

СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 10, 2022

Новые оценки частоты слияния первичных черных дыр с учетом кластеризующейся темной материи

М. В. Ткачёв, С. В. Пилипенко

679

Переопределение параметров спирального узора Галактики по классическим цефеидам

В. В. Бобылев, А. Т. Байкова

686

Трехмерная аналитическая модель межзвездного поглощения в ближайшем килопарсеке

*Г. А. Гончаров, А. В. Мосенков, С. С. Савченко, В. Б. Ильин, А. А. Марчук,
А. А. Смирнов, П. А. Усачев, Д. М. Поляков, Н. Хебдон*

696

К теории происхождения квазигармонических всплесков на пульсаре в Крабовидной туманности

В. В. Железняков, В. Е. Шапошников

720

Природа аномального возрастания периода пульсирующей переменной V725 Sgr

Ю. А. Фадеев

733

НОВЫЕ ОЦЕНКИ ЧАСТОТЫ СЛИЯНИЯ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР С УЧЕТОМ КЛАСТЕРИЗУЮЩЕЙСЯ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

© 2022 г. М. В. Ткачѳв^{1*}, С. В. Пилипенко¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 26.08.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.; принята к публикации 05.10.2022 г.

Проводится численная оценка частоты слияния первичных черных дыр (ПЧД) с учетом гравитационного взаимодействия ПЧД с кластеризующейся холодной темной материей (ТМ). Масса и начальное расстояние имеют значения, подходящие для задачи объяснения событий LIGO/Virgo путем слияния двойных ПЧД. Мы уточняем критерий слияния пары черных дыр при условии формирования гало ТМ вокруг каждой из них, и применяем этот критерий к серии численных расчетов эволюции Вселенной, заполненной как ПЧД, так и темной материей. В результате мы показываем, что учет кластеризации ТМ увеличивает частоту слияния примерно в 10 раз по сравнению со стандартной оценкой для малой доли ПЧД в составе ТМ. Это, в свою очередь, означает, что массовая доля ПЧД $f_{\text{РВН}}$ может быть меньше, чем предполагалось ранее, и может составлять не более 10^{-4} от полной массы ТМ.

Ключевые слова: первичные черные дыры, гравитационные волны, темная материя.

DOI: 10.31857/S0320010822100047

ВВЕДЕНИЕ

Первичные черные дыры (ПЧД), впервые предложенные Я.Б. Зельдовичем и И.Д. Новиковым (Зельдович, Новиков, 1966), вызывают интерес уже почти 50 лет, несмотря на то что в их пользу до сих пор нет доказательств. ПЧД могли образоваться на ранних стадиях эволюции Вселенной из-за коллапса больших флуктуаций плотности энергии (Хокинг, 1971; Карр, Хокинг, 1974). ПЧД недавно привлекли к себе много внимания в связи с событиями, наблюдаемыми гравитационно-волновыми обсерваториями LIGO и Virgo с помощью усовершенствованного лазерного интерферометра (Эббот и др., 2016а–в, 2017а–в, 2020)¹.

Хотя в настоящее время гипотеза о существовании ПЧД пока не доказана и не опровергнута, сами наблюдательные ограничения на их распространенность представляют собой мощный и уникальный метод исследования ранней Вселенной на малых масштабах, недоступных для изучения

другими методами (Карр и др., 2016, 2017; Сасаки и др., 2018). Наиболее важные потенциальные ограничения на содержание ПЧД в диапазоне масс $10\text{--}30 M_{\odot}$ могут быть получены из наблюдений LIGO при допущении, что наблюдаемые события связаны со слиянием пар первичных черных дыр. Несмотря на то что некоторые из событий LIGO/Virgo (Эббот и др., 2019) теперь считаются имеющими астрофизическое происхождение (Нитц и др., 2019), происхождение некоторых других событий вполне может оказаться связанным с ПЧД (Эббот и др., 2020). С другой стороны, если бы ПЧД составляли значительную часть темной материи (ТМ), то скорость их слияния создала бы фон гравитационных волн (ГВ), который был бы намного больше, чем тот, который в настоящее время наблюдается LIGO/Virgo (Вонг и др., 2016; Райдал и др., 2017; Али-Хаймуд, 2018). Также иначе бы проявлялись и другие эффекты, например, связанные с гравитационным линзированием сверхновых (Сумалакарреги, Сельжак, 2018; Гарсия-Беллидо и др., 2017).

Возможность того, что ПЧД могут составлять значительную долю ТМ во Вселенной², уже срав-

²и, соответственно, регистрироваться LIGO/Virgo

* Электронный адрес: mtkachev@asc.rssi.ru

¹ Открытые оповещения коллаборации LIGO/Virgo по результатам наблюдательной сессии O3/2019 можно найти по адресу <https://gracedb.ligo.org/superevents/public/O3/>

нительно давно обсуждается в литературе (см., например, Хокинг, 1971; Иванов и др., 1994; Сасаки и др., 2016; Лэки, Бикэм, 2010; Белоцкий и др., 2014; Кашлинский, 2016; Клессе, Гарсия-Беллидо, 2017, 2018; Эспиноза и др., 2018). В работе Ткачёва и др. (2020) и в настоящей работе в качестве возможного объяснения событий излучения гравитационных волн, обнаруженных обсерваторией LIGO/Virgo, мы рассмотрели ПЧД с массами порядка $30 M_{\odot}$. Используя серию космологических симуляций N-тел, включающих в себя как темную материю, так и переменную долю ТМ, состоящей из ПЧД в диапазоне от $f_{\text{РВН}} = 10^{-4}$ до $f_{\text{РВН}} = 1.0$, мы анализировали процессы образования и разрушения гравитационно-связанных пар ПЧД, а также слияние как связанных, так и несвязанных пар, и оценивали вероятности таких событий. В итоге в работе Ткачёва и др. (2020) мы показали, что наши оценки хорошо согласуются с ограничениями на содержание ПЧД, полученными LIGO/Virgo и другими исследовательскими группами. В отличие от предыдущих работ, в Ткачёв и др. (2020) мы учитывали взаимодействие пар ПЧД с другими ПЧД, что привело к ускоренному разрушению пар при высоких долях ПЧД в темной материи (≥ 0.1). Однако в работе Ткачёва и др. (2020) при исследовании эволюции пар ПЧД мы не учитывали динамических эффектов “обычной” ТМ в образовании, разрушении и слиянии пар ПЧД.

С другой стороны, в работе Пилипенко и др. (2022) с использованием численных и полуаналитических средств мы рассмотрели проблему формирования пары ПЧД и эволюции ее орбитальных параметров вследствие ее гравитационного взаимодействия с кластеризующейся холодной ТМ. Мы оценили скорость слияния двойных ПЧД за счет излучения гравитационных волн в настоящее время как в стандартном случае пренебрежения эффектами, связанными с кластеризацией, так и в случае, когда они учитываются, и показали, что эти эффекты могут увеличивать частоту слияния не менее чем в 6–8 раз по сравнению со стандартной оценкой. Это, в свою очередь, означает, что массовая доля $f_{\text{РВН}}$ должна быть меньше, чем предполагалось ранее. Однако в Пилипенко и др. (2022) рассматривались только изолированные пары ПЧД, а взаимодействие с другими ПЧД никак не учитывалось. Поэтому в данной работе мы решили проверить это утверждение, применив новый критерий слияния пар ПЧД, полученный на основе наших выводов из работы Пилипенко и др. (2022), к нашим численным моделям из работы Ткачёва и др. (2020) (где такое взаимодействие учитывается).

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ КРИТЕРИЙ СЛИЯНИЯ ПАР ПЧД

В работе Ткачёва и др. (2020) мы представили численную модель, описывающую эволюцию ПЧД с массами $\sim 30 M_{\odot}$, начиная с радиационно-доминированной стадии Вселенной (начальное значение красного смещения было принято $z \approx 10^5$) вплоть до красных смещений $z \approx 3.0$. Мы выполнили серию численных расчетов с космологическими моделями N-тел (*n-body*) для темной материи, используя модифицированную версию космологического кода GADGET-2 (Шпрингель, 2005). Число частиц в расчетах в зависимости от фракции ПЧД в ТМ варьировалось от 10^4 до 10^6 (от $f_{\text{РВН}} = 1.0$ до $f_{\text{РВН}} = 10^{-4}$ соответственно), а масса одной частицы составляла $30 M_{\odot}$.

В работах Дежак и др. (2018), Баллестерос и др. (2018), Али-Хаймуд (2018) из общих принципов было показано, что на момент формирования ПЧД не должны образовываться плотные кластеры (по крайней мере, если ПЧД формируются в результате коллапса гауссовых флуктуаций плотности порядка размера горизонта, а не в результате каких-либо более экзотических механизмов, Белоцкий и др., 2019) и что на малых масштабах пространственное распределение ПЧД должно соответствовать пуассоновскому. По этой причине, а также из предположения, что для таких больших значений красного смещения и столь малых масштабов космологические возмущения плотности должны быть невелики, мы задали начальные координаты частиц из пуассоновского распределения, а их начальные peculiar скорости положили равными нулю.

Процессы слияния ПЧД исследовались путем оценки скорости потери ими энергии из-за излучения гравитационных волн на протяжении полного времени жизни пары. Критерий слияния определялся как

$$\sum_{i=1}^n T |\dot{E}| \geq \frac{GM^2}{2|a|}, \quad (1)$$

где T — текущий орбитальный период пары, a — большая полуось пары ($a < 0$ для гиперболической орбиты), а суммирование выполняется по периодам обращения пары (где n — полное число периодов обращения за все время существования данной пары)³. Скорость потери энергии \dot{E} из-за излучения грав. волн оценивалась как

$$\dot{E} = \frac{64G^4 M^5}{5c^5 a^5} g(e). \quad (2)$$

³При этом предполагается, что за время эволюции пары ПЧД можно пренебречь изменением масс черных дыр и потерями их энергии за счет взаимодействия с первичной плазмой и частицами темной материи в плазме.

Здесь

$$g(e) = \begin{cases} \frac{24 \cos^{-1}(-\frac{1}{e}) \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4\right) + (e^2 - 1)^{1/2} \left(\frac{301}{6} + \frac{673}{12}e^2\right)}{(e^2 - 1)^{7/2}}, & e \geq 1, \\ \frac{24\pi}{(1 - e^2)^{7/2}} \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4\right), & e < 1, \end{cases} \quad (3)$$

где e — эксцентриситет пары, G — гравитационная постоянная, а c — скорость света в вакууме (Питерс, Мэтьюс, 1963; Тёрнер, 1977). Также важно отметить, что при таком критерии слияния под “парой” не обязательно подразумевается *гравитационно-связанная* пара (как следует из (3)). ПЧД могут сливаться и при пролетах по гиперболической траектории (см., например, Гарсия-Беллидо, Нессерис, 2017), а в таком контексте “пара” — это любые две первичные черные дыры, являющиеся кандидатами на слияние друг с другом. Такое же определение применимо и к данной работе.

В модели из работы Ткачёва и др. (2020) в виде отдельных частиц была представлена только темная материя, состоящая из ПЧД, тогда как “обычная” темная материя была представлена как невозмущенная однородная среда. С другой стороны, в работе Пилипенко и др. (2022) мы выполнили серию численных расчетов с отдельными парами ПЧД, в которых “обычная” темная материя уже присутствовала в виде отдельных частиц. В такой модели вокруг каждой из ПЧД начинают формироваться гало из ТМ, которые затем сталкиваются и образуют единое целое. Когда гало ТМ вокруг ПЧД сближается с соседним гало вокруг ПЧД, это приводит к потере углового момента и полной энергии пары ПЧД, заставляя сливаться пары, которые не слились бы без темного гало. Очевидно, что в таком случае критерий слияния пары ПЧД будет уже отличаться от критерия (1) и зависеть в основном от радиусов гало ТМ, которые успели сформироваться вокруг ПЧД до этого момента. При этом закон роста радиуса и массы гало вокруг одиночной ПЧД в расширяющейся Вселенной был неоднократно получен в аналитических и численных расчетах (см., например, Готт, 1975). Масса и радиус растут по степенному закону и зависят только от масштабного фактора и массы ПЧД. Для ответа на вопрос о частоте слияния ПЧД в присутствии темной материи необходимо выяснить, при каких параметрах системы из двух ПЧД, окруженных гало, ПЧД неминуемо сольются. В

данной статье мы выяснили это с помощью серии специальных численных расчетов.

Мы выполнили ряд численных расчетов, аналогичных проведенным нами в работе Пилипенко и др. (2022) (см. табл. 1 из Пилипенко и др., 2022) с помощью N-body кода **ph4**, входящего в пакет **Amuse** (Портеги Цварт и др., 2009; Ван Эльтерен и др., 2014). Отличие заключалось в большем количестве расчетов (около 300) с меньшим количеством частиц ($N = 5000$, где масса частиц ПЧД $M = 30 M_{\odot}$, а масса частиц “обычной” ТМ — $m \approx 0.15 M_{\odot}$), а также в переменных начальных орбитальных параметрах пары ПЧД. Начальное значение эксцентриситета пары ПЧД e_0 в расчетах варьировалось от 0.8 до 3, а начальное удаление d_0 — от $1.5\bar{R}$ до $2.5\bar{R}$, где по аналогии с Пилипенко и др. (2022) $\bar{R} = \sqrt[3]{3M/(4\pi\rho_{\text{eq}}f_{\text{РВН}})}$ — среднее расстояние между ПЧД в эпоху равновесия плотности энергии излучения и материи ($t_{\text{eq}} \approx 70\,000 - 80\,000$ лет).

Затем для каждого численного расчета строились зависимости расстояния между ПЧД d , а также радиусов гало ТМ вокруг ПЧД от масштабного фактора s (где $s = 1$ в момент $t = t_{\text{eq}}$). Радиус гало ТМ определялся как “радиус остановки” r_{ta} (по аналогии с Пилипенко и др., 2022), т.е. такой радиус, на котором средняя радиальная скорость частиц внутри тонкого сферического слоя равна нулю. В данной работе этот радиус определялся численно, а затем интерполировался кривой $r_{\text{ta}} \sim s^{4/3}$ (Готт, 1975).

Во всех наших расчетах, где наблюдается слияние пары ПЧД, прослеживается одна и та же картина: пары сливаются при первом же прохождении перигентра благодаря наличию гало ТМ около каждой из ПЧД (как, например, на рис. 1). Это значительным образом отличается от того, что мы наблюдали в работе Ткачёва и др. (2020), где пары могли существовать на протяжении десятков и даже сотен периодов обращения, прежде чем слиться. Поэтому мы считаем уместным в качестве критерия слияния ПЧД использовать отношение расстояния между ПЧД d к радиусу гало ТМ r_{ta} :

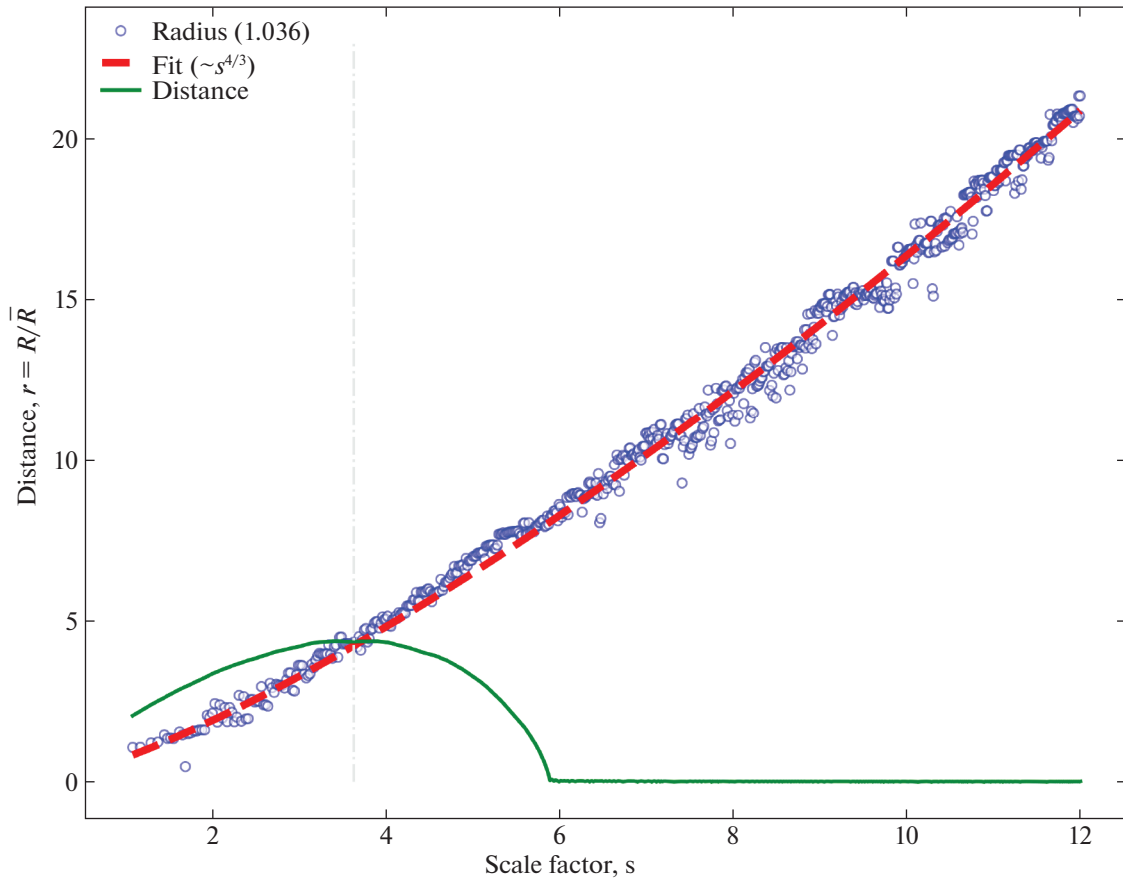


Рис. 1. Расстояние между ПЧД (зеленая сплошная линия); радиус каждого из гало, найденный численно (синие пустые кружки); кривая $r_{ta} \sim s^{4/3}$ в зависимости от масштабного фактора s (красная штриховая линия). Серой штрихпунктирной линией изображен момент слияния двух гало. Начальное значение эксцентриситета пары ПЧД соответствует $e_0 = 1.03$, а начальное удаление $d_0 = 1.5$.

$\chi = d/r_{ta}$. На рис. 1 момент начала слияния двух гало изображен серой штрихпунктирной линией и соответствует значению $\chi = 1.036$.

Затем мы убедились, что критерий слияния⁴ гало ТМ (и, следовательно, пары ПЧД) не зависит ни от фракции ПЧД $f_{РВН}$, ни от абсолютного радиуса гало, ни от орбитальных характеристик пары. Также мы убедились, что результат не зависит от числа частиц в численных расчетах, для чего мы выполнили несколько десятков расчетов с $N = 500$ и массой частицы “обычной” ТМ $m \approx 1.5 M_{\odot}$. На рис. 2 представлено распределение критериев слияния для всех наших расчетов для пары ПЧД, окруженной частицами ТМ. Как видно, абсолютное большинство пар сливается при $\chi \approx 1$, т.е. расстояние между ПЧД в этот момент

примерно равно радиусу гало ТМ вокруг них, где радиус гало рассчитывался как $r_{ta} \sim s^{4/3}$.

Таким образом, в качестве нового дополнительного критерия слияния пар ПЧД мы будем использовать медианное значение из распределения, изображенного на рис. 2, которое соответствует значению $\chi = 1.041$. При этом прежний критерий (1) мы будем использовать наравне с новым.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы повторили весь анализ, проведенный в работе Ткачёва и др. (2020), с учетом нового критерия слияния. Как и раньше, слияния учитываются не во время расчета, а при постобработке данных численного моделирования⁵. Результаты для частоты

⁴Под “слиянием” подразумевается, что две ПЧД сливаются в одну с выделением грав. волн. При этом мы считаем, что после выполнения критерия из формулы (1) пара сливается за пренебрежимо малое время (см. Ли, 1993).

⁵При этом старый критерий из формулы (1) продолжает действовать наравне с новым, а также при постобработке делается проверка на прохождение перигентра компонентами пары ПЧД.

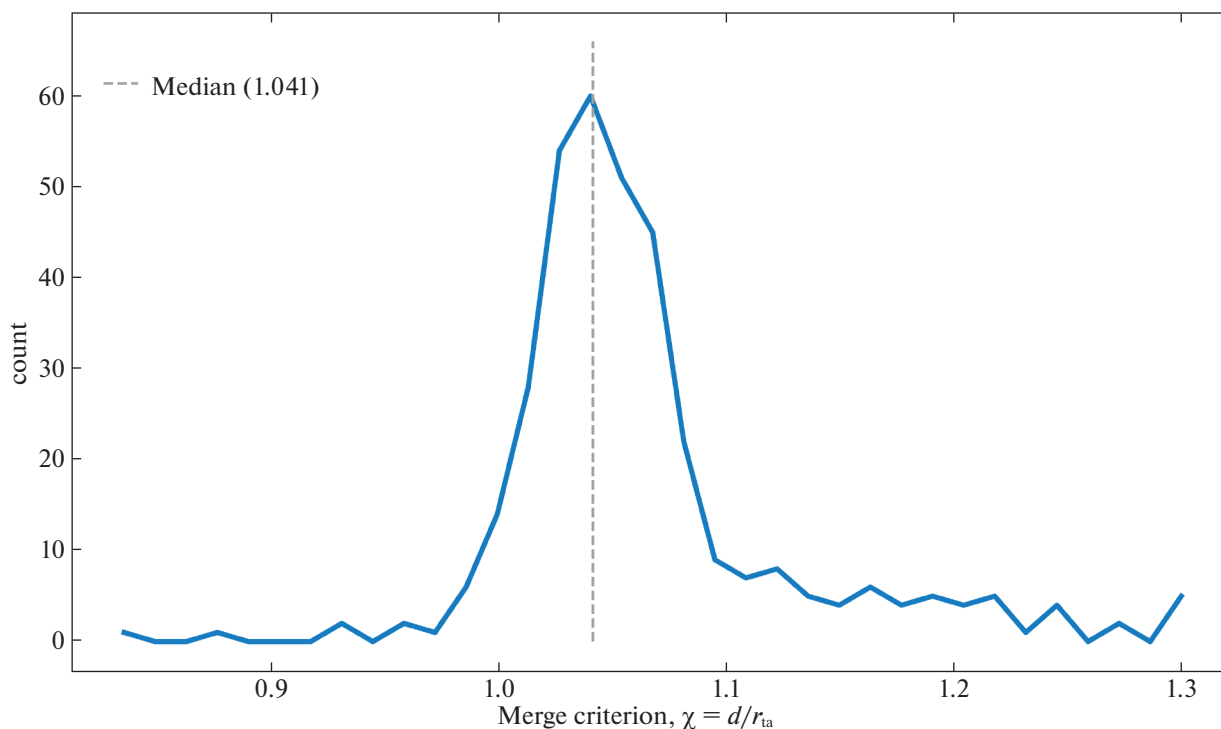


Рис. 2. Распределение значений критерия слияния пар ПЧД. Вертикальной штрихпунктирной линией изображено медианное значение, соответствующее 1.041.

слияния пар ПЧД для различных фракций $f_{\text{РВН}}$ в ранней Вселенной, вплоть до красного смещения $z = 3$ представлены на рис. 3.

Полыми символами (кружки/ромбы/треугольники/шестиугольники) изображена частота слияния, полученная в работе Ткачёва и др. (2020) с использованием критерия слияния (1). Серыми пунктирными линиями изображена экстраполяция этих значений до красного смещения $z = 3$. Крестами ($\lambda/Y/X/+$) изображена частота слияния, полученная в данной работе с учетом дополнительного критерия слияния.

Как видно, учет нового критерия слияния, полученного в данной работе, увеличивает частоту слияния ПЧД минимум на порядок. При этом для фракции $f_{\text{РВН}} = 10^{-3}$ наблюдается частота $r_m \approx 10^4 \text{ Гпк}^{-3}\text{год}^{-1}$, что значительно превышает оценки, полученные коллаборацией LIGO/Virgo (Эббот и др., 2016в) и другими группами (Али-Хаймуд, 2018; Райдал и др., 2019; Али-Хаймуд и др., 2017). В то время как частота слияния $r_m \approx 10^2 \text{ Гпк}^{-3}\text{год}^{-1}$ наблюдается уже для фракции $f_{\text{РВН}} = 10^{-4}$, что примерно соответствует нашему результату из работы Пилипенко и др. (2022).

Для фракции ПЧД $f_{\text{РВН}} = 10^{-2}$ наблюдается еще более существенное повышение частоты сли-

яний: на 3 порядка по сравнению с критерием, не учитывающим кластеризацию ТМ. Для фракции $f_{\text{РВН}} = 10^{-1}$ различие частоты слияний между двумя критериями вновь начинает снижаться. Сказывается то, что ПЧД оказываются изначально ближе друг к другу, и гало не успевают сильно вырасти до момента слияния. Однако для этой фракции частота событий оказывается все равно слишком высокой по сравнению с наблюдаемой.

ВЫВОДЫ

В работе описываются результаты по численной оценке скорости слияния пар ПЧД с учетом аккреции “обычной” темной материи в гало вокруг ПЧД.

В одной из наших предыдущих работ Ткачёва и др. (2020) мы представили численную модель, описывающую эволюцию ПЧД с массами $\sim 30 M_{\odot}$, где в качестве критерия слияния ПЧД использовалось соотношение полной энергии пары ПЧД и скорости потери энергии пары за счет излучения гравитационных волн. При этом взаимодействие пар ПЧД с “обычной” темной материей (ТМ) в этой модели не учитывалось.

С другой стороны, если рассмотреть модель, где ПЧД окружены частицами ТМ (как мы сделали это в работе Пилипенко и др., 2022), то выясняется, что

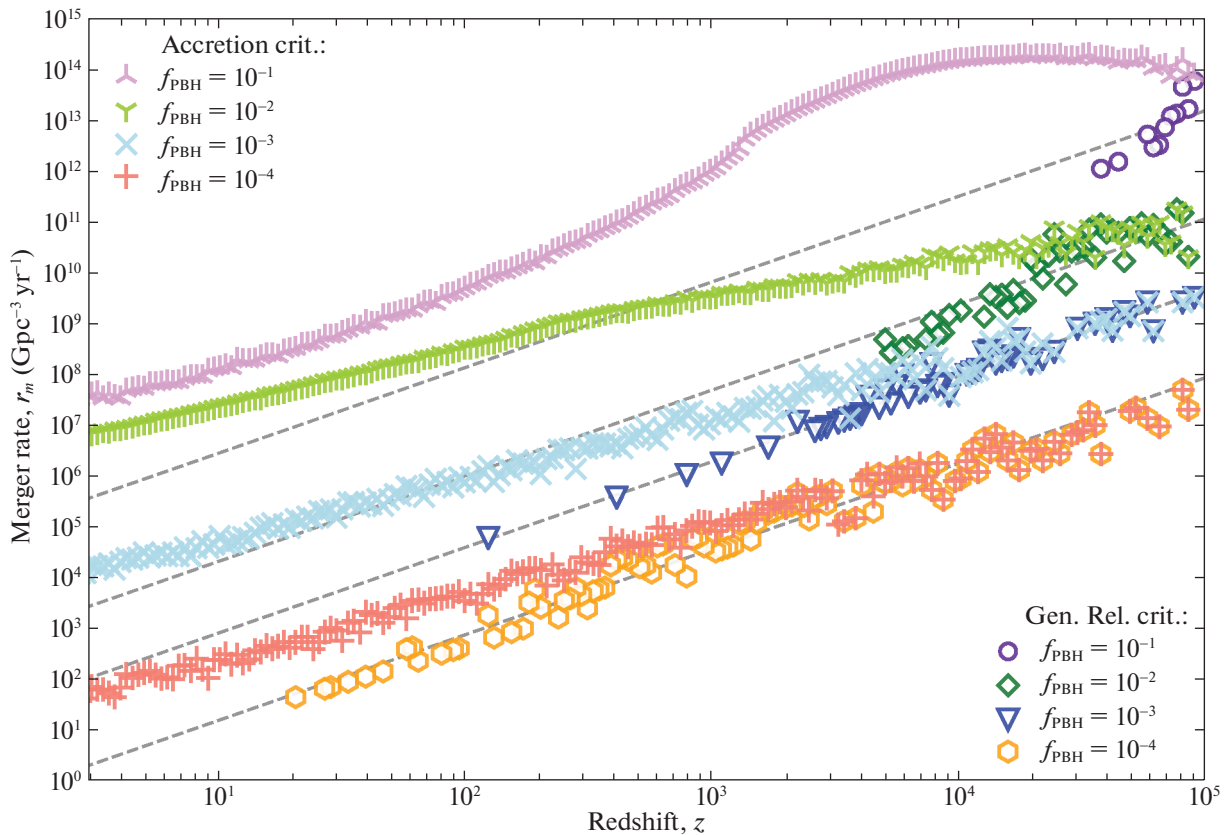


Рис. 3. Скорость слияния пар ПЧД, r_m , как функция красного смещения z . Полыми символами (см. легенду в нижнем правом углу) изображена частота слияния r_m в зависимости от красного смещения z , полученная в работе Ткачёва и др. (2020). Светлосерыми прямыми линиями представлены экстраполированные значения для разных фракций ПЧД f_{PBH} . Крестами (см. легенду в верхнем левом углу) изображена частота слияния, полученная в данной работе.

частицы ТМ начинают формировать гало вокруг каждой из ПЧД, причем радиус гало растет по известному степенному закону. Когда такие гало ТМ сближаются, это приводит к потере углового момента и полной энергии пары ПЧД, что заставляет сливаться компоненты пары. Иными словами, наличие гало вокруг ПЧД значительным образом смягчает критерий слияния пар ПЧД, тем самым повышая частоту слияния.

В настоящей работе мы вычисляем этот новый критерий слияния, анализируя большое количество численных расчетов, подобным тем, что мы проводили в работе Пилипенко и др. (2022). Затем мы применяем новый критерий вместе со старым к нашим расчетам из работы Ткачёва и др. (2020) и получаем оценки частоты слияния пар ПЧД за счет излучения гравитационных волн как в стандартном случае, когда пренебрегают эффектами, связанными с кластеризацией, так и в случае, когда они учитываются. Мы показываем, что учет этих эффектов может увеличивать частоту слияния примерно в 10 раз для фракции $f_{\text{PBH}} = 10^{-4}$ по сравнению

со стандартной оценкой, тогда как для фракций $f_{\text{PBH}} \geq 10^{-2}$ различие составляет уже несколько порядков.

Авторы выражают огромную благодарность П.Б. Иванову за плодотворные дискуссии и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Али-Хаймуд (Y. Ali-Haïmoud), Phys. Rev. Lett. **121**, 081304 (2018).
2. Али-Хаймуд (Y. Ali-Haïmoud, E.D. Kovetz, and M. Kamionkowski), Phys. Rev. D **96**, 123523 (2017).
3. Баллестерос (G. Ballesteros, P.D. Serpico, and M. Taoso), J. Cosmol. Astropart. Phys. **2018**, 043 (2018).
4. Белоцкий и др. (K.M. Belotsky, A.E. Dmitriev, E.A. Esipova, V.A. Gani, A.V. Grobov, M.Yu. Khlopov, A.A. Kirillov, S.G. Rubin, and I.V. Svadkovsky), Mod. Phys. Lett. A **29**, 1440005 (2014).

5. Белоцкий и др. (K.M. Belotsky, V.I. Dokuchaev, Yu.N. Eroshenko, E.A. Esipova, M.Yu. Khlopov, L.A. Khromykh, A.A. Kirillov, V.V. Nikulin, S.G. Rubin, and I.V. Svadkovsky), *Europ. Phys. J. C* **79**, 1434 (2019).
6. Вонг и др. (Sai Wang, Yi-Fan Wang, Qing-Guo Huang and Tjonnie G.F. Li), arXiv:1610.08725 (2016).
7. Гарсия-Беллидо, Нессерис (J. Garcia-Bellido and S. Nesseris), *Phys. Dark Univer.* **18**, 123 (2017).
8. Гарсия-Беллидо и др. (J. Garcia-Bellido, S. Clesse, and P. Fleury), arXiv:1712.06574 (2017).
9. Готт (J. Richard, III Gott), *Astrophys. J.* **201**, 296 (1975).
10. Дежак и др. (V. Desjacques and A. Riotto), *Phys. Rev. D* **98**, 2470 (2018).
11. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., *Астрон. журн.* **43**, 758 (1966).
12. Иванов и др. (P. Ivanov, P. Naselsky, and I. Novikov), *Phys. Rev. D* **50**, 7173 (1994).
13. Карр, Хокинг (B.J. Carr and S.W. Hawking), *MNRAS* **168**, 399 (1974).
14. Карр и др. (B. Carr, F. Kühnel, and M. Sandstad), *Phys. Rev. D* **94**, 083504 (2016).
15. Карр и др. (B. Carr, M. Raidal, T. Tenkanen, V. Vaskonen, and H. Veermäe), *Phys. Rev. D* **96**, 023514 (2017).
16. Кашлинский (A. Kashlinsky), *Astrophys. J.* **823**, L25 (2016).
17. Клессе, Гарсия-Беллидо (S. Clesse and J. Garcia-Bellido), *Phys. Dark Univer.* **15**, 142 (2017).
18. Клессе, Гарсия-Беллидо (S. Clesse and J. Garcia-Bellido), *Phys. Dark Univer.* **22**, 137 (2018).
19. Ли (Lee), *Astrophys. J.* **418**, L147 (1993).
20. Лэки, Бикэм (B.C. Lacki and J.F. Beacom), *Astrophys. J.* **720**, L67 (2010).
21. Нитц и др. (A.H. Nitz, C. Capano, A.B. Nielsen, S. Reyes, R. White, D.A. Brown, and B. Krishnan), *Astrophys. J.* **872**, 195 (2019).
22. Пилипенко и др. (S. Pilipenko, M. Tkachev, and P. Ivanov), *Phys. Rev. D* **105** (2022).
23. Питерс, Мэтьюс (P.C. Peters and J. Mathews), *Phys. Rev.* **131**, 435 (1963).
24. Портеги Цварт и др. (S. Portegies Zwart, S. McMillan, S. Harfst, D. Groen, M. Fujii, B.Ó. Nualláin, E. Glebbeek, D. Hoggie, et al.), *New Astron.* **14**, 369 (2009).
25. Райдал и др. (M. Raidal, V. Vaskonen, and H. Veermäe), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2017**, 037 (2017).
26. Райдал и др. (M. Raidal, Ch. Spethmann, V. Vaskonen, and H. Veermäe), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2019**, 018 (2019).
27. Сасаки и др. (M. Sasaki, T. Suyama, T. Tanaka, and Sh. Yokoyama), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 061101 (2016).
28. Сасаки и др. (M. Sasaki, T. Suyama, T. Tanaka, and Sh. Yokoyama), *Classic. and Quant. Grav.* **35**, 063001 (2018).
29. Сумалакарреги, Сельжак (M. Zumalacarregui and U. Seljak), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 141101 (2018).
30. Ткачѳв и др. (M.V. Tkachev, S.V. Pilipenko, and G. Yepes), *MNRAS* **499**, 4854 (2020).
31. Тёрнер (M. Turner), *Astrophys. J.* **216**, 610 (1977).
32. Хокинг (S. Hawkingphen), *MNRAS* **152**, 75 (1971).
33. Шпрингель (V. Springel), *MNRAS* **364**, 1105 (2005).
34. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, M.R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016a).
35. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, M.R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **116**, 241103 (2016b).
36. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, M.R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **818**, L22 (2016в).
37. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **118**, 221101 (2017a).
38. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 141101 (2017б).
39. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), *Astrophys. J.* **851**, L35 (2017в).
40. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, M.R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, et al.), *Astrophys. J.* **900**, L13 (2020).
41. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, M.R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, et al.), *Phys. Rev. X* **9**, 031040 (2019).
42. ван Эльтерен и др. (A. van Elteren, I. Pelupessy, and S.P. Zwart), *New Astron.* **372**, 20130385 (2014).
43. Эспиноза и др. (J.R. Espinosa, D. Racco, and A. Riotto), *Phys. Rev. Lett.* **120**, 121301 (2018).

ПЕРЕОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПИРАЛЬНОГО УЗОРА ГАЛАКТИКИ ПО КЛАССИЧЕСКИМ ЦЕФЕИДАМ

© 2022 г. В. В. Бобылев^{1*}, А. Т. Байкова¹

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 12.08.2022 г.

После доработки 14.09.2022 г.; принята к публикации 14.09.2022 г.

Изучена выборка классических цефеид Галактики с оценками расстояний до них, взятыми из работы Сковрон и др. (2019), где они определены на основе соотношения период–светимость. В настоящей работе расстояния Сковрон и др. были увеличены на 10% согласно полученным нами ранее результатам кинематического анализа этих цефеид. Уточнены геометрические характеристики двух спиральных рукавов: Киля–Стрельца и Внешнего. Расстояние от Солнца до галактического центра принималось равным 8.1 ± 0.1 кпк. По 257 цефеидам, принадлежащим отрезку рукава Киля–Стрельца, с возрастными в интервале 80–120 млн лет найдено значение угла закрутки спирального узора $i = -12.7 \pm 0.4^\circ$ и положение этого рукава $a_0 = 7.28 \pm 0.05$ кпк. По 352 цефеидам из Внешнего рукава с возрастными в интервале 120–300 млн лет найдены $i = -12.0 \pm 0.5^\circ$ и $a_0 = 13.03 \pm 0.06$ кпк. По выборке из 1618 цефеид с возрастными в интервале 80–300 млн лет построена вэйвлет-карта в плоскости “позиционный угол–логарифм расстояния”. Из анализа этой карты для рукава Киля–Стрельца получены следующие оценки: $i = -12.9 \pm 0.4^\circ$ и $a_0 = 7.43 \pm 0.05$ кпк, а для Внешнего рукава $i = -12.5 \pm 0.5^\circ$ и $a_0 = 13.33 \pm 0.06$ кпк. Мы нашли, что Солнце находится очень близко к радиусу коротации, который расположен между Солнцем и рукавом Персея. А также получили оценку угловой скорости вращения спирального узора $\Omega_p = 27 \pm 1$ км/с/кпк.

