

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 524.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИКИ ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА В ЛИНИИ 21 СМ. I. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ. НЕРЕЗОНАНСНАЯ ОБЛАСТЬ

В. Г. БЕРМАН, Ю. Н. МИШУРОВ

Поступила 26 июня 1978

Рассчитаны теоретические контуры линии радиоизлучения H I в рамках модели спиральной структуры Галактики [1, 2, 7] для долгот $30^\circ < l < 60^\circ$. Проводится сравнение этих профилей с наблюдаемыми. Обсуждаются некоторые другие модели.

1. *Введение.* Для определения параметров спиральной структуры Галактики необходимо привлекать всю совокупность наблюдательных данных, полученных по различным объектам: по кинематике звезд, радиоизлучению нейтрального водорода, линиям молекул и т. д. В [1, 2] найдены параметры спиральной структуры Галактики по кинематике молодых звезд. Настоящей работой мы начнем исследование крупномасштабной структуры нейтрального водорода в Галактике по радиоизлучению в линии 21 см в рамках волновой теории спиральной структуры галактик.

В ранних работах, посвященных изучению движения и распределения H I , в соответствии с аксиально-симметричной стационарной моделью Галактики предполагалось, что межзвездный газ совершает чисто круговое движение. Однако «провалы» в кривой вращения, полученной при этом предположении, систематические различия в северной и южной кривых вращения, смещение профилей линий радиоизлучения при долготах $l = 0, 180^\circ$, а также некоторые другие обстоятельства приводят к выводу о наличии некруговых движений газа (см. [3]). Крупномасштабные систематические отклонения движения межзвездного газа от кругового естественно связать со спиральной структурой Галактики. Действительно, спиральная волна плотности, распространяющаяся по звездному диску, своим

гравитационным полем возмущает круговое движение газа, что должно проявиться в контурах линий радиоизлучения. Параметры спиральной волны плотности Ω_p — угловая скорость вращения узора и амплитуда силы гравитационного поля рукава F , получающиеся по различным объектам, должны, очевидно, совпадать друг с другом.

В ряде работ (см., например, [3—5]) интерпретировались наблюдения радиоизлучения HI в рамках теории волн плотности, однако вследствие того, что использованные для расчетов модели не являлись самосогласованными с точки зрения волновой теории спиральной структуры, вывод, сделанный авторами, о хорошем согласии теории, развитой Лином и др. [6], не обоснован (в [6] получены следующие параметры спиральной структуры Галактики: $\Omega_p \approx 13$ км/сек · кпс, $F_0 \approx 0.05$; здесь и далее индекс «0» относится к величинам с координатами Солнца).

В настоящей работе показано, что параметры спиральной структуры Галактики, найденные в [1, 2] (Ω_p близко к угловой скорости вращения галактического диска Ω_0 на расстоянии Солнца, $F_0 \approx 0.1$), согласуются с радионаблюдениями HI. В целом результаты исследования кинематики звезд и радиоизлучения HI свидетельствуют о том, что с большей вероятностью в Галактике реализуется модель, предложенная Марочником и др. [7], согласно которой $\Omega_p = 23$ км/сек · кпс.

2. *Некруговые движения, предсказываемые линейной теорией волн плотности в нерезонансной области.* Представим гравитационный потенциал Галактики φ в виде основной осесимметричной части $\varphi_G(R)$ и малого возмущения от спиральной волны:

$$\varphi = \varphi_G + A(R) \cos \lambda, \quad (1)$$

где $A < 0$ — амплитуда возмущения потенциала гравитационного поля

волны, $\lambda = \int_{R_0}^R k(R') dR' - 2\theta + \lambda_0$ — фаза волны, $k < 0$ — радиальное волновое число, R, θ — полярные галактоцентрические координаты (θ — отсчитывается по часовой стрелке в направлении вращения Галактики).

Как и в работах, цитированных в [3], для расчета некруговых движений газа используем линейную теорию, т. е. считаем, что отклонения от кругового движения малы. Тогда возмущения плотности и компонент систематической скорости газа в приближении «тугой закрутки» спиралей ($kR/2 \gg 1$) равны [6]:

$$\sigma_1/\sigma_0 = -AkQ \cos \lambda; \quad (2)$$

$$u_1 = 2A(\Omega_p - \Omega)Q \cos \lambda; \quad (3)$$

$$v_1 = -A(x^2/2\Omega)Q \sin \lambda, \quad (4)$$

где $\Omega(R)$ — угловая скорость вращения газового диска, $x^2 = 4\Omega^2(1 + Rd\Omega/dR/2\Omega)$, τ_0 и τ_1 — невозмущенная и возмущенная поверхностные плотности газа, u_1 и v_1 , соответственно, радиальная и азимутальная компоненты возмущенной скорости, $Q = k[x^2 + k^2c^2 - 4(\Omega_p - \Omega)^2]^{-1}$, c — скорость звука в газе. Амплитуда силы гравитационного поля рукава F связана с амплитудой потенциала соотношением:

