

# **Динамика вещества в тесных двойных звездах**

**Дмитрий Валерьевич Бисикало**

## **План лекций**

**3.Общие сведения о тесных двойных звездах.**

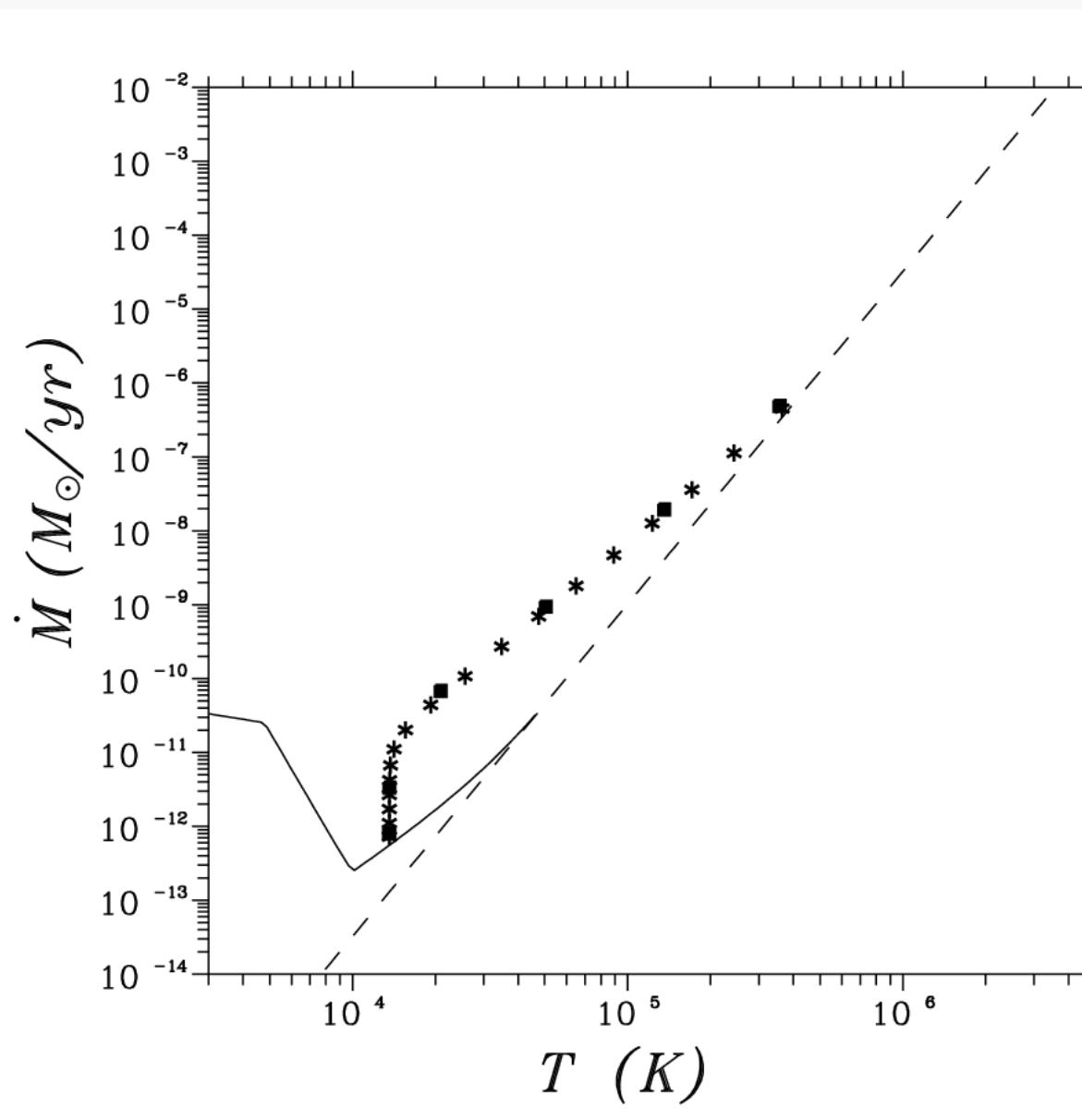
**4.Наблюдательные проявления элементов  
структурь течения в тесных двойных звездах.**

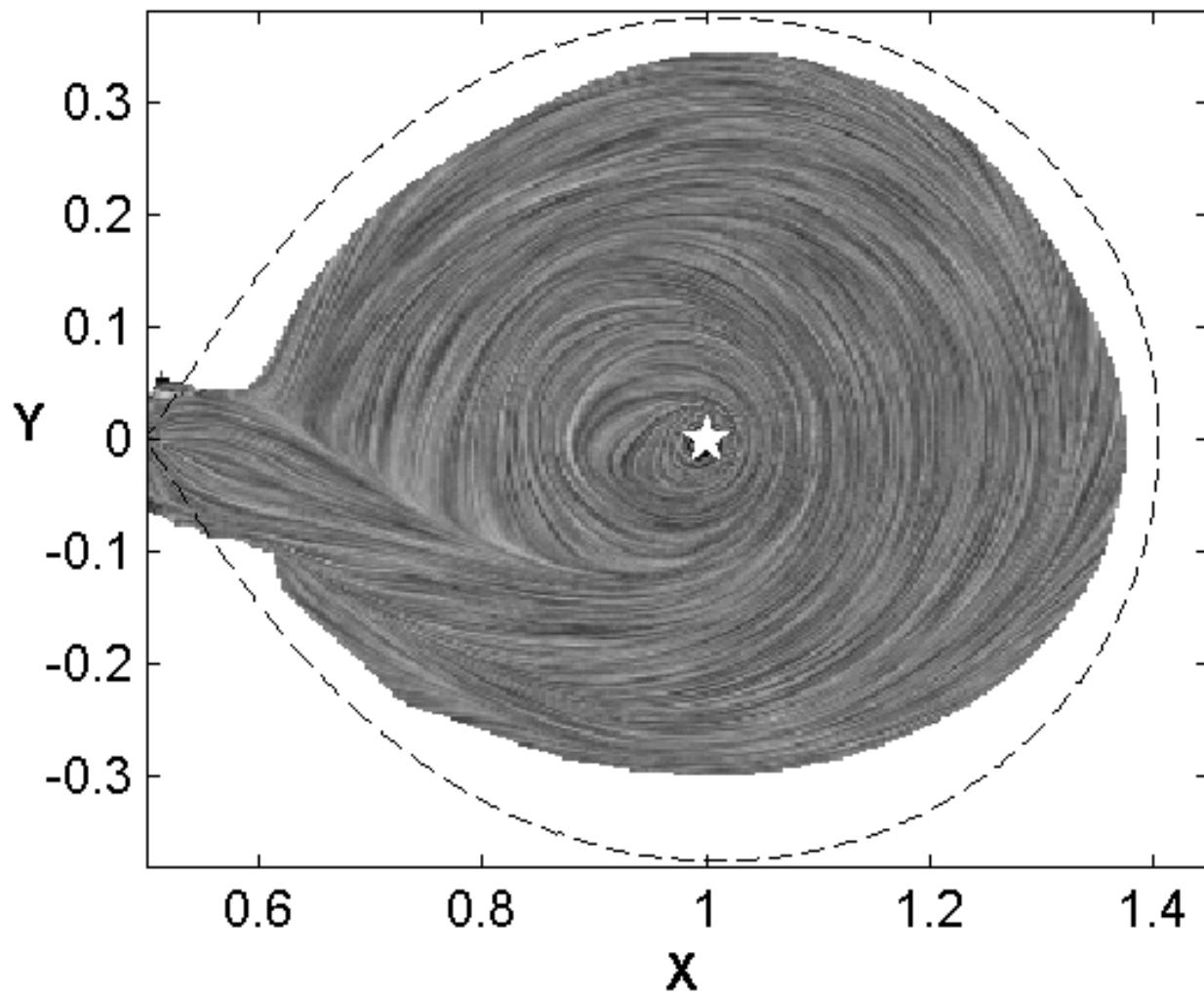
**5.Численное моделирование течений в тесных  
двойных системах.**

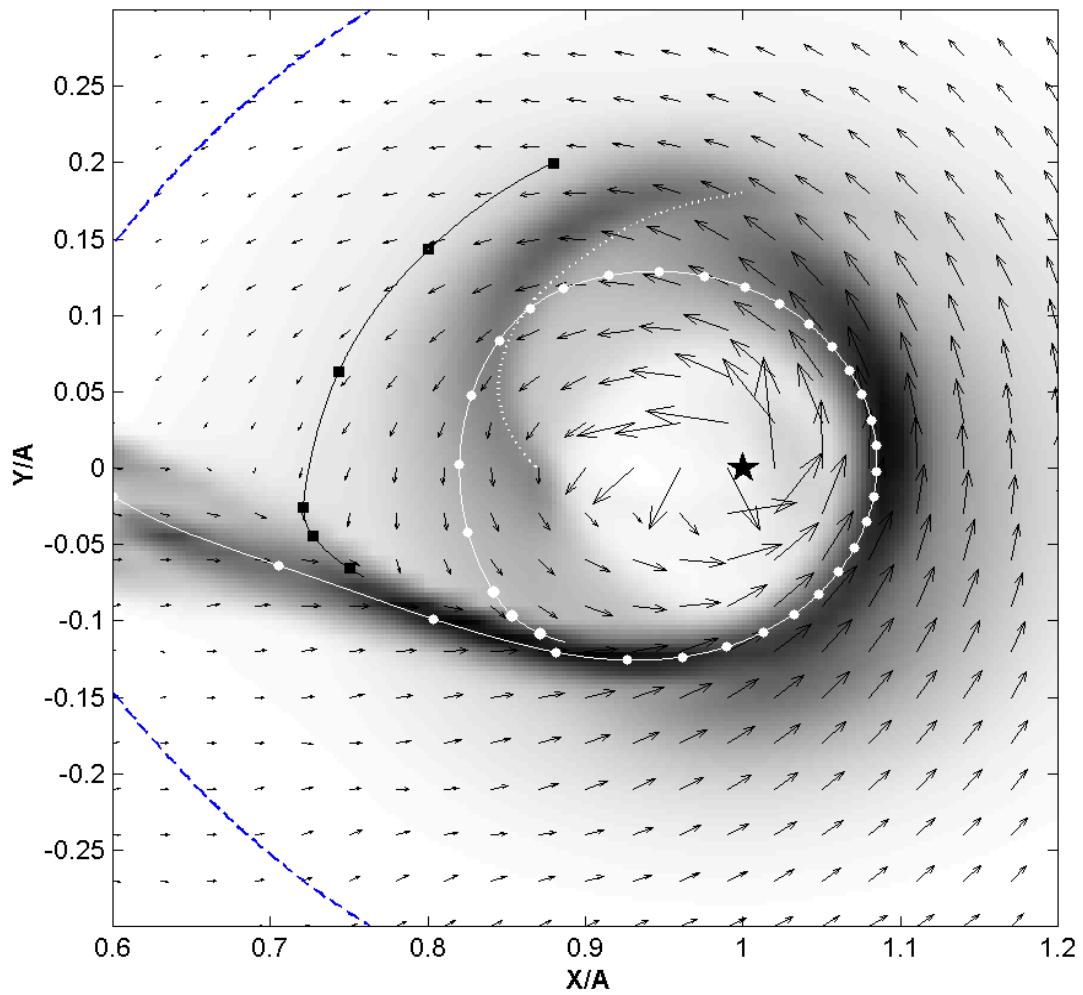
# **Общие сведения о тесных двойных звездах (продолжение)**

# **Коллективная мода в горячих дисках**

$\alpha=0.1$ ;  $r=A/5$

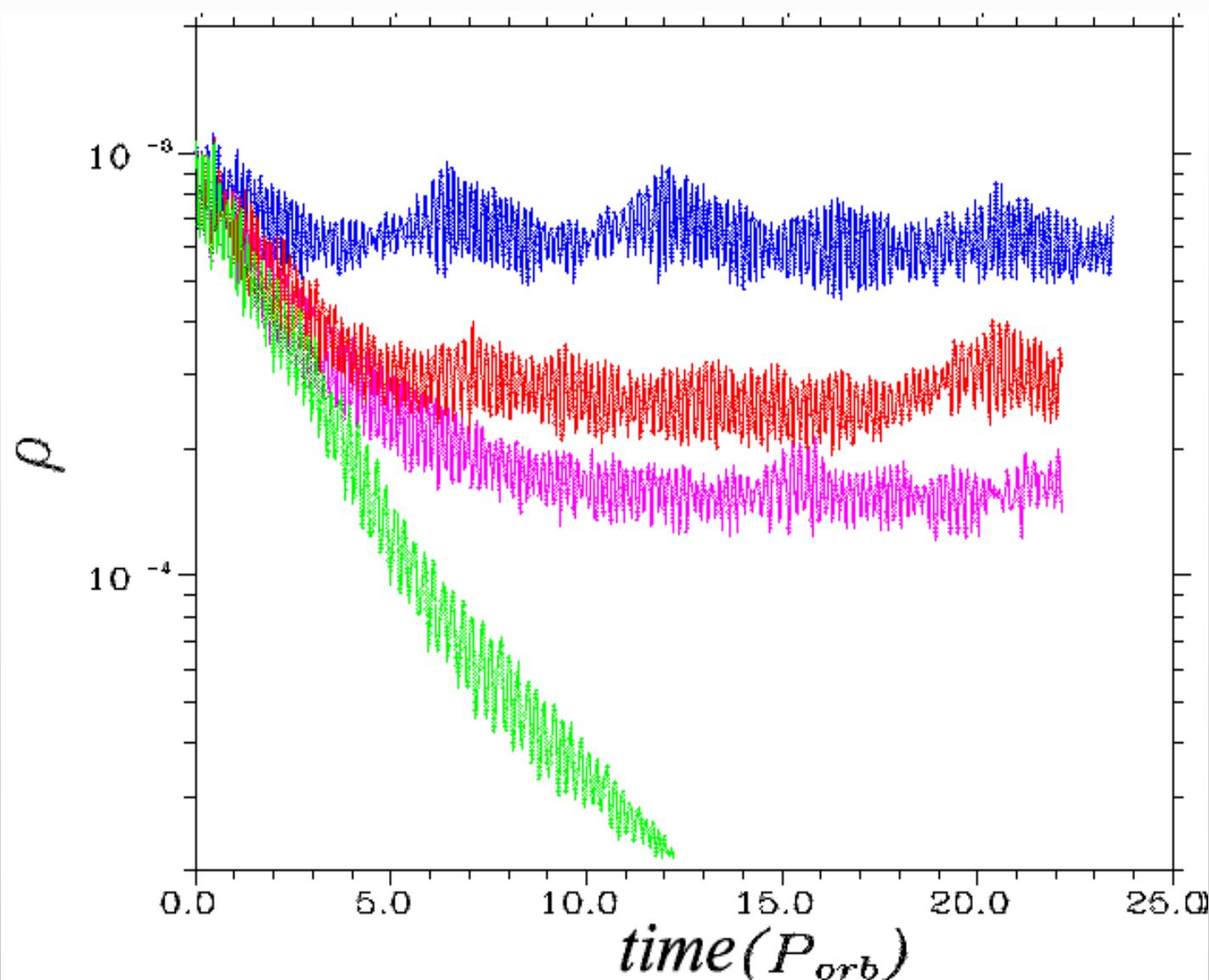


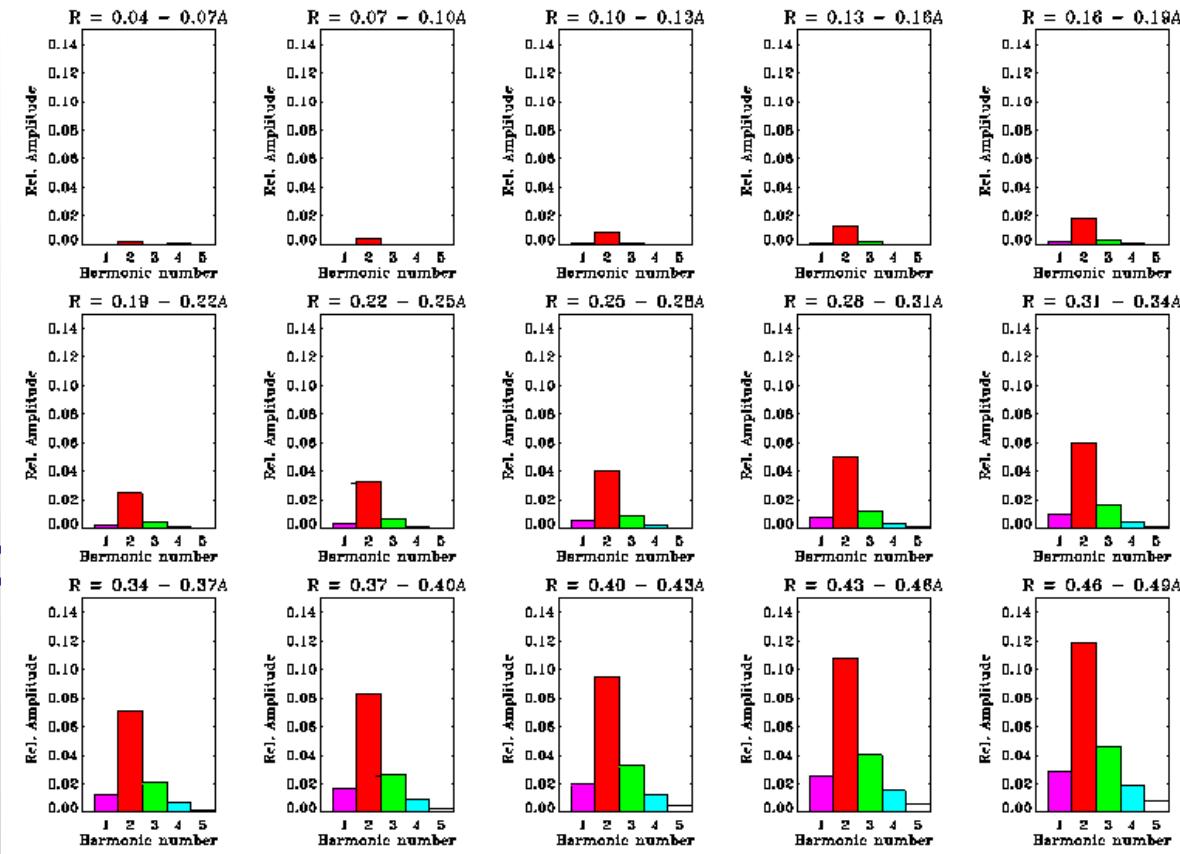




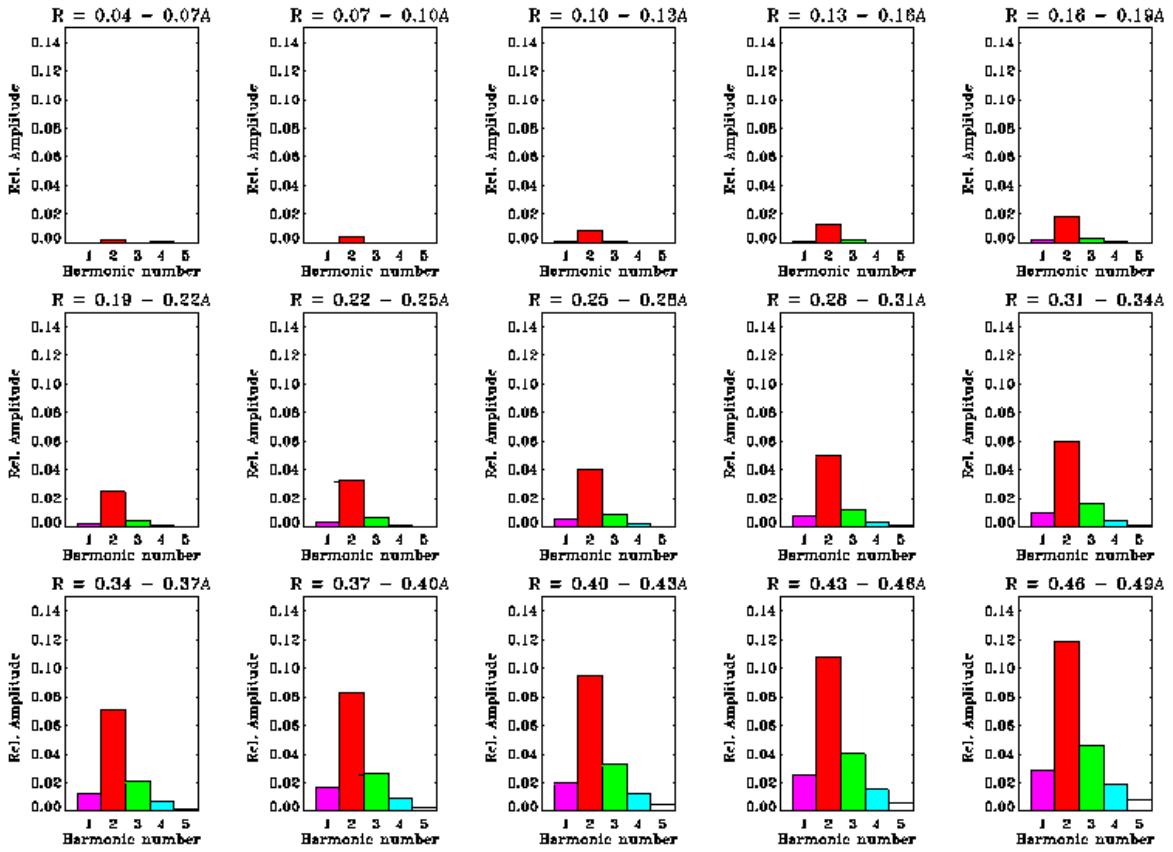






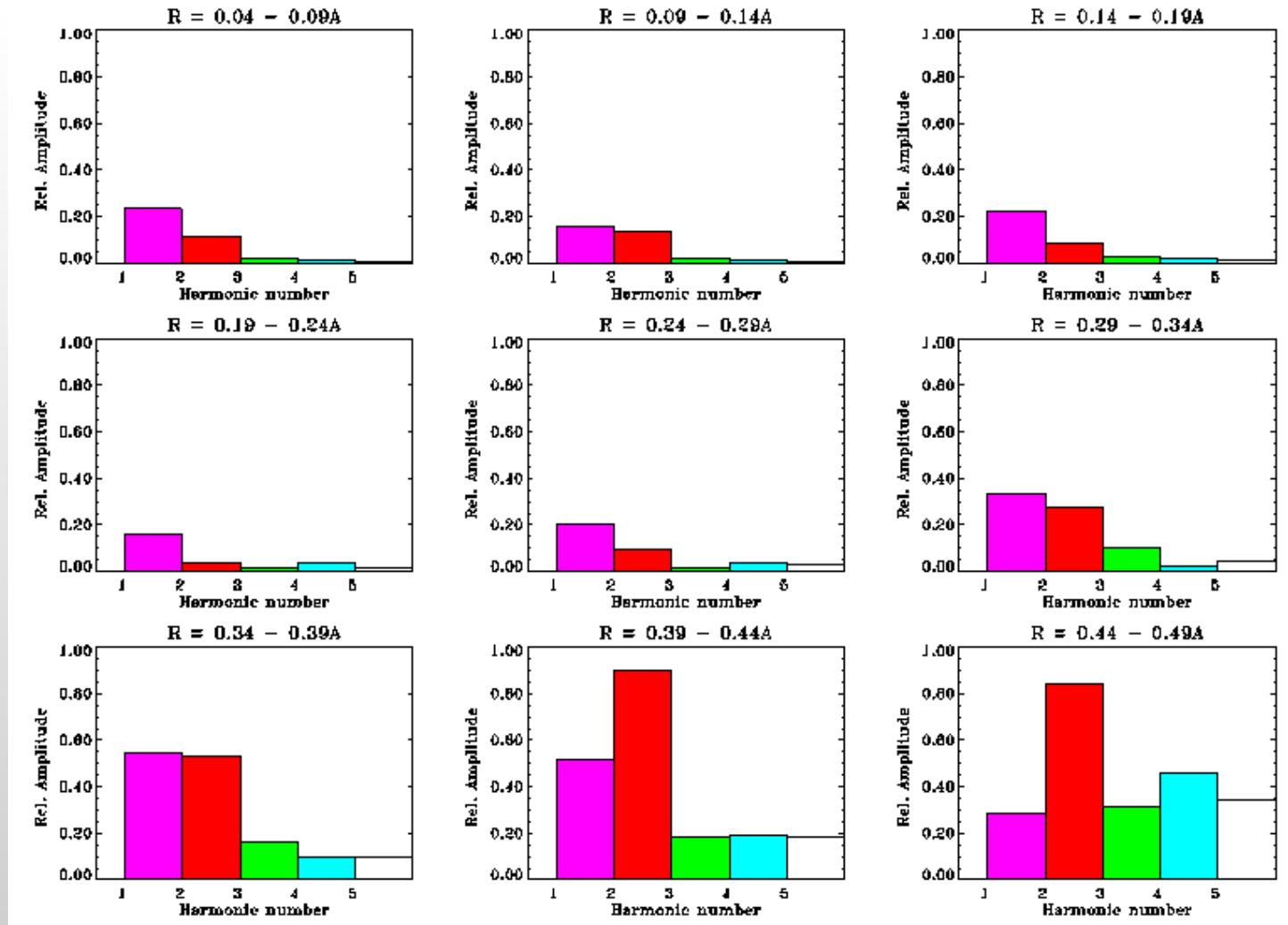


Как было отмечено во введении, течение вещества в двойной системе определяется полем сил, задаваемым потенциалом Роша (1). Для того чтобы выяснить природу сгустка, вначале рассмотрим, какие колебания в плоскости диска может возбуждать гравитационный потенциал. Вычтем из общего потенциала сферически-симметричный потенциал аккретора  $\Phi_A$ :  $\tilde{\Phi} = \Phi - \Phi_A$ , и рассмотрим фурье-спектры по азимутальным гармоникам потенциала  $\tilde{\Phi}$  в различных радиальных областях



областей аккреционного диска. Видно, что во всей рассматриваемой области доминирует гармоника  $m = 2$ . Доминирование второй гармоники демонстрирует характер приливного воздействия донора, что также подтверждается монотонным возрастанием абсолютной величины потенциала с увеличением радиуса диска. В наиболее приближенной к донору периферийной области диска абсолютная величина несферической части потенциала максимальна.

Однако мы можем убедиться в том, что в представленных результатах расчета гравитационная сила не является определяющей для распределения вещества диска. Рассмотрим спектр "очищенной"<sup>6</sup> поверхностной плотности  $\tilde{\sigma}$  после возмущения, т.е. после того, как темп массообмена был изменен и в аккреционном диске возник сгусток. Соответствующие гармоники спектра поверхностной плотности изображены на

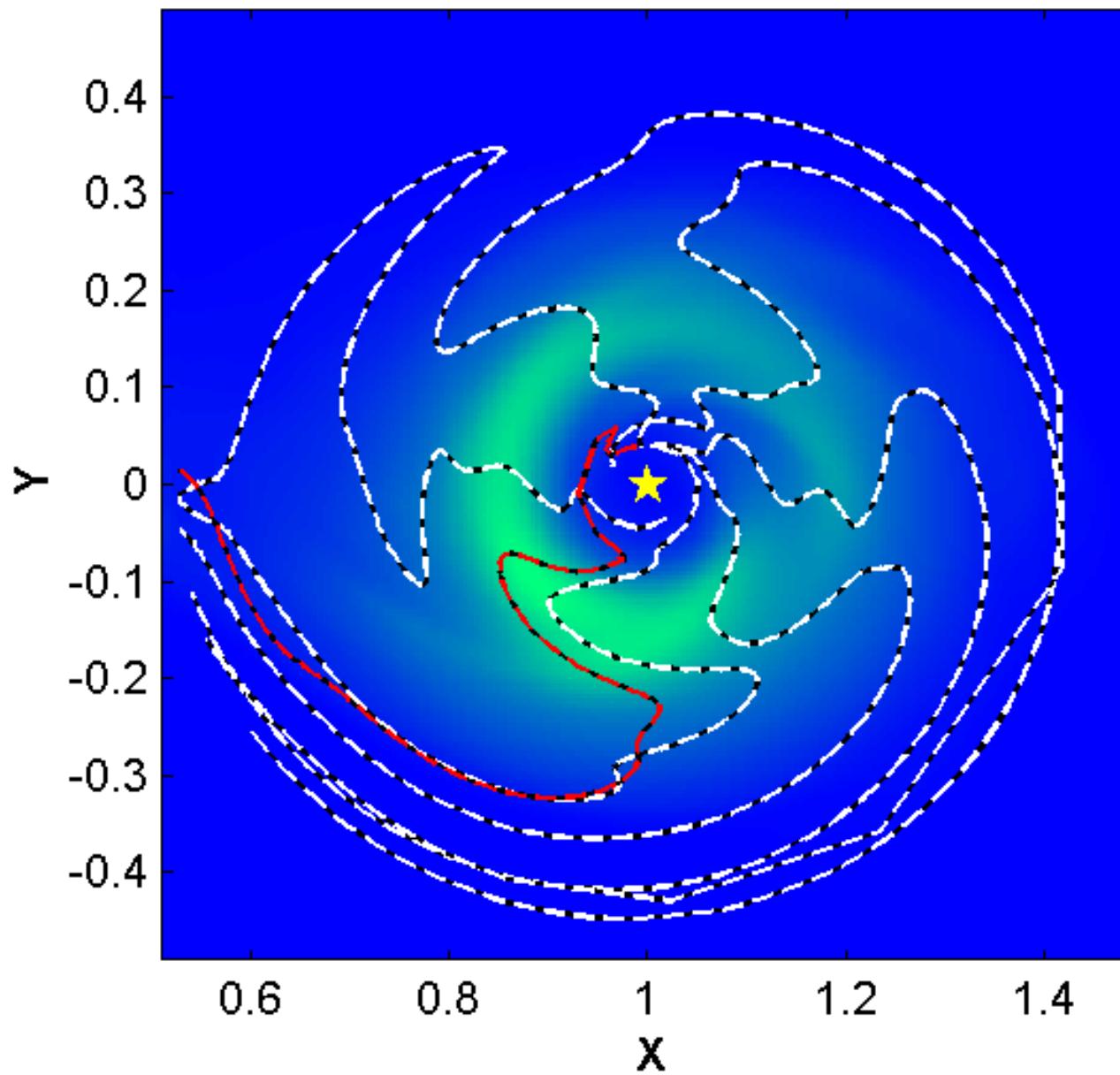


Видно, что в фурье-спектре поверхностной плотности доминирует мода  $m = 1$ , что согласуется с наличием в диске рассматриваемого уплотнения. Аналогичная картина наблюдается и в распределении гармоник радиальной скорости



Анализируя фазовую кривую максимальной плотности первой азимутальной гармоники профиля плотности в различные моменты времени, можно заметить, что положение фазовой кривой максимальной плотности моды  $m = 1$  в каждый момент времени жестко связано со сгустком вещества. Более того, если рассмотреть все

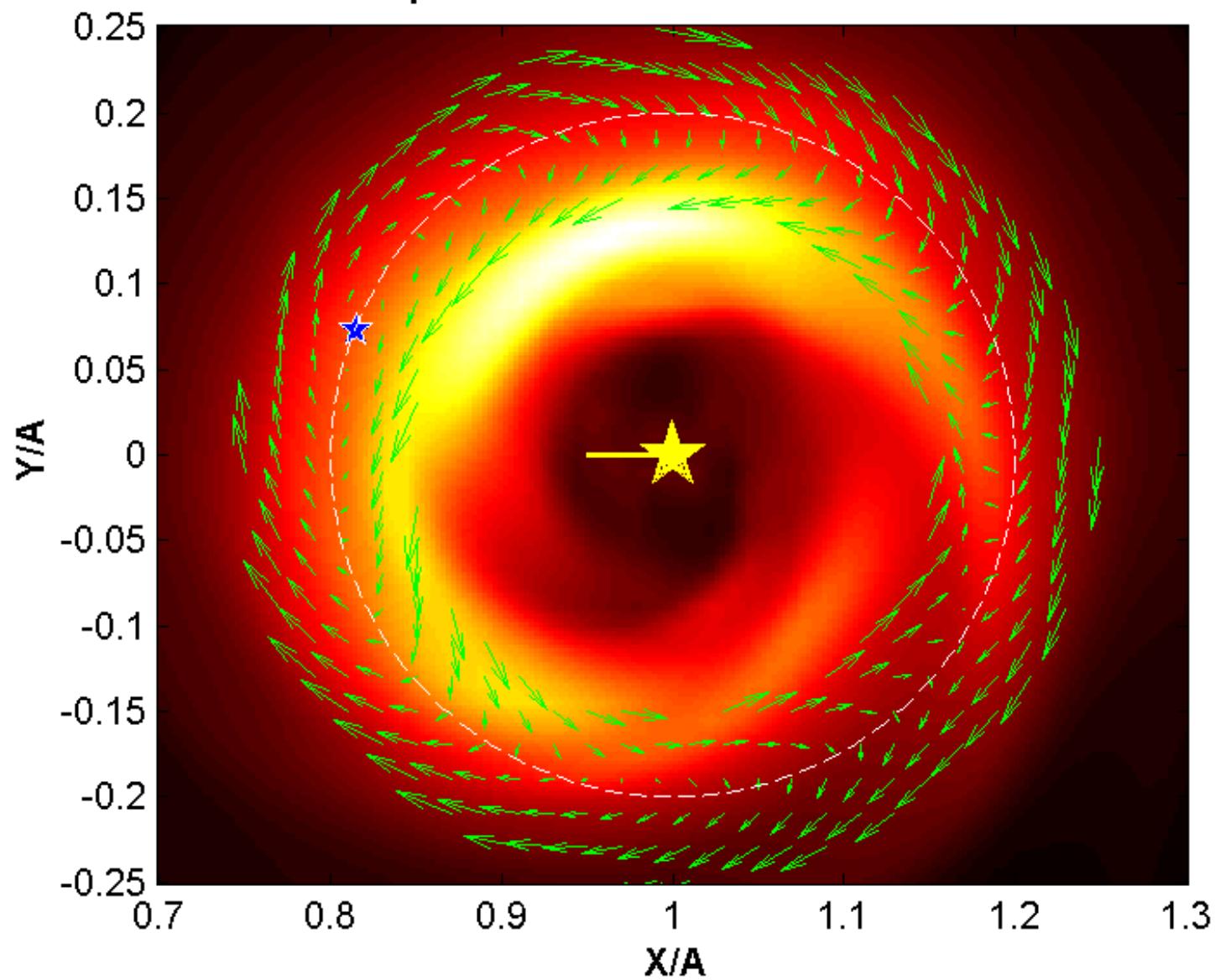
$\rho$  file N406 time =3.76





Отличная от приливной моды фазовая скорость вращения моды  $m = 1$  и твердотельный характер ее вращения позволяют предположить, что сгусток представляет собой спиральную волну плотности. Согласно теории спиральных волн плотности в галактических дисках наличие однорукавной спиральной волны должно сопровождаться антициклоническим вихрем с центром на радиусе коротации (см., например, [77]). Центр антициклона должен располагаться в окрестности максимума поверхностной плотности.