Ключевые слова: классические цефеиды, спиральный узор, структура Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010822090029

ВВЕДЕНИЕ

Изучению спиральной структуры Галактики с использованием различных объектов и методов посвящено огромное количество публикаций (см., например, Линь, Шу, 1964; Линь и др., 1969; Крезе, Меннесье, 1973; Мишуоров и др., 1979, 1997; Мишуоров, Зенина, 1999; Лепинэ и др., 2001; Моитиньо и др., 2006; Васкес и др., 2008; Герхард, 2011; Ефремов, 2011; Хоу, Хан, 2014, 2015; Поджио и др., 2021). В качестве индикаторов спиральной структуры используются различные звезды, например, цефеиды (Мишуоров и др., 1979; Мишуоров, Зенина, 1999; Дамбис и др., 2015; Сковрон и др., 2019; Лемасл и др., 2022) или ОВ-звезды (Сюй и др., 2018; 2021), рассеянные звездные скопления (Попова, Локтин, 2005; Диас, Лепинэ, 2005; Хао и др., 2021) и ОВ-ассоциации (Мельник и др., 2001), облака нейтрального (Ливайн и др., 2006) и ионизованного водорода (Паладини и др., 2004), облака межзвездной пыли (Тэйлор, Кордес, 1993), области звездообразования (Жоржелин, Жоржелин, 1976;

Руссейль, 2003), источники мазерного излучения (Бобылев, Байкова, 2014; Рид и др., 2019) и др. Применяются методы, основанные как на анализе пространственного распределения звезд с использованием измеренных расстояний до них, так и на изучении сгущений объектов, распределенных вдоль галактического экватора.

До сих пор не существует общепринятой модели глобальной (grand design) спиральной структуры Галактики. Обсуждаются модели с различным количеством спиральных рукавов, с постоянным или переменным углом закрутки, симметричным или асимметричным характерами спирали. Современные данные о распределении облаков нейтрального и ионизованного водорода, а также мазерных источников с измеренными методом РСДБ тригонометрическими параллаксами говорят скорее о четырехрукавной модели с постоянным значением угла закрутки, заключенным в интервале $10\text{--}14^\circ$. Большая доказательная база в пользу именно четырехрукавного глобального узора собрана в обзорах Валле (1995, 2002, 2008, 2017).

Некоторые авторы предпочитают анализировать не глобальную структуру, а близкие к Солнцу

* Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

отдельные сегменты спиральных рукавов с индивидуальными углами наклона (Никифоров, Веселова, 2018; Веселова, Никифоров, 2020). Оценки углов закрутки, найденные по индивидуальным отрезкам спиральных рукавов, заключены в интервале 9–18° (Грив и др., 2017; Рид и др., 2019; Хао и др., 2021). Обсуждение современной наблюдаемой картины, связанной со спиральной структурой Галактики, можно найти, например, в обзорах Хоу, Хана (2014), Валле (2017), Сюя и др. (2018) или Хоу (2021).

Известно, что классические цефеиды трассируют спиральный узор. Хотя такие звезды не являются представителями самой молодой популяции, тем не менее, они представляют большую ценность для изучения спиральной структуры Галактики. Это возможно благодаря высокой точности оценивания расстояния до них с использованием зависимости период–светимость (с ошибками 5–10%) и их распределению в очень широкой области Галактики.

В работе Бобылева (2022) параметры галактического спирального узора были найдены по большой выборке классических цефеид. Расстояния до этих цефеид были вычислены на основе соотношения период–светимость в работе Скворн и др. (2019) с использованием фотометрии в среднем инфракрасном диапазоне. Однако в работе Бобылева, Байковой (2022а) на основе кинематического анализа цефеид, а также непосредственного сравнения различных шкал расстояний, была показана необходимость удлинения шкалы расстояний Скворн и др. (2019) примерно на 10%.

В настоящей работе мы фактически повторяем анализ Бобылева (2022) с учетом того, что используем расстояния до цефеид из работы Скворн и др. (2019), увеличенные на 10%. Таким образом, целью настоящей работы является переопределение параметров спирального узора Галактики по выборке классических цефеид с удлиненными на 10% расстояниями.

МЕТОДЫ

Положение звезды в логарифмической спиральной волне можно описать уравнением

$$R = R_0 e^{(\theta - \theta_0) \operatorname{tg} i}, \quad (1)$$

где R — расстояние от центра Галактики до звезды; R_0 — расстояние от центра Галактики до Солнца; θ — позиционный угол звезды: $\operatorname{tg} \theta = y / (R_0 - x)$, где x, y — гелиоцентрические галактические прямоугольные координаты звезды, причем ось x направлена от Солнца к галактическому центру, а направление оси y совпадает с направлением

галактического вращения; θ_0 — некоторый произвольно выбранный начальный угол; i — угол закрутки спирального узора ($i < 0$ для закручивающейся спирали). В настоящей работе значение R_0 принимаем равным 8.1 ± 0.1 кпк согласно обзору Бобылева, Байковой (2021), где оно было выведено как средневзвешенное из большого количества современных индивидуальных оценок.

Так как θ_0 — константа, а приближенное значение $\operatorname{tg} i$ нам известно из предыдущих исследований, то в первом приближении можно принять $\theta_0 \operatorname{tg} i = \operatorname{const}$. Теперь уравнение (1) можно переписать следующим образом:

$$\ln(R/R_0) = \theta \operatorname{tg} i + \operatorname{const}, \quad (2)$$

или в более удобном виде

$$\ln(R/R_0) = a\theta + b. \quad (3)$$

Как можно видеть, соотношение (3) является уравнением прямой линии на плоскости “позиционный угол–логарифм расстояния”. Решая методом наименьших квадратов (МНК) систему условных уравнений отдельно для каждого отрезка спирального рукава, можем найти две величины: a и b . Очевидно, что $a = \operatorname{tg} i$. Теперь предположим, что $\theta = 0$, тогда находим величину $a_0 = R_0 e^b$ — место пересечения центром рассматриваемого спирального рукава оси X , направленной из центра Галактики и проходящей через Солнце. Таким образом, параметр a_0 задает радиальное положение центра спирального рукава на оси X . Отметим, наконец, что в этом методе оценка угла закрутки i не зависит от количества спиральных рукавов m .

В первом методе мы в точности повторяем подход, реализованный в работе Бобылева (2022), где показано, что по цефеидам из работы Скворн и др. (2019) уверенно определяются геометрические характеристики двух спиральных рукавов — Киля–Стрельца и Внешнего. Показано также, что к отрезку рукава Киля–Стрельца принадлежат главным образом относительно молодые цефеиды с возрастными в интервале 80–120 млн лет, а к отрезку Внешнего рукава принадлежат более старые цефеиды с возрастными в интервале 120–300 млн лет. При этом подходе отбор необходимых для анализа цефеид, принадлежащих отрезкам спиральных рукавов Киля–Стрельца и Внешнего, осуществляется с использованием зон предварительного отбора.

В другом методе мы не используем заранее заданные зоны предварительного отбора, а применяем вэйвлет-преобразование к общему распределению цефеид. Для того чтобы выделить статистически значимые сигналы основных неоднородностей в рассматриваемом распределении ($\theta, \ln(R/R_0)$), используем вэйвлет-преобразование, которое известно как мощный инструмент для фильтрации

пространственно локализованных сигналов (Чу, 1997; Витязев, 2001).

Вэйвлет-преобразование двумерного распределения $f(X, Y)$ заключается в его разложении по анализирующим вэйвлет-функциям $\psi(X/c, Y/c)$, где c — коэффициент, позволяющий выделить из всего семейства функций, характеризующихся одной и той же формой ψ , функцию определенного масштаба. Вэйвлет-преобразование $\omega(\xi, \eta)$ определяется как корреляционная функция таким образом, что в любой данной точке (ξ, η) на (X, Y) -плоскости мы имеем одно вещественное значение следующего интеграла:

$$\omega(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(X, Y) \times \quad (4)$$

$$\times \psi\left(\frac{X - \xi}{c}, \frac{Y - \eta}{c}\right) dX dY,$$

которое получило название вэйвлет-коэффициента в точке (ξ, η) . Очевидно, в случае конечных дискретных карт, которыми мы оперируем, их число конечно и равно числу бинов на карте.

В качестве анализирующей функции мы используем традиционную вэйвлет-функцию, получившую название мексиканской шляпы — Mexican HAT (МНАТ). Двумерная функция МНАТ описывается выражением

$$\psi(d/c) = \left(2 - \frac{d^2}{c^2}\right) \exp^{-d^2/2c^2}, \quad (5)$$

где $d^2 = X^2 + Y^2$.

Вэйвлет (5) получается в результате двукратно-го дифференцирования функции Гаусса. Основным свойством функции ψ является то, что ее интеграл по X и Y равен нулю, что позволяет детектировать любые неравномерности в исследуемом распределении. Если анализируемое распределение является равномерным, то все коэффициенты вэйвлет-преобразования будут равны нулю. Поскольку спиральная волна плотности может рассматриваться как распределение неоднородностей в плоскости Галактики, то применение вэйвлет-анализа для определения ее характеристик представляется оправданным и очень интересным.

ДАННЫЕ

Основным источником данных о классических цефеидах в настоящей работе является каталог Сковрон и др. (2019). Наблюдались эти цефеиды в рамках четвертого этапа программы OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment, Удальский и др., 2015). В этом каталоге содержатся

оценки расстояния, возраста, периода пульсации и фотометрические характеристики цефеид.

Гелиоцентрические расстояния до 2214 цефеид были вычислены Сковрон и др. (2019) на основе соотношения период—светимость. Причем конкретное соотношение было взято ими из работы Ванга и др. (2018), где оно было уточнено по кривым блеска цефеид в среднем инфракрасном диапазоне. Оценки возраста Сковрон и др. (2019) получили по методике Андерсона и др. (2016) с учетом периода осевого вращения звезд и индекса металличности.

Для решения поставленной в настоящей работе задачи необходима выборка звезд, расстояния до которых определены с использованием одной калибровки по однородным данным. Поэтому мы не добавляем к цефеидам из списка Сковрон и др. (2019) данные о других известных цефеидах, расстояния до которых определены другими авторами.

В настоящей работе мы используем расстояния до цефеид из работы Сковрон и др. (2019), увеличенные на 10%. Вывод о необходимости такого удлинения шкалы расстояний Сковрон и др. был сделан в Бобылевым, Байковой (2022а) при кинематическом анализе выборки из 363 цефеид моложе 120 млн лет.

Отметим некоторые свойства нашей выборки. Всего в списке Сковрон и др. (2019) содержатся данные о 2214 цефеидах. Однако для 217 из них оценки расстояния не даны. Для каждой цефеиды имеется указание на пульсацию либо в основной моде, либо в первом оберitone. Причем в основной моде пульсируют примерно 70% цефеид из всего списка, соответственно 30% цефеид пульсируют в первом оберitone. Оценки возраста даны для всех цефеид.

Интересно отметить недавнюю работу Лемасл и др. (2022). Для изучения искривления диска и спиральной структуры Галактики эти авторы составили наиболее полный на сегодняшний день каталог галактических цефеид. Цефеиды из списка Сковрон и др. (2019) были включены в выборку. Общий список с данными фотометрии содержит более 3000 цефеид. В их рабочий каталог вошли 2684 цефеиды, которые пульсируют либо в основной моде, либо в первом оберitone. Расстояния до этих цефеид были определены с использованием инфракрасных полос W1 и W2 из каталога WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer, Чен и др., 2018) на основе соотношения “период—Весенхейт”.

Эти авторы получили новые оценки параметров искривления диска Галактики. Они идентифицировали группировки цефеид на плоскости “позиционный угол—логарифм расстояния” с учетом небольших поправок их галактоцентрических расстояний

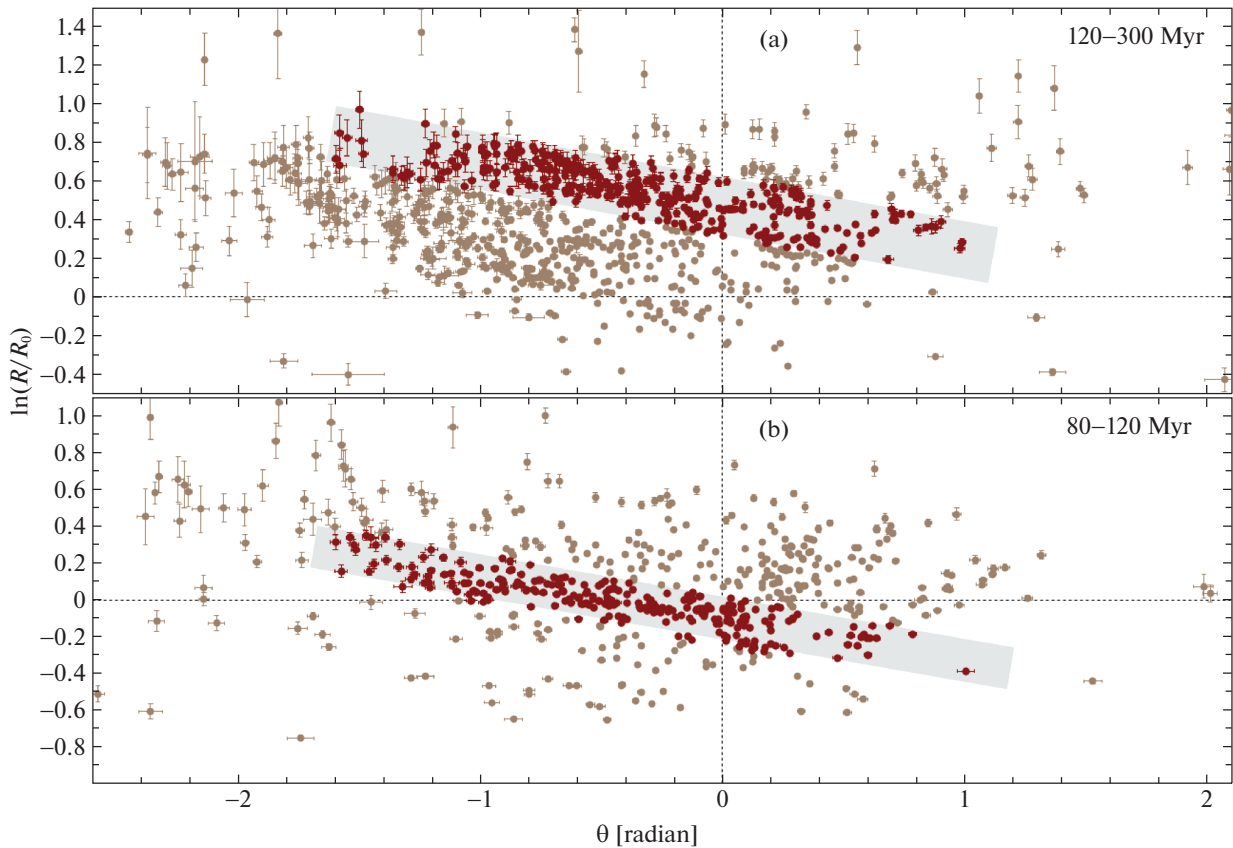


Рис. 1. Диаграмма “позиционный угол—логарифм расстояния” для цефеид с возрастaми в интервале 120–300 млн лет (а) и в интервале 80–120 млн лет (б), заливкой на каждом графике показана область предварительного отбора звезд.

от найденных эффектов искривления диска. Были выделены довольно многочисленные группировки цефеид, различающиеся возрастом, химическим составом и принадлежностью к различным сегментам спиральных рукавов.

Лемасл и др. (2022) еще раз показали, что цефеиды трассируют спиральные рукава. Как видно из рис. 5 работы этих авторов, в распределении всех цефеид выборки в проекции на плоскость XU отчетливо просматривается принадлежность цефеид к отрезкам рукавов Киля–Стрельца, Местного, Персея и Внешнего. Эти авторы отметили согласие такого распределения с данными высокоточного анализа более молодых индикаторов спиральной структуры – источников мазерного излучения с измеренными тригонометрическими параллаксами (Рид и др., 2019). Однако никаких численных оценок параметров спиральной структуры Лемасл и др. (2022) не делали.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Использование зон предварительного отбора

На рис. 1 даны диаграммы “позиционный угол—логарифм расстояния” для двух выборок цефеид. Показаны границы для предварительного отбора

цефеид с возрастaми в интервале 80–120 млн лет, где средний возраст составляет примерно 100 млн лет, и в интервале 120–300 млн лет со средним возрастом около 200 млн лет.

Отбор необходимых для анализа цефеид осуществляем с использованием тех же ограничений, что и в работе Бобылева (2022). Так, для звезд в отрезке рукава Киля–Стрельца были использованы следующие ограничения: $-1.7 < \theta < 1.1$ рад., а $\ln(R/R_0)$ ограничен двумя линиями сверху и снизу $\theta \operatorname{tg}(-13^\circ) + 0.02 < \ln(R/R_0) < \theta \operatorname{tg}(-13^\circ) - 0.25$. Таким образом, здесь полная ширина зоны отбора (от внутреннего до внешнего краев рукава вдоль оси X) составляет 2.51 кпк.

Для отбора цефеид, принадлежащих отрезку Внешнего рукава, угол θ был взят из интервала $-1.6 < \theta < 1.1$ рад., и использованы следующие ограничения для $\ln(R/R_0)$: $\theta \operatorname{tg}(-13^\circ) + 0.6208 < \ln(R/R_0) < \theta \operatorname{tg}(-13^\circ) + 0.3120$. Здесь полная ширина зоны отбора составляет 2.93 кпк. Значение угла закрутки $i = -13^\circ$ взято согласно работе Бобылева, Байковой (2014), где оно было оценено по выборке мазеров с измеренными тригонометрическими параллаксами методом РСДБ.

Из анализа распределения мазеров с измеренными РСДБ-методом тригонометрическими

Таблица 1. Параметры спирали, найденные при поиске МНК-решения системы условных уравнений вида (3)

Рукав	n_*	a	b	i , град	a_0 , кпк
II (Киля–Стрельца)	257	-0.222 ± 0.008	-0.105 ± 0.005	-12.51 ± 0.45	7.29 ± 0.05
IV (Внешний)	352	-0.218 ± 0.008	$+0.474 \pm 0.005$	-12.31 ± 0.48	13.01 ± 0.06
II (Киля–Стрельца)	257	-0.225 ± 0.008	-0.106 ± 0.005	-12.67 ± 0.44	7.28 ± 0.05
IV (Внешний)	352	-0.212 ± 0.008	$+0.483 \pm 0.006$	-11.96 ± 0.46	13.03 ± 0.06

Примечание. В верхней части таблицы — с единичными весами, а в нижней — с весами вида $w_i = 1/\sigma_{\ln(R/R_0)}^2$, n_* — количество использованных цефеид.

Таблица 2. Параметры спирали, найденные при поиске МНК-решения системы условных уравнений вида (3) по вэйвлет-карте на рис. 2

Рукав	a	b	i , град.	a_0 , кпк
II (Киля–Стрельца)	-0.229 ± 0.008	-0.086 ± 0.005	-12.88 ± 0.44	7.43 ± 0.05
IV (Внешний)	-0.222 ± 0.008	$+0.498 \pm 0.005$	-12.54 ± 0.50	13.33 ± 0.06

параллаксами Ридом и др. (2019) получена оценка параметра ширины рукава Киля–Стрельца $1\sigma = 0.27 \pm 0.05$ кпк, а Внешнего рукава — $1\sigma = 0.65 \pm 0.16$ кпк, где этот параметр вычислен как дисперсия по отклонению от зависимости типа (3). Таким образом, согласно Риду и др. (2019), полная ширина (от внутреннего до внешнего края рукава вдоль оси X с охватом 98% принадлежащих рукаву звезд) рукава Киля–Стрельца составит $6\sigma = 1.62$ кпк, а Внешнего — $6\sigma = 3.90$ кпк. Видно, что в нашем случае ширина зоны отбора в случае рукава Киля–Стрельца взята с большим запасом, а в случае Внешнего рукава она меньше оценки, предложенной Ридом и др. (2019). Очевидно, что значение 6σ не должно превышать длину волны спирального узора λ (чтобы избежать перекрытия рукавов). Например, в области Солнца $\lambda \sim 3$ кпк, в логарифмической волне это значение возрастает с ростом галактоцентрического расстояния, поэтому в области Внешнего рукава $\lambda \sim 4$ кпк.

В табл. 1 даны параметры a и b , найденные в результате МНК-решения системы условных уравнений (3). Поиск решения проводился как с единичными весами, так и с весовыми коэффициентами $w_i = 1/\sigma_{\ln(R/R_0)}^2$, где $i = 1, \dots, n_*$, а n_* — количество используемых в решении звезд.

Для сравнения в работе Бобылева (2022) по 269 цефеидам, принадлежащим отрезку рукава Киля–Стрельца с применением единичных весов, были получены следующие оценки: $i = -12.0 \pm 0.5^\circ$ и $a_0 = 7.29 \pm 0.05$ кпк. Аналогично, по 343 цефеидам из Внешнего рукава $i = -11.7 \pm 0.5^\circ$ и $a_0 = 12.81 \pm 0.06$ кпк. Вычисления, выполненные с весами вида $w_i = 1/\sigma_{\ln(R/R_0)}^2$, позволили найти для

рукава Киля–Стрельца: $i = -11.9 \pm 0.2^\circ$ и $a_0 = 7.32 \pm 0.05$ кпк, а для Внешнего рукава $i = -11.5 \pm 0.5^\circ$ и $a_0 = 12.89 \pm 0.06$ кпк. Видно, что удлинение шкалы расстояний цефеид на 10% изменили значения искоемых параметров i и a_0 примерно на величину 1σ .

Так же, как и в работе Рида и др. (2019), мы вычислили дисперсию по отклонению от зависимости (3). В итоге нашли для рукава Киля–Стрельца $1\sigma = 0.58$ кпк, а для Внешнего $1\sigma = 0.72$ кпк. Для Внешнего рукава наша оценка мало отличается от оценки Рида и др. (2019). А вот для рукава Киля–Стрельца наша оценка примерно в 2 раза превышает оценку Рида и др. (2019). Это отличие, скорее всего, связано с тем, что рукав Киля–Стрельца в нашем случае трассируют цефеиды с возрастными в интервале 80–120 млн лет, которые успели значительно удалиться от места своего рождения. Это приводит к более сильному их рассеянию от центра спирального рукава по сравнению с очень молодыми мазерами, которые использовались в работе Рида и др. (2019).

Вэйвлет-анализ распределения цефеид

Результат применения вэйвлет-анализа для определения угла закрутки двух отрезков спиральных рукавов по распределению цефеид на плоскости “позиционный угол–логарифм расстояния” показан на рис. 2. Для построения этого рисунка была использована общая выборка из 1618 цефеид с возрастными в интервале 80–300 млн лет. Размер дискретной карты 256×256 пикселей, а размер карты в единицах $\theta - \ln(R/R_0)$ составляет 8×4 . Параметр масштаба вэйвлет-преобразования $c = 0.1$.

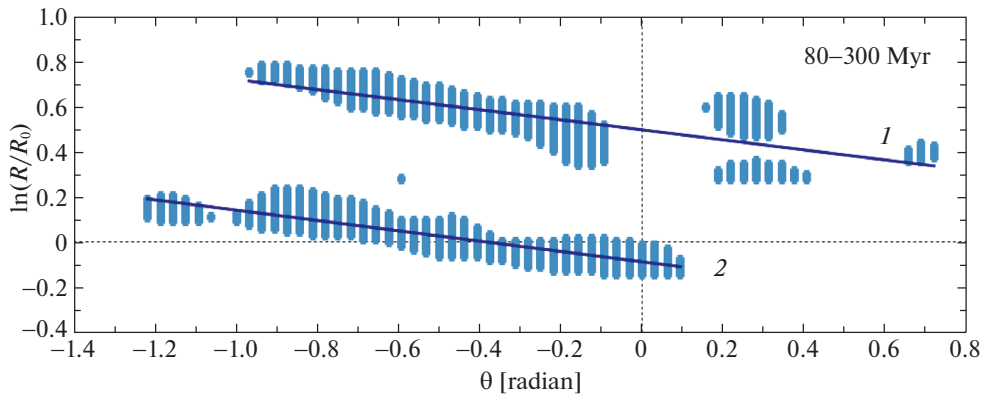


Рис. 2. Вэйвлет-карта на диаграмме “позиционный угол—логарифм расстояния”, построенная по объединенной выборке цефеид с возрастaми в интервале 80–300 млн лет, линия 1 проведена по Внешнему рукаву, а линия 2 по рукаву Киля—Стрельца.

Параметры указанных на рис. 2 прямых, найденных с использованием МНК, даны в табл. 2. При этом были использованы значения вэйвлет-карты, удовлетворяющие значениям по вертикали $Z > 0.3$ при условии, что карты нормированы к 1 (т.е. максимальное значение двумерной вэйвлет-карты по вертикали равно 1.0).

Построение спирального узора

На рис. 3 дано распределение всех цефеид из каталога Сковрон и др. (2019). На рисунке использована такая система координат, в которой ось X направлена к Солнцу из центра Галактики, направление оси Y совпадает с направлением вращения Галактики. Показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -12.5^\circ$, римскими цифрами пронумерованы следующие отрезки спиральных рукавов: I — Щита, II — Киля—Стрельца (синяя линия), III — Персея и IV — Внешний рукав (красная линия). Выбран такой масштаб, что часть далеких цефеид осталась за пределами рисунка.

Для рукавов Киля—Стрельца и Внешнего значения a_0 в точности соответствуют найденным в настоящей работе, а для двух других рукавов значения a_0 подобраны “на глаз”. На рисунке можно видеть, что оба эти рукава хорошо проходят по данным во втором и третьем галактическом квадрантах. При этом наилучшим образом представлен рукав Киля—Стрельца, в котором отчетливо видна наиболее плотная концентрация звезд в третьем квадранте.

Скорость спирального узора и положение коротации

Выборку из 1618 цефеид с возрастaми в интервале 80–300 млн лет мы разделили в зависимости от моды пульсации. Оказалось, что из них 1132 цефеиды пульсируют в основном тоне, и их средний

возраст составляет 138 млн лет. В первом оберitone пульсируют 486 цефеид, а их средний возраст составляет 169 млн лет. Разница в возрасте в 31 млн лет дает возможность оценить угловую скорость вращения спирального узора Ω_p . Вернее, разность между угловой скоростью вращения Галактики Ω и скоростью вращения спирального узора Ω_p , так как здесь рассматриваются координаты и скорости относительно Солнца.

Действительно, уравнение (2) можно переписать в виде

$$\ln(R/R_0) = \text{tg } i [\theta - \theta_0 + (\chi - \chi_0)/m + (\Omega - \Omega_p)t], \quad (6)$$

дополнив подход Локтина, Маткина (1992) членом $(\chi - \chi_0)/m$, где χ — радиальная фаза волны, χ_0 — положение Солнца в волне, а m — количество спиральных рукавов. В настоящей работе мы принимаем $m = 4$. При $R \mapsto R_0$ и $\theta \mapsto 0$ будем иметь следующее соотношение:

$$\Delta\Omega = \Delta\chi \times 10^3 / (m\Delta t), \quad (7)$$

где разность фаз $\Delta\chi$ выражена в радианах, разность возрастa Δt в млн лет, а $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_p$ в км/с/кпк. В работе Бобылева, Байковой (2012) на основе соотношения (7) из анализа нескольких выборок цефеид различного возрастa была получена оценка $\Delta\Omega = 10 \pm 3$ км/с/кпк для принятого значения $m = 2$ (следовательно, $\Delta\Omega = 5 \pm 2$ км/с/кпк для $m = 4$).

На рис. 4 даны вэйвлет-карты на диаграмме “позиционный угол—логарифм расстояния”, построенные по цефеидам с возрастaми в интервале 80–300 млн лет, пульсирующими как в основном тоне, так и в первом оберitone. Из-за относительно малого количества цефеид, пульсирующих в первом оберitone, их карты демонстрируют значительные нерегулярности. Отметим также, что Лемасл и др. (2022) обнаружили существенные отклонения

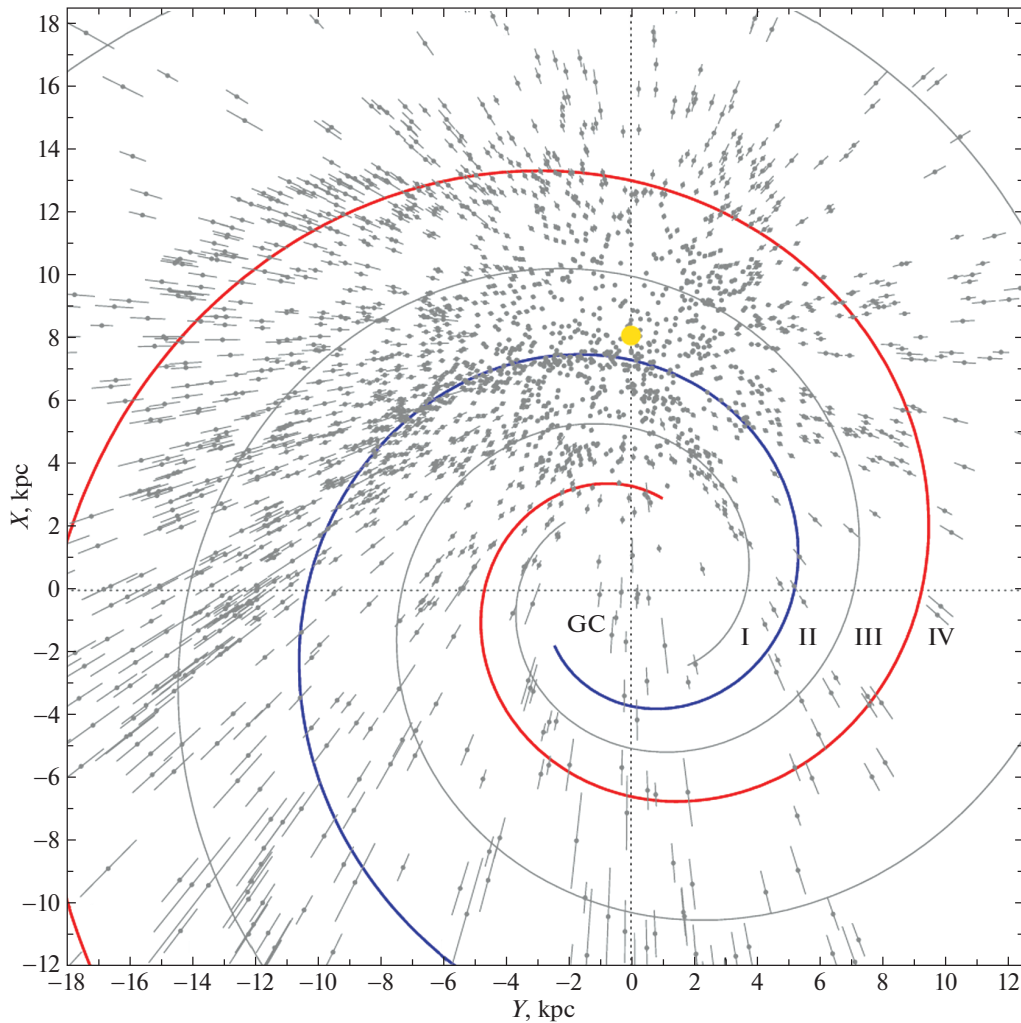


Рис. 3. Распределение цефеид в проекции на галактическую плоскость XY , положение Солнца отмечено желтым кружком, GC — центр Галактики, показаны четыре спиральных рукава, построенные с углом закрутки -12.5° .

от регулярного спирального узора у группировок цефеид с различными физическими свойствами.

В табл. 3 даны параметры спирали, найденные при поиске МНК-решения системы условных уравнений вида (3) по взйвлет-картам рис. 4. В табл. 3 имеются оценки b для двух спиральных рукавов со средней разностью возраста $\Delta t = 31$ млн лет. Так как $b/\operatorname{tg} i - \chi/m = \Delta\Omega t + \theta_0$, то можем перевести найденные смещения Δb или Δa_0 в произошедшие за рассматриваемый промежуток времени Δt разности фаз $\Delta\chi$ и оценить $\Delta\Omega$ с использованием соотношения (7).

В итоге мы нашли для центра рукава Киля—Стрельца $\Delta\Omega = 4.8 \pm 2.8$ км/с/кпк и для центра Внешнего рукава $\Delta\Omega = 12.5 \pm 3.5$ км/с/кпк. Приняв значения длины волны λ , равные 2.5 кпк и 3.5 кпк для окрестности рукава Киля—Стрельца и Внешнего соответственно, мы оценили значение радиуса коротации $R_{\text{cor}} = 9 \pm 0.3$ кпк. На рис. 5 схематично показаны угловая скорости вращения

Галактики Ω и спирального узора Ω_p , отмечены положения спиральных рукавов Киля—Стрельца и Внешнего, а также радиуса коротации.

Наконец, если принять значение угловой скорости вращения Галактики в области коротации $\Omega(R_{\text{cor}}) = 26.9 \pm 0.6$ км/с/кпк согласно кривой вращения из работы Бабылева, Байковой (2022), которая была определена по выборке мазеров с измеренными тригонометрическими параллаксами, находим $\Omega_p = 27 \pm 1$ км/с/кпк.

Отметим некоторые результаты определения угловой скорости Ω_p , полученные различными авторами. Из анализа кинематики выборки ярких классических цефеид в работе Мишурова и др. (1979) была получена оценка $\Omega_p = 19.1 \pm 3.6$ км/с/кпк. Также по кинематике цефеид Мишуров и др. (1997) нашли $\Omega_p = 28.1 \pm 2.0$ км/с/кпк. По данным о распределении рассеянных звездных скоплений Локтин, Маткин (1992) получили оценку $\Omega_p = 21.3$ км/с/кпк. По распределению цефеид в

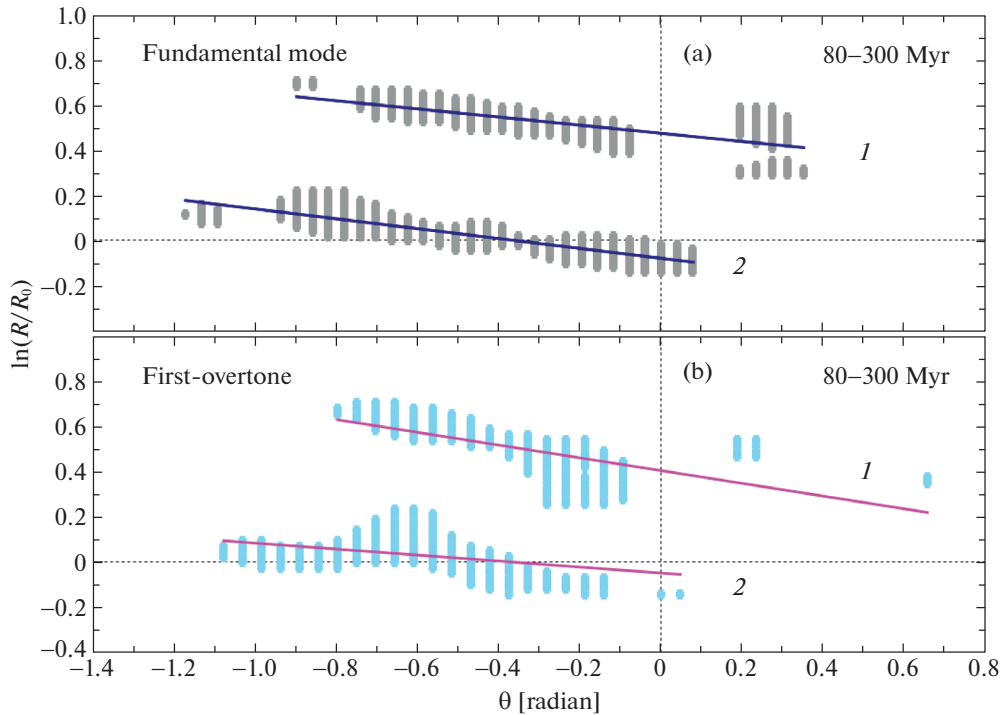


Рис. 4. Вэйвлет-карта на диаграмме “позиционный угол—логарифм расстояния”, построенная по цефеидам с возрастными интервалами 80–300 млн лет, пульсирующим в основном тоне (а) и по цефеидам, пульсирующим в первом оберitone (b), линия 1 проведена по Внешнему рукаву, а линия 2 по рукаву Килья—Стрельца.

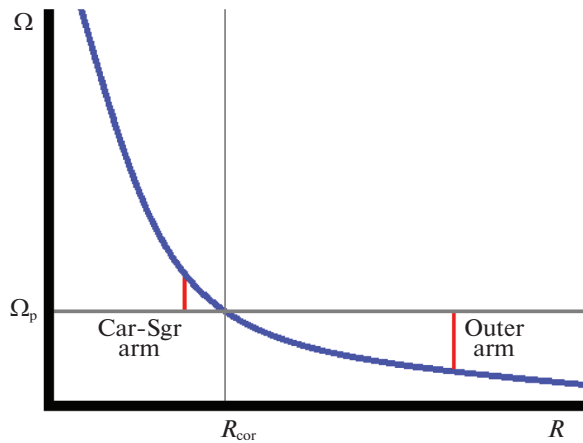


Рис. 5. Угловая скорость вращения Галактики Ω и угловая скорость вращения спирального узора Ω_p в зависимости от галактоцентрического расстояния R , красными линиями для двух рассматриваемых спиральных рукавов показаны разности вида $\Omega - \Omega_p$, качественно соответствующие данным табл. 3.

