользоваться формулой (20) и считать, что для рассматриваемых частот интенсивность продольных волн I и

^{*)} Ширина лании рассеяния $\Delta \omega$ есть допплеровская ширина при рассеянии волн с частотой $\omega \sim \omega_L$ и фазовой скоростью v_{\oplus} на ионах со скоростью порядка $v_{\mathrm{T}i} = (m/m_i)^{1/2} v_{\mathrm{T}} = \sqrt{kT/m_i}$; в качестве скорости v_{\oplus} нужно при этом брать скорость продольных волн $v_{\oplus l} = \sqrt{3} v_{\mathrm{T}}/n$, ибо она в данном случае меньше скорости поперечных волн $v_{\Phi\ell} = c/n$. **) Мы предполагаем, что это справедливо п для других вращающихся пульсаров.

и фазовая скорость v_{ϕ} постоянны (при черенковском возбуждении плазменных волн $v_{\phi} \sim v_s$, где v_s — скорость потока), то $\Delta \phi$ зависит от ω по закону $1/\sqrt{\omega}$ (см. также формулу (4) для $\beta c \omega_L \sim \omega$). Такой результат довольно близок к зависимости $\Delta \tau$ от ω , наблюдаемой в ^{40a}. Это. конечно, еще не доказывает справедливости принимаемой нами модели, но, во всяком случае, свидетельствует в ее пользу.

Выше при обсуждении характера и ширины диаграммы направленности не учитывался неоднородный характер магнитного поля в области генерации и не была принята во внимание регулярная рефракция радповолн, которая должна иметь место в неоднородной плазме, образующей атмосферу (корону) пульсаров. При учете рефракции диаграмма, вообще говоря, сужается и искажается (делается неплоской); неоднородность магнитного поля, наоборот, ведет к уширению диаграммы и может существенно усложнить характер направленности излучения *).

Необходимо отметить также, что узкая диаграмма направленности была получена выше в предположении о постоянстве иптенсивности плазменных воли I_l . Однако при достаточно большой интенсивности поперечных волн I, возникающих за счет индуцированного рассеяния плазменных, когда $I \sim I_l$, следует учитывать обратное влияние рассеяния на интенсивность плазменных волн. При этом, например, закон $I = I_0 e^{bL \sin^2 \theta}$ перестает быть справедливым. По сути дела, речь здесь идет об эффекте «насыщения», благодаря которому интенсивность рассеянных электромагнитных волн не может превысить интенсивность возбужденных плазменных волн. Если этот эффект существен, то направленность рассеянного электромагнитного излучения может существенно уменьшиться по сравнению с оценкой (20).

Итак, в магнитных моделях плотных пульсирующих звезд при определенных условиях может быть получена высокая направленность радиоизлучения, в частности «ножевая» диаграмма с углом раствора $\Delta \phi \leq 10^\circ$ и плоскостью диаграммы, перпендикулярной магнитной оси звезды. Подчеркнем также, что в модели II возможно и формирование «каранлашной» диаграммы, ориентированной вдоль магнитной оси. Такая диаграмма реализуется, если источником радиоизлучения в околополярной области пли в районе магнитного экватора служат плазменные волны, возбужденные за счет конусной неустойчивости. При этом плазменные волны возникают в основном поперек магнитного поля; наиболее эффективное рассеяние тогда будет происходить в направлении магнитного поля, что и обеспечит ориентацию диаграммы направленности радиоизлучения вдоль магнитной оси пульсара. Далее, оценки, приведенные в гл. V, свидетельствуют о том, что пульсирующие нейтронные звезды с магнитным полем на поверхности $H_n \geqslant 10^6$ э могут излучать радиоволны с наблюдаемой для пульсаров мощностью из области с радиусом $r \geqslant 3.40^8$ см.

Остановимся теперь еще на некоторых вопросах, связанных с отождествлением пульсаров с пульсирующими и вращающимися магнитными нейтронными звездами.

В настоящий момент затруднительно дать сколько-нибудь надежную оценку концентрации пульсаров, поскольку илохо известны расстояния до них, нужно учитывать расположение пульсаров в Галактике и, наконец, неизвестно, какая часть даже сравнительно близких пульсаров уже обнаружена. Для ориентировки предположим, что в окружающем

^{*)} В этой связи заметим, что во вращающейся модели получает естественное объяснение «предвестник» у пульсара СР 0950, опережающий основной импульс на 100 *мсек*⁶¹. Он может быть связан с дополнительным малым лепестком диаграммы направленности, возникающим благодаря сложному уарактеру магнитного поля пульсара.

