З астрономічних спостережень відомо, що не менше половини всіх зір входить в подвійні і кратні системи. З точки зору утворення зір через гравітаційної нестійкості в холодних молекулярних хмарах цей факт цілком зрозумілий, оскільки строго сферично-симетрична ситуація є ідеалізацією через наявність обертання, магнітних полів, неоднорідностей густини і т. д., також стиснення протозвездной хмар часто призводить до одночасного утворення кількох центрів конденсації.

**Визначення мас подвійних зір. Функція мас**

Спостереження руху зір в подвійній системі в багатьох випадках дозволяє визначити маси компонентів. Будемо вважати зірки точками, що рухаються по кепліровським орбітах навколо центру мас системи. На відміну від класичної задачі визначення планетних орбіт в Сонячній системі, орбіту подвійної зірки визначають сім, а не шість елементів, так як в першому випадку маса Сонця багато більше маси планет і його рухом навколо загального центру мас можна знехтувати. Як параметри орбіт подвійної системи можна взяти: маси компонентів M1, M2, суму великих піввісь орбіт компонентів відносно центру мас системи a1 + a2 = a, ексцентриситет орбіти e, нахил орбіти до променю зору i (так що при i = 90o орбіта видно з ребра), позиційний кут висхідного вузла орбіти тa кут, що характеризує стан періастра ω (довгота періастра). Орбітальний період обертання пов'язаний з масами компонентів і великою піввісью відносної орбіти a = a1 + a2 третім законом Кеплера:



Якщо зірки помітні окремо (т. з. візуально-подвійні системи), то спостереження дозволяють відновити орбіти кожної з них і оцінити їх масу. Однак, часто про подвійність системи можна судити по наявності однієї або двох систем ліній в сумарному спектрі, які періодично зміщуються через ефект Доплера при русі компонентів навколо загального центру мас (спектрально-подвійні зірки). За допомогою спектроскопічних спостережень за ефектом Доплера вимірюються променеві швидкості однієї або обох зір в залежності від орбітальної фази і таким чином виходять криві променевих швидкостей Vr1 (t) і Vr2 (t) (див. Рис. 1.1). Розглянемо зв'язок між амплітудою променевих швидкостей зір і їх відносними масами на прикладі подвійної системи, в якій зірки обертаються навколо загального центру мас по кругових орбітах. З умови нерухомості центру мас системи:



звідки:



Виразимо амплітуду зміни променевої швидкості Vr будь-якої зірки (нехай це буде Vr1) через радіуси орбіт і орбітальну швидкість руху Vo1 цієї зірки:



Подібним способом, синхронне визначення Vr1 і Vr2 дає можливість встановити підхід мас компонентів M2 / M1 = a1 / a2 = Vr1 / Vr2. Але залишається неясність в нахилі орбіти i - амплітуди викривлених променевих швидкостей можуть бути одними і тими ж для різних орбіт, нахилених під різними кутами.



*Рис. 1.1 Примеры кривых лучевых скоростей компонентов тесных двойных систем. Сплошные синусоиды — подгонка наблюдений круговыми орбитами. Горизонтальные прямые соответствуют лучевой скорости движения центра масс. По работе T. Pribulla et al. 2006[1]*

Підставляючи a з в отримане вище рівняння, запишемо:



Функція:



називається функцією мас зірки з масою M2. Вона об'єднує безпосередньо вимірювані величини і Vr1, що відносяться до однієї з зір, з масою другий зірки:



Можна показати, що якщо орбіти зір являють собою не кола, а еліпси з ексцентриситетом e, то у виразі для функції мас орбітальний період P повинен бути помножений на фактор(1 − e2)3/2.

Разділивши f(M2) на M2, отримаємо:



Таким способом, функція мас зірки в подвійній системі передбачає собою нижню межу її маси. Отже аналіз функції мас згідно зі спостереженнями 1-го елемента подвійної системи дає можливість отримати обмеження на масу 2-го елемента. Подібна ситуація має місце при спостереженні тісних подвійних систем, де звичайна зірка становить пару з компактним компонентом, випромінювання якого приймається тільки в рентгенівському діапазоні. Наприклад, функція мас деяких рентгенівських подвійних систем - кандидатів в чорні діри - виявляється більше 3 мас Сонця (абсолютна верхня межа маси нейтронних зір в рамках загальної теорії відносності). Це служить найважливішою вказівкою на те, що компактна зірка в цих системах не може бути нейтронної зіркою і, мабуть, є чорною дірою.

