

УДК: 524.354.2—7

ОБ АНИЗОТРОПИИ СИНХРОТРОННОГО L_c -ИЗЛУЧЕНИЯ
КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

В. В. ГОЛОВАТЫЙ

Поступила 25 июля 1986

Принята к печати 6 апреля 1987

По спектрам 39 волокон Крабовидной туманности определены значения спектрального индекса α синхротронного L_c -излучения ее «аморфной массы». Выявлено сильное различие найденных значений α . Показано, что оно является реальным и свидетельствует об анизотропии синхротронного спектра туманности.

1. *Введение.* Крабовидная туманность является остатком сверхновой звезды, вспыхнувшей в 1054 г. Она состоит из волоконной структуры, являющейся газовым остатком атмосферы бывшей сверхновой, и «аморфной массы», представляющей собой свечение релятивистских электронов в магнитном поле туманности. Источником релятивистских электронов является пульсар NP 0532, находящийся в центре туманности.

Свечение газа в волокнах возбуждается синхротронным L_c -излучением «аморфной массы» туманности. Энергетические характеристики L_c -спектра Крабовидной туманности изучались в работе [1]. В результате было определено среднее значение спектрального индекса α , являющегося характеристикой энергетического спектра релятивистских электронов.

При интерпретации эмиссионного линейчатого спектра волокон обычно предполагается, что величина α постоянна, т. е. одинакова во всех направлениях и не меняется с расстоянием от центра туманности. Существующие трудности объяснения наблюдаемого спектра волокон, однако, дают основание предположить, что одной из причин его разнообразия может быть различие значений α [2]. Оно может проявляться как в радиальном, так и в пространственном расположении волокон. Очевидно попытка выявить такое различие представляет интерес не только для проблемы интерпретации наблюдаемых спектров отдельных волокон, но и для некоторых проблем эволюции Сверхновых.

В этой работе приводятся результаты определения значений α по спектрам 39 волокон, расположенных в разных позиционных углах картинной плоскости туманности и на разных расстояниях от ее центра. Найденные значения α используются для выявления возможной анизотропии синхротронного L_c -спектра Крабовидной туманности.

2. *Методика определения α* . В основе используемого метода лежит предположение, что оптическая толщина волокон в лаймановском континууме $\tau_{L_c} \gg 1$. Оно подтверждается расчетами фотоионизационных моделей свечения волокон [2], а также наличием в их спектре интенсивных линий [O I]. Может обсуждаться лишь вопрос о степени непрозрачности волокон для более коротковолнового излучения. Однако, как показали дальнейшие расчеты, изменение коротковолновой границы ионизирующего спектра от λ 100 А до λ 22.8 А практически не влияет на ионизацию водорода и гелия в волокнах и, следовательно, степень их прозрачности в этом диапазоне λ не сказывается на результатах.

Для определения α мы использовали уравнения Занстра [3], которые модифицировали на случай примеси гелия в газовой среде, поглощающей L_c -фотоны. В обычно применяемой методике считается, что атомы H^0 , He^0 и He^+ поглощают все ионизирующее излучение $\lambda < 912$ А, $\lambda < 504$ А и $\lambda < 228$ А (или λ 912—504 А, λ 504—228 А и λ 228—100 А [1]) соответственно. Примесь He, однако, накладывает существенные ограничения на эти допущения. При наблюдаемом в волокнах содержании $He/H \simeq 0.2-1.0$ [2] гелий становится дополнительным источником непрозрачности волоконного газа (тяжелыми элементами можно пренебречь). При характерном для Крабовидной туманности среднем значении $\alpha \simeq -0.55$ [1] имеется много L_c -квантов $\lambda < 504$ А, способных эффективнее поглощаться атомами He^0 или ионами He^+ , чем H^0 , что делает обычно применяемые уравнения Занстра неточными или даже непригодными для определения α .

В действительности атомы H^0 поглощают все L_c -излучение λ 912—504 А и определенное количество квантов λ 504—228 А и $\lambda < 228$ А. Но поскольку коэффициент фотопоглощения для атомов водорода $\sigma(H^0) \sim \nu^{-3}$, а He^0 в волокнах сравнительно много, то вклад последнего диапазона λ , очевидно, небольшой. Соответственно, атомы He^0 поглощают оставшееся количество квантов λ 504—228 А и определенное число квантов $\lambda < 228$ А. Здесь, однако, $\sigma(He^0) \sim \nu^{-2}$, поэтому вклад излучения последнего диапазона λ может быть существенным. Ионы He^+ поглощают остальную долю излучения $\lambda < 228$ А. Границы указанных интервалов λ соответствуют зонам ионизации

H^0 , He^0 и He^+ . Излучением $\lambda \lesssim 20 - 30 \text{ \AA}$ можно пренебречь, поскольку оно эффективнее поглощается высокоионизованными атомами тяжелых элементов, чем атомами H^0 и He^0 (см. [4]).