Солнце диске толщиной 100 nc и радиусом 500 nc (объем ~ 10⁸ nc³) наблюдается 10 пульсаров. Тогда для изотропной и «ножевой» диаграмм направленности радиоизлучения пульсаров их пространственная плотность $n_p \sim 10^{-7} nc^{-3}$ *). Для «карандашной» диаграммы $n_p \sim (1-3) \cdot 10^{-6} nc^{-3}$.

Концентрации всех звезд и звезд — белых карликов вблизи Солнца соответственно равны $n_{st} \sim 0.1~nc^{-3}$ и $n_{wd} \sim 3 \cdot 10^{-2}~nc^{-3}$ (см. ⁴¹). Полное число звезд в Галактике $N_{st} \sim 10^{11}$, ее эффективный объем $V \sim N_{st}/n_{st} \sim 10^{12}~nc^{-3}$. Число нейтронных звезд неизвестно, но, в принципе, оно могло бы быть сравнимо с числом белых карликов. Если же нейтронные звезды образуются только в результате вспышек сверхновых звезд, то их число в Галактике может достигать 3.10⁸ (сверхновые вспыхивают в Галактике в среднем раз в 30 лет, а возраст Галактики порядка 1010 лет). Последнему значению отвечает концентрация $n_n \sim 3 \cdot 10^{-4} nc^{-3}$.

нему значению отвечает концентрация $n_n \sim 3.10^{-2} nc^{-3}$. Все эти цифры, как они ни грубы, свидетельствуют о том. что значе-ния концентрации пульсаров $n_p \sim 10^{-7}$ (и даже $n_p \sim 3.10^{-6}$) по крайней мере не кажутся противоречащими существующим представлениям о строении Галактики. Пользуясь значением $n_p \sim 10^{-7} nc^{-3}$, заключаем, что всего в Галактике имеется $N_p \sim n_p V \sim 10^5$ пульсаров (значение $N_p \sim 10^6$ также еще вполне допустимо).

При «ножевой» диаграмме излучения, не говоря уже о «карандашной», средняя мощность радиоизлучения (радиосветимость) пульсаров, видимо, не превосходит значения 10³² эрг/сек (см. в гл. II оценку для пульсара СР 0328). По всей вероятности, для большинства пульсаров мощность \overline{P} заметно меньше и не превосходит 10³⁰ эрг/сек. При этом вклад пульсаров в радиосветимость Галактики можно оценить значением $\overline{PN}_{v} \leqslant 10^{36}$ эрг/сек, что не противоречит радиоастрономическим данным, касающимся радиоизлучения Галактики (ее полная радиосветимость по-рядка 3.10³⁸ эрг/сек; см., например, ³¹). Отметим также для сравнения, что мощность радиоизлучения оболочек сверхновых звезд достигает 1035 эрг/сек, а мощность синхротронного излучения Крабовидной туманности во всех частях спектра — порядка 1038 эрг/сек.

Нейтронная звезда с основным периодом радиальных пульсаций $\tau_2 \sim 10^{-2}$ сек и периодом вращения $\tau_1 \sim 1$ сек имеет такие параметры ¹⁷:

 $\tau_2 \sim 10^{-2}$ сек и периодом вращения $\tau_1 \sim 1$ сек имеет такие параметры ": масса — $M \sim (0,1-0.2) M_{\odot}$ ($M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца), плотность в центре — $\rho_r \sim 3 \cdot 10^{13} - 10^{14}$ г/см³, радиус — $r_a \sim (5-20) \cdot 10^7$ см, энергия вращения — $W_r \sim 10^{46}$ эрг, энергия пульсаций — $W_p \sim (10^{47} - 10^{48}) (\delta r/r)^2$ эрг, где $\delta r/r$ — отно-сительное изменение радиуса (на поверхности звезды) при ее пульсапиях **).

