

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

АВГУСТ, 1981

ВЫПУСК 3

УДК 524.7

ОДНОРОДНАЯ ВЫБОРКА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК. II. ОРБИТАЛЬНЫЕ МАССЫ

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 5 июня 1980

Принята к печати 27 мая 1981

Рассмотрено распределение 423 двойных галактик по оценкам их орбитальной массы. С привлечением данных, моделирующих условия отбора пар по критерию изолированности, обнаружено существенное влияние на оценки масс ложных, неизоллированных пар — как оптических, так и членов систем галактик. После исключения ложных пар и учета ошибок измерения лучевых скоростей среднее значение орбитальной массы получается в согласии с обычными оценками масс по вращению галактик. Анализ факторов проекции при разных типах орбитального движения членов пар показывает, что предположение о сильно вытянутых орбитах с эксцентриситетом $e > 0.8$ не согласуется с наблюдательными данными. Для круговых движений галактик в парах распределение их по отношению суммарной орбитальной массы к суммарной светимости заключено в интервале $[0-38] f_{\odot}$ со средним значением 10.4, дисперсией 6.6 и максимумом распределения на 5.1. Отмечено, что тесные и широкие пары имеют, практически, одинаковые отношения массы к светимости. Не обнаружено признаков существования массивных коронок вокруг двойных галактик на масштабах $\lesssim 200$ кпс. Сделан вывод, что причина различий в оценках масс у пар галактик, получаемых разными авторами, обусловлена, преимущественно, степенью чистоты исходной выборки.

1. Введение. В предыдущей статье этого цикла [1] были рассмотрены основные эффекты избирательности и проекции, возникающие при отборе двойных галактик с использованием количественного критерия пары. Исходным материалом для анализа служила сводка 440 пар [2] из «Каталога двойных галактик северного неба» [3]. Моделирование на ЭВМ условий включения двойных галактик в каталог по критерию их изолированности показало, что около 11% выборки составляют случайные, оптические пары, а 32% пар являются результатом случайной близости на луче зрения двух членов физической системы галактик. Если оптическую па-

ру легко распознать среди истинных по большой разности лучевых скоростей, то члены систем галактик, образующие неизоллированные пары, практически не отличимы от действительных пар и являют собой серьезный источник систематических ошибок при определении массы галактик по их орбитальным движениям.

Проблема орбитальных масс двойных галактик имеет довольно большую литературу. Основы ее решения были заложены Пэйджем [4] и Холмбергом [5]. Из последних обзоров состояния данного вопроса укажем обстоятельную работу Фабера и Галлахера [6]. Авторы этой статьи отмечают большое расхождение в оценках орбитальных масс двойных галактик, получаемых на разном наблюдательном материале и при различном подходе к его анализу. Среднее отношение орбитальной массы к светимости в парах получается у разных авторов от обычного значения $f \sim (5 - 10) f_{\odot}$, находимого по вращению галактик, до, примерно, на порядок большего значения [7, 8].

2. *Роль неизоллированных пар.* Имея для каждой пары галактик значения разности лучевых скоростей, u , и проекции линейного расстояния между компонентами, X , можно определить суммарную массу компонентов пары

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 = \langle \gamma \rangle^{-1} \gamma^{-1} u^2 X, \quad (1)$$

где γ — постоянная тяготения, а $\langle \gamma \rangle$ — среднее значение фактора проекции, зависящее от типа орбитальных движений галактик. В случае эллиптических орбит с эксцентриситетом e , ориентированных относительно наблюдателя произвольным образом, средний фактор проекции выражается как

$$\langle \gamma | e \rangle = \frac{3\pi}{32} \left(1 - \frac{2}{3} e^2 \right)^*. \quad (2)$$

Таким образом, для строго круговых движений ($\langle \gamma \rangle_{\kappa} = 3\pi/32$) оценка орбитальной массы будет в три раза меньше, чем для строго радиальных ($\langle \gamma \rangle_{\rho} = \pi/32$). Чтобы избежать неопределенности, условимся в дальнейшем считать движения галактик в парах круговыми. Обоснование этому будет дано ниже.

Выражение для среднего фактора проекции (2) получено усреднением множества пар по углам ориентации плоскости орбиты к лучу зрения, а также по фазе орбитального движения галактик. Для каждой пары индивидуальное значение фактора проекции может существенно отличаться от среднего, что привносит большую дисперсию в оценки масс отдельных пар галактик.

* Зависимость (2) впервые была получена С. П. Якимовым [14].

Распределение 423 пар галактик из сводки [2] по суммарным орбитальным массам приведено на рис. 1. При вычислении массы принято $\langle \eta \rangle = 3\pi/32$ и значение постоянной Хаббла $H = 75$ км/с Мпс. Как видим, различия в оценках массы очень велики и простираются на девять порядков. Помимо факторов проекции, вклад в дисперсию оценок массы вносят фиктивные, неизолированные пары.

