

Про природу взаємодіючої системи β Ліри: локалізація гарячих областей на акреційному диску як відображення замагніченості газових структур

М. Ю. Скульський*

Національний університет «Львівська політехніка», м. Львів, Україна

*Corresponding author. E-mail: mysky@polynet.lviv.ua

Paper received 26.06.15; Accepted for publication 14.07.15.

Анотація. Це дослідження зніційоване публікаціями результатів узгоджених моделювань кривих блиску відомої масивної тісної подвійної системи β Ліри. Важливими з них є констанція значного вкладу випромінювання акреційного диску в криву блиску всієї системи. Зокрема, були виявлені дві гарячі області із температурами, що є на 10% та 20% вищими за усереднені на ободі диска (disk rim). Вони локалізовані у фазах 0.80P і 0.40P із покриванням відповідно у 30% та 10% зовнішнього краю диска. Вважається, що ці розігріті області могли бути сформовані шляхом зіткнень газових потоків з диском при переносі маси поміж компонентами. Дійсно, більш гаряча область на диску в фазах біля 0.40P природно пояснюється відхиленням коріолісовими силами основного газового потоку, що направлений від донора через точку Лагранжа в порожнину Роша акретора, з подальшим його зіткненням з диском акретора. Однак, у цей спосіб неможливо пояснити широку гарячу область диску, центровану на фазу 0.80P. Наш аналіз даних абсолютної спектрофотометрії, кривих зміни магнітного поля, променевих швидкостей та інтенсивностей спектральних ліній з фазами орбітального періоду показує, що гаряча область на акреційному диску акретора, локалізована в околі фази 0.80P, має іншу природу. Тут слід врахувати магнітне поле донора, напрям осі диполя якого поблизу цієї фази практично направлений на спостерігача і звернений до акретора. Ця гаряча область на акреційному диску утворюється в результаті зіткнення з диском замагнічених газових потоків, каналізованих магнітним полем донора, що є певним чином зорієнтованим у просторі. Енергетичний ефект від зіткнення на диску суттєво підсилений обертанням зовнішніх країв диску, зустрічним до падаючих на нього газових потоків. Структура магнітного поля донора сприяє і розігріву більш гарячої області диску в фазах поблизу 0.40P. Специфікою конфігурації магнітного поля донора пояснюється те, що на промені зору спостерігача при обертанні донора і акретора навколо спільного центру мас домінують ці гарячі області на диску акретора.

Основний висновок полягає в тому, що масоперенос, формування навколорядних газових структур, їх динаміка та енергетика регулюються магнітним полем донора. Вірогідно у взаємодії магнітних полів, згенерованих на донорі й акреторі з його диском, знаходиться й рішення проблеми реального існування та фізичної природи джет-подібних структур у системі β Ліри.

Ключові слова: β Ліри, магнітне поле, акреційний диск, масоперенос

Передмова

Минає півстоліття від початку наших спектральних досліджень відомої взаємодіючої масивної подвійної системи β Ліри, результати яких привели до певного поступу в тлумаченні фізичної природи цієї знаменитої системи. Перш за все, це стосується ототожнення ліній огорнутого диском акретора і визначення мас обох компонентів безпосередньо зі спектру системи, виявлення і дослідження магнітного поля донора, вивчення динаміки та структури акреційного диску. Найбільш систематично спостереження проводились в 1965-1995 рр., зокрема, на 2.6-м телескопі Кримської (КРАО) та 6-м телескопі Спеціальної Астрофізичних обсерваторій (САО). Результати досліджень β Ліри опубліковані у десятках в основному російськомовних статей як у радянських центральних журналах, так і в публікаціях різних обсерваторій та тематичних конференцій. З часом виявилось, що багато з них не цитовані в англійських публікаціях, зокрема, у статтях-оглядах наукових досягнень методично різних спостережень β Ліри. Відбиваючи уподобання і напрями досліджень їх авторів, в них до цих пір не висвітлені теми, що стосуються магнітного поля β Ліри (наприклад, [1,2,3]). Це приводить до неповної інтерпретації результатів досліджень. У цьому ключі показовим є виявлення гарячих областей на ободі акреційного диску при моделюванні V-кривої блиску системи β Ліри в недавній публікації [4], що змусило нас долучитися до ґрунтовнішого трактування цього

та інших фактів з погляду досліджень магнітного поля донора та структури акреційного диску.

Стаття побудована наступним чином. У вступній її секції в скороченому варіанті приводяться характеристики системи β Ліри та основні ідеї при їх інтерпретації в тривалому процесі пізнання цієї системи з акцентами на фотометричні та спектральні дослідження, що є тут базовими. В контексті викладу як ілюстрація часто використовується схематична модель β Ліри, створена за нашими спектральними спостереженнями, в якій виділено дві осі, а саме, вісь вздовж центрів зір-компонетів та вісь магнітного поля донора, що є визначальними у процесах масопереносу. У двох наступних секціях коротко систематизуються та узагальнюються результати наших багаторічних досліджень магнітного поля та динамічної структури акреційного диску. В подальшому вони є необхідними як щодо інтерпретації конкретного розігріву ободу акреційного диску згідно анонсованої теми, так і стосовно викладу ширшого розуміння природи явища масопереносу, каналізованого за допомогою магнітного поля.

Деякі аспекти вивчення взаємодіючої подвійної системи β Ліри

Починаючи від спостережень 1780-х років [5], які започаткували відому «криву блиску типу β Ліри», ряд наукових публікацій про цю систему є чи не найдовшим серед зоряних об'єктів. Це пояснюється як її яскравістю, так і неординарними задачами, які вини-

кали в процесі досліджень її фізичної природи. Ефемериди системи β Ліри містять квадратичний член, її орбітальний період зростає на 18.9 с/рік і, за понад двісті років зріши на 0.05 дня, досягає вже майже 13 днів. Це супроводжується активним масопереносом

поміж компонентами з утворенням навколосоряних структур, зокрема, розвинутої системи газових потоків та акреційного диску, уявлення про що можна створити на основі її схематичної моделі (рис. 1.)

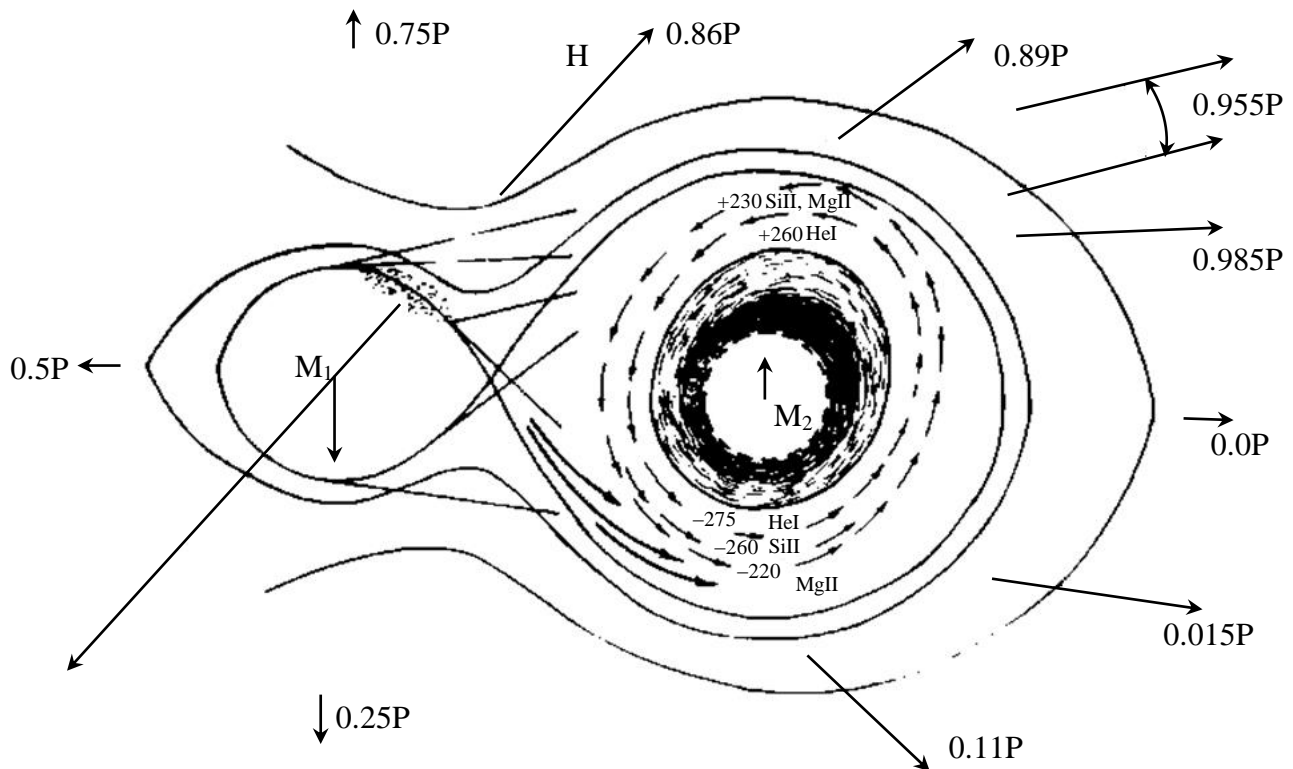


Рис. 1. Схематична модель взаємодіючої подвійної системи β Ліри за даними наших спостережень на 1990-і рр. (погляд зверху на площину орбіти) з яскравим донором типу В8III і масою $M_1=2.9 M_{\odot}$ та з акретором масою $M_2=13M_{\odot}$, огорнутим густим диском із псевдоатмосферою типу А5III (зовнішній сателіт-диск означено двома рядами стрілок). Первинне або головне затемнення (донора акретором) у видимому світлі відповідає фазі 0.0P (див. рис.2). Для відношення мас $q=0.22$ показані поверхні Роша в шкалі реального розділення між центрами компонентів $A=58R_{\odot}$. Втрата матерії донором (відмічено стрілками газований потік, відхилений силами Коріоліса до тильної сторони акретора) відбувається вздовж лінії центрів обох компонентів у напрямі орбітальних фаз 0.5-0.0P і вздовж осі магнітного поля донора у напрямі фаз 0.35-0.85P, спроектованої на площину орбіти. Показані орбітальні фази в межах $\pm 0.1P$ до і після центру головного затемнення, в яких при проекції на донор сателіт-диску у спектрі β Ліри проявляються лінії-сателіти з променевими швидкостями протилежних знаків. Для зовнішнього спостерігача, що знаходиться в площині орбіти, рух компонентів навколо їх спільного центру мас здійснюється проти годинникової стрілки.

Завдяки ідеї ущільненого масивного диску [6], що маскує від спостерігача вторинний за світністю, але масивніший компонент-акретор, криві блиску β Ліри у видимому діапазоні спектру (рис. 2) піддавались численним і все успішнішим моделюванням. Відповідно до недавнього моделювання кривої блиску у V-смузі [4], система β Ліри знаходиться у віці 2.3×10^7 років на фінальній фазі масопереносу з темпом у $1.58 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{рік}$, що проходить у квазіконсервативнім режимі. Головною проблемою [7] є узгодження результатів моделювань кривих блиску у смугах видимого спектру із такими ж у далекому ультрафіолеті [8,9] та в далекій інфрачервоній ділянці спектру [10], де спостерігається кроссовер у глибинах мінімумів.

Таке аномальне обернення глибин обох мінімумів, коли первинний або головний мінімум, створений затемненням донора акретором у видимій ділянці спектру, стає вторинним за далекими межами цієї ділянки спектру, ускладнює моделювання кривих блиску, ви-

магаючи врахування нетрадиційних джерел енергії і їх конфігурацій у системі β Ліри. Передовсім, це стосується великих надлишків випромінювань спектру за бальмерівською та лайманівською границями. Позаатмосферні спостереження показали [8, 9], що крива блиску за лайманівською границею деформована настільки, що втрачає ознаки подвійної системи і стає майже плоскою з одностороннім максимумом випромінювання у другій квадратурі, дещо нагадуючи по формі криві блиску магнітних зір-ротаторів (рис. 2, вгорі і в центрі). М'яке рентгенівське випромінювання (нижче 10 KeV) системи β Ліри, що незмінне з фазою орбітального періоду і не затемнюється компонентами, вірогідно вивіщується понад площиною орбіти [11]. Це пов'язується з томсонівським розсіянням рентгенівських променів у зоряному вітрі та газових структурах ударного характеру, що, виникаючи поблизу диску масивного акретора, огортають всю подвійну систему. Деякі аспекти розуміння цього явища даються в результатах аб-

солотної спектродотметрії β Ліри, проведеної впродовж орбітальної фази в межах $\lambda\lambda 3300-7400$ [12]. Моделювання континууму на базі отриманих сканів найкраще узгоджені для зір типу V8III (як донора), A5III (як диску-псевдоатмосфери, що огортає акретор) та іонізованої водневої оболонки з температурою 20000K. Вклад випромінювання останньої в континуум є більшим за такі вклади обох зір за бальмерівською границею і значно зростає в інфрачервону область спектру. Показано, що це джерело випромінювання на ефективній довжині хвилі V-смуги кривої блиску β Ліри у квадратурах, вторинному та головному затемненнях складає в континуумі системи відповідно 22, 13 та 8%. Це означало, що затемнення гарячого іонізованого газу здійснюється і донором, і ще більш суттєво акретором, але виникла проблема розуміння природи формування континууму в обох квадратурах.