 ^{*)} Телесный угол, отвечающий «ножевой» диаграмме, ΔΩ ~ 2π Δφ ≤ 1 по сравнению с углом ~ 4л для квазиизотропной диаграммы. Следовательно, если звезда не вращается, то вероятность для наблюдателя попасть в диаграмму направленности в 4 $\pi/\Delta\Omega\sim10\,$ раз меньше, чем для вращающейся звезды: для вращающейся звезды с магнитной осью, перпендикулярной оси вращения, «ножевая» диаграмма, совпадаюцая с плоскостью магнитного экватора, описывает всю сферу. Если же угол между осями порядка единицы, то диаграмма описывает значительную часть сферы. Это и приводит к одинаковой пространственной плотности пульсаров для изотропно излучающей модели и вращающейся модели с «ножевой» диаграммой. **) В препринте ^{44а} высказываются сомнения в возможности существования

таких неплотных стабильных нейтронных звезд. В этой связи мы хотим, во-первых, подчеркнуть необходимость воздержаться от окончательных выводов в отношении. типа нейтронных звезд (или каких-то других плотных звезд), отождествляемых с пульсарами. Во-вторых, легко видеть, что основное содержание настоящей статьи (рассмотрение механизма радиоизлучения и даже модели пульсирующих и вращающихся плотных магнитных звезд) практически не связано с использованием тех или иных параметров, характеризующих плотные области этих звезд.

Масса такой нейтронной звезды сосредоточена в ее центральной (в основном нейтронной) части, которая окружена сравнительно большой оболочкой из сильно сжатой плазмы; мы уже не говорим о плазменной атмосфере и магнитосфере, размер которых может оказаться весьма большим (выше мы считали, что радиоизлучение возникает на расстояниях $r \geq 3 \cdot 10^8$ см от центра звезды).

Затухание пульсаций за счет излучения гравитационных волн, обусловленного связью между основным радиальным колебанием и колебаниями, обладающими квадрупольным моментом, составляет ¹⁷ от 10⁵ до 10⁸ лет.

При средней мощности радиоизлучения $P \sim 10^{30}$ эрг/сек звезда теряет ~1041 эрг за 3.103 лет. Такое количество энергии отвечает энергии свободных пульсаций со сравнительно малой амплитудой $\delta r/r \sim 10^{-3}$. Отсюда ясно, что, если бы диссипируемая при свободных колебаниях энергия в основном переходила в радиоизлучение, эти колебания могли бы поддерживать наблюдаемый уровень радиоизлучения пульсара в течение довольно большого времени. Однако низкая стабильность периода пульсаций т₂ (порядка 10⁻⁴; см. ⁷ и гл. II) свидетельствует о том, что это не так: указанная стабильность соответствует (при свободных колебаниях) добротности $Q \sim 10^4$, и свободные пульсации затухают за время $Q\tau_2 \sim 10^2$ сек. Поэтому дело не сводится к свободным колебаниям нейтронной звезды: наличие периода т₂ указывает на автоколебательный режим пульсара. В отличие от свободных колебаний, стабильность периода автоколебаний зависит не только от добротности Q: она определяется так называемой «жесткостью» предельного цикла автоколебаний, в которую наряду с О входит целый ряд других параметров. В качестве другого примера автоколебаний в астрофизике можно привести колебания цефеид; стабильность нериода изменения их блеска также невелика. В этой связи следует подчеркнуть, что высокая стабильность периода следования импульсов у пульсаров τ_1 (до 10⁻⁸ и выше) служит аргументом против того, что это период автоколебаний: даже в лабораторных условиях без специальных мер невозможно получить столь высокое постоянство частоты автогенератора. Стабильность периода т, свидетельствует в пользу его связи с вращением звезды.

Выше речь шла об относительно неплотных нейтронных звездах лишь в связи с обнаружением периода пульсаций $\tau_2 \sim 10^{-2}$ сек⁷. Между тем вполне возможно, а из априорных соображений даже вероятно, что существуют пульсары с периодами $\tau_2 \ll 10^{-2}$, отвечающими более плотным нейтронным звездам с массой $M \sim M_{\odot}$. Для таких звезд $\tau_2 \sim 10^{-3}$ — $2 \cdot 10^{-4}$ и радиус нейтронной сердцевины $r_n \sim 10^6$ см (см. ¹⁷). Быть может, радиоизлучение таких звезд, в связи с меньшими размерами плазменной короны менее мощно, чем для более легких нейтронных звезд.