Підкреслимо, що вимір кеплерівських орбіт в спектроскопічних подвійних системах по кривим променевих швидкостей не дозволяє визначити всі параметри подвійної системи, оскільки невідомий кут нахилу орбіти до променю зору.Однак завдання може бути вирішене для релятивістських тісних подвійних систем з двох нейтронних зір, принаймні одну з яких видно як радіопульсар. В цьому випадку детальний аналіз часів приходу імпульсів дозволяє з використанням релятивістських ефектів знайти всі орбітальні параметри подвійної системи. Проблеми не виникає також для затемнення-подвійних систем, коли i ≈ 90o і спостерігаються ефекти затемнення одного компонента системи іншим.

**Особливості еволюції зір в ТДС**

Еволюція зір в подвійних системах відрізняється від еволюції одиночних зір, якщо приливний вплив сусіднього компонента істотний. Дійсно, приливне прискорення, створюване збудженною масою M2 на поверхні зірки з масою M1 і радіусом R з відстані l приблизно дорівнює:



На малих відстанях l <= R · (2M2/M1)1/3, визначаємих з умови at ∼ g = GM1/R2, приливні сили істотно спотворюють форму поверхні зірки M1 і призводять до появи нового явища, відсутнього у одиночних зір або у компонентів широких зіркових пар - перетікання речовини з однієї зірки на іншу.

**Наближення Роша і порожнини Роша**

Зазвичай в теорії еволюції тісних подвійних систем (ТДС) користуються наближенням Роша (Roche), при якому зірки вважаються точковими масами і можна знехтувати їх власним моментом імпульсу осьового обертання в порівнянні з орбітальним. Цього наближення в переважній більшості випадків цілком достатньо, оскільки зазвичай щільність зірки (за винятком деяких моделей нейтронних зір з однорідною щільністю) сильно збільшується до центру. Ще одне обмеження на застосовність моделі Роша до реальних подвійних зір пов'язано з синхронністю обертання компонентів ТДС, що забезпечується в більшості випадків їх ефективною приливною синхронізацією (випадок системи Земля-Місяць, в якій обертання Місяця вже синхронізовано з орбітальним повертанням, незважаючи на малий радіус місяця в порівнянні з її порожниною Роша). При цьому для дуже тісних пар нейтронних зір і чорних дір на останніх стадіях злиття важливі ефекти загальної теорії відносності (ЗТВ). Злиття таких зір пов'язано зі зростаючим під час зближення компонентів темпом втрат орбітального моменту імпульсу через гравітаційного випромінювання. Ефекти ЗТВ стають визначальними, коли розмір орбіти виявляється порядку декількох гравітаційних радіусів компонентів. Надалі ми будемо вважати наближення Роша справедливим. Цього достатньо для розуміння основних процесів, що відрізняють еволюцію зір в ТДС від одиночних зір. Розглянемо ТДС з зір M1 і M2 на кругових орбітах з сумою великих піввісей a1 + a2 = a. Виберемо систему координат, синхронну з орбітальним зверненням ТДС і початком в центрі зірки M1, в якій вісь X спрямована від зірки M1 до M2 і вісь Z спрямована уздовж вектора обертання. У цій системі потенціал Роша в точці (x, y, z) записується у вигляді суми трьох потенціалів, пов'язаних з гравітаційними полями компонентів і відцентровою силою:





характеризують положення центра мас системи на осі X, так що вираз в квадратних дужках - це квадрат відстані від осі обертання, що проходить через центр мас. Останній доданок в цій формулі описує потенціал відцентрової сили. Висловлюючи з 3-го закону Кеплера частоту ω через повну масу системи, потенціал Роша можна записати у вигляді:



де безрозмірний потенціал:



є тільки функцією відношення мас q = M2/M1.