$$F = kA(R\Omega^2). \quad (5)$$

Решения (2—4) справедливы вдали от резонансов, которые определяются из условий $v = 2(\Omega_p - \Omega)/x = 0, \pm 1$ (о соответствующих ограничениях см. ниже). Резонансные области подробно будут исследованы в следующих работах.

Проекция на луч зрения скорости некоторой точки, лежащей на этом луче, относительно Солнца v_r равна:

$$v_r = R_0(\Omega - \Omega_0) \sin l + u_0 \cos l - v_0 \sin l - \\ - u_1 \cos(l + \eta) + v_1 \sin(l + \eta), \quad (6)$$

где l — галактическая долгота, u_0 и v_0 , соответственно, радиальная и азимутальная компоненты скорости Солнца относительно диска, вращающегося с угловой скоростью Ω_0 . Обычно радионаблюдения представляют с учетом поправок на местный стандарт покоя, который определяется скоростью движения Солнца относительно локального центроида [3]. Однако локальный центроид может иметь относительно диска отличную от нуля скорость. Как показано в [1, 2], движение локального центроида полностью обусловлено действием спирального рукава. Таким образом, если пользоваться радионаблюдениями с учетом поправок на местный стандарт покоя, то u_0 и v_0 есть компоненты скорости локального центроида относительно диска.

Задав Ω_p , λ_0 , u_0 , v_0 и зависимости от координат величин, входящих в (2—6), по стандартным формулам [8] можно рассчитать оптическую толщину τ и яркостную температуру T_B излучения в зависимости от l и доплеровской скорости V .

3. Обсуждение моделей движения *HI*. Наиболее подробно остановимся на результатах Бертона [8]. В этой работе из (3) и (4) с помощью (2) исключается A и задается

$$S(R) \equiv (\rho_{\max} - \rho_{\min})/(\rho_{\max} + \rho_{\min}) = \tau_1/(\tau_0 \cos \lambda),$$

где ρ_{\max} и ρ_{\min} — плотности, соответственно, в центре рукава и между рукавами. Вообще говоря, задавать более или менее произвольно

$S(R)$ нельзя, поскольку $A(R)$ согласно волновой теории удовлетворяет соотношению [9]:

$$A = \text{const} \cdot (RR_0)^{-1/2}. \quad (7)$$

Здесь R_0 определяется выражением (59b) работы [9] и в области вдали от $|\nu| = 1$ достаточно точно аппроксимируется выражением $R_0 = 3/2|\nu|$. Убедимся, что зависимость $S(R)$, использованная в [8], не согласуется с [7], вытекающей из волновой теории спиральной структуры. Воспользовавшись $S(R)$ из [8], с помощью (2) найдем амплитуду $A(R)$ для $\Omega_p = 13$ км/сек·кпс и сравним ее с кривой, получающейся из (7). Определить константу в (7) можно, задав, например, F_0 . Прежде всего отметим, что для параметров Бертона [8] из (2) и (5) получаем $F_0 \approx 0.026$. Это значение отличается от принимаемого в теории Лина и Шу $F_0 = 0.05$ [6]. На рис. 1 приведены $A(R)$, полученные при параметрах [8] и из (7), если в последнем случае константу определить, задав $F_0 = 0.05$. Как видно, соответствующие кривые заметно отличаются. Чтобы ответить на вопрос, на-

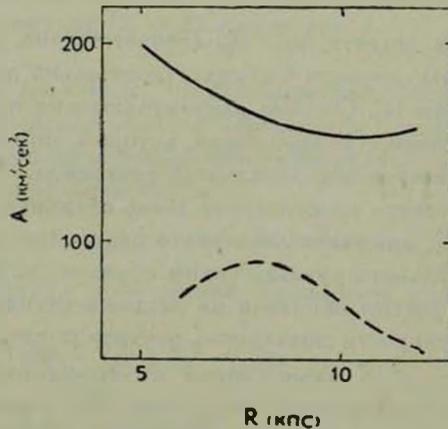


Рис. 1. Зависимости $A(R)$: пунктирная—для $S(R)$ согласно [8]; сплошная—согласно (7) для $F_0 = 0.05$, $\Omega_p = 13$ км/сек·кпс.