Но это лишь предположение, и в целом вопрос остается совершенно открытым. То же можно сказать и о ряде других проблем, в частности связанных с эволюцией и характером магнитного поля звезды. Уже на примере Солнца и «обычных» (неплотных) магнитных звезд известно ⁴², сколь сложна и не завершена теория происхождения, конфигурации и вариаций магнитного поля звезд. Для плотных звезд (белые карлики, нейтронные звезды) теория их магнитных свойств, тем более при учете их пульсаций и вращения, еще почти совсем не развита (на этот счет в литературе имеется лишь ряд замечаний; см., например, ^{6, 18, 28, 29, 37, 43}). Что касается общей теории плотных звезд (в частности, нейтронных звезд), то ей посвящено много работ и целый ряд обзоров ^{17, 41, 44-46}, но нерешенных задач в этой области еще немало. В качестве примера укажем на то обстоятельство, что нейтронные звезды, вероятно, сверхтекучи и, возможно, также являются сверхпроводящими ⁴⁷. Достаточно холодные белые карлики (очень плотные из них успевают остыть ^{41, 48}) могут оказаться сверхпроводящими в некотором их поверхностном слое, что приведет к изменению магнитного поля звезды ⁴⁹. Вместе с тем подобные возможности при анализе остывания и пульсаций плотных звезд сколько-нибудь детально не учитывались.

В рамках настоящей статьи нет возможности подробнее останавливаться на общих проблемах, связанных с теорией и наблюдением плотных звезд. Мы можем лишь на основании сделанных замечаний констатировать, что отождествление пульсаров с пульсирующими и вращающимися магнитными нейтронными звездами не противоречит каким-либо известным данным или оценкам.

Вполис возможно, что наличие пульсаций звезды не является характерной особенностью всех пульсаров. В литературе обсуждаются также модели пульсаров, в которых пульсации вообще не рассматриваются. Единственная известная нам такая модель ^{18, 43}, в которой речь идет об энергетическом источнике излучения, представляет собой вращающуюся магнитную нейтронную звезду. Вблизи звезды ее магнитосфера увлекается звездой, но на некотором расстоянии $r_0 \sim c\tau/2\pi \sim 10^{10}$ см (практически это расстояние может равняться и 10^9 см), где скорость оболочки $v = 2\pi r_0/\tau$ сравнима со скоростью света, дальнейшее увлечение магнитосферы становится невозможным. При $r \sim r_0$ можно ожидать образования магнитотурбулентного слоя и ускорения частиц. Наличие быстрых частиц в свою очередь может привести к появлению радиоизлучения, в частности, на одном из путей, обсуждавшихся выше. Насколько нам известно, механизм радиоизлучения для таких вращающихся моделей более подробно не рассматривался.

VIII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гипотеза о существовании нейтронных звезд возникла еще в 30-е годы, вскоре после открытия нейтрона. Обнаружение этих звезд в оптической части спектра практически невозможно, если речь идет о тепловом излучении фотосферы звезды. В этой связи особенно большое внимание уделялось обсуждению возможности наблюдения рентгеновского и нейтринного излучения нейтронных звезд. Рентгеновская методика и в настоящее время представляется весьма перспективной, и, возможно, некоторые из наблюдаемых «рентгеновских звезд» являются нейтронными звездами. Высказывались также предположения о появлении довольно мощного радиоизлучения от пульсирующих нейтронных звезд ^{44, 50}. Тем не менее как открытие пульсаров ¹, так и появление реальных оснований для их идентификации с нейтронными звездами ⁷ оказались неожиданными.

Еще не известно, все ли пульсары обладают двумя периодами, и совсем не исключено существование пульсаров разных типов (в частности, не только нейтронных звезд, но и белых карликов). Но, если даже отвлечься от таких гипотетических возможностей и иметь в виду только пульсары типа СР 1919 и АР 2015+28, изученные в ⁷ (конечно, не исключено, что к этому типу принадлежат все обнаруженные пульсары), их идентификация с нейтронными звездами хотя и вероятна, но все же еще не доказана. Конкретно, в качестве альтернативной возможности укажем на квазистационарную коллапсирующую магнитную звезду ^{28, 51-53}.