работе Дамбиса и др. (2015) найдено значение $\Omega_p = 25.2 \pm 0.5$ км/с/кпк, где было проведено усреднение по трем отрезкам спиральных рукавов. Полученная в настоящей работе оценка $\Omega_p = 27 \pm 1$ км/с/кпк находится в хорошем согласии с перечисленными результатами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена выборка классических цефеид Галактики с оценками расстояний до них из работы

Сковрон и др. (2019), которые были вычислены этими авторами на основе соотношения период—светимость. Главной особенностью настоящей работы является то, что расстояния до цефеид из работы Сковрон и др. (2019) были увеличены на 10% согласно полученным нами ранее (Бобылев, Байкова, 2022a) результатам кинематического анализа этих цефеид. Для определения геометрических характеристик спиральных рукавов Килья—Стрельца и Внешнего использованы цефеиды с возрастными интервалами 80–300 млн лет. Расстояние от Солнца

Таблица 3. Параметры спирали, найденные при поиске МНК-решения системы условных уравнений вида (3) по вэйвлет-картам на рис. 4

Рукав	a	b	i , град.	a_0 , кпк
II (Киля–Стрельца)	-0.218 ± 0.010	-0.078 ± 0.008	-12.32 ± 0.61	7.49 ± 0.08
IV (Внешний)	-0.180 ± 0.010	$+0.475 \pm 0.007$	-10.21 ± 0.69	13.03 ± 0.08
II (Киля–Стрельца)	-0.133 ± 0.011	-0.047 ± 0.010	-7.55 ± 0.66	7.73 ± 0.08
IV (Внешний)	-0.282 ± 0.012	$+0.406 \pm 0.009$	-15.75 ± 0.64	12.16 ± 0.08

Примечание. В верхней части даны параметры, полученные по цефеидам со средним возрастом 138 млн лет, пульсирующими в основном тоне, а в нижней — по цефеидам со средним возрастом 169 млн лет, пульсирующими в первом оберлоне.

до галактического центра R_0 в настоящей работе принято равным 8.1 ± 0.1 кпк.

По 257 цефеидам, принадлежащим отрезку рукава Киля–Стрельца, с возрастными в интервале 80–120 млн лет с применением единичных весов $w_i = 1$ при поиске МНК-решения системы условных уравнений (3) получена оценка угла закрутки спирального узора $i = -12.5 \pm 0.5^\circ$. Положение центра этого спирального рукава на оси “центр Галактики–Солнце” найдено равным $a_0 = 7.29 \pm 0.05$ кпк. По 352 более возрастным цефеидам, принадлежащим отрезку Внешнего рукава, с возрастными 120–300 млн лет, найдены $i = -12.3 \pm 0.5^\circ$ и $a_0 = 13.01 \pm 0.06$ кпк.

Вычисления были повторены с применением весов вида $w_i = 1/\sigma_{\ln(R/R_0)}^2$. В этом случае для рукава Киля–Стрельца получены следующие оценки: $i = -12.7 \pm 0.4^\circ$ и $a_0 = 7.28 \pm 0.05$ кпк, а для Внешнего рукава $i = -12.0 \pm 0.5^\circ$ и $a_0 = 13.03 \pm 0.06$ кпк.

В настоящей работе мы повторили анализ Бобылева (2022) практически по тем же звездам. Отличие состоит только в том, что расстояния до цефеид из работы Сковрон и др. (2019) были увеличены на 10%. Мы нашли, что удлинение шкалы расстояний цефеид на 10% изменили значения искомым параметров i и a_0 примерно на величину 1σ .

Для каждого отрезка спирального рукава был найден параметр ширины, вычисленный как дисперсия σ по отклонению от центра рукава. Для рукава Киля–Стрельца значение этого параметра составляет $1\sigma = 0.58$ кпк, а для Внешнего $1\sigma = 0.72$ кпк.

Вычисления были повторены с использованием вэйвлет карты в плоскости “позиционный угол–логарифм расстояния”, для построения которой была использована общая выборка из 1618 цефеид с возрастными в интервале 80–300 млн лет. В этом случае для рукава Киля–Стрельца получены следующие оценки: $i = -12.9 \pm 0.4^\circ$ и $a_0 = 7.43 \pm 0.05$ кпк, а для Внешнего рукава $i = -12.5 \pm 0.5^\circ$

и $a_0 = 13.33 \pm 0.06$ кпк. Видим, что на основе двух различных подходов мы получили очень близкие результаты.

Придерживаясь модели глобального спирального узора в Галактике с одним значением угла закрутки для всех рукавов, мы заключили, что значение этого угла близко к -12.5° .

Выборку из 1618 цефеид с возрастными в интервале 80–300 млн лет мы разделили в зависимости от моды пульсации. Оказалось, что из них 1132 цефеиды пульсируют в основном тоне, а 486 цефеид пульсируют в первом оберлоне. Две эти выборки имеют разницу в возрасте 31 млн лет. Из анализа этих данных мы нашли, что радиус коротации составляет около 9 кпк. Таким образом, он расположен между Солнцем и рукавом Персея, на внутренней границе рукава Персея. Получена оценка угловой скорости вращения спирального узора $\Omega_p = 27 \pm 1$ км/с/кпк.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андерсон и др. (R.I. Anderson, H. Saio, S. Ekström, C. Georgy, and G. Meynet), *Astron. Astrophys.* **591**, A8 (2016).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в *Астрон. журн.* **38**, 715 (2012) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **38**, 638 (2012)].
- Бобылев, Байкова (Bobylev V.V. and Bajkova A.T.), *MNRAS* **437**, 1549 (2014).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., *Астрон. журн.* **98**, 497 (2021) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Rep.* **65**, 498 (2021)].
- Бобылев В.В., Письма в *Астрон. журн.* **48**, 138 (2022) [V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **48**, 126 (2022)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., *Астрон. журн.* **99**, 558 (2022a) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Rep.* **66**, 545 (2022a)].
- Бобылев В.В., Письма в *Астрон. журн.* **48**, 492 (2022b) [V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **48**, 376 (2022b)].
- Валле (J.P. Vallée), *Astrophys. J.* **454**, 119 (1995).

9. Валле (J.P. Vallée), *Astrophys. J.* **566**, 261 (2002).
10. Валле (J.P. Vallée), *Astron. J.* **135**, 1301 (2008).
11. Валле (J.P. Vallée), *New Astron. Rev.* **79**, 49 (2017).
12. Валле (J.P. Vallée), *Astrophys. Space Sci.* **363**, 243 (2018).
13. Ванг и др. (S. Wang, X. Chen, R. de Grijs, and L. Deng), *Astrophys. J.* **852**, 78 (2018).
14. Васкес и др. (R.A. Vázquez, J. May, G. Carraro, L. Bronfman, A. Moitinho, and G. Baume), *Astrophys. J.* **672**, 930 (2008).
15. Веселова, Никифоров (A.V. Veselova and I.I. Nikiforov), *Res. Astron. Astrophys.* **20**, 209 (2020).
16. Витязев В.В., *Вэйвлет-анализ временных рядов* (СПб.: Изд-во СПб. Университета, 2001).
17. Герхард (O. Gerhard), *Mem. Soc. Astron. Italiana Suppl. Ser.* **18**, 185 (2011).
18. Грив и др. (E. Griv, I.-G. Jiang, and L.-G. Hou), *Astrophys. J.* **844**, 118 (2017).
19. Дамбис А.К., Бердников Л.Н., Ефремов Ю.Н., Князев А.Ю., Расторгуев А.С., Глушкова и др., *Письма в Астрон. журн.* **41**, 533 (2015) [A.K. Dambis, et al., *Astron. Lett.* **41**, 489 (2015)].
20. Диас, Лепинэ (W.S. Dias and J.R.D. Lépine), *Astrophys. J.* **629**, 825 (2005).
21. Ефремов Ю.Н., *Астрон. журн.* **88**, 127 (2011) [Yu.N. Efremov, *Astron. Rep.* **55**, 105 (2011)].
22. Жоржелин, Жоржелин (Y.M. Georgelin and Y.P. Georgelin), *Astron. Astrophys.* **49**, 57 (1976).
23. Крезе, Меннесье (M. Crézé and M.O. Mennessier), *Astron. Astrophys.* **27**, 281 (1973).
24. Лепинэ и др. (J.R.D. Lépine, Yu. Mishurov and S.Yu. Dedikov), *Astrophys. J.* **546**, 234 (2001).
25. Лемасл и др. (B. Lemasle, H.N. Lala, V. Kovtyukh, M. Hanke, Z. Prudil, G. Vopo, V.F. Braga, R. da Silva, et al.), arXiv: 2209.02731 (2022).
26. Ливайн и др. (E.S. Levine, L. Blitz, and C. Heiles), *Science* **312**, 1773 (2006).
27. Линь, Шу (C.C. Lin and F.H. Shu), *Astrophys. J.* **140**, 646 (1964).
28. Линь и др. (C.C. Lin, C. Yuan, and F.H. Shu), *Astrophys. J.* **155**, 721 (1969).
29. Локтин, Маткин (A.V. Loktin and N.V. Matkin), *Astron. Astrophys. Tr.* **3**, 169 (1992).
30. Мельник А.М., Дамбис А.К., Расторгуев А.С., *Письма в Астрон. журн.* **27**, 611 (2001) [A.M. Mel'nik, A.K. Dambis, and A.S. Rastorguev, *Astron. Lett.* **27**, 521 (2001)].
31. Мишуров Ю.Н., Павловская Е.Д., Сучков А.А., *Астрон. журн.* **23**, 147 (1979) [Yu.N. Mishurov, E.D. Pavlovskaja and A.A. Suchkov, *Astron. Rep.* **56**, 268 (1979)].
32. Мишуров и др. (Yu.N. Mishurov, I.A. Zenina, A.K. Dambis, et al.), *Astron. Astrophys.* **323**, 775 (1997).
33. Мишуров, Зенина (Yu.N. Mishurov and I.A. Zenina), *Astron. Astrophys.* **341**, 81 (1999).
34. Моитиньо и др. (A. Moitinho, R.A. Vázquez, G. Carraro, G. Baume, E.E. Giorgi, and W. Lyra), *MNRAS* **368**, L77 (2006).
35. Никифоров И.И., Веселова А.В., *Письма в Астрон. журн.* **44**, 102 (2018) [I.I. Nikiforov, A.V. Veselova, *Astron. Lett.* **44**, 81 (2018)].
36. Паладини и др. (R. Paladini, R. Davies and G. DeZotti), *MNRAS* **347**, 237 (2004).
37. Поджио и др. (E. Poggio, R. Drimme, T. Cantat-Gaudin, P. Ramos, V. Ripepi, E. Zari, R. Andrae, R. Blomme, et al.), *Astron. Astrophys.* **651**, 104 (2021).
38. Попова М.Э., Локтин А.В., *Письма в Астрон. журн.* **31**, 190 (2005) [M.E. Popova, A.V. Loktin, *Astron. Lett.* **31**, 171 (2005)].
39. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, A. Brunthaler, et al.), *Astrophys. J.* **885**, 131 (2019).
40. Руссейль (D. Russeil), *Astron. Astrophys.* **397**, 133 (2003).
41. Сковрон и др. (D.M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, A. Udalski, P. Pietrukowicz, I. Soszyński, M.K. Szymański, R. Poleski, et al.), *Science* **365**, 478 (2019).
42. Сюй и др. (Y. Xu, L.-G. Hou, and Y.-W. Wu), *Res. Astron. Astrophys.* **18**, 146 (2018).
43. Сюй и др. (Y. Xu, L.G. Hou, S. Bian, C.J. Hao, D.J. Liu, J.J. Li, and Y.J. Li), *Astron. Astrophys.* **645**, L8 (2021).
44. Тэйлор, Кордес (J.H. Taylor, and J.M. Cordes), *Astrophys. J.* **411**, 674 (1993).
45. Удальский и др. (A. Udalski, M.K. Szymański, and G. Szymański), *Acta Astron.* **65**, 1 (2015).
46. Хао и др. (Hao C.J., Xu Y., Hou L.G., S.B. Bian, J.J. Li, Z.Y. Wu, Z.H. He, Y.J. Li, and D.J. Liu), *Astron. Astrophys.* **652**, 102 (2021).
47. Хой, Хан (L.G. Hou and J.L. Han), *Astron. Astrophys.* **569**, 125 (2014).
48. Хой, Хан (L.G. Hou and J.L. Han), *MNRAS* **454**, 626 (2015).
49. Хой (L.G. Hou), *Front. Astron. Space Sci.* **8**, 103 (2021).
50. Чен и др. (X. Chen, S. Wang, L. Deng, R. de Grijs, and M. Yang), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **237**, 28 (2018).
51. Чу (C.K. Chui), *Wavelets: A Mathematical Tool for Signal Analysis* (SIAM, Philadelphia, PA., 1997).

ТРЕХМЕРНАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В БЛИЖАЙШЕМ КИЛОПАРСЕКЕ

© 2022 г. Г. А. Гончаров^{1*}, А. В. Мосенков^{2,1}, С. С. Савченко^{1,3,4}, В. Б. Ильин^{1,3,5}, А. А. Марчук^{1,3}, А. А. Смирнов^{1,3}, П. А. Усачев^{1,3,4}, Д. М. Поляков^{1,3}, Н. Хебдон²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Department of Physics and Astronomy, Brigham Young University, Provo, USA

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

⁴Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

⁵Санкт-Петербургский государственный университет Аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 21.06.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.; принята к публикации 05.10.2022 г.

Представлена новая версия нашей аналитической модели пространственных вариаций межзвездного поглощения в ближайшем к Солнцу килопарсеке. Эта модель рассматривает трехмерное распределение пыли как наложение трех пересекающихся слоев: 1) слоя вдоль основной плоскости Галактики, 2) слоя в поясе Гулда и 3) слоя, проходящего через комплексы пылевых облаков в Цефее и Хамелеоне. В каждом слое пространственная плотность пыли экспоненциально убывает с удалением от основной плоскости слоя. Кроме того, вдоль основной плоскости каждого слоя имеются синусоидальные долготные вариации поглощения. Наиболее вероятные значения 29 параметров нашей модели найдены с использованием четырех наборов данных: трехмерных карт покраснения звезд Гончарова-2017, Лаллемент-2019 и Грина-2019, а также полученных Андерсом поглощений для 993 291 гиганта из Gaia Early Data Release 3. Все данные дают схожие оценки параметров модели. Поглощение для звезды или точки пространства предсказывается нашей моделью с точностью от $\sigma(A_V) = 0.07$ до 0.37 для высоких и низких галактических широт соответственно. В этих величинах доминируют естественные флуктуации пылевой среды. Среднее поглощение для протяженного объекта (галактики, звездного скопления, пылевого облака) или малой области пространства при игнорировании флуктуаций среды предсказывается моделью с точностью от $\sigma(A_V) = 0.04$ до 0.15 для высоких и низких галактических широт соответственно. Грин-2019 и Андерс-2022 согласованно дают для поглощения в высоких широтах поперек всего полуслоя галактической пыли над или под Солнцем оценку $A_V = 0.12^m$ при естественных флуктуациях среды $\sigma(A_V) = 0.06^m$. Если столь высокая оценка подтвердится впоследствии, она потребует объяснить, как значительное количество пыли оказалось вдали от основной плоскости Галактики. Наша модель является шагом в таком объяснении.

Ключевые слова: галактические окрестности Солнца; межзвездное поглощение; индивидуальные объекты: пояс Гулда; индивидуальные объекты: комплекс облаков в Цефее; местная межзвездная среда.

DOI: 10.31857/S0320010822100035

ВВЕДЕНИЕ

Покраснение звезды или межзвездное поглощение между наблюдателем и звездой обычно определяется из ее спектрального распределения энергии на основе фотометрических, астрометрических, спектральных и иных наблюдений. Например, недавно индивидуальные оценки поглощения для миллионов звезд получены Андерсом и др. (2022,

далее — АКQ22)¹ на основе фотометрии и астрометрии из Gaia Early Data Release 3 (EDR3; Гая, 2021а) в комбинации с фотометрией из других обзоров неба.

Индивидуальные оценки покраснения/поглощения имеются или могут быть получены не для каждого объекта. Для обеспечения ими любого

* Электронный адрес: georgegontcharov@yahoo.com

¹ <https://data.aip.de/projects/starhorse2021.html>

или <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/1/354>

объекта, без знания его характеристик, анализируется зависимость покраснения/поглощения от галактических координат — долготы l , широты b и расстояния R от Солнца. При этом оценка для рассматриваемой точки пространства фактически вычисляется на основе индивидуальных оценок для звезд вблизи этой точки. В результате создаются трехмерные карты покраснения/поглощения в табличной форме.

Флуктуации межзвездной пылевой среды типичны на пространственном масштабе порядка парсека. Они приводят к тому, что индивидуальные покраснения/поглощения для соседних звезд могут существенно различаться (см. обсуждение Грином и др. (2015), Грином и др. (2019, далее — GSZ19)², Гончаровым (2019)). Так как трехмерные карты используют индивидуальные покраснения/поглощения в некотором пространственном окне для оценки покраснения/поглощения в точке, карты сглаживают флуктуации среды в большей или меньшей степени в зависимости от размера окна. Размером этого окна определяется пространственное разрешение карты. Оно весьма различно для разных карт: например, в ближайшем к Солнцу килопарсеке карта GSZ19 имеет пространственное разрешение около 1 пк, в то время как карты Гончарова (2017, далее — G17)³ и Лаллемент и др. (2019, далее — LBV19)⁴ — около 25 пк. В результате оценки покраснения из GSZ19 отражают флуктуации среды, а оценки из G17 и LBV19 сильно сглаживают их.

Карты покраснения/поглощения с их табличным представлением данных не позволяют вскрыть закономерности крупномасштабного распределения пыли в пространстве, объяснить физику и геометрию распределения пыли. Для этого с середины XX в. предпринимались попытки представить пространственные вариации покраснения/поглощения (или связанного с ними пространственного распределения пыли) в виде аналитических функций галактических координат, т.е. в виде трехмерной аналитической модели покраснения/поглощения (или распределения пыли). В частности, именно модели могут дать наиболее соответствующие наблюдениям геометрические характеристики галактического слоя пыли в окрестностях Солнца: толщину слоя, пространственную плотность распределения пыли в нем, сдвиг и наклон слоя относительно основной плоскости Галактики. Эти характеристики важны для понимания структуры и эволюции нашей и других галактик, как входные данные

при построении моделей Галактики, а также для оценки характеристик внегалактических объектов в высоких широтах, которые наблюдаются сквозь галактический слой пыли. Например, модель пространственного распределения пыли Дриммеля и др. (2003) использована в Безансонской модели Галактики (Чекай и др., 2014). Кроме того, модели покраснения/поглощения дают начальные оценки при дальнейшем уточнении итерациями как индивидуальных покраснений/поглощений (как в AKQ22), так и трехмерных карт (как в GSZ19).

Простейшая модель с экспоненциальным вертикальным распределением пыли в одном слое вдоль основной плоскости Галактики, без долготных вариаций в распределении пыли, была предложена в середине 20 века Паренаго (1954) и другими авторами. В этой модели кумулятивное поглощение A от наблюдателя до точки пространства описывается барометрическим законом:

$$A = E R (1 - e^{-|Z - E_Z|/E_{\text{scale}}}) E_{\text{scale}} / |Z - E_Z|, \quad (1)$$

где E — дифференциальное поглощение в основной плоскости пылевого слоя, R — расстояние от Солнца до точки пространства, Z — расстояние от точки до основной плоскости Галактики вдоль галактической оси Z^5 , E_Z — сдвиг основной плоскости пылевого слоя относительно основной плоскости Галактики вдоль оси Z и E_{scale} — шкала высот слоя пыли.

Альтернативная трехмерная аналитическая модель была предложена Арену и др. (1992). Она аппроксимирует поглощение в 199 небесных площадках параболами в зависимости от расстояния до Солнца. Эта модель основывалась на оценках поглощения для небольшого числа звезд. Но главным ее недостатком являлось формальное описание вариаций поглощения без какого-то физического объяснения.

Еще одна трехмерная модель пространственного распределения пыли Дриммеля, Шпергеля (2001) была сопоставлена с наблюдательными данными и обоснована Дриммелем и др. (2003). Эта модель включает три структурных пылевых компонента: искривленный, но в остальном осесимметричный диск, спиральные ветви с распределением пыли в соответствии с известными районами ионизованного водорода H II и местный сегмент спирального рукава Ориона. Хотя эта модель распространяется на значительную часть Галактики, но вблизи Солнца она дает недостаточно детальное описание распределения пыли,

² <http://argonaut.skymaps.info/>

³ <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/PAZh/43/521>

⁴ https://astro.acri-st.fr/gaia_dev/

⁵ Рассматривается галактическая прямоугольная система координат с центром в Солнце и осями X , Y и Z , направленными в сторону центра Галактики, в сторону ее вращения и в сторону ее северного полюса соответственно.

как отмечено самими авторами модели и показано Гончаровым, Мосенковым (2017, 2018, 2021б).

Модели Аморес, Лепине (2005) основаны на гипотезе, что поглощение пропорционально кумулятивной плотности распределения газа, которая, в свою очередь, взята из обзоров Н I, CO и пылевой эмиссии. Первая версия их модели предполагала осесимметричную Галактику с вариациями пространственной плотности распределения пыли в зависимости от расстояния до центра Галактики и координаты Z . Вторая версия учла спиральную структуру Галактики. Позже их модель для осесимметричной Галактики была откалибрована по данным для выборки эллиптических галактик (Аморес, Лепине, 2007). Этой модели присущ тот же недостаток, что и модели Дриммеля и др. (2003): охват большой части Галактики за счет недостаточно подробного описания окрестностей Солнца.

Будучи более реалистичными, чем простейшая модель (1), более поздние модели так или иначе пытались учесть хорошо известное распределение основных пылевых облаков на небе не только вдоль галактического экватора, но и вдоль пояса Гулда. Это распределение представлено, например, Дэймом и др. (2001) на их рис. 2а. При этом Дэйм и др. (2001) отметили, что большинство основных местных молекулярных облаков, как оказалось, следуют поясу Гулда, наблюдаемому диску звезд ОВ, газа и пыли, окружающему Солнце и наклоненному примерно на 20° к галактической плоскости.

Гончаров (2009, далее — G09) предложил первую трехмерную аналитическую модель распределения пыли с пылевым слоем в поясе Гулда в дополнение к обычному слою вдоль основной плоскости Галактики. Параметры этой модели получены с использованием нескольких наборов данных с оценками расстояний и поглощений, которые сегодня должны считаться неточными. Вторая версия этой модели представлена Гончаровым (2012б). Ее параметры получены на основе трехмерной карты покраснений Гончарова (2010), комбинированной с трехмерной картой пространственных вариаций коэффициента поглощения $R_V \equiv A_V/E(B-V)$ Гончарова (2012а). Гончаров (2019) представил третью версию той же модели с более реалистичной геометрией пылевых слоев. Ее параметры определены с использованием наблюдаемых характеристик полной выборки красных гигантов сгущения из Gaia Data Release 2 (Гая, 2018) в широких галактических окрестностях Солнца. Однако наш детальный анализ этой выборки показал, что распределение пыли во втором и четвертом галактических квадрантах не описывается в полной мере двумя рассматриваемыми слоями пыли. В четвертой версии нашей модели Гончаровым, Мосенковым (2021б) эти скопления пыли во втором и четвертом квадрантах

описаны как часть экваториального слоя. В пятой версии нашей модели, представленной в настоящей статье, эти же скопления рассматриваются как проявления отдельного пылевого слоя, который наклонен и сдвинут относительно экваториального слоя и слоя в поясе Гулда.

Детальное сравнение некоторых карт и моделей покраснения/поглощения друг с другом и с различными наборами данных представлено в наших прежних исследованиях (Гончаров, 2017; Гончаров, Мосенков, 2017а,б, 2018, 2019, 2021а,б). Это сравнение выявило непреодолимые ограничения некоторых моделей и соответствующие трудности в создании модели, опирающейся на сегодняшние данные и одинаково точно предсказывающей поглощение как вблизи Солнца, так и в значительной части Галактики. Фактически сегодня точная модель трехмерного распределения пыли может быть создана в области Галактики, где Gaia дает точные параллаксы и фотометрию для полных выборок звезд определенных классов. Поэтому в настоящей статье вместо рассмотрения множества моделей в большой части Галактики мы приложили усилия к улучшению нашей модели с использованием данных для ближайшего к Солнцу килопарсека. Это оправдано еще и следующей причиной. Игнорируя флуктуации среды, модель дает наиболее точные предсказания в высоких широтах, где флуктуации минимальны. Поэтому модель наиболее полезна для предсказания и анализа поглощений внегалактических объектов в высоких широтах. Учитывая, что в высоких широтах почти вся пыль между нами и внегалактическими объектами содержится в пределах ближайшего килопарсека, не имеет смысла строить модель за его пределами, по крайней мере, на основе современных данных.

Важно, что в высоких широтах наша модель полезна далеко за пределами ближайшего килопарсека. Действительно, оценки толщины галактического слоя пыли (например, Гончаровым, Мосенковым, 2021б) показывают существенные вариации пространственной плотности распределения пыли не далее $|Z| \approx 450$ пк. Рассматриваемый пространственный цилиндр проходит сквозь весь слой пыли такой толщины на широтах $|b| > \arctg(450/1000) \approx 24^\circ$, т.е. для большей части неба. В этой части наша модель способна предсказать поглощение для многочисленных внегалактических объектов.

Настоящая статья организована следующим образом. В разделе ‘Модель’ мы описываем нашу модель. Используемые данные описаны в разделе ‘Данные’. Наиболее вероятные параметры нашей модели представлены в разделе ‘Результаты’. Замечания к результатам мы даем в разделе ‘Обсуждение’. В разделе ‘Применение к скоплениям и переменным звездам’ мы тестируем модель и делаем выводы в разделе ‘Заключение’.

МОДЕЛЬ

Как и предыдущая версия нашей модели (Гончаров, Мосенков, 2021б), текущая версия представляет поглощение до звезды или точки пространства как сумму поглощений в трех пылевых слоях. Каждое слагаемое — функция галактических координат. Два слагаемых одинаковы в обеих версиях (но различаются значениями параметров): они описывают поглощение функцией, включающей синусоидальную зависимость от галактической долготы в экваториальном слое и удвоенной долготы (в системе координат пояса Гулда) в слое пояса. Эти долготные вариации в экваториальном слое обоснованы известным ростом поглощения в направлении центра Галактики, а в поясе Гулда — известными концентрациями пыли на двух противоположных сторонах пояса, в комплексах облаков Aquila (Aquila Rift), Ophiuchus и Lupus примерно в направлении центра Галактики и Taurus, Perseus, Auriga и Orion примерно в направлении антицентра. Третье слагаемое в обеих версиях введено для представления концентраций пыли во втором и четвертом галактических квадрантах, в созвездиях Цефея ($l \approx 120^\circ$) и Хамелеона ($l \approx 300^\circ$) соответственно. Следовательно, это слагаемое описывает поглощение функцией, включающей синусоидальную зависимость от удвоенной долготы, в экваториальном слое (в прежней версии) и в отдельном третьем слое (в новой версии модели). Далее параметры модели, относящиеся к слоям вдоль экватора, в поясе Гулда и в слое Цефея–Хамелеона, обозначены буквами ‘E’, ‘B’ и ‘C’ соответственно.

Основные плоскости слоев пояса Гулда и Цефея–Хамелеона наклонены к основной плоскости Галактики на углы B_{tilt} и C_{tilt} соответственно. Их приближенные оценки: $B_{\text{tilt}} \approx 17^\circ$ на основе известной ориентации пояса Гулда (Перриман, 2009, с. 311–314, 324–328; Бобылев, 2014) и $C_{\text{tilt}} \approx -25^\circ$ с учетом широт комплексов облаков в Цефее (Cepheus Flare) и Хамелеоне (Chamaeleon Complex). Положительный и отрицательный знаки этих оценок значат такую ориентацию слоев, при которой к центру Галактики направлены стороны этих слоев с положительной или отрицательной галактической широтой соответственно.

В нашей модели экваториальный слой рассматривается как бесконечный вдоль осей X и Y , так как он распространяется далеко за пределы ближайшего килопарсека. Основная плоскость экваториального слоя сдвинута относительно Солнца вдоль оси Z на расстояние E_Z .

Основные плоскости других слоев рассматриваются как эллипсы с центрами, смещенными относительно Солнца вдоль осей X , Y и Z на расстояния B_X , B_Y , B_Z и C_X , C_Y , C_Z для пояса Гулда и слоя Цефея–Хамелеона соответственно. Эти

эллипсы имеют большие полуоси B_{major} и C_{major} , малые полуоси B_{minor} и C_{minor} и эксцентриситеты B_e и C_e . $B_{\text{s.m.a.}}$ и $C_{\text{s.m.a.}}$ — долготы больших полуосей в системах координат слоев. B_{cross} и C_{cross} — галактические долготы линий пересечения основных плоскостей слоев с основной плоскостью Галактики.

Координаты звезды или точки пространства в системах координат пояса Гулда и слоя Цефея–Хамелеона — это широты B_β и C_β , долготы B_λ и C_λ и расстояния B_ζ и C_ζ от основных плоскостей соответственно. B_{Rmax} и C_{Rmax} — расстояния от Солнца до краев слоев вдоль луча зрения, направленного на рассматриваемую звезду/точку. Мы вычисляем поглощение в каждом конечном слое только либо до его края, либо до звезды/точки в зависимости от того, что находится ближе к нам. Геометрия, наклон и поворот слоя в поясе Гулда определяются соотношениями

$$B_e^2 = 1 - B_{\text{minor}}^2/B_{\text{major}}^2, \quad (2)$$

$$B_{\text{Rmax}}^2 = B_{\text{minor}}^2/(1 - [B_e \cos(B_\lambda - B_{\text{s.m.a.}})]^2), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \sin(B_\beta) &= \cos(B_{\text{tilt}}) \sin(b) - \\ &- \sin(B_{\text{tilt}}) \cos(b) \sin(l - B_{\text{cross}}), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \tan(B_\lambda) &= [\sin(B_{\text{tilt}}) \sin(b) + \cos(B_{\text{tilt}}) \times \\ &\times \cos(b) \sin(l - B_{\text{cross}})] / \cos(b) \cos(l - B_{\text{cross}}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$B_\zeta = \min(R, B_{\text{Rmax}}) \sin(B_\beta). \quad (6)$$

Соотношения для слоя Цефея–Хамелеона аналогичны.

Как отмечено ранее, поглощение A , предсказываемое нашей моделью для звезды/точки, является суммой трех слагаемых $A = A_E + A_B + A_C$. Каждое слагаемое аналогично уравнению (1) и зависит от долготы вдоль основной плоскости соответствующего слоя:

$$\begin{aligned} A_E &= [E + E_{\text{amplitude}} \sin(l + E_{\text{phase}})] \times \\ &\times R(1 - e^{-|Z - E_Z|/E_{\text{scale}}}) E_{\text{scale}}/|Z - E_Z|, \end{aligned} \quad (7)$$

где E , $E_{\text{amplitude}}$, E_{phase} и E_{scale} — постоянный член, амплитуда, фаза и шкала высот для экваториального слоя. Параметры для других слоев аналогичны за исключением коэффициента 2 перед B_λ и C_λ , а также множителя $\min(R, B_{\text{Rmax}})$ или $\min(R, C_{\text{Rmax}})$ вместо R :

$$\begin{aligned} A_B &= [B + B_{\text{amplitude}} \sin(2B_\lambda + B_{\text{phase}})] \times \\ &\times \min(R, B_{\text{Rmax}}) \times \\ &\times (1 - e^{-|B_\zeta - B_Z|/B_{\text{scale}}}) B_{\text{scale}}/|B_\zeta - B_Z|, \end{aligned} \quad (8)$$

$$A_C = [C + C_{\text{amplitude}} \sin(2C_\lambda + C_{\text{phase}})] \times \quad (9)$$

$$\times \min(R, C_{R\text{max}}) \times$$

$$\times (1 - e^{-|C_\zeta - C_Z|/C_{\text{scale}}}) C_{\text{scale}} / |C_\zeta - C_Z|.$$

ДААННЫЕ

Наша модель рассматривает каждую точку межзвездной среды как взаимное наложение трех рассматриваемых слоев, имеющих довольно большие размеры. Следовательно, поиск наилучших параметров модели с использованием набора данных невырожден только при использовании очень точных расстояний и поглощений. Более того, звезды или точки набора данных должны достаточно равномерно заполнять рассматриваемое пространство. При этом особенно важны точность и представительность данных вдали от основной плоскости Галактики, где слои наиболее удалены друг от друга. Очень немногие наборы данных с оценками покраснения/поглощения удовлетворяют этим требованиям.

Карта покраснения G17 покрывает пространство в пределах $R < 1200$ и $|Z| < 600$ пк. Эта карта получена на основе подсчетов миллионов звезд поворота главной последовательности на диаграммах цвет—величина по фотометрии Two Micron All-Sky Survey (2MASS; Скрутские и др., 2006). Это первая трехмерная карта, полученная на основе расстояний, откалиброванных по параллаксам Gaia.

Карта поглощения LBV19 покрывает пространство в пределах $R < 3000$ и $|Z| < 400$ пк. LBV19 использует параллаксы Gaia в комбинации с фотометрией из Gaia и 2MASS для того, чтобы получить расстояния и поглощения с помощью моделирования пространственного распределения пыли как Гауссова процесса. С удалением от Солнца падают пространственная плотность распределения используемых звезд, точность их параллаксов и фотометрии. Соответственно падают пространственное разрешение и точность карты LBV19: только в ближайшем килопарсеке они остаются приемлемыми для нашего исследования. Более того, возможно, ограничение карты LBV19 $|Z| < 400$ пк делает неточными и смещает оценки искомым параметров слоев в поясе Гулда и Цефее—Хамелеоне из-за того, что LBV19 бедна данными для частей этих слоев, наиболее далеких от основной плоскости Галактики.

Карта GSZ19 получена путем применения вероятностных моделей к параллаксам Gaia и фотометрии Pan-STARRS DR1 (Чамберс и др., 2016, далее PS1) и 2MASS. GSZ19 распространяется на несколько килопарсек от Солнца, но из-за использования Pan-STARRS DR1 покрывает только 3/4 неба ($\delta > -30^\circ$). Однако из-за того,

что близкие к Солнцу звезды Pan-STARRS DR1 слишком яркие и фотометрически передержаны, авторы GSZ19 не смогли получить оценки покраснения вблизи Солнца, ближе некоторого расстояния, которое индивидуально для каждого луча зрения. Обычно такое расстояние составляет 250–300 пк. Отсутствие оценок GSZ19 для четверти неба и в радиусе несколько сотен парсек от Солнца должно существенно смещать оценки искомым параметров нашей модели. Чтобы подавить такие смещения, мы ограничили пространство, где рассматриваются оценки GSZ19, по расстоянию $(X^2 + Y^2)^{0.5}$.

Таким образом, упомянутые особенности заставили нас одинаково для всех карт ограничить рассматриваемое пространство цилиндром в пределах $(X^2 + Y^2)^{0.5} < 1000$ и $|Z| < 1000$ пк. Этот цилиндр слегка выходит за пределы ближайшего килопарсека.

Исходные оценки покраснения/поглощения из G17, LBV19 и GSZ19 пересчитаны в оценки поглощения A_V в полосе V с использованием закона поглощения Карделли и др. (1989, далее — CCM89) с $R_V = 3.1$.

Карты G17, LBV19 и GSZ19 позволяют интерполировать поглощение для бесконечного множества лучей зрения. Поэтому для каждой карты мы выбрали случайно 256 000 точек, равномерно распределенных в рассматриваемом пространстве, поглощение в которых использовалось для определения параметров модели.

Кроме трех карт покраснения/поглощения нами использован набор данных AKQ22 с индивидуальными оценками A_V для множества звезд. Видимо, эти оценки являются наиболее точными массовыми оценками поглощения на основе результатов Gaia EDR3. Поэтому в нашем исследовании AKQ22 особенно важен как прототип будущих результатов Gaia. Декларированная точность оценок A_V из AKQ22 составляет 0.13^m и 0.15^m для звезд со звездной величиной в широком фильтре Gaia $G = 14^m$ и 17^m соответственно.

AKQ22 не имеет ограничений, отмеченных нами для трех карт. Это позволило рассмотреть и пространство с $(X^2 + Y^2)^{0.5} > 1000$ пк. Оказалось, что наша модель примерно одинаково успешна в предсказании поглощения вплоть до $(X^2 + Y^2)^{0.5} = 1200$ пк, т.е. она дает примерно постоянное среднее стандартное отклонение вида ‘AKQ22 минус наилучшее модельное предсказание’ и примерно постоянный коэффициент корреляции. Вблизи основной плоскости Галактики при $(X^2 + Y^2)^{0.5} > 1200$ пк соответствие модели оценкам AKQ22 ухудшается из-за далеких ‘контейнеров’ пыли вне рассматриваемой нами геометрии трех слоев (см. раздел Обсуждение).

Для определения параметров нашей модели мы использовали различные выборки звезд из АКQ22. Использование только гигантов дало более надежные результаты (наименее зависящие от состава и пространственного распределения выборки), чем использование только звезд главной последовательности или всех классов.