сколько чувствительны теоретические профили к этим изменениям, модифицируем расчеты Бертона следующим образом: фиксируем $F_0 = 0.05$, определяем константу в (7) и находим $A(R)$, затем из (3) и (4) u_1 и v_2 , после чего рассчитываем теоретические контуры радиоизлучения. На рис. 2 приведены соответствующие профили, наложенные на наблюдаемые [10], а также профили из [8]. Хорошо видно, что контуры весьма чувствительны к описанным изменениям. (Это и

понятно, поскольку $A(R)$ входит в показатель экспоненты в выражении для $T_B(V)$ [8]). Отметим появление отрицательных температур. Это связано с тем, что возникают области с $S > 1$, т. е. полная плотность газа отрицательна, что физически бессмысленно и есть следствие неприменимости линейной теории. Кроме того, в первом случае теоретические профили заметно хуже удовлетворяют наблюдениям, чем во втором.

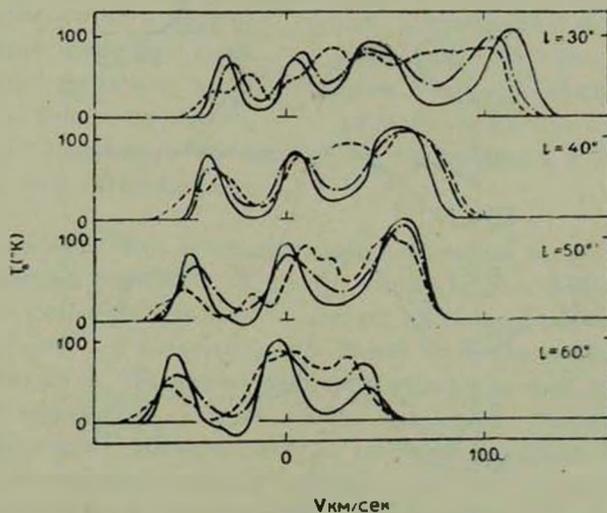


Рис. 2. Контуры линий радиоизлучения: пунктирная — наблюдения [10]; штрихпунктирная — для модели I из [8]; сплошная — модификация расчетов Бертона по п. 3.

Обратимся к выбору зависимости $k(R) = -2/\text{tg } i$. В [8] принимается $\text{tg } i = t_0 + t_1 R$, где t_0 и t_1 — некоторые константы, причем они то и подбираются так, чтобы наилучшим образом удовлетворить наблюдаемым профилям. С точки зрения теории Лина и Шу это не последовательно, поскольку $k(R)$ есть решение соответствующего дисперсионного уравнения [6]. В некоторых работах (например, [4, 5]) берется $i = \text{const}$. Это также является неудовлетворительным (хотя в [5] отмечается, что задача построения самосогласованной кинематической модели межзвездного газа не ставилась).

Резюмируя, можно сказать следующее. В [8] и других аналогичных работах построены модели движения межзвездного газа, которые более или менее хорошо согласуются с наблюдениями. Однако, вследствие того, что описание газа с динамической точки зрения являлось не самосогласованным, вывод о согласии теории Лина и Шу [6] с радионаблюдениями НI представляются необоснованным.

4. Расчет теоретических контуров линий радиоизлучения HI для модели [1, 2, 7]. Приступим к изложению расчета теоретических контуров линий радиоизлучения HI, основанного на самосогласованной, с точки зре-