При выводе исходных уравнений была принята во внимание также роль диффузного ионизирующего излучения, возникающего при рекомбинациях электронов на основные уровни ионов H^+ , He^+ или He^{++} (имелись в виду ионы, на которые происходят рекомбинации). Учитывалось перераспределение этого излучения между поглощающими атомами H^0 , He^0 и He^+ . Полное число таких фотонов равно полному числу рекомбинаций на первый уровень данного иона, т. е. $N_1(X^{+i}) = N(X^{+i}) \cdot N_e \cdot C_1(X^{+i}) \cdot V(X^{+i})$, где C_1 — коэффициент рекомбинации на первый уровень H^+ , He^+ или He^{++} , а V — объем волоконного газа, занимаемый ионами X^{+i} ; $N(X^{+i})$ и N_e — ионная и электронная концентрации соответственно.

При рекомбинациях на второй уровень He^{++} образуются фотоны с энергией $h\nu \simeq 15 \text{ эВ}$, которые поглощаются атомами H^0 . Полное число таких фотонов $N_2(He^{++}) = N(He^{++}) \cdot N_e \cdot C_2(He^{++}) \times V(He^{++})$, где C_2 — коэффициент рекомбинации на второй уровень иона He^{++} .

Дополнительным источником ионизации атомов H^0 и He^0 в волокнах может быть также излучение в L_α -линиях HeI и $HeII$. Синглетные переходы $2^1P - 1s^2$ в атомах He^0 образуют фотоны с энергией $h\nu \simeq 21 \text{ эВ}$, которые будут поглощаться атомами H^0 (триплетные переходы запрещены и менее эффективны). Полное число таких фотонов $N_{L_\alpha}(He^+) = N(He^+) \cdot N_e \cdot C_2^1p(He^+) \cdot V(He^+)$, где C_2^1p — коэффициент рекомбинации на уровень 2^1P . Здесь учтено, что переходы $2^1P - 1s^2$ совершаются намного чаще, чем переходы $2^1P - 2^1S$, приводящие к образованию линии $\lambda 20581 \text{ HeI}$. Аналогично запишется выражение для полного числа квантов в L_α -линии $HeII$: $N_{L_\alpha}(He^{++}) = (1/2) \times N(He^{++}) \cdot N_e \cdot C_2(He^{++}) \cdot V(He^{++})$, где принято во внимание, что к образованию таких квантов приводит каждая рекомбинация на второй уровень He^{++} и примерно половина из них [5] индуцирует свечение в линии $\lambda 304 \text{ OIII}$. Эти фотоны имеют энергию $h\nu \simeq 41 \text{ эВ}$ и примерно поровну будут поглощаться атомами He^0 и H^0 . Заметим, что 2-квантовый переход $2s - 1s$ в ионе He^{++} приведет к образованию фотонов с максимальной энергией $h\nu \simeq 20 \text{ эВ}$, которые в основном поглощаются атомами H^0 , но часть их ($\sim 1/3$) может поглощаться He^0 . Однако их число сравнительно невелико, и этими процессами мы пренебрегли.

Объем волокна, занимаемый ионами H^+ , He^+ или He^{++} , находится с помощью следующего соотношения: $V(X^{+i}) = 4\pi R^2 \cdot F[X(\lambda)] / 4\pi\epsilon [X(\lambda)] \equiv 4\pi R^2 \cdot F[X(\lambda)] / N(X^{+i}) \cdot N_e \cdot \alpha_{эф} [X(\lambda)] \cdot h\nu_{X(\lambda)}$, где F — поток излучения в спектральной линии $X(\lambda)$ на расстоянии Земли, исправленный за межзвездное поглощение; ϵ — излучательная способность элементарного объема волоконного газа в линии $X(\lambda)$; $\alpha_{эф}$ — эффективный коэффициент рекомбинации в линии $X(\lambda)$; R — расстояние до Крабовидной туманности. Дальнейшие вычисления мы проводили для линий $H\beta$, $\lambda 4471$ He I и $\lambda 4686$ He II. Значения необходимых для вычислений коэффициентов рекомбинаций мы брали из [6].