Финальная выборка лучших данных из АКQ22 включает 993 291 звезду в пределах $(X^2 + Y^2)^{0.5} < 1200$ и $|Z| < 1000$ пк, с относительной точностью расстояний лучше 10%, неопределенностью A_V лучше 0.2^m , абсолютной величиной $0 < M_G < 3.3$ (этот критерий отбирает гиганты), цветом в диапазоне $0.85 < (BP - RP)_0 < 1.71$ с использованием фильтров Gaia BP и RP (этот критерий уточняет отбор гигантов), `fidelity` > 0.5 , `output flag` =%%00, и ограничением по `phot_bp_rp_colour_excess` в соответствии с уравнением (18) из статьи Гая (2021б). Параметры нашей модели из ее сопоставления с полной выборкой 993 291 гиганта АКQ22 и со случайно отобранными подвыборками 256 000 гигантов оказались примерно одинаковыми.

Отметим, что 24 904 (2.5%) среди отобранных 993 291 гиганта АКQ22 имеют отрицательные оценки поглощения.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Новая версия нашей модели имеет 29 искомым параметров: 5, 12 и 12 для слоя вдоль основной плоскости Галактики, в поясе Гулда и в слое Цефея–Хамелеона соответственно. При вычислении наиболее вероятных значений параметров каждый параметр варьировался с достаточно подробным шагом в достаточно широких пределах. Например, все угловые параметры варьировались нами во всем интервале углов $0^\circ - 360^\circ$ с шагом 0.5 градуса. Современные вычислительные ресурсы позволили нам рассмотреть несколько триллионов наборов параметров в их 29-мерном пространстве. Для каждого набора параметров мы вычислили невязки вида ‘набор данных минус модель’, их среднее и стандартное отклонения, а также линейный коэффициент корреляции между модельными предсказаниями и оценками из набора данных. Набор значений параметров, который дает нулевую среднюю невязку, минимальное стандартное отклонение и максимальный коэффициент корреляции, является наиболее вероятным (т.е. искомым решением).

В табл. 1 представлены найденные нами наиболее вероятные значения параметров для каждого набора данных. Отметим, что в табл. 1 для удобства даны оценки малых и больших полуосей и эксцентриситетов, хотя только два из этих трех

параметров являются независимыми. В табл. 1 даны не только сдвиги слоев относительно Солнца вдоль осей координат, но и полные сдвиги $(B_X^2 + B_Y^2 + B_Z^2)^{0.5}$ и $(C_X^2 + C_Y^2 + C_Z^2)^{0.5}$ для слоя пояса Гулда и Цефея–Хамелеона соответственно.

Найденные значения параметров в табл. 1 согласуются с ограничениями, которые можно наложить на параметры, исходя из известного расположения крупнейших пылевых облаков и других оценок параметров из литературы: Дэйм и др. (2001), Кун и др. (2008), Перриман (2009), Гончаров (2012в), Чен и др. (2020), Спилкер и др. (2021) и ссылки в них. А именно, стоит ожидать:

- $10 < E_Z < 30$ пк;
- $35 < E_{\text{scale}} < 200$ пк;
- $20^\circ < E_{\text{phase}} < 60^\circ$, подразумевая тенденцию роста поглощения от третьего к первому галактическому квадранту;
- $B_{\text{tilt}} \approx 18^\circ$;
- $B_{\text{cross}} \approx -90^\circ$, подразумевая, что пояс Гулда поднимается выше и опускается ниже галактического экватора примерно в направлениях центра и антицентра Галактики соответственно;
- $B_{\text{s.m.a.}} \approx +90^\circ$, подразумевая, что большая полуось пояса Гулда направлена примерно вдоль оси X;
- $B_{\text{phase}} \approx -90^\circ$, подразумевая максимальное поглощение в слое пояса Гулда вдоль его большой полуоси;
- $B_{\text{major}} < 1000$ пк в качестве оценки размера пояса Гулда;
- $C_{\text{major}} \geq 1000$ пк в качестве оценки расстояния до большинства пылевых облаков в Цефее (пылевого комплекса Cepheus Flare);
- сдвиг центра пояса Гулда $50 < (B_X^2 + B_Y^2 + B_Z^2)^{0.5} < 150$ пк.

Низкие стандартные отклонения и высокие коэффициенты корреляции в табл. 1 означают, что наша модель является хорошей аппроксимацией рассматриваемых наборов данных. Таблица 1 показывает, что наборы данных дают схожие значения параметров. Это позволяет нам рассмотреть значения параметров, осредненные для четырех наборов данных, и их стандартные отклонения, которые представлены в правом столбце табл. 1 (как отмечено ранее, оценки некоторых параметров

Таблица 1. Параметры нашей модели, полученные для рассматриваемых наборов данных

Параметр	G17	LBV19	GSZ19	AKQ22	Среднее
Экваториальный слой					
E_Z (пк)	15	29	20	30	24 ± 7
E (величина кпк ⁻¹)	0.88	0.58	1.05	0.88	0.85 ± 0.20
$E_{\text{amplitude}}$ (величина кпк ⁻¹)	0.54	0.58	1.05	0.55	0.68 ± 0.25
E_{phase} (градусы)	42	23	41	28	33 ± 10
E_{scale} (пк)	65	40	38	58	50 ± 13
Слой пояса Гулда					
B_X (пк)	9	0	(32)	5	5 ± 5
B_Y (пк)	68	90	(30)	68	75 ± 13
B_Z (пк)	6	-25	(14)	9	-3 ± 19
B_{tilt} (градусы)	17	10	15	16	15 ± 3
B_{cross} (градусы)	-89	-92	-94	-90	-91 ± 2
$B_{\text{s.m.a.}}$ (градусы)	92	102	100	95	97 ± 5
B (величина кпк ⁻¹)	1.18	0.95	1.03	1.02	1.05 ± 0.10
$B_{\text{amplitude}}$ (величина кпк ⁻¹)	1.18	0.94	1.03	1.02	1.04 ± 0.10
B_{phase} (градусы)	-84	-99	-104	-90	-94 ± 9
B_{scale} (пк)	67	58	50	62	59 ± 7
B_{minor} (пк)	136	154	220	155	166 ± 37
B_{major} (пк)	690	730	830	720	743 ± 61
B_e	0.979	0.977	0.964	0.977	0.975 ± 0.007
Сдвиг центра пояса Гулда (пк)	69	93	(46)	69	76 ± 24
Слой Цефея–Хамелеона					
C_X (пк)	-75	-80	(-40)	-74	-76 ± 3
C_Y (пк)	5	-10	(0)	0	-2 ± 8
C_Z (пк)	-5	0	(48)	0	-2 ± 3
C_{tilt} (градусы)	-42	-18	(-4)	-23	-28 ± 13
C_{cross} (градусы)	-80	-86	(-87)	-91	-86 ± 6
$C_{\text{s.m.a.}}$ (градусы)	30	29	(29)	23	27 ± 4
C (величина кпк ⁻¹)	0.85	0.47	(0.65)	0.38	0.57 ± 0.25
$C_{\text{amplitude}}$ (величина кпк ⁻¹)	0.24	0.47	(0.65)	0.38	0.36 ± 0.12
C_{phase} (градусы)	132	62	(25)	47	80 ± 45
C_{scale} (пк)	155	60	(48)	90	102 ± 49

Таблица 1. Окончание

Параметр	G17	LBV19	GSZ19	AKQ22	Среднее
C_{minor} (пк)	230	180	(266)	250	220 ± 36
C_{major} (пк)	1000	1000	(1000)	1200	>1000
C_e	<i>0.973</i>	<i>0.984</i>	<i>(0.964)</i>	<i>0.978</i>	<i>0.978 \pm 0.005</i>
Сдвиг центра слоя Цефея (пк)	<i>75</i>	<i>81</i>	<i>(62)</i>	<i>74</i>	<i>76 \pm 9</i>
Стандартное отклонение невязок A_V	0.17	0.24	0.33	0.35	
Коэффициент корреляции	0.86	0.83	0.77	0.73	

Примечание. Значения параметров, не использованные при вычислении средних значений, даны в скобках. Значения параметров, зависящих от других параметров, выделены курсивом.

могут быть сильно смещены — в табл. 1 они взяты в скобки и не использованы при осреднении). Эти стандартные отклонения представляются нам более содержательной оценкой точности полученных параметров, чем иные оценки.

Характеристики в табл. 1 можно разделить на характеристики пространственной плотности распределения пыли E , $E_{\text{amplitude}}$, E_{phase} , E_{scale} , B , $B_{\text{amplitude}}$, B_{phase} , B_{scale} , C , $C_{\text{amplitude}}$, C_{phase} , C_{scale} и остальные, геометрические характеристики слоев, описывающие их размер, форму, ориентацию и смещение относительно Солнца. Первые заметно различаются для разных наборов данных, а вторые довольно близки (пожалуй, за исключением наклона C_{tilt} слоя Цефея—Хамелеона, который, надеемся, будет определен точнее при появлении более точных наборов данных). Различие в характеристиках пространственной плотности распределения пыли вызвано ошибками данных, различием в пространственном и угловом разрешении наборов данных, разницей в методах создания наборов данных и возможными пространственными вариациями закона поглощения. Эти вариации могут быть важны, так как мы пересчитываем в A_V , используя закон поглощения SSM89 с $R_V = 3.1$, исходные оценки наборов данных, полученные в разных диапазонах длин волн. А именно, мы используем покраснение $2\text{MASS } E(J - K_s)$ из G17, покраснение $E(g_{PS1} - r_{PS1})$ из GSZ19, поглощение A_0 на длине волны 550 нм из LBV19 и поглощение A_V из AKQ22, фактически вычисленное авторами по A_G . В будущем при появлении более обширных и точных наборов данных и/или при выявлении существенных систематических ошибок в каком-либо наборе данных наша модель может учесть пространственные вариации закона поглощения и/или масштабироваться с учетом найденной ошибки. При этом геометрические характеристики слоев, если и изменятся, то незначительно, а существенно будут

уточняться и, надеемся, сходятся к неким единым значениям лишь характеристики пространственной плотности распределения пыли.

На рис. 1 показано поглощение, осредненное в ячейках размером 2×2 квадратных градуса, в зависимости от галактических координат: оценки A_V из наборов данных и предсказания нашей модели представлены в левом и правом столбиках соответственно. Так как это сравнение не учитывает изменение поглощения с расстоянием, оно является неполным, ‘двумерным’ (прямое сопоставление наблюдаемых и предсказанных поглощений дано далее). Из-за примерно равномерного распределения используемых звезд/точек в пространстве и роста поглощения с расстоянием рис. 1 фактически показывает поглощение на значительном удалении, на расстоянии в несколько сотен парсек от Солнца. Однако этого достаточно для того, чтобы убедиться, что все наборы данных показывают качественно схожие вариации поглощения по небу, которые успешно описываются нашей моделью, хотя и сильно сглаживаются. Заметно лишь разногласие между наборами данных в оценках поглощения в высоких широтах, где преобладают звезды/точки с $R > 500$ пк, т.е. за пределами галактического слоя пыли: от примерно нулевого поглощения по данным LBV19 до максимального, существенно ненулевого, по данным G17. Эти разногласия между наборами данных могут быть объяснены и будут разрешены в будущих исследованиях (см. детальное обсуждение Гончаровым, Мосенковым, 2018, 2021а,б). Прямое сравнение наборов данных между собой выходит за рамки настоящего исследования, за исключением сравнения GSZ19 и AKQ22 в разделе Обсуждение.

Рисунок 1 можно сравнить с рис. 7 из статьи Гончарова, Мосенкова (2021б). В частности, предсказания новой версии нашей модели (правый столбик рис. 1) можно сравнить с предсказаниями

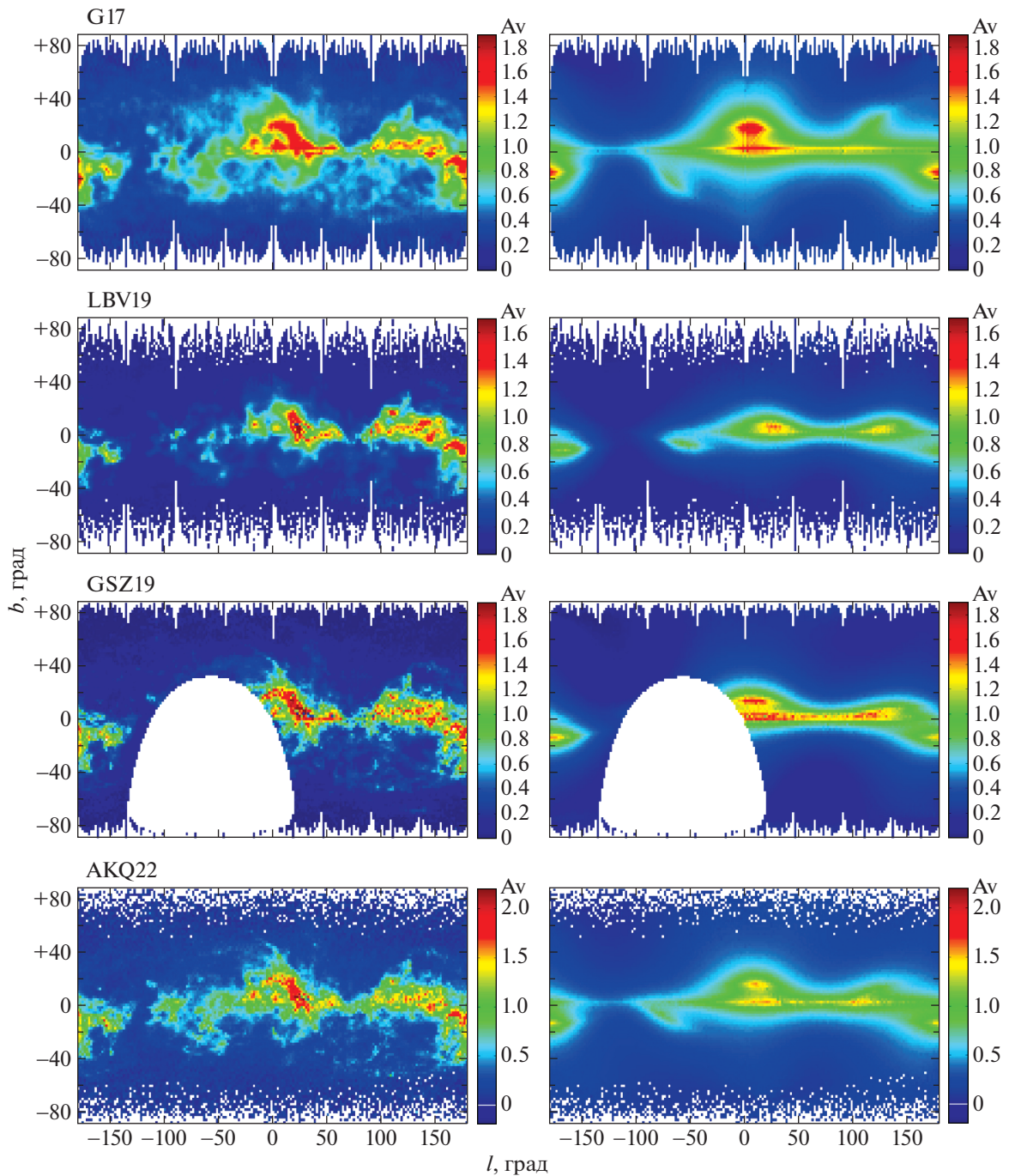


Рис. 1. Поглощение A_V , осредненное в ячейках размером 2×2 квадратных градуса, в зависимости от галактических координат: из различных наборов данных (левый столбик графиков) и наилучшие предсказания модели (правый столбик графиков). A_V представлено цветовой шкалой справа.

предыдущей версии нашей модели (вторая строка графиков на рис. 7 из статьи Гончарова, Мосенкова, 2021б). Это сравнение показывает, что новая версия воспроизводит наблюдаемые вариации поглощения гораздо точнее. Особенно успешно ею воспроизведены облака Polaris Flare около $l \approx 125^\circ$, $b \approx +25^\circ$ и южная часть комплекса обла-

ков в созвездии Хамелеона (Chamaeleon Complex) около $l \approx -60^\circ$, $b \approx -25^\circ$, которые отчетливо выделяются всеми наборами данных. Уже этого достаточно для того, чтобы оправдать введение слоя Цефея–Хамелеона в нашу модель.

Рисунок 2 показывает вклад каждого слоя в суммарные оценки поглощения по нашей модели в

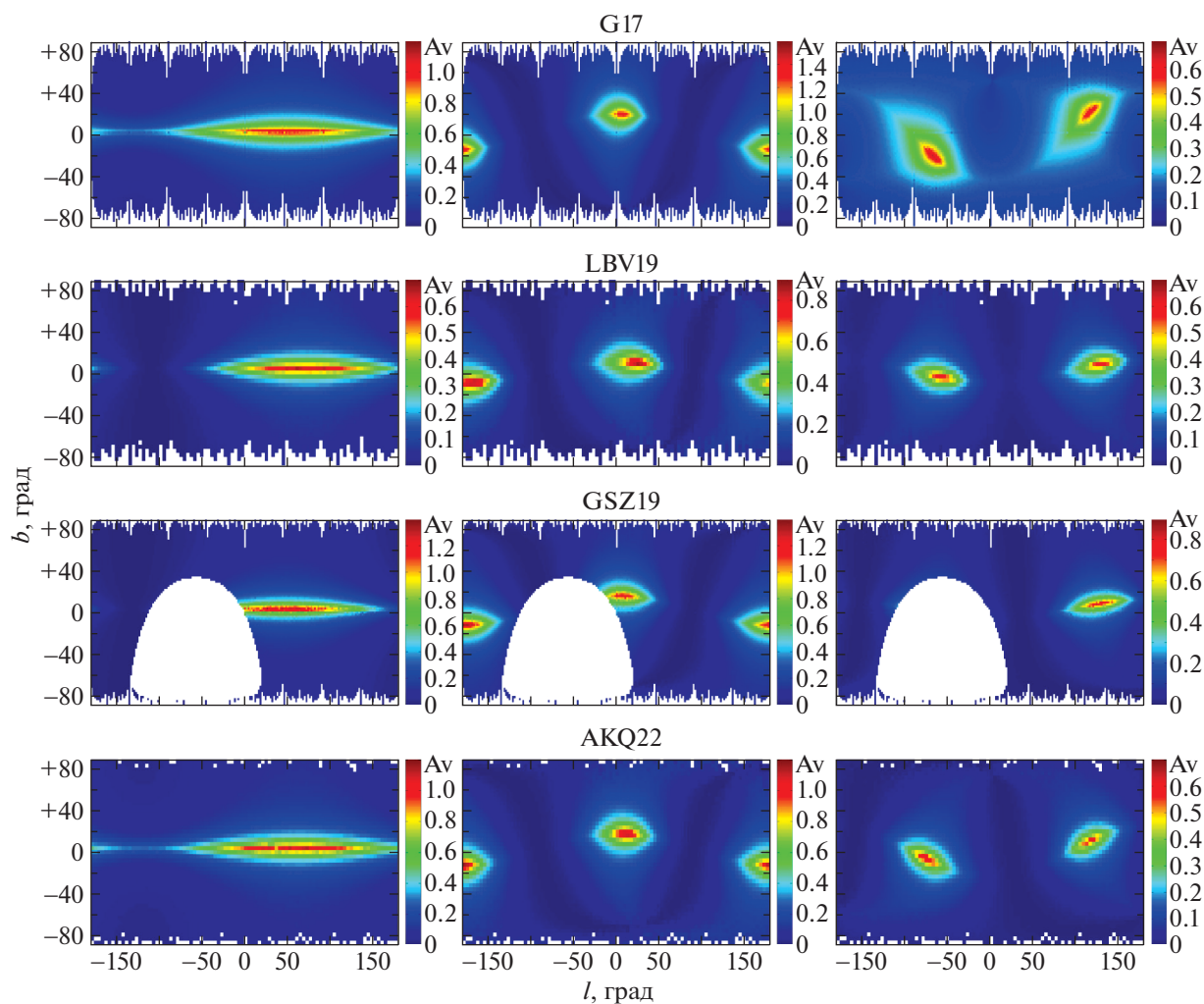


Рис. 2. Поглощение A_V , осредненное в ячейках размером 2×2 квадратных градуса, в зависимости от галактических координат, предсказанное моделью для экваториального слоя (левый столбик графиков), слоя в поясе Гулда (средний столбик графиков) и слоя Цефея–Хамелеона (правый столбик графиков) для разных наборов данных. A_V представлено цветовой шкалой справа.

зависимости от галактических координат. Другими словами, правый столбик рис. 1 является суммой трех столбиков рис. 2. Видно, что модель показывает схожую геометрию слоев при использовании разных наборов данных, несмотря на некоторые различия в решениях для разных наборов данных в табл. 1. Наиболее важный вывод из рис. 2 состоит в том, что разные наборы данных предполагают очень схожие координаты для областей со сравнительно высоким поглощением в средних и высоких широтах, которые видны в среднем и правом столбиках графиков на рис. 2.

Отметим, что очень большие значения эксцентриситета пылевых слоев в поясе Гулда и в Цефее–Хамелеоне, полученные нами по всем наборам данных, предполагают, что значительная часть пыли содержится в немногочисленных комплексах облаков Aquila (Aquila Rift), Ophiuchus, Orion, Taurus,

Perseus, Cepheus и Chamaeleon. Однако рис. 2 показывает, что остальная не менее значительная часть пыли распределена в обширном пространстве. Таким образом, рассматриваемые слои формируют протяженные ‘контейнеры’ диффузной пыли. А известные пылевые облака являются лишь вершиной айсберга для этих ‘контейнеров’. Тогда для любой трехмерной аналитической модели поглощения или пространственного распределения пыли точное предсказание поглощения в каждой точке пространства гораздо важнее, чем описание известных пылевых облаков. Подчеркнем, что малая и большая полуоси основных плоскостей слоев, а также шкалы высот слоев не указывают на размер этих ‘контейнеров’ пыли, а лишь являются параметрами в формальном описании пылевой среды. Например, в любой модели с экспоненциальным вертикальным распределением пыли

ее концентрация велика даже вдали от основной плоскости: заметная доля, 5% пыли, находится дальше утроенного значения шкалы высот, т.е. в терминах формулы (1) при $|Z| > 3 E_{\text{scale}}$.

В средних и высоких широтах рассеянная в пространстве диффузная пыль, не входящая в крупные облака, описывается нашей моделью как принадлежащая, в значительной степени, слоям пояса Гулда и Цефея—Хамелеона. Следовательно, эти слои важны и как математические описания, и как реальные ‘контейнеры’ пыли при анализе поглощения до внегалактических объектов в средних и высоких широтах. Например, наше усредненное решение из табл. 1 отводит экваториальному слою, слою пояса Гулда и слою Цефея—Хамелеона вклады 36, 57 и 7% соответственно в общее поглощение в направлении галактических полюсов.

Пространственная плотность пыли и соответствующее поглощение в слое Цефея—Хамелеона, вероятно, меньше, чем в остальных слоях. Это видно как на рис. 2, так и из сравнения постоянных членов в табл. 1. Это может быть причиной большой неопределенности и разногласий в оценках наклона слоя к экватору C_{tilt} на основе разных наборов данных. Эти неопределенности и разногласия видны в табл. 1 и на рис. 2. Однако довольно большие значения наклона C_{tilt} кажутся резонными, так как только такие большие значения могут объяснить существование некоторых облаков в диапазоне $20^\circ < |b| < 40^\circ$, которые видны на рис. 1.

Как отмечено ранее, GSZ19 смещает оценки некоторых параметров из-за отсутствия данных в четвертом и части третьего галактических квадрантов (рис. 1 и 2). В частности, GSZ19 ‘не видит’ комплекс облаков в Хамелеоне (Chamaeleon Complex), и, как следствие, оценки параметров слоя Цефея—Хамелеона смещены. Кроме того, эта асимметрия в пространственном распределении данных GSZ19 смещает оценку положения пояса Гулда относительно Солнца.

Таблица 1 дает положения центров слоев пояса Гулда и Цефея—Хамелеона относительно Солнца. Для слоя Цефея—Хамелеона это положение найдено впервые. Центр слоя Цефея—Хамелеона сдвинут в направлении антицентра Галактики. Центр слоя в поясе Гулда ($X = +5 \pm 5$, $Y = +75 \pm 13$, $Z = -3 \pm 19$, $R = 76 \pm 24$ пк) оказался несколько ближе к Солнцу, чем следует из оценок Перримана (2009) и Бобылева (2014) по пространственному распределению молодых звезд (во втором квадранте, $R \approx 150$ пк), а также ближе, чем по предыдущей версии нашей модели (Гончаров, Мосенков, 2021б): $X = -15 \pm 15$, $Y = +125 \pm 15$, $Z = -28 \pm 15$, $R = 129 \pm 26$ пк. Однако пространственное распределение пыли может отличаться от распределения

молодых звезд. И все же основная причина этого расхождения — введение в новую версию модели слоя Цефея—Хамелеона. Действительно, предыдущая версия, как и большинство прежних исследований, рассматривали все средне- и высокоширотные облака как части пояса Гулда. Например, Кирк и др. (2009) рассматривали облака Serpens Flare как часть пояса Гулда, что совершенно не подтверждается их положением.

Для лучшего понимания геометрии слоев мы воспроизвели небесные вариации поглощения из AKQ22 на рис. 3. Здесь же кривыми показаны проекции основных плоскостей слоев пояса Гулда и Цефея—Хамелеона на небесную сферу, полученные для AKQ22. Мы подписали крупные комплексы облаков.

Рисунок 3 показывает, что комплекс в Хамелеоне (Chamaeleon Complex), Южной Короне (Corona Australis Complex вокруг звезды R CrA), комплекс в южной части созвездия Орла (Aquila South Complex), в Цефее (Serpens Flare) и комплекс около Полярной звезды (Polaris Flare), судя по их координатам, принадлежат слою Цефея—Хамелеона. Более того, рис. 3 показывает, что все крупные комплексы облаков, за исключением комплекса облаков Pegasus, располагаются вдоль основных плоскостей трех рассматриваемых слоев. Это подтверждает, что наша модель успешно описывает пространственное распределение крупнейших пылевых облаков в ближайшем килопарсеке.

Интересным сюрпризом является то, что основные плоскости слоев в поясе Гулда и в Цефее—Хамелеоне пересекают основную плоскость Галактики примерно в одном месте, около $|l| \approx 90^\circ$, т.е. около оси Y , хотя их углы наклона к экватору в табл. 1 несколько различны: $B_{\text{tilt}} = 15^\circ \pm 3^\circ$ и $C_{\text{tilt}} = -28^\circ \pm 13^\circ$. Это формирует симметричную структуру с двумя слоями, стороны которых, удаленные от экватора, ориентированы одинаково, вдоль оси центр—антицентр Галактики. Отметим, что эта симметричная структура ни в коей мере не предполагалась нашей моделью изначально.

Хотя основные плоскости слоев примерно симметричны, основные облака и области повышенного поглощения — нет. Эта важная разница между слоями в поясе Гулда и в Цефее—Хамелеоне видна из табл. 1 и рис. 1–3. Максимальное поглощение в поясе Гулда предсказывается моделью и наблюдается в областях пояса, наиболее удаленных от основной плоскости Галактики. Это не так для слоя Цефея—Хамелеона.

Стандартные отклонения невязок A_V в табл. 1 для G17 и LBV19 гораздо меньше, чем для GSZ19 и AKQ22. Для объяснения этого стоит помнить, что невязки между данными и моделью вызваны естественными флуктуациями пылевой среды, ошибками данных и ошибками модели (см. детальный

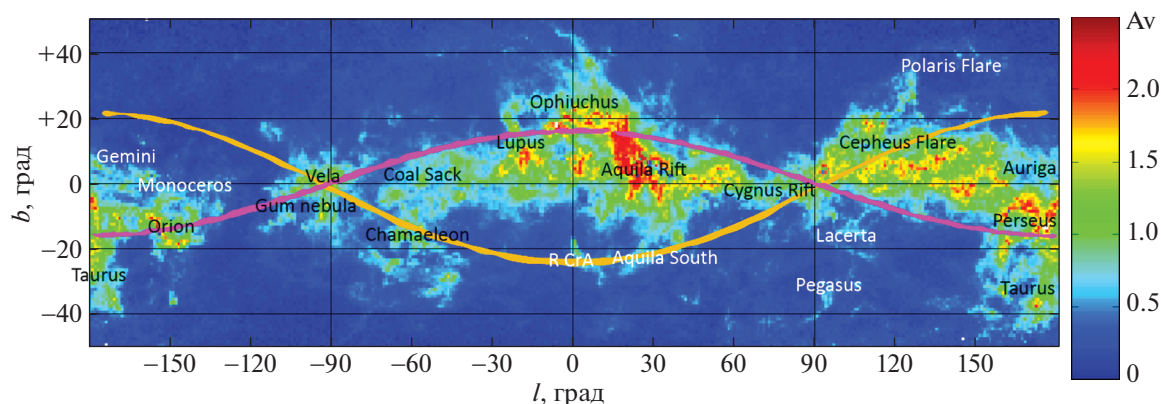


Рис. 3. Поглощение A_V из АКQ22, осредненное в ячейках размером 1×1 квадратный градус, в зависимости от галактических координат. Проекция основных плоскостей слоев в поясе Гулда и в Цифее–Хамелеоне показаны фиолетовой и коричневой кривыми соответственно. Подписаны наиболее заметные комплексы облаков ближайшего килопарсека. A_V представлено цветовой шкалой справа.

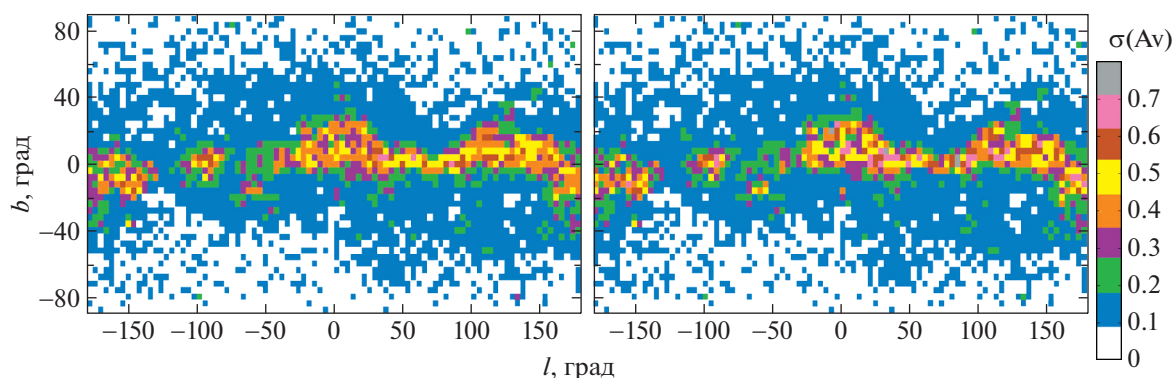


Рис. 4. Стандартное отклонение оценок поглощения A_V из АКQ22 (слева) и стандартное отклонение невязок A_V вида ‘АКQ22 минус модель’ (справа), вычисленные в ячейках размером 4×4 квадратных градуса, в зависимости от галактических координат. Значения представлены цветовой шкалой справа.

анализ Гончарова, 2019). Флуктуации проявляются только в АКQ22 (в наборе данных с поглощениями для индивидуальных звезд), и в GSZ19 (на карте с высоким разрешением). Как отмечено во ‘Введении’, в G17 и LBV19 флуктуации сильно сглажены и не вносят вклада в невязки.

Таблица 1 представляет только средние стандартные отклонения невязок A_V по всему небу. Но они сильно варьируются в зависимости от координат, особенно от широты. На рис. 4 показаны стандартное отклонение оценок поглощения A_V из АКQ22 и стандартное отклонение невязок A_V вида ‘АКQ22 минус модель’ в зависимости от галактических координат. Первая величина включает естественные флуктуации пылевой среды и ошибки данных. Ее типичные значения — 0.08^m и 0.37^m в высоких и низких широтах соответственно. Декларированные авторами АКQ22 ошибки в высоких широтах сравнимы со стандартным отклонением оценок поглощения. Поэтому для оценки флуктуаций среды мы привлекли результат прямых наблюдений — дисперсию цвета для выборки красных ги-

гантов сгущения. Эта выборка была использована при создании предыдущей версии модели Гончаровым, Мосенковым (2021б). Наблюдаемая дисперсия цвета включает флуктуации пылевой среды и дисперсию нормального цвета гигантов сгущения из-за разнообразия их собственных характеристик. Последняя величина достаточно точно предсказывается моделями внутреннего строения и эволюции звезд, как показано Гончаровым, Мосенковым (2021б). В итоге мы получили оценку стандартного отклонения $\sigma(A_V) = 0.06$ в высоких широтах из-за флуктуаций пылевой среды.

Типичные значения стандартного отклонения невязок ‘АКQ22 минус модель’ — 0.09^m и 0.40^m в высоких и низких широтах соответственно, то есть несколько больше, чем типичные значения стандартного отклонения оценок поглощения из АКQ22, так как включают еще и ошибки модели. Исключив вклад ошибок АКQ22, получаем оценку точности предсказаний нашей моделью поглощения для звезды или точки пространства, которая

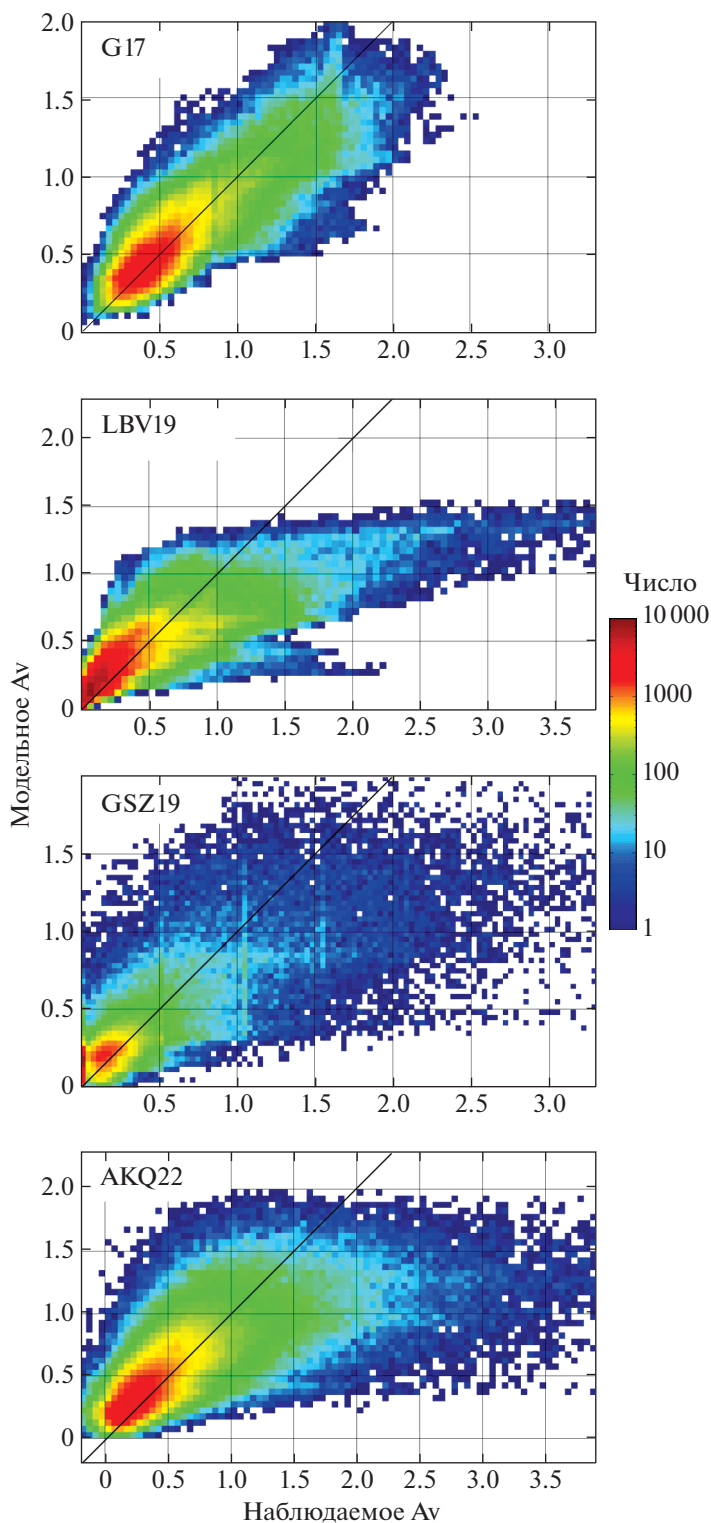


Рис. 5. Оценки поглощения A_V из наборов данных в сопоставлении с предсказаниями модели для случайно отобранных 256 000 звезд/точек. Число звезд/точек в каждой ячейке A_V показано цветовой шкалой справа.

меняется от 0.07^m до 0.37^m в высоких и низких широтах соответственно.

Доминирование флуктуаций в обеих величинах, представленных на рис. 4, проявляется и в очень

схожих вариациях этих величин по небу, особенно в высоких широтах. Детальное сравнение этих величин в каждой ячейке позволило нам вычислить их квадратичные разности и их зависимость от ши-

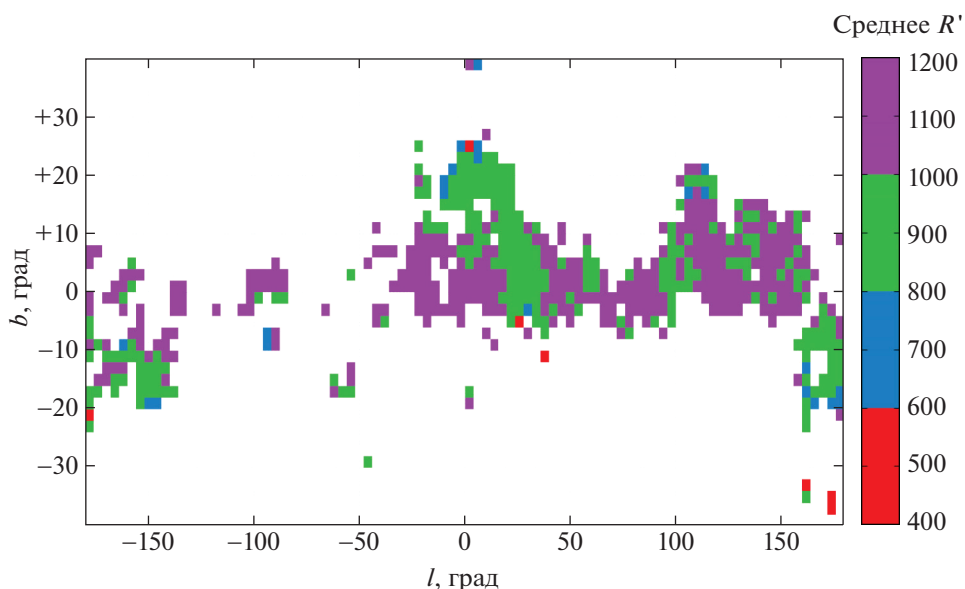


Рис. 6. Среднее расстояние $R' \equiv (X^2 + Y^2)^{0.5}$ (показано цветовой шкалой справа) для 12 921 звезд из АКQ22 с $A_V > 2.3^m$ в зависимости от галактических координат.