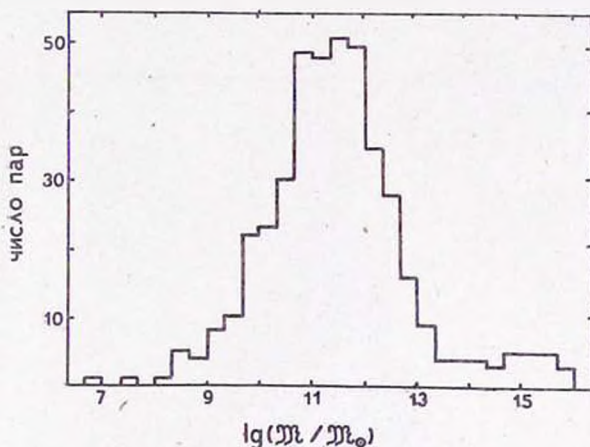


Рис. 1. Распределение 423 пар галактик по оценкам орбитальной массы в единицах солнечной.

В предыдущей статье [1] дано описание выборки двойных галактик, полученных в результате применения того же критерия изолированности пары к видимому распределению галактик, смоделированному на ЭВМ. При моделировании методом Монте-Карло учитывалось распределение галактик по системам разной населенности. Наблюдаемые характеристики этих М-пар оказались весьма близкими к характеристикам реальных, каталожных К-пар. Несмотря на то, что при моделировании не учитывалось гравитационное взаимодействие галактик и не был задан тип их орбитального движения, наблюдаемые значения взаимных расстояний и скоростей в М-парах можно формально использовать для оценки массы по формуле (1). Распределение М-пар по оценкам массы приведено на рис. 2. Физические пары на нем отмечены двойной штриховкой, неизолированные пары (члены систем галактик) — косой, а случайные, оптические пары, не заштрихованы.

Сравнение рис. 1 и 2 показывает хорошее взаимное соответствие двух распределений. Как и следовало ожидать, экстремально большие значения орбитальных масс, $M > 2 \cdot 10^{13} M_{\odot}$, целиком обусловлены оптическими парами. Физические и оптические пары разделяются на этом распределении вполне отчетливо.

Нетривиальным обстоятельством является то, что принятому в каталоге [3] критерию изолированности удовлетворяет большое число членов систем, оценки массы у которых находятся в диапазоне $(10^7 - 2 \cdot 10^{13}) M_{\odot}$. По относительному числу эти псевдопары преобладают в области $(10^{12} - 2 \cdot 10^{13}) M_{\odot}$ и тем самым заполняют провал между максимумами, соответствующими физическим и оптическим парам. На маскирующую роль неизолированных пар при вычислении массы раньше не обращалось достаточного внимания.

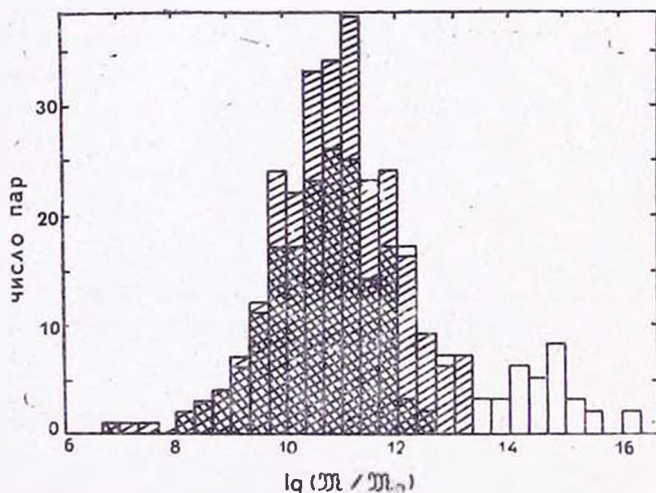


Рис. 2. Распределение 301 моделированной пары по оценкам орбитальной массы. Физические пары отмечены двойной штриховкой, члены систем — косой, оптические пары не заштрихованы.

На диаграмме «суммарная масса — суммарная светимость» (рис. 3) каталожные пары рассеяны по большой площади. Наблюдается лишь слабая тенденция у пар группироваться вдоль линии постоянного отношения массы к светимости $f = M/L = 10 f_{\odot}$. Основная причина этого — дисперсия углов ориентации пар относительно луча зрения. Наибольший вклад ложных пар, как оптических, так и ярчайших членов систем, проявляется в области высоких светимостей.

Известно, что отношение массы к светимости у отдельных галактик заключено в сравнительно небольшом интервале значений в отличие от масс, изменяющихся на несколько порядков при переходе от карликовых галактик к сверхгигантским. По этой причине мы будем в дальнейшем интересоваться распределением двойных галактик по отношению их суммарной орбитальной массы к суммарной светимости, f . Распределение 423 пар каталога по f приведено в логарифмической шкале на рис. 4.