В результате уравнения баланса квантов для поглощающих атомов H^0 , He^0 и He^+ с учетом указанных выше процессов запишутся так:

$$\begin{aligned} N_{L_c}(\lambda 912 - 504) + a \cdot N_{L_c}(\lambda 504 - 228) + b \cdot N_{L_c}(\lambda 228 - 22.8) = \\ = N_{рек}(H^+) - N_1(H^+) - a \cdot N_1(He^+) - N_{L_a}(He^+) - b \cdot N_1(He^{++}) - \\ - N_2(He^{++}) - \frac{1}{4} N_{L_a}(He^{++}); \end{aligned}$$

$$(1 - a) \cdot N_{L_c}(\lambda 504 - 228) + c \cdot N_{L_c}(\lambda 228 - 22.8) =$$

$$= N_{рек}(H^+) - (1 - a) \cdot N_1(He^+) - c \cdot N_1(He^{++}) - \frac{1}{4} N_{L_a}(He^{++}); \quad (1)$$

$$(1 - b - c) \cdot N_{L_c}(\lambda 228 - 22.8) = N_{рек}(He^{++}) - (1 - b - c) \cdot N_1(He^{++}),$$

где $N_{L_c} = 4\pi R^2 \int \frac{F_\nu d\nu}{h\nu}$ — полное число L_c -квантов, излученных „аморф-

ной массой“ в данном диапазоне λ (фот/с); $N_{рек} = 4\pi R^2 \cdot \frac{\sum C_n(X^{+i})}{\alpha_{эф} [X(\lambda)]} \times \times F[X(\lambda)] / h\nu_{X(\lambda)}$ — полное число рекомбинаций в волокне на все уровни X^{+i} , которые мы выразили через наблюдаемый поток в линии $X(\lambda)$ и эффективный коэффициент рекомбинаций $\alpha_{эф} [X(\lambda)]$; a и b — доля фотонов $\lambda 504-228$ А и $\lambda 228-22.8$ А, поглощенных H^0 соответственно, а c — доля фотонов $\lambda 228-22.8$ А, поглощенных He^0 ; n — номер энергетического уровня.

Энергетический L_c -спектр „аморфной массы“ Крабовидной туманности представлялся степенным законом типа $F_\nu = F_0 [v/v_0(X^{+i})]^r$, где F_0 — поток L_c -излучения на расстоянии Земли, а r — спектральный

индекс в L_c-диапазоне, который мы считали постоянным в области λ 912—22.8 А. Подставив в (1) известные выражения и численные значения входящих параметров и исключив параметр с, получим систему следующих уравнений:

$$\begin{aligned}
 F_0 \cdot \left[\int_1^{1.81} x^{a-1} dx + a \cdot 1.81^a \cdot \int_1^{2.21} x^{a-1} dx + b \cdot 4.0^a \cdot \int_1^{10} x^{a-1} dx \right] = \\
 = \begin{pmatrix} 1.35 - 14 \\ 1.39 - 14 \\ 1.44 - 14 \end{pmatrix} F(\text{H}\beta) \left[1 - a \begin{pmatrix} 0.94 \\ 1.24 \\ 1.75 \end{pmatrix} \frac{\text{Hel}}{\text{H}\beta} - \right. \\
 \left. - \begin{pmatrix} 0.09 \\ 0.11 \\ 0.13 \end{pmatrix} \frac{\text{Hel}}{\text{H}\beta} - \begin{pmatrix} 0.10 \\ 0.14 \\ 0.19 \end{pmatrix} \frac{\text{HeII}}{\text{H}\beta} \right]; \\
 F_0 \cdot \left[(1-a) \cdot 1.81^a \cdot \int_1^{2.21} x^{a-1} dx + (1-b) \cdot 4.0^a \cdot \int_1^{10} x^{a-1} dx \right] = \quad (2) \\
 = \begin{pmatrix} 2.40 - 14 \\ 2.96 - 14 \\ 3.48 - 14 \end{pmatrix} F(\text{Hel}) + a \cdot \begin{pmatrix} 1.27 - 14 \\ 1.73 - 14 \\ 2.52 - 14 \end{pmatrix} F(\text{Hel}) + \\
 + \begin{pmatrix} 0.51 - 14 \\ 0.65 - 14 \\ 0.78 - 14 \end{pmatrix} F(\text{HeII}) + b \begin{pmatrix} 0.19 - 14 \\ 0.30 - 14 \\ 0.42 - 14 \end{pmatrix} F(\text{HeII}),
 \end{aligned}$$

где обозначено $x = \nu/\nu_0 (X^{+i})$. Значения численных коэффициентов в этих выражениях записаны для $T_e = 5000$ К, 10000 К и 20000 К сверху вниз в каждом из выражений соответственно. Интегрирование здесь ведется в диапазоне границ поглощения L_c-квантов атомами H⁰, He⁰ или He⁺.