Такая оговорка, с одной стороны, сделана из осторожности. С другой стороны, она связана с ситуацией в Крабовидной туманности. Если пульсар NP 0532 действительно находится в пределах Крабовидной туманности, то с ним довольно естественно связать активность этого объекта. Мощность синхротронного излучения Крабовидной туманности ~ 10³⁸ эрг/сек, и, вероятно, такого же порядка мощность какого-то источника энергии, расположенного в туманности. За 10³ лет это отвечает энерговыделению W~ 3.10⁴⁸ эрг. Такая энергия могла бы, в принципе, оказаться кинетической энергией вращения звезды, а также черпаться за счет уменьпления ее гравитационной или ядерной энергии. Вместе с тем эта онергия порядка 3.10⁴⁸ эрг слишком велика, если речь идет об энергии свободных пульсаций нейтронной звезды (см. гл. VII и ^{17, 54}) или о магнитной энергии $W_{\rm M}$, заключенной в магнитосфере нейтронной звезды ^{28, 52, 53.} Так, для поля $H \sim 3 \cdot 10^9$ э и характерного размера $r \sim 10^7$ см энергия $W_{\rm M} \sim (H^2/8\pi) \cdot 4\pi r^3/3 \sim 10^{39}$ эрг. Магнитная нейтронная звезда может обладать даже большим полем. Но такие нейтронные звезды с сильным полем уже, вообще говоря, существенно отличаются от обычно рассматриваемых нейтронных звезд. Возможно, что такой класс нейтронных звезд (энергия поля сравнима с гравитационной энергией или, во всяком случае, существенна при анализе коллапса и всей динамики звезды) как-то смыкается с упомянутыми квазистационарными магнитными звездами 28, 52, 53.

Итак, по разным соображениям еще нет достаточных оснований считать пульсары более или менее «обычными» нейтронными звездами, хотя такое предположение непротиворечиво и довольно вероятно (возможным исключением является пульсар в Крабовидной туманности, но и этот пульсар вполне может оказаться нейтронной звездой, лишь вращающейся быстрее, чем другие).

Открытие пульсаров может представить интерес также в связи с проблемой происхождения космических лучей. Пульсирующие магнитные звезды могли бы ускорять частицы до весьма высоких энергий, и в этом смысле их возможная роль отмечалась 55 даже до открытия пульсаров. Отсюда, однако, еще рано делать вывод о существенной роли пульсаров как источников космических лучей. Действительно, для сохранения баланса в рамках галактических моделей происхождения космических лучей в Галактике должны в среднем образовываться космические лучи с мощностью порядка 1040-1041 эрг/сек (см. 31). Поэтому, если число пульсаров в Галактике $N_p \sim 10^6$, то их вклад как источников космических лучей был бы существен при мощности генерации космических лучей порядка 10³⁴—10³⁵ эрг/сек на пульсар. Такая мощность на несколько порядков выше радиосветимости пульсаров: $P \leqslant 10^{30} - 10^{32}$ эрг/сек. Тем самым допущение об эффективности пульсаров как источников космических лучей является в значительной мере новой гипотезой. В ее пользу свидетельствует, правда, обнаружение пульсаров в оболочках сверхновых звезд. В общем этот вопрос остается открытым и, несомненно, будет еще обсужлаться.

В ближайшее время следует, очевидно, ожидать быстрого развития теории плотных магнитных пульсирующих и вращающихся звезд. Данные о пульсарах позволят в той или иной мере сравнивать такую теорию с наблюденими, и в этом состоит главное значение открытия пульсаров для астрономии.

Известны, однако, и другие проблемы, для решения которых существенно использование пульсаров. Речь идет об уже обсуждавшемся в гл. II определении числа электронов $\int N_e \, dl$ на пути от пульсаров до солнечной системы, об исследовании межзвездного магнитного поля ⁵⁶ и наблюдениях неоднородностей межзвездной плазмы, если удастся обнаружить соответствующие мерцания ⁵⁷⁻⁵⁹. Мы уже не говорим об использовании пульсаров, наряду с другими источниками, например квазарами, для

3 УФН, т. 98, вып. 2

изучения межпланетной среды (см., например, ^{3, 60}), а также их наблюдении в некоторых других целях, когда нужны точечные или периодически излучающие космические радиоисточники.