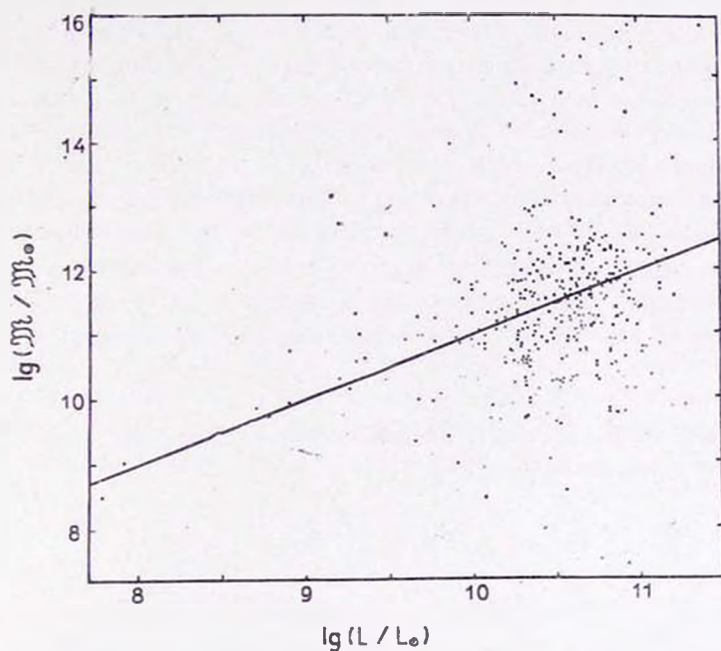


Рис. 3. Распределение 423 пар по суммарным орбитальным массам и суммарным светимостям. Прямая линия соответствует значению $M/L=10$.

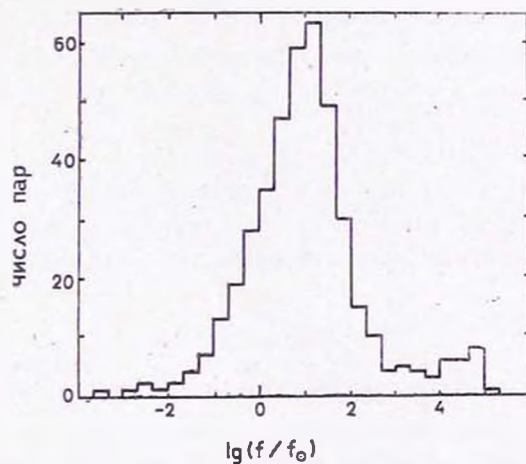


Рис. 4. Распределение 423 пар по оценкам отношения массы к светимости.

3. *Факторы проекции и тип движения.* Роль факторов проекции для разных типов движения галактик в парах была подробно рассмотрена в [9, 10]. Оценка отношения вычисляемой из (1) орбитальной массы к светимости для некоторой пары, $f = M/L$, отличается от ее истинного отношения массы к светимости, f_0 , на фактор проекции η , индивидуальное значение которого у данной пары неизвестно. Для достаточно многочисленной выборки двойных галактик, хаотически ориентированных относительно наблюдателя, оценку f можно рассматривать как произведение взаимно независимых случайных величин, $f = \langle \eta \rangle^{-1} \eta f_0$, и заменять усреднение по углам ориентации усреднением по совокупности пар*. Поэтому „ n “-ые моменты искомой случайной величины f_0 определяются из выражения

$$\langle f^n \rangle = \langle \eta \rangle^{-n} \langle \eta^n \rangle \langle f_0^n \rangle, \quad n = 1, 2, \dots \quad (3)$$

В случае строго круговых движений моменты фактора проекции представляются через гамма-функции [10]:

$$\langle \eta^n \rangle_{\kappa} = \frac{\Gamma(n+1/2) \Gamma(3n/2+1)}{2\Gamma(n+1) \Gamma(3n/2+3/2)}. \quad (4)$$

Для строго радиальных движений (осцилляций) имеем

$$\langle \eta^n \rangle_p = \frac{2^{n-1} \Gamma(n/2+1) \Gamma(n+1/2) \Gamma(n+1/2)}{\Gamma(3n/2+3/2) \Gamma(n+2)}. \quad (5)$$

Аналогичные выражения моментов фактора проекции можно определить для общего случая эллиптических движений. По известным выборочным моментам $\langle f^n \rangle$ и заданном типе движений легко найти моменты искомой величины f_0 и по ним восстановить вид распределения $p\{f_0\}$, скажем, используя диаграммы Пирсона [11].