$\rho$  file N398 time =3.56 P =0.160



Таким образом, можно заключить, что обнаруженное в численном эксперименте вращающееся уплотнение (сгусток) образуется благодаря возбуждению во внутренней области диска неустойчивой гидродинамической моды с азимутальным числом симметрии  $m = 1$ . В поле возмущенной поверхностной плотности газа эта мода представляет собой отстающую спиральную волну, вращающуюся с фазовой угловой скоростью  $\tilde{\Omega}^{(1)} \approx 5.5\Omega_{orb}$ , а в поле возмущенной скорости (в системе координат волны) – двумерный антициклонический вихрь.

Доказательствами приведенных утверждений служат следующие факты:

1. Мода  $m = 1$  доминирует в диске – как в поле возмущённой поверхностной плотности, так и в поле возмущённых скоростей. Эта волна представляет собой спирально-вихревую структуру, вращающуюся в диске с фазовой угловой скоростью<sup>8</sup>  $\tilde{\Omega}^{(1)} \approx 5.5\Omega_{orb}$ , которая никак не связана с фазовой скоростью вращения приливной двухрукавной моды.

2. В процессе вращения в диске фазовые кривые максимума возмущений поверхностной плотности и максимума радиальной скорости газа для моды  $m = 1$  мало деформируются и сохраняют свою форму, несмотря на дифференциальное вращение вещества диска и приливное воздействие второго компонента.

3. Поскольку вычисленный радиус коротации моды  $m = 1$  оказался в области сильного доминирования этой моды, то по аналогии с галактическими дисками мы были вправе ожидать наличия одного антициклонического вихря, который должен проявляться в системе координат, вращающейся вместе с волной. Центр вихря должен быть расположен по радиусу на коротационной окружности, а по азимуту – в окрестности максимума поверхностной плотности. Обнаруженный в диске антициклон, как оказалось, обладает всеми предсказанными свойствами.

Июнь 2008 г.

Том 178, № 6

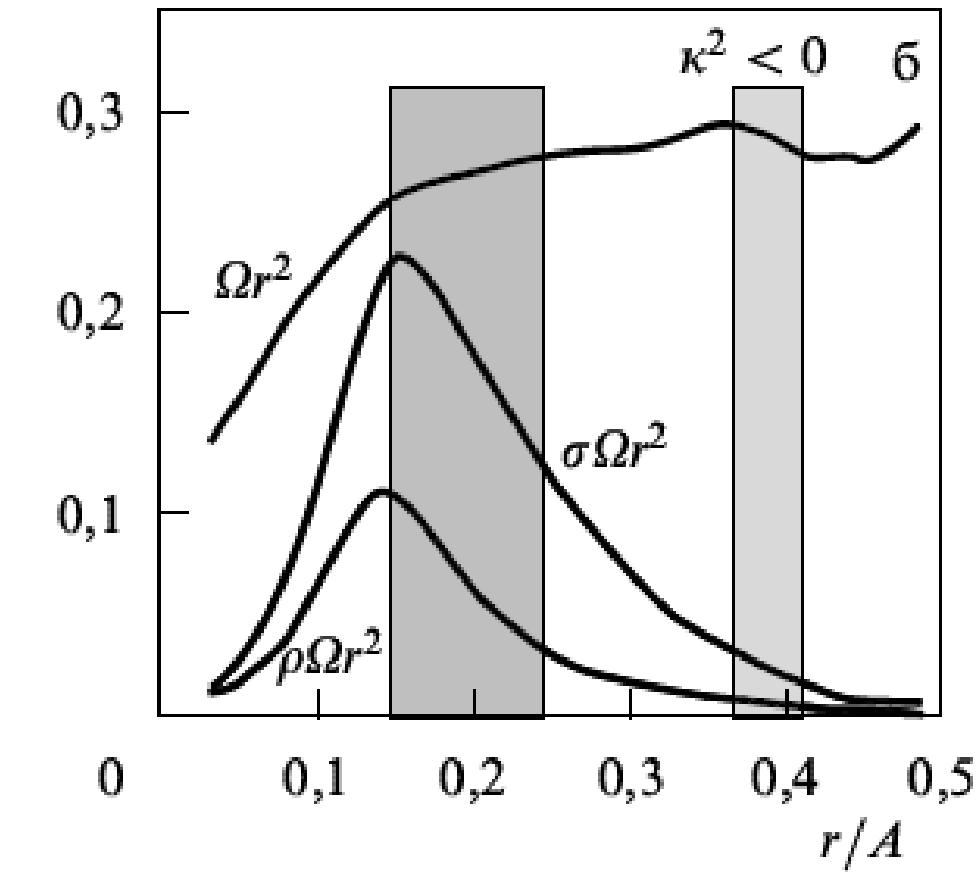
УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

**Природа аккреционных дисков тесных двойных звезд:  
неустойчивость сверхотражения и развитая турбулентность**

А.М. Фридман, Д.В. Бисикало

*Представлен обзор современного состояния физики аккреционных дисков тесных двойных звезд. Основное внимание уделено гидродинамической неустойчивости сверхотражения, приводящей к развитию турбулентности в аккреционных дисках. Полученные оценки коэффициента турбулентной вязкости находятся в хорошем согласии с наблюдениями и позволяют объяснить высокий темп переноса углового момента и измеряемую скорость акреции. Из наблюдений получен степенной спектр развитой турбулентности.*



Анализ параметров модели диска показывает, что распределение удельного углового момента имеет важную особенность — излом (сглаженный) в окрестности радиуса, где начинается область проявления однорукавной структуры в первоначальном трехмерном диске

Для того чтобы понять важность наличия излома на графике радиального распределения удельного (на единицу массы) углового момента<sup>9</sup>, запишем динамические уравнения возмущенного состояния двумерной модели изолированного аккреционного диска в новой системе координат:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\sigma V_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\sigma V_\varphi)}{\partial \varphi} = 0, \quad (27a)$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_\varphi}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \varphi} - \frac{V_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{d\Phi_0}{dr}, \quad (27b)$$

$$\frac{\partial V_\varphi}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} + \frac{V_\varphi}{r} \frac{\partial V_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{V_r V_\varphi}{r} = -\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial P}{\partial \varphi}, \quad (27b)$$

где  $\sigma$  — поверхностная плотность. В предположении, что все возмущенные величины имеют малые отклонения  $\delta\tilde{F}$  от невозмущенных стационарных величин  $F_0$ ,

$$F(r, \varphi, t) = F_0(r) + \delta\tilde{F}(r, \varphi, t),$$

где

$$\delta\tilde{F}(r, \varphi, t) = \delta F(r) \exp [i(m\varphi - \omega t)],$$

система уравнений (27) после ее линеаризации может быть сведена к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка для возмущенной энталпии  $\delta W$

$$\frac{\chi}{r\sigma_0} \frac{d}{dr} \left[ \frac{r\sigma_0}{\chi} \frac{d}{dr} (\delta W) \right] - \frac{\chi}{r\sigma_0 \hat{\omega}} \left[ \frac{d}{dr} \left( \frac{2m\Omega_0\sigma_0}{\chi} \right) \right] \delta W - \\ - \left[ \frac{m^2}{r^2} + \frac{\chi}{c_0^2} \right] \delta W = 0. \quad (28)$$

Здесь введены следующие обозначения:

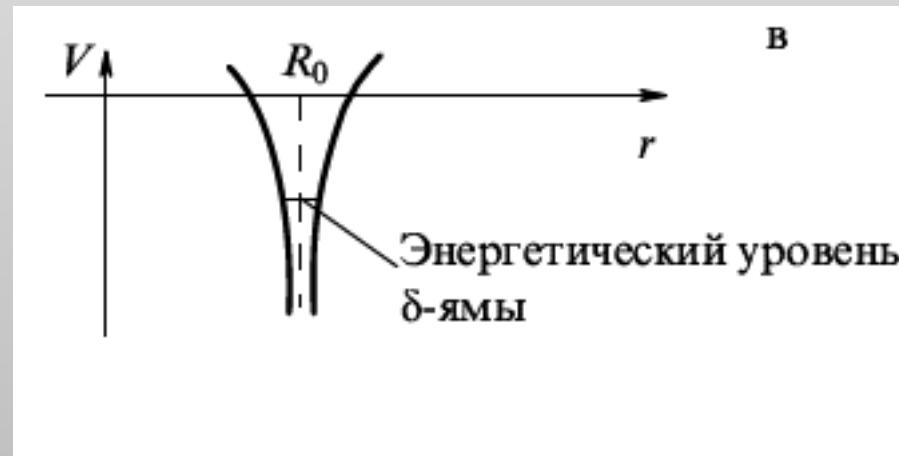
$$\chi(r, \omega) \equiv [\hat{\omega}^2(r) - \kappa_0^2(r)], \quad \kappa_0^2 \equiv 2\Omega_0 \left( 2\Omega_0 + r \frac{d\Omega_0}{dr} \right),$$

$$\hat{\omega}(r, \omega) \equiv \omega - m\Omega_0(r), \quad c_0^2 \equiv \frac{\partial P_0}{\partial \sigma_0}.$$

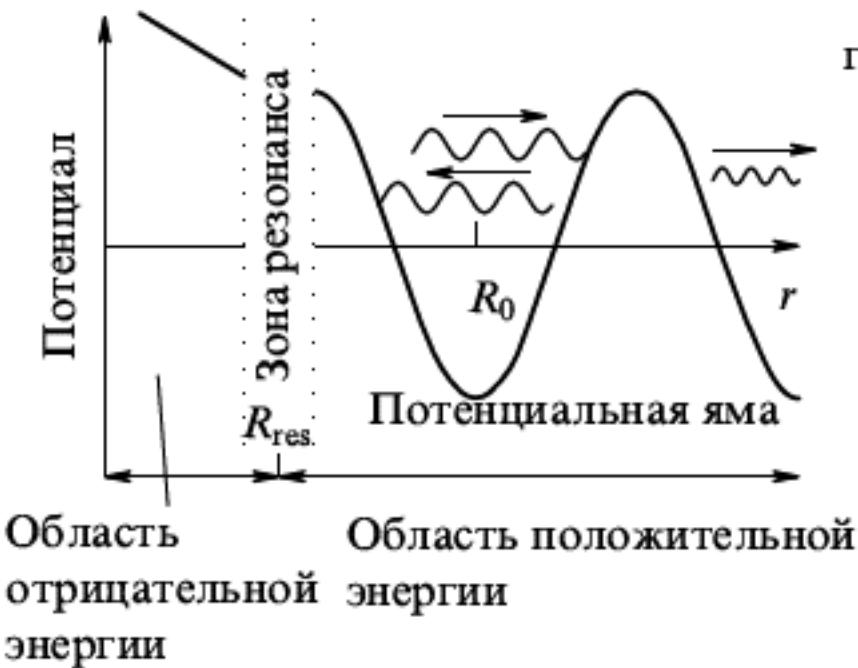
В предельном случае резкого излома  $\Omega_0(r)$  на радиусе  $r = R_0$  ее первая производная  $d\Omega_0(r)/dr$  оказывается пропорциональной  $\theta(r - R_0)$ , а вторая производная  $d^2\Omega_0(r)/dr^2$  — пропорциональной  $\delta(r - R_0)$ , следовательно:

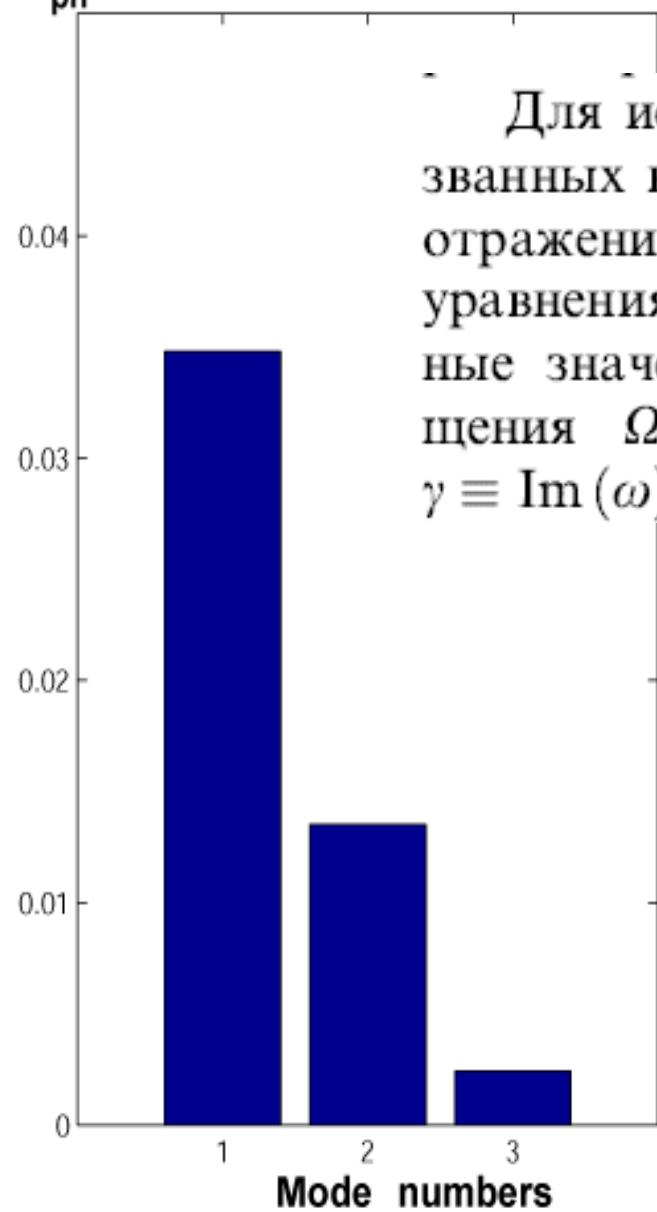
$$\frac{d\chi}{dr} \propto \frac{d\kappa_0^2}{dr} \propto \frac{d^2\Omega_0}{dr^2} \propto \delta(r - R_0).$$

Исключая первую производную в (28), мы сводим это уравнение к уравнению Шрёдингера с "δ-ямой" [91], в которой всегда есть энергетический уровень



реальной ситуации аккреционного диска б-яма трансформируется в обычную яму. В этом случае в потенциальной яме имеются две волны: падающая и отраженная. Последняя отражается от резонансной зоны (в области коротационной окружности) с увеличением амплитуды. Дополнительная энергия черпается из кинетической энергии вращения диска, которая возрастает при приближении к центру. Это приводит к возникновению неустойчивости сверхотражения, которая генерирует однорукавную волну плотности [91].



$\gamma/\Omega_{\text{ph}}$ 

Для исследования спиральных волн плотности, вызванных в аккреционном диске неустойчивостью сверхотражения, была численно решена краевая задача для уравнения (28). В частности, были вычислены собственные значения задачи: угловая фазовая скорость вращения  $\Omega_{\text{ph}} \equiv \text{Re}(\omega)/m$  и инкремент неустойчивости  $\gamma \equiv \text{Im}(\omega)$ .

## 4.2. Оценки коэффициента турбулентной вязкости и величины $\alpha$ в аккреционных дисках

В монографиях и обзорах по физике плазмы формула для оценки коэффициента турбулентной вязкости  $\nu_{\text{turb}}$  записывается в виде (см., например, [93])

$$\nu_{\text{turb}} \approx \frac{(\gamma_L)_{\max}}{(k_{\perp}^2)_{\min}}, \quad (29)$$

где  $(\gamma_L)_{\max}$  — максимальный инкремент линейной неустойчивости, которая вызывает соответствующую турбулентную вязкость,  $(k_{\perp})_{\min}$  — минимальное волновое число, соответствующее максимальной длине волны, генерируемой данной неустойчивостью.

Формула (29) может быть легко получена из соображений размерности. Действительно, размерность турбулентной вязкости  $\nu_{\text{turb}}$ , как и молекулярной  $\nu_{\text{mol}}$ ,

$$[\nu_{\text{turb}}] = [\nu_{\text{mol}}] = \text{см}^2 \text{ с}^{-1}.$$

Подставляя в правую часть последнего выражения величины соответствующей размерности:  $[\text{см}^2] = [k^{-2}]$ ,  $[\text{с}^{-1}] = [\gamma]$ , мы приходим к формуле (29).

Развитая трехмерная колмогоровская турбулентность в аккреционных дисках означает, что максимальный размер турбулентных пульсаций много меньше полутолщины диска  $h$ , т.е.  $k_{\perp} h \gtrsim 1$  или в предельном случае  $(k_{\perp})_{\min} h \geq 1$ . Тогда, учитывая максимальный инкремент неустойчивости сверхотражения для моды  $m = 1$  (рис. 17д) и условие равновесия диска по  $z$ -координате,  $h \approx c_0/\Omega_0$ , мы имеем

$$(\gamma_L)_{\max} \simeq 0,035 \Omega_{\text{ph}} = 0,035 \Omega_{\text{cor}} = 3,5 \times 10^{-2} \left( \frac{c_0}{h} \right),$$

$$(k_{\perp})_{\min} \approx h^{-1}.$$

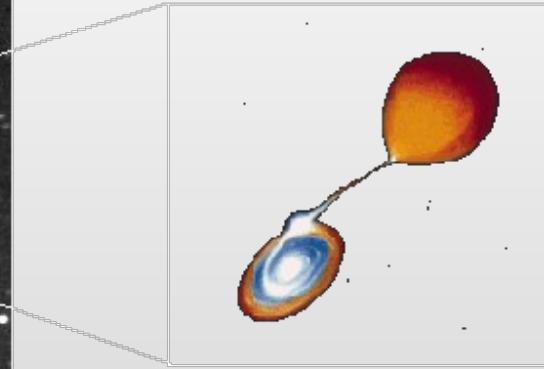
Подставляя эти выражения в (29), мы получаем коэффициент турбулентной вязкости в виде

$$\nu_{\text{turb}} \approx 3,5 \times 10^{-2} c_0 h.$$

Следуя [41, 42], мы находим

$$\alpha \approx 3,5 \times 10^{-2},$$

# **Наблюдательные проявления элементов структуры течения в тесных двойных звездах**



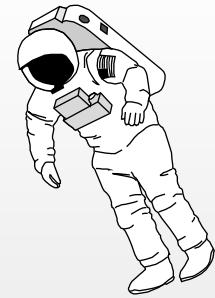
Angle  $\approx 10\text{-}80 \ 10^{-6} \text{ ''}$



380 000 km



$\approx 38 \text{ cm}$



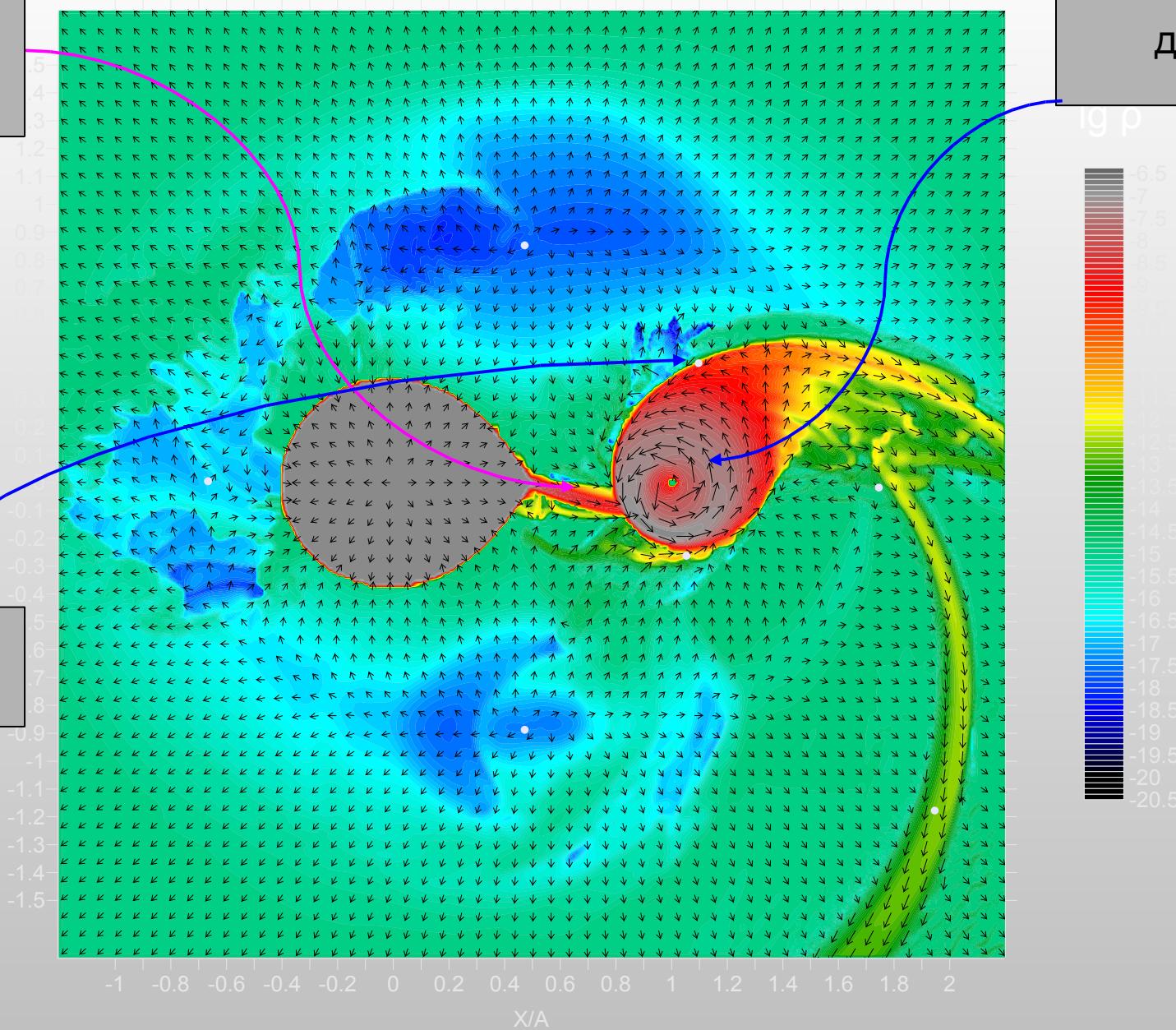
Angle  $\approx 200 \cdot 10^{-6} \text{ ''}$

# **Наблюдения ударных волн в аккреционных дисках**

струя из  $L_1$

диск

отошедш.  
у.в.



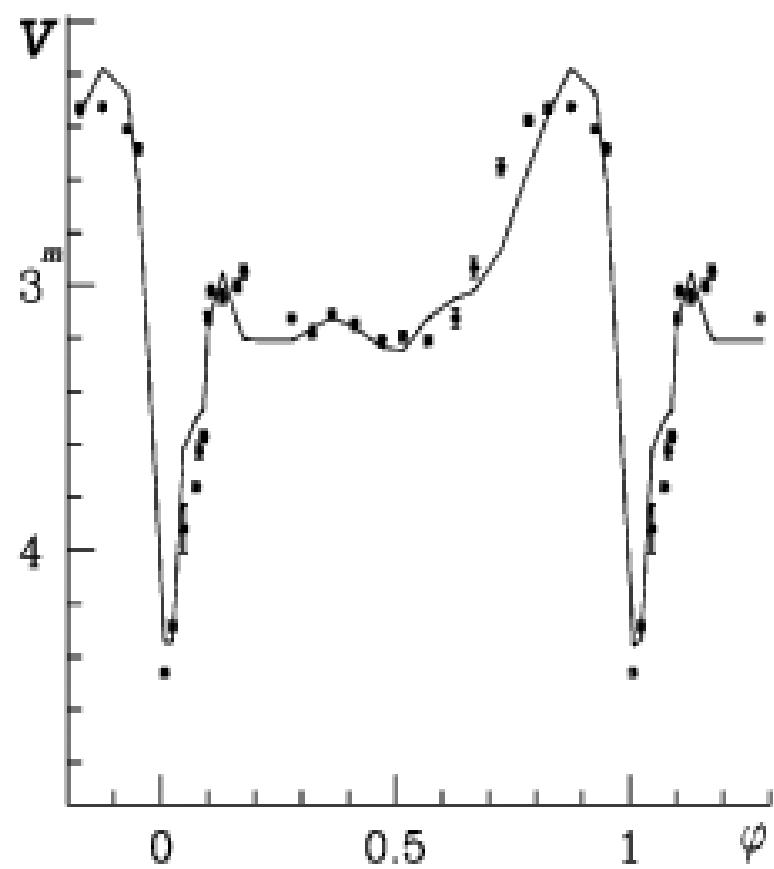
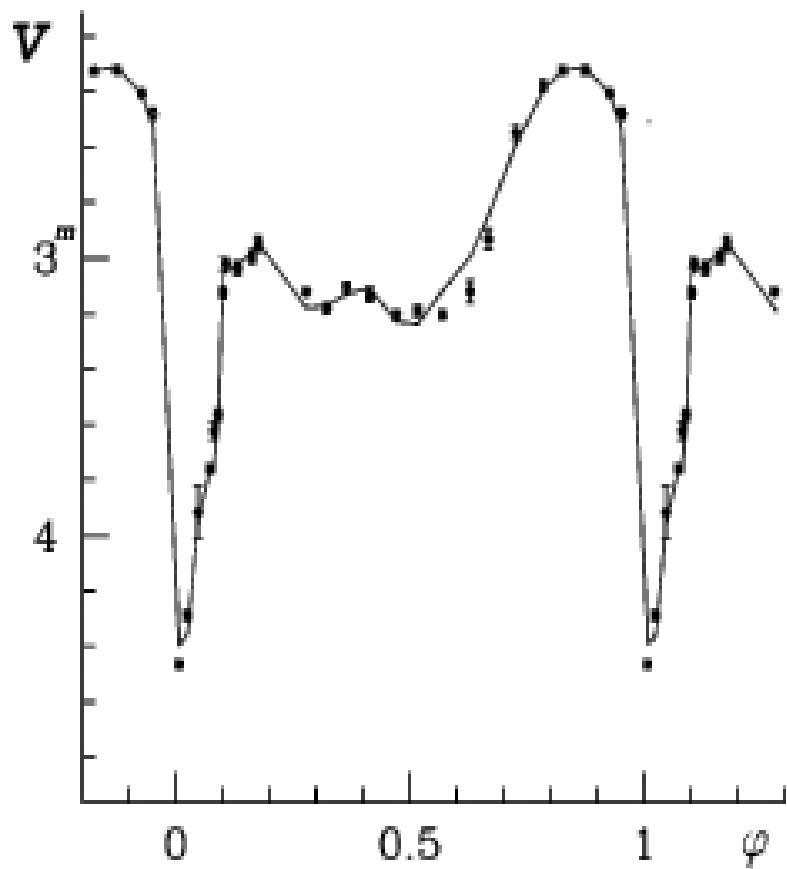


**Есть три типа ударных волн в  
акреционных дисках ТДС:**

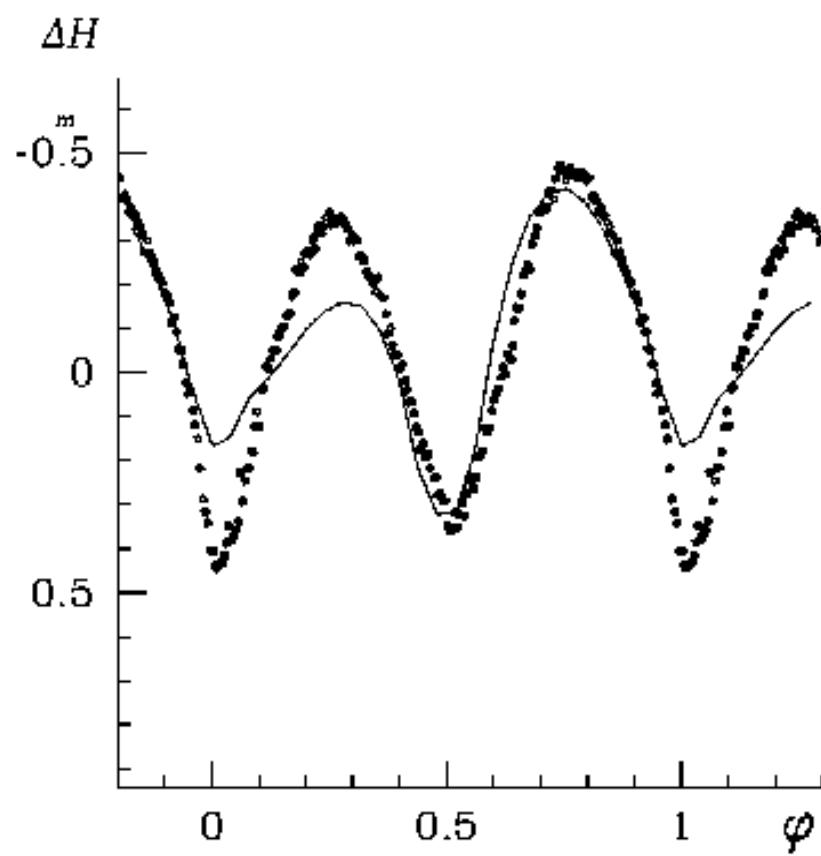
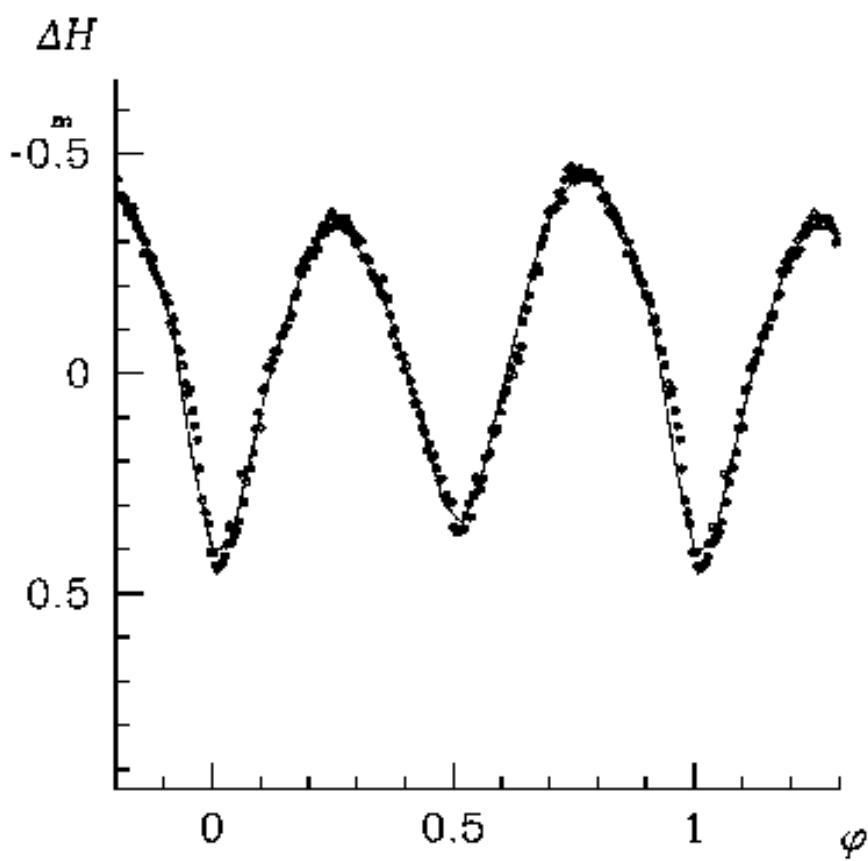
- отошедшая ударная волна,
- “горячая линия”,
- приливная спиральная волна.