роты. Типичны величины $(0.09^2 - 0.08^2)^{0.5} = 0.04^m$ и $(0.40^2 - 0.37^2)^{0.5} = 0.15^m$ в высоких и низких широтах соответственно. Эти значения характеризуют точность предсказаний модели при игнорировании флуктуаций среды. Флуктуации игнорируются, например, если рассматривается среднее или медианное поглощение для протяженного объекта (галактики, звездного скопления, пылевого облака и т.п.) или для небольшой области пространства. В этих случаях предсказания нашей модели должны быть очень точны.

Для сравнения отметим, что при неопределенности индивидуального поглощения АКQ22 $\sigma(A_V) = 0.15$ поглощение для протяженного объекта в высоких широтах определяется с такой же, как у нашей модели, точностью 0.04^m только при осреднении оценок поглощения из АКQ22 для $(0.15/0.04)^2 = 14$ звезд, проецирующихся на этот объект. Следовательно, только редкие наиболее крупные внегалактические объекты обеспечены необходимым числом проецирующихся на них звезд АКQ22 для получения столь же точной средней или медианной оценки поглощения, как с помощью нашей модели.

Однако здесь мы имеем в виду только точность в случайном отношении. Систематические ошибки предсказаний нашей модели воспроизводят систематические ошибки наборов данных, использованных при вычислении ее параметров. Кроме того, наша модель, как любая, имеет систематические ошибки из-за ее неизбежного неполного отражения реальности. Некоторое представление об этих систематических ошибках дает приведенное далее сравнение предсказаний нашей модели с наиболее

точными оценками поглощения для звездных скоплений и переменных звезд.

При анализе табл. 1 стоит учесть, что систематические ошибки данных и модели могут не проявиться в рассматриваемых нами стандартных отклонениях невязок и коэффициентах корреляции. Поэтому меньшее стандартное отклонение или больший коэффициент корреляции для какого-либо набора данных не говорят о том, что этот набор точнее остальных.

ОБСУЖДЕНИЕ

Сравним наблюдаемые и предсказанные оценки поглощений напрямую. На рис. 5 мы сопоставили случайно отобранные поглощения из наборов данных с соответствующими предсказаниями нашей модели. Для всех наборов данных большинство низких оценок поглощения слегка переоценено нашей моделью (красное облако ячеек на графике смещено вверх относительно биссектрисы). Это является результатом поиска баланса между большим числом звезд/точек с малым поглощением и немногочисленными звездами/точками с очень большим поглощением, для того чтобы получить нулевую среднюю невязку.

Звезды/точки с очень большим поглощением находятся преимущественно на краю рассматриваемого пространства и, видимо, принадлежат галактическим структурам вне геометрии нашей модели. Анализ этих звезд/точек позволяет понять ограничения нашей модели. На рис. 6 показано среднее расстояние вдоль основной плоскости Галактики, определяемое нами как $R' \equiv (X^2 + Y^2)^{0.5}$,

для 12921 гигантов из АКQ22 с высоким поглощением $A_V > 2.3^m$ в зависимости от галактических координат⁶. Видно, что такие гиганты очень редки до $R' < 800$ пк (красные и голубые символы). Сравнение рис. 6 с рис. 3 показывает, что эти гиганты принадлежат облакам пояса Гулда и облаку Aquila South⁷. Гиганты с $A_V > 2.3^m$ более многочисленны при $800 < R' < 1000$ пк (зеленые символы на рис. 6), но они все еще принадлежат преимущественно экваториальному слою и поясу Гулда. Большинство гигантов с $A_V > 2.3^m$ имеют $R' > 1000$ пк (фиолетовые символы) и, в противоположность более близким гигантам, принадлежат облакам Serpheus Flare, Cygnus Rift, Vela Molecular Ridge, Monoceros Complex и облакам в направлении на центр Галактики, как видно из сравнения рис. 6 с рис. 3.

В связи с этим отметим, что все наборы данных дают согласующиеся оценки большой полуоси основной плоскости пояса Гулда со средним $B_{\text{major}} = 743 \pm 61$ пк. Это предполагает, что пыль пояса находится исключительно в пределах ближайшего килопарсека, хотя заслоняет и более далекие объекты. В противоположность пыли пояса Гулда, только часть пыли слоя Цефея–Хамелеона находится внутри рассматриваемого нами пространства, как следует из согласующихся для наборов данных оценок большой полуоси $C_{\text{major}} > 1000$ пк. Это согласуется с другими оценками расстояния до комплекса облаков Serpheus Flare (см. Кун и др., 2008; Чен и др., 2020, и ссылки в них).

Возвращаясь к звездам/точкам с малым поглощением на рис. 5, отметим их дихотомию для GSZ19. Как и для остальных наборов данных, множество точек (оранжевое сгущение на графике) показывает нормальное или логнормальное распределение как по наблюдаемым, так и по предсказанным поглощениям. Но другое множество точек (красный вертикальный столбик на графике) показывает нулевое наблюдаемое и ненулевое предсказанное поглощение. Важно, что это поглощение относится не к пространству вблизи Солнца, так как GSZ19 не дает поглощений в радиусе около 300 пк от Солнца, как отмечено в разделе ‘Данные’. Точки с нулевым поглощением по GSZ19 находятся в высоких широтах вдали от основной плоскости Галактики. Таким образом, в этих точках GSZ19 ошибочно показывает нулевое поглощение поперек всего галактического слоя пыли. Эта дихотомия, то есть и нулевые, и существенно ненулевые оценки

поглощения в высоких широтах, была выявлена Грином и др. (2018), которые отметили, что для лучей зрения с малым объемом данных первая версия их карты (Грин и др., 2015) имеет тенденцию присваивать нулевые покраснения в тех случаях, когда истинное покраснение меньше нескольких сотых долей звездной величины. Видно, что эта особенность сохраняется в последней версии карты GSZ19 и проявляется при оценке поглощения для высокоширотных объектов. Например, Гончаров, Мосенков (2021a) обнаружили, что GSZ19 получили надежные существенно ненулевые оценки поглощения *внутри* высокоширотных галактических шаровых скоплений, используя на каждом луче зрения фотометрию десятков звезд — членов скоплений. Но для областей неба *вокруг* этих скоплений GSZ19 получили ненадежные нулевые или почти нулевые оценки поглощения из-за использования лишь единичных звезд на каждом луче зрения.

Важно, что эти ошибочные нулевые поглощения сильно искажают некоторые параметры нашей модели, найденные по GSZ19. Например, большая доля нулевых поглощений вдали от основной плоскости Галактики ведет к недооценке среднего поглощения там. Это приводит к нереально быстрому уменьшению поглощения с $|Z|$ и, следовательно, к заниженной оценке E_{scale} по GSZ19 (отметим, что заниженная оценка E_{scale} по LBV19 вызвана ограничением $|Z| < 400$ пк). Более того, чтобы следовать экспоненциальному уменьшению поглощения с $|Z|$, наша модель компенсирует недооценку поглощения вдали от основной плоскости Галактики переоценкой поглощения вблизи плоскости, а это ведет к переоценке E и $E_{\text{amplitude}}$ по GSZ19. Это замечание показывает связь между параметрами нашей модели, характеризующими пространственную плотность распределения пыли, и еще раз подчеркивает упомянутое ранее деление параметров модели на две категории. Видно, что полученные характеристики пространственной плотности распределения пыли могут быть отягощены значительными систематическими ошибками и нуждаются в привлечении более точных наборов данных.

Предположив, что в областях пространства с малым поглощением оценки АКQ22 систематически более точны, чем оценки GSZ19, мы можем заменить нулевые поглощения GSZ19 на более реалистичные оценки. На рис. 7 мы сравниваем поглощения АКQ22 и GSZ19 для 664 939 гигантов, имеющих оценки поглощения из АКQ22. Видно, что минимальные поглощения GSZ19 систематически недооценены по сравнению с АКQ22 на $\Delta A_V = 0.12^m$. Такая поправка устранила бы упомянутую дихотомию и объединила бы все оценки малых поглощений из GSZ19 вокруг медианы $A_V = 0.13^m$.

⁶ Только 12921 из 993291 гигантов АКQ22 (1.3%) демонстрируют столь высокое поглощение, которое не предсказывается нашей моделью.

⁷ Рисунки 3 и 6 имеют разную шкалу широт вдоль оси ординат.

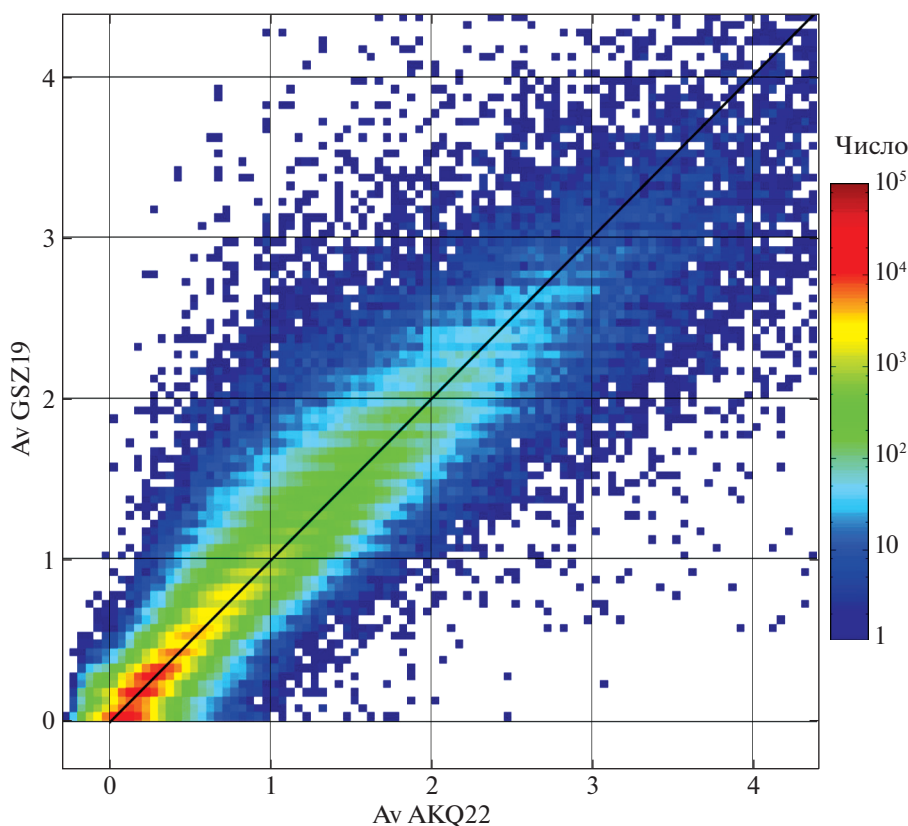


Рис. 7. Оценки A_V из АКQ22 и GSZ19 для 664 939 гигантов АКQ22. Число гигантов в каждой ячейке A_V показано цветовой шкалой справа.

При $|b| > 62^\circ$ все наборы данных показывают неизменные статистические характеристики. Поглощение в этом диапазоне высоких широт вдали от основной плоскости Галактики можно рассматривать как поглощение поперек всего галактического полуслоя пыли над или под Солнцем. LBV19, GSZ19, АКQ22 и G17 оценивают это поглощение как $A_V = 0.07^m$, 0.11^m , 0.12^m и 0.20 соответственно (с учетом исправленных нулевых поглощений GSZ19). Сводка иных оценок этого поглощения и сопутствующий анализ систематических ошибок даны Гончаровым, Мосенковым (2021a).

Наиболее популярные двумерные карты покраснения по наблюдениям эмиссии пыли Шлегеля и др. (1998) и Майснера, Финкбайнера (2015) оценивают поглощение поперек всего галактического полуслоя пыли над или под Солнцем как $A_V = 0.06^m$ и 0.05^m соответственно, если принять закон поглощения CCM89 с $R_V = 3.1$, и, следовательно, недооценивают поглощение в высоких широтах вдали от основной плоскости Галактики по сравнению со всеми рассматриваемыми наборами данных. Оценки Шлегеля и др. (1998) и Майснера, Финкбайнера (2015) опираются на калибровки эмиссии пыли по покраснению $E(B - V)$ для множества звезд и эллиптических галактик. Как

отмечено самими авторами, точность этих калибровок низка: для карты Шлегеля и др. (1998) она фактически приводит к оценке $A_V = 0.06 \pm 0.09^m$ для поглощения поперек всего галактического полуслоя пыли над или под Солнцем. Более того, Шлегель и др. (1998), калибруя эмиссию пыли по подсчетам числа галактик, получили вдвое большую оценку (около $A_V = 0.12 \pm 0.09^m$), чем при калибровке по цвету галактик. Видно, что первая и тем более вторая оценки формально не противоречат упомянутым оценкам по LBV19, GSZ19, АКQ22 и G17, если учесть их неопределенности.

Видимо, из всех рассматриваемых оценок поглощения поперек галактического слоя пыли наиболее точна оценка АКQ22, как результат недавнего исследования с использованием наименьшего количества предположений и калибровок, опирающегося на наиболее точные оценки параллакс и фотометрии для рекордно большого числа (сотен миллионов) звезд. Оценка АКQ22 заставляет не только пересмотреть оценки поглощения для высокоширотных внегалактических объектов, но и требует объяснить, как значительное количество пыли оказалось вдали от основной плоскости Галактики. Наша модель как раз является шагом в таком

Таблица 2. Значения информационного критерия Байеса для четырех наборов данных (случайных подвыборок по 256 000 звезд/точек) и трех версий нашей модели (новой версии с двумя слоями, с тремя слоями и четвертой версии Гончарова, Мосенкова, 2021б)

Версия модели	G17	LBV19	GSZ19	AKQ22
Четвертая версия	−860 382	−472 487	−464 302	−451 615
2 слоя	−835 303	−695 350	−554 846	−509 382
3 слоя	−890 251	−733 623	−568 441	−524 203

объяснении, предполагая, что пыль вдали от плоскости Галактики содержится преимущественно в пылевых структурах, наклоненных к этой плоскости. Таким образом, наша модель сводит вопрос о появлении пыли вдали от основной плоскости Галактики к вопросу о возникновении и эволюции пояса Гулда и слоя пыли Цефея–Хамелеона.

Впрочем, новые оценки поглощения поперек галактического слоя пыли, видимо, не требуют радикального пересмотра связанных с ними характеристик внегалактических объектов. Например, разница между оценками Шлегеля и др. (1998) и АКQ22 может быть устранена в первом приближении с помощью постоянной по всему небу поправки $\Delta E(B - V) = 0.02$. Столь малая поправка, например, почти не изменит дисперсию, медиану, среднее и другие характеристики цвета эллиптических галактик без текущего звездообразования, которые образуют на диаграммах ‘цвет–абсолютная звездная величина’ компактную “красную последовательность” со сравнительно малой дисперсией по цвету (Чилингарян, Золотухин, 2012; Чилингарян и др., 2017). Действительно, искажение цвета “красной последовательности” на $\Delta B - V = 0.02$ из-за недооценки покраснения, видимо, меньше неопределенности предсказаний современных моделей. Кроме того, наша оценка флуктуаций поглощения в высоких широтах $\sigma(A_V) = 0.06$ вносит незначительный вклад $\sigma(E(B - V)) = 0.02$ в дисперсию цвета “красной последовательности”. Более того, для галактик, как протяженных объектов, эта дисперсия в значительной мере сглаживается.

Чтобы проверить необходимость использования трех слоев пыли в нашей модели, мы использовали те же наборы данных для вычисления параметров модели, но без слоя Цефея–Хамелеона или только с одним экваториальным слоем. Дополнительно мы убедились в преимуществе новой версии модели по сравнению с предыдущей версией, представленной Гончаровым, Мосенковым (2021б). Во всех этих случаях мы получили стандартные отклонения невязок A_V на несколько сотых долей выше, а коэффициенты корреляции на несколько сотых

долей ниже тех, которые представлены в табл. 1 для новой версии модели с тремя слоями.

Кроме того, мы провели дополнительную проверку преимуществ новой версии модели. При этом учтено разное число параметров в разных версиях модели. Мы использовали информационный критерий Байеса (Bayesian information criterion, BIC). BIC вычисляет производительность модели с учетом штрафа за число параметров. Используя BIC, можно увидеть, обосновано ли введение дополнительных параметров. Для данных x_i и модельных предсказаний \hat{x}_i значение BIC вычисляется как

$$\text{BIC} = n \ln \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \hat{x}_i)^2 \right) + k \ln(n),$$

где k — число параметров, а n — число рассматриваемых звезд/точек. Меньшая величина BIC означает лучшее соответствие модели и данных. Полученные значения BIC представлены в табл. 2. Новая версия нашей модели с тремя слоями и 29 параметрами во всех случаях дает BIC меньше (все значения в табл. 2 отрицательны!), т.е. выглядит лучше, чем версия с двумя слоями (без слоя Цефея–Хамелеона) и 17 параметрами и предыдущая версия модели с 18 параметрами. Таким образом, выделение отдельного слоя Цефея–Хамелеона обосновано.

Мы аппроксимировали четыре рассматриваемых нами набора данных упомянутыми во ‘Введении’ трехмерными моделями Арену и др. (1992), Дриммеля и др. (2003), Аморес, Лепине (2007) и простейшей моделью. Все эти модели дают стандартные отклонения невязок A_V на несколько сотых долей выше, а коэффициенты корреляции на несколько сотых долей ниже, чем наша новая модель. Это ожидаемо после анализа моделей в их применении к большой выборке гигантов Gaia Гончаровым, Мосенковым (2021б).

Множители R , $\min(R, B_{R\max})$ и $\min(R, C_{R\max})$ в уравнениях (7)–(9) предполагают пропорциональность поглощения и расстояния вблизи Солнца, т.е. постоянство пространственной плотности распределения (объемной плотности) пыли. Наши

результаты показывают, что это предположение правдоподобно. Это противоречит распространенному представлению о поясе Гулда как о газопылевом торе с областью пониженной объемной плотности газа и пыли в его центре. Эта область имеет радиус около 100 пк вокруг Солнца и называется Местным Пузырем. До недавнего времени низкая точность измерения покраснений/поглощений и расстояний не позволяла ответить, действительно ли Местный Пузырь является областью пониженной объемной плотности среды. Гончаров, Мосенков (2019) показали, что измерения межзвездной поляризации в комбинации с измерениями эквивалентной ширины абсорбционных линий Na I и Ca II более надежно очерчивают границы Пузыря, чем измерения покраснения или поглощения, и заодно показывают, что Пузырь является не областью пониженной плотности распределения среды, а областью ее повышенной ионизации. Анализ Гончаровым, Мосенковым (2019) всего разнообразия измерений внутри и снаружи Пузыря (покраснения, поглощения, поляризации и абсорбционных линий) показал, что только карта LBV19 изображает Пузырь как область пониженной объемной плотности пыли, и это является, скорее всего, проявлением систематических ошибок LBV19. Настоящее исследование позволяет нам проверить, какие наборы данных показывают падение объемной плотности пыли в Пузыре.

Для проверки этого мы вычислили параметры нашей модели с использованием G17, LBV19 и АКQ22 (GSZ19 не дает поглощений вблизи Солнца), но обнулив все поглощения в Местном Пузыре, т.е. допустив область пониженной объемной плотности пыли вблизи Солнца⁸. Мы варьировали радиус Пузыря от 0 до 200 пк. Оказалось, что только для LBV19 и только в радиусе меньше 80 пк от Солнца обнуление поглощений уменьшает стандартное отклонение невязок A_V и увеличивает коэффициент корреляции, т.е. улучшает соответствие данных и модели. Таким образом, LBV19, в отличие от G17 и АКQ22, предполагает область пониженной объемной плотности распределения пыли в радиусе 80 пк от Солнца.

ПРИМЕНЕНИЕ К СКОПЛЕНИЯМ И ПЕРЕМЕННЫМ ЗВЕЗДАМ

Для оценки качества нашей модели мы сравнили ее предсказания с наиболее точными оценками поглощения для рассеянных и шаровых скоплений, а

также для переменных звезд типа RR Лиры и классических цефеид. Мы отобрали оценки, полученные для переменных звезд на основе зависимостей период—светимость—металличность, а для скоплений — путем сопоставления диаграмм ‘цвет—величина’ с теоретическими изохронами. Кроме того, мы рассмотрели оценки поглощения для множества переменных RR Лиры в ближайшем килопарсеке, в шаровом скоплении NGC288 и в карликовой галактике Ursa Major II, полученные Клементини и др. (2022) из анализа данных Gaia DR3 на основе зависимости период—цвет—амплитуда для переменных звезд в фундаментальной моде. Все использованные нами оценки покраснения или поглощения пересчитаны в оценки поглощения A_V с использованием закона поглощения CCM89 с $R_V = 3.1$. Сравнение оценок для одних и тех же объектов из разных литературных источников выявило разности между ними, которые иногда значительно превосходят неопределенности, декларированные авторами. Это говорит о недооценке авторами систематических ошибок. Отметим, что некоторый вклад в разногласие оценок могут вносить нерассматриваемые нами возможные пространственные вариации закона поглощения.

Для предсказаний модели использован набор параметров из табл. 1 для АКQ22, как основанный на наиболее обширном, точном и новом материале. Точность предсказаний зависит от широты. Как отмечено ранее, наша модель дает неточные предсказания и для точечных, и для протяженных объектов вдали от Солнца в низких широтах, при $(X^2 + Y^2)^{0.5} > 1200$ пк и $|b| < 24^\circ$. Сравнение с оценками для скоплений и переменных звезд подтвердило это. Далее такие скопления и звезды не рассматриваются, за исключением некоторых наглядных примеров.

Сравнение для 34 галактических шаровых скоплений и карликовой галактики Ursa Major II представлено на рис. 8. Мы рассмотрели все известные шаровые скопления с $|b| > 24^\circ$ и ближе 40 кпк от Солнца. Для более далеких скоплений фотометрия на диаграмме ‘цвет—величина’ недостаточно глубока для точных оценок. Кроме них мы рассмотрели три скопления, чтобы показать ограничения нашей модели: NGC6121 и NGC6171 находятся близко к галактическому экватору ($b \approx 16^\circ$ и $b \approx 23^\circ$ соответственно) и при этом далеко от Солнца (2.2 и 6.4 кпк соответственно), а Palomar 15 — слишком далеко от Солнца (≈ 45 кпк). Мы использовали оценки покраснения/поглощения из исследований Вагнера-Кайзера и др. (2016), Вагнера-Кайзера и др. (2017), Доттера и др. (2010), Доттера и др. (2011), Беллаццини и др. (2002), Коха, МакВильяма (2014), Хамрика и др. (2021), Ортолани, Граттон (1990) и Хамрена и др. (2013), отдавая им

⁸ Обнуление поглощений ближе 40 пк от Солнца совершенно не изменяет стандартные отклонения невязок A_V и коэффициенты корреляции, так как поглощения здесь и так очень близки к нулю.

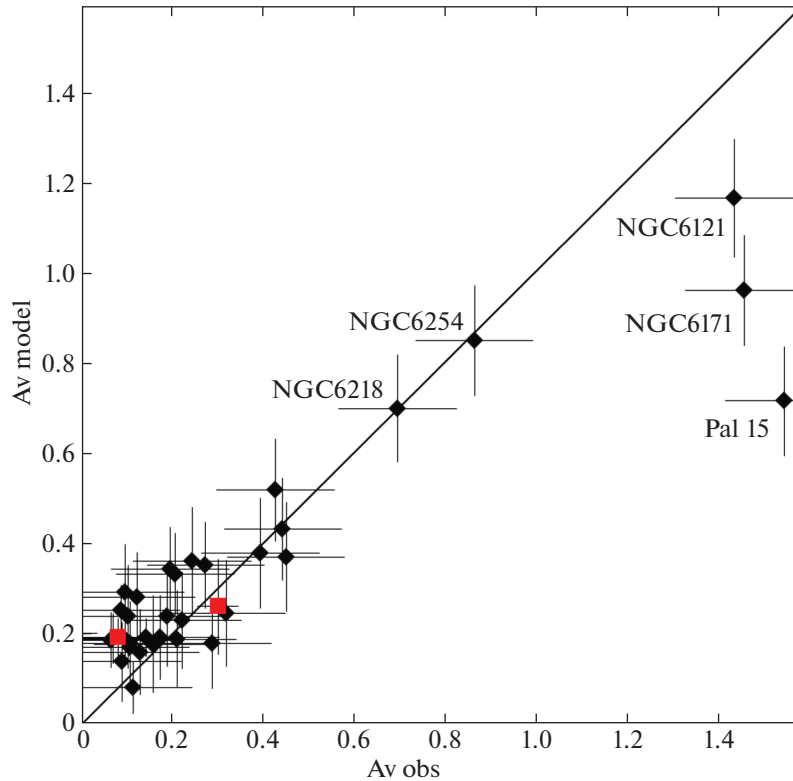


Рис. 8. Оценки A_V для галактических шаровых скоплений из литературы в сопоставлении с предсказаниями нашей модели — черные ромбы. Оценки Клементини и др. (2022) отмечены красными квадратами.

предпочтение именно в таком порядке, если для скопления есть оценки в разных публикациях.

Для всех взятых из литературы оценок покраснения/поглощения для шаровых скоплений мы приняли наиболее реалистичную на наш взгляд оценку неопределенности $\sigma(A_V) = 0.13$. Для оценок из Клементини и др. (2022) мы приняли неопределенности, декларированные авторами. Отметим, что хотя в наиболее популярной базе данных шаровых скоплений Харриса (1996, последняя версия 2010 г.) для всех известных галактических шаровых скоплений есть оценки покраснения/поглощения, однако многие из них либо вычислены до 1990 г. с использованием изохрон очень низкой точности, либо вообще взяты из карты Шлегеля и др. (1998), недооценивающей поглощение в средних и высоких широтах, как отмечено ранее.

Рисунок 8 показывает хорошее согласие предсказаний нашей модели с оценками из литературы для большинства шаровых скоплений. Однако обособленная группа скоплений демонстрирует некоторое разногласие между наблюдаемым $A_V \approx 0.10$ и предсказанным $A_V \approx 0.25$ поглощениями. Это говорит о возможной переоценке небольших поглощений нашей моделью.

Несмотря на большое число недавних публикаций с оценками поглощения для рассеянных

скоплений, трудности в выявлении членов скопления, небольшое число членов, вырожденность поглощения и металличности, возможное изобилие пыли внутри скопления и другие трудности снижают точность оценок. Примеры сравнительно точных оценок для скоплений в совершенно разных направлениях даны Ниу и др. (2020), Монтейро и др. (2020), Хе и др. (2021), Джексон и др. (2022). На рис. 9 показаны эти оценки поглощения в сравнении с предсказаниями нашей модели. Для оценок Хе и др. (2021) принята неопределенность $\sigma(A_V) = 0.2$. Видно приемлемое согласие как для скоплений с $(X^2 + Y^2)^{0.5} < 1000$ пк, так и для многих с $1000 < (X^2 + Y^2)^{0.5} < 1200$ пк. Как и для шаровых скоплений, разногласие наблюдаемых и предсказанных оценок для небольших поглощений говорит в пользу некоторой их переоценки нашей моделью.

Многие скопления, для которых наблюдаемое поглощение гораздо больше предсказанного, содержат области текущего звездообразования и, следовательно, пыль внутри скопления. Эта пыль не учитывается нашей моделью. Поэтому такие скопления, известные нам, исключены из рассмотрения. Для примера нами оставлено и отмечено на рис. 9 скопление NGC 2183, погруженное в газопылевое облако.

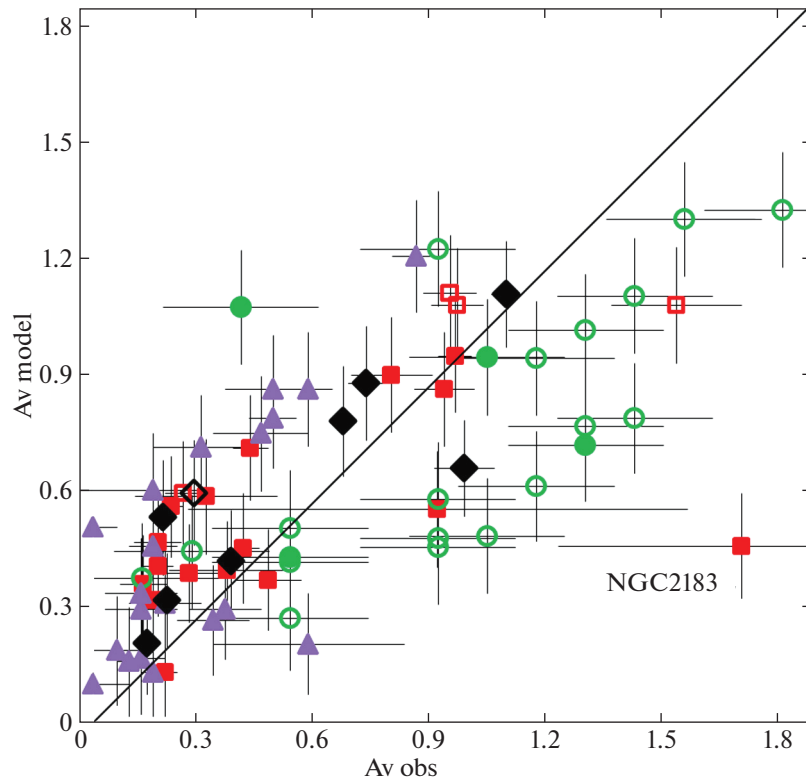


Рис. 9. Оценки A_V для рассеянных скоплений из литературы в сопоставлении с предсказаниями нашей модели: из Ниу и др. (2020) — черные ромбы, Монтейро и др. (2020) — красные квадраты, Хе и др. (2021) — зеленые круги, Джексон и др. (2022) — фиолетовые треугольники. Сплошными и открытыми символами отмечены скопления в пределах $(X^2 + Y^2)^{0.5} < 1000$ и $1000 < (X^2 + Y^2)^{0.5} < 1200$ пк соответственно.

На рис. 10 показаны оценки поглощения для цефеид и сверхгигантов из работы Ковтюха и др. (2008) и цефеид из Лазовика, Расторгуева (2020) в сравнении с предсказаниями нашей модели. Для сверхгигантов принята неопределенность $\sigma(A_V) = 0.15$. Разногласия между оценками поглощения для общих цефеид из этих двух работ часто существенно превосходят декларируемые неопределенности. Как и для скоплений, видно, что небольшие поглощения, возможно, переоценены нашей моделью. При наблюдаемой $A_V > 1.2$ характер разногласий между наблюдениями и предсказаниями меняется для цефеид, но, видимо, не для сверхгигантов. Следовательно, эти разногласия нельзя полностью объяснить ошибками нашей модели.

На рис. 11 показаны оценки поглощения для 39 и 131 переменных RR Лиры из исследований Дамбиса и др. (2013) и Клементини и др. (2022) соответственно в сопоставлении с предсказаниями нашей модели. Мы не использовали оценки Дамбиса и др. (2013) для звезд с $|b| > 25^\circ$, так как они воспроизводят оценки из модели Дриммеля и др. (2003). Для оценок Дамбиса и др. (2013) принята неопределенность $\sigma(A_V) = 0.15$. Данные Клементини и др. (2022) очищены от посторонних

звезд, ошибочно идентифицированных в проекте Gaia как переменные RR Лиры, с помощью ограничения по абсолютной величине для широкой полосы Gaia $0 < M_G < 1.43$. Отметим, что для многих переменных RR Лиры Клементини и др. (2022) получили отрицательные поглощения. Даже медиана поглощения для звезд RR Лиры при $|b| > 50^\circ$ отрицательна: $A_V = -0.01$. Более того, согласно Клементини и др. (2022), в высоких широтах поглощение убывает с расстоянием. Мы отобрали близкие звезды RR Лиры как звезды с параллаксом Gaia больше 0.5 мсек. дуги и относительной точностью параллакса лучше 0.1. Для них медиана поглощения также очень мала: $A_V = 0.02$. Таким образом, фактически оценки Клементини и др. (2022) предполагают нулевое поглощение сквозь весь слой пыли поперек Галактики в районе Солнца. Соответственно, эта нереалистичная оценка создает видимое на рис. 11 расхождение наблюдений с предсказаниями нашей модели. Видимо, калибровки для переменных RR Лиры должны быть пересмотрены. А общий вопрос о поглощении сквозь весь слой пыли поперек Галактики требует особого внимания.

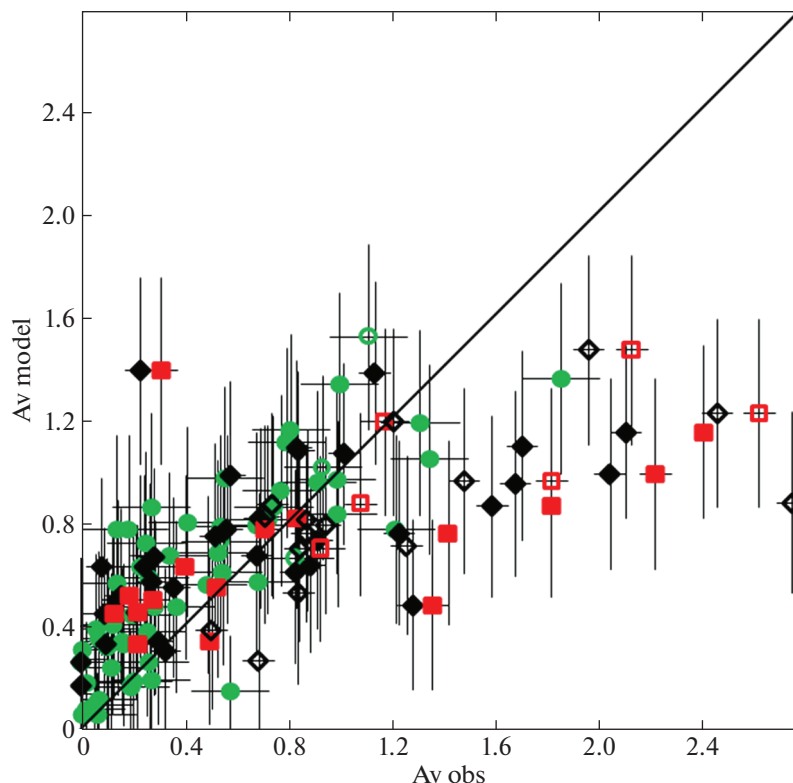


Рис. 10. Оценки A_V для цефеид и сверхгигантов из литературы в сопоставлении с предсказаниями нашей модели: цефеиды из Ковтюха и др. (2008) — черные ромбы, цефеиды из Лазовика, Расторгуева (2020) — красные квадраты, сверхгиганты из Ковтюха и др. (2008) — зеленые круги. Сплошными и открытыми символами отмечены звезды в пределах $(X^2 + Y^2)^{0.5} < 1000$ и $1000 < (X^2 + Y^2)^{0.5} < 1200$ пк соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем исследовании мы представили новую версию нашей трехмерной аналитической модели пространственных вариаций межзвездного поглощения. Это пятая версия модели после представленных Гончаровым (2009), Гончаровым (2012б), Гончаровым (2019) и Гончаровым, Мосенковым (2021б). Эта версия описывает трехмерное распределение пыли в ближайшем килопарсеке в трех пересекающихся слоях: вдоль основной плоскости Галактики, в поясе Гулда и в слое, проходящем через комплексы облаков в Цефее и Хамелеоне. Каждый слой имеет экспоненциальные вертикальные и синусоидальные долготные вариации пространственной плотности пыли. Экваториальный слой бесконечен вдоль осей X и Y и сдвинут относительно Солнца вдоль оси X . Остальные слои имеют конечные эллиптические основные плоскости, сдвинутые относительно Солнца по всем трем координатам.

Основные плоскости слоев, как оказалось, проходят вблизи всех крупнейших комплексов облаков ближайшего килопарсека: Gemini, Monoceros, Vela, Coal Sack, Cygnus Rift и Auriga для экваториального слоя, Taurus, Orion, Gum Nebula,

Lupus, Ophiuchus, Aquila Rift, Lacerta и Perseus для пояса Гулда, Chamaeleon, Corona Australis, Aquila South, Cepheus Flare и Polaris Flare для слоя Цефея–Хамелеона. Однако важнее то, что мы получили согласующиеся оценки 29 параметров нашей модели при использовании для их вычисления четырех наиболее точных и обширных наборов данных: поглощений для 993 291 гигантов из AKQ22, полученных по результатам Gaia, а также трех трехмерных карт покраснения G17, LBV19, GSZ19. Это обосновывает возможность использования нашей модели для предсказания поглощения в любой точке диффузной среды в ближайшем килопарсеке, а в высоких широтах ($|b| > 24^\circ$) — и далеко за его пределами. Точность предсказания поглощения A_V нашей моделью для звезды или точки пространства составляет от 0.07^m до 0.37^m для высоких и низких широт соответственно. Эта точность ограничена естественными флуктуациями межзвездной пылевой среды. Среднее или медианное поглощение для протяженных объектов или небольших областей пространства, когда игнорируются флуктуации среды, наша модель дает с очень высокой точностью от 0.04^m до 0.15^m для высоких и низких широт соответственно.