Неизвестными параметрами в системе уравнений (2) являются F_0 , a , a и b (остальные параметры должны быть известны из наблюдений). Для ее решения, очевидно, нужно иметь дополнительные сведения об одном из указанных параметров. Сравнивая число ионизаций атомов H⁰ излучением λ 504—228 А с общим числом ионизаций H⁰ и He⁰ квантами того же интервала λ, мы определили $a = N_{\text{ион}}(\text{H}^0) / [N_{\text{ион}}(\text{H}^0) + N_{\text{ион}}(\text{He}^0)]$. Аналогично мы определили b . При небольших τ величины a и b являются лишь функцией α и отношений интенсивностей линий Hel/Hβ и HeII/Hβ:

$$\begin{aligned}
 a &\approx [1 + k_1 \cdot \text{Hel}/\text{H}\beta]^{-1}; \\
 b &\approx [1 + k_2 \cdot \text{Hel}/\text{H}\beta + k_3 \cdot \text{HeII}/\text{Hel}]^{-1}.
 \end{aligned}$$

Мы предположили, что значения этих параметров не сильно меняются с оптической глубиной волокна. Значения коэффициентов k для различных α приведены ниже:

$\alpha \backslash k$	k_1	k_2	k_3
0	11.7	20.0	28.0
-0.5	17.0	29.1	60.0
-1.0	22.7	39.0	112
-2.0	43.0	73.7	455
-4.0	146	250	716

Разделив второе равенство (2) на первое и приняв во внимание выражения для a и b , получим функциональную зависимость величины α от наблюдаемых отношений $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta$, $\lambda 4686 \text{ HeII}/\text{H}\beta$ и T_e : $f(\alpha, \text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta) = f(\text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta, T_e)$, где

$$f(\text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta, T_e) = \frac{\begin{pmatrix} 1.78 \\ 2.13 \\ 2.42 \end{pmatrix} \frac{\text{HeI}}{\text{H}\beta} + a \cdot \begin{pmatrix} 0.94 \\ 1.24 \\ 1.75 \end{pmatrix} \frac{\text{HeI}}{\text{H}\beta} + \begin{pmatrix} 0.38 \\ 0.47 \\ 0.54 \end{pmatrix} \frac{\text{HeII}}{\text{H}\beta} + b \cdot \begin{pmatrix} 0.14 \\ 0.21 \\ 0.29 \end{pmatrix} \frac{\text{HeII}}{\text{H}\beta}}{1 - a \cdot \begin{pmatrix} 0.94 \\ 1.24 \\ 1.75 \end{pmatrix} \frac{\text{HeI}}{\text{H}\beta} - \begin{pmatrix} 0.09 \\ 0.11 \\ 0.13 \end{pmatrix} \frac{\text{HeI}}{\text{H}\beta} - \begin{pmatrix} 0.10 \\ 0.14 \\ 0.19 \end{pmatrix} \frac{\text{HeII}}{\text{H}\beta}} \quad (3)$$

Расчеты показали, что величина b является пренебрежимо малой, поэтому левая часть уравнения (3) является в основном лишь функцией α и $\text{HeI}/\text{H}\beta$ (табл. 1). На рис. 1 показана графическая зависимость функции $f(\alpha, \text{HeI}/\text{H}\beta)$ от α , удобная для практических определений α по наблюдаемым отношениям интенсивностей линий $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta$, $\lambda 4686 \text{ HeII}/\text{H}\beta$ и известной T_e . Электронная температура в отдельных волокнах определяется неуверенно, поэтому в дальнейших расчетах предполагалось $T_e = 10\,000 \text{ K}$.

3. *Результаты и их обсуждение.* Значения α , найденные по формуле (3) и спектральным данным из [7—12] для 39 волокон Крабовидной туманности, приведены в табл. 2. Очевидно, они отражают характеристики синхротронного L_c -излучения туманности в тех направлениях, в которых находятся то или иное волокно относительно ее центра. В этой же таблице помещены некоторые другие наблюдаемые параметры волокон, которые использовались нами в процессе дальнейшего анализа.