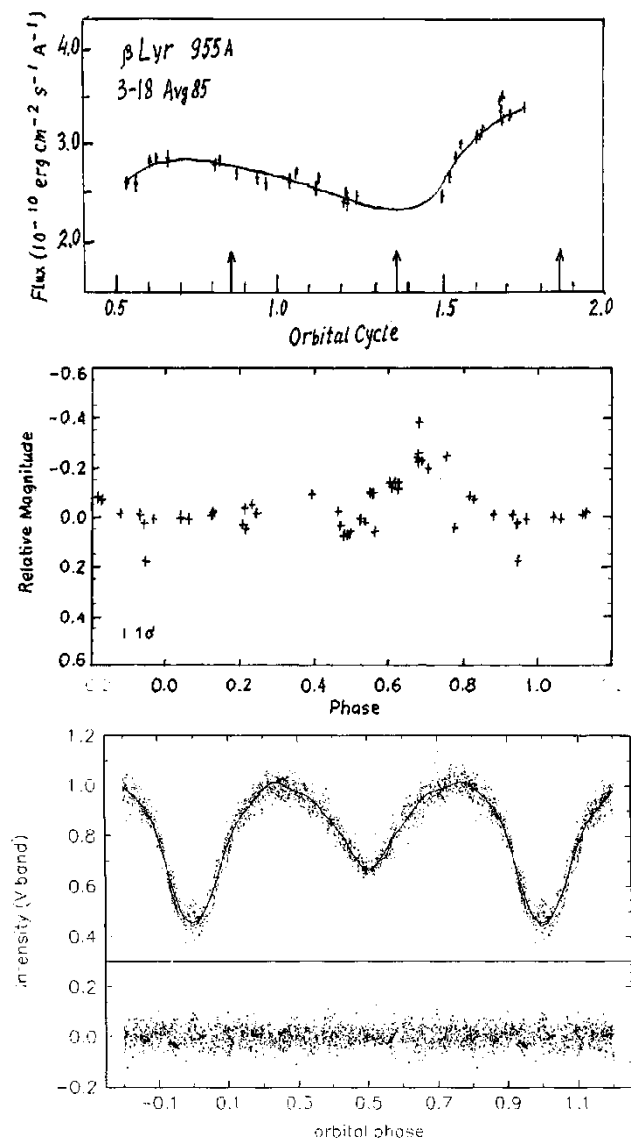


Рис. 2. Криві блиску β Ліри: вверху і в центрі – у далекім ультрафіолеті за лайманівською границею відповідно на $\lambda 955$ (взято зі статті [8], стрілками нами відзначено фази 0.35P та 0.85P спостережень полюсів магнітного поля на донорі) та на $\lambda 1085$ (взято зі статті [9]); внизу – усереднена крива блиску у V-смузі (видимий діапазон спектру, $\lambda 5500$; взято зі статті [1]).

Із аналізу усереднених кривих блиску системи β Ліри отримано ще один важливий факт стосовно розуміння її природи: виявлені вторинні неорбітальні періоди, найбільш достовірний з яких має тривалість коло 283d [1,13]. А це, як показано в [14], має пряме відношення до наявності узгодженої системи вторинних періодів та резонансів, змінних у часі синхронно з ростом орбітального періоду β Ліри.

Спектр β Ліри віддавна інтригує своєю неординарністю: налічується принаймні шість систем спектральних ліній. У видимому діапазоні основним є те, що на звичайний V8-спектр яскравого компонента-донора накладаються сильні емісійно-абсорбційні лінії водню та гелію змінної структури їх профілів уздовж орбітального періоду. Вони були віднесені до т. зв. V5-спектру загальної газової оболонки β Ліри, що розширюється [15, 16]. Центри абсорбційних компонент у профілях цих ліній зміщені в сторону коротких хвиль. Згодом їх було розділено на дві групи ліній [17]. Більш численні широкі лінії (названі А-абсорбцією) з великою амплітудою змін у променевих швидкостях упродовж орбітальної фази (в межах приблизно від нуля до мінус 110 км/с і менших за параболічні [18]) утворюються у в'ялоподібних газових структурах, що направлені від донора до акретора й охоплюють його зі сторін обох квадратур (див. рис. 1). Вузькі і глибокі лінії V5-спектру, найсильніші з яких $HeI\lambda 3889, 10830$, що виникають від метастабільних рівнів і мало змінні з орбітальною фазою [19], названі В-абсорбцією. За своєю природою вони характеризують розріджене середовище і є швидкісним зоряним вітром із променевими швидкостями більшими за параболічні (≥ 120 км/с відносно центру мас), відображаючи втрату речовини поза межі подвійної системи. Після відкриття магнітного поля [20] було показано [21], що рух газових мас, відображений динамікою А- і В-абсорбцій, контролюється магнітосферою магнітного поля донора.

Ознак абсорбційних ліній вторинного до світлістю компонента-акретора виявлено не було, що узгоджувалось із відомою моделлю системи β Ліри при пануючій до кінця 1950-х років теорії еволюції подвійних зір, коли яскравіший компонент вважався більш масивним [16]. Однак, при великій функції мас у 8.5 M_{\odot} це приводило до неояснено великої сумарної маси зір подвійної системи, більшої за 70 M_{\odot} .

У зв'язку з кардинальною зміною уявлень про еволюцію подвійних зір у механізмі «зміни ролей» [22], на передній край астрофізики 1960-х років вийшли спостереження тісних подвійних систем (ТДС) із нестационарними явищами та вивчення їх фізичних характеристик у порівнянні з моделями їх еволюції. До них відносилась масивна ТДС β Ліри. Стало ясно, що вторинний за світлістю компонент-акретор має бути більш масивним (не виключалось його існування як чорної діри). Необхідними стали пошуки спектральних ліній з ознаками руху вторинного компонента і визначення мас обох компонентів безпосередньо зі спектру системи. Врешті, на базі отримання десятків спектрограм з високим розрізненням були виявлені неглибокі та широкі лінії [23], що відслідковували орбітальний рух акретора при відношенні мас $q \approx 0.25$. Однак, надійне відношення мас $q \approx 0.223$ та маси в

2.9 M_{\odot} і 13 M_{\odot} відповідно для яскравого компонента-донора та вторинного за світністю компонента-акретора встановлено за спостереженнями 1990-1992 років на 2.6-м телескопі КрАО за допомогою ПЗ3-детектора низького шуму в лініях дублету кремнію SiIII $\lambda\lambda$ 6347,6371 [24,25]. Методично незалежні астрометричні спостереження β Ліри [26] дали подібний результат: $q \approx 0.222$ та маси компонентів у $2.83 \pm 0.18 M_{\odot}$ та $12.76 \pm 0.27 M_{\odot}$. Ці ж спостереження підтвердили видовжену еліпсоїдальну форму як донора, так і в ще більшій мірі акретора, що було пояснено заповненням порожнини Роша донором та видовженою дископодібною структурою довкола акретора. Важливо теж, що площа астрометричної орбіти нахилена до променя зору всього на два градуси, тобто спостереження ведуться у площині орбіти.

Дослідження хімічного складу та еволюційного стану системи β Ліри відображають особливості втрати маси яскравим донором, який домінує в її композиційному спектрі [27,28]. Видимий спектр ліній поглинання атмосфери донора належить в основному зорі типу В8III, але відповідає більш широкому діапазону ступенів збудження та іонізації спектральних ліній і суттєво змінний вздовж орбітальної фази. Зокрема, зміна мікротурбулентної швидкості від 5.5 км/с у квадратурах до 18 км/с на стороні донора, зверненій до акретора, свідчить про зміну густини атмосфери вздовж його поверхні, про еліпсоїдальність донора і значне заповнення ним порожнини Роша. Виявилось, що ні при яких модифікаціях фізичних параметрів не можна отримати «нормального» вмісту хімічних елементів для атмосфери донора з активною втратою речовини. Деяке наближення до нормального хімічного вмісту можна отримати при її незвичній стратифікації: лінії вищого потенціалу збудження, зокрема HeI, NII, CII, SII, SiIII, формуються при вищій температурі та нижчому електронному тискові, а лінії FeI, CrI, TiI - при нижчій температурі у щільнішій атмосфері. Однак, в усіх варіантах моделі спостерігається надлишок He при дефіциті H, а також надлишок N порівняно з C та O. Аномальність хімічного складу атмосфери донора свідчить про те, що її речовина перероблена процесом вигорання H в реакціях CNO-циклу в надрах донора, що узгоджується з іншими дослідженнями, зокрема, [29]. З відкриттям магнітного поля на поверхні донора [20] було показано [28], що в його атмосфері спостерігається суттєвий надлишок хімічних елементів, наприклад, Si, Mn, Sc, які притаманні атмосферам магнітних зір. Згодом були виявлені кореляції змін магнітного поля донора із змінами еквівалентних ширин ліній атмосфери донора впродовж орбітальної фази [30] та впливу магнітного поля на процеси активного масопереносу в подвійній системі [21].

Отже, система β Ліри достатньо молода і знаходиться на еволюційній стадії завершення активного масопереносу від яскравого донора до значно масивнішого і замаскованого диском акретора. Частина багатой воднем атмосфери донора вже втрачено, відкриті збагачена He, N, та іншими хімічними елементами його атмосфера. Фізичні умови на поверхні здеформованого донора завдячують високому темпу втраті його маси. Ця стадія інтенсивного масообміну, проходячи з відображенням структури магнітного поля

донора, привела до утворення розвинутих навколозоряних газових структур, серед яких довкола недосвітного масивного акретора виділяється складної будови акреційний диск (див. рис. 1).

Магнітне поле та його змінність у системі β Ліри

Послідовне вивчення магнітного поля системи β Ліри було нами проведено за допомогою вимірювань зееманівських розщеплень у ліній синьої області спектру на основі 400 спектрограм високого розрізнення, отриманих в 1980-1988 рр. на 6-м телескопі САО [20,31,32]. Розв'язок квазісинусоїдальної кривої змінності ефективного магнітного поля атмосфери донора з орбітальною фазою дав середнє значення ефективної напруженості магнітного поля негативної полярності $H_e = -(1198 \pm 32)$ Гс із амплітудою $A = (475 \pm 51)$ Гс та екстремумами поля в орбітальних фазах 0.355P та 0.855P - (рис. 3, вверху). Крива змінності повздовжньої складової магнітного поля могла свідчити про дипольну структуру магнітного поля донора як ротатора. Тому, за методом, описаним в [33], були проведені розрахунки, які дали узгодження теоретичної та спостережуваних кривих змін магнітного поля з орбітальною фазою [31]. Моделювання показало, що вісь диполя магнітного поля, що направлена вздовж орбітальних фаз 0.35-0.85P, нахилена до площини орбіти на кут біля 30 градусів, а центр магнітного диполя зміщений від гравітаційного центра донора в напрямі до масивного акретора на 0.08 відстані поміж центром донора та центром мас подвійної системи. Отже, структура магнітного поля зі зміщеним диполем могла бути сформована на донорі через вплив масивного акретора. В цій структурі більш важливішою є область полюса магнітного поля на поверхні донора, яка спостережувана у фазах поблизу 0.85P. Цей полюс є суттєво наближеним до акретора і вісь диполя магнітного поля донора, що лежить у напрямі фаз 0.35-0.85P, поблизу фази 0.85P відхилена у сторону акретора (рис. 1).

Це передбачало виражені ефекти переносу замагніченої речовини вздовж силових ліній магнітного поля від донора до акретора саме у фазах другої квадратури, зцентрованих до фази 0.85P, що невдовзі було продемонстровано в [34]. В той же час велись спостереження з метою незалежного підтвердження магнітного поля. Зокрема, за даними абсолютної спектрофотометрії 1974 та 1984 рр. в спектрі β Ліри була виявлена і досліджена депресія на $\lambda 5200$. Обидва максимуми її еквівалентних ширин спостерігаються в тих же орбітальних фазах, що й зони полюсів магнітного поля на донорі [31]. Така синхронність змін депресії в континуумі на $\lambda 5200$ зі зміною магнітного поля донора слугує незалежним підтвердженням його магнітного поля [35]. Таким чином, за даними спостережень на 6-м телескопі САО на кінець 1980-х років знання про магнітне поле системи β Ліри виглядали досить впорядкованими.

Програма подальшого вивчення феномену магнетизму в системі β Ліри виконана в 1991-1992 рр. на досконалішому типі апаратури 2.6-м телескопу КрАО [36]. Для вимірювання розщеплення поляризованих компонент спектральних ліній використовувався стоксметр у режимі аналізатора кругової поляризації та ПЗ3-детектор низького шуму. Вимірювання повздовжньої

складової ефективної напруженості магнітного поля на основі ефекту Зеемана проводилось у лініях поглинання дублету $\text{SiII}\lambda\lambda 6347,6371$, оскільки, на жаль, лише цей дублет кремнію спектру β Ліри чітко проявлявся в межах $\lambda\lambda 5800-6400$ як у робочій області стокметра. Змінне з фазою орбітального періоду магнітне поле зафіксоване в обох лініях дублету, відслідковуючи спектрографічну криву $H_e=f(P)$, отриману в 1980-х роках. Зокрема, в лінії $\text{SiII}\lambda 6371$ екстремально різкі зміни магнітного поля в межах від $+150$ до -200 Гс фіксуються поблизу фаз магнітних полюсів донора. Поле, як і очікувалось, виявилось значно меншим за величиною від усередненого магнітного поля, виявленого у синій області спектру на 6-м телескопі САО. Вірогідно, дублет кремнію $\text{SiII}\lambda\lambda 6347,6371$, який обрамлений емісією (він теж спостерігається в стікаючих атмосферах Ве-зір, Вольфа-Райє та Р Лебеда), формується у верхніх шарах атмосфери донора і відображає падіння магнітного поля з висотою.