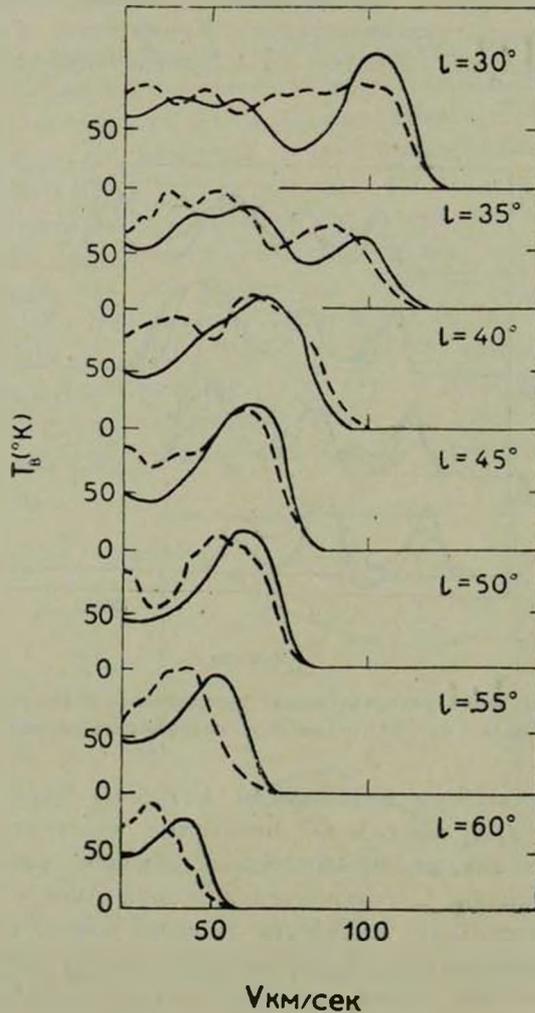


Рис. 3. Контурь линий радиоизлучения: пунктирная — наблюдения [10]; сплошная — теоретические п. 4.

ния волновой теории спиральной структуры галактик, модели движения межзвездного газа.

Примем $F_0 = 0.1$, $\Omega_p = 24$ км/сек · кпс, $\gamma_0 = 160$ [1, 2]. В области 5 кпс $< R < 10$ кпс аппроксимируем $k \approx (0.4 \cdot R - 5)$ кпс $^{-1}$ [7]. Положим $u_0 = v_0 = 0$. Остальные величины возьмем из [8]. Вычисляя τ , процесс

интегрирования заканчиваем при $|\nu| = 0.05$, поскольку дальше мы попадаем в область коротационного резонанса $\nu = 0$, где выражения (2)–(4), (7) несправедливы. Долгота l изменялась в пределах $30 \ll l \ll 60^\circ$. Нижний предел определялся областью применимости аппроксимации $k(R)$, верхний — из условия ν далеко от нуля. Для этих параметров из (5) и (7) находим $A(R)$, затем из (3) и (4) u_1 и v_1 и дальше стандартным методом $T_B(V)$. Результаты для некоторых долгот представлены на рис. 3 (поскольку для получения кривой вращения наиболее важной является правая часть профиля вблизи предельной скорости, то приведена именно она). Как видно, согласие такое же хорошее, как и для контуров, рассчитанных в [8]. Отметим также следующее. Несмотря на то, что в нашем случае F_0 в 2 раза больше, чем в [6], проблемы с $T_B < 0$ не возникает, поскольку Ω_p также почти в 2 раза больше, чем в [6], и нет областей, где $S > 1$.

5. *Заключение.* Использованные выше формулы неприменимы в резонансных областях, поэтому с их помощью нельзя рассчитать контуры для всех долгот и скоростей. По этой причине в настоящей работе не ставилась цель найти F_0 и Ω_p с большей или меньшей точностью. Мы хотели лишь продемонстрировать, что можно построить модель движения межзвездного газа, самосогласованную с точки зрения волновой теории спиральной структуры галактик, удовлетворяющую радионаблюдениям HI. Для окончательного определения параметров спиральной структуры Галактики необходимо рассчитать контуры линий радиоизлучения HI для $0 \ll l \ll 2\pi$, при этом определять их совместно с кривой вращения, варьируя соответствующие параметры, а также u_0 и v_0 .

Ростовский государственный
университет

DETERMINATION OF THE GALAXY SPIRAL STRUCTURE PARAMETERS FROM HI AT 21 cm. I. LINEAR THEORY. NONRESONANT REGION

V. G. BERMAN, Yu. N. MISHUROV

Theoretical contours HI emission based on the Galaxy spiral structure model [1, 2, 7] for $30^\circ \ll l \ll 60^\circ$ are calculated. Comparison of these contours with observations is given. Some other models are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Миширов, Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, *Астрон. ж.*, 1978 (в печати).
2. Ю. Н. Миширов, Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, *Астрон. цирк.*, № 967, 1977.
3. У. Б. Бертон, в кн. «Галактическая и внегалактическая радиоастрономия», Мир, М., 1976, стр. 133.
4. С. Yuan, *Ap. J.*, 158, 871, 1969.
5. S. C. Stimson, *Astron. Astrophys.*, 46, 261, 1976.
6. C. C. Lin, C. Yuan, F. H. Shu, *Ap. J.*, 155, 721, 1969.
7. L. S. Marochnik, Yu. N. Mishurov, A. A. Suchkov, *Astrophys. Space. Sci.*, 19, 285, 1972.
8. W. B. Burton, *Astron. Astrophys.*, 10, 76, 1971.
9. F. H. Shu, *Ap. J.*, 160, 99, 1970.
10. W. B. Burton, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 2, 261, 1970.