Из табл. 2 видно, что найденные значения α сильно различаются между собой. Это различие настолько большое, что не может быть обусловлено лишь ошибками наблюдаемых отношений интенсивностей линий $\text{HeI}/\text{H}\beta$ и $\text{HeII}/\text{H}\beta$. Реальность различия α подтверждается также суще-

Таблица 1
ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ $f(\alpha, \text{HeI}/\text{H}\beta)$ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ
 α И $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta$

α	$\lambda 4471 \text{ HeI}$						
	$\text{H}\beta$						
	1.0	0.5	0.3	0.2	0.1	0.05	0.03
0	4.62	4.20	3.79	3.44	2.84	2.37	2.12
-0.5	1.97	1.85	1.71	1.58	1.33	1.08	0.941
-1.0	1.12	1.06	1.00	0.940	0.804	0.637	0.553
-2.0	0.410	0.400	0.386	0.372	0.333	0.279	0.233
-4.0	0.102	0.100	0.100	0.099	0.095	0.090	0.082

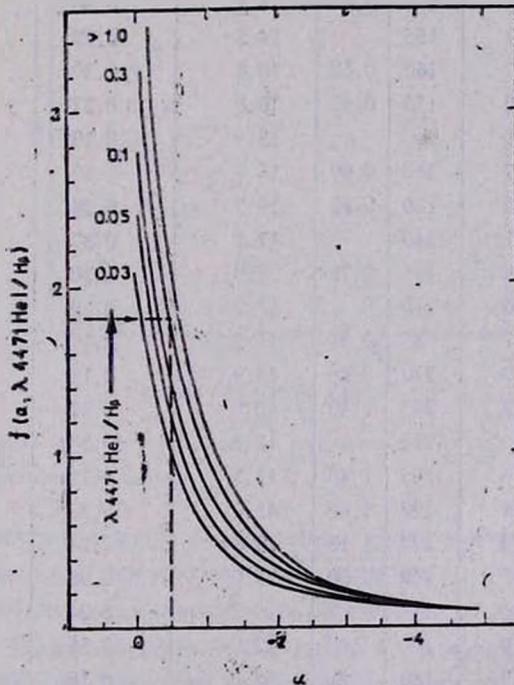


Рис. 1. Зависимость функции $f(\alpha, \text{HeI}/\text{H}\beta) = f(\text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta, T_e)$ от α для различных отношений $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta$. Стрелкой отмечен пример определения $\alpha = -0.5$ при $f(\text{HeI}/\text{H}\beta, \text{HeII}/\text{H}\beta, T_e) = 1.8$ и $\lambda 4471 \text{ HeI}/\text{H}\beta = 0.3$.

Таблица 2

Волокно*	Источник	ψ , град	r , пк	λ 4959-5007 [O III]/H β	λ 4471 HeI	λ 4686 HeII	α
					H β	H β	
Пол. 3	12	15	0.80	4.51	0.10	0.55	-1.30
A7**	8	0		15.9	0.35	0.59	-0.76
Пол. 5'	12	25		7.4	0.14	0.59	-1.15
Пол. 2	12	110		8.1	0.20	0.81	-0.87
2100, V6a	7	245	1.08	—	0.40	1.22	-0.44
C1	9	10		13.5	\approx 0.12	0.47	-1.33
Пол. 4	12	30	0.75	4.73	0.07	0.14	-2.25
A9**	8	5		16.5	\approx 0.38	0.25	-0.91
Пол. 10	12	155		9.0	0.18	0.40	-1.25
2102, r9	7	342	0.93	7.3	0.25	0.50	-1.00
2100, r5	7	155	0.56	10.4	0.24	0.64	-0.93
A1**	8	5		26.8	0.60	0.80	-0.39
Пол. 6	12	20	0.80	5.25	0.093	0.22	-1.85
B8	9	155	0.62	10.4	0.16	0.40	-1.30
2131, r8	7	5	0.81	7.1	0.19	0.72	-0.95
Пол. 5	12	25	0.60	8.24	0.65	0.30	-1.79
Ярк. вол.	8	155	0.62	13.4	0.30	0.70	-0.80
Пол. 1	11	155		14.5	0.23	0.68	-0.92
2130, r4	7	160	0.62	10.4	0.30	0.46	-0.93
Пол. 1	10	155	0.62	10.8	0.27	0.58	-0.91
E2	9	90		13.9	0.19	0.54	-1.10
2126, r5	7	250	0.99	13.9	0.19	0.54	-1.10
Пол. 1	12	120	0.62	19.7	0.24	0.88	-0.79
Обл. 1	11	240		17.2	0.37	0.87	-0.61
B6	9	195	0.73	17.9	0.20	0.57	-1.04
Пол. 2'	10	210		17.2	0.38	0.87	-0.61
2102, V5	7	85	0.91	15.5	0.17	1.00	-0.81
2100, V7/V8	7	270	0.66	13.9	0.13	1.00	-0.83
Пол. 8	12	295	1.40	12.9	0.17	0.29	-1.40
Пол. 2	10	215		18.9	0.28	0.83	-0.74
D1	9	295	1.40	13.3	0.11	0.26	-1.70
B1	8	190	1.60	45.0	\leq 0.33	\approx 0.33	-0.96
D3	9	270	1.18	19.8	0.24	0.58	-0.98
Пол. 9	12	240	1.00	17.0	0.36	0.51	-0.81
D2	9	240	1.00	19.3	0.24	0.63	-0.86
B1, B3	9	180	1.60	52.9	0.58	0.70	-0.46
2127, V1	7	180	0.82	34.0	0.18	1.64	-0.47
B2	8	210	1.60	35.9	\approx 0.40	0.81	-0.60
2100, V2	7	140	1.05	32.8	0.85	0.95	-0.16