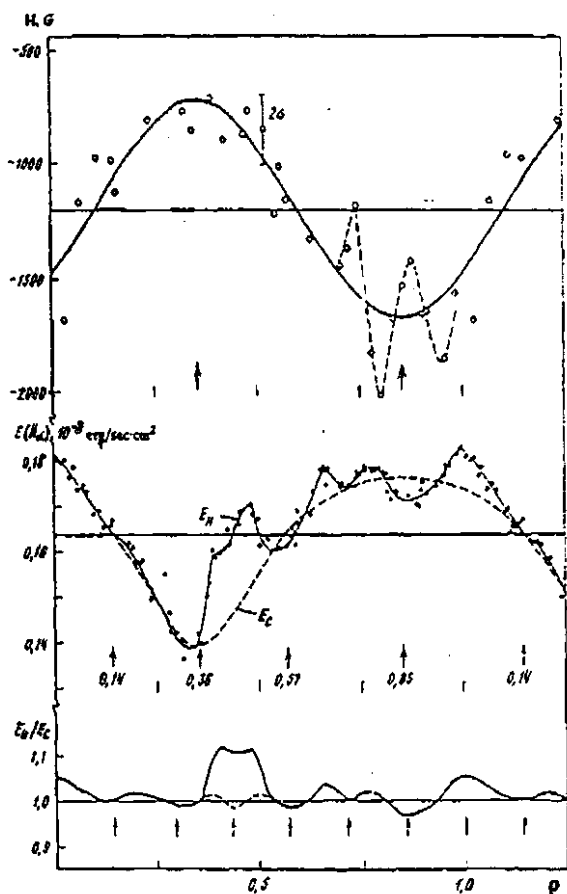


Рис. 3. Вгорі – крива зміни магнітного поля донора з орбітальною фазою; у центрі – спектрофотометрія β Ліри: кореляція абсолютного потоку випромінювання в лінії H_α з магнітним полем донора; внизу – 20%-й зріст цього потоку в лінії H_α у фазі $0.40P$ як результат ударного зіткнення з диском газового потоку, відхиленого силами Коріоліса (див. рис. 1).

У фазах квадратур, коли яскравість β Ліри максимальна, а лінії обох компонентів у спектрі максимально віддалені, були також здійснені пробні вимірювання магнітного поля в лініях $\text{SiII}\lambda\lambda 6347,6371$, відповідальних за орбітальний рух акретора. У трьох із п'яти орбітальних фаз спостережень магнітне поле

зафіксоване достовірно, з похибкою понад 3σ . Наприклад, значення ефективної напруженості магнітного поля акретора, виміряне в лінії $\text{SiII}\lambda 6347$ у фазі $0.857P$ (тобто у фазі проходження через меридіан полюса магнітного поля донора) становило $H_e = -(509 \pm 141)$ Гс. Можна припустити існування взаємодії (магнітозчеплення) поміж магнітними полями донора та акретора в межах спільної магнітосфери подвійної системи β Ліри.

В цьому аспекті цікавим є феномен циклічних змін еквівалентних ширин ліній поглинання донора. Спершу в його атмосфері був виявлений надлишок хімічних елементів, притаманних атмосферам магнітних зір [28]. Згодом були виявлені кореляції змін магнітного поля донора зі змінами еквівалентних ширин ліній атмосфери донора впродовж орбітальної фази та впливу магнітного поля на процеси активного масопереносу [21, 30]. Зокрема, на основі ПЗЗ-спостережень були зафіксовані відмінності в кривих $W_\lambda=f(P)$ абсорбційних ліній дублету $\text{SiII}\lambda\lambda 6347,6371$ із близькими рівнями збудження, які показували також дещо відмінний хід зміни з орбітальною фазою і магнітного поля. Дослідження таких кривих $W_\lambda=f(P)$ для сотні ліній у синій області спектру [30] виділило поведінку трьох груп ліній. До першої групи належать лінії, криві $W_\lambda=f(P)$ яких піддаються орбітальній модуляції. Другу групу представляють лінії, що чіткіше корелюють зі змінністю магнітного поля донора з орбітальною фазою. Проміжна група ліній демонструє пофазні зміни водночас у гравітаційному та магнітному полях. Отже, на фізичних умовах на поверхні донора відображається спільна конфігурація як лінії центрів обох компонентів у напрямі орбітальних фаз $0.5-0.0P$, так і осі магнітного поля донора у напрямі фаз $0.35-0.85P$. Цей феномен відображає теж специфіку зміни умов збудження та магнітного поля з висотою в атмосфері вздовж zdeформованої поверхні донора, що прослідковується при дослідженні ліній високих членів бальмерівської серії водню, практично не спотворених емісією [30]. Феномен циклічних змін еквівалентних ширин ліній поглинання донора набув рис, для якого нема аналогів, ставлячи під сумнів адекватність моделі простого диполя природи магнітного поля донора.

Моніторингові спостереження β Ліри на тій же апаратурі КраО проводились також в 1993-95 рр. та 2000-04 рр. у синій області спектру, а в 2006 р. знову в області дублету $\text{SiII}\lambda\lambda 6347,6371$. На жаль, ні разу не вдалось покрити спостереженнями весь орбітальний період. Магнітне поле в 1993-95 рр. при середньому значенні в 360 Гс позитивної полярності змінювалось в межах 530 Гс, а спостереження 2000 р. зафіксували середнє значення магнітного поля негативної полярності близьким до нуля [37, 38]. Однак, у значній кількості нічних спостережень магнітне поле зафіксоване достовірно, з похибкою понад 3σ в межах від $+700$ до -800 Гс. До речі, спостереження впродовж одного орбітального циклу влітку 1999 р. у Катанській обсерваторії [39] показали усереднене магнітне поле позитивної полярності в 1300 Гс, однак спостереження того ж року в САО [40] не підтвердили цього. Отже, магнітне поле вимагає пода-

льшого вивчення за умови систематичних спостережень системи β Ліри вздовж орбітальної фази.

Тим не менше, багато фактів свідчать про те, що процес втрати маси донором (особливо в другій квадратурі) проходить вздовж осі диполя його магнітного поля, зорієнтованого у просторі подвійної системи в напрямі орбітальних фаз 0.35-0.85P. Така просторова структура магнітного поля донора, що виявлена на основі спостережень β Ліри 1980-1988 рр. на 6-м телескопі САО та підтверджена 1991-1992 рр. на 2.6-м телескопі КрАО (див. рис. 1,3), наразі є базовою для аналізу процесів масопереносу в подальшому викладі. Картину міжсезонної змінності ефективної напруженості магнітного поля вірогідно можна пояснити в гіпотезі відображення прецесійного руху осі диполя магнітного поля донора в результаті магнітозчеплення з магнітним полем акретора та прецесійного руху замагніченого акреційного диску.

Вивчення феномену ліній-сателітів у спектрі β Ліри та дискова структура довкола акретора

Уявлення про дископодібну структуру навкруги акретора, включаючи проблему його орбітального руху, сформована в основному на базі комплексу власних спектральних досліджень системи β Ліри. Стояла задача детального вивчення феномену ліній-сателітів як системи ліній, що спостерігаються поблизу ліній атмосфери яскравого донора у фазах $\pm 0.1P$ до і після центру затемнення донора, коли замаскований диском акретор знаходиться перед спостерігачем. Ця оригінальна система ліній поглинання з променевими швидкостями орієнтовно в межах ± 250 км/с міняє знак цих швидкостей на протилежний при проходженні головного затемнення.

Історично, тлумачення феномену ліній-сателітів, як ліній, що формуються в результаті поглинання світла в газових потоках при їх проекції на яскравий компонент, було однією із визначальних рис відомої моделі системи β Ліри [15, 16]. У цій моделі фіолетові сателіти, тобто лінії поглинання з негативними променевими швидкостями, що найінтенсивніші у фазах довкола 0.05P, відображаються в спектрі як рух основного газового потоку, що прямує від донора і спостерігається позаду акретора. Обігнувши акретор, цей потік рухається перед акретором вже в сторону донора, проявляючись у спектрі найвиразніше в орбітальних фазах коло 0.95P червоними сателітами, як лініями поглинання з позитивними променевими швидкостями.

Базуючись на вимірах променевих швидкостей ліній-сателітів, нами запропоновано інше пояснення [41] феномену ліній-сателітів. За ним цей феномен проявляється у спектрі β Ліри в результаті ротаційного ефекту зовнішнього краю газового диску-кільця, яким охоплений акретор. Лінії-сателіти формуються при поглинанні випромінювання яскравого донора в спектрі системи не в газових потоках, а в найзовнішніших краях акреційного диску. Цей диск у фазах перед головним затемненням проектується на промені зору тим боком диску, край якого обертається від спостерігача на донор, що і проявляється у спектрі системи позитивними швидкостями червоних сателітів. Зразу ж після центру затемнення на донор проектується другий край диску, який обертається в напрямі від донора на спо-

стерігача, проявляючись у спектрі системи фіолетовими лініями-сателітами з від'ємними променевими швидкостями. Отже, лінії-сателіти спектра β Ліри формуються при почерговій проекції зовнішнього краю диску акретора (disk-rim) на яскравий донор (рис. 1).

Ця проста гіпотеза підтвердилась при подальшому вивченні феномену ліній-сателітів як за спектрофотограмми високого розрізнення, так і за допомогою ПЗЗ-детектора низького шуму, встановленого в фокусі куде 2.6-м телескопу КрАО [21, 25, 42]. Досліджувалось явище виникнення, розвитку і зникнення ліній-сателітів HeI, H, MgII, SiII у фазах головного затемнення на базі виміру їх променевих швидкостей та еквівалентних ширин. Крім власних даних (рис. 4, вгорі), в аналізі використовувались дані вимірів променевих швидкостей ліній-сателітів із [16, 43]. Для прикладу, на рис. 4 за ПЗЗ-спостереженнями 1991-92 рр. [42] проілюстровано хід появи і зникнення ліній-сателітів дублету SiII λ 6347,6371 у фазах $\pm 0.1P$ до і після центру затемнення донора акретором.

Основні результати наших досліджень такі.

Переміщення ліній-сателітів у спектрі стратифіковане. Криві променевих швидкостей ліній-сателітів різного ступеня збудження вказують на просторову стратифікацію їх формування у диску. Найбільшу амплітуду змін мають лінії-сателіти гелію (біля +240 км/с в фазах до та -295 км/с у фазах після центру затемнення), лінії кремнію показують середню амплітуду змін, відповідно +215 та -280 км/с, лінії магнію показують ще менші зміни, відповідно +210 та -250 км/с. Врахування швидкості центру мас подвійної системи $\gamma = -18$ км/с веде до висновку, що від'ємні швидкості в диску після центру затемнення дещо більші за позитивні швидкості перед затемненням. Отже, спостерігається фазова асиметрія динамічних характеристик ліній-сателітів. При цьому, максимуми променевих швидкостей на V_r -кривих знаходяться в межах фаз 0.035-0.045P перед центром затемнення (тобто у фазі $\approx 0.96P$ – теж див. рис.1) і в межах фаз 0.015-0.025P – після нього. Найближче по фазі до центру затемнення розташований максимум V_r -кривої ліній-сателітів гелію, отже, сформованих при вищій температурі. Лінії-сателіти щезають і знову виникають теж асиметрично відносно центру затемнення: перед затемненням вони щезають приблизно у фазі 0.980P, а після нього виникають приблизно у фазі 0.005P, будучи тут відсутніми у спектрі в межах інтервалу понад 0.02P, відображаючи границі внутрішньої ущільненої частини диску.

Залежності еквівалентних ширин від орбітальної фази на W_λ -кривих ліній-сателітів (рис. 4, внизу) показують такі межі їх зародження і зникнення в спектрі системи: 0.89-0.98P перед центром затемнення та 0.01-0.11P після центру затемнення при досягненні максимуму W_λ відповідно у фазах 0.95P та 0.05P. При цьому максимуми на W_λ -кривих попадають на висхідну (до затемнення) та низхідну (після затемнення) вітки променевих швидкостей ліній-сателітів на їх V_r -кривих.

Враховуючи виявлені закономірності явища ліній-сателітів, на рис. 1 схематично була відображена і модель сателіт-диска.

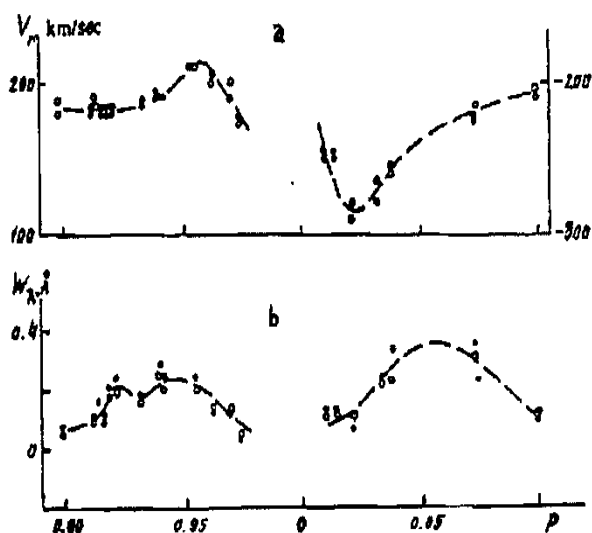


Рис. 4. Хід появи, розвитку і зникнення ліній-сателітів дублету SiII λ 6347,6371 за ПЗЗ-спостереженнями 1991-92 рр. [42] у фазах $\pm 0.1P$ до і після центру затемнення донора акретором (див. рис.1). Вгорі (a) – променеві швидкості, внизу (b) – еквівалентні ширини.

Сателіт-диск має видовжену овальну форму, витягнута в напрямі руху акретора. Стратифікація умов збудження різних ліній-сателітів та їх V_r -криві вказують на те, що температура сателіт-диску та його швидкість обертання зростає в напрямі його центру. З тильного боку акретора променева швидкість на його краю є дещо вищою при більшій оптичній товщі проєктованого на донор газу (вклад в W_λ збільшений за рахунок основного газового потоку, що йде від донора через внутрішню точку Лагранжа і, обходячи акретор із тилу, «підтискає» щільнішу внутрішню складову диску до центру акретора). Отже, ліній-сателіти формуються у найзовнішніх шарах диску акретора (disk-rim), які стратифіковані за температурою та променевими швидкостями.