**Как мы можем их увидеть?**

# IP Peg (V фильтр)



# IP Peg (H фильтр)



# $\chi^2$ для IP Peg

---

“Горячее пятно”    “Горячая линия”

---

*V filter*

---

1199

172

---

*H filter*

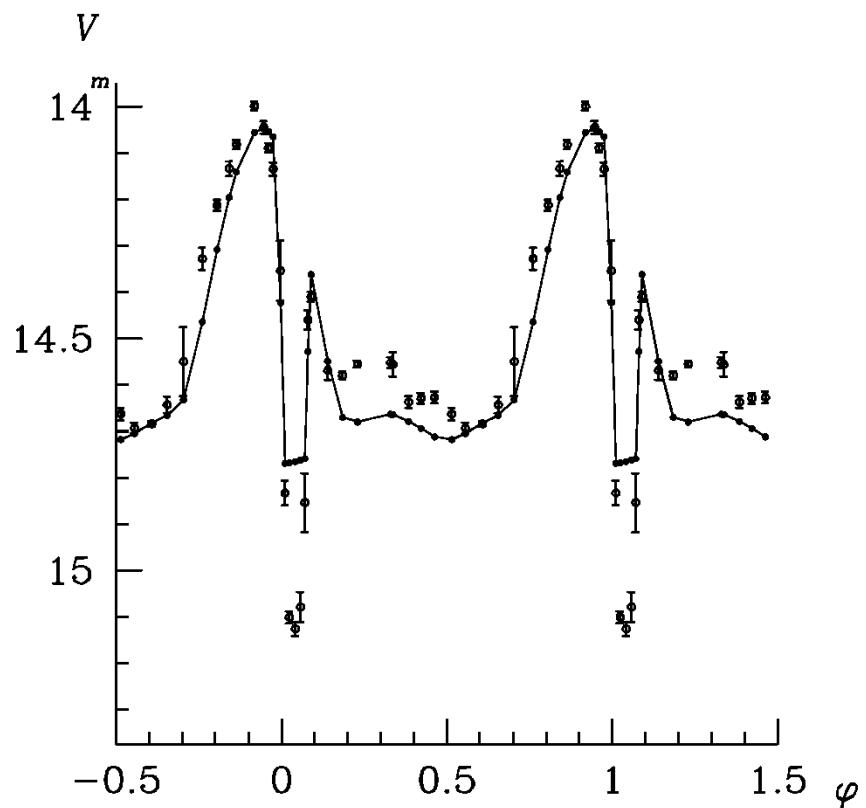
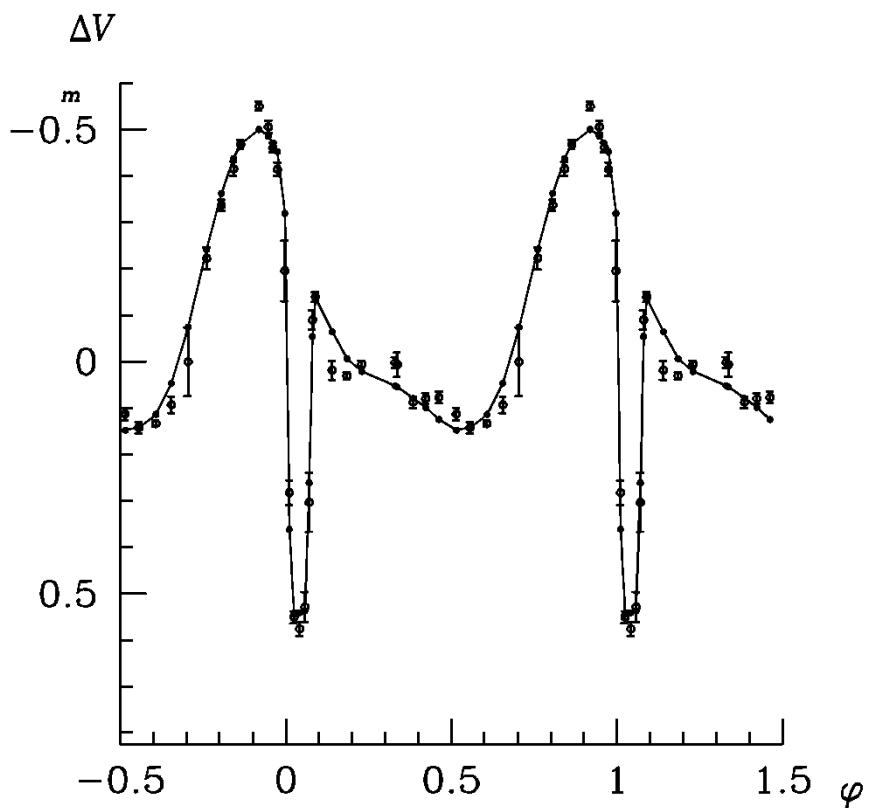
---

2681

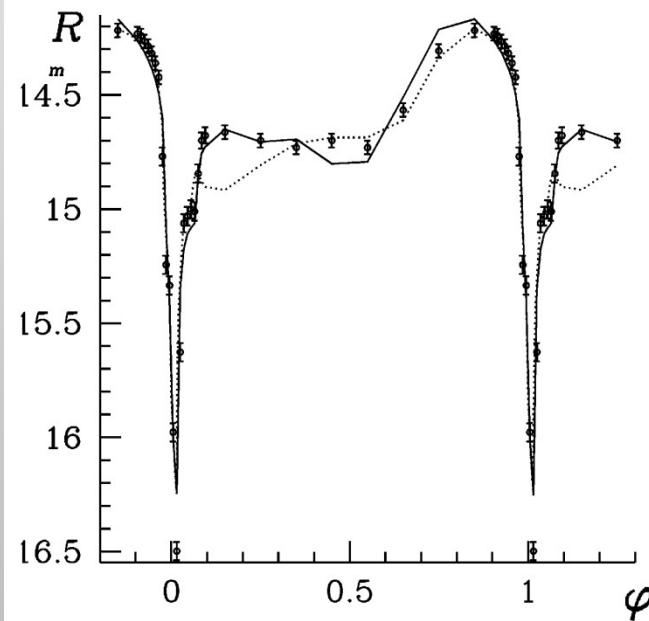
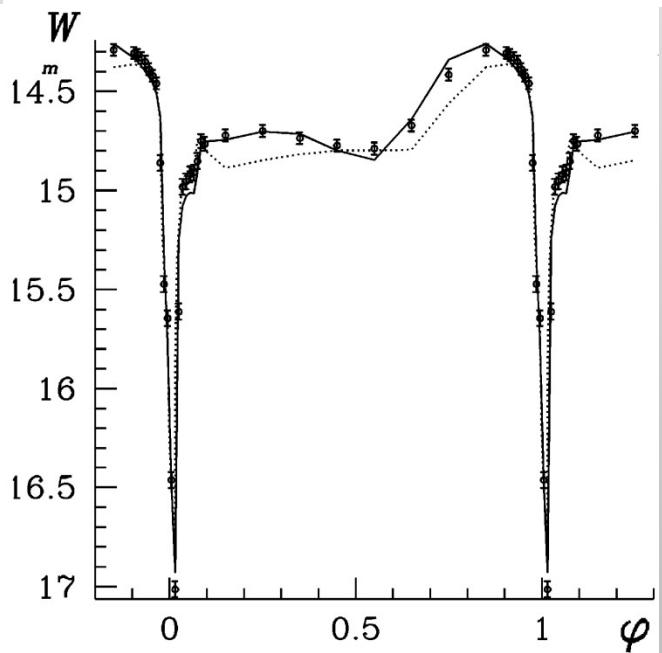
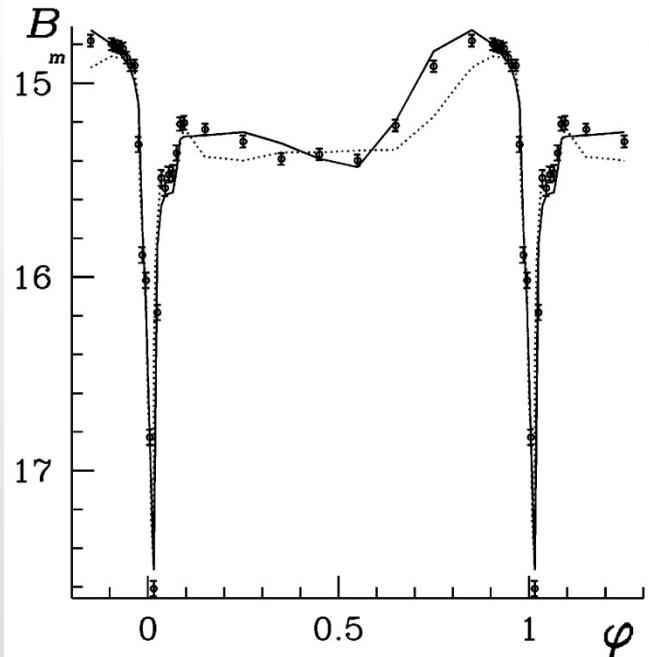
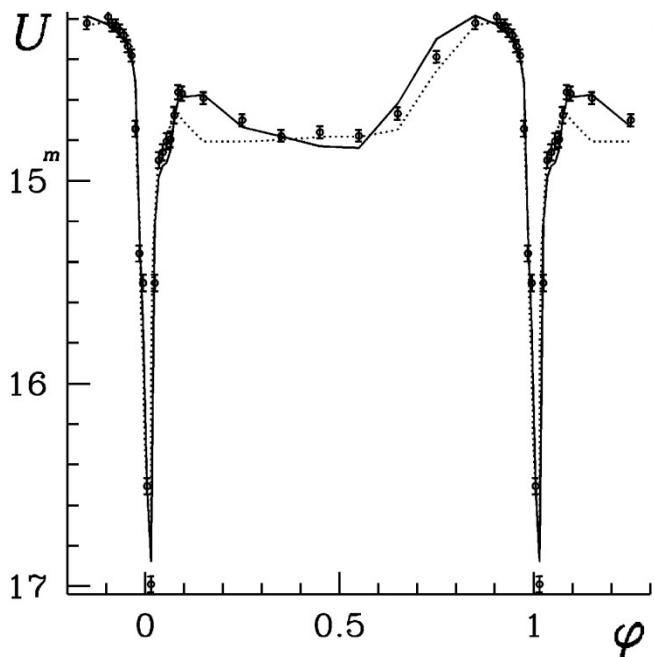
49