* Обозначения волокон соответствуют обозначениям в оригинальных источниках.

** Jet.

ствованием зависимости его величины от отношения $\lambda 4959 + 5007$ [O III]/H β (рис. 2). Механизм образования запрещенных линий [O III], как известно, отличен от механизма образования рекомбинационных линий He, что говорит о неметодичном характере указанной зависимости. Правдоподобным объяснением последней является то, что с уменьшением крутизны L_c-спектра Крабовидной туманности увеличивается относительное число фотонов, приводящих к образованию O⁺⁺. На реальность различия α указывает также существование подобной зависимости этого параметра от отношений интенсивностей линий $\lambda 3726 + 29$ [O II]/H β , $\lambda 3869 + 968$ [Ne III]/H β и др.

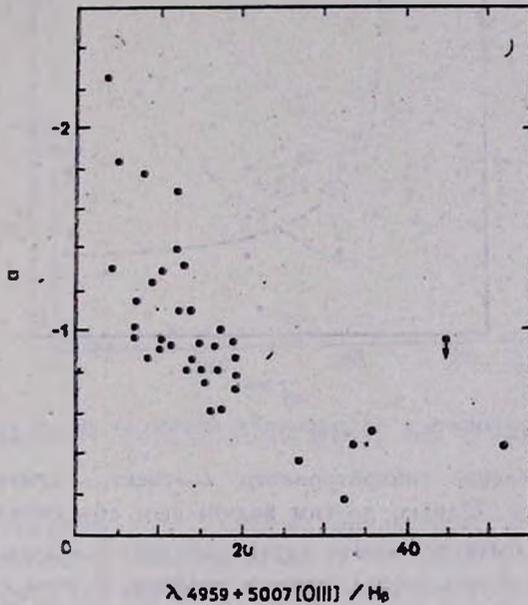


Рис. 2. Зависимость α от отношения интенсивностей линий $\lambda 4959 + 5007$ [O III] / H β для различных волокон.

Для выявления возможной анизотропии синхротронного излучения Крабовидной туманности мы рассмотрели зависимость найденных значений α от ряда наблюдаемых параметров отдельных волокон. Характеристики L_c-спектра могут меняться как в радиальном направлении, так и в зависимости от пространственного расположения волокон относительно центра туманности. Если все волокна находятся за пределами «аморфной массы» туманности, то радиальной составляющей изменения величины α , естественно, мы не должны обнаружить. Оказалось, однако, что корреля-

ция α от r имеется (рис. 3), хотя слабая. Из рисунка видно, что на расстоянии $r < 1$ пк дисперсия значений $\alpha = -0.6 \div -2.5$, а на $r > 1$ пк находится в пределах $-0.1 \div -1.0$, т. е. крутизна L_c -спектра в среднем уменьшается с увеличением r . К такому же выводу приводит анализ зависимости α от $\lambda 4959 + 5007 [\text{O III}] / \lambda 3726 + 29 [\text{O II}]$, характеризующей ионизацию атомов в волокнах (последняя, очевидно, должна уменьшаться к краю туманности). Это может быть некоторым указанием на дей-

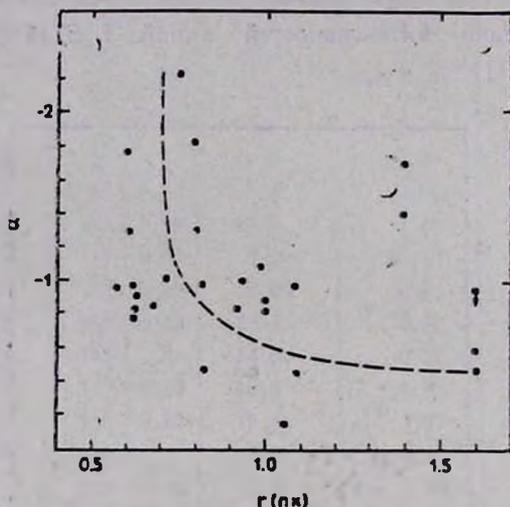


Рис. 3. Зависимость α от расстояния волокон от центра туманности.