Таким чином, ПЗЗ-спостереження 1991-92 рр. явно свідчать принаймні про двоскладову структуру акреційного диску. Внутрі сателіт-диску знаходиться ущільнена і непрозора складова диску акретора із замаскованою в його центрі зорею не цілком встановленої природи (балдж акретора). Однак саме в цьому балджі формуються лінії поглинання SiII λ 6347,6371 акретора, що відслідковують його орбітальний рух з амплітудою біля ± 42 км/с [25,42]. Внутрішня ущільнена складова диску несиметрична щодо центру затемнення і теж видовжена в орбітальній площині в напрямі руху акретора, що і проявляється межами зникнення ліній-сателітів у фазах 0.98-0.005P. В той же час навколо акретора обертається як достатньо автономна зовнішня складова акреційного диску, а саме, сателіт-диск: його швидкість зростає до центру, вона до трьох разів більша за швидкість осьового обертання акретора і водночас у шість разів переважає швидкість орбітального руху акретора навколо центру мас.

В результаті комплексного дослідження змін всіх спектральних характеристик ліній дублету SiII λ 6347, 6371, проведеного окремо для кожного сезону ПЗЗ-спостережень β Ліри за 1991-92 рр., зафіксовані певні зміни параметрів і міжсезонний поворот видовженої

осі сателіт-диску [42]. В сезоні 1992 р. лінії-сателіти спостерігались на виході із затемнення значно раніше - вже у фазі 0.005-0.01P проти 0.02P у 1991 р.; швидше по фазі зафіксоване і зростання еквівалентної ширини ліній-сателітів - у фазі 0.93P замість фази 0.95-96P у 1991 р. В цій же фазі 0.93P сезону 1992 р. вирівнялися еквівалентні ширини ліній поглинання обох зір-компонентів, тоді як таке вирівнювання в 1991 р. припало на фазу 0.96P. Локальний глибокий мінімум W_λ -кривих емісійної складової обох ліній дублету SiII λ 6347,6371, що припав на фази 0.97P і 0.93P відповідно для сезонів спостережень 1991 р. та 1992 р., можна було пояснити лише зміною умов локального затемнення диском області формування цієї емісії (зокрема, в напрямі на область магнітного полюса на донорі, звернену до акретора). У комплексному розгляді всіх спектральних відмінностей прослідковується явна відмінність умов проєкції на поверхню яскравого донора сателіт-диску із-за зміненої їх відносної конфігурації. Приблизно за рік відбувся поворот осі видовженого диску в сторону донора на кут біля 50 градусів, так що у сезоні 1992 р. довга вісь диску вже спостерігалась нахиленою до центру донора [42]. Слід відзначити, що криві блиску в околі первинного мінімуму підтверджують таку ідею, виразно показуючи подібні зміни впродовж років та десятків років спостережень як у їх формі і глибині, та і в фазових зсувах епох центру затемнення [44].

Відмінності у спостереженнях впродовж сезонів 1991 та 1992 років передбачають обертання сателіт-диску довкола акретора з тривалістю або понад шість років, або менше одного року. Цей факт можна трактувати і як повільне обертання лінії апсид видовженого диску з прецесійним періодом. Виникла потреба визначити параметри обертання автономного сателіт-диску як цілого, перш за все, його радіус і період. Використовуючи W_λ -криві та V_r -криві різних груп ліній-сателітів, колоріндекси та монохроматичні криві блиску [35, 42, 45, 46], отримуємо усереднені ефективні крайові радіуси зовнішнього та внутрішнього країв сателіт-диску: $R_{rim}=0.452A$ та $R_{in}=0.295A$, де A – відстань між центрами зір-компонентів. Радіуси цих країв диску відповідають границям спостережуваних променевих швидкостей, що зростають приблизно від 210 км/с на найбільш зовнішньому краю диску (disk rim) при $R_{rim}=0.452A$ до 270 км/с всередині сателіт-диску при $R_{in}=0.295A$. Отже, сателіт-диск шириною $\Delta R \approx 0.15A$ дійсно бачиться як автономне утворення зовнішньої частини акреційного диску. Воно обертається навкруги більш щільної і масивної центральної частини акреційного диску, яка камуфлює акретор від спостерігача, відображаючись як псевдоатмосфера в його орбітальному русі.

Оцінка прецесійного періоду сателіт-диску базується на ідеї про те, що максимальний розмір акреційних дисків є функцією відношення мас зір-компонентів у подвійній системі [47]. Для відношень мас донора і акретора $q \leq 0.3$ (які характерні і для катаклізмичних змінних, зокрема, подвійних типу SU Uma) існує просте співвідношення [48] між q , відстанню поміж центрами компонентів A , зовнішнім критич-

ним радіусом диску R_{rim} , орбітальним періодом подвійної P та прецесійним періодом диску P_{pr} :

$$P_{pr} = \frac{4}{3} P (R_d/A)^{-\frac{3}{2}} (q+1)^{\frac{1}{2}} q^{-1} \quad (1)$$

Для параметрів системи β Ліри при відношенні мас $q=0.222$ і $R_{rim}=0.452A$ період прецесії сателіт-диску згідно формули (1) становить 282.5d. Важливо, що ця величина прецесійного періоду співпадає з вторинним періодом в 282.425d, визначеним із V -кривою блиску системи β Ліри [1]. Скориставшись формулою (1) для внутрішнього радіусу сателіт-диску $R_{in}=0.295A$, отримуємо період прецесії на внутрішньому краю диску практично рівним 565d. При спостережуваних променевих швидкостях ліній-сателітів у 208 та 266 км/с на зовнішньому та внутрішньому краях сателіт-диску відповідні їм періоди обертання речовини на цих краях в одиницях орбітального періоду співвідносяться як $0.5P : 0.25P = 2 : 1$ (октава), тобто внутрішня частина диску обертається вдвічі повільніше.

Виявлений резонанс, як відображення просторової форми сателіт-диску, поставив питання щодо дискретності структури цього диску. Так, при моделюванні деяких кривих блиску системи β Ліри, крім достовірно відомого вторинного періоду біля 283d [1,13], були виявлені періоди тривалістю в 423d і в 340d [49]. На частотному спектрі період у 340d був значно потужнішим за добре відомий період у 283d. Це вказує на те, що внутрі сателіт-диску можливі структурні його складові з періодами прецесійного обертання у відношеннях простих чисел $6 : 5 : 4 : 3$, якщо взяти до уваги період у 565d як період прецесії на внутрішньому краю сателіт-диску. Отже, слід допустити, що сателіт-диск здатний з часом дискретно переструктуризуватися, за що може відповідати зміна темпу переносу маси поміж компонентами.

На базі уявлення про припливні хвилі в подвійних системах [50] при врахуванні наявної просторової структури магнітного поля донора також показано, що вторинний період $T=282.425d$ [1] може бути рівним періоду припливної хвилі на поверхні донора і виявило набір періодів і резонансів, змінних з ростом орбітального періоду [14]. Тоді період биття орбітального періоду та осьового періоду донора має величину 564.85d і є фундаментальним, а період $T=282.425d$ є його першою гармонікою і, як період припливної хвилі, чіткіше проявляється у спостереженнях. Трудно не зауважити, що обидва ці періоди резонансно співпадають за величиною з прецесійними періодами на внутрішньому та зовнішньому краях сателіт-диску.

Співпадіння величин цих періодів, як і наявності певної системи періодів, свідчить про резонансні процеси, узгоджені зі зміною орбітального періоду β Ліри [14,51]. Змінна в часі система періодичностей та резонансів є явищем, теоретичним підґрунтям якого є концепція параметричного резонансу. Змінним у часі параметром є маса донора, що веде до зростання орбітального періоду і поступових змін у всій самоузгодженій системі періодів. Взаємодією цих періодів, зокрема, їх биттям, можна пояснити зміни у масі газу, що втрачається донором, включаючи процеси, що ведуть до перебудови акреційного диску.

Про локалізацію гарячих областей на акреційному диску і феномен замагніченості газових структур у системі β Ліри

Викладена інформація про систему β Ліри, про структуру її магнітного поля і акреційного диску дозволяє висвітлювати спостережувальні аспекти впливу магнітного поля на формування газових колозоряних структур, їх динаміку та енергетику. Її слід враховувати при інтерпретації багатьох досліджень цієї системи, зокрема, і стосовно результатів недавніх моделювань V -кривої блиску системи β Ліри [4].

У цій статті вказується на вагомий вклад випромінювання акреційного диску, до 22% у квадратурах, у криву блиску всієї системи (що підтвердило результати спектрофотометрії β Ліри [12]). Але акцентується увага на тому, що моделюванню краще відповідають дві гарячі області із температурами, які на 10% та 20% є вищими за усереднені на ободі диску (disk rim). Вони локалізовані у фазах 0.80P і 0.40P із покриванням відповідно у 30% та 10% зовнішнього краю диску. Вважається, що ці розігріті області могли виникнути шляхом зіткнень газових потоків з диском при переносі маси поміж компонентами, але без пояснення механізму формування таких потоків.

Розглянемо цю ситуацію детальніше. Гаряча область на акреційному диску в фазах біля 0.40P першої квадратури природно пояснюється ударним розігрівом газовим потоком поверхні диску у відомій гідродинамічній картині. Газовий потік, що направлений від донора через внутрішню точку Лагранжа в порожнину Роша акретора, прискорюється в ній і відхиляється коріолісовими силами від лінії центрів зір, атакуючи диск з тильної сторони акретора відносно його орбітального руху (див. рис. 1, 5). Насправді, локалізацію гарячої плями на акреційному диску в фазах біля 0.40P, як області зіткнення потужного газового струменя з диском, що привело до його нагріву, було чітко виявлено спектрофотометричним методом [46] як області 20%-го зростання абсолютного потоку випромінювання в H_α -емісії – див. рис. 3, внизу. Ця область біля фаз 0.40P спостерігалась і як депресія на кривій поляризації у багатьох дослідженнях, що, зокрема, в [52] інтерпретується як збурення структури акреційного диску. Однак, у подібній гідродинамічній картині газові потоки не можуть випереджати акретор, атакуючи диск спереду фронтального руху акретора, тобто в ній неможливо пояснити широку гарячу область акреційного диску, спостережану у фазах другої квадратури довкола фази 0.80P як згідно моделювань V -кривої блиску у статті [4], так спектрофотометрії H_α -емісії [46].

Без сумніву, утворення гарячої області на акреційному диску, спостережаній у фазах довкола 0.80P, має іншу природу. Можна вважати, що її формування відбувається в результаті зіткнення з диском газових потоків, каналізованих магнітним полем донора в напрямі осі диполя магнітного поля донора 0.35-0.85P. У меридіальних фазах 0.80-0.90P спостереження полюса магнітного поля на донорі ці потоки направлені на спостерігача з подальшим поворотом до фронтальної сторони акретора (рис. 1, 5). Важливо, що енергетичний ефект від зіткнення газу, направленою вздовж

силових ліній магнітного поля до акреційного диску, у фазах спостережень довкола 0.80P підсилюється зустрічним обертанням зовнішніх країв диску (як відомо, в них формуються червоні лінії-сателіти (рис. 1, 4)), а у фазах 0.55-0.70P і гравітацією масивного акретора при русі газових потоків у межах його порожнини Роша – див. рис. 1,5. Підтвердження такого розуміння природи явища масопереносу у системі β Ліри можна отримати, наприклад, з аналізу даних абсолютної спектродіагностики, кривих зміни променевих швидкостей та інтенсивностей спектральних ліній із фазами орбітального періоду в порівнянні з такими ж змінами магнітного поля. Звернемо увагу на основні факти, важливі в цьому сенсі.

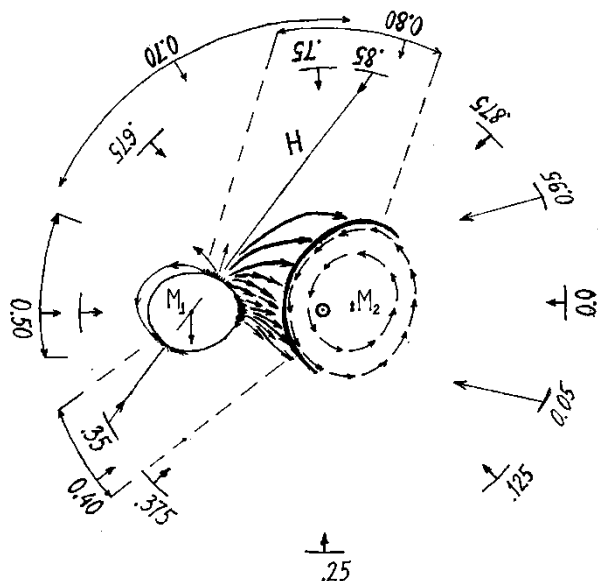


Рис. 5. Структура газових потоків між компонентами системи β Ліри (криві стрілки) при наявності магнітного поля донора (вісь 0.35-0.85P, "H"), що приводить до гарячої півдуги на сателіт-диску, зверненої до донора (жирна лінія); реальні розміри сателіт-диску означено двома рядами стрілок, а кружком - центр мас подвійної системи. Стрілками відмічені фази 0.05P та 0.95P оптимальної проекції сателіт-диску на донор. Поле зору спостерігача обмежені гарячі області на диску (на центри компонентів) у фазах 0.40P та 0.80P (що виявлені в статті [4]) та інші напрями спостережень, зокрема, загальне бачення системи у фазі 0.70P (див. текст та рис. 1).