В настоящее время уже трудно сомневаться в том, что открытие пульсаров по своему значению принадлежит к числу выдающихся событий и не уступает другим достижениям астрономии за последний период. Изучение пульсаров и их использование окажут большое влияние на развитие целого ряда направлений в современной астрономии.

Примечание при корректуре. В начале апреля 1969 г. был известен уже 31 пульсар. Среди пульсаров, отсутствующих в таблице на стр. 203, особого упоминания заслуживает источник NP 0527. Этот пульсар, во-первых, имеет самый длинный из известных периодов, равный 3,7455 сек, и, во-вторых, находится на небесной сфере вблизи Крабовидной тумапности. Последнее позволяет предполагать, что пульсар NP 0527 как-то связан с тумапностью (например, образовался при взрыве Сверхновой 1054 г. и. обладая большой скоростью, оказался за препелами туманности).

новой 1054 г. и, обладая большой скоростью, оказался за пределами туманностно. У пульсара СР 0808 обнаружен ⁶² второй (короткий) период, равный $\tau_2 = 0.05364 \pm 0.00001$ сек. Тем самым подтвержден вывод ⁷ о существовании у ряда пульсаров второго периода. С другой стороны, нейтронная звезда, по-видимому, не может обладать периодом основного радиального колебания, равным 5 $\cdot 10^{-2}$ сек (даже периоды $\tau_2 \sim 10^{-2}$ сек находятся в этом отношении под сомнением ^{44а}). Если это так, то при объяснении периода τ_2 речь скорее может идти о колебаниях атмосферы или Магнитосферы нейтронной звезды.

Заметим, что для самых короткопериодных пульсаров NP 0532 и PSR 0833—45 нет указаний на наличие второго периода, который можно было бы связать с пульсациями. Следовательно, такие колебания либо отсутствуют, либо их период так короток ($\tau_2 \leqslant 10^{-3}$ cer), что до сих пор не мог быть зарегистрирован.

При наличии второго (короткого) периода наиболее вероятна синтетическая модель, обсуждавшаяся в гл. VII статьи. Если же пульсации отсутствуют, то речь может идти о модели магнитной нейтронной звезды, вращающейся без пульсаций. При отсутствии пульсаций проблема ускорения частиц в радпационных поясах, по всей вероятности, заметно усложияется. Ускорение при этом может быть обусловлено движениями типа магнитогидродинамических и ударных волн, распространяюцихся в магнитосфере звезды. Другая возможность — ускорение в слое, примыкающем к внешней границе вращающейся магнитосферы ¹⁸, ⁶⁶.

Во вращающихся моделях источником радиоизлучения, а для пульсара NP 0532 также и оптического излучения ⁶³⁻⁶⁵ по-прежнему могут служить радиационные пояса. При этом в радиодиапазоне речь идет о когерентном синхротронном излучении, а в оптической части спектра — о некогерентном синхротронном излучении. В такой модели высокая направленность оптического излучения системы релятивистских электропов реализуется, если эти электроны сосредоточены в плоскости магнитного экватора. Подобная модель сейчас более детально апализируется авторами. Для проверки модели весьма важны поляризационные измерения как в радио-, так и в оптическом диапазоне (см. в этой связи измерения ⁶⁷ поляризации радпоизлучения для пульсара CP 0328).

Когерентный синхротронный механизм в применении к пульсарам обсуждался также в работе ⁶⁸. Однако в ней для расчета мощности когерентного излучения пульсара на использована формула, справедливая только для источников с размерами $L \ll \lambda$. Один источник таких размеров явно не в состоянии обеспечить мощное излучение пульсара. Если же магнитосфера пульсара содержит много источников с размерами $L \ll \lambda$, причем каждый индивидуальный источник состоит из когерентно излучающих частиц, то могут быть два случая. В первом из них все источники взанимо когерентны. Формулы ⁶⁸ тогда неприменимы, и корректный подход к исследованию когерентного синхротронного механизма должен основываться на введении коэффициента усиления μ , связащного с синхротронной псустойчивостью (см. в этой связи ²⁰. ²³ и настоящую статью). Во втором случае источники некогерентны между собой, т. е. в системе существует некогерентный механизм излучения, в котором роль отдельных излучающих источников играют агрегаты из частиц, сосредоточенных в объеме L^3 . Мощность излучения из такой системы ограничена реабсорбцией, п, что не менее важно, существование такой системы представляется нам невероятным в астрофизических условиях.