Простые соотношения (3) между моментами f и f_0 справедливы лишь в идеальном случае, когда ошибки измерения скоростей пренебрежимо малы. В действительности разность лучевых скоростей компонентов пары, y , представляет собой сумму истинной разности, y_0 , и случайной ошибки ее измерения, u , т. е.

$$y = y_0 + u, \quad (6)$$

где y_0 и u следует считать взаимно независимыми случайными величинами. Тогда из (1) и (6) имеем

$$\begin{aligned} f^{1/2} &= \langle \eta \rangle^{-1/2} \eta^{-1/2} (y_0 + u) X^{1/2} L^{-1/2} = \\ &= \langle \eta \rangle^{-1/2} \eta^{1/2} f_0^{1/2} + \eta^{-1/2} \langle \eta \rangle^{-1/2} u X^{1/2} L^{-1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

* Для ансамбля пар числом k оценку f можно также определить как сумму взаимно независимых случайных величин $f = k^{-1} \langle \eta \rangle^{-1} \eta f_0$.

И вместо простого соотношения (3) для моментов $\langle f^n \rangle$ и $\langle f_0^n \rangle$ получается выражение

$$\langle f^n \rangle = \langle \eta^{-n} \rangle \sum_{i=0}^{2n} C_{2n}^i \eta^{-(2n-i)/2} \langle u^{2n-i} \rangle \langle X^{(2n-i)/2} L^{-(2n-i)/2} \eta^{i/2} f_0^{i/2} \rangle, \quad (8)$$

содержащее смешанные моменты. Очевидно, что проекция расстояния между компонентами, X , и фактор ориентации пары, η , являются взаимно зависимыми величинами. Из самых общих соображений можно допускать также существование взаимной корреляции между суммарной светимостью пары, L , истинным отношением массы к светимости, f_0 , и взаимным расстоянием членов пары, X , (скажем, вследствие начальных условий образования двойных галактик или из-за наличия у них массивных корон).

В силу симметричности распределения ошибок лучевых скоростей ($\langle u \rangle = 0$) для первых моментов имеем из (8) очевидное соотношение

$$\langle f \rangle = \langle f_0 \rangle + \eta^{-1} \langle \eta \rangle^{-1} \langle u^2 X L^{-1} \rangle \equiv \langle f_0 \rangle + \langle \Delta f_u \rangle, \quad (9)$$

где $\langle \Delta f_u \rangle$ — средняя поправка отношения массы к светимости пары, обусловленная ошибками измерения лучевых скоростей.

В дальнейшем для простоты вычислений мы предположим, что величины $\{X, L, \eta, f_0\}$ взаимно независимы. Тогда рекуррентные соотношения (8) для моментов f^n и f_0^n приобретают вид

$$\langle f^n \rangle = \sum_{i=0}^n C_{2n}^{2i} \langle \eta^{n-i} \rangle \langle \eta \rangle^{-n+i} \langle f_0^{n-i} \rangle \langle \Delta f_u^i \rangle, \quad n = 1, 2, \dots \quad (10)$$

Таким образом, вычисляя выборочные моменты отношения f у двойных галактик и учитывая их смещение Δf_u из-за ошибок лучевых скоростей, мы можем последовательно определить из (10) n -ые моменты искомой величины f_0 при заданном типе орбитальных движений и по ним восстановить истинное распределение двойных галактик по отношению их массы к светимости, $p(f_0)$.

4. *Избирательность по углам ориентации пар.* Некоторые авторы [6, 7] высказывали предположение, что средний фактор проекции, определяемый выражением (2), требует коррекции за избирательность ориентации пар относительно луча зрения. Соображения основывались на том, что условие отбора двойных галактик по их видимому расстоянию затрудняет выделение пространственно широких пар. Согласно косвенным оценкам упомянутых авторов, учет этого обстоятельства должен увеличивать среднюю орбитальную массу пары на 10—40%.

Моделируя видимое распределение галактик и условия их включения в каталог пар, мы имели возможность проверить это предположение. По-3—834

скольку для каждой М-пары была известна не только проекция расстояния между компонентами на картинную плоскость, X , но и их пространственное взаимное расстояние, R , мы вычислили среднее значение $\langle X/R \rangle$ для М-пар, удовлетворяющих критерию изолированности. При отсутствии селекции и равномерно случайной ориентации пар относительно луча зрения $\langle X/R \rangle = \pi/4 \simeq 0.785$. Для удовлетворяющих критерию изолированности М-пар эта величина оказалась равной 0.763, что в пределах ошибок совпадает с ожидаемой. Таким образом, отбор двойных галактик по условию их изолированности не привносит существенной анизотропии в видимую ориентацию пар, следовательно, систематическая ошибка в оценке средней орбитальной массы должна быть незначительной.

5. *Распределение пар по отношению орбитальной массы к светимости.* Чтобы определить функцию масс или отношения массы к светимости у двойных галактик, необходимо исключить из выборки ложные пары. Четких критериев для этого, по-видимому, не существует. Результаты моделирования показывают, что среди случайных (оптических) пар 94% имеют формальное отношение массы к светимости $f = 10^3 - 10^6$. Таких пар в каталоге ожидается около 11%. Рассматриваемая выборка 423 пар содержит 33 пары с $f > 10^3$, что составляет 8% общего числа пар. Очевидно, все эти пары с $f > 10^3$ можно считать результатом случайной близости на луче зрения двух физически не связанных галактик.