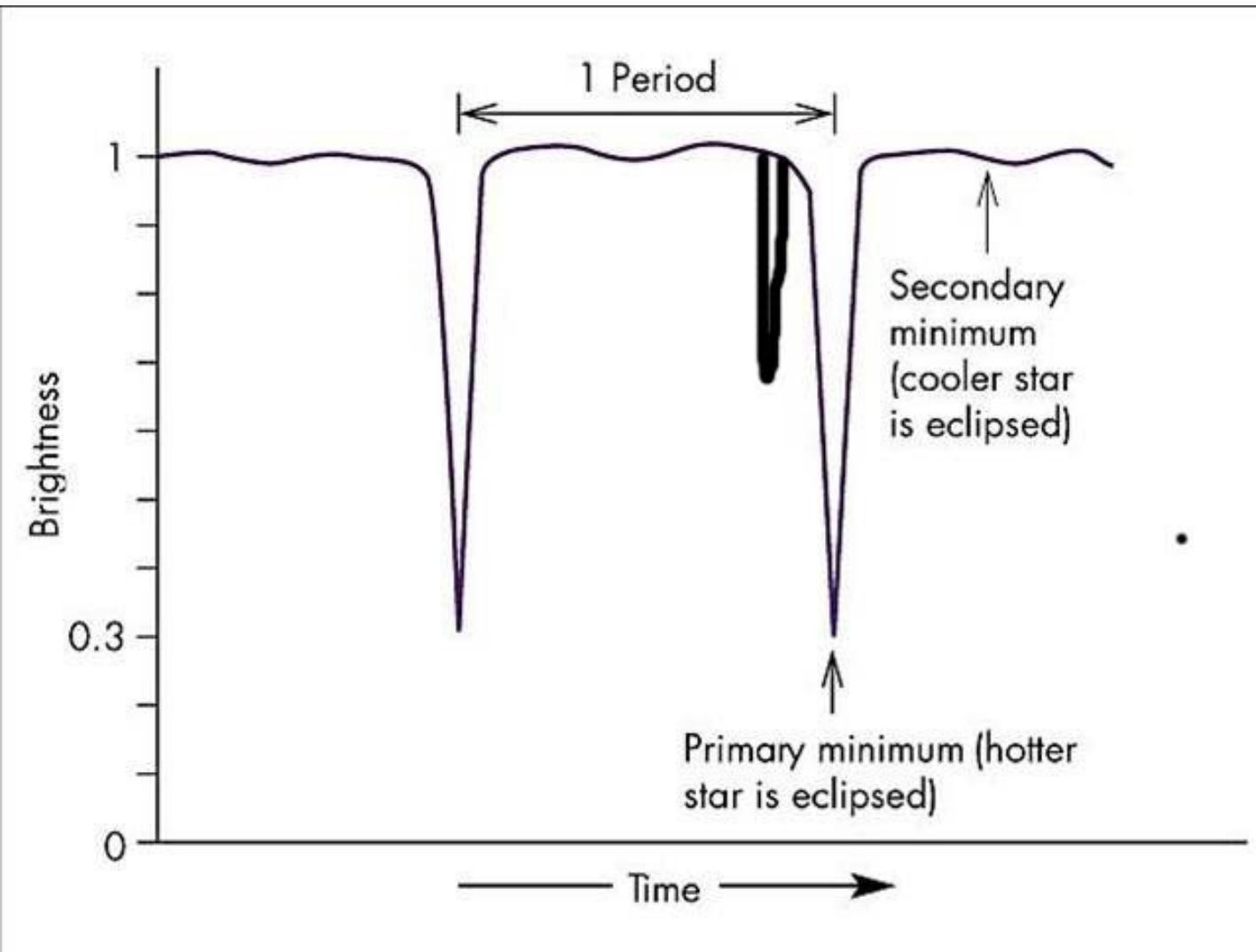
---

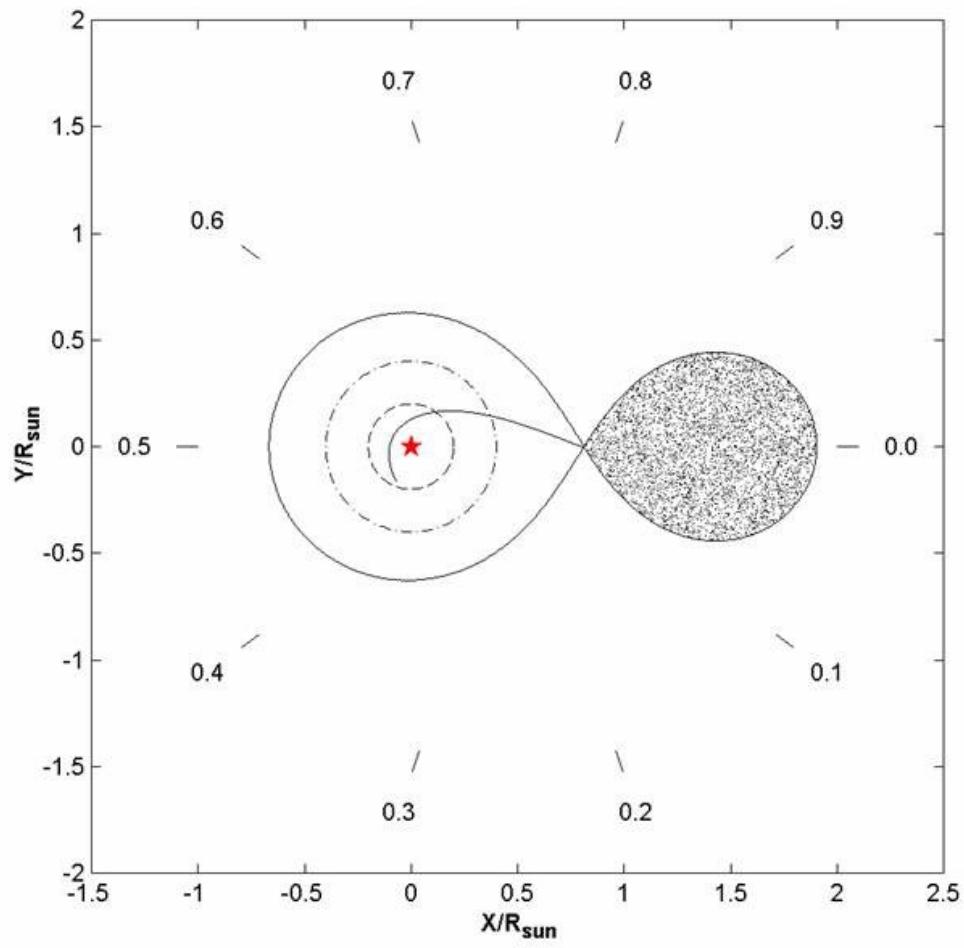
# U Gem

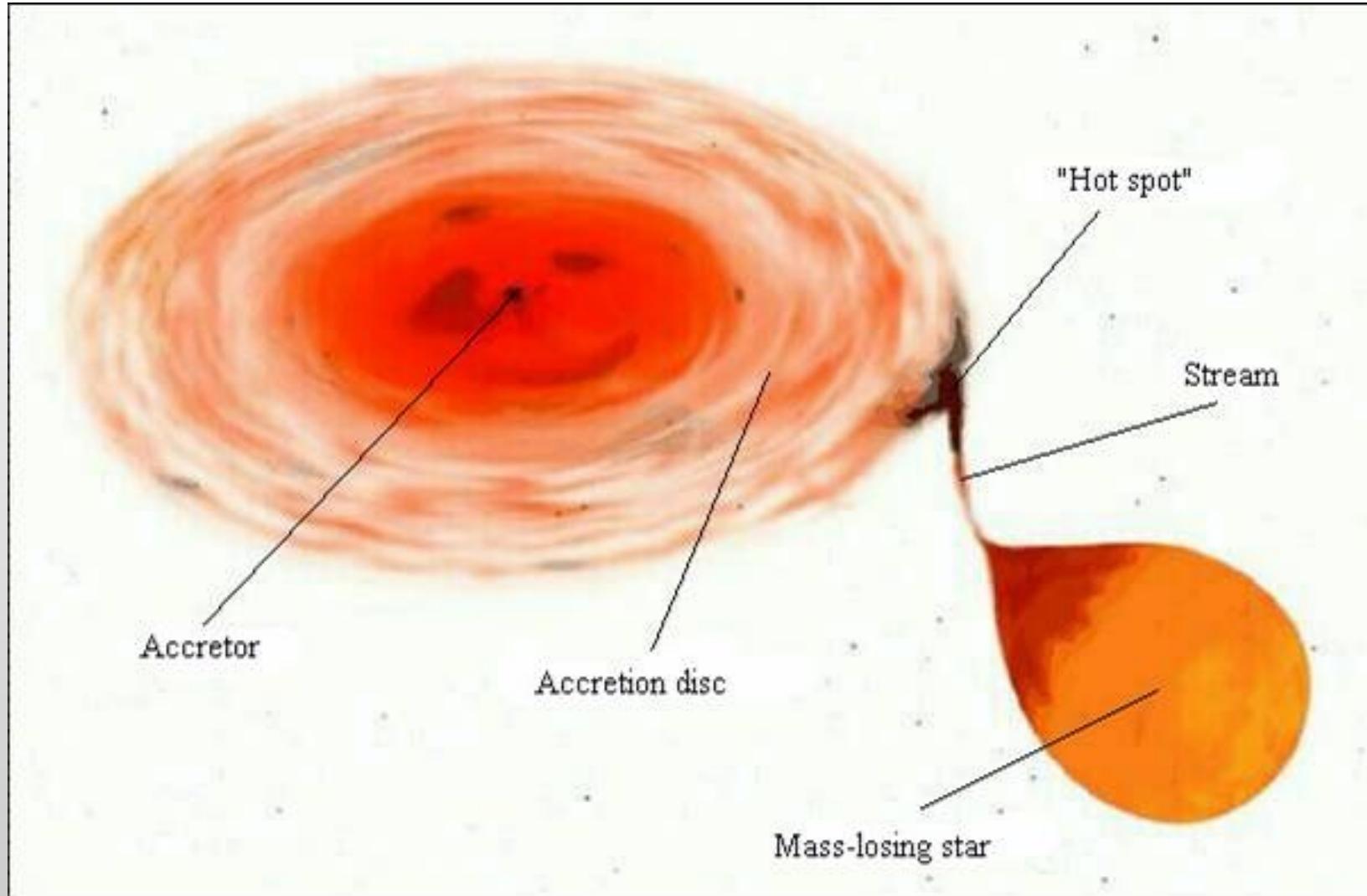


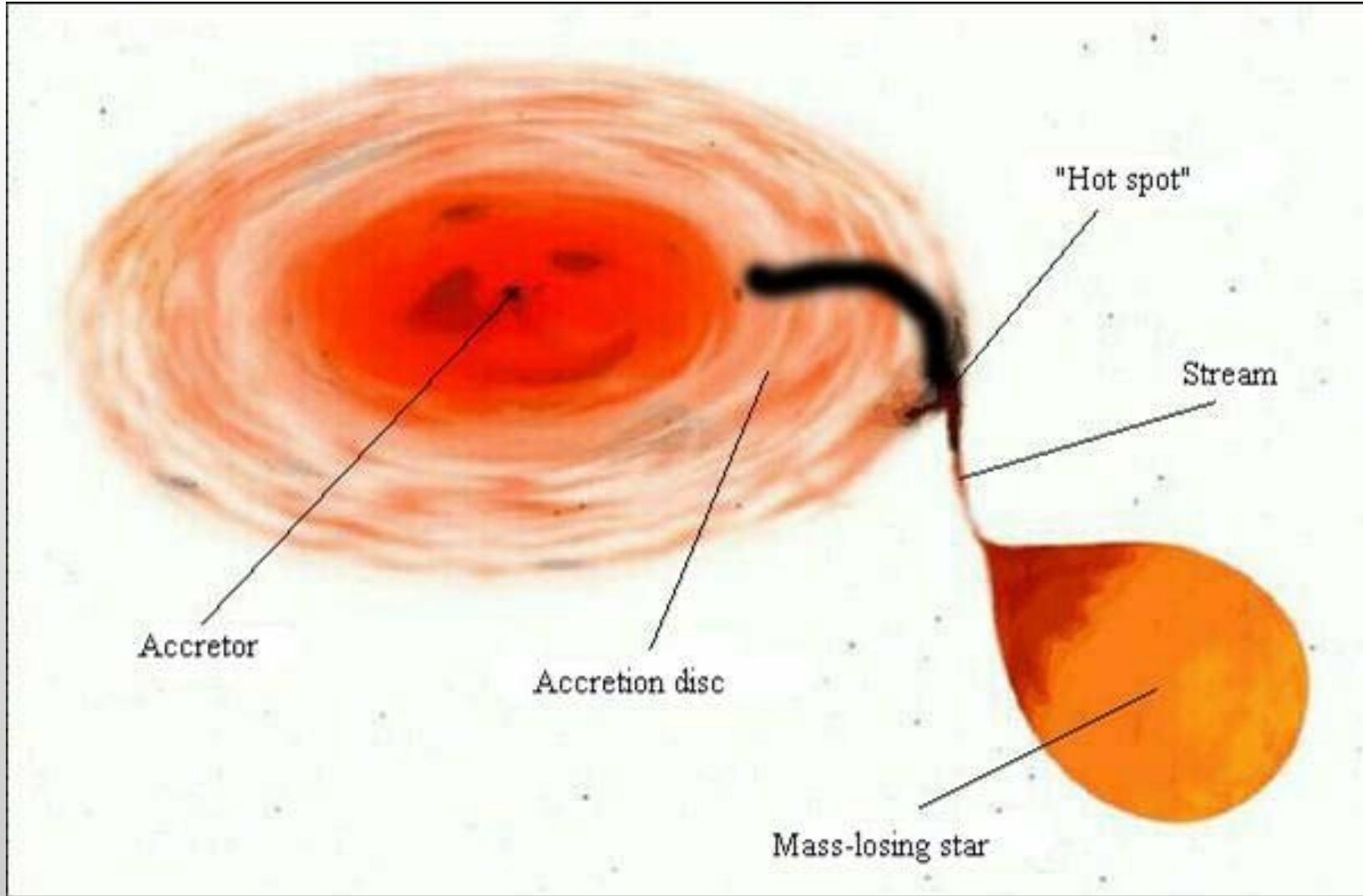
# OY Car



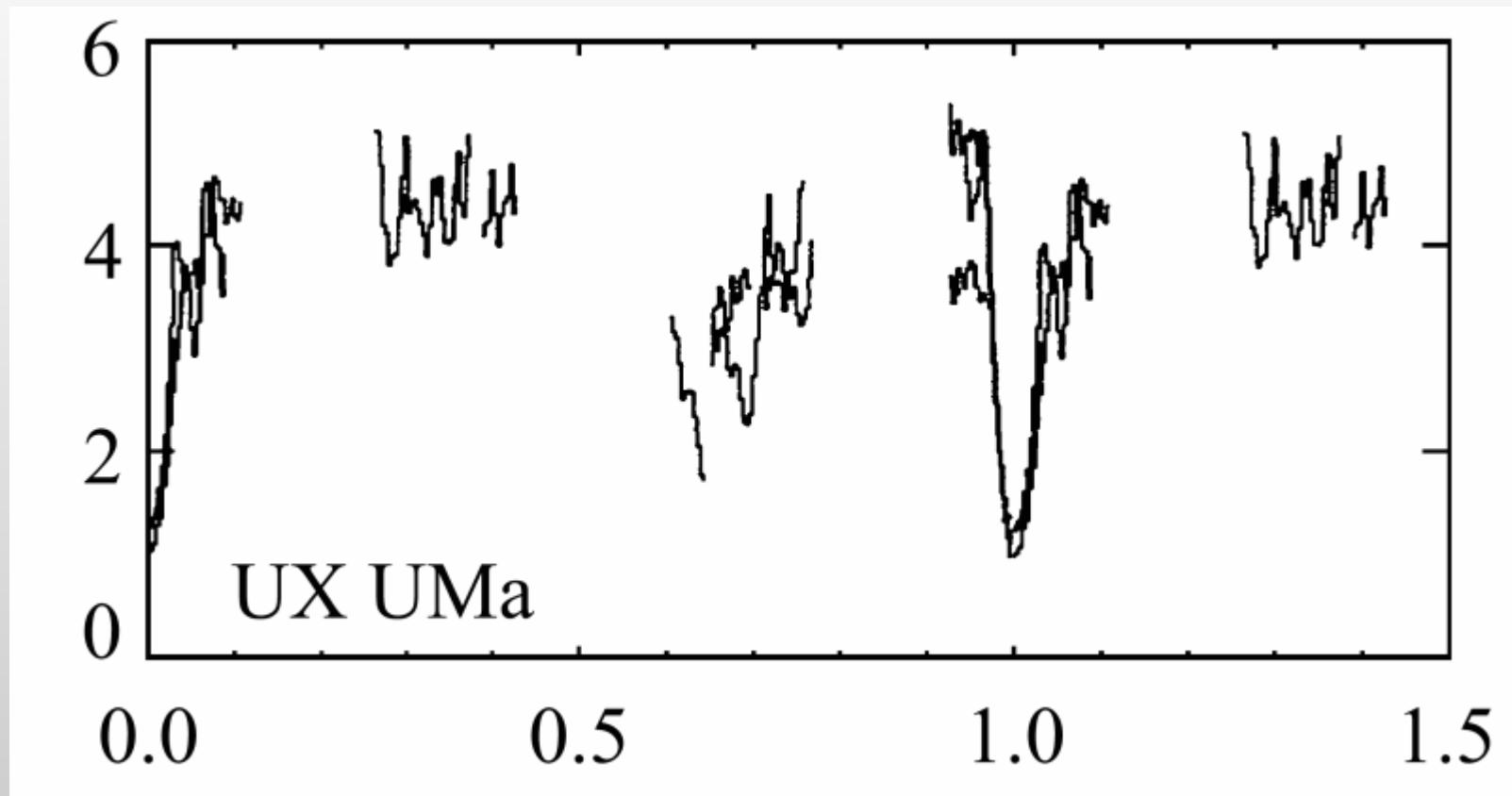


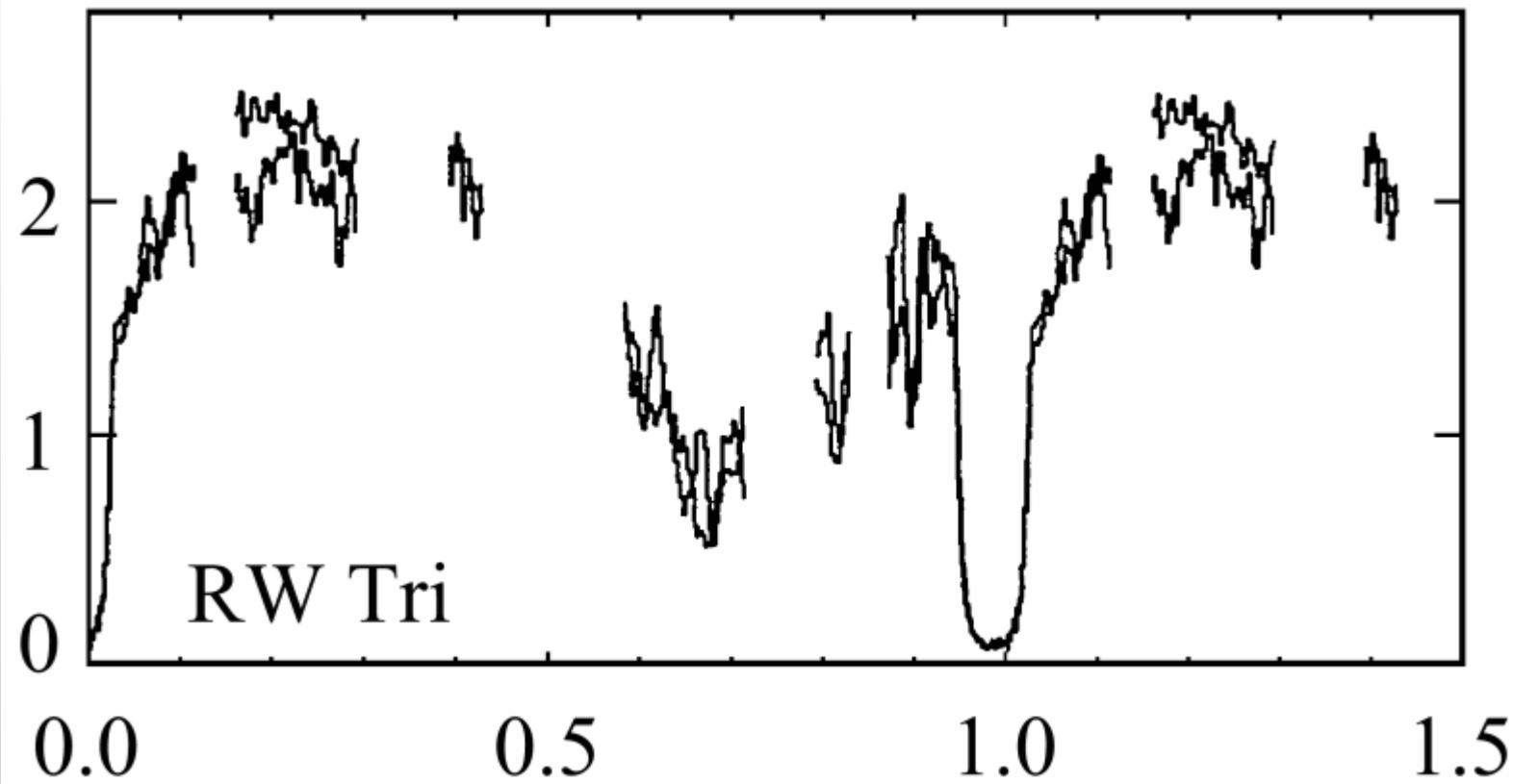


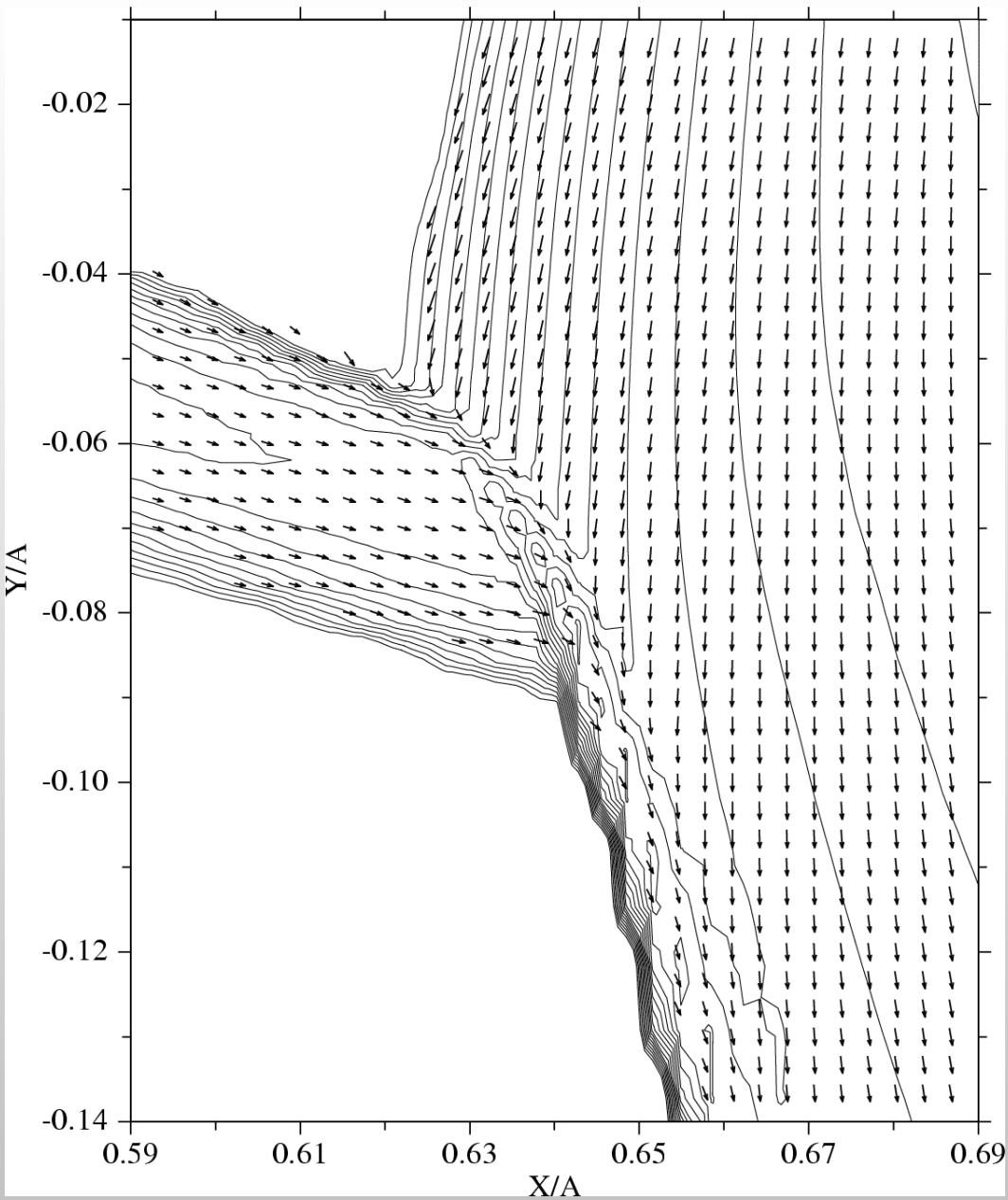




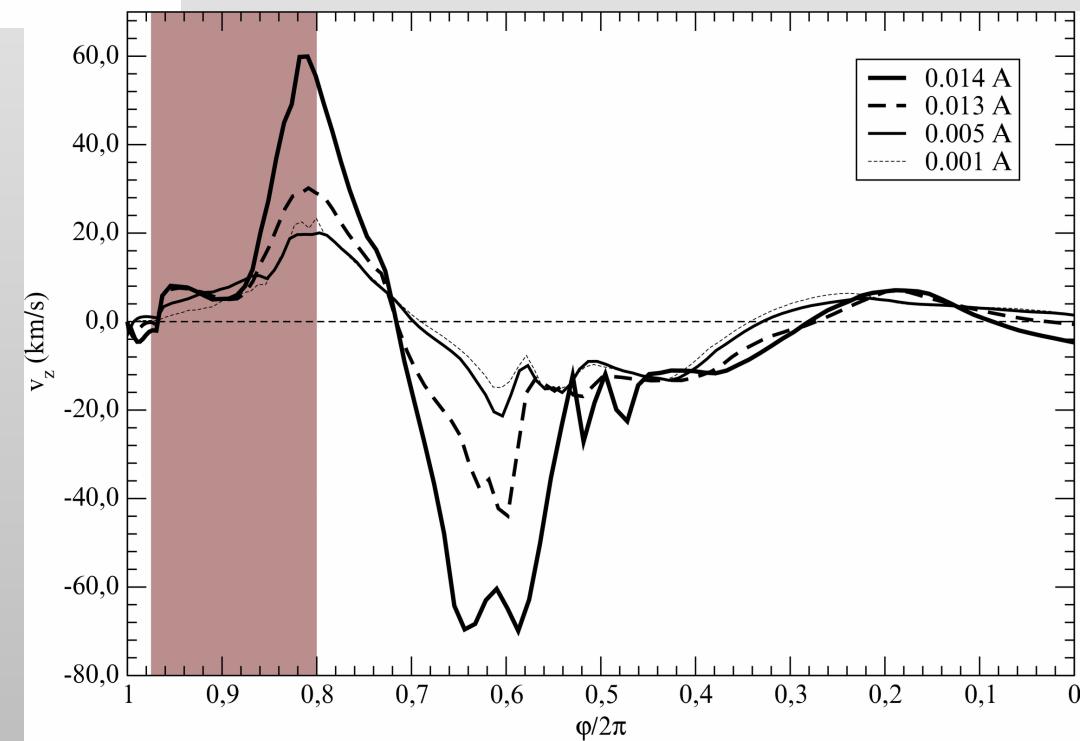
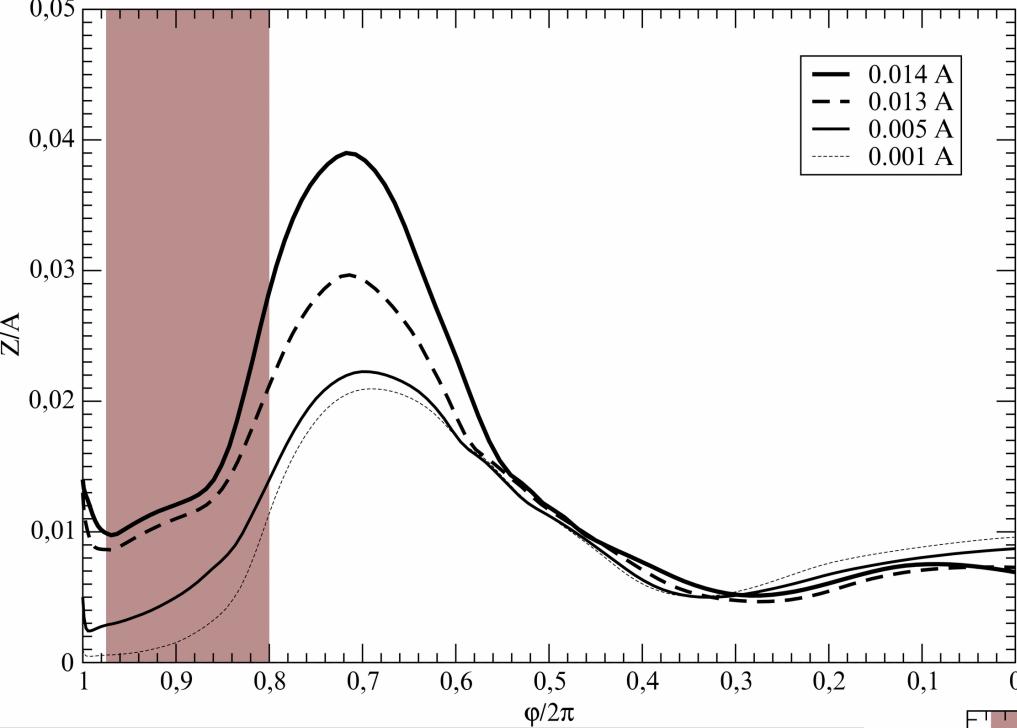
# Hubble Space Telescope - Mason, Drew, and Knigge (1997)

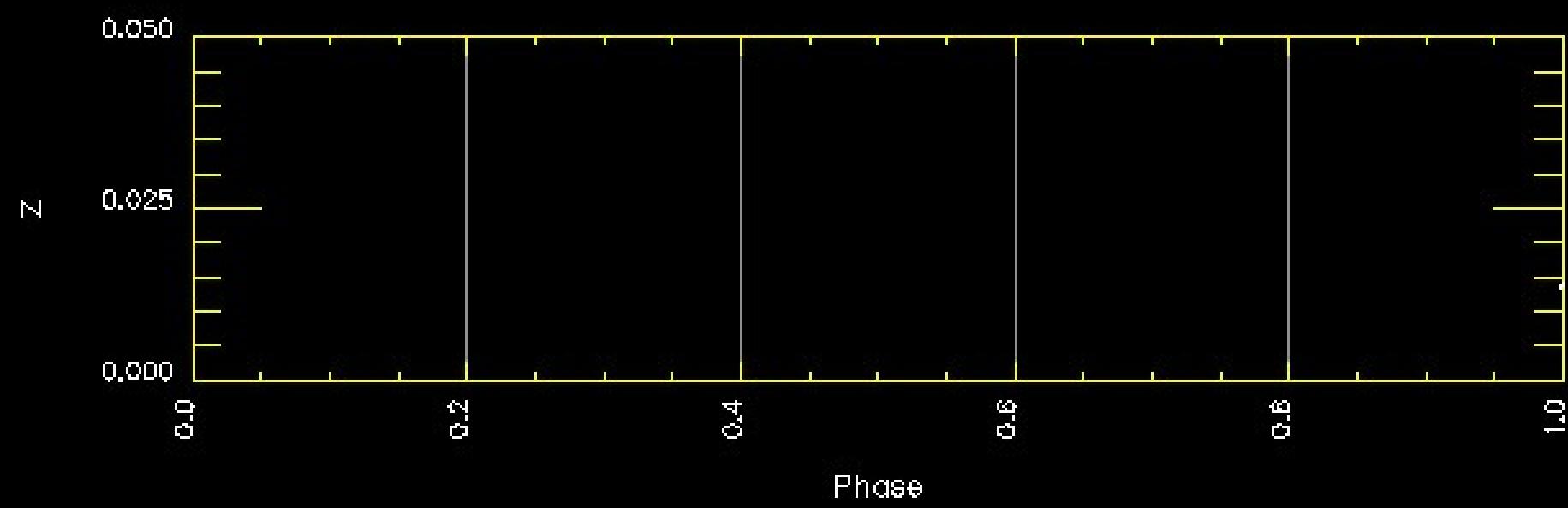
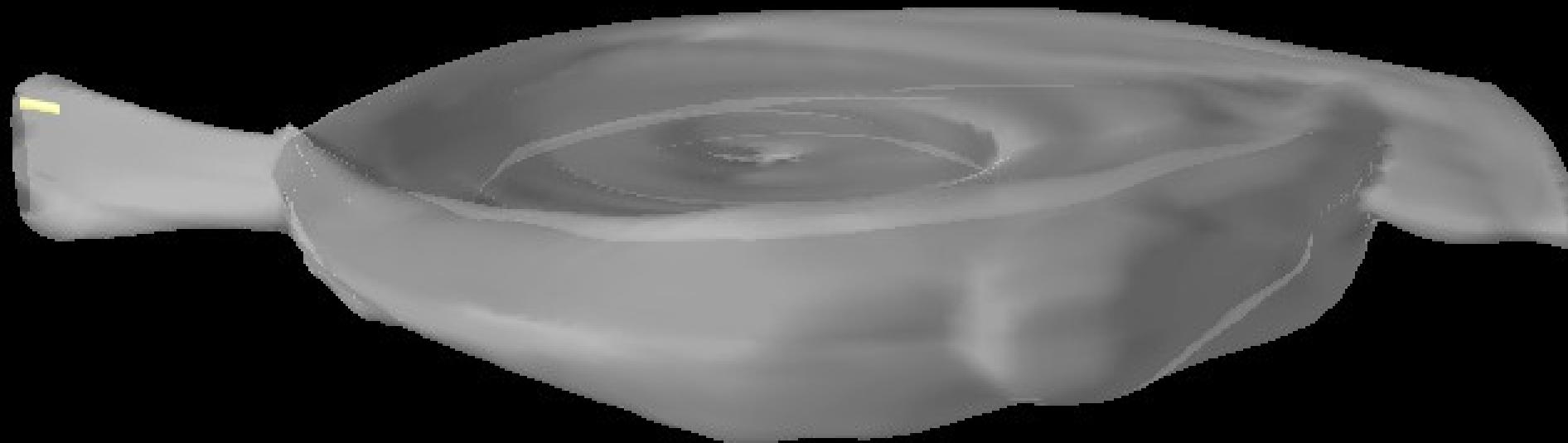




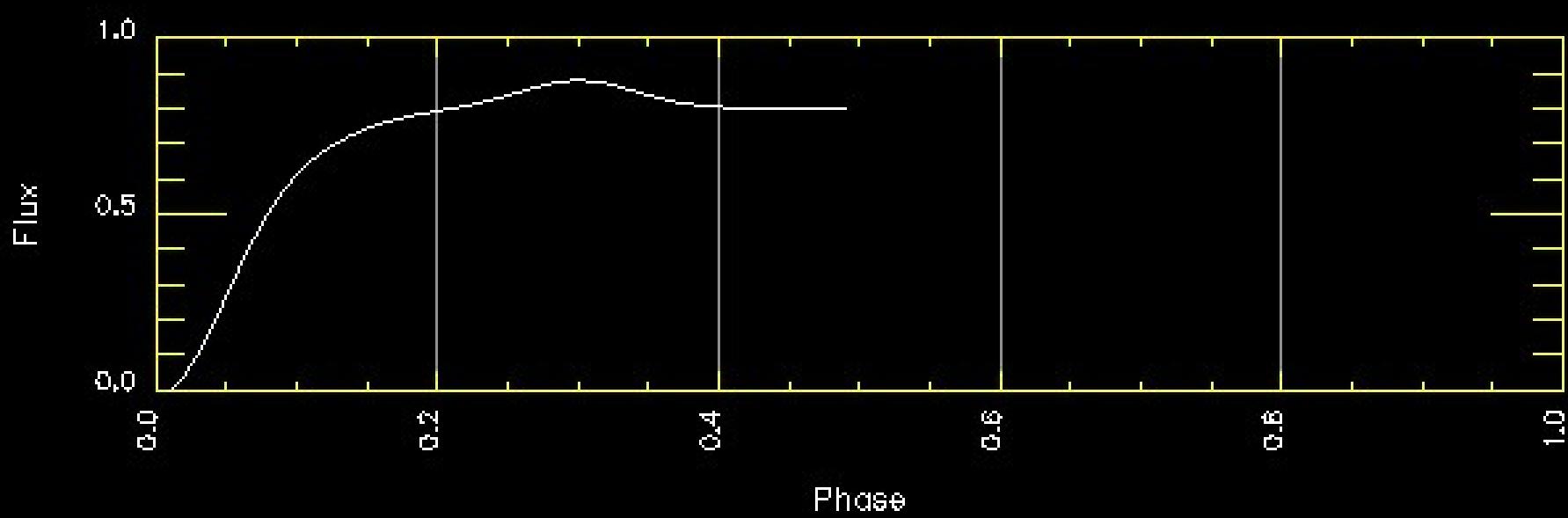
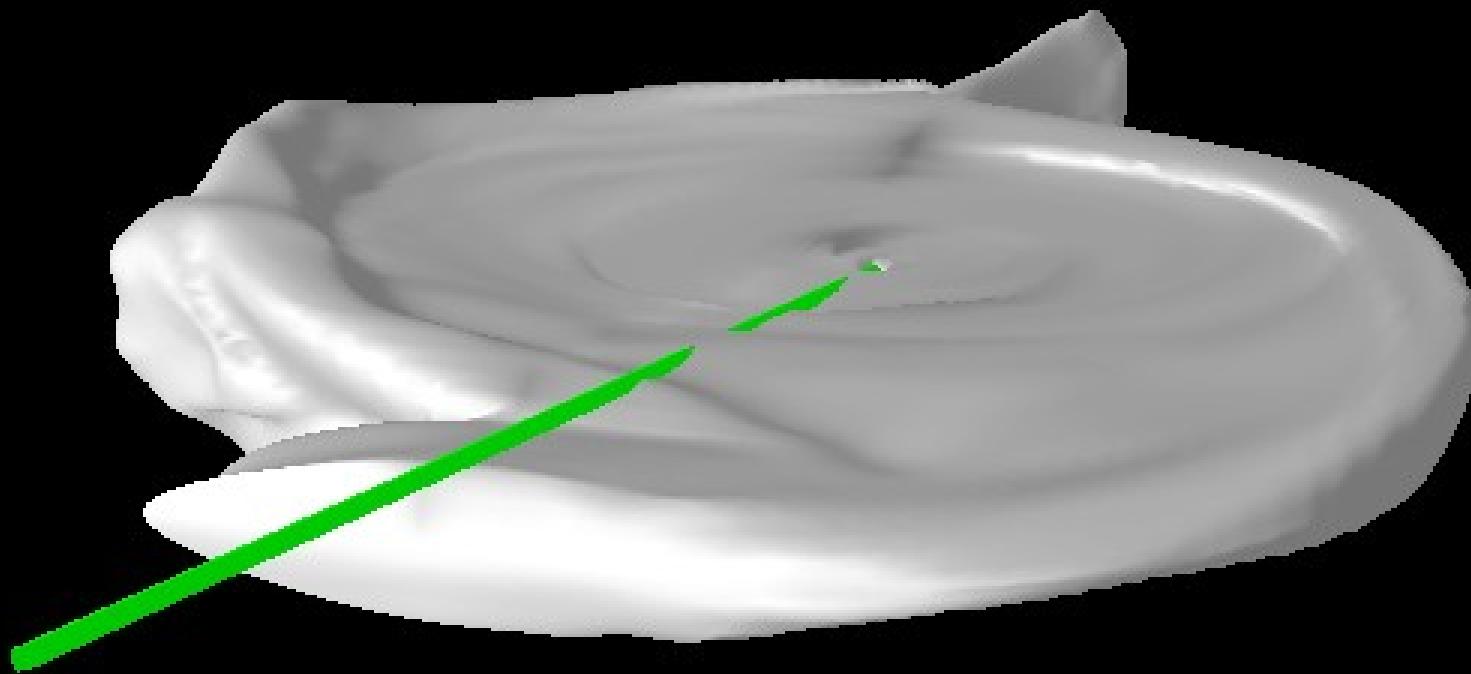




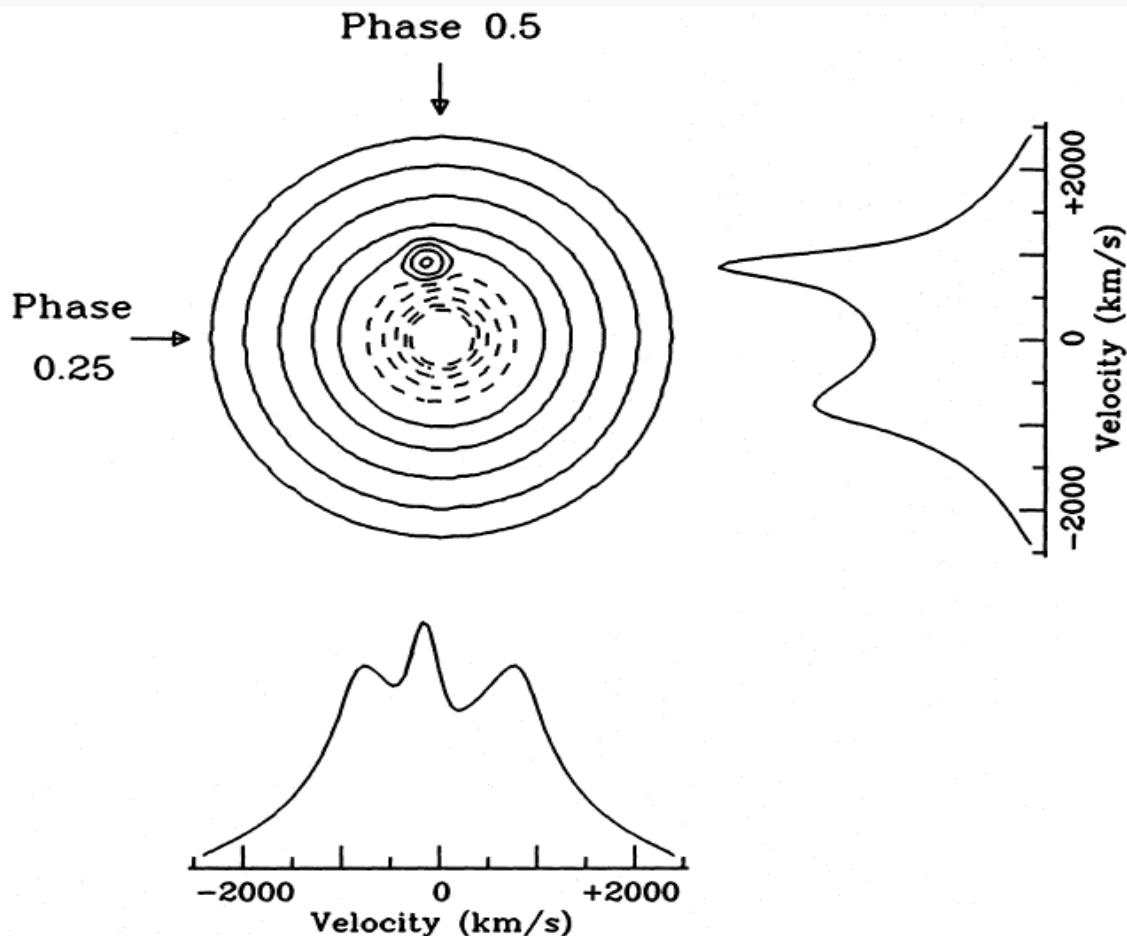








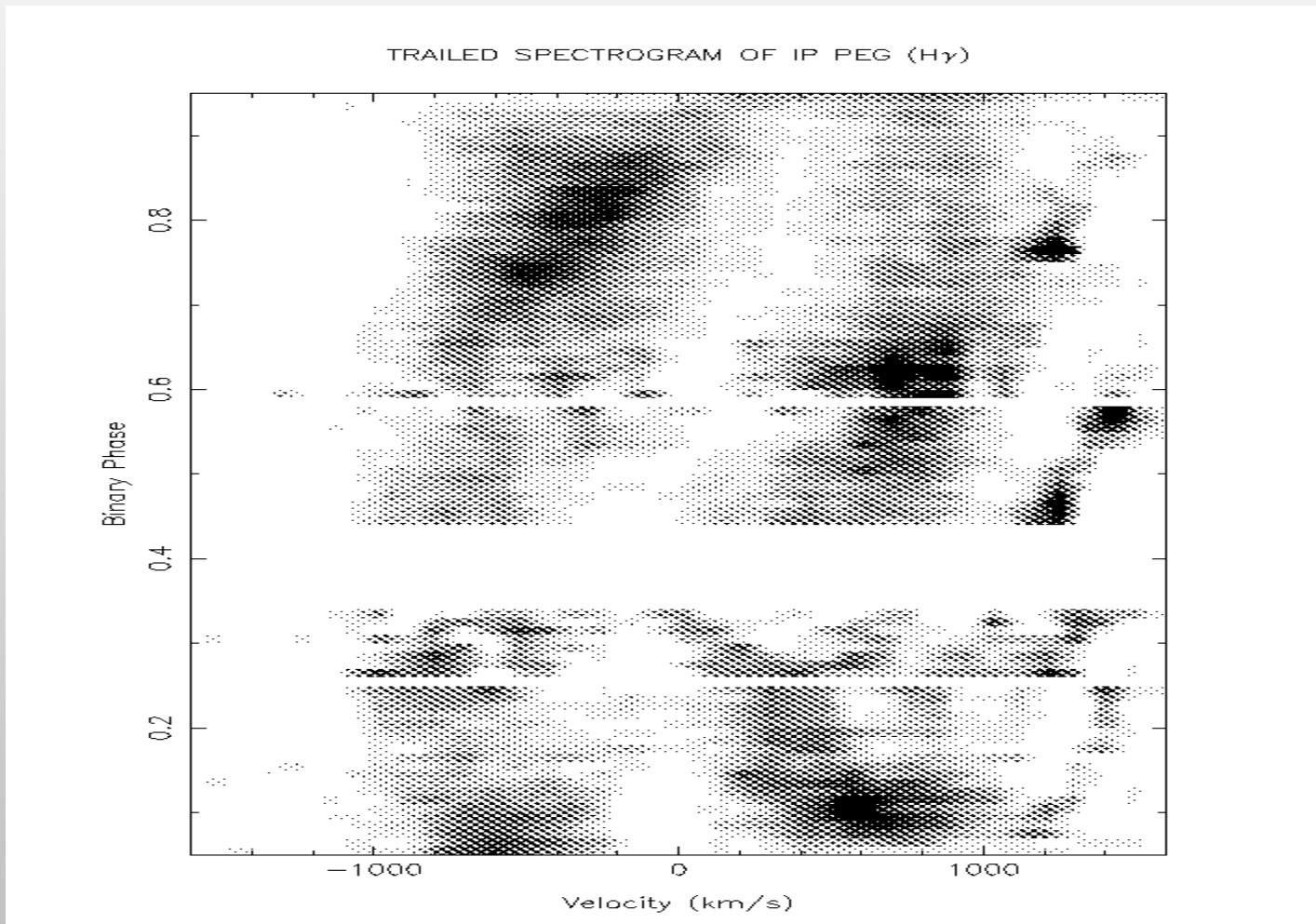




**Another indirect way is using of 3D gas dynamic simulations alongside with the Doppler tomography technique.**

**This approach allows us to identify the main features of the flow on Doppler maps.**

# trailed spectra



# How can we proceed trailed spectra?

## Doppler Tomography

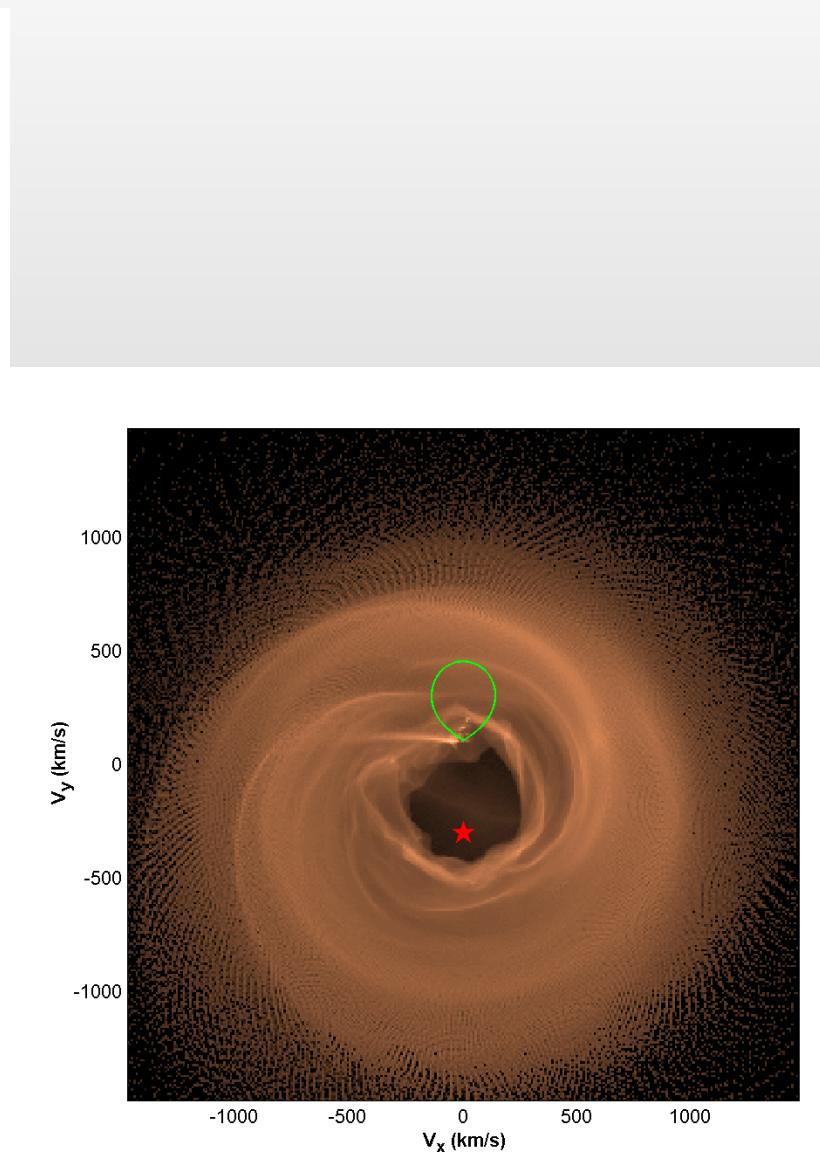
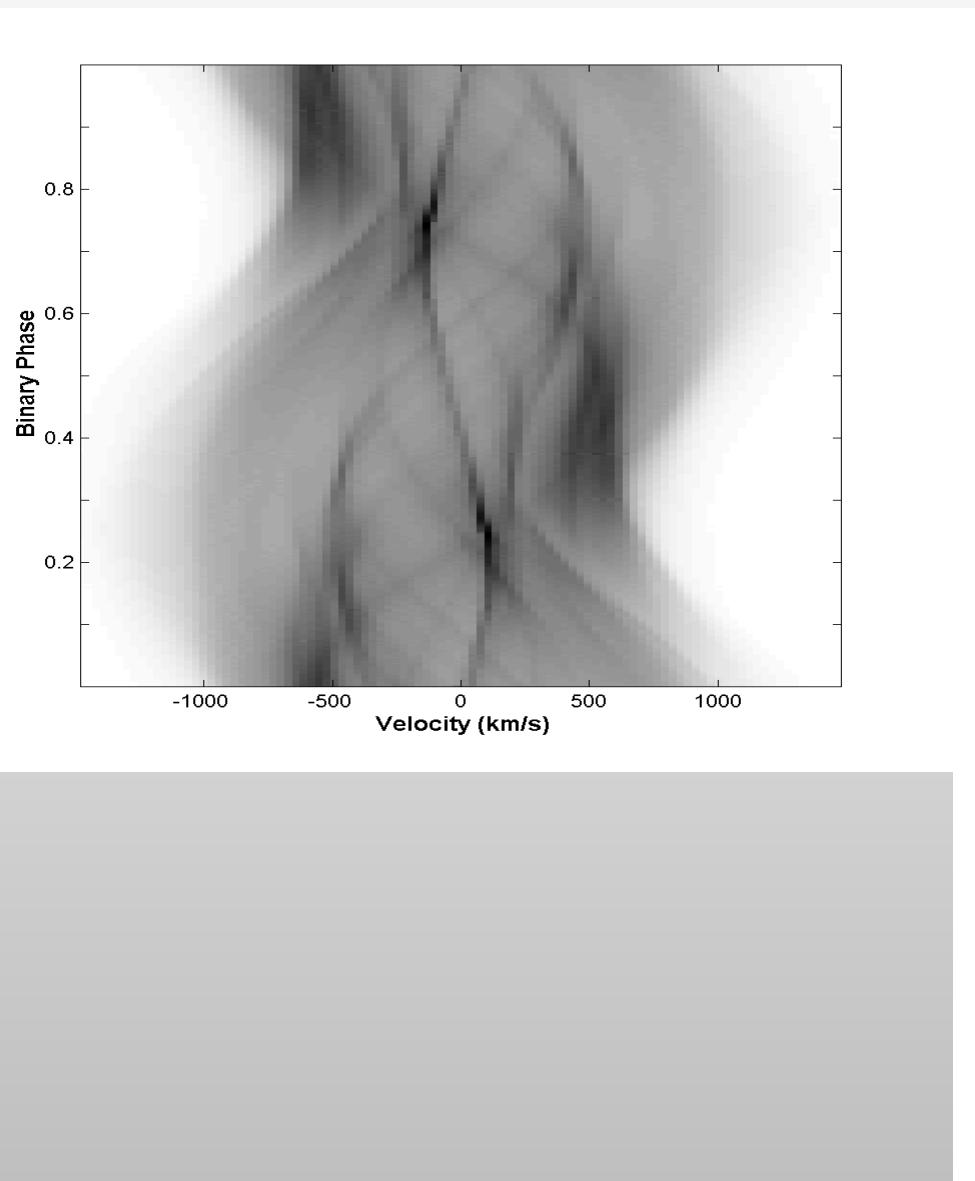
Marsh & Horne 1988,  
MNRAS, 235, 269

# Radon transformation (J.Radon, 1917)

$$I(V_R, \phi) \rightarrow I(V_x, V_y)$$

$$\begin{aligned} I(V_R, \phi) = & \int \int I(V_x, V_y) \\ & \times \delta(V_R + V_x \cos 2\pi\phi - V_y \sin 2\pi\phi) \\ & \times dV_x dV_y \end{aligned}$$

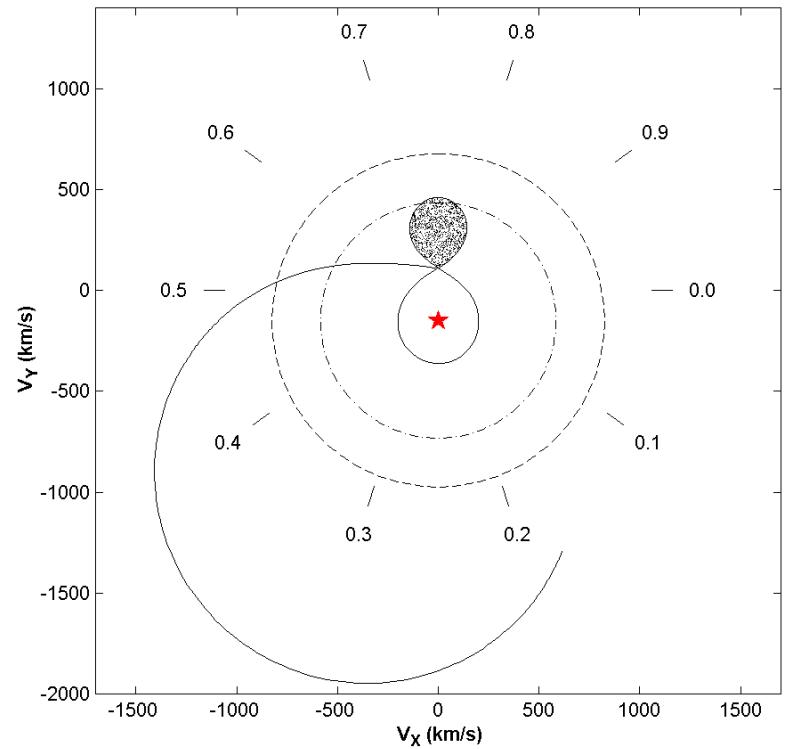
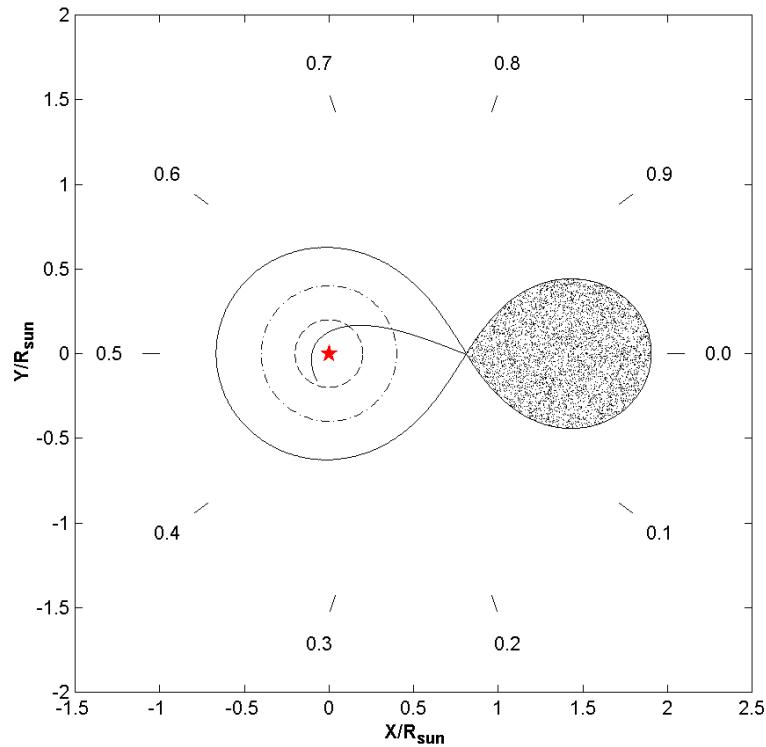
$$I(V_R, \phi) \rightarrow I(V_x, V_y)$$