Еквіпотенціалью знаходяться з рівняння Φ (x, y, z) = const і являють собою сімейство симетричних відносно осей X і Y (але не осесиметричних!) поверхонь. Ці поверхні поблизу центрів зір мало відрізняються від сферичних, навколо зірки більшої маси розмір еквіпотенціалі більше, проте у міру зростання їх радіусу відмінності від сферичної симетрії стають дедалі помітнішими, і при деякому значенні потенціалу обидві поверхні стикаються в деякій точці (внутрішня точка Лагранжа L1), розташованій на осі між масами. Ці критичні поверхні звуться порожнинами Роша. Вирішуючи рівняння третього порядку ∂Φ / ∂x = 0, y = z = 0, можна визначити положення точок L1, L2, і L3 на осі x, в яких потенціал Роша досягає екстремуму (максимуму). Зауважимо, що відстані між масами і точками Лагранжа (для визначеності будемо вважати всюди M1 ≥ M2) задовольняють нерівності L3M1 ≥ L2M2 ≥ L1M1 ≥ L1M2 (рівність має місце тільки в разі рівних мас). Перетин еквіпотенційних поверхонь в моделі Роша в орбітальній площині (X, Y) подвійної системи схематично зображено на Мал. 1.2



*Мал. 1.2. Перетин поверхонь рівного потенціалу в моделі Роша в орбітальній площині подвійної системи з нульовим ексцентриситетом орбіти. Система координат обертається з орбітальної частотою. Показані точки Лагранжа L1, L2, L3, L4 і L5. Порожнина Роша затемнена. У точках L4 і L5 значення потенціалу мають мінімум (області стійкості).[1]*

**Перенесення мас**

Тепер розглянемо, як поводяться зірки в тісній подвійній системі. У стаціонарному випадку розмір кожної зірки обмежений однією з еквіпотенціалей, і поки зірки далекі від заповнення критичної порожнини Роша, їх форма мало відрізняється від сферичної. Для зірки, що заповнює майже всю порожнину Роша, приливні ефекти вже сильно спотворюють її форму. Якщо ж розмір зірки зрівняється з розміром порожнини Роша, стає можливим переміщення частинки з поверхні однієї зірки всередину еквіпотенційної поверхні сусідньої без зміни її енергії, так як при наближенні до точки L1 висота потенційного бар'єру, що відділяв точки поверхні зірки на осі x від сусідньої порожнини, близька нулю (точка L1 є сідловою потенціалу Роша, в ній ∇Φ (L1) = 0). Таким чином, частки атмосфери зірки, що рухаються з тепловими швидкостями в околиці внутрішньої точки Лагранжа, здатні проникнути всередину порожнини Роша сусіднього компонента. Розглянемо тепер подвійну систему, що складається із зір головної послідовності M1 і M2 на круговій орбіті. Більш масивна зірка еволюціонує швидше, а значить першою почне збільшувати радіус і заповнювати свою порожнину Роша. Це може привести до обміну мас між компонентами. При цьому, як показує аналіз та чисельне моделювання, перетікання речовини відбуватиметься в різних шкалах часу в залежності від (1) еволюційного стану заповнює порожнину Роша зірки, (2) відношення мас компонентів і (3) наявності додаткових джерел зменшення орбітального моменту імпульсу (наприклад , в разі тісних подвійних систем, за рахунок випромінювання гравітаційних хвиль).Для якісного розуміння еволюції ТДС часто розглядають так званий консервативний обмін масами, коли постулюється, що перенесення маси між компонентами подвійної системи з круговою орбітою відбувається консервативно, без зміни повної маси подвійної системи і зі збереженням повного моменту імпульсу J, який в основному зосереджений в орбітальному русі зір. Оскільки кутова швидкість орбітального руху обох зір однакова, а зірка меншою маси M2 рухаються навколо центру мас системи по колу більшого радіусу, момент імпульсу в розрахунку на одиницю маси для цієї зірки вище, ніж для більш масивної зірки M1. Тоді, вважаючи, що сумарний момент імпульсу зберігається в процесі перенесення речовини, отримуємо, що при перенесенні речовини від зірки більшої маси на меншу велика піввісь орбіти другої повинна зменшуватися, тобто зірки будуть зближатися, їх порожнини Роша будуть пропорційно зменшуватися, що прискорить процес акреції . Також, якщо втрачає масу легша зірка, то піввісь її орбіти після завершення перетікання повинна зрости.