Помимо оптических в выборке ожидается значительная часть (32%) случайно близких на луче зрения членов групп и скоплений галактик. По данным моделирования у таких псевдопар оценки f по разности скоростей и взаимному расстоянию распределены в широком интервале ($10^{-1} \div 10^3$) и существенно перекрываются с оценками f для истинно физических (изолированных) пар. Наибольший удельный вклад членов систем приходится на область значений $f = 10^2 - 10^3$. Поэтому в дальнейшем условимся считать пары галактик с $f > f^{\text{cut}} = 10^2$ неизолрованными, ложными парами. Условию $f < 10^2$ удовлетворяет 361 пара из 423, т. е. 85% всей выборки. Это значение заметно выше ожидаемого относительного числа изолированных пар (57%) по испытаниям критерия отбора пар методом Монте-Карло. По-видимому, рассматриваемая ниже выборка 361 пары с $f < 10^2$ включает в себя остаточную примесь членов систем. Однако ужесточение условия разграничения физических пар от ложных (скажем, полагая $f^{\text{cut}} = 50$) следует считать нецелесообразным, т. к. при жестком отборе двойных галактик по значениям f появится систематическая избирательность.

Распределение 361 пары с $f < 10^2$ по значениям отношения массы к светимости представлено на рис. 5. Гистограммой изображено распределение по f без учета ошибок измерения лучевых скоростей, точками — рас-

пределение несмещенных оценок отношения массы к светимости $f_c = f - \Delta f_a$. Отрицательные значения f_c соответствуют парам, у которых ошибка измерения разности лучевых скоростей превосходит модуль значения разности ($\sigma_y > |y|$). Сравнение этих распределений дает наглядное представление о влиянии ошибок измерения скоростей на оценку массы. Отметим, что более ранние разрозненные измерения лучевых скоростей пар, выполненные разными авторами, содержали значительные ошибки и поэтому были мало информативными при вычислении орбитальных масс.

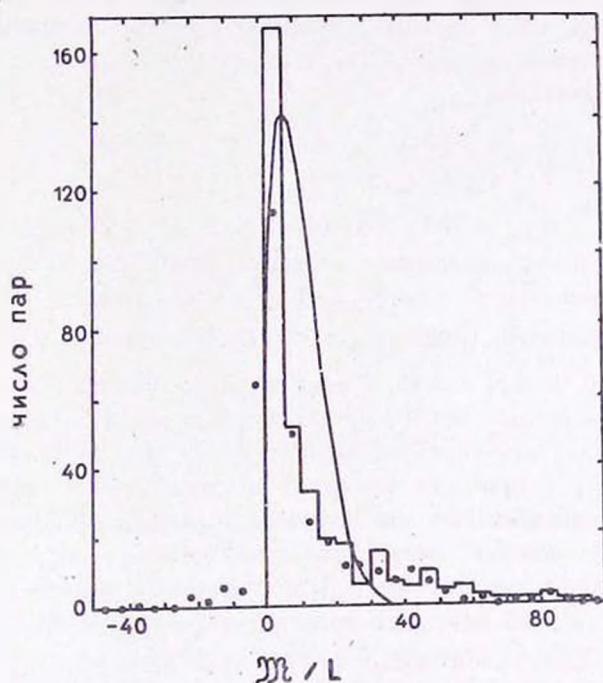


Рис. 5. Распределение 361 пары с $f < 100$ по отношению массы к светимости, f , — гистограмма. Точками отмечено распределение по несмещенным оценкам $f_c = f - \Delta f_a$, учитывающим ошибки измерения скоростей. Линией обозначена плотность распределения пар по истинным отношениям массы к светимости f_0 при строго круговых движениях галактик (уравнение (11)).

Чтобы улучшить надежность определения массы, мы исключили из рассматриваемой выборки пары с наибольшими ошибками измерения скоростей. Для оставшихся 322 пар, имеющих $\Delta f_a < 10$, были определены выборочные моменты отношения массы к светимости, $\langle f^n \rangle$, и поправки к ним $\langle \Delta f_a^n \rangle$ до четвертого момента включительно. Малая величина поправок Δf_a за ошибки измерения скоростей позволяет ослабить влияние возможной коррелированности случайных величин в уравнении (8) и

использовать для определения $\langle f_0^m \rangle$ упрощенное выражение (10), не содержащее смешанных моментов.

Подставляя в (10) значения моментов фактора проекции для строго круговых и для строго радиальных движений из (4) и (5), мы вычислили моменты $\langle f_0^m \rangle$ при $n = 1, \dots, 4$, т. е. среднее, дисперсию, асимметрию и эксцесс искомого распределения $p\{f_0\}$. Используя эти моменты и метод диаграмм Пирсона [11], можно найти аналитическое представление функции $p\{f_0\}$. Результаты расчетов привели к следующим заключениям.