# What is the Doppler map?

Doppler map (**if exists**) is an intermediate representation between physical structure of the flow (**which should be revealed**) and trailed spectrograms (**which are observed**)

# Space and velocity coordinate frames



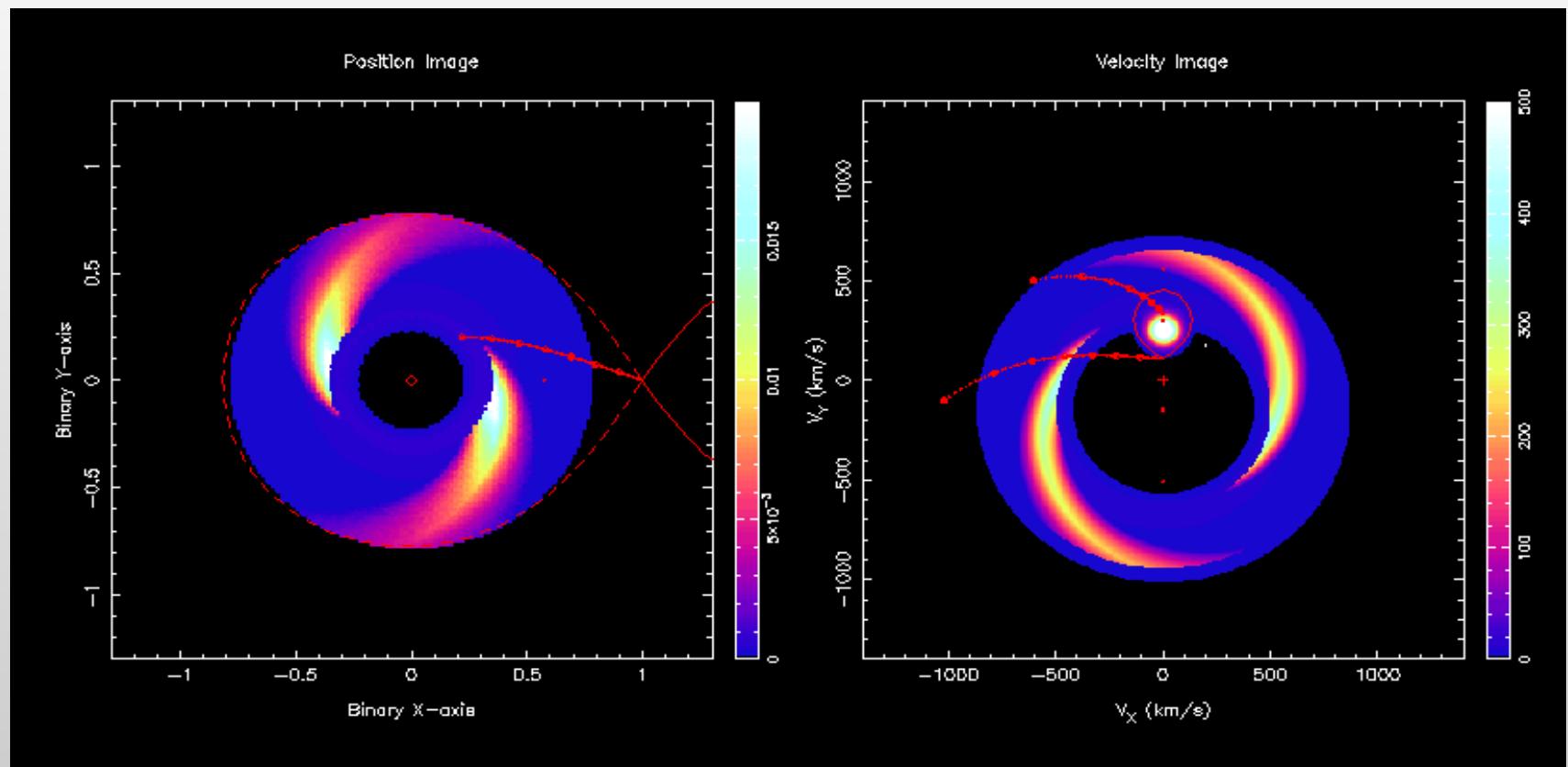
# Observational Doppler maps

$$I(V_R, \phi) \rightarrow I(V_x, V_y)$$

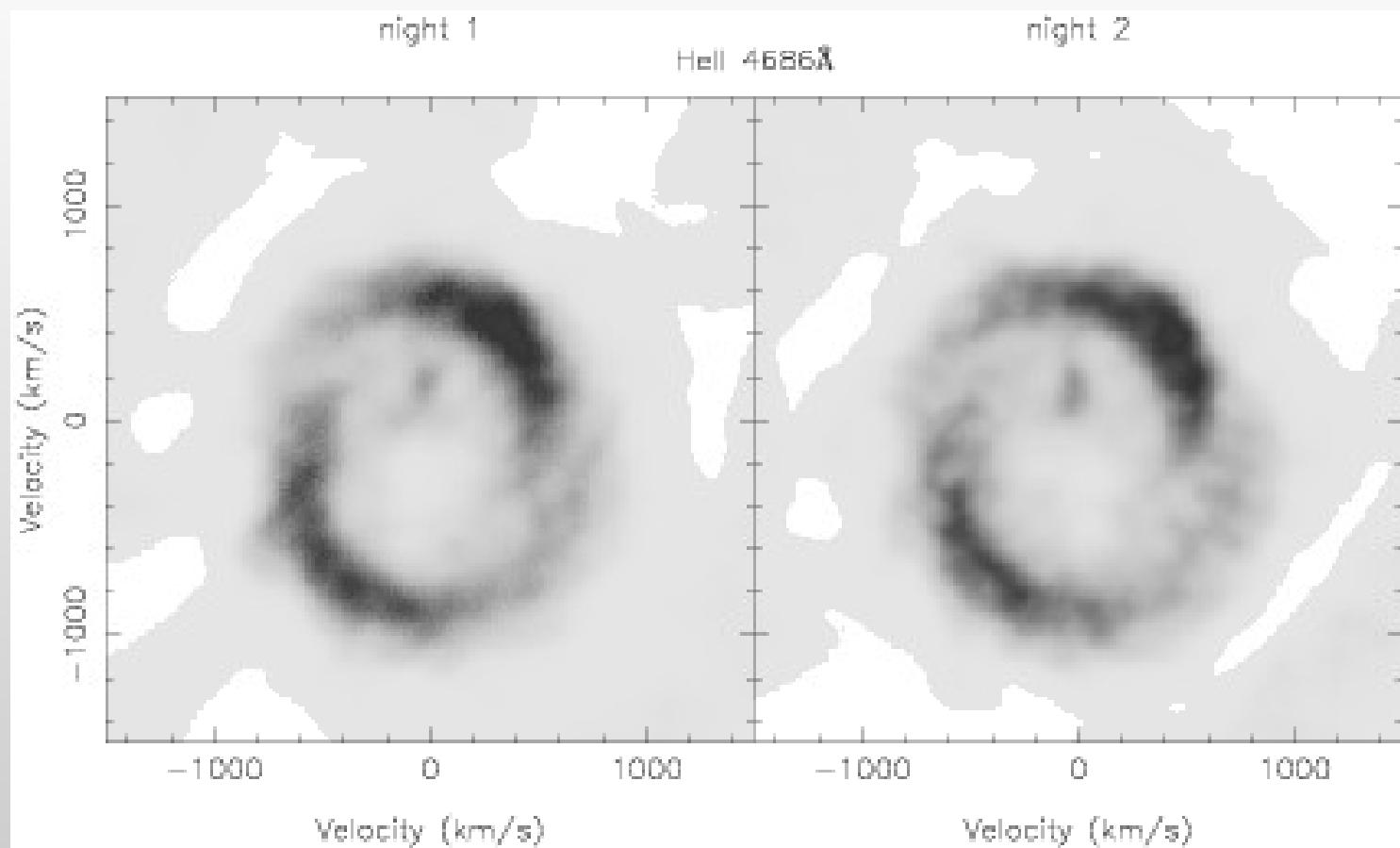
is the ill-posed problem

$$I(V_x, V_y) \rightarrow I(x, y, z)$$

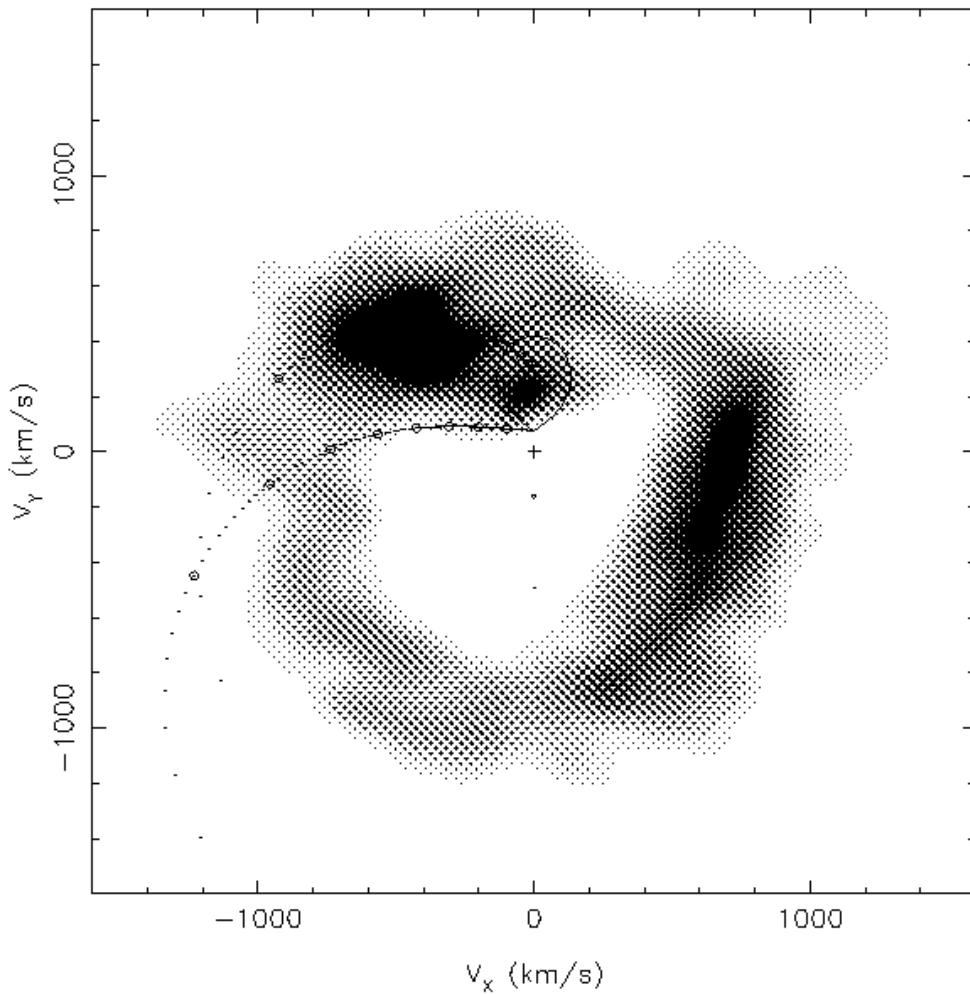
generally has no solution



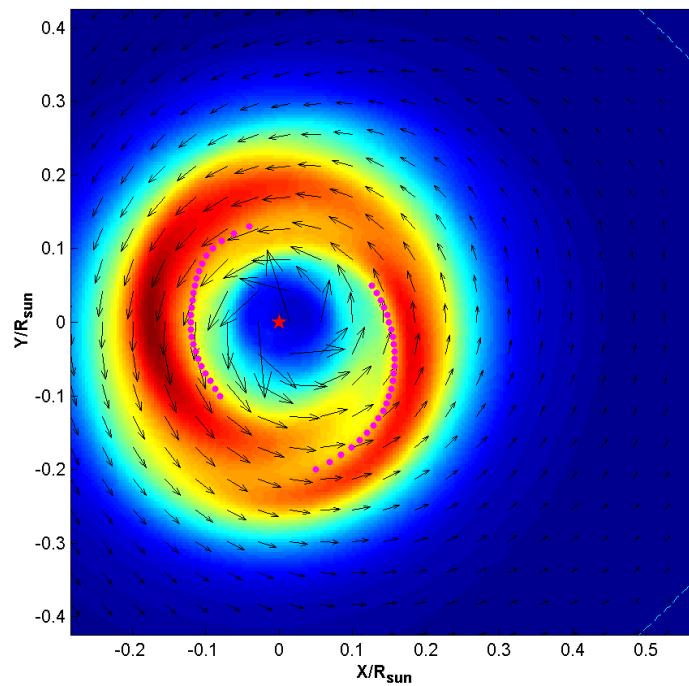
The **bow shock** tidally induced **spiral shock** and the “**hot line**” are at rest in a coordinate frame rotating with the orbital period of the binary, and they should be seen in Doppler tomograms.



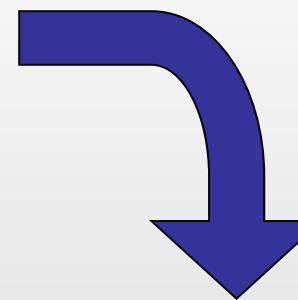
DOPPLER MAP OF IP PEG ( $H\beta$ )



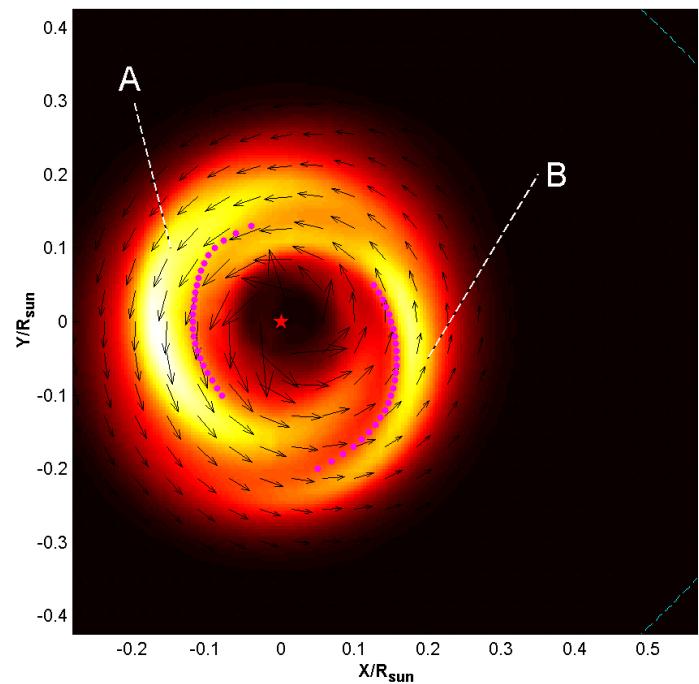
# 3D gasdynamic simulation (outburst state)

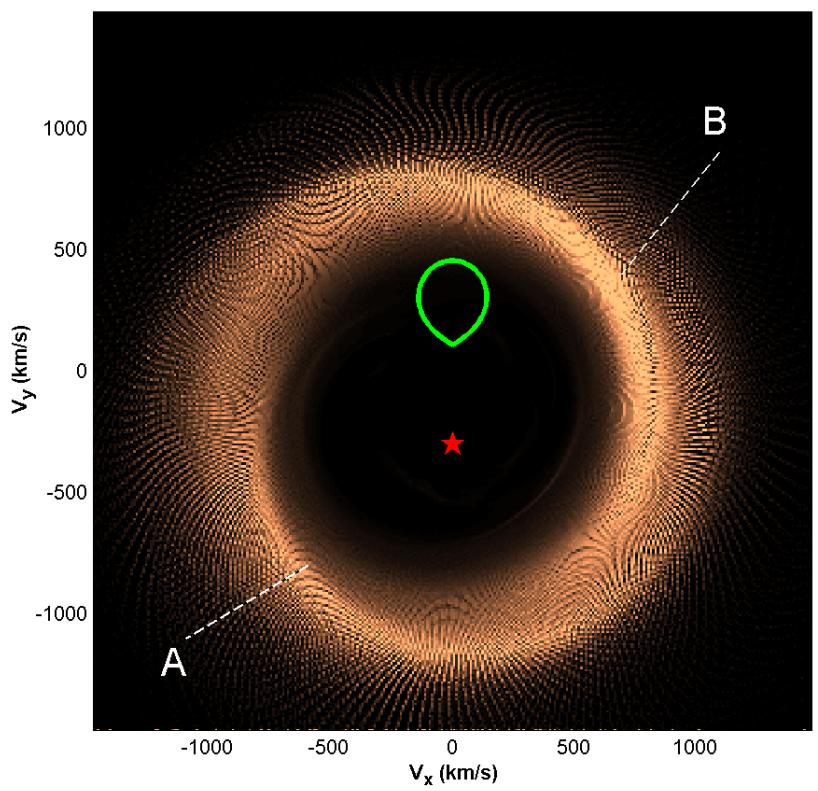


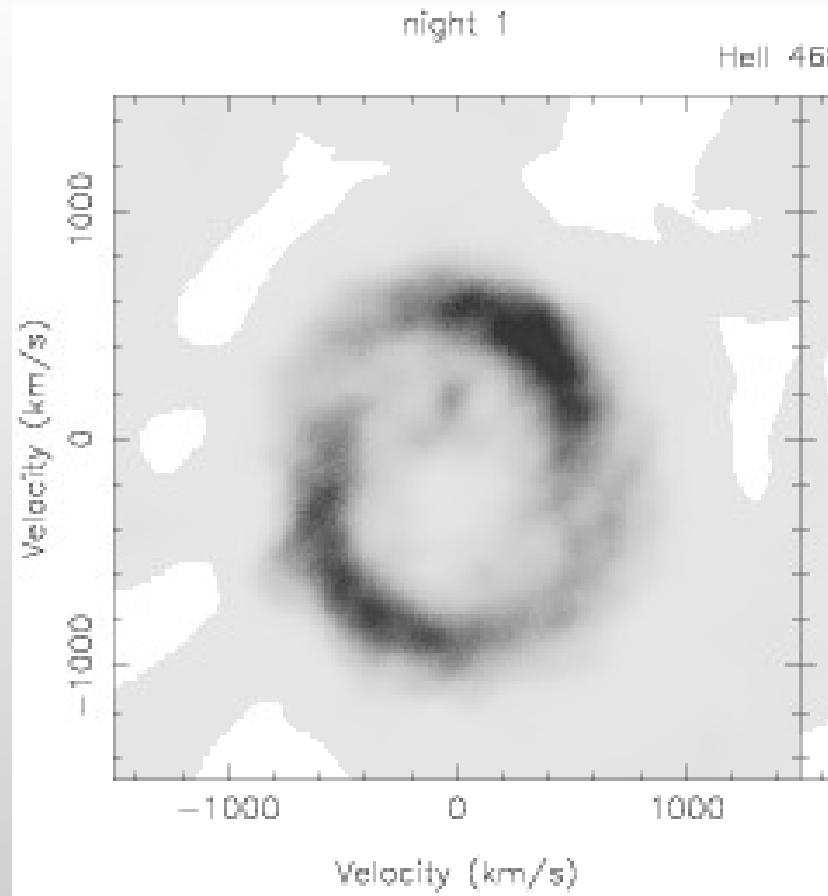
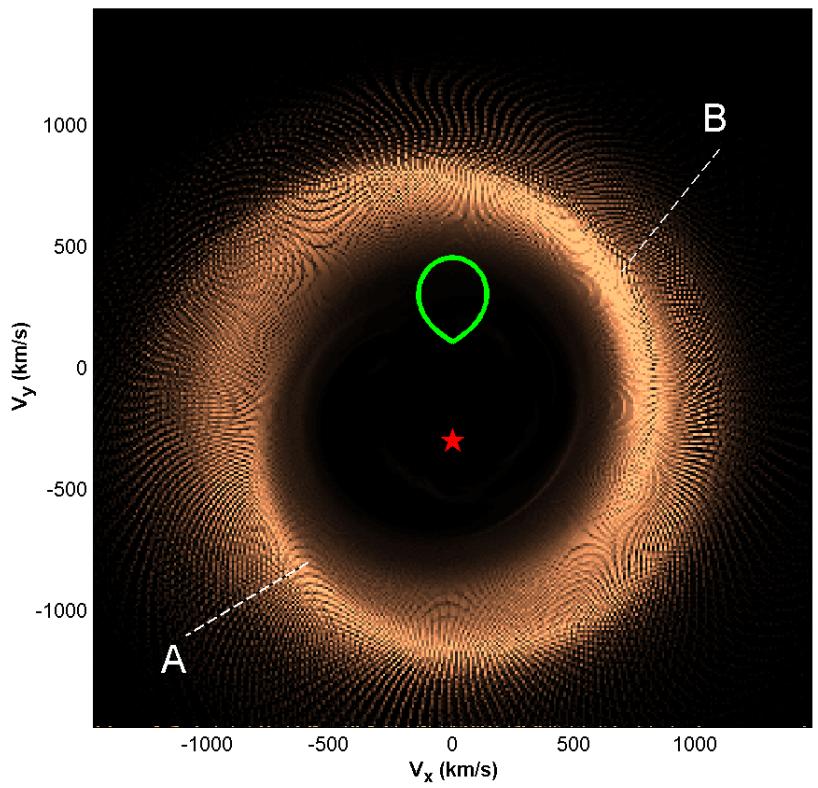
$\rho(x,y)$



$I(x,y)$



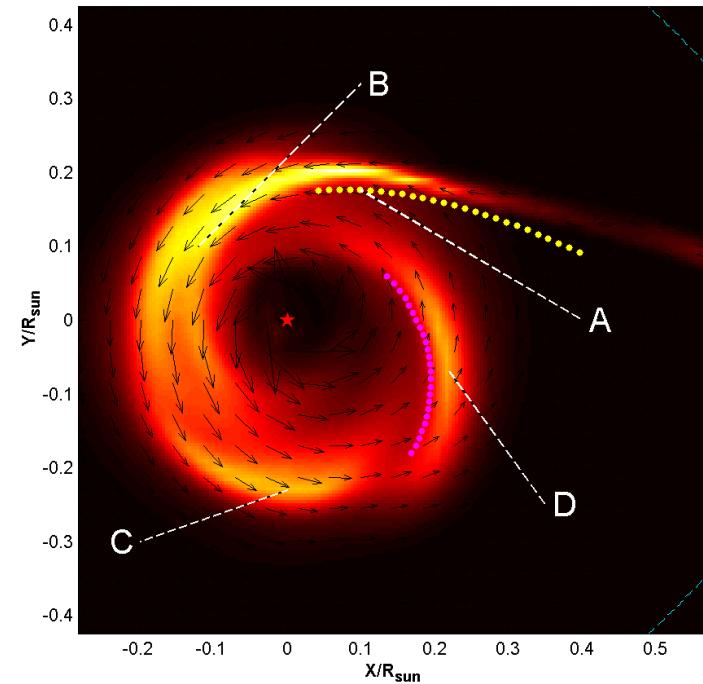
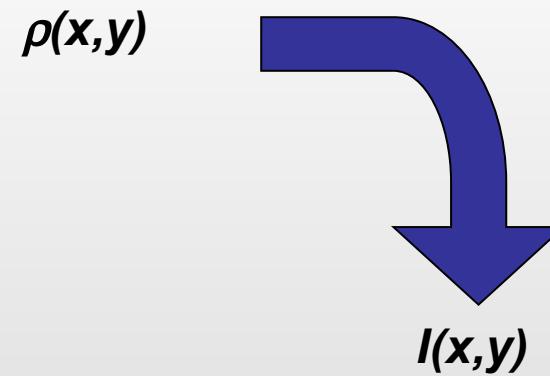
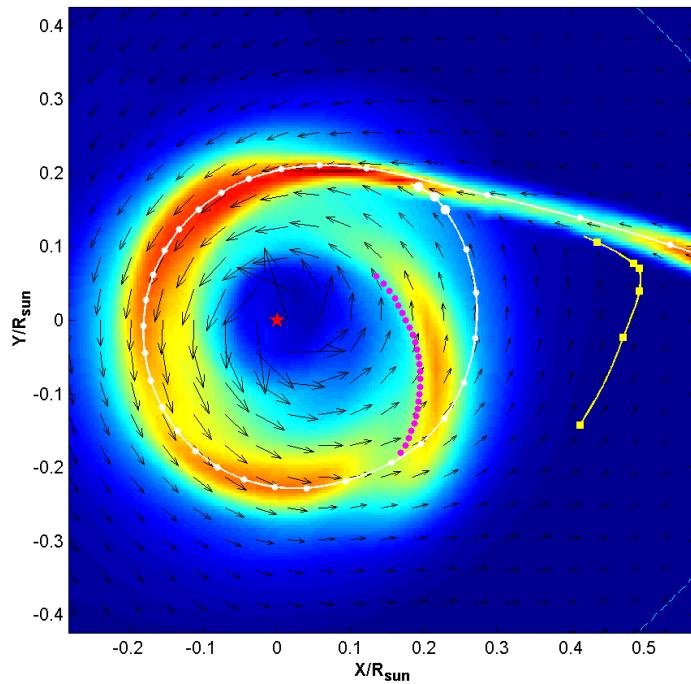


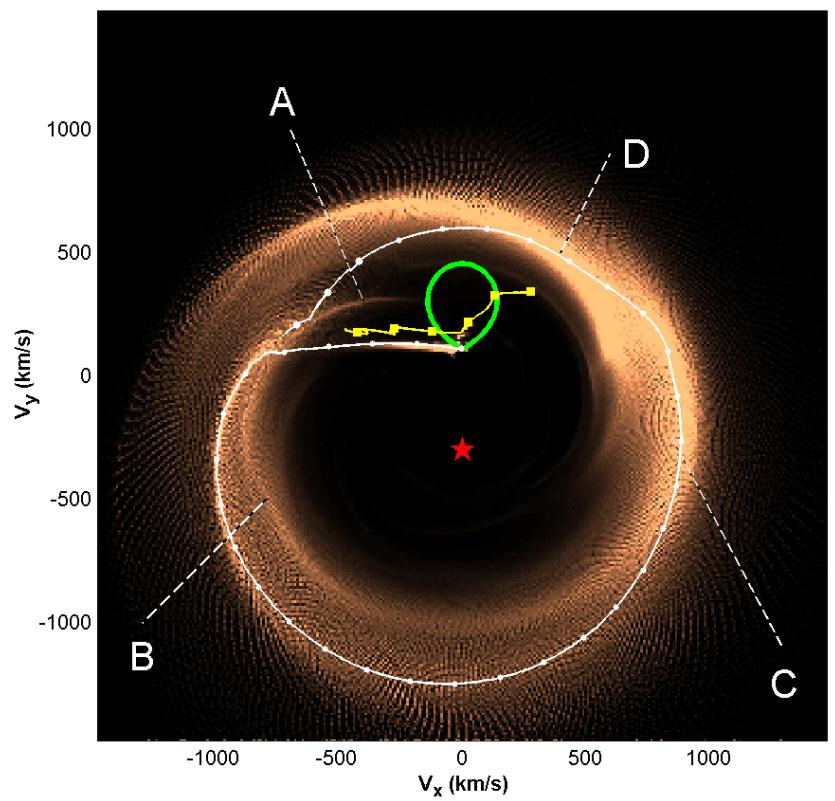


Morales-Rueda, Marsh & Billington 2000

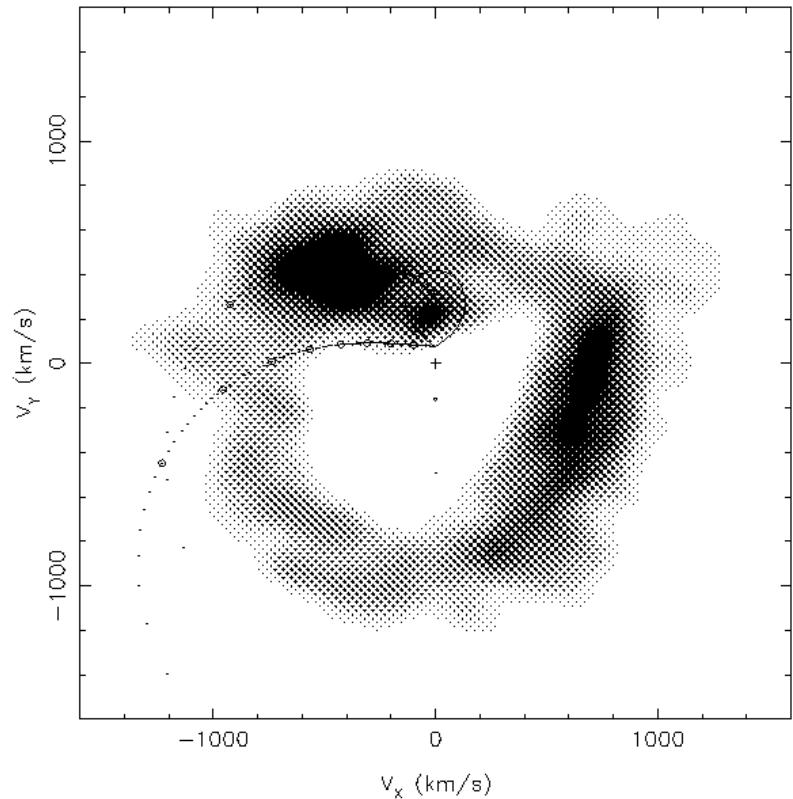
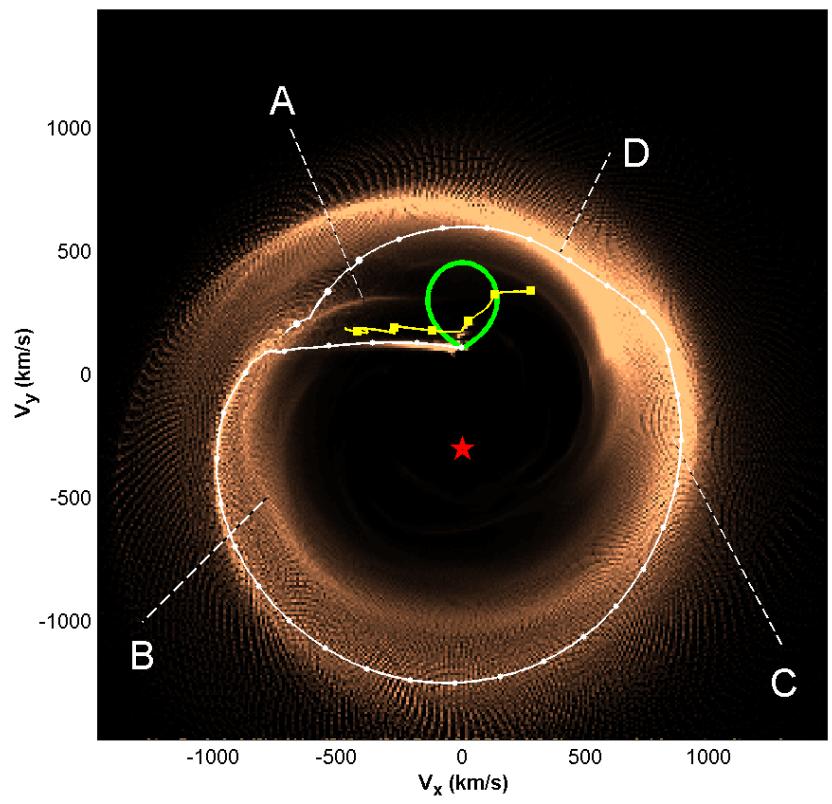
Indeed, during the outburst the bulk of emission comes from two arms of the spiral shock.