ствительное изменение синхротронного L_c -спектра туманности с удалением от ее центра. Однако другим возможным объяснением такого поведения α может быть частичное экранирование L_c -излучения достаточно большим числом ближе расположенных волокон. В этом случае, как известно, сильнее поглощается L_c -излучение непосредственно за лаймановским пределом, что приведет к уменьшению крутизны L_c -спектра к краю туманности. Для близких r дисперсия α является, очевидно, реальной и может быть объяснена либо различной (малой) оптической толщиной расположенных ближе волокон, либо анизотропией синхротронного L_c -спектра в радиальном направлении.

Поскольку волокна, спектры которых изучены, равномерно не заполняют весь объем туманности, пространственную анизотропию L_c -излучения обнаружить труднее. Тем не менее, была выявлена зависимость α от позиционного угла ψ проекции радиуса-вектора волокна на картинную плоскость туманности (рис. 4). Отсчет углов проводился от направления

на север влево от 0° до 360° ([13], рис. 2). Из рис. 4 видно, что в направлении $\psi \simeq 210^\circ$ спектральный индекс более пологий ($\alpha \simeq -0.1 \div -1.0$), чем в других направлениях ($\alpha \simeq -1.0 \div -2.5$), исключая примерно противоположное ($\psi \simeq 15^\circ$), соответствующее направлению на «jet». Точки с крестиками на этом рисунке соответствуют значениям $\alpha \simeq -0.1 \div -0.8$, найденным по спектральным данным [8] для области «jet».

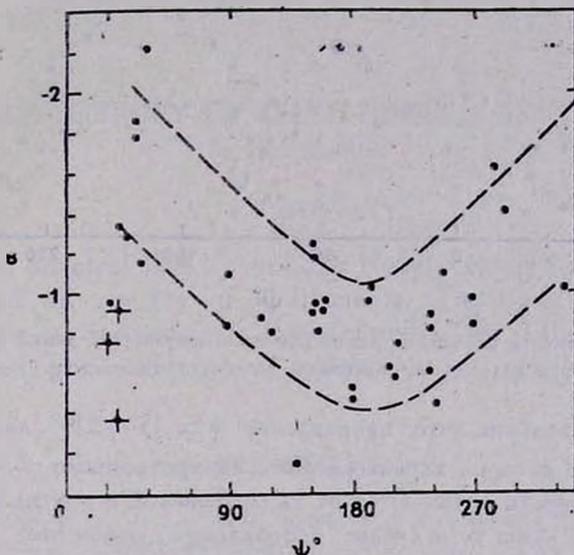


Рис. 4. Зависимость α от позиционного угла волокон на картинной плоскости туманности.

Такая зависимость α от ψ хорошо согласуется с подобной зависимостью отношения интенсивностей линий $\lambda 4959 + 5007$ [O III] / $\lambda 3726 + 29$ [O II] от ψ (рис. 5), что является независимым подтверждением ее реальности. Это отношение, как видно, также максимально в направлении $\psi \simeq 210^\circ$. Существующий разброс значений α в каждом из направлений можно объяснить указанными выше причинами.

Реальность существования анизотропии синхротронного L_c-излучения Крабовидной туманности подтверждается также различием α по данным для волокон с положительными и отрицательными лучевыми скоростями [13]. Отношения интенсивностей линий $\lambda 4471$ He I / H β и $\lambda 4686$ He II / H β для обоих типов волокон отличаются больше чем в два раза (более подробно см. в [13]). Найденные в результате средние значения α равны примерно -0.5 и -1.0 для волокон с отрицательными и положительными скоростями соответственно. Эти данные в совокупности

с предыдущими позволяют заключить, что спектральный индекс α в направлении на $\psi \simeq 210^\circ$ и на наблюдателя, с одной стороны, и в противоположном направлении на $\psi \simeq 15^\circ$, соответствующем направлению на «jet», с другой, является более пологим, чем в перпендикулярных направлениях.