1) В случае чисто круговых движений галактик плотность распределения их отношения суммарной массы к суммарной светимости выражается бета-распределением

$$p\{f_0\} = \frac{\Gamma(5.5)}{\Gamma(4)\Gamma(1.5)} S^{1/2}(1-S)^3, \quad [0 \leq S \leq 1], \quad (11)$$

где $S = f_0/f_{0\max}$, $f_{0\max} = 38.0$, а $\Gamma(z)$ — значения гамма-функции. Таким образом, величина f_0 оказывается распределенной на интервале $[0-38]$ со средним значением $\langle f_0 \rangle = 10.4$ и стандартом $\sigma_{f_0} = 6.6$. Коэффициенты асимметрии и эксцесса этого распределения равны, соответственно, $\beta_1 = 0.48$ и $\beta_2 = 2.93$, а максимум приходится на $\hat{f}_0 = 5.1$. Графический вид зависимости (10) представлен на рис. 5 сплошной линией.

Сравнение $p\{f_0\}$ с видимым распределением пар $N(f)$ показывает, что действие факторов проекции приводит к существенному видоизменению истинного распределения, а именно, образованию длинного хвоста больших значений f и резкому пику в числе пар с $f \approx 0$.

При плотности распределения (11) измеряемые оценки f у отдельных пар могут достигать максимального значения $f_{\max} = (32/3\pi)f_{0\max} = 129$. Поэтому использованное выше ограничение выборки пар по условию $f^{\text{cut}} = 100$ лишь незначительно (на 0.5 %) усекает „хвост“ распределения $p\{f_0\}$.

2) Для строго радиальных движений галактик в парах система уравнений (10) и (5) не имеет физически осмысленного решения относительно $\langle f_0^m \rangle$. Дисперсия значений отношения массы к светимости получается отрицательной, а на диаграмме «асимметрия—эксцесс» характеристика выборки попадает в критическую область. Этот результат следует понимать таким образом, что случай радиальных движений приводит к избыточно большой дисперсии оценок f от пары к паре из-за различия углов ориентации. Даже при $\hat{f}$ -видной функции истинных значений f_0 ожидаемый разброс оценок f оказывается больше наблюдаемого. Дополнительный анализ показывает, что вариация параметра обрезания выборки, f^{cut} , в разумных

пределах не устраняет отрицательного значения $\varepsilon_{f_0}^2$. Следовательно, предположение о чисто радиальных движениях в парах не согласуется с наблюдательными данными.

3) Реальный характер орбитальных движений в парах галактик может быть промежуточным между двумя рассмотренными крайними ($e = 0$ и $e = 1$) случаями. Зависимость относительной дисперсии фактора проекции от эксцентриситета орбиты изображена на рис. 6. Основываясь на ней и полагая, чтобы дисперсия искомого распределения $p\{f_0\}$ имела неотрицательное значение, мы получили допустимую область значений эксцентриситета орбит в парах $e < 0.8$.

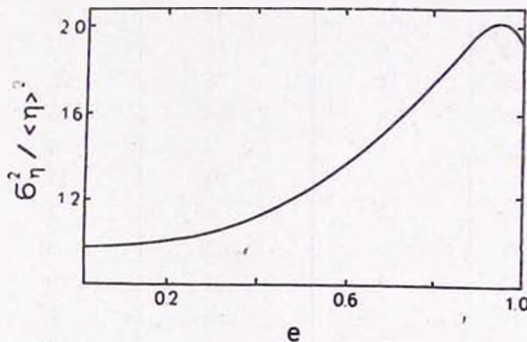


Рис. 6. Зависимость относительной дисперсии фактора проекции от эксцентриситета орбиты пары.

В заключение данного раздела отметим, что эксцентриситет орбиты пары может зависеть от линейного расстояния между компонентами. Например, для широких пар мыслимы преимущественно радиальные движения, а для тесных пар — почти круговые. Причины этого могут быть вызваны начальными условиями образования двойных галактик или же приливным трением при тесных сближениях [12]. Для проверки таких сложных гипотез имеющийся наблюдательный материал, по-видимому, недостаточен.

Следует помнить также, что анализируемая выборка, вероятно, содержит остаточное число неизолированных псевдопар, и это будет влиять на результаты более тонкого анализа типа движений в парах галактик.