Однак зазначимо, що консервативне перенесення мас є вкрай ідеалізованої моделлю. По-перше, вже сам факт обміну мас між компонентами є дисипативним процесом, який не можна повністю описати рівняннями в наближенні Роша. По-друге, в реальних подвійних системах завжди є зоряний вітер, що відносить момент імпульсу, а в разі дуже тісних систем істотним стає зменшення орбітального моменту обертання через випромінювання гравітаційних хвиль. Тому аналіз зміни параметрів орбіти при обміні мас є дуже складним завданням.Для стаціонарного характеру процесу перетікання потрібно також вимагати, щоб під час перетікання зірка весь час перебувала в контакті з порожниною Роша: R (t) = RL (t) одночасно з R˙ = R˙ L. Переходячи до змінної масі, ці рівності можна привести до виду:



Якщо це рівність порушується, то перетікання або припиняється, або різко зростає. Наприклад, в разі втрати маси більш масивним компонентом, для стійкого перетікання потрібно, щоб радіус зірки при зменшенні її маси теж досить швидко зменшувався. Ця умова виконується далеко не для всіх зір - наприклад, воно явно не виконується для вироджених зір з зворотною залежністю маса-радіус, а також для зір з протяжними конвективними оболонками (гіганти, надгіганти або зірки головної послідовності дуже малої маси).Характерна шкала часу обміну мас визначається як τM˙ = M / M˙. Для кількісного опису еволюції подвійних зір потрібно детально враховувати «відгук» внутрішньої структури зірки на зміну її маси, що можливо тільки шляхом чисельного рішення самоузгодженої задачі. Однак дуже схематично можна розрізняти такі випадки, що відображають основні фізичні особливості перенесення мас в подвійних зірках.

1. Зірка головної послідовності заповнює порожнину Роша. Перетікання відбувається в повільній ядерної шкалою часу, що визначає зростання радіуса зірки на стадії горіння водню



У разі проеволюціоніровавшої зірки, що заповнює порожнину Роша, перетікання відбувається в більш короткій теплової шкалі часу (час Кельвіна-Гельмгольца),



2. Зірка після головної послідовності з оболонкою в променистій рівновазі. Перетікання відбувається в тепловій шкалі часу оболонки, τM˙ ≈ τKH. Розрахунки показують, що для зір більшої маси, що заповнюють порожнину Роша, або для зір з конвективними оболонками (при будь-якому відношенні мас) перетікання відбувається за дуже короткий час в шкалі, близькій до гідродинамічної:



3. У частному, але важливому з точки зору спостережувальних проявів випадку тісних подвійних систем, в яких істотна втрата орбітального моменту імпульсу за рахунок замагніченого зоряного вітру або гравітаційного випромінювання, перетікання речовини часто виникає саме внаслідок зменшення орбітального моменту імпульсу, тобто зменшення розмірів самої порожнини Роша. Найважливішими прикладами таких систем є маломасивні ТДС: вибухові (катаклізмічні) змінні, де порожнину Роша заповнює зірка головної послідовності з масою порядку маси Сонця або менше, а другим компонентом є білий карлик, а також маломасивні рентгенівські подвійні системи - аналог катаклізмічних змінних, але в парі з нейтронної зіркою або чорною дірою. Орбітальні періоди цих систем, як правило, становлять кілька годин. Достовірно відомий мінімальний орбітальний період у маломасивної рентгенівської подвійної в кульовому скупченні NGC 6624 становить близько 10 хв.

**Стадії еволюції подвійних зір**

Залежно від ступеня заповнення порожнин Роша компонентами розрізняють наступні типи подвійних зір:

1. Розділені подвійні системи. Обидві зірки не заповнюють порожнину Роша. Цей клас включає всі візуально подвійні зірки і широкі спектроскопічні подвійні пари (наприклад, предкатаклізміческіе змінні), подвійні радіопульсари, подвійні білі карлики.

2. Полурозділені подвійні системи. Одна із зір заповнює порожнину Роша. Сюди входять затемнювані змінні типу Алголя (орбітальний період кілька днів), катаклізмічні змінні (орбітальний період кілька годин), рентгенівські подвійні (масивні і маломасивні, за винятком пар V-зірка + нейтронна зірка), деякі симбіотичні зірки (орбітальний період порядку декількох років) . Через перенесення мас на другий компонент полурозділені подвійні системи володіють найбільшою спостережуваною різноманітністю.

3. Контактні подвійні системи. Обидві зірки заповнюють свої порожнини Роша. До цього класу належать зірки типу W Великої Ведмедиці (маломасивні подвійні із зір головної послідовності, орбітальний період менше доби).