Почнемо зі спектродіагностики β Ліри [12], монохроматичні освітленості якої в абсолютних одиницях були винесені за межі земної атмосфери. Моделювання континууму системи β Ліри у всіх фазах в межах $\lambda\lambda 3300-7400$ показало, що в розподілі енергії випромінювання до 22% в обох квадратурах належить іонізованому водню при температурі 20000 K. Такий вклад у континуум системи, особливо в області за бальмерівською границею, пояснювався ударним механізмом при зіткненні з акреційним диском основного потоку від донора, відхиленого коріолісовими силами від лінії центрів зір, що цілком природно у фазах 0.2-0.4P першої квадратури. Але до вивчення магнітного поля донора [31] не було ніяких передумов для задіяння ударного механізму до пояснення природи рекомбінаційного випромінювання водню в області фаз 0.6-0.9P другої квадратури (див. рис. 1, 5).

Можливість мотивованої інтерпретації цих результатів появилась у процесі подальшої абсолютної спектродіагностики β Ліри з акцентом на область спектру довкола сильної емісійної лінії H_{α} , проведеної в КрАО у 1978-85 рр., та незалежних досліджень магнітного поля в атмосфері донора, проведених у САО в 1980-88 рр. [46]. Основний результат співставлення даних цих методично різних спостережень такий: у системі β Ліри наявна чітка кореляція залежності $E(H_{\alpha})=f(P)$, тобто змінності з орбітальною фазою абсолютного потоку випромінювання в H_{α} -емісії, із залежністю $H_{\alpha}=f(P)$, тобто зі змінністю з фазою ефективної напруженості магнітного поля донора. Із рис. 3 видно, що екстремуми обох залежностей співпадають уздовж орбітальної фази. Широкий максимум випромінювання в H_{α} -емісії поміж фазами 0.6-0.1P зцентрований до фази 0.85P другої квадратури, тобто до фази спостереження полюса магнітного поля на поверхні донора, який розташований ближче до акретора і звернений до нього віссю його дипольного магнітного поля (рис. 1, 5). У цих фазах другої квадратури енерговіддача в лінії H_{α} в 1.3 раза є більшою порівняно із мінімумом її енерговіддачі, що припадає на фазу 0.35P магнітного полюса донора в першій квадратурі. Отже, формування H_{α} -емісії у системі β Ліри явно зорієнтоване вздовж осі магнітного поля донора у напрямі фаз 0.35-0.85P з максимумом енерговіддачі у другій квадратурі. Саме у фазах довкола 0.80P спостерігається гаряча область на акреційному диску згідно моделювань V-кривої блиску у статті [4]. Дуже вірогідно, що ця область на диску виникає при зіткненні газу, направлено уздовж силових ліній магнітного поля до акреційного диску, розігрів якого підсилений зустрічним обертанням зовнішніх країв диску.

Звернемо ще увагу на те, що в межах фаз 0.35-0.50P на залежності $E(H_{\alpha})=f(P)$ в області H_{α} -емісії чітко виділяється локальний максимум потоку випромінювання, який становить 20 % над усередненою кривою цієї залежності (див. рис. 3, внизу). Тут безпосередньо зі спостережень локалізуються і межі гарячої області на ободі диску. Механізм його утворення - розігрів поверхні диску ударним зіткненням з газовим потоком під дією коріолісових сил у класичній гідродинамічній картині. До речі, в цьому ж фазовому інтервалі зафіксована «гаряча пляма» за допомогою BVRI поляризаційних кривих блиску [52], як локальне зменшення поляризації із-за турбулентних завихрень гарячої плазми (поляризація в основному породжена електронним розсіянням світла). Отже, локальний максимум потоку випромінювання в H_{α} -емісії [46] підтверджує наявність гарячої області на ободі акреційного диску, виявлену в фазах поблизу 0.40P при моделюванні V-кривої блиску системи β Ліри [4]. Однак, у цих фазах теж можливі додаткові ефекти, пов'язані як з впливом магнітного полюса донора, центрованого до фази 0.35P, так із полегшеною втратою речовини крізь точку Лагранжа L_2 біля поверхні донора у фазі 0.50P.

У цьому аспекті слід врахувати результати швидкої змінності H_{α} -емісії як у фазах 0.35-0.50P, так і вздовж орбітальної фази. Оригінальними залишаються спостереження 1981 р. на дисекторному спектродіагностиці 6-м телескопу САО в області H_{α} -емісії [53], коли було

отримано біля 700 спектрограмм з часом експозиції окремого скану переважно в 10.5 секунди. Діапазон спектру, центрованого на H_{α} , становив 150Å та 450Å. Досліджувалась змінність спектру в послідовних експозиціях конкретної дати спостереження і рівень змінності швидкісних процесів з орбітальною фазою. Основні результати такого дослідження газових структур β Ліри зводяться до наступних. Зафіксовані флуктуації потоку з елементами еруптивності у профілях H_{α} -емісії на часових відтинках секунди-хвилини. Активність змінності як у крилах, так і в центрі H_{α} -емісії суттєво залежить від фази орбітального циклу. Вона практично відсутня в околі фаз ($0.0P \pm 0.1P$) головного затемнення, коли акретором закрита область відтоку речовини з донора та її висвічування в ударних зіткненнях з диском, що цілком узгоджується з дослідженнями континууму β Ліри за її абсолютною спектрофотометрією [12]. При виході донора із затемнення флуктуації H_{α} -емісії у фазах першої квадратури поступово наростають і сягають максимуму в фазах 0.34-0.49P, що пояснюється в рамках локалізації області ударного зіткнення з акреційним диском основного потоку від донора, зміщеного коріолісовими силами до тильного боку акретора. Однак найбільша змінність H_{α} -емісії тут зафіксована в фазі 0.49P, коли донор практично закриває область зіткнення газового потоку з диском, але спостерігається поверхня донора в області магнітного полюса донора у фазі 0.35P. Зокрема, тут на послідовних 10-секундних експозиціях зафіксовані двократні звуження і розширення профілю H_{α} -емісії, зміни в інтенсивності та еквівалентній ширині H_{α} -емісії, виникнення емісій-супутників довкола центру емісії в межах до ± 1700 км/с, раптову появу абсорбцій зі швидкостями до -1000 км/с від центру лінії. Отже, додаткова емісія, швидкісні флуктуації потоку емісії і променевих швидкостей супутніх деталей у флуктуаціях профілю H_{α} -емісії можуть свідчити у фазах 0.34-0.49P про важливість зони на поверхні донора поблизу його магнітного полюса і в сенсі каналізації речовини вздовж силових ліній між полюсами магнітного поля донора.

Друга область підвищеної активності H_{α} -емісії спостерігається у фазах 0.60-0.85P другої квадратури, тобто в фазах спостереження того полюса магнітного поля донора, який розташований ближче до акретора і звернений до нього, тобто у фазах спостереження ударних зіткнень гарячої плазми, каналізованої магнітним полем, з акреційним диском. Відмітимо незвичну подію, що тривала на шести сканах впродовж однієї хвилини у фазі 0.81P, тобто практично у фазі фронтального спостереження полюса магнітного поля на донорі. На цих послідовних сканах спектру β Ліри зафіксовано рух абсорбції, що виникла з фіолетової сторони на відстані -2200 км/с відносно центру H_{α} -емісії і зникла, перемістившись на її червону сторону на відстань коло +1000 км/с. Ця абсорбція глибиною біля 15% висоти континууму і шириною до 1000 км/с переміщалась у спектрі зі швидкістю понад 50 км/с. В певний момент руху абсорбція частково «опустила» під континуум значно ослаблену центральну H_{α} -емісію. Таке явище могло мати еруптивну складову і чітко свідчить про не ламінарні процеси в подвійній системі. Воно розвивалося подібно до руху речовини в арці потужного «тра-

нзіента», коли газ спочатку рухається на спостерігача, а потім від нього, падаючи назад, скажімо, вздовж силових ліній магнітного поля. Інший важливий результат: під центральною H_{α} -емісією з півшириною до 250 км/с виявлена інтенсивна (до 25% над рівнем континууму) емісія з незвично широкими крилами [53]. У фазі 0.73P ці крила простягались на ± 3000 км/с, тоді як за спектофотографічними спостереженнями [54] вони сягають біля ± 500 км/с. По аналогії із зорями тиру Р Лебеда, в спектрах яких теж спостерігаються дуже широкі крила в H_{α} -емісії [55], найбільш вірогідним механізмом їх походження можна вважати томсонівське розсіяння на вільних електронах, тобто у фазах 0.60-0.85P спостерігаються потужні процеси ударного механізму. Це узгоджується як із абсолютною спектрофотометрією β Ліри, яка свідчить про іонізований водень при температурі 20000K [12], так і з наявністю сильних ліній спектру високого збудження та іонізації, скажімо, CІУ та NУ у далекому ультрафіолеті [56]. У фазах 0.55-0.80P реєструється і максимум випромінювання на кривій блиску за лайманівською границею, яка втратила ознаки подвійної системи [8,9].

Отже, у фазах другої квадратури, перш за все у фазах 0.55-0.90P (рис. 1, 6), результати абсолютної спектрофотометрії β Ліри як в її континуумі, так і в H_{α} -емісії, включаючи реєстрацію швидкісних ударних процесів, мають інше фізичне підґрунтя. Природно вважати, що тут реєструється зіткнення з акреційним диском замагнічених газових потоків, каналізованих магнітним полем донора і відхилених ним вздовж силових ліній до акретора. Це зіткнення відбувається по всій півдрузі обертового акреційного диску (рис. 1,5), але має підсилений енергетичний ефект від зустрічного руху речовини диску і падаючих на нього газових потоків, що і спостерігається як широка гаряча пляма на диску, центрована до фази 0.80P [4]. В той же час у фазах спостережень 0.55-0.7P інтенсивні зіткнення всередині плазми та газових потоків з диском із неупорядкованими збуреннями газових структур відбуваються на більшій довжині шляху променя зору і акреційний диск маскується гарячою плазмою, що більш явно проявляється на кривих блиску в далекому ультрафіолеті (рис. 2). Звідси слідує ще один висновок: переважне формування H_{α} -емісії в просторі поміж донором і диском у фазах другої квадратури свідчить про значне її виникнення безпосередньо в близькому околі донора, тобто в швидкозмінних ударних процесах поблизу полюса його магнітного поля, зцентрованого до фази 0.85P. Важливим у цім аспекті є факт ослаблення емісій ліній дублету SiII λ 6347,6371 в орбітальних фазах 0.9-0.98P [42], коли сателіт-диск проектується на поверхню донора і затемнює на ній область полюса магнітного поля донора, що звернена до акретора (лінії SiII λ 6347,6371 з подібною формою профілів, обрамлених емісією, спостерігаються у витікаючих атмосферах зір Вольф-Райє, Р Лебеда та Ве-зір). Так як у лініях поглинання цього дублету кремнію виміряне магнітне поле [36], а ці лінії формуються у верхніх шарах атмосфери донора, то це є свідченням того, що, затемнюючись у фазах 0.9-0.98P диском у напрямі на полюс магнітного поля донора, емісія цих ліній як ціле формується поблизу поверхні донора.

До цих пір в основному розглядалися питання енергетичної складової у формуванні емісійних ліній як цілого, передусім H_{α} -емісії. Коротко розглянемо і динамічні зміни з орбітальною фазою у контурах емісійно-абсорбційних ліній високого спектрального розрізнення. Ці лінії спектру β Ліри несуть інформацію про будову та динаміку навколосоряних газових структур. У видимій області спектру найпотужнішими є лінії водню H_{α} , H_{β} і H_{γ} та лінії гелію $\text{HeI}\lambda\lambda 3889, 4471, 5875, 6678, 7065$, змінність яких уздовж орбітальної фази багато в чому подібна. Найпоказовішим є профіль лінії H_{α} . Перевищуючи інколи континуум у кілька разів та суттєво змінюючись із фазою, складний профіль цієї лінії завжди зберігає два емісійні піки та абсорбції поміж ними. Предметом аналізу є вимірювання доплерівських зміщень таких складових профілю ліній. Як правило, розглядається або модель їх незалежного формування, або модель єдиної емісії з абсорбцією, що прорізає емісію як самопоглинання в газових структурах. В цьому сенсі мало значення створення і вивчення (на підставі спостережень β Ліри 1985-90 рр. на 2.6-м телескопі за допомогою ПЗЗ-детектора низького шуму) каталогу H_{α} -профілів високої спектральної розрізненості [18]. Це вперше дозволило дослідити четвертий динамічний фактор, а саме, зміщення у спектрі β Ліри центру H_{α} -емісій по бісектору їх гауссівського профілю. Аналіз променевих швидкостей основних складових профілю лінії H_{α} показав, що у формуванні динаміки газових структур теж домінує фактор магнітного поля донора.

Почнемо з розгляду поведінки абсорбційної складової лінії H_{α} (абсорбція в інших сильних емісійно-абсорбційних лініях водню та гелію веде себе подібним чином), яка свідчить про активний масоперенос поміж компонентами. Специфіка цього типу ліній поглинання, названої нами А-абсорбцією [17], відображає формування віялоподібної (fan-shaped) системи газових потоків [18, 21], направленої від донора до акретора і спостережуваної в широкому діапазоні фаз 0.8-0.2P як поглинання в спектральних лініях при проекції на донор того газу, що рухається від донора до акретора (рис. 1, 5). Будучи змінною в широких межах променевих швидкостей, А-абсорбція показує в фазах 0.4-0.6P теплову стартову швидкість газу з поверхні донора, а в фазах 0.8-0.2P досягає максимальних швидкостей аж до -110 км/с (але менших за параболічні) в якості низько швидкісного анізотропного вітру, прискореного в напрямі акретора. При цьому відсутнє повне центральне затемнення цього вітру акретором, що свідчить про рух газу над площиною орбіти. В фазах 0.0-0.2P виходу донора із затемнення максимум негативної швидкості досягається у фазі біля 0.07P. Це узгоджується з класичною гідродинамічною картиною основного газового потоку, сформованого з тильного боку акретора коріолісовими силами і відхиленого від лінії гравітаційних центрів компонентів. Однак, у такій гідродинамічній картині неможливе формування газових потоків у напрямі фронтальної сторони акретора, тобто у фазах 0.8-0.0P, що передують входу донора в його затемнення акретором.