6. *Дополнительные свидетельства отсутствия скрытых масс у двойных галактик.* Реальную точность, с которой получено аналитическое представление (11) для функции $p\{f_0\}$ не следует переоценивать. Отличие движений в парах от строго круговых и некоторая примесь неизолированных пар могут явиться источниками систематических искажений вида $p\{f_0\}$. В табл. 1 содержится распределение числа пар по f для трех подвыборок,

удовлетворяющих, соответственно, основному (мягкому), среднему и жесткому критерию изолированности. Эти распределения имеют заметные различия. Как видно из последних строк таблицы, среднее отношение массы к светимости уменьшается с возрастанием жесткости критерия, что указывает на присутствие в выборках некоторого числа неизолированных (ложных) пар.

Таблица 1

f	Число пар, удовлетворяющих критерию		
	Жесткий	Средний	Мягкий
0— 5	70	136	168
5— 10	21	42	52
10— 15	6	16	33
15— 20	11	16	20
20— 25	6	14	18
25— 30	1	4	6
30— 35	5	14	16
35— 40	3	6	7
40— 45	0	3	6
45— 50	4	10	10
50— 55	2	3	5
55— 60	3	4	6
60— 65	0	3	3
65— 70	1	1	2
70— 75	0	0	2
75— 80	0	0	2
80— 85	1	2	3
85— 90	1	1	1
90— 95	0	1	1
95—100	0	0	0
Всего	135	276	361
$\langle f \rangle$	12.2 ± 1.5	13.3 ± 1.1	14.2 ± 1.0

В табл. 2 приведено сопоставление величины $\langle f_c \rangle$ с относительным содержанием в выборке оптических пар и членов систем, определенным путем моделирования условий отбора пар при разных критериях изолированности. Данные включают также выборки двойных галактик Тэрнера [7] и Петерсона [8], редуцированные к $e = 0$ и $H = 75$ км/с Мпс. Зависимость $\langle f_c \rangle$ от степени чистоты выборки вполне очевидная. Поэтому

следует заключить, что главная причина расхождений между оценками $\langle f_c \rangle$ у разных авторов обусловлена тем, насколько правильно учтена роль ложных пар, а не различием в методике определения орбитальных масс. Заметим, что формальное добавление к 361 паре нашей выборки с $f < 100$ еще 29 случаев с $f = 10^2 \div 10^3$ способно поднять оценку среднего до $\langle f_c \rangle \approx 50$.

Таблица 2

Критерий	Относительное число пар (%)			$\langle f_c \rangle$
	физические	члены систем	оптические	
Жесткий [3]	75 %	21 %	4 %	9.5
Средний [3]	64	27	9	9.8
Мягкий [3]	57	32	11	10.3
Тюрнера [7]	44	36	20	25.5
Петерсона [8]	30	45	25	48

Стремясь найти независимое подтверждение роли неизолированных пар (членов систем) в завышении отношения массы к светимости в парах, мы предприняли подсчеты галактик каталога Цвикки в кольцевых зонах вокруг центров тех пар, у которых оценки массы к светимости умеренно высокие, $f = 40 \div 100$. Ожидаемый избыток числа галактик в окрестностях этих пар действительно наблюдается. В среднем на одну пару приходится 0.9 ± 0.1 галактик с характерным расстоянием $\sim 10'$ (или 200 кпс), что указывает на ассоциирование этих пар с рассеянными системами галактик. Для отдельных пар (например, № 127, 190, 263, 416, 548, 584), где у соседних с ними галактик известны лучевые скорости, наблюдается соответствие скоростей в парах и у ближайших их соседей.

Еще более определенные результаты дает рассмотрение самых близких двойных галактик. В табл. 3 содержится список 10 ближайших пар с указанием их расстояния от наблюдателя и обозначением принадлежности к близким группам галактик согласно Вокулеру [13]. Мы видим, что большинство ближайших пар является членами групп Вокулера. Разумеется, такие пары, как № 379 (М 51) представляют собой изолированные, гравитационно обособленные субструктуры в группах. Однако в других случаях (например, № 218 = М 81 + М 82) изолированность пар и корректность оценки их орбитальной массы вызывают сомнения.

В свете перечисленных соображений попытки объяснить большие оценки орбитальной массы у отдельных пар наличием вокруг галактик невидимых массивных корон выглядят неубедительными. В предыдущей статье [2] мы отмечали, что у 30 широких пар с расстоянием между компонента-

ми $X = 100 \div 260$ кпс и $f < 100$ среднее отношение орбитальной массы к светимости $\langle f_e \rangle = 12.0 \pm 2.5$ не отличается от среднего для тесных пар. Отсутствие зависимости $\langle f_e/X \rangle$ находится в прямом противоречии с гипотезой массивных корон. Среди широких пар имеется также 14 двойных галактик с оценками $f_e = 2 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^5$. Такие случаи следует считать ложными, неизолированными парами. Формально большие орбитальные массы для этих пар не соответствуют по нашим данным малой величине внутренних движений у составляющих их галактик.