# 3D gasdynamic simulation (quiescent state)





DOPPLER MAP OF IP PEG ( $H\beta$ )



Wolf et al. 1998

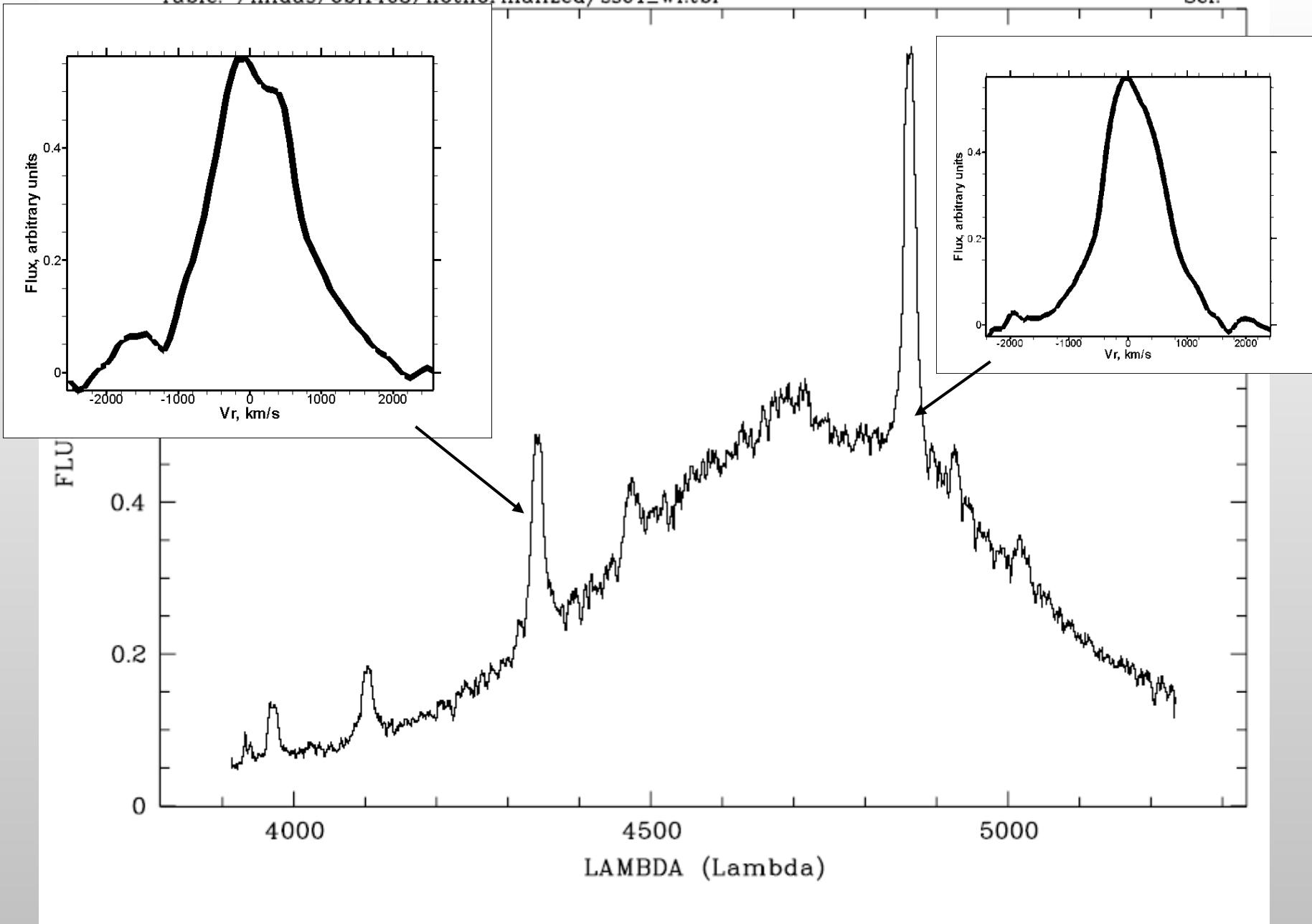
The bulk of emission comes from the shock wave along the stream edge (“hot line”) – zone “A”, from the dense zone “C” near the apastron of the elliptic disc, and from the arm of the tidal shock – zone “D”.

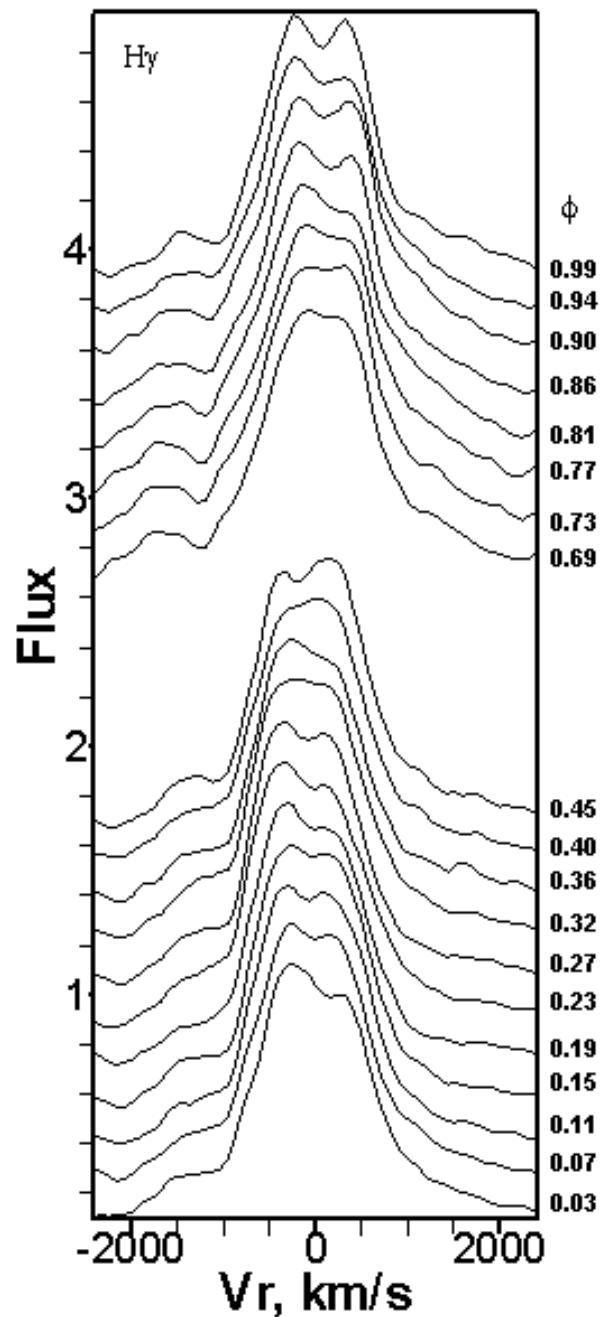
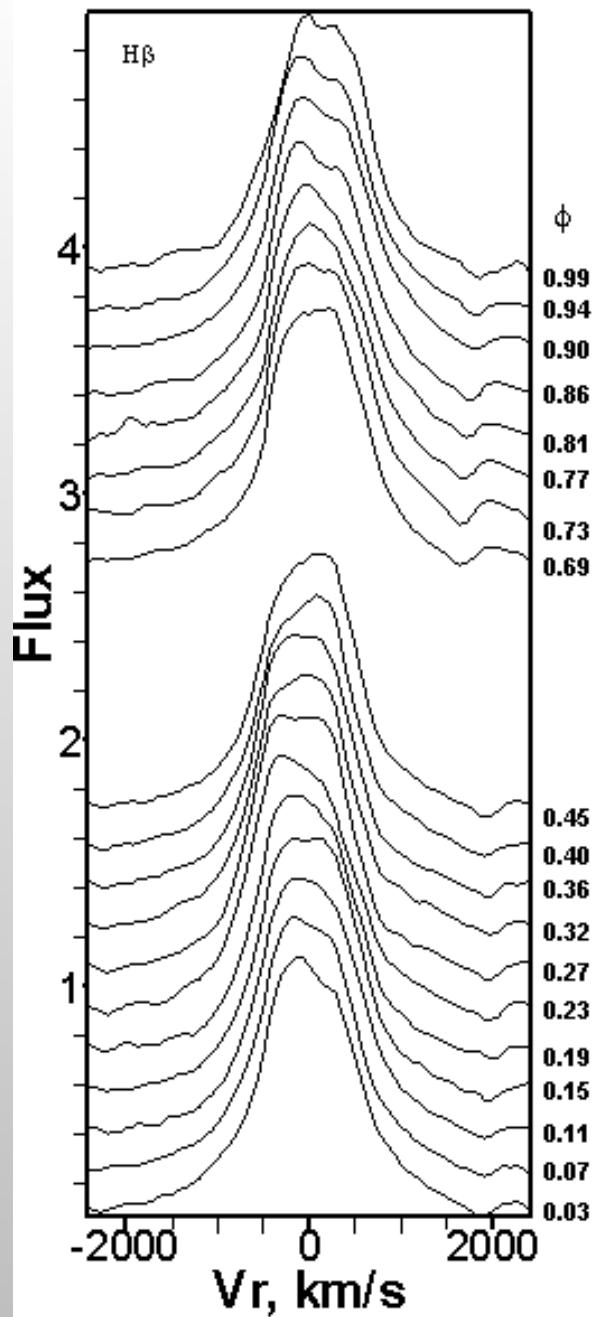
# **SS Cyg**

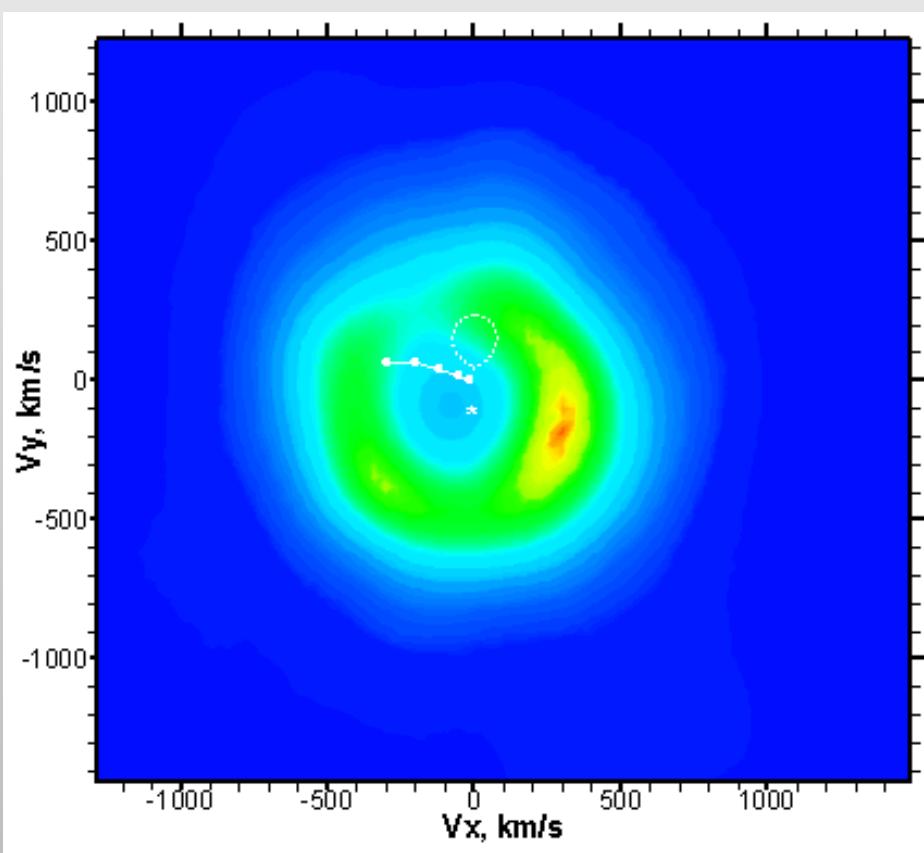
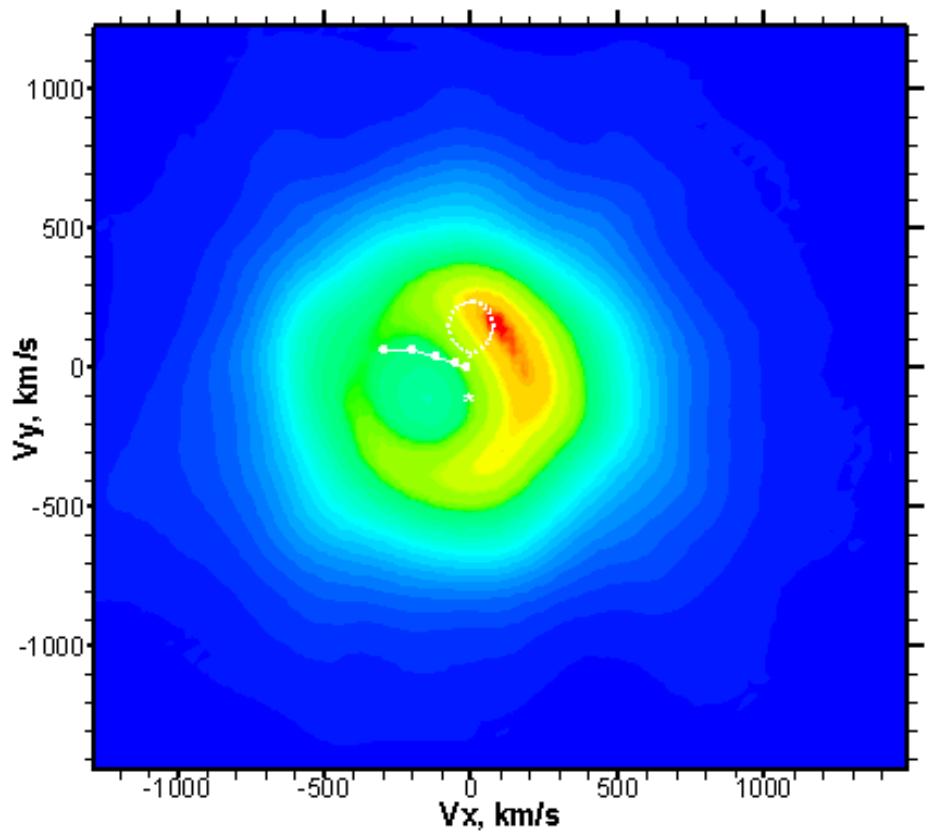
- $M_{wd}=0.97M_{\odot}$
- $M_{sec}=0.56M_{\odot}$
- $P=6.6h$
- $A=2.05R_{\odot}$
- $12^m$  to  $8^m$

Table: /midas/obj1408/notnormalized/ss01\_wl.tbl

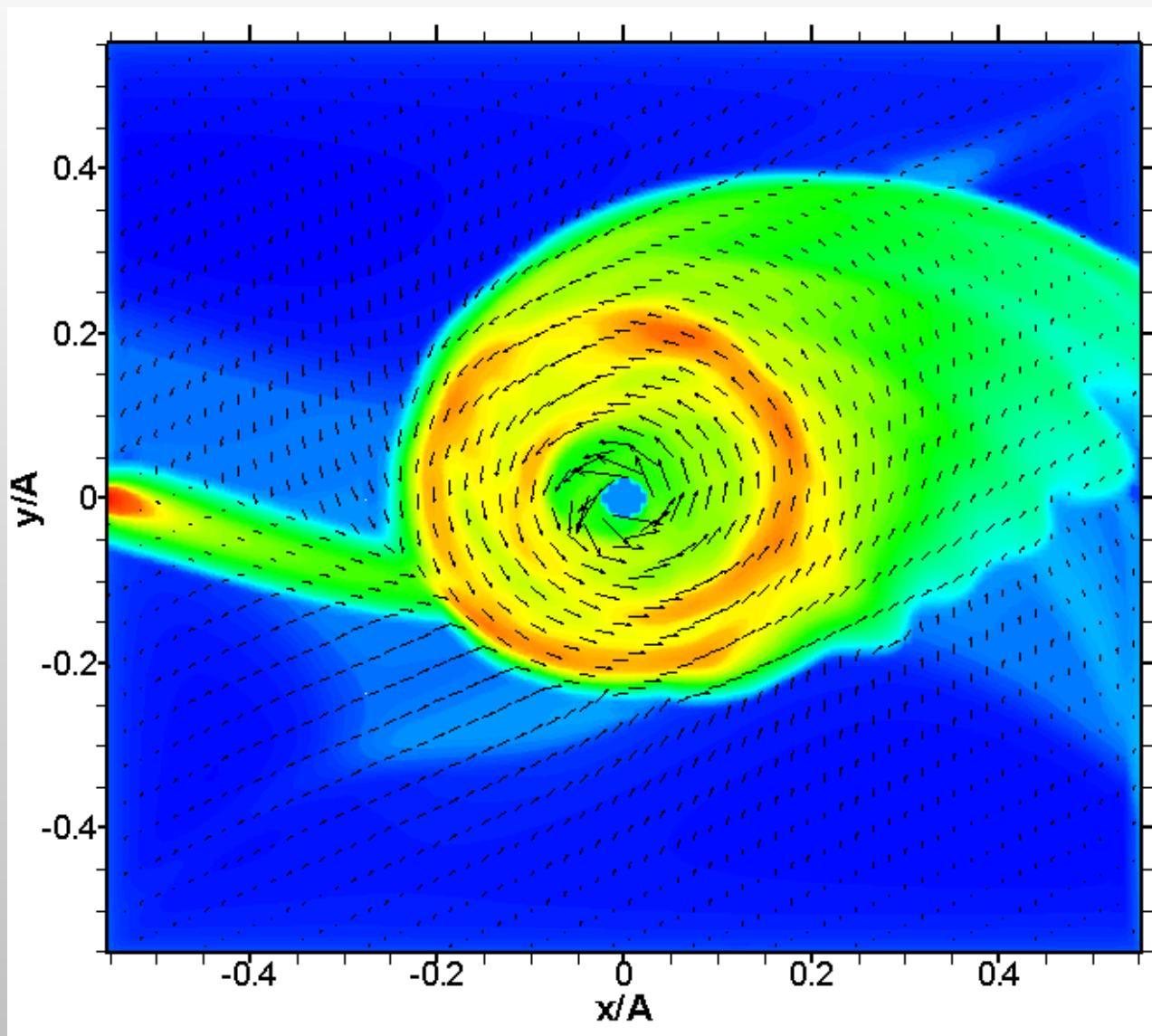
Sel: -



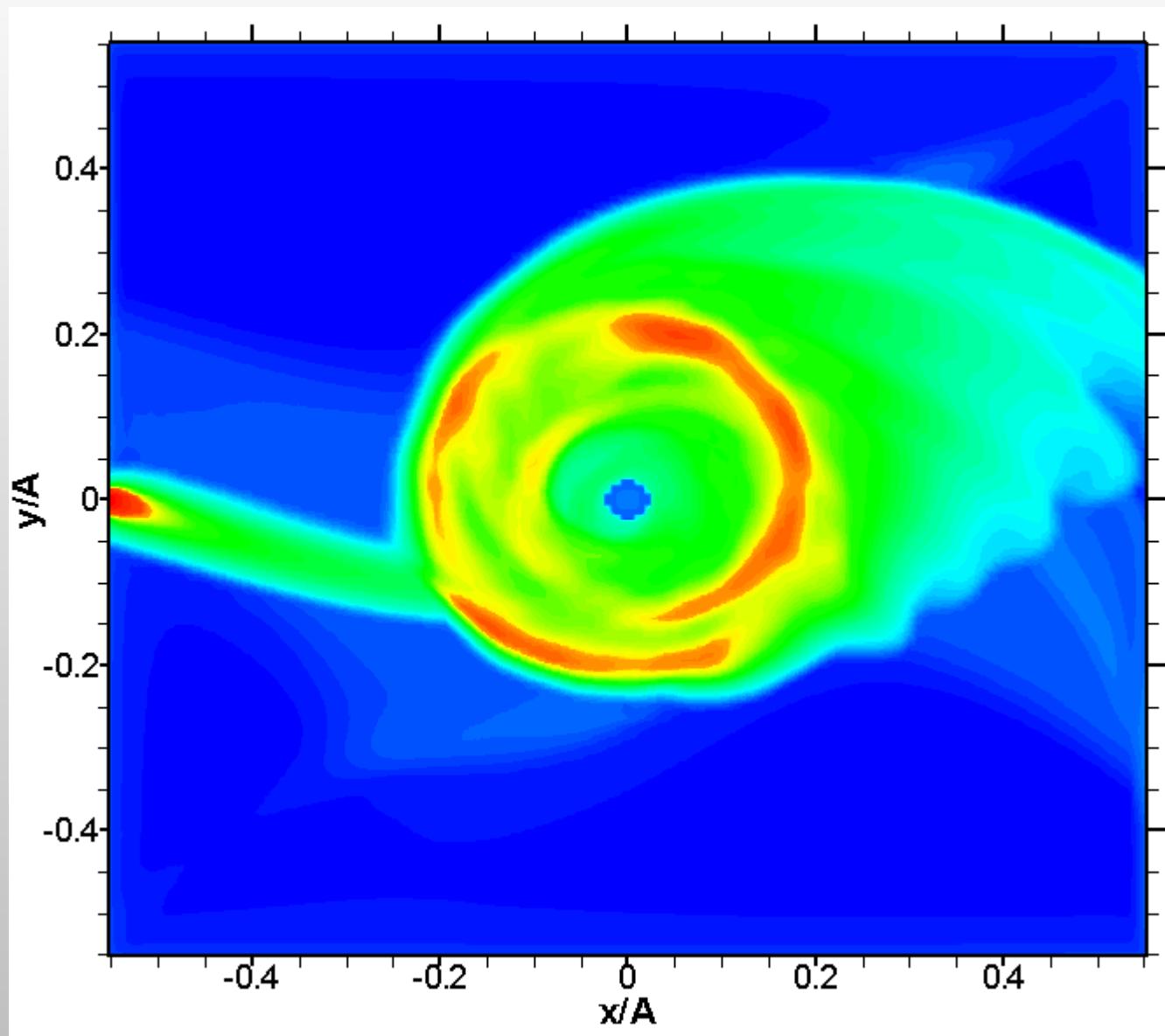


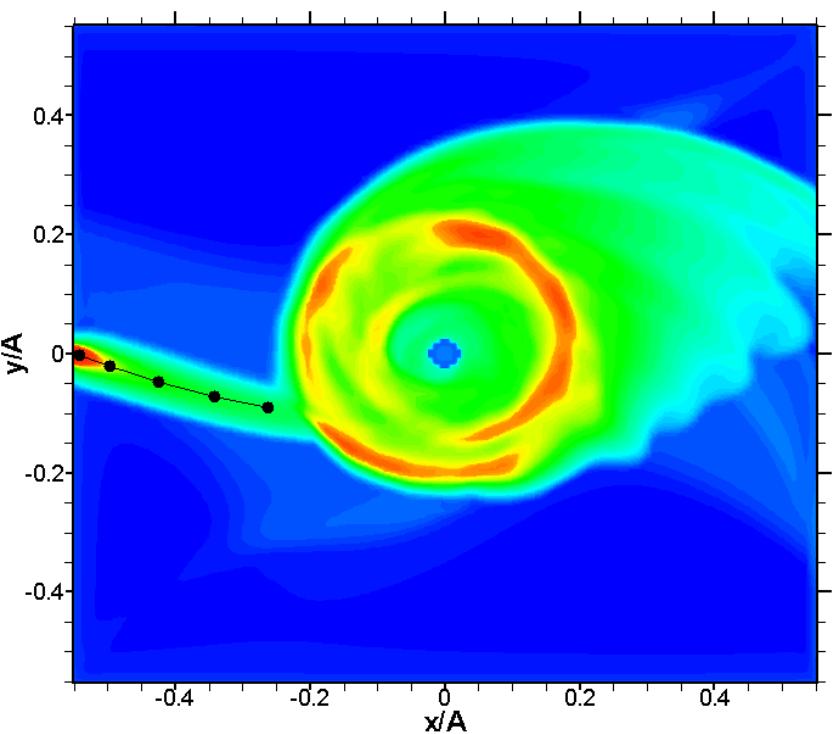


# Распределение плотности и векторов скорости в орбитальной плоскости системы SS Cyg

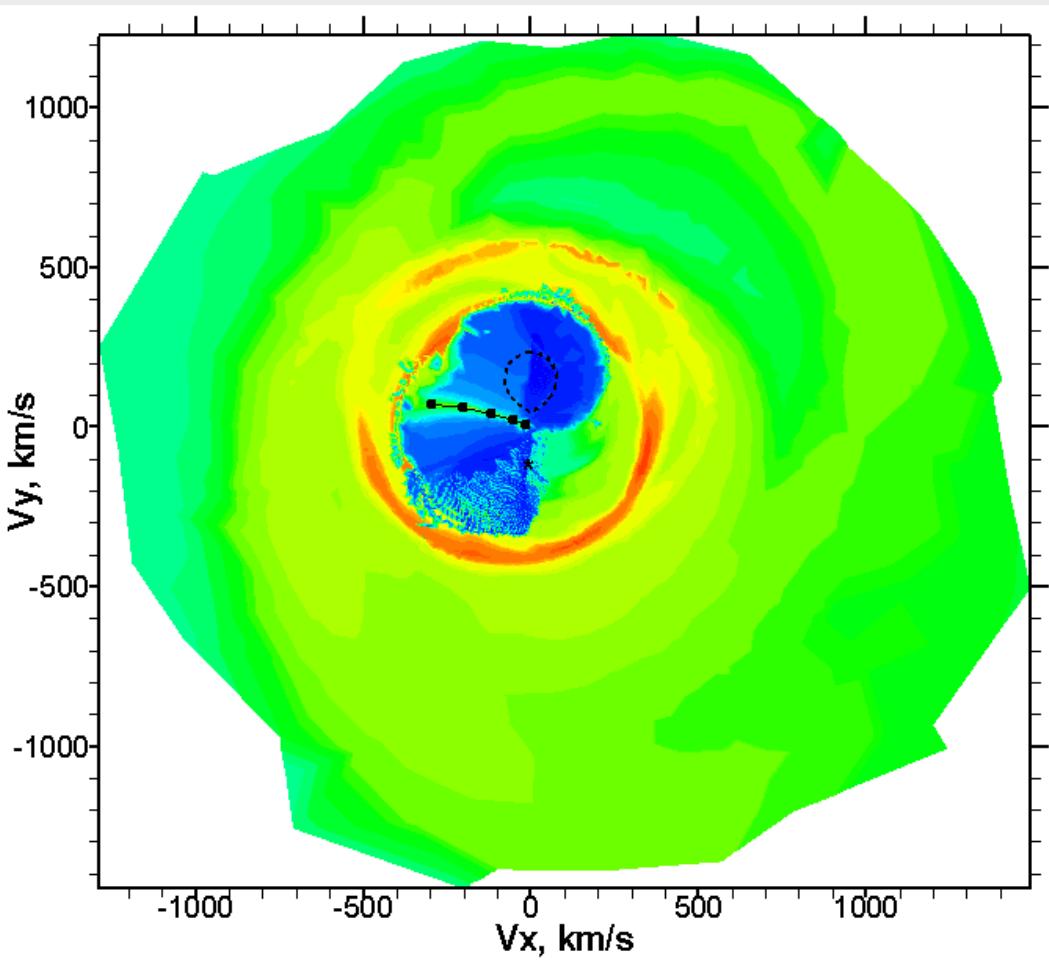


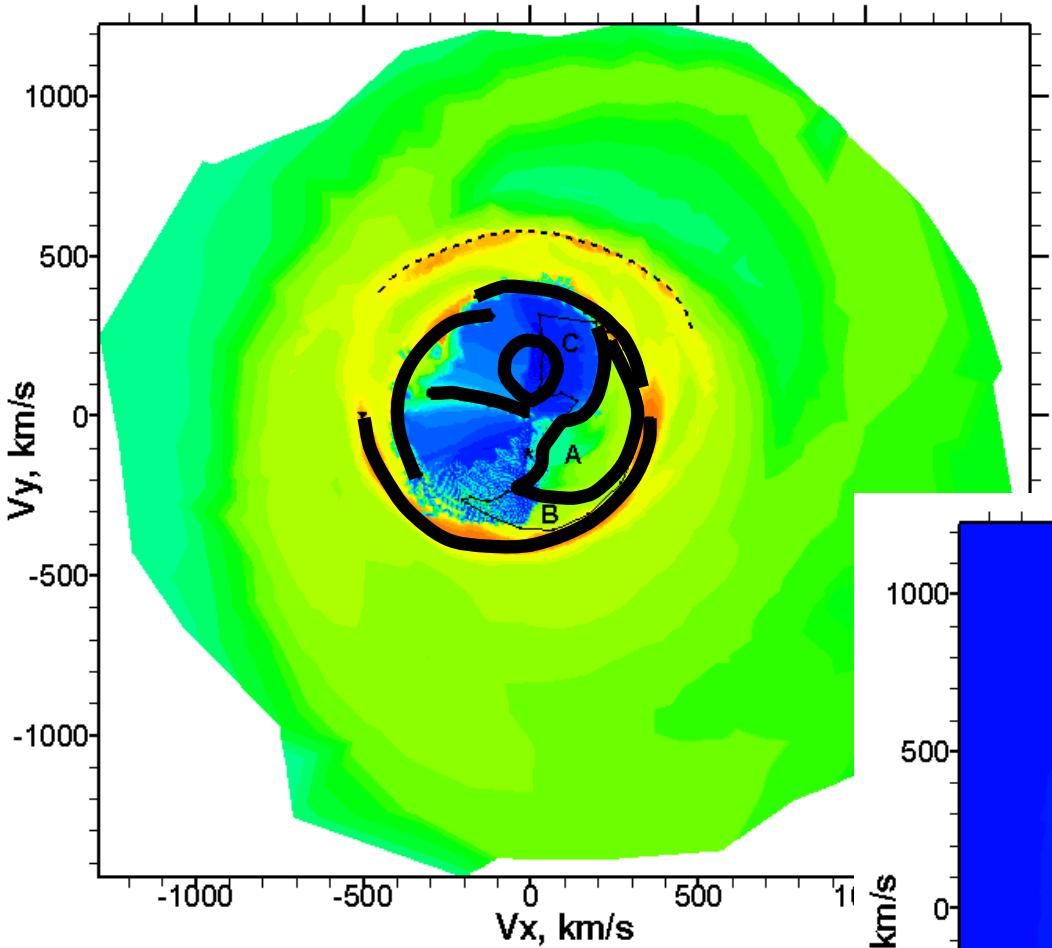
# Распределение интенсивности в орбитальной плоскости системы SS Cyg