Физический институт им. П. П. Лебедева АН СССР

Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском государственном университете им. Н. И. Лобачевского

ШИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, R. A. Collins, Nature 217, 709 (1968) (см. неревод: УФН 95 (4), 795 (1968)).

- 2. S. P. Maran, A. G. W. Cameron. Phys. Today 21 (8), 41 (1968). 3. H. A. Лотова, УФН 95 (2), 293 (1968). 4. M. I. Large, A. E. Vaughan, R. Wielebinski, Nature 220, 753 (1968).
- 4a. V. R'adhakrishnan, D. J. Cooke, M. M. Komesaroff, Morris,
- Nature 221, 443 (1969). 5. A. G. Lyne, B. J. Rickett, Nature 219, 1339 (1968).
- 6. V. L. Ginzburg, V. V. Zhelcznyakov, V. V. Zaitsev, Nature 220, 355 (1968).

- 6a. V. L. Ginzburg, V. V. Zaitsev, Nature 222, 230 (1969).
 7. F. D. Drake, H. D. Craft, Nature 220, 231 (1968).
 8. H. D. Craft, J. M. Comella, F. D. Drake, Nature 218, 1122 (1968). 9. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных воли в плазме, «Наука», 1967. Μ.,
- M. B. Pikelner, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 6, 165 (1968).
 G. De Jager, A. G. Lyne, L. Pointon, J. E. B. Ponsonby, Nature 220, 128 (1968).
 M. Guelin, J. Guibert, W. Huchtmeier, L. Welliachew,
- M. M. GUEFFIN, J. GUIDERT, W. HUChtmeier, L. Welliachew, Nature 221, 249 (1969).
 M. L. H. Shuter, V. R. Venugopal, M. J. Mahoney, Nature 220, 357 (1968).

- 13. A. G. Lyne, F. D. Smith, Nature 218, 124 (1968).
 14. J. Ostriker, Nature 217, 1227 (1968).
 15. F. Pacini, E. E. Salpeter, Nature 218, 733 (1968).
- 16. K. S. Thorne, J. K. Ipser, Astrophys. J. Lett. 152, L71; 153, L215 (1968).

- К. S. Thorne, J. К. Грзег, Astrophys. J. Lett. 152, L71; 153, L215 (1968).
 К. S. Thorne, Commun. Astrophys. and Space Sci. 1 (1)(1969).
 Т. Gold, Nature 218, 731 (1968).
 В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, Изв. вузов (Радиофизика) 9, 221 (1966); Astrophys. J. 144, 599 (1966).
 В. Железияков, Астроп. ж. 44, 42 (1967).
 V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 7 (4060).
- 7 (1969).
- 22. В. В. Железияков, Радиоизлучение Солнца и планет, М., «Наука», 1964.
- 23. В. В. Железияков, ЖЭТФ 51, 570 (1966).

- 23. В. В. Железияков, ЖЭТФ 51, 570 (1966).
 24. В. Н. Цытович, Нелинейные эффекты в плазме, М., «Наука», 1967; С. А. Каплан, В. П. Цытович, УФН 97 (1), 77 (1969).
 24а. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Астрон. ж. 46, 192 (1969).
 25. В. В. Железияков, В. В. Зайцев, Астрон. ж. (1969).
 26. L. М. Егоик himov, Astrophys. Space Sci. (1969).
 27. R. V. Lovelace, H. D. Craft, Nature 220, 875 (1968).
 28. В. Л. Гинзбург, ДАН, СССР 156, 43 (1964); В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, ЖЭТФ 47, 4034 (1964).
 29. L. Woltier, Astrophys. 3, 140, 1309 (1964).
- М. Озерноп, АбтФ 47, 1051 (1904).
 L. Woltjer, Astrophys. J. 140, 1309 (1964).
 F. Альфвен, К. Г. Фельтхаммар, Космическая электродинамика, М., «Мир», 1967, §§ 2, 7, 4.
 B. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963.
 С. П. Сыроватский, ЖЭТФ 50, 1133 (1966): Астрон. ж. 43, 340.
- 32. С. И. Сыроватский, ЖЭТФ 50, 1133 (1966); Астрон. ж. 43, 340 (1966).
- 33. R. F. Post, M. B. Rosenbluth. Phys. Fluids 9, 730 (1966). 34. В. Ю. Трахтенгери, Геоманистизм паэрономия 3, 332 (1968). 35. Я. Б. Зельдович, Астрон. ж. 45, 913 (1968).