Поведінка А-абсорбцій у фазах 0.8-0.0P стала зрозумілою з відкриттям магнітного поля, коли були

зауважені перші кореляції у змінності енергетичних та динамічних характеристик навколосоряних структур з просторовою структурою магнітного поля донора [34]. Це підтвердило детальніше вивчення А-абсорбції в лінії H_{α} [18] та в інших лініях водню і гелію [21,57] на основі ПЗЗ-спостережень β Ліри 1985-1992 рр. На рис. 6 показані залежності деяких параметрів цих ліній від орбітальної фази. Нагадаємо, в межах фаз 0.8-0.0P, що передують входу донора в затемнення акретором, на поверхні донора спостерігається зона магнітного полюса донора, зцентрована до фази 0.85P (рис. 1, 5). Різниця фаз 0.85-0.0P відповідає відхиленню осі диполя магнітного поля донора, спроектованої на площину орбіти, відносно лінії 0.5-0.0P центрів зір-компонентів. Як видно з рис. 5, у фазах коло 0.85P на V_r -кривих А-абсорбцій формується локальний максимум негативних швидкостей, відображаючи початок прискорення газових потоків, що наростає до фази 0.0P. В фазах 0.8-0.0P рух газових мас проходить під контролем магнітосфери донора: витікаючи вздовж силових ліній магнітного поля із зони полюса на донорі, газ у зовнішніх частинах його магнітосфери попадає в зону гравітаційного впливу масивного акретора, де максимально прискорюється. Важливо теж, що А-абсорбція, яка у фазах 0.8-0.2P досягає максимальної швидкості на спостерігача (до -110 км/с, але дещо меншої за параболічну), має значну інтенсивність, хоч повинна б була суттєво затемнюватися акретором і його щільним диском, оскільки нахил площини орбіти до променя зору спостерігача становить лише два градуси [26]. Так як А-абсорбція формується в спектрі при проекції рухомого газу на яскравий донор, то значна частина газу, спроектованого на донор у центрі головного затемнення, рухається до акретора вище площини орбіти без затінення акретором і його диском. Це уможлиблюється суттєвим відхиленню осі диполя магнітного поля донора від площини орбіти (орієнтовно 30 градусів [31]) та просторовою конфігурацією акретора і достатньо сплющеного диску, що мають відносно менші від донора розміри у напрямі, перпендикулярному до площини орбіти.

Отже, у просторі β Ліри формується оригінальна віялоподібна система газових потоків в якості неізотропного зоряного вітру від донора, що з обох боків відносно лінії центрів зір 0.5-0.0P охоплює акретор. Ця система суттєво відрізняється від руху газових потоків в ТДС, обумовлених дією коріолісових сил у стандартній гідродинамічній картині, в якій ці потоки формуються тільки з тильного боку акретора відносно напрямку його орбітального руху і спостерігаються у фазах 0.0-0.2P першої квадратури. Формування і динаміка газових потоків у фазах 0.8-0.0P другої квадратури зумовлені просторовою орієнтацією магнітного поля донора, що тут є визначальною.

В сенсі формування замагнічених просторових газових структур чи не найпоказовішою є поведінка доплерівських зміщень центру сильних емісійних ліній як цілого з орбітальною фазою. Спершу цей принципово новий результат виявлений при вимірюваннях центру H_{α} -емісій по бісектору їх гауссівського профілю на ПЗЗ-спектрограмах системи β Ліри, отриманих на 2.6-м телескопі КраО впродовж сезонів 1985-91рр.

[18]. Екстремуми V_r -кривої доплерівського зміщення з орбітальною фазою для центру H_α -емісії, тобто залежності $V_r=f(P)$, співпали з екстремумами кривої ефективної напруженості магнітного поля донора, тобто залежності $H_e=f(P)$ (рис. 3, 6).

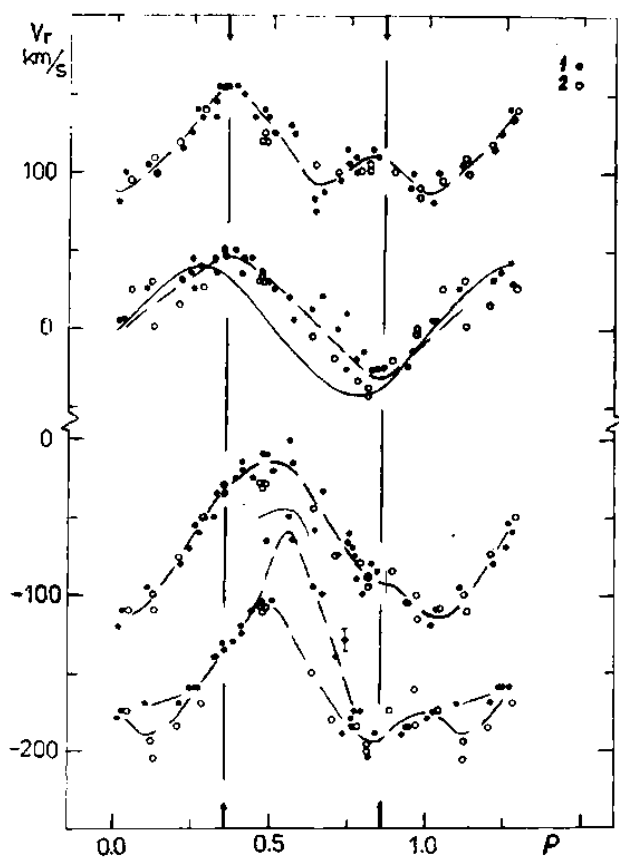


Рис. 6. Променеві швидкості профілю лінії H_α у зміні з орбітальною фазою (1 – ПЗЗ-спостереження 1990-91 рр., 2 – 1985-89 рр.): графіки вгорі та внизу стосуються відповідно червоних та фіолетових піків емісії; другий графік зверху – центру емісії (суцільна крива відповідає орбітальному руху акретора); другий графік знизу – А-абсорбції. Стрілками та рисками відзначено фази 0.35P та 0.85P спостережень полюсів магнітного поля донора.

Отже, доплерівські зміщення центру H_α -емісії синхронно відстежують структуру магнітного поля донора. Ця важлива динамічна характеристика емісійно-абсорбційних контурів водню і гелію підтверджена [21, 42] вимірами центру сильних емісійних ліній $HeI\lambda\lambda 6678,7065$ та ліній $SiIII\lambda\lambda 6347,6371$ (показовою емісією ліній $HeI7065$, яка теж добре апроксимується гаусіаном [57]). До речі, така ж поведінка центру H_α -емісії з орбітальною фазою проілюстрована в статті [1], де включені і наші дані, однак без згадки про магнітне поле донора. Тим не менше, в цій статті відмічено, що мінімум V_r -кривої для центру H_α -емісії припадає на фазу 0.853P, що співпадає на залежності $H_e=f(P)$ з фазою 0.855P, центрованою до полюса магнітного поля донора. Кореляція поміж обома кривими незаперечна.

Загалом, динамічні зміни з орбітальною фазою як центру H_α -емісії, так і центру інших емісійних ліній, свідчать про те, що формування газових структур як цілого здійснюється при допомозі певним чином зоріє-

нтованого магнітного поля донора. Відображаючи процес переносу речовини, центр емісій цих ліній у значній мірі формується поблизу поверхні донора, охопленої магнітосферою. Якщо це припущення достовірне, то динаміка центру емісійних ліній повинна відображати орбітальний рух донора. Розглядаючи таку можливість, ще раз звернемося до рис. 6, другий графік зверху на якому демонструє залежність $V_r=f(P)$ для променевої швидкості центру H_α -емісії з орбітальною фазою за даними ПЗЗ-спостережень 1991-1992 років. Ідентична залежність отримана для центрів інших емісійних ліній, наприклад, сильних емісійних ліній $HeI\lambda\lambda 6678,7065$ та ліній $SiIII\lambda\lambda 6347,6371$ з відносно слабшою емісією [18, 21, 42]. Побудуємо графіки залежностей $\Delta V_r=f(P)$, як залежностей від орбітальної фази різниць $\Delta V_r=\Delta(V_{rce}-V_{rk})$ між променевою швидкістю центрів емісій цих ліній і орбітальною швидкістю компонента (залежність $\Delta V_r=f(P)$ для акретора в фазах магнітних полюсів в межах похибок близька до нуля і не виявляє чіткої змінності з фазою, що могло б свідчити про те, що значна частина емісії формується біля акретора).

Для донора отримуємо такі результати: всі центри емісій відносно донора мають максимуми, зцентровані до фаз полюсів його магнітного поля; у фазі 0.35P, центрованої до полюса магнітного поля донора у першій квадратурі, центр емісій досягає максимальної позитивної швидкості $\Delta V_r=220-230$ км/с (газ направлений від спостерігача), а в орбітальних фазах поблизу фази 0.85P, центрованої на полюс магнітного поля донора у другій квадратурі, центр емісій має максимальну швидкість $\Delta V_r=-200$ км/с (газ направлений до спостерігача); центр цієї синусоїдальної залежності має променеву швидкість коло +25 км/с відносно швидкості центру мас, що рівна тепловій швидкості відриву газу від донора. Це може свідчити про те, що, витікаючи з обох магнітних полюсів донора зі швидкістю, значно більшою за параболічну, газ, по-перше, рухається вздовж осі магнітного поля донора в напрямі фаз 0.35-0.85P, і, по-друге, в значній мірі формує профіль цих емісій поблизу поверхні донора. Особливо це притаманне емісіям ліній $SiIII\lambda\lambda 6347,6371$, вказуючи на наявність магнітосфери хромосферного типу, як деякого дископодібного утворення, сформованого вздовж осі магнітного поля. Стартуючи з поверхні донора і каналізуючись вздовж осі його дипольного магнітного поля, потік газу відхиляється до акреційного диску. Ефективніше це відбувається в зоні орбітальних фаз, центрованих до фази 0.85P магнітного полюса донора, наближеного до акретора.

Звернемося тепер до аналізу динаміки емісійних піків, як визначних структурних деталей у складних профілях емісійно-абсорбційних ліній спектру β Ліри. Крім того, необхідно проаналізувати доплерівські зміщення обох піків емісії у контурах ліній кілька раз іонізованих елементів, скажімо, вуглецю, азоту та кремнію в далекому ультрафіолеті. Попередній розгляд таких ліній водню та гелію передбачав їх формування в моделі єдиної емісії з абсорбцією, що прорізає емісію як самопоглинання в газових структурах. При цьому піки емісій формуються зміщеними від центрів ліній у червону та синю сторони спектру з більш інтенсивним червоним піком. З другого боку, слід розглядати і мо-

дель незалежного формування цих піків, враховуючи, наприклад, одне з традиційних пояснень утворення червоних та синіх піків у ротаційному обертанні газових дисків. Але у випадку β Ліри обертання зовнішніх країв диску акретора проявляється у спектрі системи зміщеннями абсорбційних ліній-сателітів, які значно відрізняються від доплерівських зміщень емісійних піків. Динаміка структур, в яких вони формуються, різна. Важливо вяснити, чи динаміка обох емісійних піків, що змінна з орбітальною фазою, відображає просторову структуру магнітного поля і рух речовини вздовж осі магнітного поля донора в напрямі орбітальних фаз 0.35-0.85P.

Змінність емісійних піків, як складових найсильніших у видимій ділянці спектру ліній водню H_α , H_β і H_γ та ліній гелію $HeI\lambda\lambda 3889, 4471, 5875, 6678, 7065$, подібна, перш за все, в тому, що червоний пік, домінує над фіолетовим піком практично вздовж всіх фаз орбітального періоду [18, 21, 57]. Крім того, у цих лініях на залежностях променевих швидкостей червоного піку від орбітальної фази виділяються два максимуми у фазах (зафіксовані й у відомих роботах [1, 43]), що не співпадають ні з квадратурами, ні з лінією центрів зір-компонентів 0.0P-0.5P. Для прикладу, на рис.6 показані максимуми залежності $V_r=f(P)$ для червоного піка в лінії H_α , що явно співпадають з фазами 0.35P і 0.85P полюсів магнітного поля, відображаючи залежність $H_e=f(P)$, тобто змінність з орбітальною фазою ефективної напруженості магнітного поля донора. Повна кореляція обох залежностей в їх змінності з орбітальною фазою підкреслює важливість фактору структури магнітного поля при формуванні цих піків, тобто при масопереносі. Променеві швидкості утворюють еліпс відносно центру мас у напрямі осі магнітного поля донора. Однак, менший за висотою максимум залежності $V_r=f(P)$ у фазі 0.85P стане тут домінуючим, якщо побудувати залежність $\Delta V_r=f(P)$, де ΔV_r є різницею між променевими швидкостями довгохвильового червоного піка та центру H_α -емісії. Як видно з рис. 6, ΔV_r є різницею між двома верхніми кривими і для фаз 0.35P і 0.85P полюсів магнітного поля вона становить біля 120 та 140 км/с, тобто більша параболічної швидкості в обох напрямках осі магнітного поля донора. Отже, поведінка довгохвильового інтенсивнішого піка H_α -емісії свідчить про те, що саме у фазах напряму осі магнітного поля донора і, зокрема, у фазах $0.85P \pm 0.10P$ реєструється пришвидшення газу аж до його відриву поза межі подвійної системи. Зауважимо, що при подібній динаміці емісійні піки лінії гелію $HeI\lambda 7065$, які у всіх фазах разом з абсорбцією знаходяться над континуумом, показують однакову висоту піків на кривій відношень інтенсивностей піків $I_v/I_r=f(P)$ у фазі 0.35P та найменшу їх величину саме у фазах $0.85P \pm 0.10P$. Залежність $I_v/I_r=f(P)$ для лінії $HeI\lambda 7065$, відображаючи напрям осі магнітного поля донора 0.35-0.85P, теж свідчить про витягнуте дископодібне утворення, сформоване навколо донора.