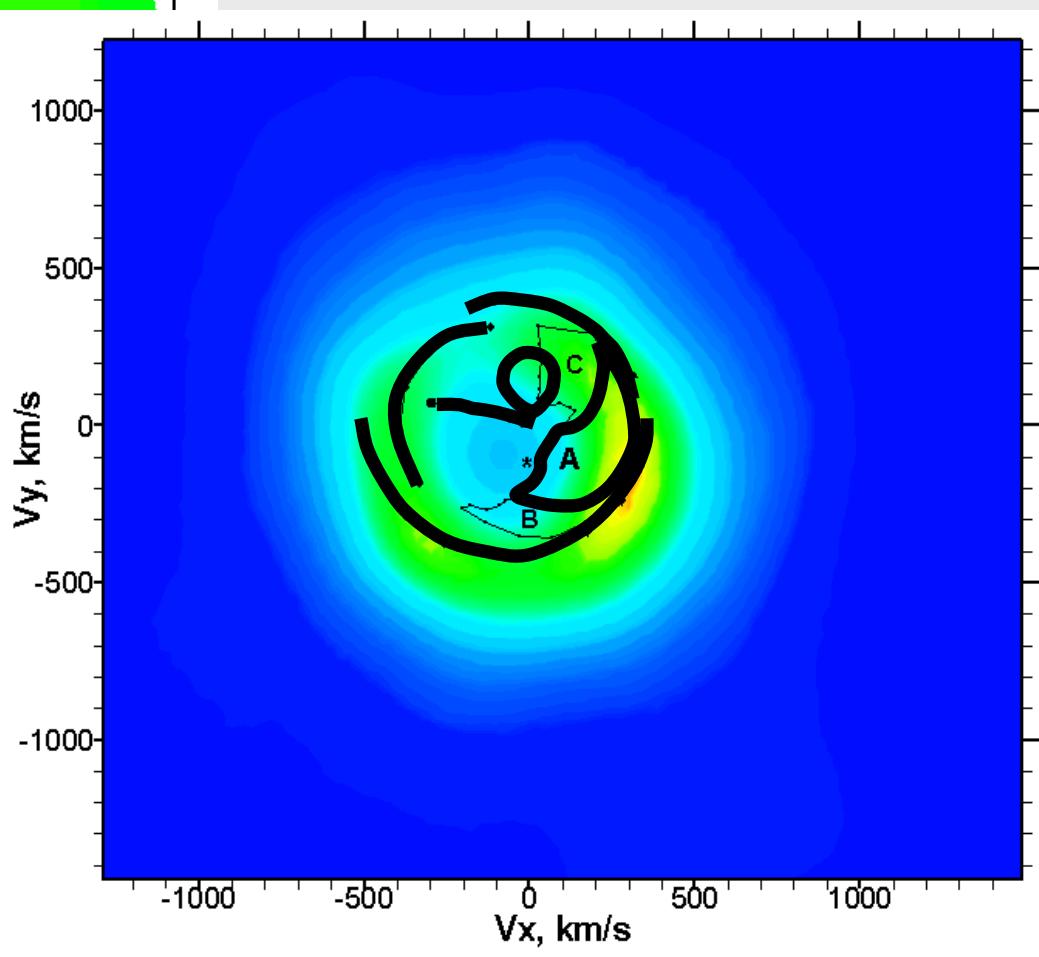


Синтетическая доплеровская карта



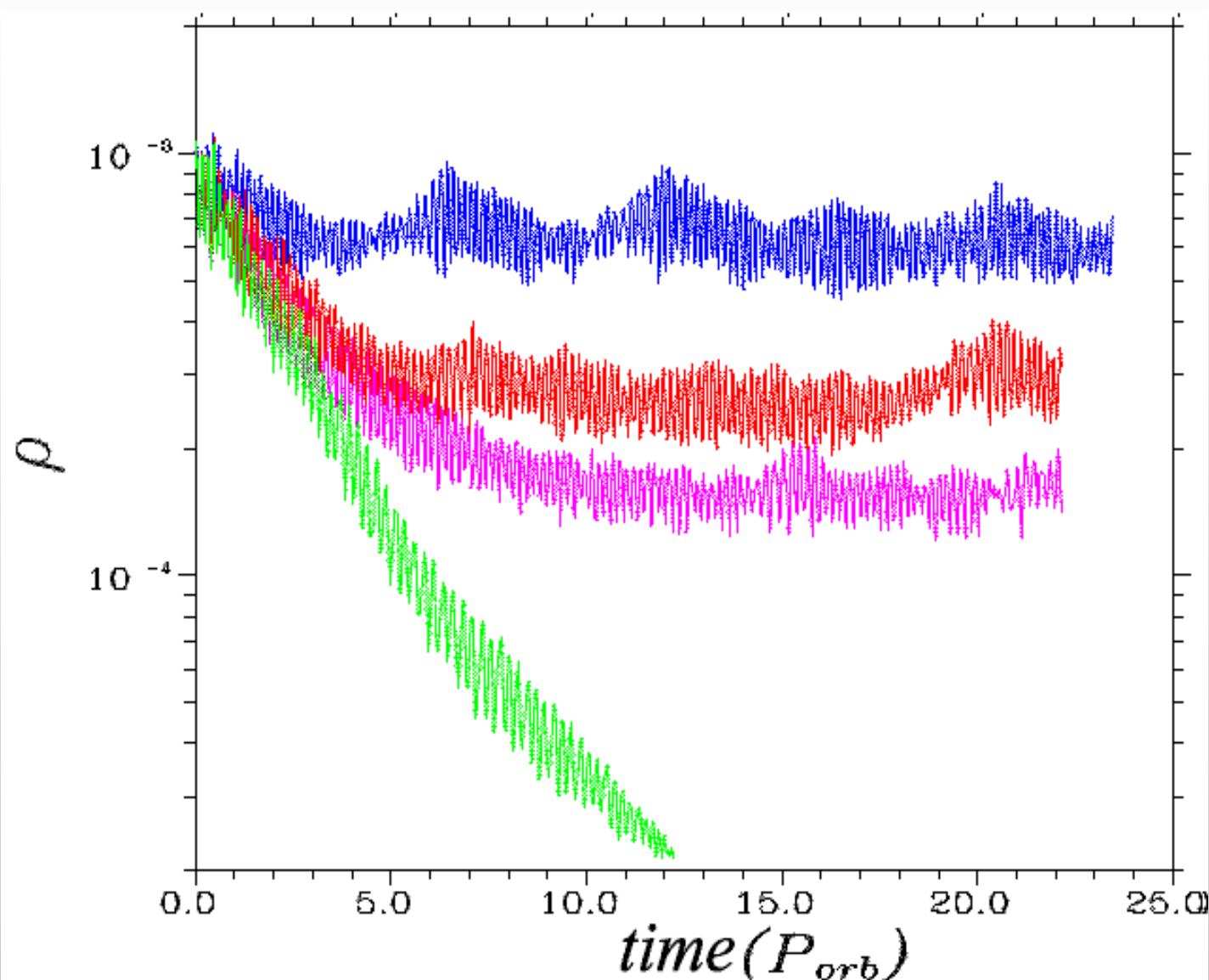


$H_\gamma$



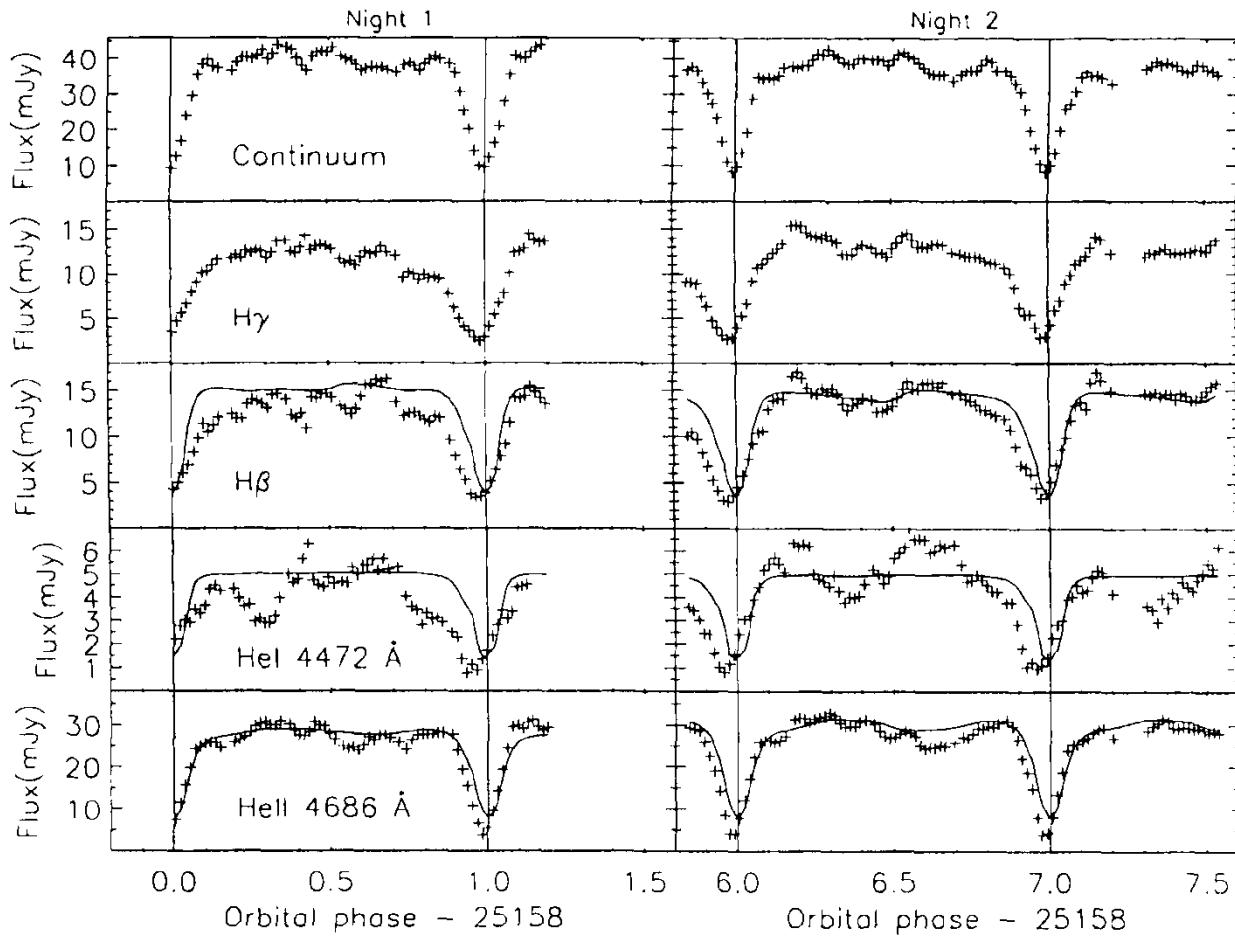
# **Наблюдения волн плотности в аккреционных дисках**





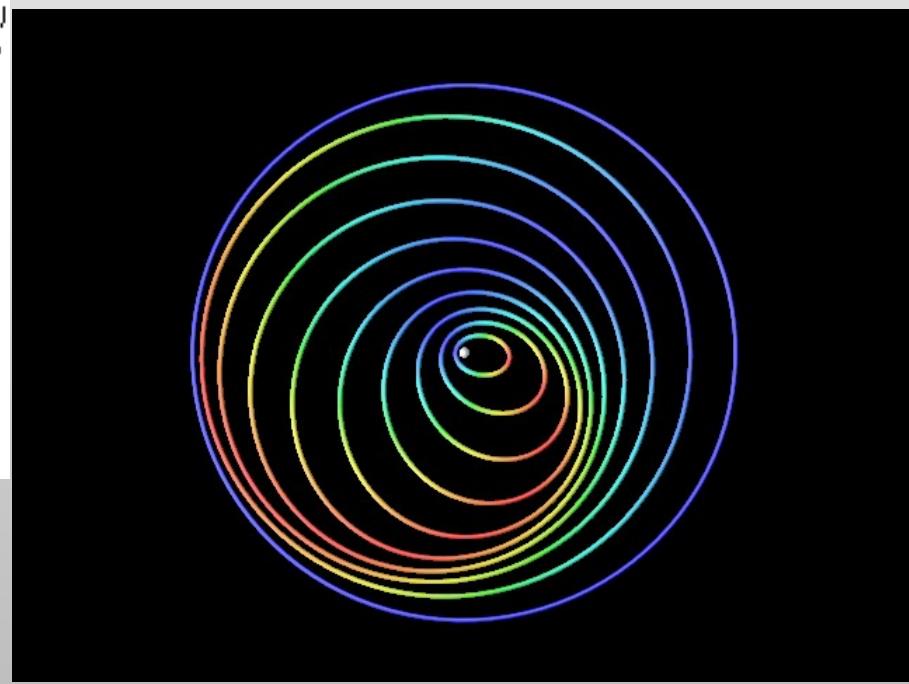
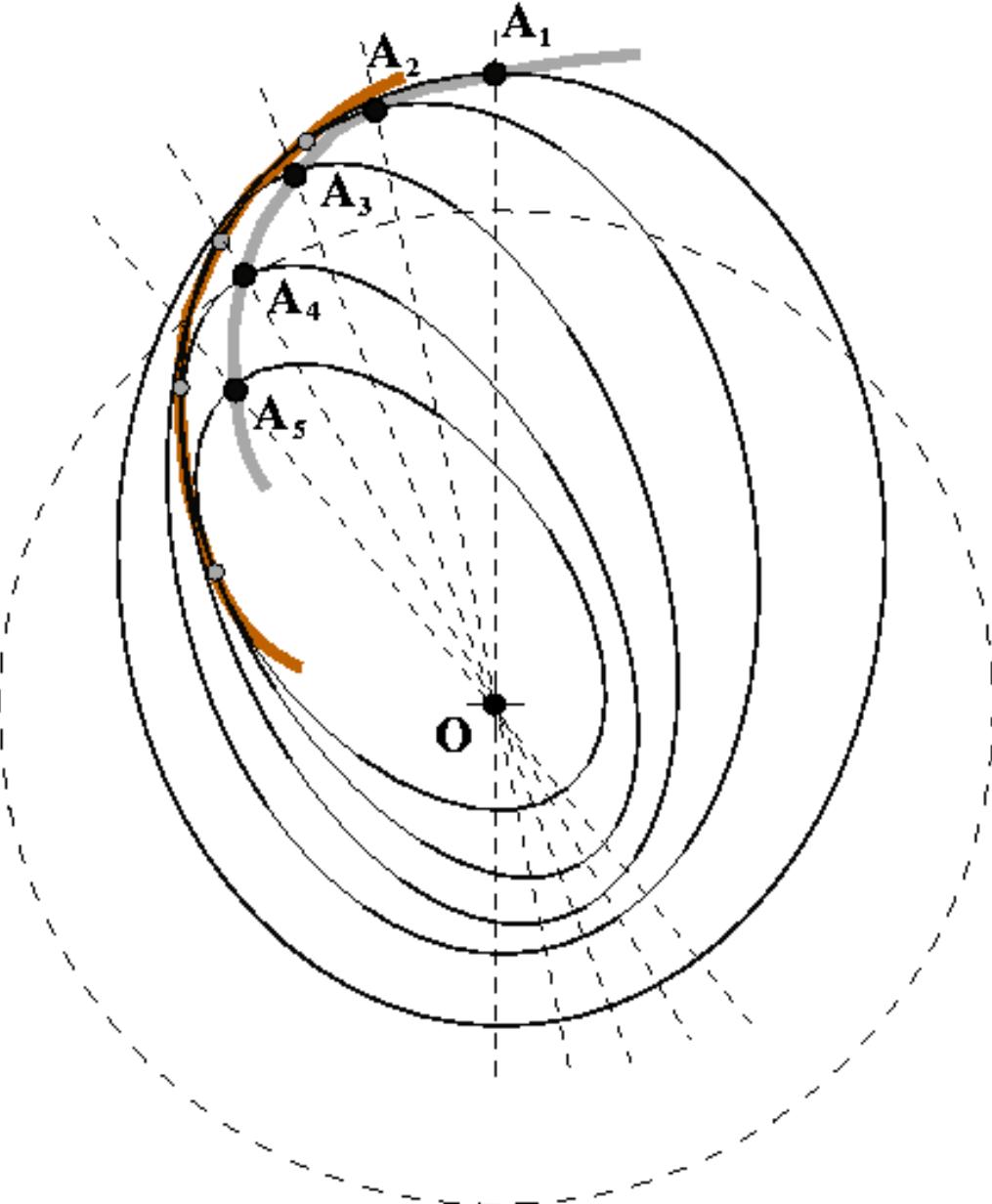
# Light curves obtained during the outburst of the dwarf nova IP Peg (5 and 6 days after the outburst)

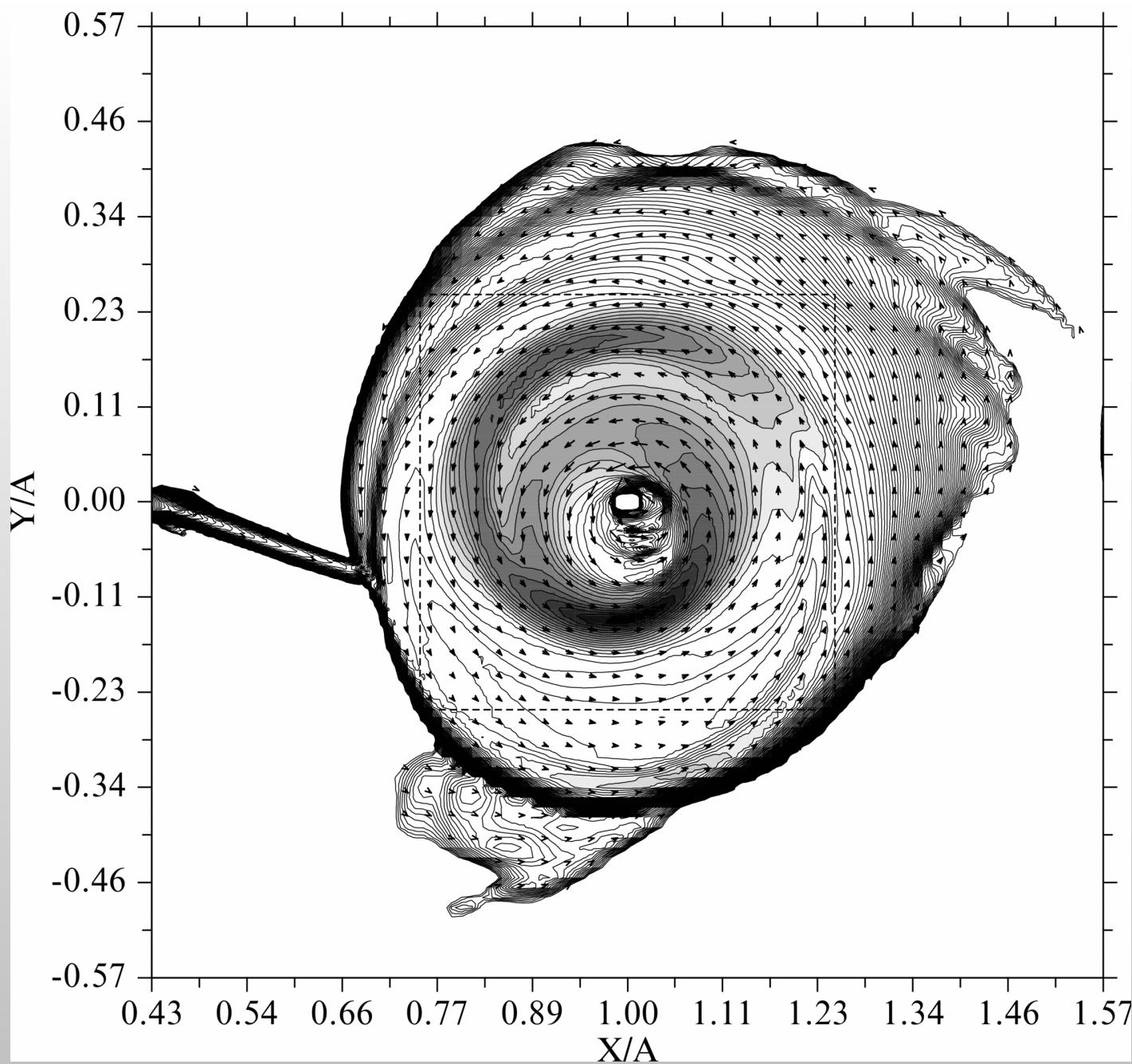
L. Morales-Rueda,  
Toutain,  
I. Billington,  
*Mon. Not. R. Astron. Soc.* 313 (2000) 454.

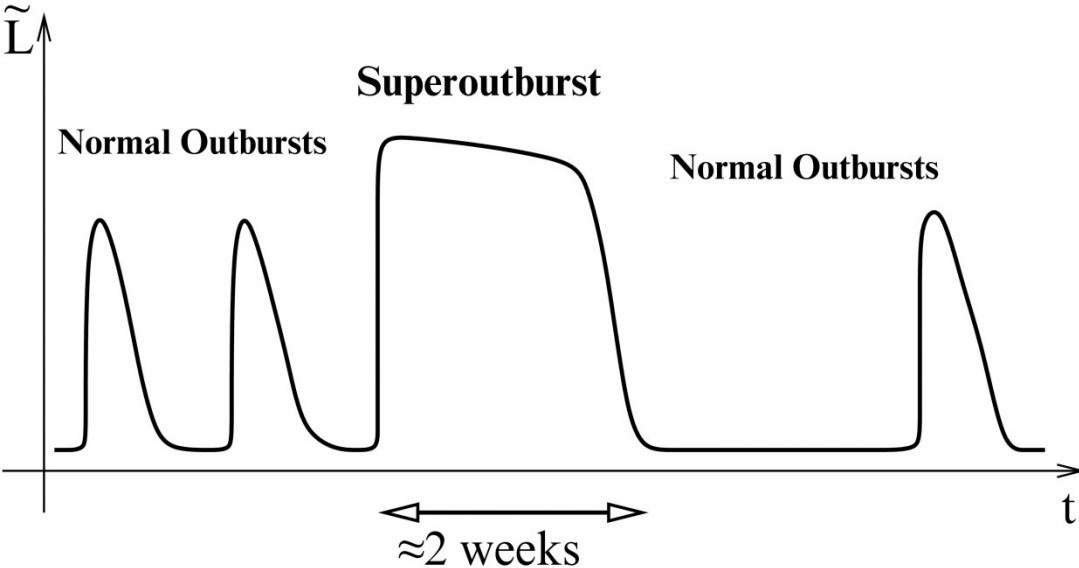


An extended maximum of surface density in the one-armed spiral wave looks like some dense formation (“blob”). Therefore for a large inclination angle it can give the variation of the uneclipsed part of the light curve. Comparison with observations shows that the period of the density wave rotation is in agreement with typical periods of the light curve variations observed in cataclysmic binary stars

**Как мы можем увидеть  
прецессионную  
спиральную волну?**

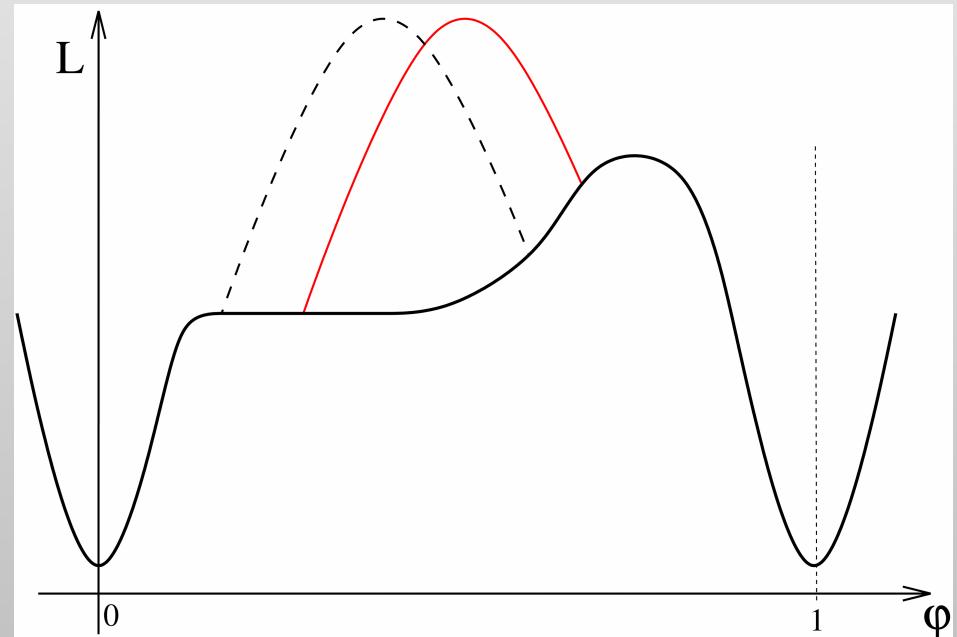


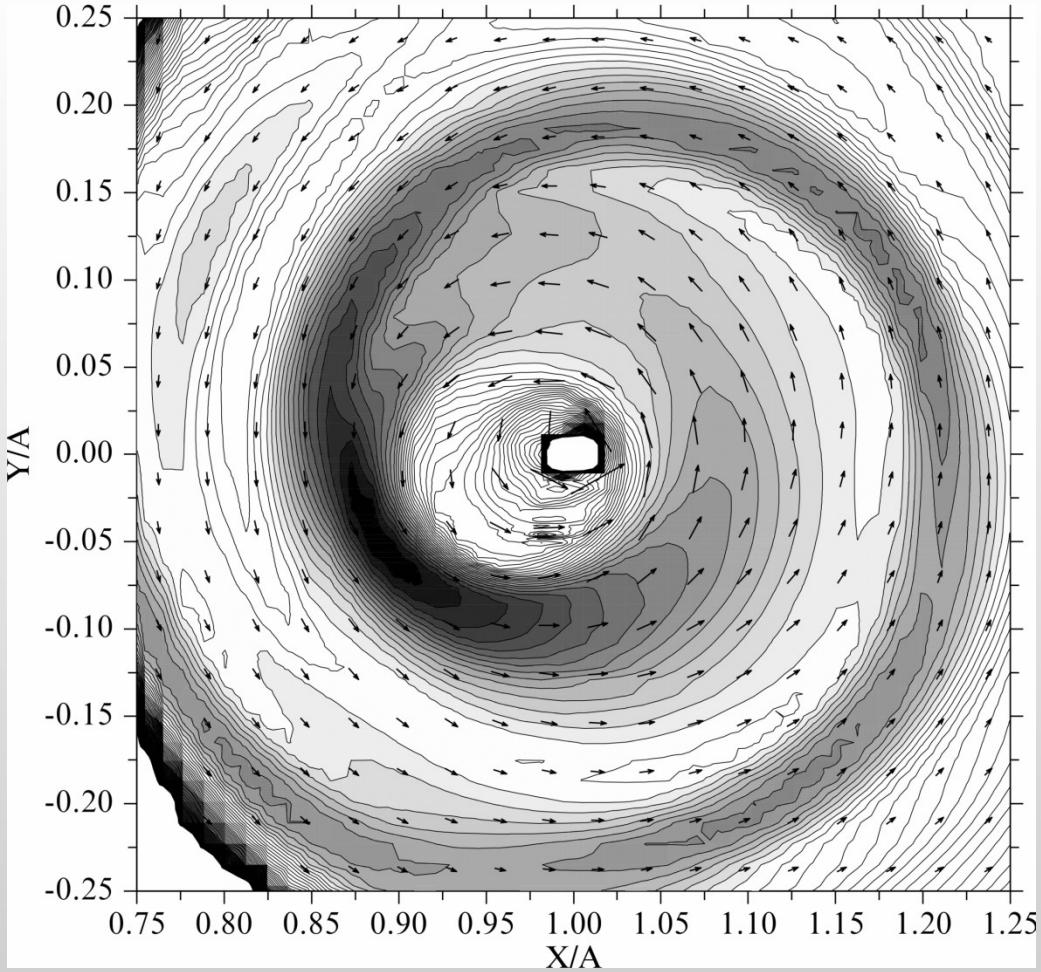




**Звезды типа SU UMa** – это карликовые новые с периодом короче 3 часов, которые показывают наличие супервспышек.

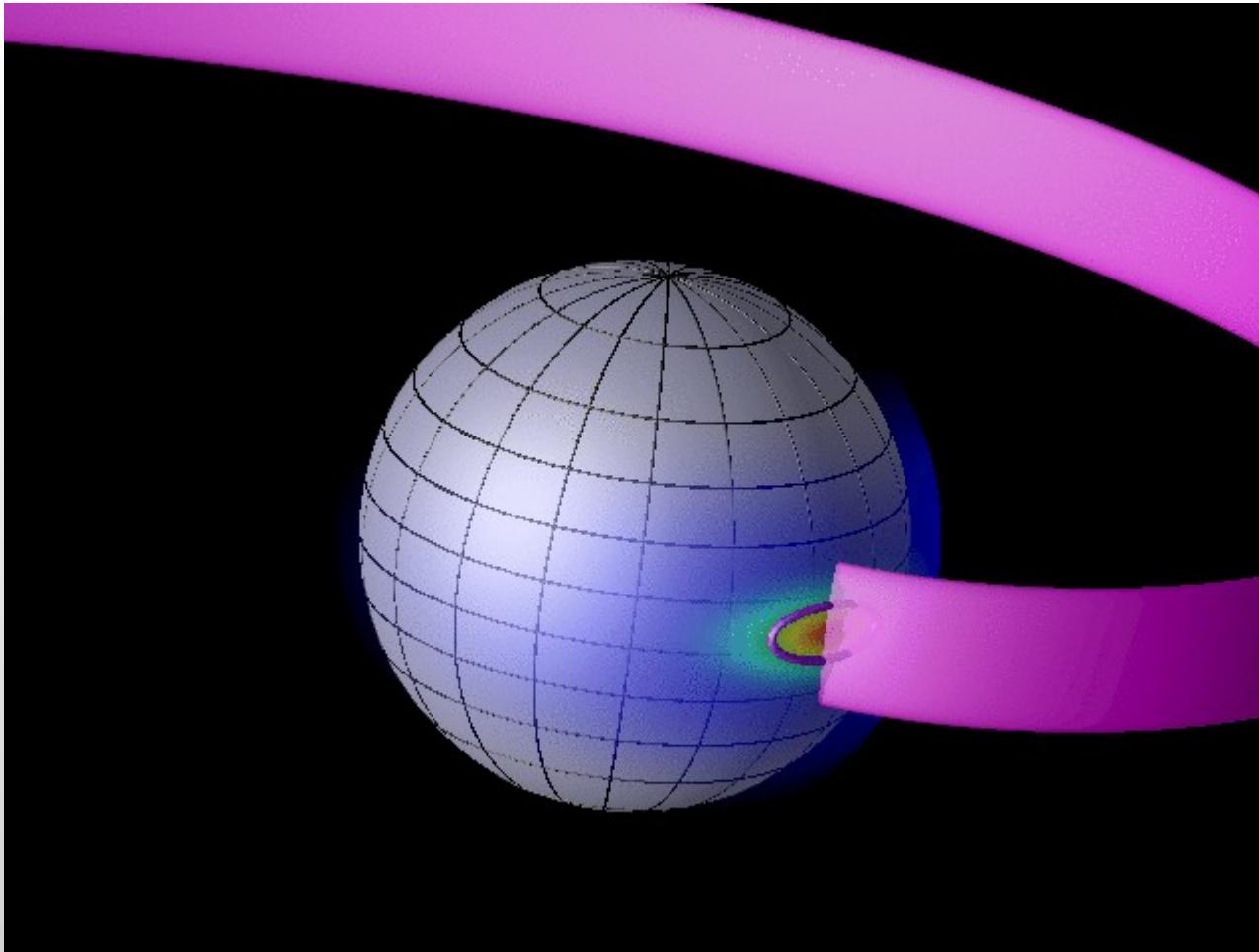
Это традиционное определение обычно дополняется требованием наличия сверхгорбов с периодом, как правило, на несколько процентов большим орбитального.



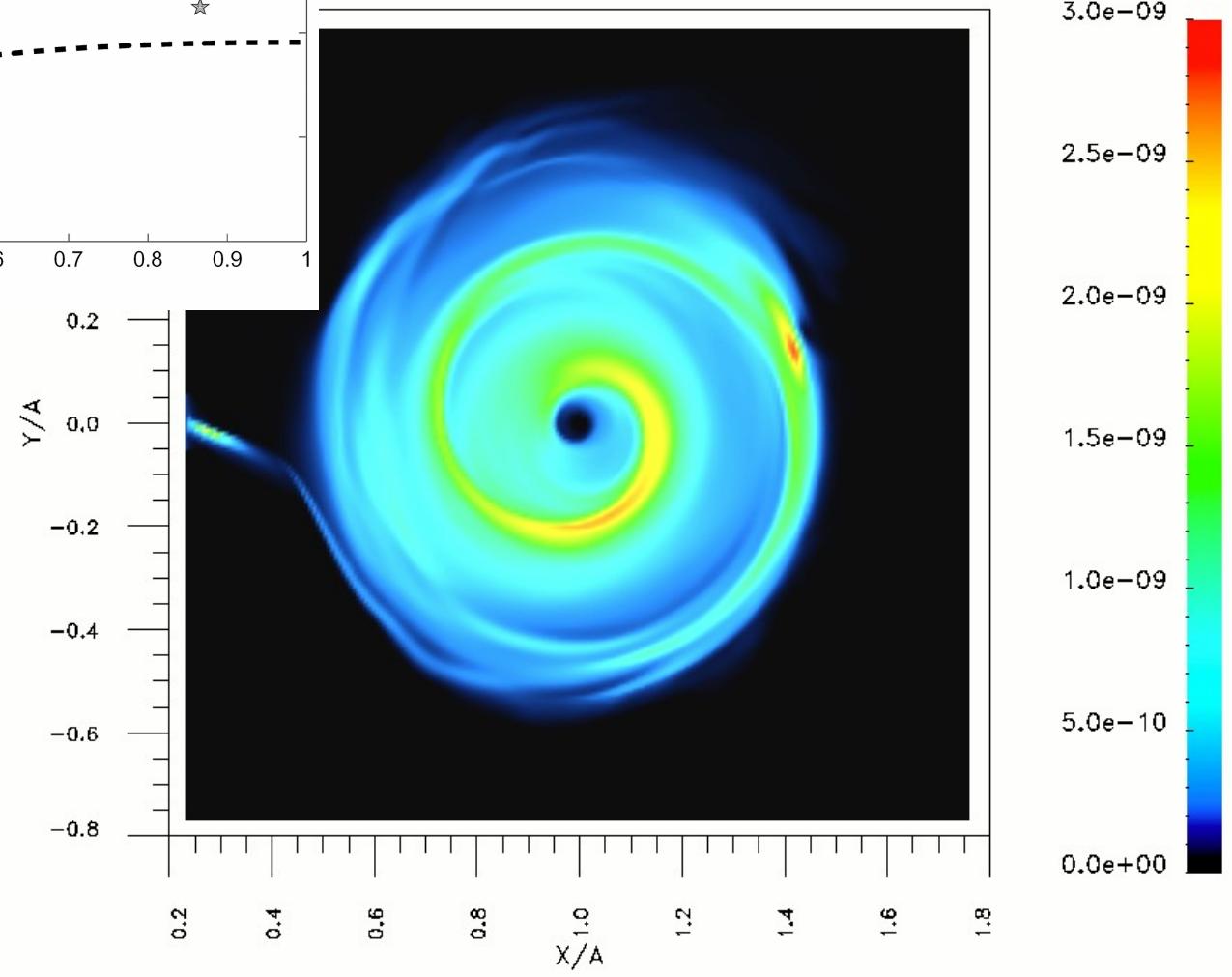
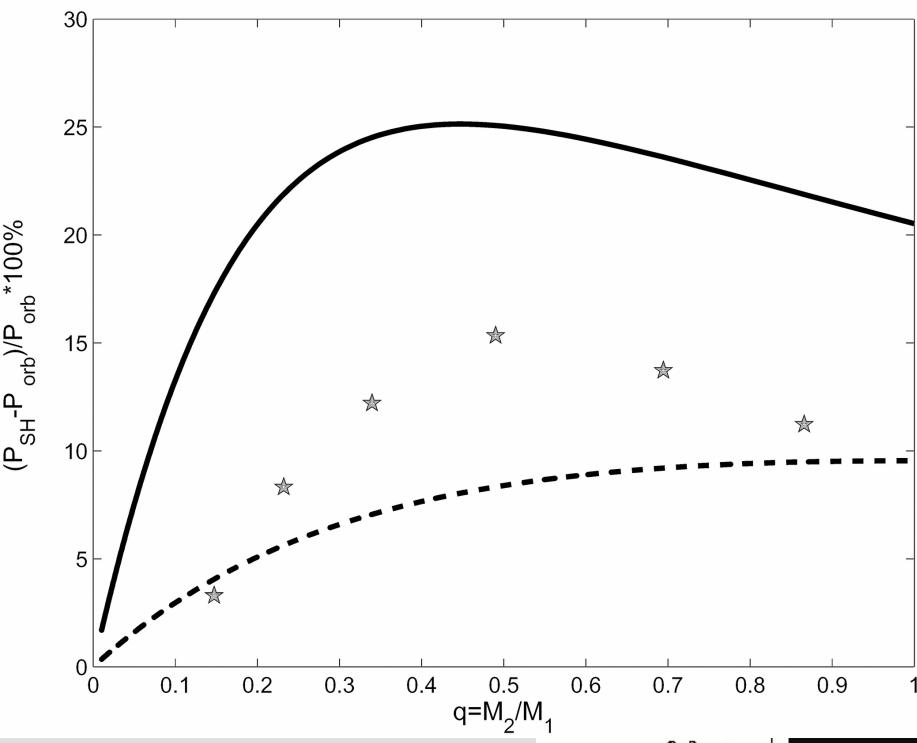


В рамках механизма предполагается, что за время между суперспышками в системе формируется аккреционный диск, который по мере накопления вещества становится более плотным по сравнению со струей вещества из  $L_1$  и его внутренние части перестают испытывать газодинамические возмущения.