Фізично більш обгрунтованою є класифікація взаємодіючих подвійних по еволюційним стадіях компонентів, так як в процесі еволюції спочатку розділена система з двох зір головної послідовності проходить різні фази. Тим самим еволюція подвійної системи визначається поєднанням еволюційних фаз кожного компонента і орбітальними параметрами (велика піввісь a або періодом P і ексцентриситетом e орбіти). Знаючи параметри орбіти і маси компонентів в момент утворення системи, теоретично розраховують еволюцію системи в часі (вживають термін «еволюційний трек» системи) і проводять порівняння з спостерігаємими властивостями ТДС.

Як приклад, наведемо результати розрахунку еволюції двох масивних ОВ-зір на круговій орбіті (А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, 1973). Для того, щоб на пізніх стадіях еволюції виник обмін масами між зірками, радіус відносної орбіти системи a = a1 + a2 повинен бути менше ~ 1000 а. о. Будемо вважати, що маси зір досить великі, щоб в кінці еволюції їх ядра сколлапсували і утворили нейтронні зірки, а також що спочатку M1> M2. Зручно розділити еволюційний трек системи на кілька основних стадій (рис. 1.3).

1. Обидві ОВ-зірки знаходяться всередині своїх порожнин Роша. Тривалість цієї стадії визначається часом життя первинного (більш масивного) компонента на головній послідовності і становить кілька млн. років. За цей час в ньому формується невироджене гелієве ядро з масою близько 0.1 (M1 / M) 1.4M. Число N таких масивних подвійних ОВ + ОВ зір в Галактиці оцінюється в кілька десятків тисяч.

2. Після вичерпання запасів водню в ядрі радіус первинного компонента починає швидко зростати і зірка переміщається з головної послідовності в область червоних надгігантів. Однак як тільки її радіус стане достатньо великим для порівняння з порожниною Роша, почнеться перетікання речовини через околиці внутрішньої точки Лагранжа на вторинний компонент, який все ще перебуває на головній послідовності. Темп перетікання визначається теплової шкалою надгіганта, тому тривалість стадії першого обміну мас в таких системах оцінюється всього в кілька десятків тисяч років. Обмін мас завершується, коли велика частина водневої оболонки зірки M1 перетече на зірку M2. Позбавлений водневої оболонки первинний компонент перетворюється в невироджених гелієву зірку з C-O ядром, і якщо її маса більше 7-8 M, вона спостерігається як гаряча зірка Вольфа-Райе з потужним зоряним вітром. Якщо обмін масами відбувався консервативно (зі збереженням повної маси системи), то маса другої зірки зростає так, що може перевищити масу гелиевого залишку від первинного компонента (тобто може статися так звана «зміна ролей» компонентів - тепер вторинний компонент більш масивний і , значить, повинен еволюціонувати швидше, ніж раніше).

3. Загальна тривалість стадії WR + OB визначається часом еволюції зірки Вольфа-Райе (фактично, часом перетворення гелію в вуглець в її ядрі), яке складає близько 105 років. Число таких ТДС в Галактиці оцінюється в кілька сотень.

4. В кінці термоядерної еволюції C-O ядро зірки Вольфа-Райе коллапсують з утворенням нейтронної зірки. Колапс ядра супроводжується вибухом наднової типу Ib (або Ic, якщо в оболонці залишилося мало гелію). Частота таких наднових в нашій Галактиці оцінюється як ~ 1/100 років. Під час вибуху наднової можливий розпад подвійної системи на окремі компоненти, якщо скинута під час вибуху маса перевищує половину повної маси подвійної системи на момент вибуху або навіть менше, або якщо вибух відбувався несиметрично, і утворилася нейтронна зірка отримала в результаті значного імпульсу віддачі (англ. Kick) . Якщо ж розпаду подвійної системи і не відбулося, то її компоненти після вибуху повинні рухатися по дуже витягнутих орбітах. Згідно із законом збереження імпульсу спочиваючий до вибуху центр мас системи також почне рухатися зі швидкістю, що може досягати сотен км/с.