Отже, динаміка (як і енергетика) усіх складових найсильніших у видимій ділянці спектру ліній водню H_α , H_β і H_γ та ліній гелію $HeI\lambda\lambda 3889, 4471, 5875, 6678, 7065$ відображає просторову структуру магніт-

ного поля донора і рух речовини переважно вздовж осі магнітного поля донора в напрямі орбітальних фаз 0.35-0.85P з формуванням швидкісних переміщень газу поміж зорями-компонентами та понад диском акретора. Цим не підтверджується, зокрема, пропагороване уявлення про формування H_α -емісії в біполярних джетах, що розвивається при ігноруванні досліджень магнітного поля системи β Ліри [1, 2].

У зв'язку з попереднім, важливими є залежності $V_r=f(P)$ променевих швидкостей від орбітальної фази для доплерівських зміщень у профілях ліній іонізованих елементів у далекому ультрафіолеті [56]. Розглядаючи променеві швидкості абсорбцій, короткохвильових і довгохвильових емісійних піків, наприклад, у резонансних лініях магнію $MgII\lambda\lambda 2795, 2802$, в лініях кремнію $SiY\lambda 1402$, $SiIII\lambda 1301$, азоту $NY\lambda\lambda 1238, 1242$ чи вуглецю $CIII\lambda 1175$, бачимо у всіх складових профілів ліній більш чи менш виражені кореляції їх залежностей із $H_e=f(P)$, тобто із змінністю з орбітальною фазою ефективної напруженості магнітного поля донора. В цих кореляціях відображаються ефекти зіткнень газових потоків з диском. Наприклад, оригінальний червоний пік емісії, спостережений у фазі 0.57P зі зміщенням $V_r=200$ км/с в лінії $SiY\lambda 1402$ та $V_r=350$ км/с в лінії $CIII\lambda 1175$, теж може бути відображенням у спектрі потоку газу, спрямованого магнітним полем донора від спостерігача в напрямі диску акретора.

Звернемо ще увагу на кореляцію залежності магнітного поля донора із орбітальною фазою $H_e=f(P)$ з такими залежностями променевих швидкостей $V_r=f(P)$ у поведінці складових профілю лінії $CIII\lambda 1175$. Ця лінія сформована за лайманівською границею, де крива блиска в загальні втрачає ознаки подвійної системи (рис. 2), сягаючи максимуму випромінювання у фазах 0.6-0.8P другої квадратури [8, 9]. На рис. 7 зведено в один рисунок дані залежностей $V_r=f(P)$ для двох складових емісійно-абсорбційної лінії $CIII\lambda 1175$ із статті [56].

Залежності $V_r=f(P)$ для обох емісійних піків ведуть себе синхронно із кривою змінності $H_e=f(P)$. Відмітимо деякі конкретні динамічні аспекти їх поведінки з орбітальною фазою. Екстремуми кривих $V_r=f(P)$ практично співпадають з фазами 0.35P та 0.85P, відображаючи напрям осі диполя магнітного поля донора. Подібна поведінка кривої $\Delta V_r=f(P)$, де ΔV_r – різниця між променевими швидкостями довгохвильового та короткохвильового піків, що зростає від 750 км/с у фазах у околі 0.35P до 920 км/с у фазі 0.85P. Дуже чіткою є кореляція залежностей $\Delta V_r=f(P)$ і $H_e=f(P)$ для короткохвильового емісійного піка, променева швидкість якого у фазах поміж 0.35P та 0.85P зросла від -400 до -700 км/с, тобто різниця, що спостерігається у від'ємних швидкостях короткохвильового піка, зросла на $\Delta V_r=300$ км/с. Подібну кореляцію з кривою змінності магнітного поля $H_e=f(P)$ відслідковує своїми екстремумами на залежності $V_r=f(P)$ довгохвильовий емісійний пік лінії $CIII\lambda 1175$, але з меншою різницею $\Delta V_r=120$ км/с між променевими швидкостями в фазах обох полюсів. Характеризуючи втрату речовини у швидкісному вітрі у всіх напрямках від подвійної системи, така поведінка є свідченням того, що у лінії $CIII\lambda 1175$ іонізована плазма виділяє напрям 0.35-0.85P осі диполя магнітного поля

донора, досягаючи найбільших швидкостей витoku поза межі подвійної системи саме у фазі 0.85P, тобто в напрямі спостереження на полюс магнітного поля донора, який наближений до акретора.

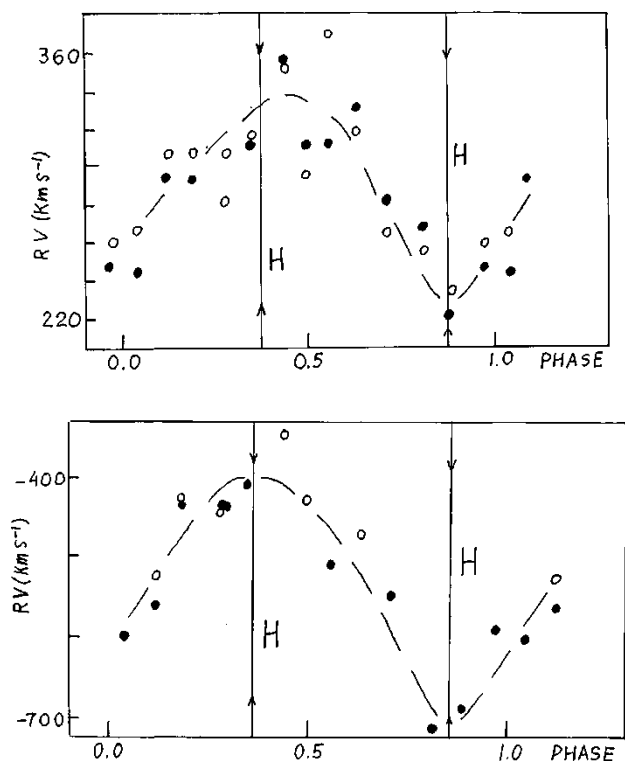


Рис. 7. Зміна з орбітальною фазою променевих швидкостей червоних (вгорі) та фіолетових (внизу) піків емісії лінії СШ λ 1175 згідно даних статті [56]. Кореляцію їх змінності з кривою змінності магнітного поля відмічено фазами полюсів дипольного магнітного поля донора “H” (вісь 0.35P-0.85P; див. теж рис.3).

Аналогічну динаміку з орбітальною фазою демонструє абсорбція лінії СШ λ 1175. У фазах спостереження полюса донора навколо 0.35P у першій квадратурі вона виявляє найменшу швидкість витoku газу $V_r = -150$ км/с, але все ж значно більшою за параболічну. Така ж швидкість розширення притаманна багатьом абсорбційним лініям іонізованих елементів ультрафіолетового діапазону, включаючи MgII λ 2795,2802 та SiIV λ 1402, але залишається в них практично незмінною з орбітальною фазою. В той же час, абсорбційна лінія СШ λ 1175 демонструє подвійне зростання швидкості витoku речовини поза межі системи до -300 км/с у фазах 0.7-1.0P, зцентрованих до фази 0.85P магнітного полюса донора у другій квадратурі. Будучи втричі більшою за швидкість А-абсорбції в лінії H_{α} , абсорбційна лінія СШ λ 1175 демонструє пришвидшений рух високоіонізованої плазми у магнітному полі.

Поряд з динамічними змінами слід розглянути і варіації інтенсивності або енергопереносу з орбітальною фазою для основних складових ліній СШ λ 1175 згідно даних тієї ж статті [56]. Для кривої зміни з фазою інтенсивності довгохвильового емісійного піку $I=f(P)$ прослідковується чітка кореляція із залежністю $V_r=f(P)$ для цього піку. Таким чином, ці обі криві прямо корелюють із екстремумами залежності $H_e=f(P)$. Однак інтен-

сивність короткохвильового емісійного піку, досягаючи максимуму в першій квадратурі поблизу фаз магнітного полюса на донорі і відносно ослаблюючись у другій квадратурі, явно зменшена в напрямі лінії центрів зір-компонентів. Поведінка її з орбітальною фазою свідчить про те, що формування цього піку відбувається в просторі поміж компонентами з такою концентрацією цієї складової емітуючого газу, що, не затемнюючись, видима в першій квадратурі. Оптимальним виглядає картина, коли емітуючий газ тут знаходиться над площиною орбіти (вірогідно, це пояснюється нахилом осі диполя магнітного поля донора до площини орбіти, що оцінюється біля 30 градусів [31]).

Поведінка з орбітальною фазою інтенсивності $I=f(P)$ абсорбційної складової лінії СШ λ 1175, на перший погляд, незвична. Дійсно, при явно вираженій кореляції обох залежностей $V_r=f(P)$ із $H_e=f(P)$ крива інтенсивності $I=f(P)$ цієї абсорбції демонструє оригінальну зміну вздовж орбітальної фази. Підказку для її розуміння дають самі автори статті [56], описуючи в першій квадратурі абсорбцію цієї лінії як вузьку і добре вимірювану, а в межах фаз другої квадратури як широку і неглибоку. І далі дослівно: «розширення СШ λ 1175 в другій квадратурі може завдячувати турбуленції, продукованій зіткненням газових струменів, направлених від донора до акретора, з диском, який рухається в зустрічному напрямі». Ця догадка, мов би передбачаючи відкриття магнітного поля донора [20, 31], цілком укладається в нашу інтерпретацію поведінки абсорбції лінії СШ λ 1175, як лінії, що відображає рух іонізованого газу, каналізованого магнітним полем донора до акреційного диску. Можна доповнити сказане й трактуванням динамічних процесів, відображених в абсорбції цієї ж лінії СШ λ 1175, як газових потоків, які прискорені до -300 км/с в напрямках широкого інтервалу орбітальних фаз 0.65-0.05P, тобто центрованих до фази 0.85P саме того полюса магнітного поля донора, який наближений до масивного акретора. Підтверджується картина, в якій іонізована плазма, що направлена вздовж силових ліній магнітного поля донора в фазах довкола 0.85P, відхиляється в сторону акретора, ущільнюючись саме у фазах головного затемнення. Абсорбція лінії СШ λ 1175 у цих орбітальних фазах явно відображає ефекти каналізації та переносу іонізованого газу вздовж силових ліній магнітного поля від донора до акретора. Поведінка цієї абсорбції нагадує поведінку А-абсорбції в лініях нейтрального водню та гелію, однак швидкості іонізованої плазми, відображеної лінією СШ λ 1175, значно вищі за параболічну, формуючи швидкісний плазмовий вітер до акреційного диску та понад диском. Зростання інтенсивності абсорбції лінії СШ λ 1175 у фазах поблизу головного затемнення акретором донора [56] може пояснюватися тільки збільшенням поглинання іонізованих газових потоків при їх проекції на донор.

Прикінцеві узагальнення

Розглянуті приклади є далеко неповні, але цілком достатні, щоб мати уяву про явище у системі β Ліри, яке можна охарактеризувати як феномен енергомасопереносу вздовж силових ліній магнітного поля донора. Специфіка його конфігурації характерна тим, що вісь диполя магнітного поля направлена вздовж орбі-

тальних фаз 0.35-0.85P, нахилена до площини орбіти на кут біля 30 градусів, а центр магнітного диполя зміщений від гравітаційного центру донора в напрямі до масивного акретора на 0.08 відстані поміж центром донора та центром мас подвійної системи [31]. Відображаючи магнітосферу, сформовану вздовж осі магнітного поля, важливішою в енергомасопереносі є область полюса магнітного поля на поверхні донора, яка зцентрована до фази 0.85P другої квадратури і суттєво наближена до акретора (рис. 1, 5). У цій просторовій структурі магнітного поля донора стає зрозумілою поведінка кривих блиску β Ліри перед і, особливо, за лайманівською границею (рис. 2). Високоіонізована гаряча плазма, що каналізована вздовж силових ліній магнітного поля, є як джерелом нагріву областей акреційного диску, звернених до донора [4], так і самонагріву плазми в результаті зіткнень газу, прискореного магнітним полем донора і гравітаційним полем акретора. Саме при зіткненнях розігнаного газу, що направлений у фазах 0.45-0.65P практично перпендикулярно до обертового диску (рис. 1, 5), виникають потужні турбулентні завихрення та збурення розігрітого газу. При цьому, поперше, утворюється достатньо гарячої плазми, яка суттєвіше затемнюється більшим за розмірами донором у фазах поблизу 0.5P, ніж акретором у фазах поблизу 0.0P, що проявляється кроссовером у глибинах обох мінімумів перед лайманівською границею. По-друге, формується хмара нестационарної гарячої плазми, яка проявляється значним підвищенням інтенсивності випромінювання як на квазістационарній кривій блиску за лайманівською границею у фазах 0.55-0.8P другої квадратури (див. рис.2), так і у широкому максимумі абсолютного потоку випромінювання в лінії H_{α} поміж фазами 0.6-0.1P (див. рис. 3), зцентрованих до фази 0.85P магнітного полюса на поверхні донора [46]. Такі ударні зіткнення змінюються на часах різної тривалості, відображаючись суттєво як у кривих блиску за лайманівською границею при спостереженнях у двох послідовних орбітальних циклах [8, 9], так і на інтервалах секунди-хвилини за даними швидкісної спектроскопії β Ліри [53]. По-третє, зіткненням високоіонізованої плазми з диском, розігнаною магнітним полем донора і гравітаційним полем акретора, можна пояснити активно пропаговану гіпотезу про існування в системі β Ліри джетів, тобто перпендикулярних до орбіти газових струменів, утворених у місцях ударних зіткнень газу з диском [1, 2]. Не виключаючи утворення джетів, можна вважати, що основний вклад у формування квазістационарної гарячої розсіюючої оболонки понад диском та навколо системи β Ліри (що проявляється, зокрема, у м'якому рентгенівському діапазоні [11]) вносить зоряний вітер зі швидкостями значно більшими за параболічні, особливо в діапазоні спектру за лайманівською границею. Інтенсивний вітер огортає всю систему, відображаючи напрями газових струменів, що півколом охоплюють акретор, як відхилених коріолісовими силами, так і каналізованих вздовж осі магнітного поля донора (що теж відхилена від площини орбіти на значний кут), а також ймовірно відображаючи загальну магнітосферу в системі β Ліри, утворену магнітозчепленням полів донора і акретора.