Таблица 3

№ пары	Расстояние (Мпс)	Средняя скорость группы (км/с)	Принадлежность группе Вокулера
218	2.5	309	G 2
133	2.5	253	G 2 (?)
217	4.1	308	—
384	4.6	348	G 5
379	4.6	593	G 5
40	6.3	530	G 7
294	8.0	786	G10
341	8.0	733	G10
349	8.0	680	G10 (?)
350	8.0	710	G10

7. *Заключение.* Анализ оценок орбитальных масс для достаточно многочисленной и однородной выборки двойных галактик позволяет сделать ряд вполне определенных выводов о динамике этих простейших систем галактик.

а) При интерпретации измеряемых орбитальных масс двойных галактик первостепенное значение имеет правильный учет ложных, неизолированных пар, как оптических, так и «верхушек» систем, удовлетворяющих критерию изолированности. Исключение таких псевдопар, сделанное на основе моделирования условий отбора пар методом Монте-Карло, существенно понижает среднюю оценку орбитальных масс и приводит ее в соответствие с обычными значениями, получаемыми по вращению галактик.

б) Среди различных предположений о типе движений галактик в парах наилучшим образом наблюдательным данным соответствует случай круговых или близких к ним орбит. Вытянутые орбиты с эксцентриситетом $e > 0.8$ как преобладающий тип движений могут быть исключены.

в) После редукции за факторы ориентации и ошибки измерения лучевых скоростей отношение орбитальной массы к светимости у двойных

галактик оказывается заключенным в интервале $[0, 38]$ со средним $\langle f_0 \rangle = 10.4$, дисперсией $\sigma_{f_0} = 6.6$ и максимумом распределения на $f_0 = 5.1$. Возможно, что в нашей выборке еще не до конца исключены ложные пары, поэтому значение $\langle f_0 \rangle$ следует рассматривать как верхний предел для истинно изолированных пар.

г) Широкие ($X > 100$ кпс) и тесные пары галактик имеют в среднем одинаковые отношения массы к светимости, что не согласуется с предположением о существовании в парах массивных корон на масштабах $\lesssim 200$ кпс.

д) Зависимость средней массы двойных галактик от жесткости критерия при отборе пар показывает, что расхождения в оценках $\langle f \rangle$ для разных выборок обусловлены в основном степенью чистоты выборки, т. е. отсутствием в ней ложных пар. Это является главной причиной различий между данными Тэрнера, Петерсона и представленными здесь результатами.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

HOMOGENEOUS SAMPLE OF BINARY GALAXIES. II. ORBITAL MASSES

I. D. KARACHENTSEV

Distribution of 423 binary galaxies is considered according to estimates of their orbital masses. Using the data simulating the sampling conditions of pairs by the degree of isolation an essential effect of false nonisolated pairs both optical and members of systems of galaxies on the mass estimates is found. After the exclusion of false pairs and allowance for radial velocity measurement errors the mean orbital mass value appears to be in agreement with the ordinary mass estimates obtained from galactic rotation. Analyses of projection factors for different types of orbital motion of members of pairs show that the suggestion on very elongated orbits with an eccentricity $e > 0.8$ does not agree with the observational data. For the circular motions of the pairs galaxies their distribution according to the integral orbital mass to integral luminosity ratio lies within the interval $[0-38] f_0$ with the mean value 10.4, dispersion 6.6 and distribution maximum at 5.1. It is noted that the mass to luminosity ratios for close and wide pairs are practically the same. There are no signs of existence of massive corollae round binary galaxies in the range of $\lesssim 200$ kpc. A conclusion is

made that the reason of differences in mass estimates obtained by different authors for pairs of galaxies is caused, mainly, by a degree of purity of the initial sample.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 17, 249, 1981.
2. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 16, 217, 1980.
3. И. Д. Караченцев, Каталог изолированных пар галактик северного неба, *Сообщения САО*, 7, 3, 1972.
4. T. Page, *Ap. J.*, 116, 63, 1952.
5. E. Holmberg, *Lund Obs. Medd.*, Ser. 1, 186, 1, 1954.
6. S. M. Faber, J. S. Gallagher, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 17, 135, 1979.
7. E. L. Turner, *Ap. J.*, 208, 20, 304, 1976.
8. S. D. Peterson, *Ap. J.*, Suppl. ser., 40, 527, 1979.
9. I. D. Karachentsev, A. Shcherbanovskiy, *Acta Astronomica*, 20, 373, 1970.
10. I. D. Karachentsev, "Proceedings of the Third European Astronomical Meeting", Tbilisi, 1975.
11. G. J. Hahn, S. S. Shaprio, *Statistical Models in Engineering*, John Willey and Sons, inc., New York—London—Sydney, 1967.
12. S. D. White, N. A. Sharp, *Nature*, 269, 395, 1977.
13. G. de Vaucouleurs, in "Galaxies and the Universe", vol. IX, Chicago, Univ. Chicago Press, 1975, p. 557.
14. С. П. Якимов, *Уч. зап. ЛГУ, мат. сер.*, 42, 112, 1968.