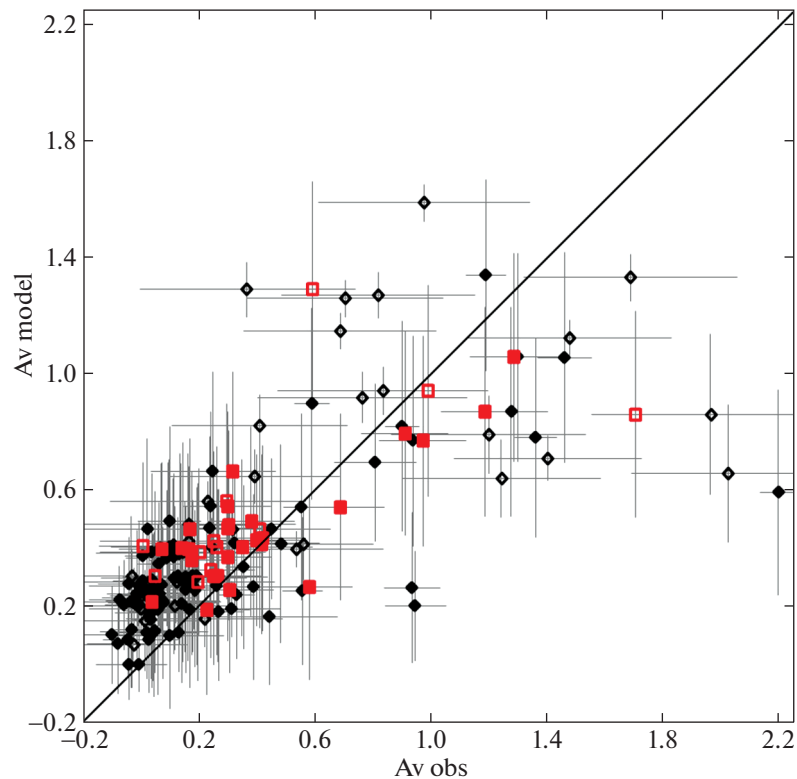


Рис. 11. Оценки A_V для переменных RR Лиры из исследований Дамбиса и др. (2013, красные квадраты) и Клементини и др. (2022, черные ромбы) в сопоставлении с предсказаниями нашей модели. Сплошными и открытыми символами отмечены звезды в пределах $(X^2 + Y^2)^{0.5} < 1000$ и $1000 < (X^2 + Y^2)^{0.5} < 1200$ пк соответственно.

Наклоненные к основной плоскости Галактики пылевые слои пояса Гулда и Цефея–Хамелеона, согласно нашей модели, дают основной вклад в поглощение в высоких широтах. Таким образом, наша модель количественно описывает свойства ‘контейнеров’ пыли, которые могут обеспечить сравнительно большое поглощение $A_V = 0.12^m$ сквозь весь полуслой галактической пыли над или под Солнцем, полученное недавно АКQ22 по результатам Gaia.

Настоящее исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 20-72-10052).

Мы благодарим Максима Ховричева за помощь в доступе к интернет-ресурсам, Антона Дряничкина, Евгения Евсеева, Марину Гаранину, Евгения Гордеева, Павла Попова, Наталию Светлову за помощь в вычислениях.

Авторы выражают благодарность рецензентам за полезные замечания.

В работе использованы ресурсы Страсбургского центра астрономических данных (<http://cdsweb.u-strasbg.fr>), включая базу данных

SIMBAD и сервис X-Match. Это исследование использует систему онлайн визуализации данных Filtergraph (Бургер и др., 2013, <https://filtergraph.com>). Эта работа использует результаты миссии Gaia Европейского Космического агентства (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные Консорциумом Обработки и Анализа Данных Gaia (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аморес, Лепине (E.B. Amôres and J.R.D. Lépine), *Astron. J.* **130**, 659 (2005).
2. Аморес, Лепине (E.B. Amôres and J. R. D. Lépine), *Astron. J.* **133**, 1519 (2007).
3. Андерс и др. (F. Anders, A. Khalatyan, A.B.A. Queiroz, C. Chiappini, J. Ardevol, L. Casamiquela, F. Figueras, Ó. Jiménez-Arranz, C. Jordi, et al.), *Astron. Astrophys.* **658**, A91 (2022).
4. Арену и др. (F. Arenou, M. Grenon, and A. Gomez), *Astron. Astrophys.* **258**, 104 (1992).
5. Беллаццини и др. (M. Bellazzini, F.R. Ferraro, and R. Ibata), *Astron. J.* **124**, 915 (2002).
6. Бобылев В.В., *Астрофизика* **57**, 625 (2014) [V.V. Bobylev, *Astrophysics* **57**, 583 (2014)].

7. Бургер и др. (D. Burger, K.G. Stassun, J. Pepper, R.J. Siverd, M. Paegert, N.M. De Lee, and W.H. Robinson), *Astron. Comput.* **2**, 40 (2013).
8. Вагнер-Кайзер и др. (R. Wagner-Kaiser, D.C. Stenning, A. Sarajedini, T. von Hippel, D.A. van Dyk, E. Robinson, N. Stein, and W.H. Jefferys), *MNRAS* **463**, 3768 (2016).
9. Вагнер-Кайзер и др. (R. Wagner-Kaiser, A. Sarajedini, T. von Hippel, D.C. Stenning, D.A. van Dyk, E. Jefferys, E. Robinson, N. Stein, J. Anderson, and W.H. Jefferys), *MNRAS* **468**, 1038 (2017).
10. Гая (Gaia Collaboration), *Astron. Astrophys.* **616**, A1 (2018).
11. Гая (Gaia collaboration), *Astron. Astrophys.* **649**, A1 (2021a).
12. Гая (Gaia collaboration), *Astron. Astrophys.* **649**, A3 (2021b).
13. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **35**, 862 (2009) [G. A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **35**, 780 (2009)].
14. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **36**, 615 (2010) [G. A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **36**, 584 (2010)].
15. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **38**, 15 (2012a) [G. A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **38**, 12 (2012a)].
16. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **38**, 108 (2012b) [G. A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **38**, 87 (2012b)].
17. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **38**, 776 (2012c) [G. A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **38**, 694 (2012c)].
18. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **43**, 521 (2017) [G. A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **43**, 472 (2017)].
19. Гончаров Г.А., *Письма в Астрон. журн.* **45**, 650 (2019) [G. A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **45**, 605 (2019)].
20. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **470**, L97 (2017a).
21. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **472**, 3805 (2017b).
22. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **475**, 1121 (2018).
23. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **483**, 299 (2019).
24. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **500**, 2590 (2021a).
25. Гончаров, Мосенков (G.A. Gontcharov and A.V. Mosenkov), *MNRAS* **500**, 2607 (2021b).
26. Грин и др. (G.M. Green, E.F. Schlafly, D.P. Finkbeiner, H.-W. Rix, N. Martin, W. Burgett, P.W. Draper, H. Flewelling, K. Hodapp, et al.), *Astrophys. J.* **810**, 25 (2015).
27. Грин и др. (G.M. Green, E.F. Schlafly, D.P. Finkbeiner, H.-W. Rix, N. Martin, W. Burgett, P.W. Draper, H. Flewelling, K. Hodapp, et al.), *MNRAS* **478**, 651 (2018).
28. Грин и др. (G.M. Green, E.F. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **887**, 93 (2019).
29. Дамбис и др. (A.K. Dambis, L.N. Berdnikov, A.Y. Kniazev, V.V. Kravtsov, A.S. Rastorguev, R. Seifako, and O.V. Vozyakova), *MNRAS* **435**, 3206 (2013).
30. Джексон и др. (R.J. Jackson, R.D. Jeffries, N.J. Wright, S. Randich, G. Sacco, A. Bragaglia, A. Hourihane, E. Tognelli, S. Degl'Innocenti, et al.), *MNRAS* **509**, 1664 (2022).
31. Доттер и др. (A. Dotter, A. Sarajedini, J. Anderson, A. Aparicio, L.R. Bedin, B. Chaboyer, S. Majewski, A. Marín-Franch, A. Milone, et al.), *Astrophys. J.* **708**, 698 (2010).
32. Доттер и др. (A. Dotter, A. Sarajedini, and J. Anderson), *Astrophys. J.* **738**, 74 (2011).
33. Дриммель, Шпергель (R. Drimmel and D.N. Spergel), *Astrophys. J.* **556**, 181 (2001).
34. Дриммель и др. (R. Drimmel, A. Cabrera-Lavers, and M. López-Corredoira), *Astron. Astrophys.* **409**, 205 (2003).
35. Дэйм и др. (T.M. Dame, Dap Hartmann, and P. Thaddeus), *Astrophys. J.* **547**, 792 (2001).
36. Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
37. Кирк и др. (J.M. Kirk, D. Ward-Thompson, J. Di Francesco, T.L. Bourke, N.J. Evans II, B. Merín, L.E. Allen, L.A. Cieza, M.M. Dunham, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **185**, 198 (2009).
38. Клементини и др. (G. Clementini, V. Ripepi, A. Garofalo, R. Molinaro, T. Muraveva, S. Leccia, L. Rimoldini, B. Holl, G. Jevardat de Fombelle, et al.), *arXiv:2206.06278* (2022).
39. Ковтюх и др. (V.V. Kovtyukh, C. Soubiran, R.E. Luck, D.G. Turner, S.I. Belik, S.M. Andrievsky, and F.A. Cherkonadskikh), *MNRAS* **389**, 1336 (2008).
40. Кох, МакВильям (A. Koch and A. McWilliam), *Astron. Astrophys.* **565**, A23 (2014).
41. Кун и др. (M. Kun, Z.T. Kiss, and Z. Balog), *Handbook of Star Forming Regions Vol. I: The Northern Sky Astronomical Society of the Pacific Monograph Publications*, V. 4., Ed. Bo Reipurth, 136 (2008).
42. Лазовик, Расторгуев (Y.A. Lazovik and A.S. Rastorguev), *Astron. J.* **160**, 136 (2020).
43. Лаллемент и др. (R. Lallement, C. Babusiaux, J.L. Vergely, D. Katz, F. Arenou, B. Valette, C. Hottier, and L. Capitano), *Astron. Astrophys.* **625**, A135 (2019).
44. Майснер, Финкбайнер (A.M. Meisner and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **798**, 88 (2015).
45. Монтейро и др. (H. Monteiro, W.S. Dias, A. Moitinho, T. Cantat-Gaudin, J.R.D. Lépine, G. Carraro, and E. Paunzen), *MNRAS* **499**, 1874 (2020).
46. Ниу и др. (H. Niu, J. Wang, and J. Fu), *Astrophys. J.* **903**, 93 (2020).

47. Ортолани, Граттон (S. Ortolani and R. Gratton), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **82**, 71 (1990).
48. Паренаго П.П., *Курс звездной астрономии* (М.: ГИТТЛ, 1954).
49. Перриман (M. Perryman), *Astronomical Applications of Astrometry: Ten Years of Exploitation of the Hipparcos Satellite Data* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2009).
50. Скрутские и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, C. Beichman, R. Capps, T. Chester, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
51. Спилкер и др. (A. Spilker, J. Kainulainen, and J. Orkisz), *Astron. Astrophys.* **653**, 63 (2021).
52. Хамрен и др. (K.M. Hamren, G.H. Smith, P. Guhathakurta, A.E. Dolphin, D.R. Weisz, A. Rajan, and C.J. Grillmair), *Astron. J.* **146**, 116 (2013).
53. Хамрик и др. (P. Hamrick, A. Banskal, and K. Tock), *Journal of the American Association of Variable Star Observers* **49**, 192 (2021).
54. Харрис (W.E. Harris), *Astron. J.* **112**, 1487 (1996).
55. Хе и др. (Z.-H. He, Y. Xu, C.-J. Hao, Z.-Y. Wu, and J.-J. Li), *Research in Astronomy and Astrophysics* **21**, (93).
56. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, L. Denneau, P.W. Draper, D. Farrow, et al.), arXiv:1612.05560 (2016).
57. Чекай и др. (M.A. Czekaj, A.C. Robin, F. Figueras, X. Luri, and M. Haywood), *Astron. Astrophys.* **564**, 102 (2014).
58. Чен и др. (B.-Q. Chen, G.-X. Li, H.-B. Yuan, Y. Huang, Z.-J. Tian, H.-F. Wang, H.-W. Zhang, C. Wang, and X.-W. Liu), *MNRAS* **493**, 351 (2020).
59. Чилингарян, Золотухин (I.V. Chilingarian and I.Yu. Zolotukhin), *MNRAS* **419**, 1727 (2012).
60. Чилингарян и др. (I.V. Chilingarian, I.Yu. Zolotukhin, I.Yu. Katkov, A.-L. Melchior, E.V. Rubtsov, and K.A. Grishin), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **228**, 14 (2017).
61. Шлегель и др. (D.J. Schlegel, D.P. Finkbeiner, and M. Davis), *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).

К ТЕОРИИ ПРОИСХОЖДЕНИЯ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКИХ ВСПЛЕСКОВ НА ПУЛЬСАРЕ В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

© 2022 г. В. В. Железняков¹, В. Е. Шапошников^{1,2*}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

²НИУ Высшая школа экономики Нижегородский филиал, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 26.07.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.; принята к публикации 05.10.2022 г.

В приближении геометрической оптики изучены распространение и условия выхода микроволнового радиоизлучения из локального источника квазигармонических всплесков, представляющего собой токовый слой, заполненный электрон-протонной и электрон-позитронной плазмой. Сравнительный анализ этих корпускулярных составов показал, что в электрон-протонном варианте выход в магнитосферу необыкновенной компоненты излучения невозможен, в отличие от обыкновенной компоненты, свободно выходящей из источника. В электрон-позитронной плазме ситуация с выходом необыкновенной компоненты сохраняется. Однако для обыкновенного излучения установлен критерий эффективного выхода из токового слоя в окружающую магнитосферу. В обоих вариантах корпускулярного состава выходящее излучение поляризовано одинаково (линейно в соответствии с известными результатами наблюдений Хэнкинса и Эйлек). Проведенное рассмотрение не позволяет сделать определенный выбор между обоими составами плазмы в источнике на примере одного объекта — пульсара в Крабе. Необходимы дальнейшие исследования — поиск других объектов типа пульсара в Крабе.

Ключевые слова: пульсар в Крабе, магнитосфера, токовый слой, радиоизлучение.

DOI: 10.31857/S0320010822100059

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая статья является продолжением публикации Железняков, Беспалов (2018) и Железняков, Шапошников (2020), в которых была предложена и исследована конкретная модель источника квазигармонических микроволновых всплесков (“high-frequency interpulses” по терминологии Хэнкинс и др., 2015) в магнитосфере нейтронной звезды — пульсаре в Крабовидной туманности. Пример такой структуры динамического спектра, полученного на радиоспектрографе в Аресибо (Пуэрто-Рико) с высоким временным и частотным разрешением (Эйлек, Хэнкинс, 2006), приведен на рис. 1. Модель, обсуждаемая в работах Железняков, Беспалов (2018), Железняков, Шапошников (2020), представляет собой нейтральный токовый слой (слой Харриса (Харрис, 1962)) с наложенным поперечным магнитным полем, в котором реализуется механизм генерации, основанный на эффекте двойного плазменного резонанса (ДПР). Двойным плазменным резонансом в теории плазмы называется совпадение частоты верхнего гибридного

резонанса ω_{UH} с одной из гармоник электронной гирочастоты $s\omega_B$: $\omega_{UH} \approx s\omega_B$ (s — номер гармоники). Эффект двойного плазменного резонанса заключается в существенном (на один-два порядка) увеличении инкремента возбуждения плазменных (электростатических) волн. На существование такого эффекта в плазме указали Перлстейн и др. (1966). Затем Железняков, Злотник (1975) развили кинетическую теорию этого эффекта и предложили на ее основе интерпретацию наблюдаемой зebra-структуры в динамических спектрах спорадического радиоизлучения Солнца. При этом появление электромагнитного излучения, выходящего за пределы источника, обусловлено процессами рассеяния — релеевским рассеянием на частицах плазмы и индуцированным комбинационным рассеянием (“слиянием”) возбужденных плазменных волн (Железняков и др., 2012).

Zebra-структура в солнечном радиоизлучении во многом аналогична структурам, обнаруженным Хэнкинс, Эйлек (2007) в квазигармонических всплесках на пульсаре в Крабовидной туманности. Это послужило основанием указать на высокую вероятность совпадения механизмов генерации

*Электронный адрес: sh130@ipfran.ru

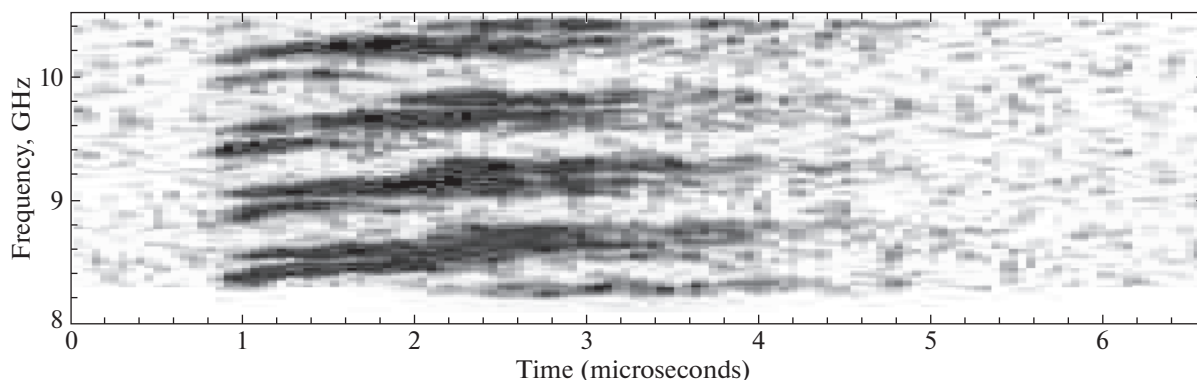


Рис. 1. Динамический спектр квазигармонического всплеска (Эйлек, Хэнкинс, 2006, рис. 4).

этих компонент, несмотря на существенное различие в условиях магнитосферы пульсара и солнечной короны (см. в этой связи статью Железняков и др., 2012). Однако здесь требует специального исследования проблема корпускулярного состава плазмы в локальном источнике всплесков на пульсаре в Крабовидной туманности. Дело в том, что нередко начиная с модели Голдрейха—Джулиана, (Голдрейх, Джулиан, 1969) исходят из предположения об электрон-позитронном составе магнитосфер радиопульсаров. Эта модель построена на основе решения задачи о вращающейся в вакууме нейтронной звезде с сильным магнитным полем (см., например, обзоры Бескин и др., 1986; Бескин, 2018, и приведенную там литературу). Несмотря на многочисленные работы, развивающие ее различные аспекты, модель Голдрейха—Джулиана пока не получила убедительных наблюдательных свидетельств в свою пользу. В статьях Железняков, Беспалов (2018), Железняков, Шапошников (2020) предполагалось, что локальный источник квазигармонических всплесков заполнен нерелятивистской электрон-протонной плазмой. В предлагаемой работе мы рассматриваем возможность электрон-позитронного состава в источнике квазигармонических всплесков на пульсаре в Крабе и сопоставляем ее с электрон-протонным вариантом.

2. МОДЕЛЬ ТОКОВОГО СЛОЯ — ИСТОЧНИКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ С КВАЗИГАРМОНИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Модель источника микроволнового излучения с квазигармонической структурой описана в работах Железняков и др. (2012), Железняков, Беспалов (2018), Железняков, Шапошников (2020). Здесь мы приводим только те особенности этой модели, которые наиболее существенны для понимания дальнейшего изложения.

Для реализации ДПР необходимо, чтобы циклотронная частота ω_B была много меньше ленгмюровской частоты ω_p . Это может быть реализовано в источнике со слабым магнитным полем и относительно высокой электронной плотностью плазмы, расположенном в магнитосфере пульсара, обладающим сильным магнитным полем. В работе Железняков и др. (2012) на роль такого источника был предложен нейтральный токовый слой с поперечным магнитным полем (см. рис. 2, 3). Этот токовый слой представляет собой локальное образование в виде магнитной ловушки в магнитосфере пульсара, в которой захвачены энергичные

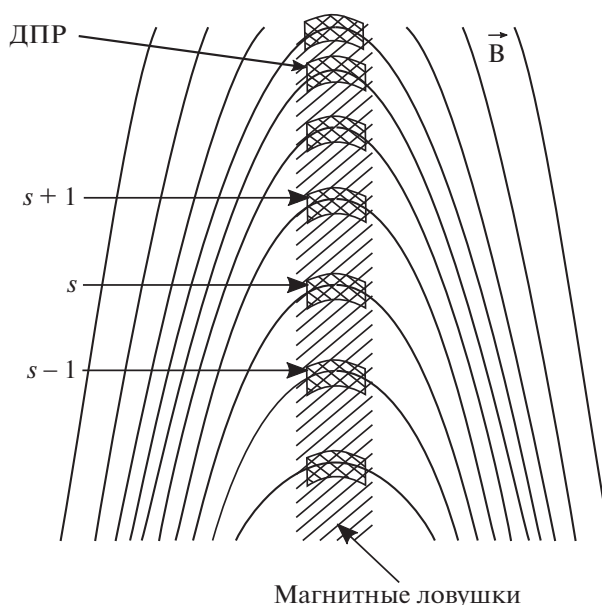


Рис. 2. Схематическое представление источника микроволнового излучения пульсара с квазигармонической структурой. Заштрихованная область в центре показывает область плазмы с примесью неравновесных частиц, где реализуется эффект ДПР.

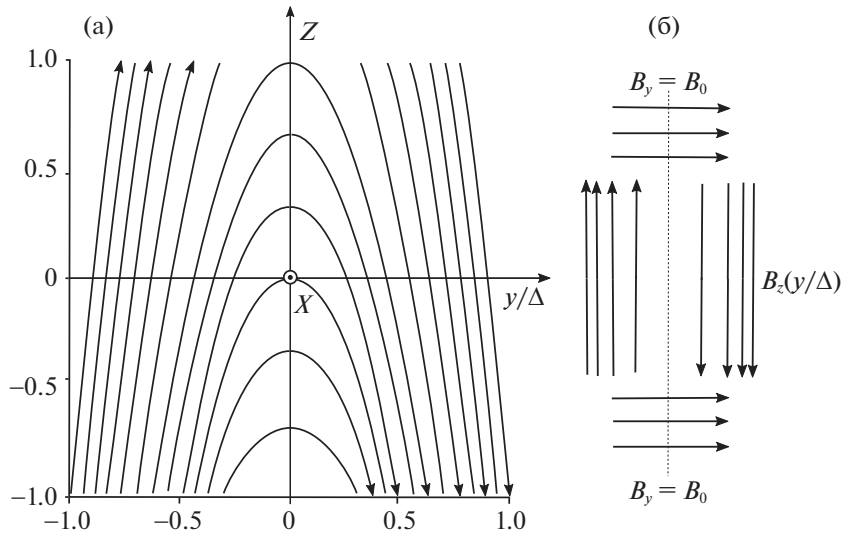


Рис. 3. Модельное магнитное поле (а), созданное токовым слоем Харриса с наложенным на слой поперечным магнитным полем (б). Координата y нормирована на толщину слоя Δ .

электроны с типичной для таких электронов функцией распределения по скоростям, особенностью которой является дефицит электронов с малыми поперечными относительно магнитного поля скоростями и нулевой средней скоростью вдоль магнитного поля. Электроны с такой неравновесной функцией распределения обуславливают возникновение неустойчивости и интенсивное возбуждение плазменных волн при двойном плазменном резонансе. Неравновесные электроны сосредоточены в основном в центре слоя в узкой полосе (заштрихованная область на рис. 2) вследствие резкого роста магнитного поля на краях этой полосы.

В статье Железняков, Беспалов (2018) были указаны значения плотности плазмы $N \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и величины поперечного магнитного поля $B_{\perp} \sim 10^2 \text{ Гс}$ в центре слоя и $B \sim 10^6 \text{ Гс}$ в окружающей токовый слой магнитосфере, необходимые для генерации наблюдаемого излучения с квазигармонической структурой. Эти параметры были получены из сопоставления теоретического частотного спектра с наблюдаемым в предположении, что частота одной из квазигармонических полос излучения соответствует десятой циклотронной гармонике. Номер циклотронной гармоники является свободным параметром и выбран для обеспечения наблюдаемого числа полос излучения на динамическом спектре. Следует заметить, что приведенные выше величины параметров токового слоя не критичны для модели источника излучения, базирующейся на эффекте двойного плазменного резонанса. Например, для теории двойного плазменного резонанса в токовом слое достаточно условия $B \gg 10^3 \text{ Гс}$ для магнитного поля в окружающей слой магнитосфере

(Железняков, Беспалов, 2018). Указанные параметры значительно отличаются от соответствующих величин в окружающей слой магнитосфере. Высокая плотность плазмы существует только в центре токового слоя и уменьшается на периферии слоя до значений плотности плазмы в окружающей магнитосфере. Величина магнитного поля возрастает к периферии слоя и достигает значений, обычно принимаемых для окружающей магнитосферы.

Эффект двойного плазменного резонанса, заключающийся в увеличении на один-два порядка инкремента неустойчивости электростатических волн на одной из гармоник электронной циклотронной частоты при совпадении частоты верхнего гибридного резонанса с частотой этой циклотронной гармонике, приводит к тому, что в неоднородном источнике двойной плазменный резонанс $\omega_{UH} \approx s\omega_B$ будет выполняться для различных гармоник в пространственно разнесенных областях источника (рис. 2). Сказанное обусловлено тем обстоятельством, что магнитное поле и концентрация плазмы монотонно меняются с различными градиентами вдоль некоторого направления, в нашей модели вдоль токового слоя. В результате излучение такой неоднородной системы будет иметь частотный спектр в виде квазигармонических полос большей или меньшей яркости. Число полос в спектре зависит от соотношения градиентов магнитного поля и концентрации плазмы и при соответствующих условиях может достигать достаточно больших значений (см. детальнее, например, Железняков и др., 2012).

Возбужденные за счет эффекта ДПР плазменные волны трансформируются в электромагнитные волны с частотой ω в результате двух возможных

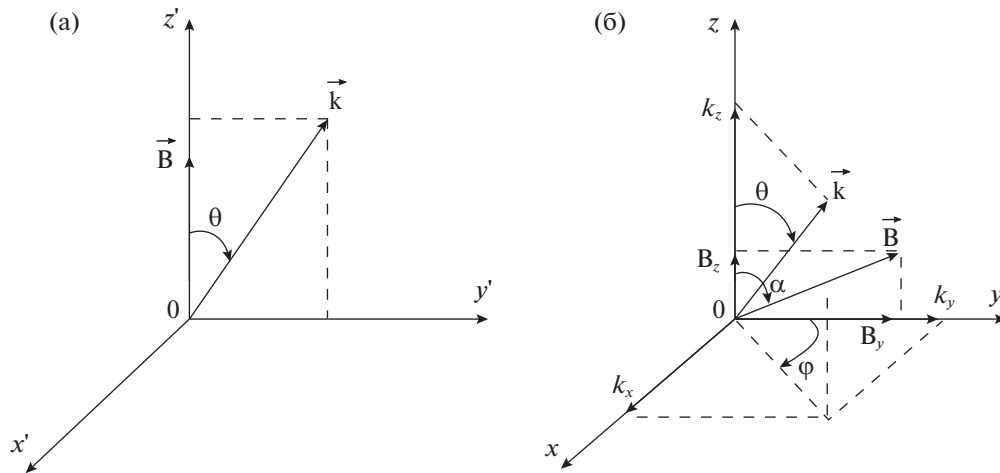


Рис. 4. Ориентация векторов \mathbf{B} и \mathbf{k} относительно осей координат: (а) — система координат I, (б) — система координат II.

процессов — релеевского рассеяния на частицах плазмы и индуцированного комбинационного рассеяния (“слияния”) возбужденных плазменных волн на встречных плазменных волнах с образованием электромагнитной волны, выходящей за пределы источника радиоизлучения (Железняков и др., 2012). Первый процесс происходит с сохранением частоты ($\omega \simeq \omega_{UH}$), второй — с удвоением частоты ($\omega \simeq 2\omega_{UH}$).

Для исследования распространения электромагнитного излучения в источнике и условий выхода за его пределы применим идеализированную модель токового слоя, состоящую из слоя Харриса с наложенным на него ортогональным к слою постоянным магнитным полем (рис. 3). В таком слое распределения магнитного поля \mathbf{B} и плотности плазмы N описываются формулами

$$B_z(y) = -B_m \tanh\left(\frac{y}{\Delta}\right); \quad (1)$$

$$B_y = B_0; \quad B_x = 0; \quad N(y) = N_0 \cosh^{-2}\left(\frac{y}{\Delta}\right),$$

где Δ — толщина токового слоя, B_m — величина магнитного поля на периферии слоя, B_0 и N_0 — соответственно величина магнитного поля и концентрация плазмы в центральной плоскости токового слоя. Величина поля в центральной плоскости B_0 существенно меньше величины магнитного поля на периферии токового слоя B_m :

$$\frac{B_m}{B_0} \equiv \sigma \gg 1. \quad (2)$$

Следуя Железняков, Беспалов (2018), в данной работе мы приняли для определенности в дальнейших оценках следующие значения для параметров слоя: $B_m = 10^6$ Гс, $B_0 = 5 \times 10^2$ Гс и $N_0 = 10^{11}$ см $^{-3}$.

3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Рассмотрим “холодную” (без учета теплового движения частиц) электрон-позитронную плазму с одинаковой концентрацией электронов и позитронов. В этом случае, согласно Ахиезер (1974), тензор диэлектрической проницаемости плазмы в системе координат с осью z' , направленной вдоль магнитного поля \mathbf{B} , и волновым вектором \mathbf{k} в плоскости y', z' (система координат I на рис. 4а) имеет вид

$$\epsilon'_{ij} = \begin{pmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix} \quad (3)$$

с элементами тензора

$$\epsilon = 1 - \frac{2\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_B^2}, \quad \eta = 1 - \frac{2\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (4)$$

Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m_e}$ и $\omega_B = eB/m_e c$ — электронная плазменная и циклотронная частоты соответственно, e и m_e заряд и масса электрона, c — скорость света. Недиагональные элементы тензора ϵ'_{ij} в “холодной” плазме отсутствуют, поскольку вклад в них электронов и позитронов одинаков по величине и противоположен по знаку.

Система дисперсионных уравнений для волн в системе координат I (рис. 4а)

$$\begin{aligned} n^2 - \varepsilon &= 0, \\ n^2(\varepsilon \sin^2 \gamma + \eta \cos^2 \gamma) - \varepsilon \eta, \end{aligned} \quad (5)$$

где γ — угол между векторами \mathbf{B} и \mathbf{k} . Одно из решений (5)

$$n_1^2 = \varepsilon = 1 - \frac{2\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_B^2} \quad (6)$$

с вектором электрического поля \mathbf{E} , ортогональным плоскости векторов \mathbf{B} и \mathbf{k} , соответствует необыкновенной волне (индекс 1) и имеет особенности при $\omega = \pm\omega_B$, соответствующие электронному (знак +) и позитронному (знак –) циклотронному резонансам. Второе решение

$$n_2^2 = \frac{\varepsilon \eta}{\varepsilon \sin^2 \gamma + \eta \cos^2 \gamma} \quad (7)$$

с вектором электрического поля \mathbf{E} , лежащим в плоскости векторов \mathbf{B} и \mathbf{k} , соответствует обыкновенной волне (индекс 2). Оно имеет особенность на частоте, определяемой из условия

$$\begin{aligned} \varepsilon \sin^2 \gamma + \eta \cos^2 \gamma &= \\ = 1 - \frac{2\omega_p^2}{\omega^2} \cos^2 \gamma - \frac{2\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_B^2} \sin^2 \gamma &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Это условие отличается от соответствующего условия для электрон-протонной плазмы лишь наличием множителя 2 перед квадратом плазменной частоты, и его решение можно найти, например, в монографии Ахиезер (1974)¹. Для нашего исследования представляет интерес решение уравнения (8), соответствующее верхнему гибриднему (УН) резонансу. В случае электрон-позитронной плазмы оно имеет вид

$$\begin{aligned} \omega_{\text{УН}} &= \left[\frac{1}{2}(2\omega_p^2 + \omega_B^2) + \right. \\ &+ \left. \frac{1}{2} \sqrt{(2\omega_p^2 + \omega_B^2)^2 - 8\omega_p^2 \omega_B^2 \cos^2 \gamma} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Плазменные волны с частотой $\omega \approx \omega_{\text{УН}}$, возбуждаемые благодаря эффекту ДПР, распространяются почти поперек магнитного поля. Из (9) следует, что для углов γ , близких к $\pi/2$, частота двойного плазменного резонанса

$$\omega_{\text{УН}} \approx \sqrt{2\omega_p^2 + \omega_B^2}, \quad (10)$$

а условие ДПР сводится к форме

$$\sqrt{2\omega_p^2 + \omega_B^2} \approx s\omega_B. \quad (11)$$

В присутствии в плазме неравновесной электронной или электрон-позитронной компоненты именно на этой частоте происходит возбуждение плазменных волн — так называемый эффект двойного плазменного резонанса. Последующая трансформация этих волн в электромагнитное излучение лежит в основе теории происхождения квазигармонических всплесков пульсара в Крабе, которая развита в работах Железняков и др. (2012, 2016), Железняков, Беспалов (2018), Железняков, Шапошников (2020) и в данной статье.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЛОКАЛЬНОМ ИСТОЧНИКЕ С ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМОЙ

В этом разделе мы рассмотрим условия распространения и выхода электромагнитного излучения в модели источника “токовый слой + поперечное магнитное поле”, заполненного электрон-позитронной “холодной” плазмой. В физике плазмы под последним термином обычно понимается нерелятивистская плазма без учета теплового движения частиц. Заметим, что учет теплового движения частиц плазмы необходим при изучении неустойчивости плазменных волн в условиях двойного плазменного резонанса. Для изучения основных особенностей распространения электромагнитных волн в локальном источнике (вне области генерации излучения) достаточно “холодного” приближения. При этом распространение электромагнитных волн исследуется в так называемом пределе геометрической оптики, который реализуется в слабо неоднородной магнитосферной плазме в масштабе длины электромагнитной волны. Соответствующий анализ для локального источника с другим корпускулярным составом (электрон-протонным) в том же приближении будет проведен в следующем разделе 5.

Изучение особенностей распространения электромагнитного излучения в локальном источнике, представленном на рис. 3, удобнее проводить в системе координат II на рис. 4б, где вектор магнитного поля \mathbf{B} лежит в плоскости y, z , а волновой вектор \mathbf{k} имеет произвольное направление. В этом случае все параметры локального источника зависят только от одной координаты y , т.е. источник представляет собой плоскоструйную среду с параметрами, не зависящими от координат x, z .

¹В решении Ахиезер (1974) необходимо заменить массу протона массой позитрона и добавить множитель 2 перед квадратом плазменной частоты.

Тензор диэлектрической проницаемости ε_{ij} в этой системе можно получить из тензора ε'_{ij} с помощью формул преобразования (Гинзбург, 1967)

$$\varepsilon_{ij} = \gamma_{im}\gamma_{jn}\varepsilon'_{mn}, \quad (12)$$

где γ_{im} — косинусы углов между соответствующими осями в системах координат I и II:

$$\begin{aligned} \gamma_{xy'} = \gamma_{xz'} = \gamma_{y'x} = \gamma_{z'x} = \gamma_{yx'} = \gamma_{zx'} = 0; \quad (13) \\ \gamma_{xx'} = 1; \quad \gamma_{yy'} = \gamma_{zz'} = \cos \alpha; \\ \gamma_{yz'} = \sin \alpha; \quad \gamma_{zy'} = -\sin \alpha, \end{aligned}$$

α — угол между осью z и вектором магнитного поля \mathbf{B} . Из (3), (12) и (13) получаем следующее выражение для тензора диэлектрической проницаемости “холодной” электрон-позитронной плазмы в системе координат II:

$$\varepsilon_{ij} = \quad (14)$$

$$= \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon \cos^2 \alpha + \eta \sin^2 \alpha & (\eta - \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha \\ 0 & (\eta - \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha & \varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha \end{pmatrix},$$

где элементы ε и η описываются формулами (4).

Система дисперсионных уравнений для волн в холодной электрон-позитронной плазме в системе II имеет вид

$$\begin{aligned} n^2 - \varepsilon = 0; \quad (15) \\ n_z^2(\varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha) + \\ + 2n_y n_z (\eta - \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha + \\ + (\varepsilon \cos^2 \alpha + \eta \sin^2 \alpha)n_y^2 + \varepsilon(n_x^2 - \eta). \end{aligned}$$

Здесь $n_i = k_i c / \omega$, где k_i — компоненты волнового вектора по осям координат.

В плоскостной среде, которой является нейтральный токовый слой, описываемый соотношениями (1), решение для показателя преломления необыкновенной волны n_1 имеет вид (6), где компонента ε зависит только от координаты y :

$$n_1^2(y) = \varepsilon(y). \quad (16)$$

График изменения $n_1^2(y)$ от центральной плоскости токового слоя $y = 0$, где происходит генерация электромагнитного излучения, до выхода из слоя представлен на рис. 5.