5. Вціліла під час вибуху наднової подвійна система складається з швидкообертаємою зіркою зірки класу V в парі з нейтронної зіркою на еліптичній орбіті. Швидке обертання V-зірки може бути обумовлено аккрецією значної кількості речовини з великим моментом імпульсу на стадії обміну масами. Молоді нейтронні зірки, як правило, мають сильні магнітні поля, і можуть спостерігатися як радіопульсари. При проходженні нейтронною зіркою періастра орбіти створюються найбільш сприятливі умови для гравітаційного захоплення нейтронною зіркою речовини, що минає від V-зірки у вигляді зоряного вітру. Темпи акреції захопленої речовини на поверхню нейтронної зірки можуть бути значні, і якщо магнітне поле поблизу поверхні нейтронної зірки досить сильне, буде спостерігатися феномен рентгенівського пульсара.Більшість спостережуваних рентгенівських пульсарів в Галактиці (кілька десятків) входить до складу таких ТДС з V-зірками. Тривалість цієї стадії визначається залишилася еволюцією V-зірки, і становить кілька десятків тисяч років.

6. Вторинний компонент поступово розширюється, і нейтронна зірка виникає всередині зовнішніх шарів червоного надгіганта. Навколо ядра надгіганта і нейтронної зірки виникає загальна оболонка, всередині якої нейтронна зірка швидко (за час близько тисячі років) рухається по спіралі у напрямку до ядра. Орбітальний момент імпульсу при цьому передається оболонці, що може привести до її динамічного скидання. В результаті, після скидання загальної оболонки в її центрі залишається гаряче гелієве ядро (може спостерігатися як зірка Вольфа-Райе) в парі з нейтронної зіркою на дуже тісній круговій орбіті; розрахунки не виключають і такого сценарію, коли нейтронна зірка проникає всередину ядра, а оболонка не встигає скинутися. В останньому випадку утворюється гіпотетичний об'єкт Торна-Житкової - нейтронна зірка, оточена щільною протяжною оболонкою. Еволюція таких об'єктів погано вивчена; мабуть, кінцевий продукт їх еволюції - масивна одиночна нейтронна зірка або чорна діра.

7. Друга зірка Вольфа-Райе в кінці своєї термоядерної еволюції вибухає як SN Ib / c. У більшості випадків подвійна система після вибуху руйнується з утворенням двох нейтронних зір, що швидко рухаються в просторі в протилежних напрямках. Розривом ТДС після другого вибуху SN можна пояснити високі просторові швидкості радіопульсаров в Галактиці (до декількох сотень км / с). Уцілілі ж після другого вибуху SN пари нейтронних зір спостерігаються як подвійні радіопульсари. Їх орбітальна еволюція цілком пов'язана з випромінюванням гравітаційних хвиль (див. Додаток). Кінцевий продукт такої еволюції - злиття двох нейтронних зір. Що виділяється при цьому колосальна енергія (близько тисячі п'ятьдесят-три ерг) майже вся переходить в імпульс гравітаційних хвиль. Розрахунки показують, що 0.1% від цієї енергії при злитті може перероблятися в жорстке електромагнітне випромінювання. Можливо, цим пояснюються короткі космічні гамма-сплески, зареєстровані як в галактиках з зореутворюванням, так і в старих еліптичних галактиках. Частота злиттів подвійних нейтронних зір в нашій Галактиці оцінюється як ~ 10-5-10-6 подій в рік, тобто приблизно в тисячу разів рідше, ніж спалахи наднових. Очікується, що подвійні нейтронні зірки (і чорні діри, які можуть утворитися з найбільш масивних зір) - головні астрофізичні джерела гравітаційних хвиль, реєстрація яких наземними детекторами очікується в найближчому майбутньому.

Наведений сценарій еволюції подвійних зір ілюструє їх виняткову важливість для пояснення походження і поведінки багатьох класів астрофізичних джерел - від катаклізмичних змінних і нових зір до рентгенівських подвійних систем і релятивістських пар з нейтронними зірками і чорними дірами. Їх вивчення методами астрофізики дозволяє отримувати інформацію про екстремальний стан речовини, яке неможливо вивчити в лабораторії.



*Мал. 1.3. Сценарій еволюції двох масивних зір з утворенням нейтронних зір і чорних дір в ТДС (А. В. тутук і Л. Р. Юнгельсон, 1973).*

*Вказана характерна тривалість стадії (T) і оцінка числа таких подвійних в Галактиці (N) або частота катастрофічних подій (ν).[1]*