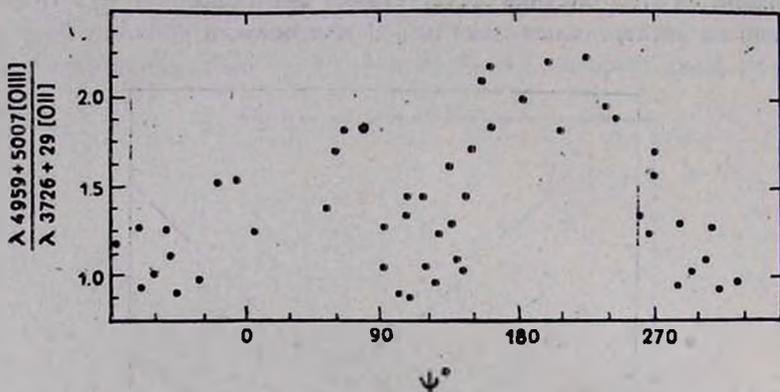


Рис. 5. Зависимость отношения интенсивностей небулярных линий $[O III] / [O II]$ от позиционного угла волокон на картинной плоскости туманности.

Создается впечатление, что направление $\psi \simeq 15^\circ - 210^\circ$ является проекцией оси, вдоль которой характеристики синхротронного L_c -спектра Крабовидной туманности отличаются от характеристик в других направлениях. Как видно из рис. 6, в этом направлении отношение $\lambda 4959 + 5007 [O III] / H\beta$ показывает наибольший разброс значений.

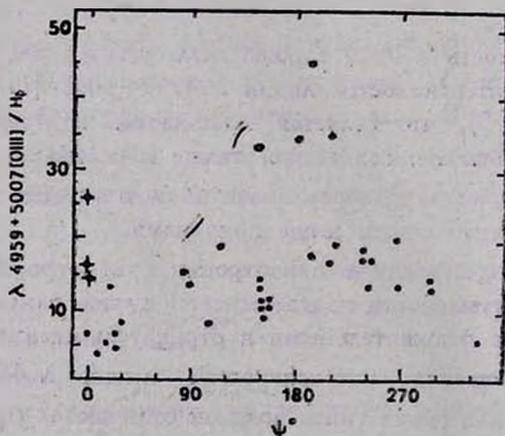


Рис. 6. Зависимость отношения интенсивностей линий $\lambda 4959 + 5007 [O III] / H\beta$ от позиционного угла волокон на картинной плоскости туманности.

Непонятным в дисперсии значений α является отсутствие корреляции этого параметра с отношением интенсивностей λ 4363 [O III] / λ 4959 + + 5007 [O III], которой следовало ожидать, поскольку оба параметра определяются величиной T_e в волокнах. Возможным объяснением этого может быть неточность интенсивности линии λ 4363 [O III], которая является слабой и, как отмечалось Волчером [7], часто blendируется линией λ 4359 [Fe III].

Львовский государственный
университет

ON THE ANISOTROPY OF CRAB NEBULA SYNCHROTRON L_c-EMISSION

V. V. GOLOVATY

Values of spectral index α of Crab Nebula synchrotron L_c-emission are determined on spectra of 39 filaments. The significant difference of these values is derived and investigated. This difference is shown to be real and give evidence of anisotropy of nebulae synchrotron L_c-spectra.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Головатый, В. И. Проник, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 44, 33, 1971.
2. В. В. Головатый, Б. С. Новосядлый, Письма в Астрон. ж., 12, 440, 1986.
3. H. Zanstra, Z. Astrofis., N 2, 1931.
4. С. Каплан, С. Лукельнер, Физика межзвездной среды, М., 1979.
5. L. Likkell, L. Aller, Astrophys. J., 301, 825, 1986.
6. D. Osterbrock, Astrophysics of the Gaseous Nebulae, 1974.
7. L. Woltjer, Bull. Astron. Inst. Netherl. 14, 39, 1958.
8. K. Davidson, Astrophys. J., 220, 177, 1978.
9. K. Davidson, Astrophys. J., 228, 179, 1979.
10. J. Miller, Astrophys. J., 220, 490, 1978.
11. K. Davidson, T. Gull, S. Maran, T. Stecher, R. Fesen, R. Parise, G. Harvell, M. Kafatos, V. Trimble, Astrophys. J., 253, 696, 1982.
12. R. Fesen, R. Kirshner, Astrophys. J., 258, 1, 1982.
13. В. В. Головатый, Циркуляр астрон. обсерв. Львов. ун-та, 46, 23, 1971.