Більше того, явище енергомасопереносу, продуковане при допомозі магнітного поля, дає узгоджену кар-

тину динаміки та енергетики зіткнення газових потоків з акреційним диском у всіх хвильових діапазонах уздовж орбітальної фази. Розставимо деякі акценти в розумінні цієї узагальненої картини. Почнемо зі спостережень у фазах головного затемнення (1.0 ± 0.1)P (беручи для ілюстрації рис. 1, 5 і обходячи його проти годинникової стрілки). У цих фазах обертання країв акреційного диску, що реєструється за допомогою ліній-сателітів зі швидкостями в середньому ± 250 км/с, спостерігається направленим на сторону спостерігача, а після центру затемнення - від нього. Газові потоки, що сформовані у другій квадратурі магнітним полем донора та гравітаційним полем масивного акретора і розігрівають поверхню диску та акретора, в центрі головного затемнення тим же акретором значно затінені. Водночас у всіх фазах цього затемнення (1.0 ± 0.1)P потоки газу проявляються зі швидкостями, направленими на спостерігача, через зростання поглинання (типу А-абсорбції) в емісійно-абсорбційних лініях при їх проекції на донор і над площиною орбіти. Характеризуючи втрату речовини у швидкісному вітрі у всіх напрямках іонізована плазма виділяє напрям 0.35-0.85P осі диполя магнітного поля донора, досягаючи найбільших швидкостей витoku поза межі системи до -700 км/с саме у фазах довкола 0.85P, тобто в напрямі спостереження на полюс магнітного поля донора, який наближений до акретора. Стартуючи з поверхні донора в цих фазах, каналізований магнітним полем газ відхиляється до акретора та співударяється зі зовнішніми краями по всій півдузі обертового акреційного диску, але дівіше у межах спостережень у фазах 0.7-0.9P другої квадратури через енергетичний ефект від зустрічного руху речовини диску і падаючих на нього газових потоків. Такий обігрів диску проявляється як широка гаряча пляма, що і зафіксовано у моделюваннях V-кривої блиску β Ліри, центрованої до фаз в околі 0.80P [4], та значним зростом абсолютного потоку випромінювання в лінії H_{α} [46]. Газові потоки ефективніше розганяються магнітним полем донора, а потім гравітацією акретора всередині порожнини Роша акретора в межах фаз 0.45-0.60P, вдаряючись в обертову поверхню диску практично перпендикулярно до його зовнішніх країв. Максимальний енергетичний ефект тут проявляється за лайманівською границею, де турбулентно збурена високоіонізована плазма (що практично закрита донором у фазах 0.45-0.55P) формує на кривій блиску локальне підвищення інтенсивності випромінювання у фазах 0.55-0.8P. У фазах 0.3-0.45P рух газу від донора вже частково співпадає з напрямом руху зовнішніх країв акреційного диску. Тут на потік газу діє комбінація коріолісових сил, гравітації акретора та магнітного поля донора, що ущільнює потік газу, підтискаючи акреційний диск до акретора. Це відображається у променевих швидкостях ліній-сателітів, що, формуючись у зовнішніх краях диску, досягають максимальної швидкості -270 км/с. Водночас сумарна дія цих сил приводить в фазах 0.35-0.50P до видимого розігріву поверхні диску та турбулентних завихрень гарячої плазми, що чітко фіксуються як локальне зростання абсолютного потоку випромінювання в лінії H_{α} [46], локальне зменшення поляризації [52], та як проявлення гарячої області на акреційному диску при моделюванні V-кривої блиску β Ліри [4]. В межах широкого інтервалу фаз 0.4-

0.8Р проявляються енергетичні ефекти, які можна трактувати як джети, що виникають у результаті ударних зіткнень плазми з диском, стимульованих магнітним полем та гравітацією акретора. Не виключено, що джети формуються і при зіткненні гарячої плазми в районі полюсів магнітного поля як на донорі, так і на акреторі.

Таким чином, на підставі пропонованих досліджень можна стверджувати: енергомасоперенос в загальній картині руху газових потоків β Ліри відображає просторову структуру магнітного поля донора. Фізично значимою є вісь дипольного поля донора, що відхилена відносно гравітаційної осі центрів зір-компонентів. Такі особливості структури магнітного поля донора уможливають процес переносу замагніченої речовини у фазах другої квадратури поряд з переносом у фазах першої квадратури, обу-

мовленим в основному стандартною гідродинамічною картиною. Узгоджена дія сил, задіяних у цих процесах, створює оригінальну віялоподібну картину масопереносу, що зі сторін обох квадратур огортає акретор. В результаті високоенергетичних зіткнень іонізованої плазми з акреційним диском, каналізованих магнітним полем донора, формується загальна розсіююча оболонка, що частково маскує зорі-компоненти за лайманівською границею та повністю в м'якому рентгені. Ці ефекти можуть бути підсилені взаємодією магнітних полів донора та акретора. Більше того, можна висунути гіпотезу про те, що на даному етапі еволюції системи β Ліри в результаті активного руху розвинених навколосоряних газових структур йде формування магнітних полів зір-компонентів та акреційного диску з утворенням загальної магнітосфери цієї взаємодіючої подвійної системи.

REFERENCES

- [1] Harmanec P., Morand F., et al. 1996, *Astron. and Astrophys.* 312, P. 879
- [2] Harmanec P. 2002, *Astron. Nachr.* 323, P. 87
- [3] Ak H., Chadima P., et al. 2007, *Astron. and Astrophys.* 463, P. 233
- [4] Mennickent R.E., Djurasevic G. 2013, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 432 (I.1), P.799
- [5] Goodricke J. 1783, *Phil. Trans. Roy. Soc.* 73, P. 482
- [6] Huang Su-Shu 1963, *Astrophys. J.*, 138, P. 342
- [7] Linnell A.P. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 319, P. 255
- [8] Polidan R.S. 1989, *Space Science Reviews* 50, P. 85
- [9] Kondo Y., McCluskey G.E., et al. 1994, *Astrophys. J.* 421, P.787
- [10] Zeilik M., Heckert P., et al. 1982, *Astron. J.* 87 (9), P.1304
- [11] Ignace R., Oskinova L. M., et al. 2008, *Astron. and Astrophys.* 463 (3), L37
- [12] Burnashev, V.I., Skulsky M.Yu. 1978, *Bull. of the Crimean Astrophys. Obs.* 58, P.64
- [13] Van Hamme W., Wilson R.E. and Guinan E.F. 1995, *Astron. J.* 110, P.1350
- [14] Skulsky M.Yu. 2001, *Odessa astron. Publ.* 14, P.227
- [15] Struve O. 1934, *Observatory* 57, P.268
- [16] Struve O. 1941, *Astrophys. J.* 93, P.104
- [17] Skulsky M.Yu. 1973, *Astron. circular* №766, P.4
- [18] Skulsky M.Yu., Malkov Yu.F. 1992, *Astron. J.* 69, P.291
- [19] Hirnyak M.B., Skulsky M.Yu. et al. 1978, *Bull. of the Crimean Astrophys. Obs.* 58, P.75
- [20] Skulsky M.Yu. 1982, *Letters to AJ* 8, P.238
- [21] Skulsky M.Yu. 1993, *Letters to AJ* 19, P.116
- [22] Crawford Z.A. 1955, *Astrophys. J.* 121, P.71
- [23] Skulsky M.Yu. 1975, *Astron. J.* 52, P.510
- [24] Skulsky M.Yu., Topilskaya H.P. 1991, *Letters to AJ* 17, P.619
- [25] Skulsky M.Yu. 1992, *Letters to AJ* 18, P.711
- [26] Zhao M., Gies D., et al. 2008, *Astrophys. J.* 684 (2), L95
- [27] Skulsky M.Yu. 1975, *Problems of Space Physics. Bulletin of Kiev. Univ.* 10, P.160
- [28] Skulskij M.Yu. 1986, *Colloquim IAU N90 "Upper main sequence stars with anomalous abundances"*, Eds. Cowley et al. *Utrecht Reidel publ. comp.* P.365
- [29] Balachandran S., Lambert D.L., Tomkin J. 1986, *MNRAS* 219, P.479
- [30] Skulsky M.Yu. 1993, *Letters to AJ* 19, P.45
- [31] Skulsky M.Yu. 1985, *Letters to AJ* 11, P.51
- [32] Skulskij M.Yu. 1990, *Mitteilungen KSO Tautenburg* N125, P.146
- [33] Piskunov N.E., Khokhlova V.L. 1983, *Letters to AJ* 9, P.665.
- [34] Skulsky M.Yu. 1985, *Bull. of the Abastum. Astrophys. Obs.* 58, P.53
- [35] Burnashev V.I., Skulsky M.Yu. 1986, *Letters to AJ* 12, P.535
- [36] Skulsky M.Yu., Plachinda S.I. 1993, *Letters to AJ* 19, P.517
- [37] Skulsky M.Yu., Plachinda S.I. 2005, *Proc. IAU Symp. N224 "The A-Star Puzzle"*. Eds Zverko J., Ziznovsky J., et al., Cambridge Univ. Press. P. 647
- [38] Skulsky M.Yu., Plachinda S.I. 2008, *Bull. of the Crimean Astrophys. Obs.* 104, P.212
- [39] Leone F., Plachinda S.I, et al. 2003, *Astron. Astrophys.* 405, P.223
- [40] Chountonov G.A. 2000, *Proc. Intern. Conf. "Magnetic fields of chemically peculiar and related stars"*, Eds. Glagolevskij Yu.V., Romanyuk I.I. Moskow, P.94
- [41] Skulsky M.Yu. 1974, *Astron. circular* №827, P.3
- [42] Skulsky M.Yu. 1993, *Letters to AJ* 19, P.417
- [43] Sahade J., Huang S.S., et al., 1959, *Trans. Amer. Philos. Soc.* 49, P. 1
- [44] Sahade J. 1980, *Space Science Reviews* 26, P.349
- [45] Burnashev V.I., Sculsky M.Yu. 1980, *Letters to AJ* 6, P.587
- [46] Burnashev V.I., Sculsky M.Yu. 1991, *Bull. of the Crimean Astrophys. Obs.* 83, P.108
- [47] Paczynski B. 1977, *Astrophys. J.* 216, P.822
- [48] Osaki Y. 1985, *Astron. and Astrophys.* 144, P.369
- [49] Peel M. 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 284, P.148
- [50] Kosovichev A.G., Skulsky M.Yu. 1990, *Letters to AJ* 16, P.240
- [51] Skulsky M.Yu., Plachinda S.I. 2008, *Bull. of the Crimean Astrophys. Obs.* 104, P.212
- [52] J.R. Lomax, J.L. Hoffman, et al., 2012, *Astrophys. J.* 750 (I.1), P.13
- [53] Alexeev G.N., Skulsky M.Yu. 1989, *Astrophys. research* 28, P.21
- [54] Batten A.H., Sahade J., 1973, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 85, P.599
- [55] Sokolov I.I., Chentsov E.L. 1984, *Astrophys. research* 18, P.8
- [56] Hack M., Hutchings J.B., et al., 1977, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* 34, P.565
- [57] Skulskij M.Yu. 1992, *Proc. Intern. Conf. "Stellar magnetism"*, Eds. Glagolevskij Yu.V., Romanyuk I.I. "Nauka", St-Peterburg, P.127

On the nature of the interacting β Lyrae system: localization of hot regions on the accretion disk as a representation of magnetized gas structures

M. Yu. Skulsky

Abstract. This investigation was caused by the publications of the results of the self-consistent simulations of the light curves of the well-known massive close binary system β Lyrae. The one major among them is the statement of the significant contribution of the accretion disk radiation in the light curve of the system. In particular, there were identified two hot regions with temperatures that are 10% and 20% higher than the average on the disk rim. It is assumed that these shock regions might be formed by gas flows in regions of collisions on the disk in the mass transfer between components.

Indeed, the hotter region of the rim disk at the phase 0.40P is explained naturally by the Coriolis force deflection of the main gas flow that is directed from a donor through a Lagrange point to the accretor's Roche lobe and with a further collision of this flow with the disk. However, this explanation can not be suitable to a wide hot region of the disk rim that is observed at the phase 0.80P. Our analysis of absolute spectrophotometry, of curves change of magnetic field, of radial velocities and intensities of spectral lines along the orbital phases indicates that the hot region on disk at phases near 0.80P has a special nature. The donor's magnetic field should be taken into account because at these phases its dipole axis is actually aimed to the observer and deflected towards disk of the accretor. This hot region on the disk can be formed by the collision with this disk of magnetized gas which is canalized by the donor magnetic field in a certain way oriented in space. The energy effect of the collision on the disc is significantly strengthened by the counter rotation of the outer edges disc towards the falling gas flows. The structure of the donor's magnetic field is effective at heating and the hotter region on the disk rim at phases near 0.40P. The specific configuration of the magnetic field of the donor explains why at rotation of the donor and the accretor around their common center of masses on line of sight of the observer these two hotter regions dominate on the accretion disk.

The main conclusion is that the mass transfer, the formation of circumstellar gas structures, their dynamics and energetics are regulated by magnetic field of the donor. Probably in the interaction of magnetic fields that were generated on the donor and accretor with its disk there is a solution to the problem of the real existence and the physical nature of jet-like structures in the β Lyrae system.

Keywords: *β Lyr, magnetic field, accretion disk, mass transfer*