Отметим, что при построении графика на рис. 5 и графиков на следующих рисунках мы для определенности приняли, что возбуждение плазменных волн обязано эффекту ДПР в центре слоя ($y = 0$) на частоте $\omega = s\omega_{B,0}(1 + \delta)$ с $s = 10$ и $\delta = 0.01$, а их конверсия в электромагнитное излучение происходит с сохранением частоты. Избранный

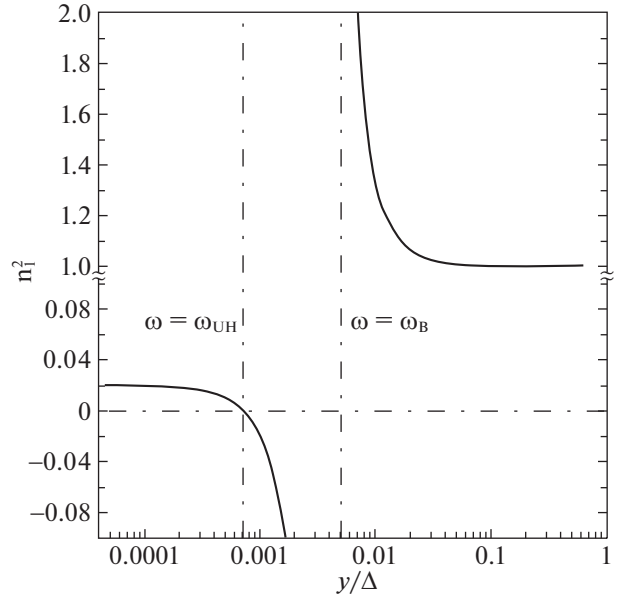


Рис. 5. Зависимость квадрата показателя преломления необыкновенной волны в токовом слое (1) от координаты y . Вертикальными штрихпунктирными линиями отмечены положения плоскостей, где частота волны совпадает с локальными частотами ω_{UH} и ω_B . Горизонтальная линия соответствует нулевому значению показателя преломления.

номер гармоники s соответствует генерации излучения на частоте 3 ГГц^2 . Плазменная частота $\omega_{p,0}$ и циклотронная частота $\omega_{B,0}$ в центре слоя связаны соотношением

$$\omega_{p,0} = \frac{1}{2} \sqrt{(s^2 - 1)} \omega_{B,0}. \quad (17)$$

Параметр $\delta \ll 1$ введен по аналогии с эффектом ДПР в электрон-протонной плазме: согласно статье Железняков, Злотник (1975), инкремент плазменных волн достигает максимального значения при малом отличии частоты возбуждаемой волны от частоты, соответствующей частоте нижней границы гибридной полосы³. Предварительный анализ эффекта ДПР в электрон-позитронной плазме

²Согласно Железняков, Беспалов (2018), локальный источник излучения располагается в магнитосфере пульсара в районе светового цилиндра и вращается вокруг нейтронной звезды со скоростью $v \approx 0.8c$. В этом случае частота излучения в источнике примерно в 3 раза ниже наблюдаемой частоты. Указанная скорость движения локального источника вокруг нейтронной звезды получена из анализа длительности импульса излучения пульсара в Крабе и не зависит от корпускулярного состава его магнитосферной плазмы.

³Гибридная полоса — это интервал частот между соседними циклотронными гармониками, который содержит частоту верхнего гибридного резонанса: $s\omega_B \leq \omega_{UH} \leq (s + 1)\omega_B$.

показывает, что этот результат справедлив и для этой плазмы.

Из уравнения (16) и рис. 5 следует, что свободное распространение электромагнитных волн необыкновенного типа возможно в двух областях, где $n_1^2 > 0$. Однако эти области разделены полосой с границами, на которых частота волны ω совпадает с гирочастотами ω_B и ω_{UH} . В этой полосе $n_1^2 < 0$, т.е. $n_1(y)$ становится мнимой величиной. Это приводит к экспоненциальному затуханию излучения при удалении от центральной плоскости $y = 0$. Затем ослабленное излучение достигает гирочастотного слоя ω_B , где используемое нами приближение геометрической оптики становится

незаконным. Корректное кинетическое рассмотрение требует здесь учета циклотронного поглощения, которое приводит к эффективному затуханию волн необыкновенного типа и фактической блокировке этих волн в источнике излучения. Отметим, что характер изменения показателя преломления необыкновенной волны и положение “слоя непрозрачности” не зависят от направления выхода волны из области генерации (в отличие, как будет показано ниже, от показателя преломления обыкновенной волны).

Для обыкновенных волн решение дисперсионного уравнения (15) имеет более сложный характер:

$$\begin{aligned} n_{2,x} &= n_{2,x}|_{y=0}; & n_{2,z} &= n_{2,z}|_{y=0}; \\ n_{2,y} &= \frac{1}{(\varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha)} \left(-n_{2,z}(\eta - \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha \pm \right. \\ &\left. \pm \sqrt{\varepsilon[\eta(\varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha - n_{2,z}^2) - n_{2,x}^2(\varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha)]} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

В (18) элементы тензора диэлектрической проницаемости (14) ε , η и угол α являются функциями координаты y , знак “ \pm ” обусловлен существованием двух волн с разной величиной и противоположной ориентацией фазовой скорости. На рис. 6 приведены графики⁴ зависимости от координаты y реальной составляющей y -компоненты показателя преломления обыкновенной волны $Re n_{2,y}$ для двух значений угла θ_0 , под которым волна выходит из плоскости генерации $y = 0$.

Из (18) и рис. 6 следует, что для обыкновенной волны резонанс на циклотронной частоте отсутствует, но существует “область непрозрачности”: знак подкоренного выражения в (18) отрицателен, и коэффициент преломления имеет мнимую составляющую. Границы этой области определяются уравнением

$$\begin{aligned} \varepsilon[\eta(\varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha - n_{2,z}^2) - \\ - n_{2,x}^2(\varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha)] = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Одна граница, как и для необыкновенной волны, определяется из условия $\varepsilon = \varepsilon(y) = 0$ и находится в плоскости $y = y_*$, где частота волны совпадает с локальной частотой верхнего гибридного резонанса $\omega = \omega_{UH}(y_*)$. На этой границе направление

волны ортогонально ориентации локального магнитного поля, а ее частота описывается формулой (10). Другая граница находится из условия

$$\begin{aligned} \varepsilon(\varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha - n_{2,z}^2) - \\ - n_{2,x}^2(\varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha) = 0, \end{aligned} \quad (20)$$

и ее положение зависит от направления выхода волны из источника (т.е. от величины компонент $n_{2,x}$ и $n_{2,z}$). В “области непрозрачности” показатель преломления обыкновенных волн, покидающих область генерации под углом $\theta_0 \neq 90^\circ$, не является чисто мнимой величиной (существует отличная от нуля реальная часть компоненты $n_{2,y}$). На рис. 7 в укрупненном масштабе приведены графики изменения $Re n_{2,y}$ вблизи “области непрозрачности” для тех же значений угла θ_0 , что и на рис. 6.

Ослабление волны в слое с комплексным показателем преломления можно оценить, принимая в зависимости $E \sim e^{-\tau}$ (E — амплитуда волны) в качестве коэффициента ослабления τ интеграл от мнимой части $n_{2,y}$:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\omega}{c} \int_{\Delta y} Im n_{2,y} dy \approx \\ &\approx \frac{\Delta \omega_{B0}}{\sqrt{2} \sigma c} \sqrt{\frac{1 + 2\delta s^2}{1 + 4\delta s^2 - s^2 n_{2,z}^2}} \frac{(1 - s^2 n_{2,z}^2)^2}{(1 + s^2 n_{2,z}^2)}. \end{aligned} \quad (21)$$

⁴Без потери общности здесь и далее при построении графиков мы для простоты рассматриваем вариант распространения излучения в плоскости yz (т.е. при $n_{2,x} = 0$).

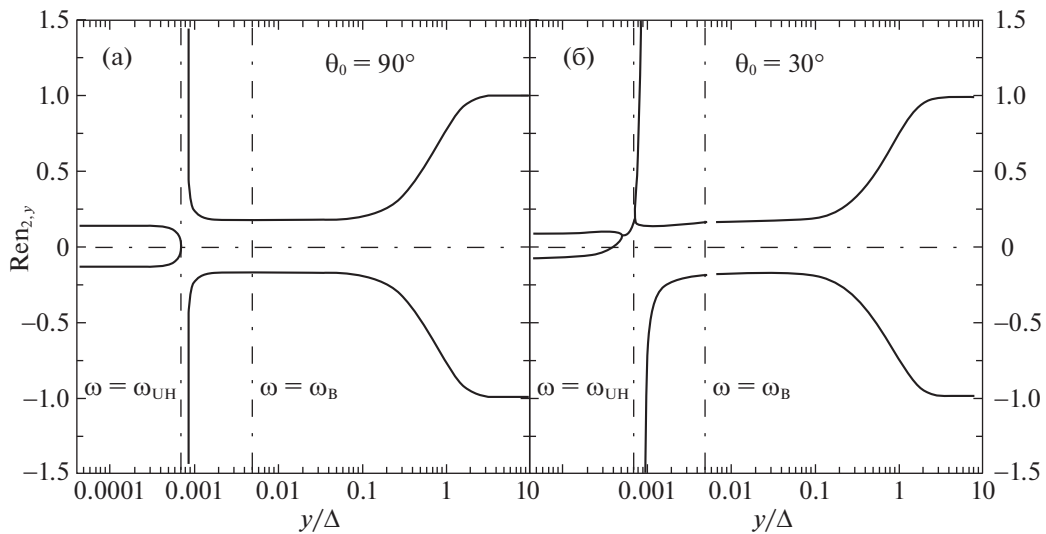


Рис. 6. Зависимость реальной составляющей y -компоненты показателя преломления обыкновенной волны $Ren_{2,y}$ вдоль оси y . Штрихпунктирные линии имеют то же значение, что и на рис. 5.

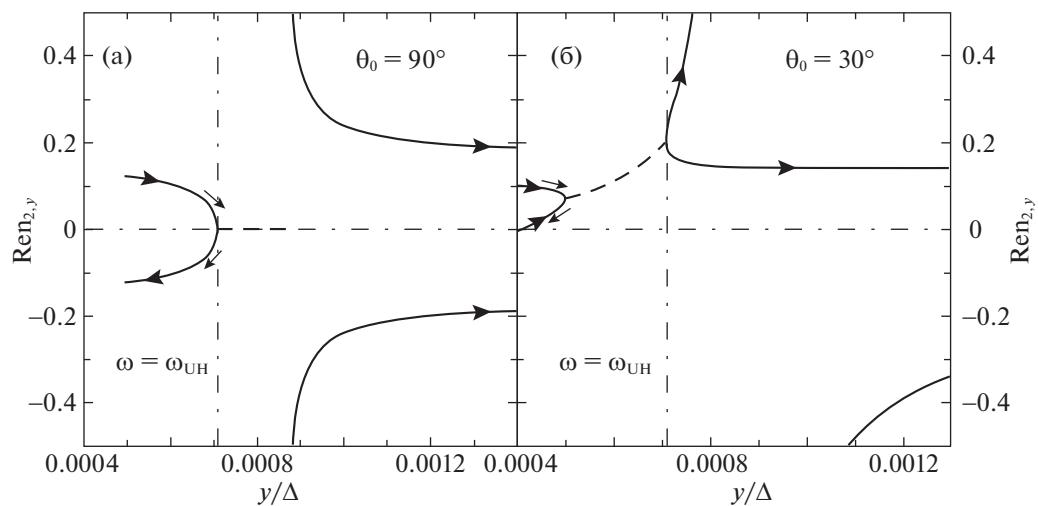


Рис. 7. Зависимость реальной составляющей y -компоненты показателя преломления обыкновенной волны вдоль оси y вблизи “области непрозрачности” для двух значений угла θ_0 . Пунктирной линией обозначена часть кривой, где решение для показателя преломления имеет мнимую составляющую. Вертикальной штрихпунктирной линией отмечено положение плоскости, где частота волны совпадает с локальной частотой $\omega_{UH}(\varepsilon(y_*) = 0)$. Горизонтальная штрихпунктирная линия соответствует значению $Ren_{2,y} = 0$. Стрелки на кривых указывают направление волнового вектора. Стрелки вблизи кривых указывают направление групповой скорости.

Здесь σ — отношение магнитных полей (2), Δy — длина “области непрозрачности”. Изменение величины коэффициента τ в интервале углов $0 \leq \theta_0 \leq 90^\circ$ для различных значений толщины токового слоя Δ представлено на рис. 8. Из этого рисунка ясно, что на основе величины τ для угла $\theta_0 = 90^\circ$ (т.е. при распространении излучения вдоль оси y) можно указать критерий выхода обыкновенных волн за пределы источника:

$$\tau(\theta_0 = 90^\circ) < 1, \quad (22)$$

где

$$\tau(\theta_0 = 90^\circ) = \frac{\Delta\omega_{B0}}{\sqrt{2}\sigma c} \sqrt{\frac{1 + 2\delta s^2}{1 + 4\delta s^2}}. \quad (23)$$

Из вида (23) следует, что при любых значениях параметра δs^2 условие (22) сводится (с точностью до численного коэффициента порядка единицы) к следующему выражению для критерия эффектив-

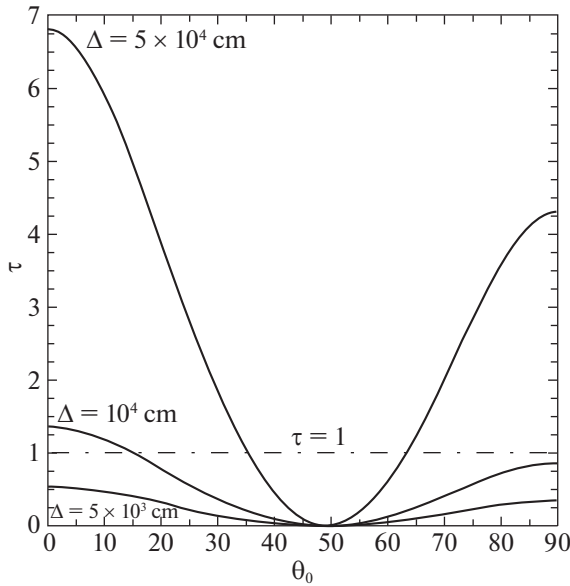


Рис. 8. Зависимость коэффициента ослабления τ от угла θ_0 для различных значений толщины слоя Δ . Штрихпунктирной линией отмечен уровень $\tau = 1$.

ного выхода:

$$\tau \approx \frac{\Delta \omega_{B0}}{2\sigma c} < 1. \quad (24)$$

Для принятых в данной работе значений магнитного поля в токовом слое (см. раздел 2) $B_m = 10^6$ Гс и $B_0 = 5 \times 10^2$ Гс из (24) получаем следующую оценку толщины слоя $\Delta < 10^4$ см, при которой обыкновенные волны выходят за пределы источника. Полученная оценка находится в хорошем согласии с коэффициентом ослабления τ , представленным на рис. 8. Весьма спорадический характер появления квазигармонических всплесков указывает на близость величины τ к единице. В этом случае даже небольшие вариации параметров токового слоя могут привести или к появлению всплесков излучения с указанной структурой, или к их исчезновению.

Возвращаясь к рис. 8, заметим, что существует близкий к 50° угол θ_0^* , при котором коэффициент ослабления τ , вычисленный по формуле (21), обращается в нуль. Рисунок 9 иллюстрирует резкое изменение характера распространения излучения при переходе угла θ_0 через значение $\theta_0^* \approx 50^\circ$. Качественная трансформация функции $\text{Re}n_{2,y}$ от координаты y указывает на принципиальную возможность выхода излучения обыкновенного типа за пределы источника благодаря так называемому эффекту линейного взаимодействия электромагнитных волн. Этот эффект хорошо известен и активно исследовался в случае электропротонной плазмы при развитии теории солнечного

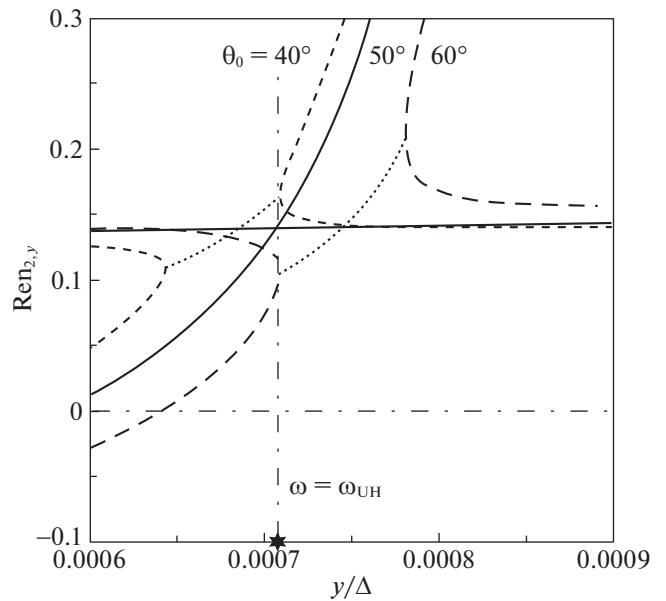


Рис. 9. Изменение реальной составляющей y -компоненты показателя преломления обыкновенной волны вдоль оси y в плоскости yz для трех направлений выхода излучения из области генерации. Точечной линией отмечены части кривых, где показатель преломления (18) имеет мнимую часть. Звездочкой на оси y отмечено положение плоскости $y = y_*$. Штрихпунктирные линии и стрелки обозначают то же, что на рис. 7.

спорадического радиоизлучения (см. для большей информации Железняков, 1997). Линейное взаимодействие волн в электрон-позитронной плазме, насколько нам известно, ранее детально не изучалось. Заметим лишь, что это явление в плавно-неоднородной магнитоактивной плазме эффективно только в узком интервале углов, что следует из малости коэффициента τ при этих углах, и в условиях магнитосферы нейтронных звезд, скорее всего, для выхода излучения малоэффективно.

Приведенные результаты относятся к случаю, когда возбужденные благодаря эффекту ДПР плазменные волны трансформируются в электромагнитные волны с сохранением частоты $\omega = s\omega_B$ (релеевское рассеяние на частицах плазмы) и распространяются в плоскости, ортогональной плоскости токового слоя ($\varphi = 0$, система координат II). На рис. 10б и 11б для сравнения приведены примеры изменения вдоль оси Oy реальной составляющей y -компоненты показателя преломления обыкновенной волны вблизи “области непрозрачности” в случае, когда излучение выходит из области генерации под углом $\varphi_0 \neq 0$ (рис. 10б), и под углом $\varphi_0 = 0$, но с удвоением частоты: $\omega = 2s\omega_B$ (рис. 11б). Из сопоставления рис. 10 и 11 видно, что общий вид кривых $\text{Re}n_{2,y}(y)$

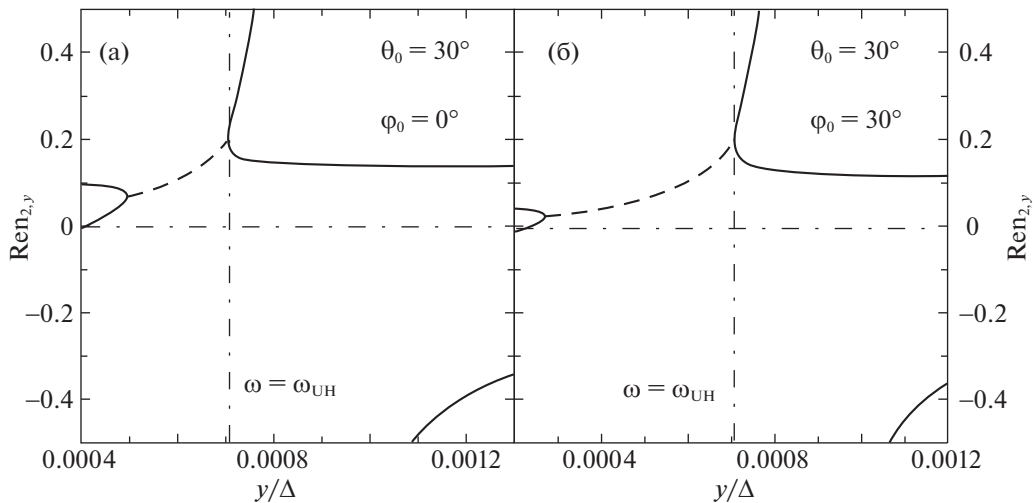


Рис. 10. Изменение вдоль оси y реальной составляющей y -компоненты показателя преломления обыкновенной волны в случае, когда излучение выходит из области генерации под углом $\varphi_0 = 0$ (а) и $\varphi_0 \neq 0$ (б) к плоскости, ортогональной токовому слою. Пунктирные и штрихпунктирные линии обозначают то же, что и на рис. 7.

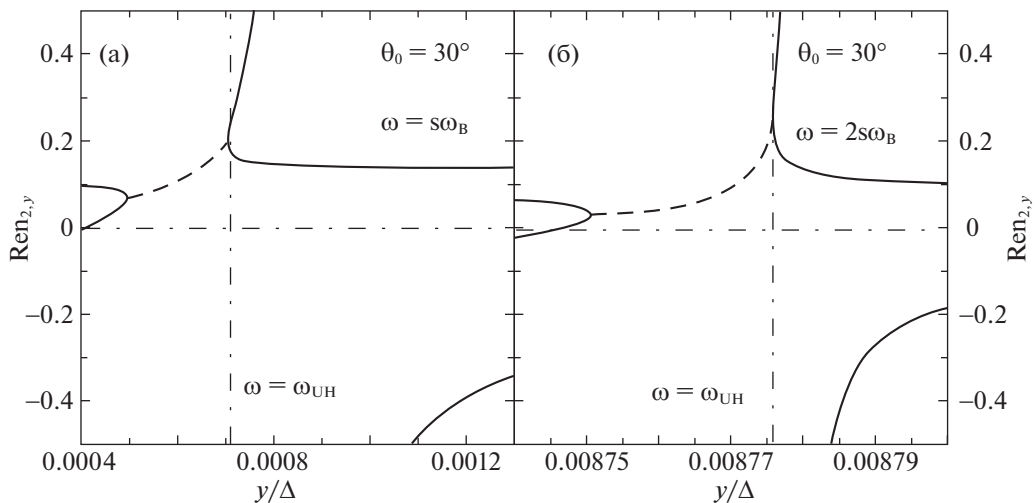


Рис. 11. Изменение вдоль оси y реальной составляющей y компоненты показателя преломления обыкновенной волны в случае, когда трансформация плазменных волн в электромагнитное излучение происходит с сохранением частоты, $\omega = s\omega_B$, (а) и с удвоением частоты, $\omega = 2s\omega_B$, (б). Пунктирные и штрихпунктирные линии обозначают то же, что и на рис. 7.

сохраняется. Однако в случае $\omega = 2s\omega_B$ границы этой “области непрозрачности” смещаются от центра слоя, а в случае $\varphi_0 \neq 0$ смещаются к его центру.

5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ЛОКАЛЬНОМ ИСТОЧНИКЕ С ЭЛЕКТРОН-ПРОТОННОЙ ПЛАЗМОЙ

Условия распространения и выхода излучения из токового слоя, заполненного электрон-протонной плазмой, были рассмотрены в статье

Железняков, Беспалов (2018). Это исследование было проведено в предположении, что волны обыкновенного типа распространяются в токовом слое квазипоперечно на всем пути от источника в центре слоя до выхода из слоя в магнитосферу пульсара. Чтобы корректно провести сравнительный анализ двух вариантов токового слоя с электрон-позитронной плазмой и электрон-протонной плазмой, необходимо рассмотреть условия распространения и выхода излучения из токового слоя с электрон-протонной плазмой, не ограничиваясь

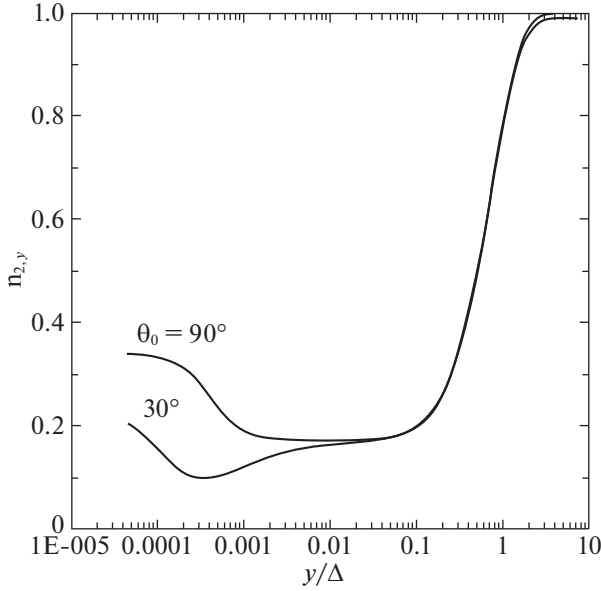


Рис. 12. Зависимость y -компоненты показателя преломления обыкновенной волны от координаты y для различных углов выхода излучения из области генерации θ_0 .

квазипоперечным приближением, т.е. в условиях, аналогичных проведенным в разделе 4.

В “холодной” электрон-протонной плазме тензор диэлектрической проницаемости в системе ко-

ординат I (рис. 4а)

$$\varepsilon'_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix} \quad (25)$$

отличается от соответствующего тензора для электрон-позитронной плазмы (3) наличием недиагонального члена

$$ig = \frac{\omega_p^2 \omega_B}{\omega^2 - \omega_B^2} \quad (26)$$

и отсутствием множителя 2 перед квадратом плазменной частоты в выражениях для ε и η . Тогда для углов, близких к $\pi/2$, верхняя гибридная частота, входящая в условия двойного плазменного резонанса $\omega_{UH} \approx s\omega_B$, имеет вид

$$\omega_{UH} \approx \sqrt{\omega_p^2 + \omega_B^2}. \quad (27)$$

Анализ распространения волн и их выхода из токового слоя, описанного в разделе 3, как и в случае электрон-позитронной плазмы, удобнее проводить в системе координат II (рис. 4б). В этой системе с волновым вектором в плоскости yz тензор диэлектрической проницаемости можно записать следующим образом:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig \cos \alpha & -ig \sin \alpha \\ -ig \cos \alpha & \varepsilon \cos^2 \alpha + \eta \sin^2 \alpha & (\eta - \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha \\ ig \sin \alpha & (\eta - \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha & \varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Для плоскостной среды с тензором (28) получаем следующую систему дисперсионных уравнений для необыкновенной (индекс 1) и обыкновенной (индекс 2) электромагнитных волн:

$$n_{1,2,x} = n_{1,2,x}|_{y=0} = 0; \quad (29)$$

$$n_{1,2,z} = n_{1,2,z}|_{y=0};$$

$$An_y^4 + Bn_y^3 + Cn_y^2 + Dn_y + E = 0,$$

где

$$A = \varepsilon \cos^2 \alpha + \eta \sin^2 \alpha; \quad (30)$$

$$B = 2n_z(\eta - \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha;$$

$$C = -\varepsilon\eta(1 + \sin^2 \alpha) - (\varepsilon^2 - g^2) \cos^2 \alpha + n_z^2(\varepsilon + \eta);$$

$$D = 2n_z^3(\eta - \varepsilon) \sin \alpha \cos \alpha +$$

$$+ 2n_z[-\varepsilon\eta + (\varepsilon^2 - g^2) \sin \alpha \cos \alpha];$$

$$E = \eta(\varepsilon^2 - g^2) +$$

$$+ n_z^2[-\varepsilon\eta(1 + \cos^2 \alpha) - (\varepsilon^2 - g^2) \sin^2 \alpha + n_z^2(\varepsilon \sin^2 \alpha + \eta \cos^2 \alpha)].$$

На рис. 12 и рис. 13 приведены графики y -компоненты показателя преломления обыкновенной волны вдоль оси y для различных углов выхода излучения θ_0 из области генерации. Рисунок 12 иллюстрирует тот факт, что $n_{2,y} > 0$, и волна обыкновенного типа может выходить за пределы токового слоя при любых углах выхода из области генерации. Этот результат находится в согласии с выводами статьи Железняков, Беспалов (2018). Напротив, вдоль оси y , в области, примыкающей

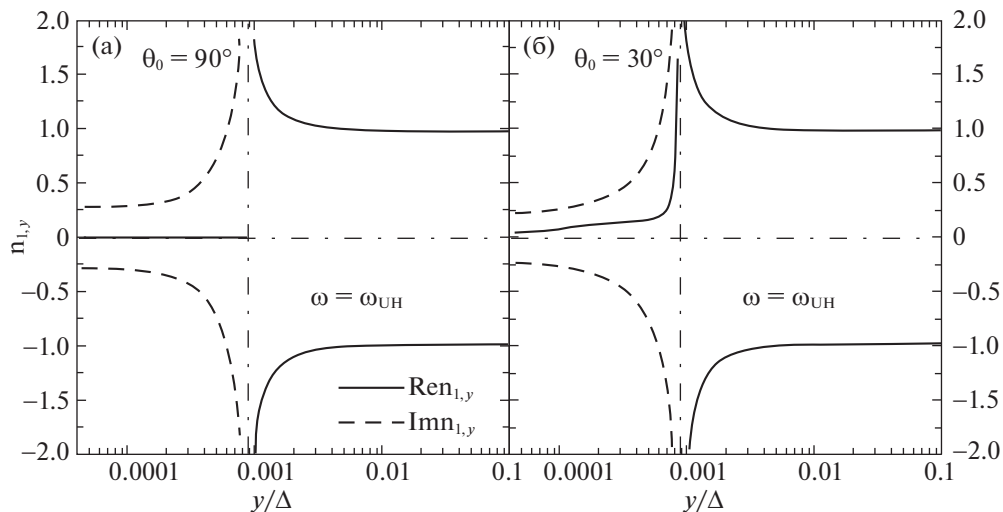


Рис. 13. Зависимость y -компоненты показателя преломления обыкновенной волны от координаты y для различных углов выхода излучения из области генерации θ_0 .

к центральной плоскости, необыкновенные волны распространяться не могут, поскольку показатель преломления $n_{1,y}$ имеет чисто мнимые значения (см. левую часть рис. 13). Под углом к оси y показатель преломления $n_{1,y}$ имеет отличные от нуля и мнимую, и реальную компоненты (см. правую часть рис. 13). Однако и в этом случае распространение невозможно: мнимая компонента $\text{Im} n_{1,y}$ (обозначена пунктирной линией на рис. 13) существенно превышает реальную часть $\text{Re} n_{1,y}$ и волны быстро затухают.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье проведен сравнительный анализ возможности выхода радиоизлучения из локального источника квазигармонических всплесков, заполненного нерелятивистской электрон-позитронной или электрон-протонной плазмой, в магнитосферу пульсара в Крабовидной туманности. Модель локального источника, предложенная в работе Железняков и др. (2012), представляет собой токовый слой, на который наложено поперечное магнитное поле, и который заполнен “холодной” плазмой (с примесью “горячих” частиц с неравновесной функцией распределения в центральной части слоя). Генерация излучения происходит в центре слоя за счет эффекта двойного плазменного резонанса, в результате которого возбуждаются плазменные волны. Появление электромагнитного излучения, выходящего за пределы источника, обусловлено релеевским рассеянием на частицах плазмы или индуцированным комбинационным рассеянием плазменных волн.

Такая модель позволила объяснить наблюдаемые квазигармоническую структуру всплесков радиоизлучения и высокую степень их линейной поляризации. Однако она оставляет открытым вопрос о корпускулярном составе плазмы, хотя от него зависят условия выхода радиоизлучения из локального источника в магнитосферу пульсара. К сожалению, квазигармонические всплески обнаружены лишь от одного объекта — пульсара в Крабе. Имеющиеся данные не позволяют вынести определенное заключение о корпускулярном составе плазмы в источнике всплесков: это может быть излучение обыкновенного типа, свободно выходящее из электрон-протонного источника, или излучение обыкновенного типа из электрон-позитронного объекта, в котором выполнен критерий (24). Указанное условие, налагающее существенные ограничения на физические параметры источника, может проявиться только при дальнейших исследованиях динамических спектров пульсаров. Если будет установлено, что квазигармонические источники — обычное явление для объектов типа пульсара в Крабе, сказанное укажет на отсутствие критерия (24) и, следовательно, на электрон-протонный состав плазмы в этом объекте. Напротив, исключительность таких явлений может быть следствием другого состава плазмы — электрон-позитронного. Здесь необходимы широкие радиоспектрографические исследования, перспективы которых (особенно после аварии на антенне в Аресибо) выглядят довольно туманными. Хорошая антенна для этой цели существует — это 500-метровая антенна в Китае. Однако здесь нужны аппаратура высокого класса и стремление радиоастрономов вести трудные исследования динамических спектров радиопулсаров.

Авторы признательны П.А. Беспалову за полезные замечания при проведении численных расчетов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-02-00104) и в рамках Госзадания 0030-2021-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахиезер А.И., *Электродинамика плазмы* (М.: Наука, 1974).
2. Бескин В.С., *Успехи физ. наук* **188**, 377 (2018).
3. Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомин Я.Н., *Успехи физ. наук* **150**, 257 (1986).
4. Гинзбург В.Л., *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1967).
5. Голдрейх, Джулиан (P. Goldreich and W.H. Julian), *Astrophys. J.* **157**, 869 (1969).
6. Железняков В.В., *Излучение в астрофизической плазме* (М.: Янус К, 1997).
7. Железняков В.В., Беспалов П.А., *Письма в Астрон. журн.* **44**, 483 (2018) [V.V. Zheleznyakov and P.A. Bespalov, *Astron. Lett.* **44**, 442 (2018)].
8. Железняков В.В., Зайцев В.В., Злотник Е.Я., *Письма в Астрон. журн.* **38**, 660 (2012) [V.V. Zheleznyakov, V.V. Zaitsev, and E.Y. Zlotnik, *Astron. Lett.* **38**, 589 (2018)].
9. Железняков В.В., Зайцев В.В., Злотник Е.Я. и др., *Успехи физ. наук* **186**, 1 (2016).
10. Железняков, Злотник (V.V. Zheleznyakov and E.Y. Zlotnik), *Solar Phys.* **43**, 431 (1975).
11. Железняков, Шапошников (V.V. Zheleznyakov V.E. Shaposhnikov), *MNRAS* **495**, 3715 (2020).
12. Перлстейн и др. (L.D. Pearlstein, M.N. Rosenbluth, and D.B. Chang), *Phys. Fluid.* **9**, 953 (1966).
13. Харрис (E.G. Harris), *Nuovo Cim. A* **23**, 115 (1962).
14. Хэнкинс и др. (T.H. Hankins, G. Jones, and J.A. Eilek), *Astrophys. J.* **804**, 130 (2015).
15. Хэнкинс и др. (T.H. Hankins and J.A. Eilek), *Astrophys. J.* **670**, 693 (2007).
16. Эйлек, Хэнкинс (J.A. Eilek and T.H. Hankins), *Neutron stars and pulsars* (Eds. W. Becker, H.H. Huang, 112, 2006).

ПРИРОДА АНОМАЛЬНОГО ВОЗРАСТАНИЯ ПЕРИОДА ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ ПЕРЕМЕННОЙ V725 Sgr

© 2022 г. Ю. А. Фадеев^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19.10.2022 г.

После доработки 19.10.2022 г.; принята к публикации 19.10.2022 г.

Рассчитаны эволюционные треки звезд с массой на главной последовательности $0.84 M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 0.95 M_{\odot}$ и начальными содержаниями металлов $Z = 0.006$ и $Z = 0.01$ при различных предположениях относительно скорости потери массы как на стадии красного гиганта, так и на стадиях AGB и post-AGB. Из 160 эволюционных последовательностей было выбрано около 30, в которых финальная тепловая вспышка гелиевого слоевого источника произошла на ранней стадии post-AGB при отношении массы водородной оболочки к массе звезды $0.01 \lesssim M_H/M \lesssim 0.08$. Выбранные эволюционные последовательности были использованы для расчета начальных и внутренних граничных условий, необходимых при решении уравнений радиационной гидродинамики и турбулентной конвекции, моделирующих эволюцию звездных пульсаций после гелиевой вспышки. Среди трех десятков рассчитанных гидродинамических моделей были выявлены три модели воспроизводящих как наблюдаемое в течение минувшего столетия приблизительно восьмикратное увеличение периода пульсаций V725 Sgr, так и постепенный переход от регулярных пульсаций этой звезды с периодом ≈ 12 сут к полуправильным нелинейным колебаниям с периодом $80 \text{ сут} \lesssim P \lesssim 90 \text{ сут}$. Сделан вывод, что причиной аномального увеличения периода пульсаций V725 Sgr является финальная тепловая вспышка гелиевого слоевого источника, которая произошла в звезде с массой $M \approx 0.53 M_{\odot}$ на ранней стадии post-AGB при массе водородной оболочки $0.013 M_{\odot} \leq M_H \leq 0.019 M_{\odot}$.

Ключевые слова: звездная эволюция, пульсации звезд, звезды — переменные и пекулярные.

DOI: 10.31857/S0320010822100023

ВВЕДЕНИЕ

Переменная звезда HV 7642, позднее получившая обозначение V725 Sgr (Самусь и др., 2017), была открыта Своуп (1937). Автор работы отметила, что по форме кривой блеска эта переменная подобна цефеидам, однако отличается от последних необычайно высокой скоростью изменения периода. Так, по оценкам Своуп (1937), за неполные десять лет с 1926 по 1936 г. период пульсаций V725 Sgr возрос от 12 до 21 сут. Следующие фотометрические наблюдения этой переменной звезды были проведены в 1968 и 1969 г. Демерсом (1973) установлено, что V725 Sgr принадлежит к звездам населения II, однако вследствие значительно увеличившегося к тому времени периода ($45 \text{ сут} \lesssim P \lesssim 50 \text{ сут}$) ее следует классифицировать как пульсирующую переменную типа RV Tau или полуправильную переменную. Позднее принадлежность V725 Sgr к населению II была подтверждена результатами исследования кинематических характеристик цефеид сферической состав-

ляющей Галактики (Харрис, Валлерстейн, 1984). В 1973 г. период пульсаций составлял около 50 сут (Демерс, Мадоре, 1974) и к настоящему времени возрос до $P \approx 90$ сут, причем согласно современным наблюдениям колебания блеска стали существенно менее регулярными (Перси, 2020). Таким образом, в течение истекшего столетия произошло почти восьмикратное увеличение периода пульсирующей переменной V725 Sgr, которая из цефеиды населения II превратилась в долгопериодическую полуправильную переменную.