- 35. А. Б. Зейндович, Астроп. ж. 45, 913 (1968).
 36. V. V. Zheleznyakov, Astrophys. Space Sci. 2, 417 (1968).
 37. М. В. Кинdu, S. М. Сhitro, Nature 218, 1037 (1968).
 38. В. Железияков, Е. Я. Злотник, Астроп. ж. 40, 633 (1963).
 39. В. Железияков, Е. В. Суворов, ЖЭТФ 54, 627 (1968).
 40. В. Л. Братман, Е. В. Суворов, ЖЭТФ 55, 1415 (1968).
 40. А. П. Б. Стаft, J. М. Сотеlla, Nature 220, 675 (1968).
 41. W. Wacidow or p. A. P. Berg, A. Harra and C. S. M. (1968).

- Weidemann, Ann. Rev. Astron. and Astrophys 6, 351 (1968). 41. V. 42. P.
- Ledoux, P. Renson, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 4, 293 (1966). Pacini, Nature 219, 145 (1968). 43. F.
- 43. F. Factini, Nature 213, 149 (1996).
 44. A. G. W. Cameron, High Energy Astrophysics. Les Houches Lectures. v. 3, Gordon and Breach, New York, 1967.
 44a. A. G. W. Cameron, J. M. Cohen, Preprint, 1968; Astrophys. hett. 3, 64460.
- 3 (1969).

- 45. J. A. Wheeler, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 4, 393 (1966). 46. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., «Наука», 1968.
- 47. В. Л. Гинзбург, УФН 97 (4), 601 (1969). 48. J. Р. Ostriker, L. Axel, Astron. J. 73 (Suppl.) No. 1357 (1968). 49. V. L. Ginzburg, D. A. Kirzhnits, Nature 220, 148 (1968).

- 49. V. L. Ginzburg, D. A. Kirzhnits. Nature 220, 148 (1968).
 49. V. L. Ginzburg, D. A. Kirzhnits. Nature 220, 148 (1968).
 50. A. G. W. Cameron, Nature 205, 787 (1965).
 51. F. Hoyle, J. V. Narlikar, J. A. Wheelcr, Nature 203, 914 (1964).
 52. Л. М. Озерной, Астрон. ж. 43, 300 (1966); Highlights of Astronomy (L. Perek, Ed.), D. Peidel Publ. Comp., 1968, crp. 384.
 52a. H. C. Kapgames, Actpon. ж. 41, 807 (1964).
 53. D. Layzer, Nature 220, 247 (1968).
 54. A. Finzi, R. A. Wolf, Astrophys. J. 153, 835 (1968).
 55. A. G. W. Cameron, Nature 206, 1342 (1965).
 56. F. Smith, Nature 218, 435; 220, 891 (1968).
 57. B. Л. Гинзбург, ДАН СССР 109, 61 (1956).
 58. Р. А. G. Scheuer, Nature 218, 970 (1968).
 59. Л. М. Ерухимов, В. В. Писарева, Астрон. циркуляр, № 489, 11 ноября 1968.
 60. J. V. Hollweg, Nature 220, 771 (1968).
 61. B. J. Rickett, A. G. Lyne, Nature 218, 934 (1968).

ЛИТЕРАТУРА, ДОБАВЛЕННАЯ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

- 62. Ю. И. Алексеев, В. В. Виткевич, Ю. П. Шитов, Астрон. циркуляр СССР № 495, 24 февраля 1969 г.
 63. W. J. Gocke, М. J. Disney, D. J. Taylor, Nature 221, 525 (1969).
 64. R. E. Nather, B. Warner, M. Macferlane, Nature 221, 527 (1969).
 65. R. Lynds, S. P. Maran, D. E. Trumbo, Astrophys. J. 155, L121 (1969).
 66. T. Gold. Nature 221, 25 (1969).
 67. R. Glark, F. G. Smith, Nature 221, 724 (1969).
 68. B. L. Fastlund Nature 201 (1968).
- 68. B. J. Eastlund, Nature 220, 1293 (1968).