Согласно Перси и др. (2006) наблюдаемое возрастание периода пульсаций V725 Sgr может быть связано с тепловой вспышкой гелиевого слоевого источника. Свое предположение авторы работы основывали на сравнении характерного времени изменения периода пульсаций V725 Sgr и теоретически рассчитанных изменений радиуса звезд асимптотической ветви гигантов (AGB), в которых происходит тепловая вспышка (Вассилиадис, Вуд, 1993). Цефеиды населения II являются маломассивными post-AGB звездами и в некоторых случаях в зависимости от массы водородной оболочки

*Электронный адрес: fadeyev@inasan.ru

во время финальной тепловой вспышки эволюционный трек звезды может описывать петлю, пересекающую на диаграмме Герцшпрунга—Рассела (ГР) полосу пульсационной неустойчивости (Фадеев, 2020). Наблюдаемое возрастание периода радиальных пульсаций V725 Sgr является уникальным среди цефеид населения II и представляет большой интерес с точки зрения определения фундаментальных параметров звезды методами теории звездной эволюции и нелинейной теории звездных пульсаций.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы на основании согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций проверить предположение Перси и др. (2006) и теоретически воспроизвести наблюдаемое изменение периода V725 Sgr. Для решения этой задачи расчеты гидродинамических моделей проводились с использованием нестационарных внутренних граничных условий, описывающих эволюционное изменение радиуса и светимости на внутренней границе модели пульсирующей звезды. Как показано в предшествующей работе автора (Фадеев, 2022), благодаря такому подходу решение уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции является полностью согласованным с результатами расчетов звездной эволюции. Необходимо, однако, иметь в виду, что для возникновения петли эволюционного трека на диаграмме ГР необходимо, чтобы тепловая вспышка гелиевого слоевого источника произошла на коротком промежутке времени порядка нескольких десятков тысяч лет, когда масса водородной оболочки уменьшается от ≈ 8 до $\approx 1\%$ массы звезды. Тепловые вспышки не являются строго периодическим процессом и при характерном среднем времени между вспышками $\langle \Delta t_{\text{тр}} \rangle \sim 2 \times 10^5$ лет интервал времени между отдельными вспышками изменяется в пределах $\approx 20\%$. Таким образом, не все петли эволюционного трека могут стать причиной наблюдаемых изменений периода. По этой причине в настоящей работе было рассмотрено около 160 теоретически рассчитанных эволюционных последовательностей AGB и post-AGB звезд. Однако среди всей совокупности разнообразных начальных условий было получено всего несколько гидродинамических моделей, которые достаточно хорошо воспроизводят наблюдаемое изменение периода пульсирующей переменной V725 Sgr.

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ МАЛОМАССИВНЫХ post-AGB ЗВЕЗД

Определение начальных условий, необходимых для моделирования нелинейных звездных пульсаций, проводилось на основе результатов расчетов

эволюции звезд с массой на главной последовательности $0.84 M_{\odot} \leq M_{\text{ZAMS}} \leq 0.95 M_{\odot}$. Металличность цефеид населения II, наблюдаемых среди звезд сферической составляющей галактического поля, изменяется в значительных пределах и не обнаруживает какой-либо зависимости от галактоцентрического расстояния (Харрис, 1981). Поэтому расчеты звездной эволюции проводились для двух значений начального содержания металлов: $Z = 0.006$ и $Z = 0.01$ при начальном содержании гелия $Y = 0.28$.

Для вычисления эволюционных последовательностей была использована программа MESA версии r15140 (Пакстон и др., 2019). Основные детали, связанные с расчетами нуклеосинтеза и конвективного перемешивания, описаны в предшествующих статьях автора (Фадеев, 2020, 2021). Принимая во внимание существующие неопределенности в значениях скорости потери массы эволюционные расчеты проводились при различных предположениях относительно темпов потери массы \dot{M} как на стадии предшествующей AGB (Раймерс, 1975), так и на стадии AGB (Блокер, 1995). В частности, при использовании формулы Раймерса использовались значения параметра $\eta_{\text{R}} = 0.3$ и $\eta_{\text{R}} = 0.5$, тогда как рассмотрение эволюции на стадии AGB проводилось для восьми различных случаев, соответствующих значениям параметра скорости потери массы, задаваемого с шагом $\Delta \eta_{\text{B}} = 0.01$ в пределах $0.03 \leq \eta_{\text{B}} \leq 0.1$. В общей сложности в данной работе было рассчитано около 160 эволюционных последовательностей, охватывающих стадию AGB и раннюю стадию post-AGB.

В рассматриваемых эволюционных последовательностях характерные значения массы звезды, завершающей стадию AGB, заключены в пределах $0.52 M_{\odot} \leq M \leq 0.59 M_{\odot}$, тогда как быстро уменьшающаяся масса водородной оболочки M_{H} составляет около одного процента массы звезды. В тех случаях, когда финальная тепловая вспышка происходит при отношении массы водородной оболочки к массе звезды $M_{\text{H}}/M > 0.1$, эволюция post-AGB звезды от области красных гигантов до высокотемпературной области диаграммы ГР ($T_{\text{эфф}} \sim 10^5$ К) происходит при приблизительно неизменной светимости без образования петель на эволюционном треке. Совершенно иначе протекает эволюция post-AGB звезды, когда финальная тепловая вспышка происходит при меньших значениях M_{H}/M . На рис. 1 показаны треки двух эволюционных последовательностей $M_{\text{ZAMS}} = 0.88 M_{\odot}$, $\eta_{\text{R}} = 0.5$, $\eta_{\text{B}} = 0.08$ и $M_{\text{ZAMS}} = 0.92 M_{\odot}$, $\eta_{\text{R}} = 0.3$, $\eta_{\text{B}} = 0.07$, в которых финальная тепловая вспышка происходит при $M_{\text{H}}/M = 0.025$ и $M_{\text{H}}/M = 0.013$ соответственно. Точка на эволюционном треке, соответствующая пиковому значению светимости гелиевого слоя $L_{3\alpha}$, отмечена на каждом графике

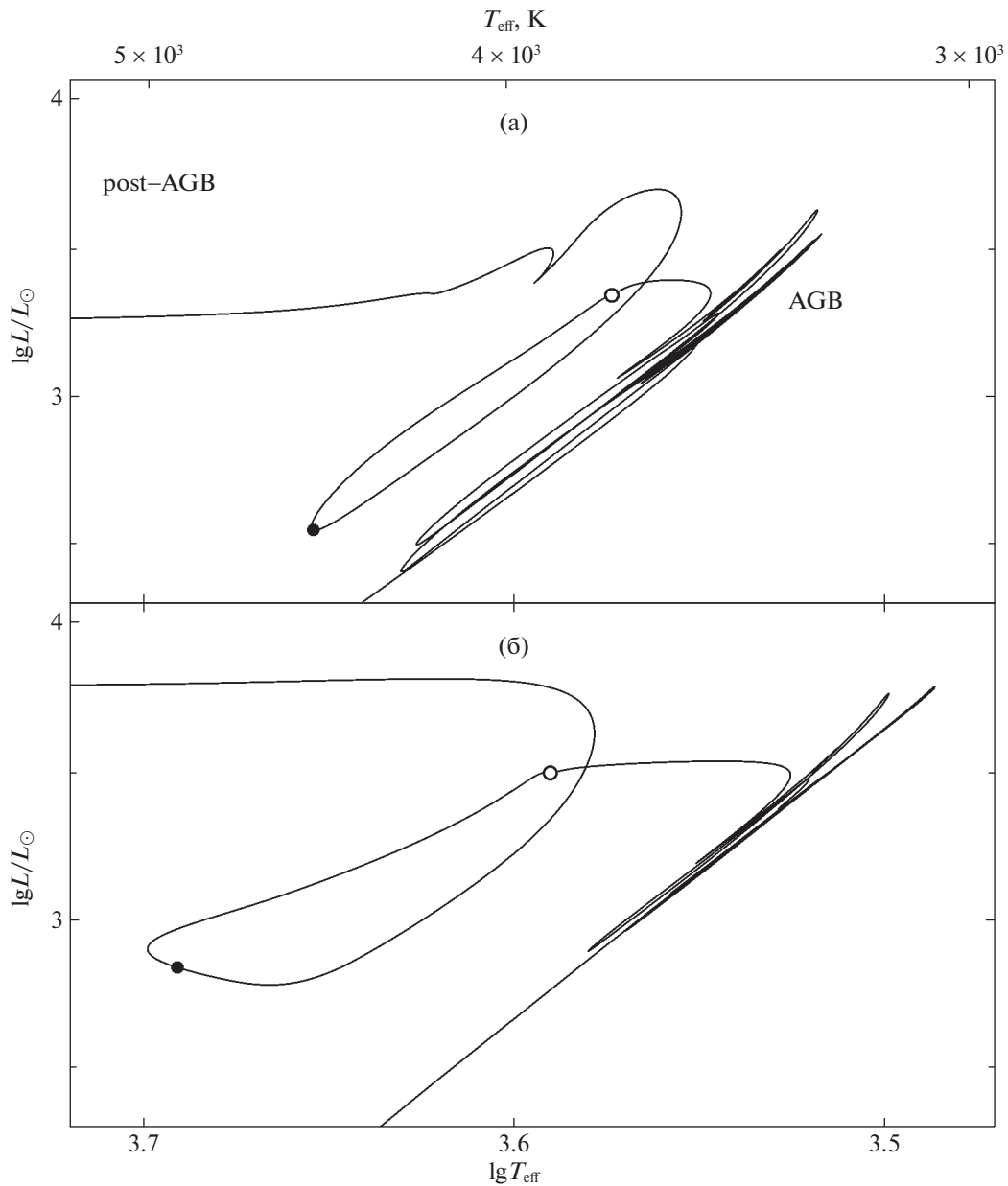


Рис. 1. Эволюционные треки звезд $M_{ZAMS} = 0.88 M_{\odot}$, $\eta_R = 0.5$, $\eta_B = 0.08$, $M_H/M = 0.025$ (а) и $M_{ZAMS} = 0.92 M_{\odot}$, $\eta_R = 0.3$, $\eta_B = 0.07$, $M_H/M = 0.013$ (б) при $Z = 0.006$ на стадии AGB и ранней стадии post-AGB. Незаполненные кружки соответствуют максимуму $L_{3\alpha}$, заполненные кружки — минимуму радиуса звезды.

незаполненным кружком. Для более наглядного представления графики эволюционных треков на рис. 1 намеренно оборваны после завершения петли эволюционного трека.

Как видно на рис. 1, уменьшение отношения M_H/M в момент максимума $L_{3\alpha}$ сопровождается перемещением петли эволюционного трека в сторону более высоких эффективных температур. При вычислении гидродинамических моделей V725 Sgr основной интерес представляют точки петли, соответствующие минимальному значению радиуса

звезды, которые на рис. 1 отмечены заполненными кружками. Период радиальных пульсаций и радиус звезды связаны соотношением $\Pi \propto R^{3/2}$, поэтому в точке с минимальным радиусом период пульсаций достигает наименьшего значения и в ходе дальнейшей эволюции монотонно возрастает. Главной целью настоящей работы является построение теоретической зависимости изменения периода радиальных пульсаций как функции времени эволюции $\Pi(t_{ev})$, поэтому необходимо, чтобы при минималь-

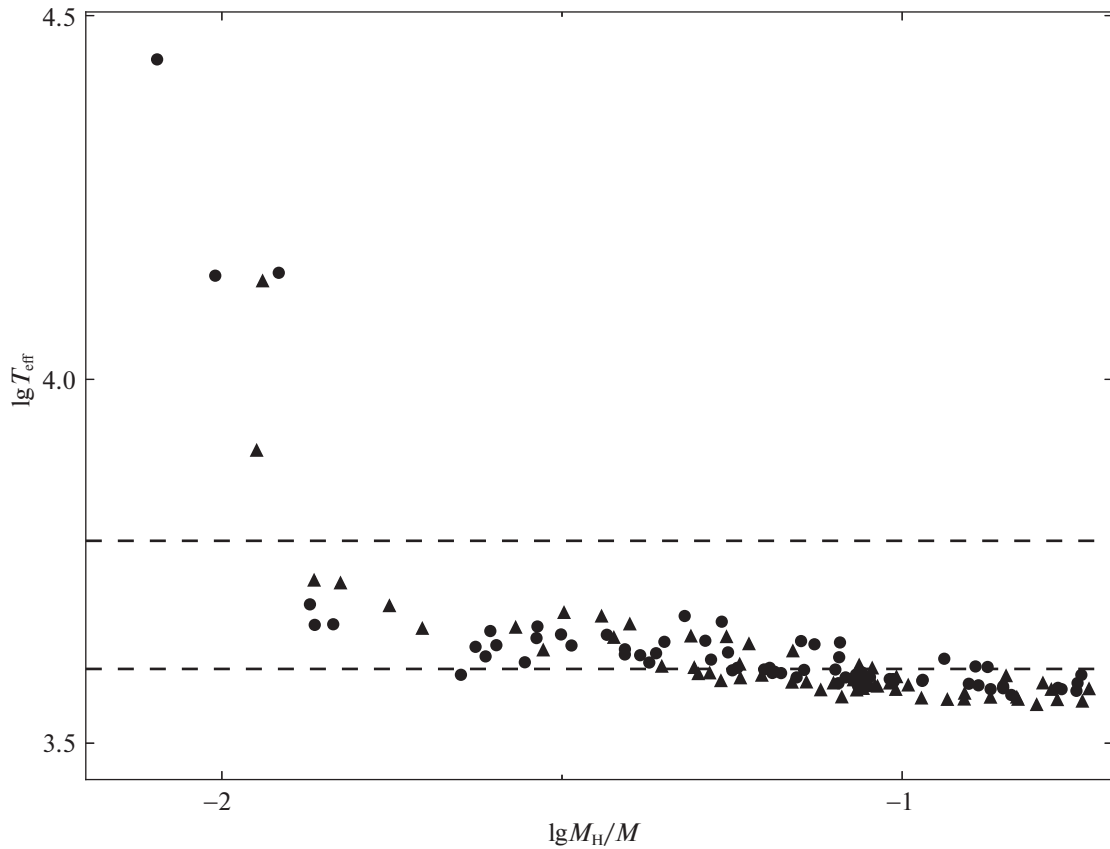


Рис. 2. Эффективная температура при минимальном значении радиуса звезды как функция отношения массы водородной оболочки к массе звезды M_H/M . Кружки и треугольники соответствуют эволюционным последовательностям, рассчитанным при $Z = 0.006$ и $Z = 0.01$ соответственно. Штриховыми линиями отмечены значения эффективной температуры на красной ($T_{\text{eff}} = 4 \times 10^3$ K) и синей ($T_{\text{eff}} = 6 \times 10^3$ K) границах полосы пульсационной неустойчивости.

ном радиусе звезда находилась в пределах полосы пульсационной неустойчивости.

Определение условий, при которых эволюционная модель с минимальным радиусом после тепловой вспышки находится в пределах полосы неустойчивости, иллюстрируется на рис. 2, где значения эффективной температуры при минимальном значении радиуса показаны в зависимости от отношения массы водородной оболочки к массе звезды M_H/M . Для более наглядного графического представления на данной диаграмме показаны около 130 моделей с эффективной температурой $T_{\text{eff}} < 4.5 \times 10^4$ K. Как видно на рис. 2, значения эффективной температуры звезды с минимальным радиусом не обнаруживают какой-либо зависимости от металличности Z (на графике модели эволюционных последовательностей $Z = 0.006$ и $Z = 0.01$ показаны заполненными кружками и треугольниками) и зависят только от M_H/M .

Из результатов расчетов нелинейных пульсаций цефеид населения II, полученных автором ранее

(Фадеев, 2020) и в данной работе, следует, что в интервале значений светимости $10^2 L_{\odot} \lesssim L \lesssim 10^3 L_{\odot}$ границы полосы пульсационной неустойчивости приблизительно соответствуют значениям эффективной температуры $T_{\text{eff}} \approx 4 \times 10^3$ K (красная граница) и $T_{\text{eff}} \approx 6 \times 10^3$ K (синяя граница). Эти значения T_{eff} находятся в согласии с эмпирическими выводами Демерса и Харриса (1974) и показаны штриховыми линиями на рис. 2.

Таким образом, при построении гидродинамической модели необходимо использовать эволюционные последовательности, в которых финальная тепловая вспышка происходит при $0.02 \lesssim M_H/M \lesssim 0.08$. Следует заметить, что этот интервал значений M_H/M определяет лишь одно из необходимых условий при выборе подходящей эволюционной последовательности. Выполнение другого условия, предполагающего, что период пульсаций при минимальном радиусе составляет $\Pi \leq 12$ сут, может быть установлено только на основании пробных гидродинамических расчетов. Более того, поскольку возрастание радиуса и

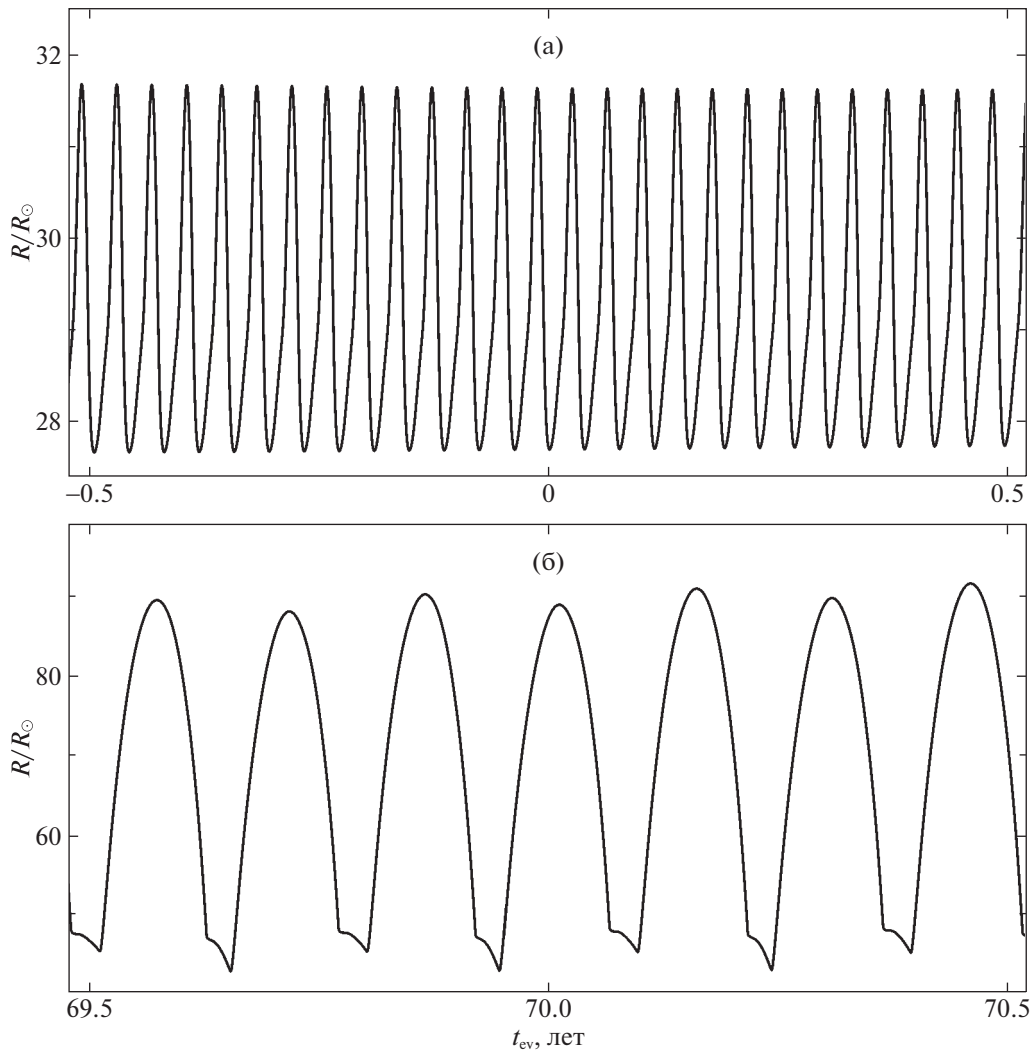


Рис. 3. Изменение радиуса внешней границы гидродинамической модели $Z = 0.01$, $M_{\text{ZAMS}} = 0.9 M_{\odot}$, $\eta_{\text{R}} = 0.5$, $\eta_{\text{B}} = 0.03$ в окрестности минимального радиуса эволюционной модели $t_{\text{ev}} = 0$ (а) и спустя 70 лет (б).

периода пульсаций сопровождается уменьшением эффективной температуры звезды (см. рис. 1), многие модели, находящиеся около нижней (красной) границы на рис. 2, также оказываются непригодными для моделирования V725 Sgr, поскольку обнаруживают затухание колебаний после пересечения красной границы полосы неустойчивости.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ V725 Sgr

Решение уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, описывающих радиальные звездные пульсации (Фадеев, 2013), проводилось на разностной сетке, представленной 600 лагранжевыми массовыми слоями. Массовые интервалы 500 внешних слоев возрастают от поверхности модели в сторону центра звезды по закону геометрической прогрессии, тогда

как размеры 100 внутренних слоев убывают, но с другим коэффициентом прогрессии. Такое распределение лагранжевых слоев по массе позволило избежать значительного возрастания ошибок аппроксимации во внутренних слоях пульсирующей оболочки, связанное с резким увеличением градиентов давления и температуры. Внутренняя граница гидродинамических моделей задавалась в слоях с температурой газа $T \sim 5 \times 10^6$ К и радиусом $r_0 \sim 10^{-2}R$, где R — радиус внешней границы эволюционной модели. Граница между областями с различным изменением размеров лагранжевых интервалов находится в слоях с температурой $T \sim 5 \times 10^5$ К, тогда как масса вышележащих слоев составляет $\approx 2/3$ массы модели звездной оболочки.

Поскольку эволюционные изменения строения звездной оболочки во время гелиевой вспышки происходят в тепловой шкале времени, решение за-

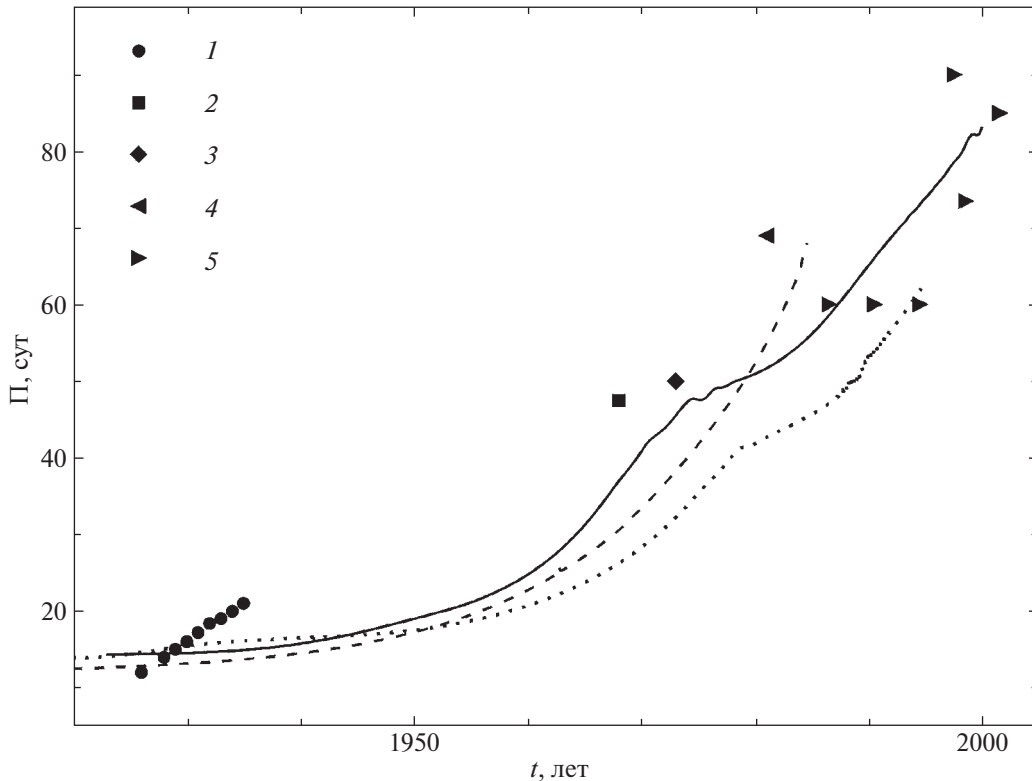


Рис. 4. Период изменения блеска V725 Sgr по следующим данным: 1 — Своуп (1937); 2 — Демерс (1973); 3 — Демерс, Мадоре (1974); 4 — Вилау и др. (2006); 5 — Перси и др. (2006). Результаты гидродинамических расчетов показаны для эволюционных последовательностей $Z = 0.006$, $M_{ZAMS} = 0.88 M_{\odot}$, $\eta_R = 0.5$, $\eta_B = 0.08$ (сплошная линия), $Z = 0.006$, $M_{ZAMS} = 0.84 M_{\odot}$, $\eta_R = 0.5$, $\eta_B = 0.05$ (штриховая линия) и $Z = 0.010$, $M_{ZAMS} = 0.90 M_{\odot}$, $\eta_R = 0.5$, $\eta_B = 0.03$ (пунктирная линия).

дачи Коши для уравнений гидродинамики проводилось с использованием нестационарных внутренних граничных условий, в явном виде описывающих изменения радиуса и светимости как функции возраста звезды: $r_0(t_{ev})$ и $L_0(t_{ev})$. Определение этих зависимостей проводилось на основе результатов расчетов звездной эволюции для заданного значения лагранжевой координаты, тогда как вычисление непрерывной функциональной зависимости этих величин от возраста звезды t_{ev} проводилось с помощью интерполяционных кубических сплайнов. Данный подход автор ранее использовал для объяснения внезапного падения амплитуды колебаний цефеиды населения II RU Cam (Фадеев, 2021) и при построении гидродинамической модели мириды T UMi, претерпевающей в настоящее время тепловую вспышку в гелиевом слоевом источнике (Фадеев, 2022).

Эволюция звездных пульсаций после гелиевой вспышки иллюстрируется на рис. 3, где приведены графики изменения радиуса внешней границы гидродинамической модели $Z = 0.01$, $M_{ZAMS} = 0.9 M_{\odot}$, $\eta_R = 0.5$, $\eta_B = 0.03$. Для удобства графического представления время эволюции t_{ev} от-

считывается от момента минимального радиуса эволюционной модели, когда период пульсаций составлял $\Pi = 13.9$ сут. Пик светимости гелиевой вспышки $L_{3\alpha}$ соответствует возрасту $t_{ev} = -302$ лет.

Как видно на рис. 3, звездные пульсации в окрестности минимума радиуса характеризуются достаточно малой амплитудой радиального смещения: $\Delta R / \langle R \rangle \approx 0.12$, где $\langle R \rangle$ — радиус внешней границы модели, осредненный за один цикл колебаний. Через 70 лет относительная амплитуда возрастает до $\Delta R / \langle R \rangle \approx 0.6$. Одновременно в течение рассматриваемого 70-летнего отрезка времени период радиальных пульсаций возрастает от $\Pi = 13.9$ до $\Pi = 62$ сут, причем с течением времени колебания становятся менее регулярными вследствие перехода к нелинейным колебаниям большой амплитуды. Таким образом, на качественном уровне гидродинамическая модель, представленная на рис. 3, воспроизводит основные особенности эволюции пульсаций V725 Sgr.

На рис. 4 показаны наблюдательные оценки периода пульсаций V725 Sgr, приведенные в работах Своуп (1937), Демерса (1973), Демерса и

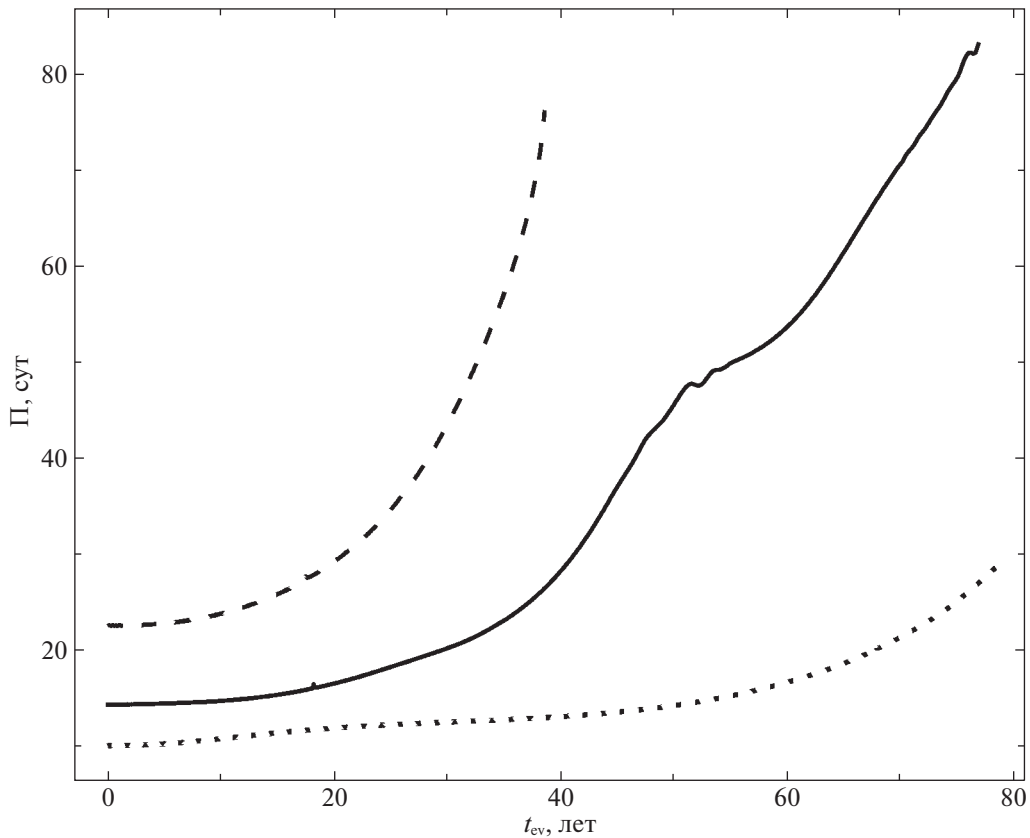


Рис. 5. Изменение периода радиальных пульсаций по вычислениям гидродинамических моделей $Z = 0.006$, $M_{ZAMS} = 0.84 M_{\odot}$, $\eta_R = 0.3$, $\eta_B = 0.05$ (штриховая линия, $\Pi_{\min} = 22.5$ сут), $Z = 0.006$, $M_{ZAMS} = 0.88 M_{\odot}$, $\eta_R = 0.5$, $\eta_B = 0.08$ (сплошная линия, $\Pi_{\min} = 14.3$ сут) и $Z = 0.006$, $M_{ZAMS} = 0.84 M_{\odot}$, $\eta_R = 0.5$, $\eta_B = 0.06$ (пунктирная линия, $\Pi_{\min} = 10.0$ сут). Время эволюции отсчитывается от минимума радиуса звезды.

Мадоре (1974), Вилау и др. (2006) и Перси и др. (2006). Там же приведены теоретические зависимости $\Pi(t_{ev})$, полученные на основе расчетов трех гидродинамических моделей, основные характеристики которых перечислены в табл. 1. Следует заметить, что теоретические зависимости на рис. 4 сдвинуты по горизонтальной оси таким образом, что минимальное значение периода соответствует дате $t = 1926$ г., когда период пульсаций V725 Sgr составлял $\Pi = 12$ сут.

Таблица 1. Гидродинамические модели V725 Sgr

Z	M_{ZAMS}/M_{\odot}	η_R	η_B	M/M_{\odot}	M_H/M	Π_{\min} , сут
0.006	0.84	0.5	0.05	0.527	0.037	11.3
0.006	0.88	0.5	0.08	0.534	0.025	14.2
0.010	0.90	0.5	0.03	0.534	0.020	13.9

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в настоящей работе результаты расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций с большой определенностью подтверждают гипотезу Перси и др. (2006) о том, что наблюдаемое изменение периода пульсаций переменной звезды V725 Sgr обусловлено тепловой вспышкой гелиевого слоевого источника в маломассивной post-AGB звезде населения II. Более того, удовлетворительное согласие трех теоретических зависимостей $\Pi(t_{ev})$ с наблюдаемым вековым изменением периода V725 Sgr позволило получить приближенные теоретические оценки массы звезды и массы водородной оболочки: $M \approx 0.53 M_{\odot}$ и $0.013 M_{\odot} \leq M_H \leq 0.019 M_{\odot}$. Следует заметить, что основным источником неопределенностей в приведенных оценках массы является значительный разброс немногочисленных значений периода пульсаций V725 Sgr, полученных из наблюдений. Не вполне ясным является также минимальное значение периода пульсаций V725 Sgr в начале XX в., поскольку все имеющиеся результаты наблюдений указывают на рост периода. Тем не

менее результаты проведенных расчетов позволяют предполагать, что минимальное значение периода может лишь незначительно отличаться от принятого в данной работе значения $\Pi_{\min} = 12$ сут, поскольку все гидродинамические модели, рассчитанные в данной работе, демонстрируют общую закономерность, которая заключается в том, что с уменьшением Π_{\min} увеличивается характерное время возрастания периода. Эта закономерность иллюстрируется на рис. 5, где показаны три зависимости изменения периода $\Pi(t_{\text{ev}})$, полученные на основе расчетов гидродинамических моделей $Z = 0.006$, $M_{\text{ZAMS}} = 0.84 M_{\odot}$, $\eta_{\text{R}} = 0.3$, $\eta_{\text{B}} = 0.05$ ($\Pi_{\min} = 22.5$ сут), $Z = 0.006$, $M_{\text{ZAMS}} = 0.88 M_{\odot}$, $\eta_{\text{R}} = 0.5$, $\eta_{\text{B}} = 0.08$ ($\Pi_{\min} = 14.3$ сут) и $Z = 0.006$, $M_{\text{ZAMS}} = 0.84 M_{\odot}$, $\eta_{\text{R}} = 0.5$, $\eta_{\text{B}} = 0.06$ ($\Pi_{\min} = 10.0$ сут), из которых лишь одна (с периодом $\Pi_{\min} = 14.3$ сут) хорошо согласуется с наблюдениями (см. рис. 4). Таким образом, представляется маловероятным, что минимальное значение периода пульсаций V725 Sgr было меньше 10 сут, так как в этом случае рост периода был бы существенно медленнее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блокер (T. Blöcker), *Astron. Astrophys.* **297**, 727 (1995).
2. Вассилиадис, Вуд (E. Vassiliadis and P.R. Wood), *Astrophys. J.* **413**, 641 (1993).
3. Вилау и др. (A. Wehlau, T. Atcheson, and S. Demers), *J. Am. Associat. Var. Star Observ.* **35**, 187 (2006).
4. Демерс (S. Demers), *J. Royal Astron. Soc. of Canada* **67**, 19 (1973).
5. Демерс, Мадоре (S. Demers and B.F. Madore), *Inform. Bull. Var. Stars* **870**, 1 (1974).
6. Демерс, Харрис (S. Demers and W.E. Harris), *Astron. J.* **79**, 627 (1974).
7. Пакстон и др. (B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gautschi, L. Bildsten, M. Cantiello, A. Dotter, R. Farmer, J.A. Goldberg, A.S. Jermyn, S.M. Kanbur, P. Marchant, A. Thoul, R.H.D. Townsend, W.M. Wolf, M. Zhang, and F.X. Timmes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 10 (2019).
8. Перси (J.R. Percy), *J. Am. Associat. Var. Star Observ.* **48**, 162 (2020).
9. Перси и др. (J.R. Percy, A. Molak, H. Lund, D. Overbeek, A.F. Wehlau, and P.F. Williams), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **118**, 805 (2006).
10. Раймерс (D. Reimers), *Problems in stellar atmospheres and envelopes* (Ed. V. Baschek, W.H. Kegel, G. Traving, New York: Springer-Verlag, 1975), p. 229.
11. Самусь Н.Н., Казаровец Е.В., Дурлевич О.В., Киреева Н.Н., Пастухова Е.Н., *Астрон. журн.* **94**, 87 (2017) [N.N. Samus', E.V. Kazarovets, O.V. Durlevich, N.N. Kireeva, and E.N. Pastukhova, *Astron. Rep.* **61**, 80 (2017)].
12. Своуп (H.H. Swope), *Ann. Harvard College Observ.* **105**, 499 (1937).
13. Фадеев Ю.А., Письма в *Астрон. журн.* **39**, 342 (2013) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **39**, 306 (2013)].
14. Фадеев Ю.А., Письма в *Астрон. журн.* **46**, 783 (2020) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **46**, 734 (2020)].
15. Фадеев Ю.А., Письма в *Астрон. журн.* **47**, 793 (2021) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **47**, 765 (2021)].
16. Фадеев (Yu.A. Fadeyev), *MNRAS* **514**, 5996 (2022).
17. Харрис (H.C. Harris), *Astron. J.* **86**, 719 (1981).
18. Харрис, Валлерстейн (H.C. Harris and G. Wallerstein), *Astron. J.* **89**, 379 (1984).