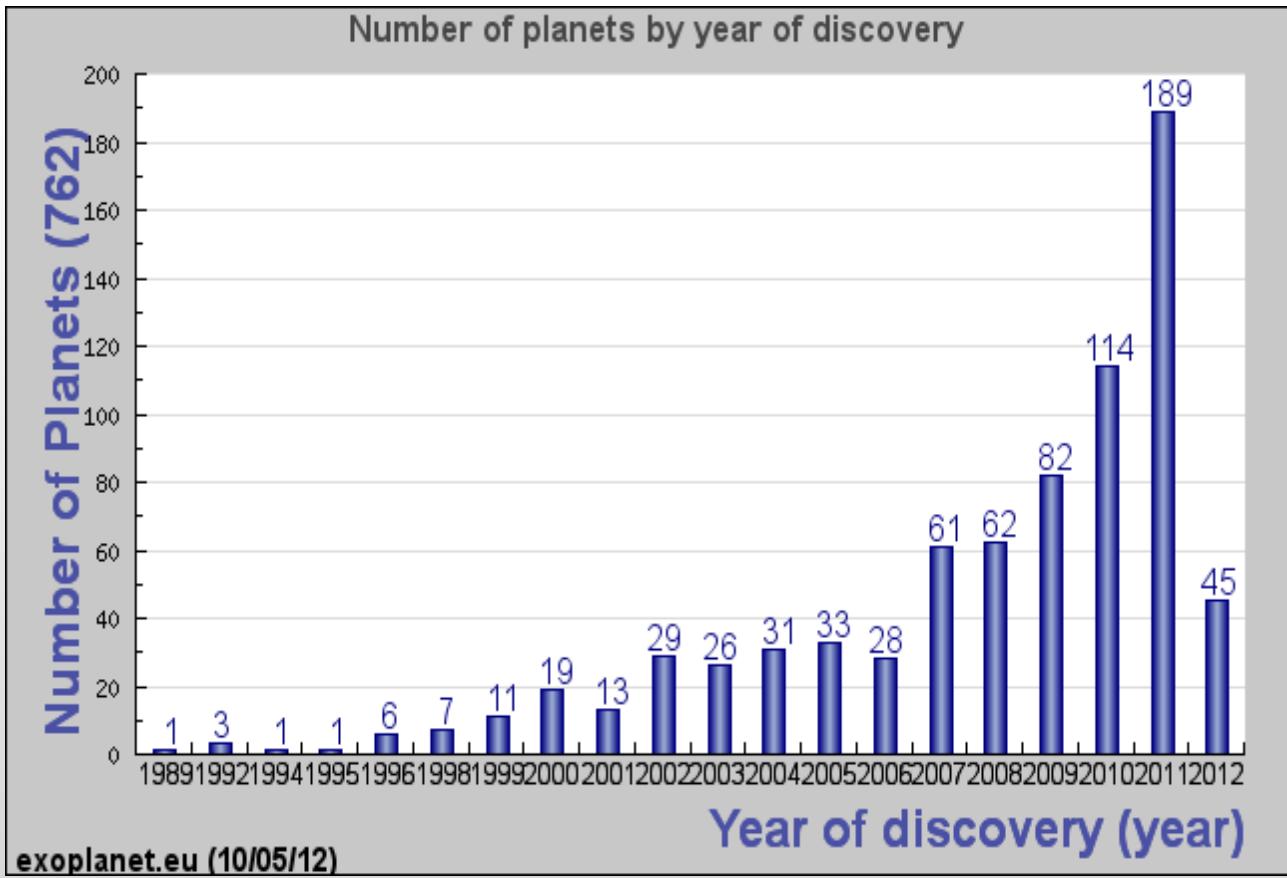
В невозмущенных частях формируется прецессионная спиральная волна плотности, сопровождаемая существенным увеличением скорости акреции. Увеличение темпа акреции приводит к развитию суперспышки.



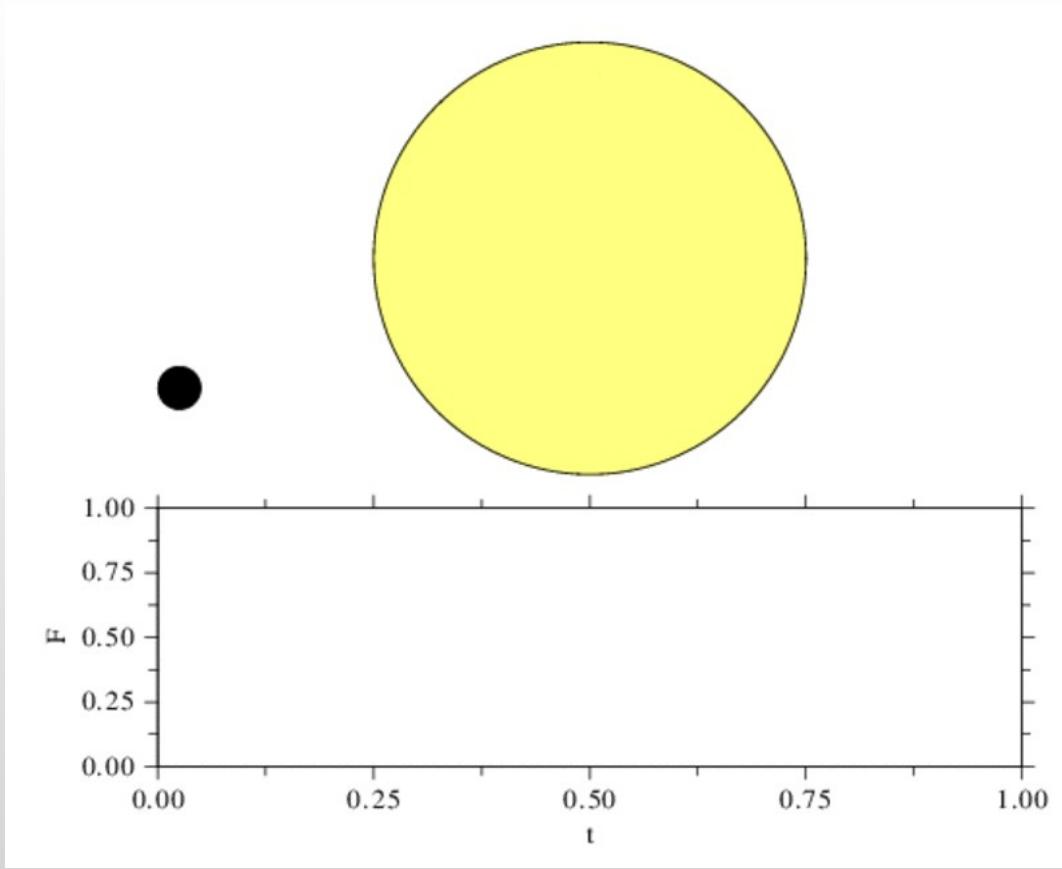
Ретроградная прецессия волны плотности со скоростью порядка нескольких сотых оборота за один орбитальный период, а также компактность центральной области энерговыделения объясняют появление сверхгорба и его наблюдаемые характеристики.



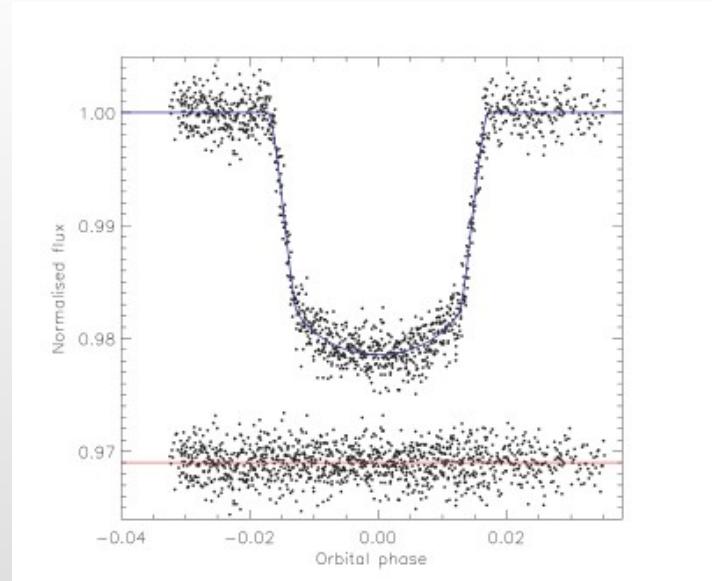
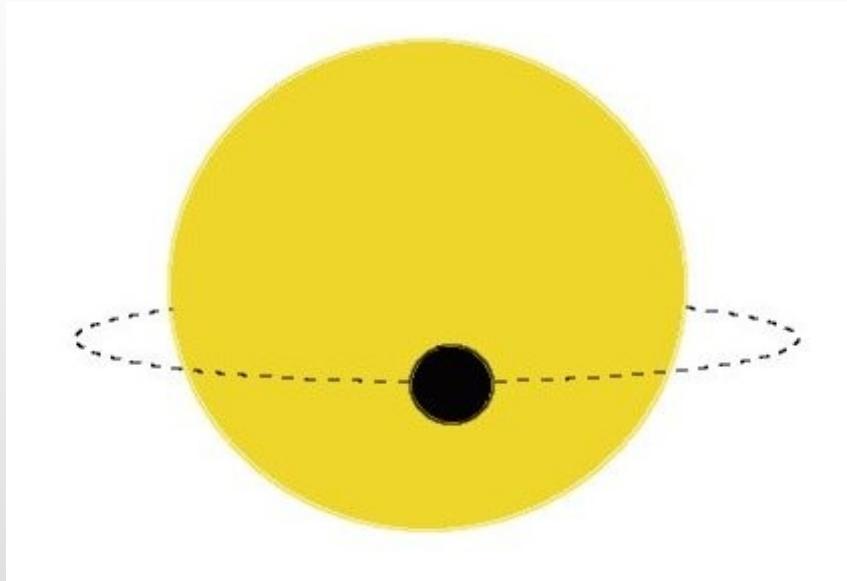
# **3D gas dynamic simulations of the interaction between the exoplanet WASP-12b and its host star**



The discovery of first exoplanets was announced in 1992. The first known exoplanet near the main sequence star Peg51b was discovered by Mayor and Queloz in 1995. So far, the existence of nearly 700 planets orbiting more than 500 stars has been confirmed. The spacecraft Kepler has found more than 2000 exoplanet candidates. GAIA, whose launch is planned for 2013, is expected to find up to 10000 exoplanets.

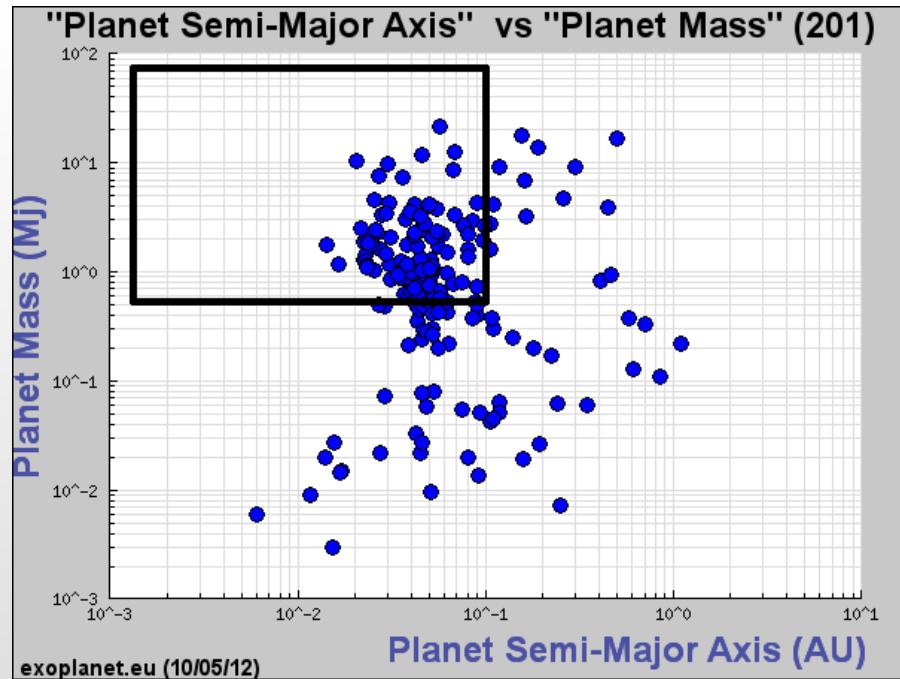
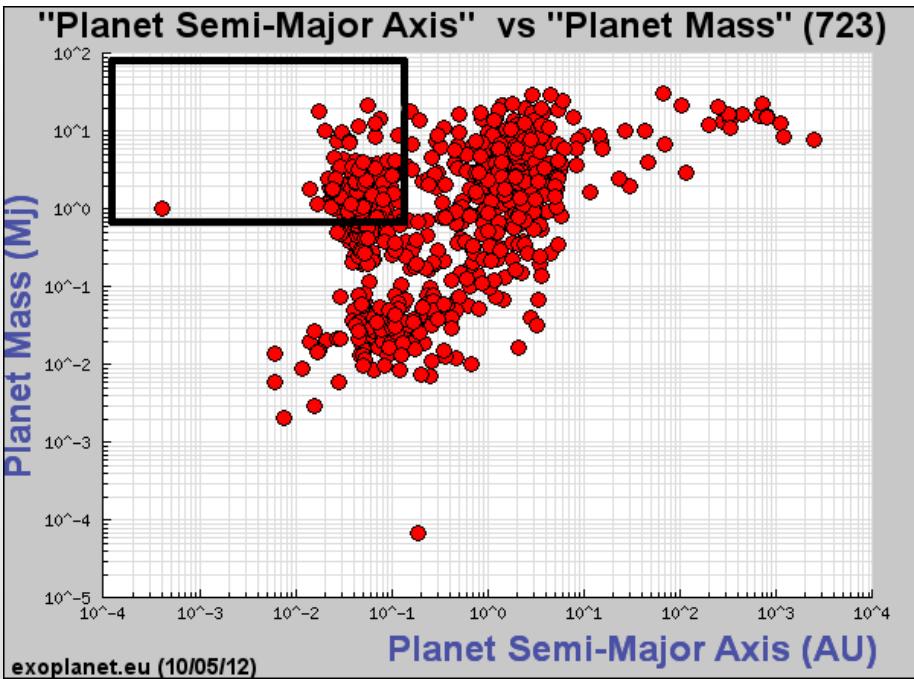


In the sense of the further investigation of the planet parameters the most prospective planets are those having the smallest angles between the orbital plane and the line of sight that allows us to observe the planet moving over the limb of the star. This effect is called the transit of the planet. Today we know 230 transiting exoplanets in 196 planetary systems.



Indeed, photometric and spectroscopic observations of the transits combined with the measuring of the radial velocities of the star allow one to determine the mass of the planet and its radius.

This also allows observing the absorption spectra of the upper layers of the planet's atmosphere that are used to derive the information about its structure and composition.

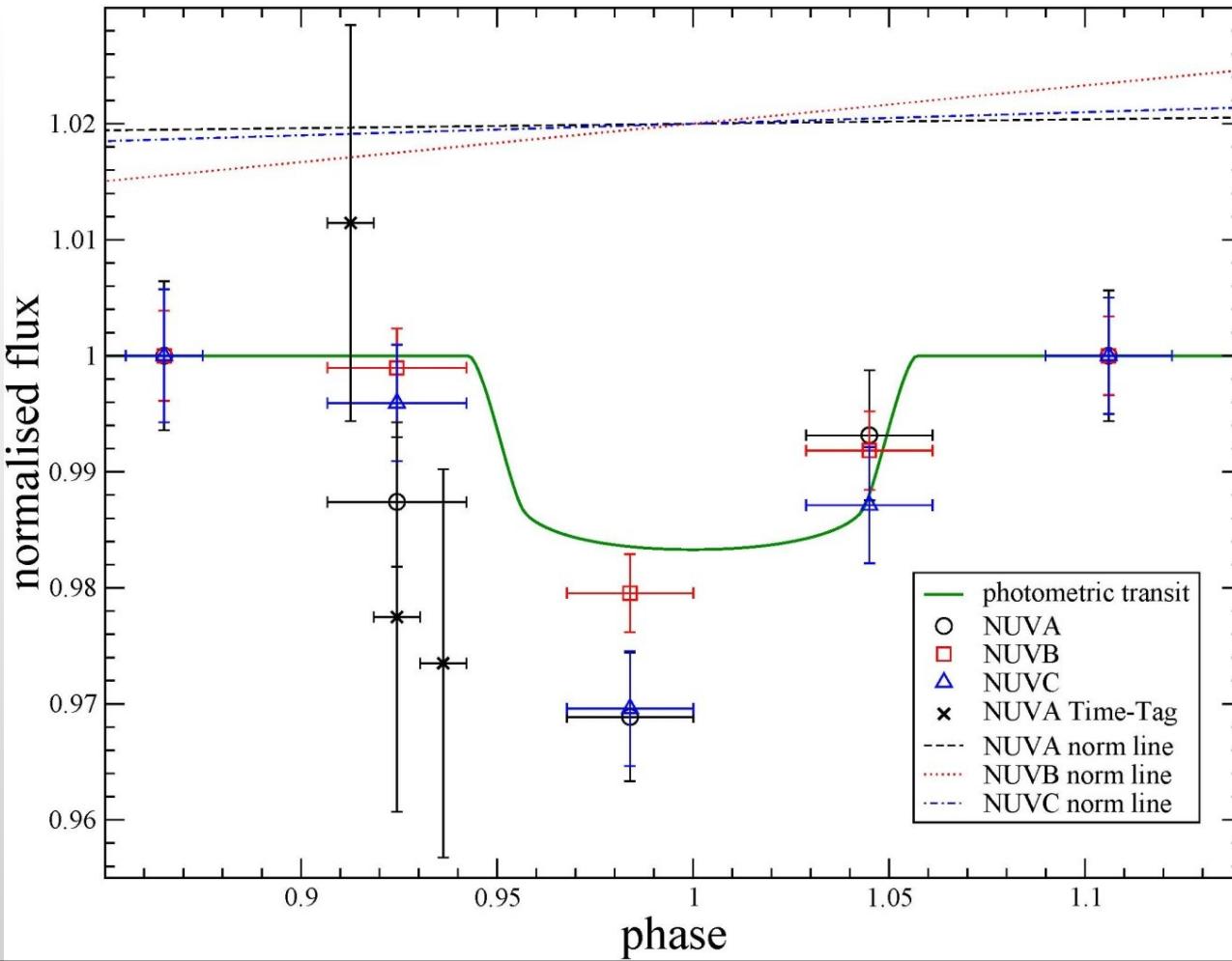


The majority of the known transiting planets are "hot Jupiters". The term "hot Jupiter" appeared short after the planet Peg51b had been discovered. Now this term is used to describe planets, having masses comparable with the mass of Jupiter and semi-major axes shorter than 0.1 a.u. These objects have well observable atmospheres, short orbital periods (~ several days), and relatively deep transits. These features help us to determine physical properties and chemical composition of the atmosphere using existing ground-based and space instruments.

WASP-12 is a late F-type main sequence star [ $M_* = 1.35M_\odot$ ,  $R_* = 1.6R_\odot$ ,  $T_{\text{eff}} = 6250 \pm 100K$ ,  $\log g = 4.2 \pm 0.2$ ] (Fossati et al. 2010b) with a magnitude of  $V \sim 11^m.6$ . The star is at a distance of about 400 pc from the Sun (Fossati et al. 2010b). The star hosts a transiting “hot-Jupiter”, WASP-12b, with a mass of  $M_{\text{pl}} = 1.41 \pm 0.1M_{\text{Jup}}$  and radius of  $R_{\text{pl}} = 1.74 \pm 0.09R_{\text{Jup}}$  (Chan et al. 2011). WASP-12b revolves in a rather circular orbit (Campo et al. 2011) with the period of  $\sim 1.09$  days (Hebb et al. 2009) at a distance of 0.0229 AU ( $\sim 3$  stellar radii) from its host star.

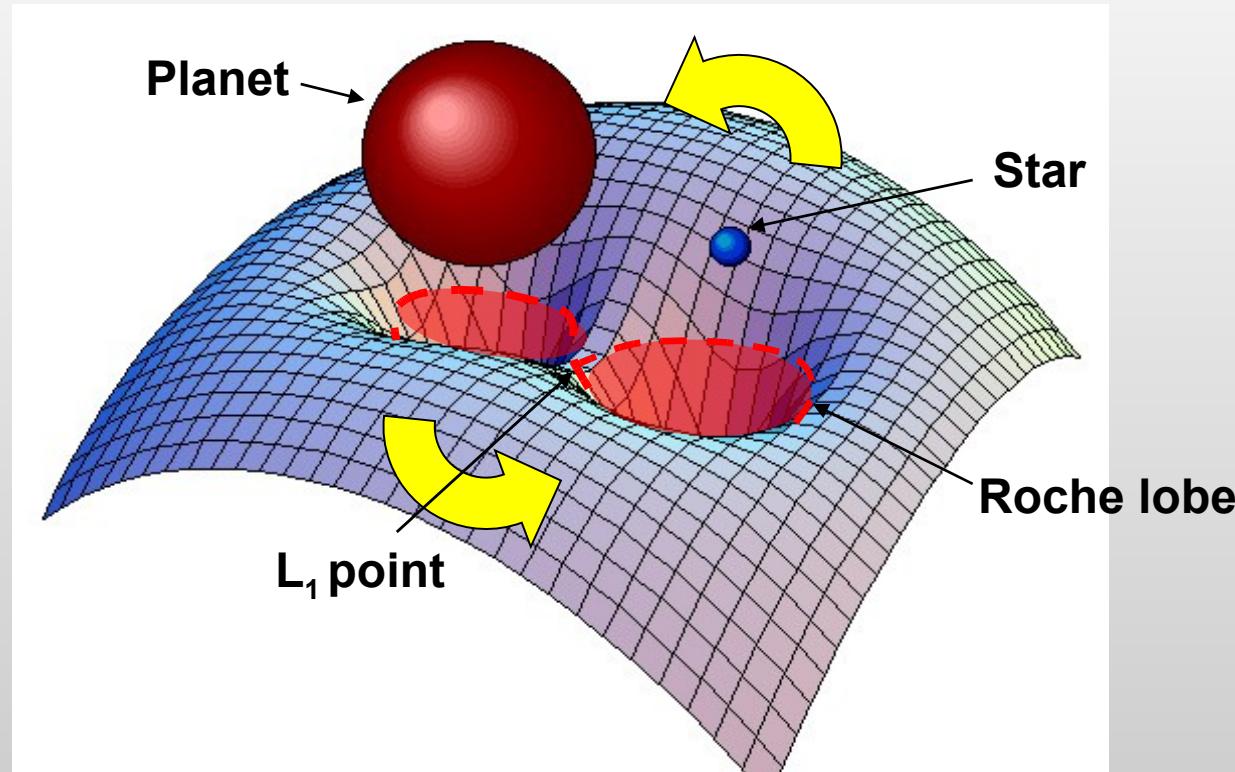
WASP-12 is a late F-type main sequence star [ $M_* = 1.35M_\odot$ ,  $R_* = 1.6R_\odot$ ,  $T_{\text{eff}} = 6250 \pm 100K$ ,  $\log g = 4.2 \pm 0.2$ ] (Fossati et al. 2010b) with a magnitude of  $V \sim 11^m.6$ . The star is at a distance of about 400 pc from the Sun (Fossati et al. 2010b). The star hosts a transiting “hot-Jupiter”, WASP-12b, with a mass of  $M_{\text{pl}} = 1.41 \pm 0.1M_{\text{Jup}}$  and radius of  $R_{\text{pl}} = 1.74 \pm 0.09R_{\text{Jup}}$  (Chan et al. 2011). WASP-12b revolves in a rather circular orbit (Campo et al. 2011) with the period of  $\sim 1.09$  days (Hebb et al. 2009) at a distance of 0.0229 AU ( $\sim 3$  stellar radii) from its host star.

**HST transit observations in the near-UV (Fossati et al., 2010a), performed in 2009, made WASP-12b one of the most “mysterious” exoplanets, because they showed an early-ingress, that can be explained by the presence of optically thick matter, located ahead of the planet at a distance of 4 - 5 planet radii.**

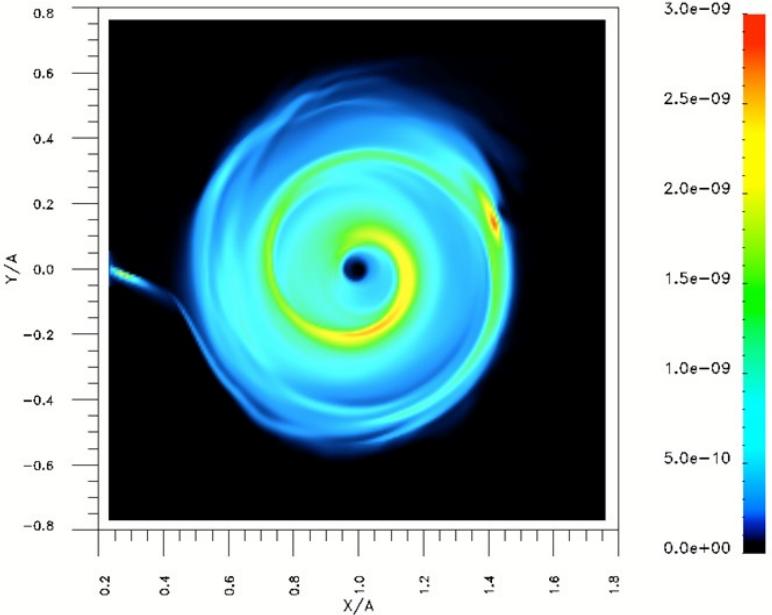


**WASP-12b was observed in 2009 in the near-UV with the Cosmic Origins Spectrograph (COS) on board of HST (Fossati et al., 2010a). The observed spectral range was 2540-2810 Å, divided into three bands of 40 Å each. Analysis of the COS light curves showed that the transit, in two of the three observed spectral regions, is considerably deeper than in the visible. Besides, an early ingress was also discovered.**

So far, two explanations for the optically thick matter ahead of the planet have been proposed.



The first explanation is based on mass transfer from the planet to the star (Lai et al., 2010; Li et al., 2010). Indeed, the distance to L<sub>1</sub> point is only 1.85 R<sub>pl</sub>, and the upper atmosphere exceeds the Roche lobe. The natural result of the outflow through the vicinity of the L<sub>1</sub> point is the formation of an accretion disk surrounding the star, as for close binaries.



If the accretion disk is axisymmetric it does not produce any effect on the transit shape. However, in the region where the stream interacts with the disk an extended shock wave forms (Bisikalo et al., 2002, 2003), which can be seen in observations. This hypothesis was used by Lai et al. (2010). The authors supposed that the stream from L<sub>1</sub> itself and/or the region of the stream-disk interaction can cause the early ingress.

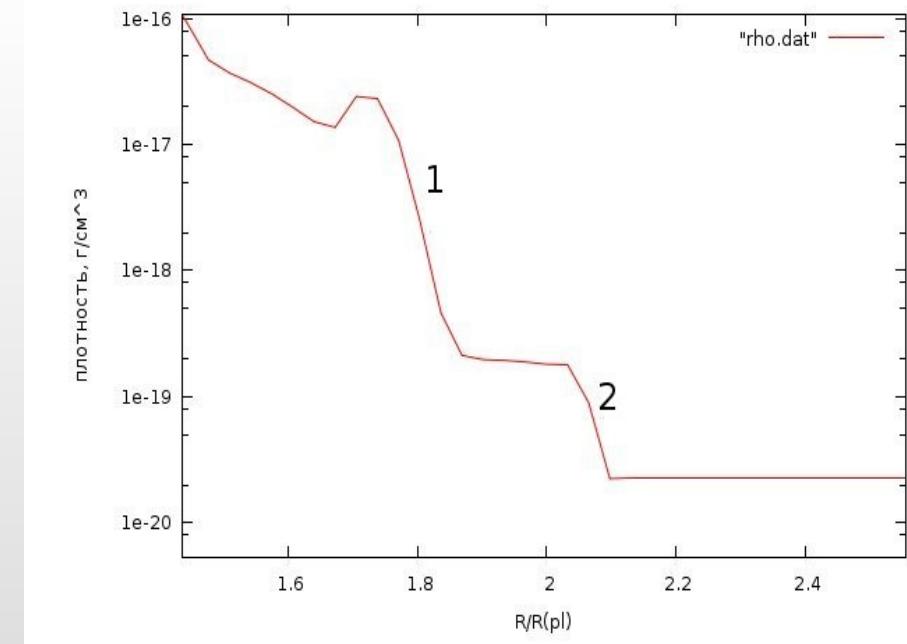
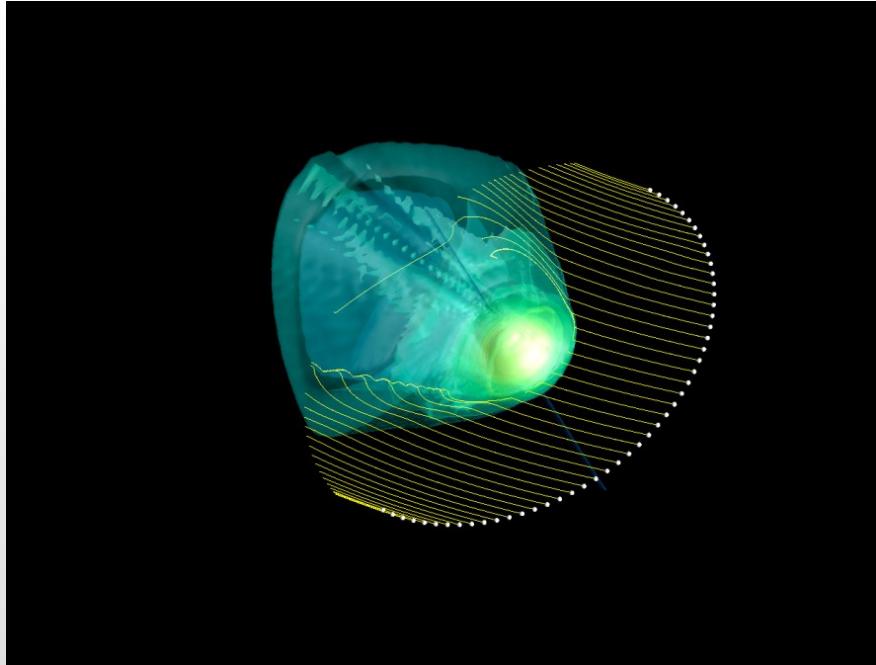
This idea is quite reasonable, but a more detailed analysis shows that, with such a large degree of the Roche lobe overfilling, the lifetime of the planet atmosphere is very short. Indeed, in accordance with equations, used in the theory of close binaries the mass loss rate is defined as:

$$\dot{M}/M = (\Delta R/R)^3 \sqrt{\frac{GM}{R^3}}.$$

The size of the dense part of the atmosphere is limited by the exobase level. For the WASP-12b ( $\rho_{\text{pl}} = 2.7 \cdot 10^{-14}$  g/cm, and  $T_{\text{pl}} = 10^4$  K) the exobase calculated in the spherical gravity potential is estimated at a distance of  $1.55 R_p$ . The volume Roche radius (i.e. a radius of a sphere that has the same volume as the Roche lobe), is  $1.37 R_{\text{pl}}$ . The degree of overfilling is:

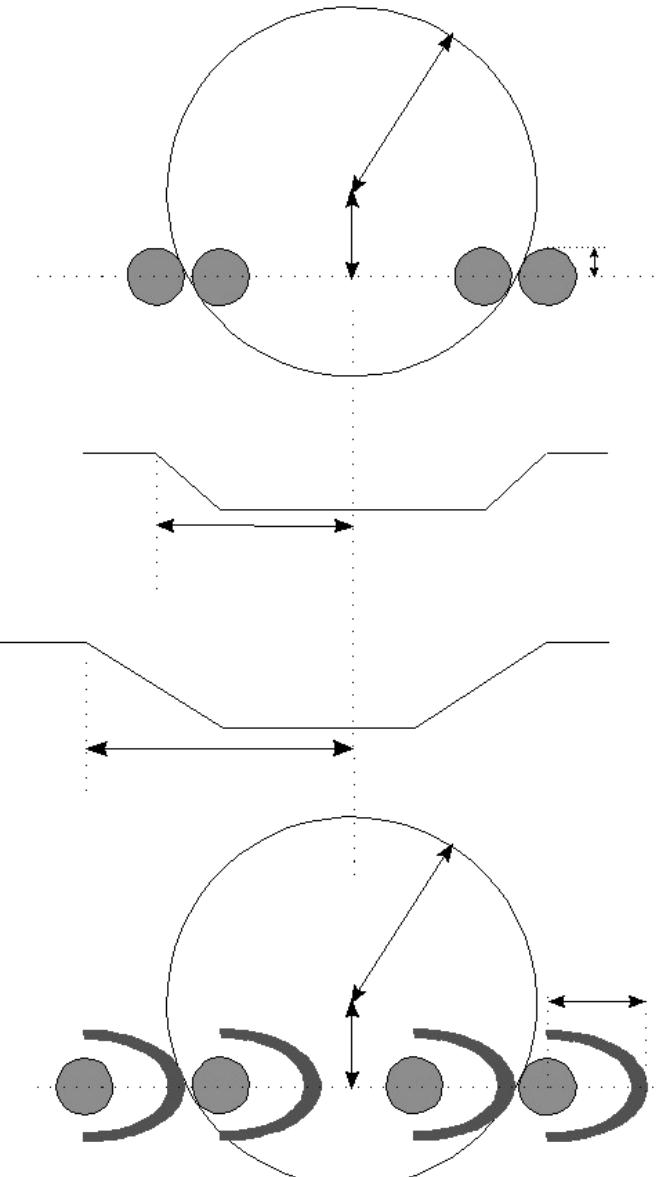
$$\Delta R/R_{L_1} = (R_{\text{ex}} - R_{L_1})/R_{L_1} \approx 0.13.$$

The lifetime of the atmosphere is not longer than several years.

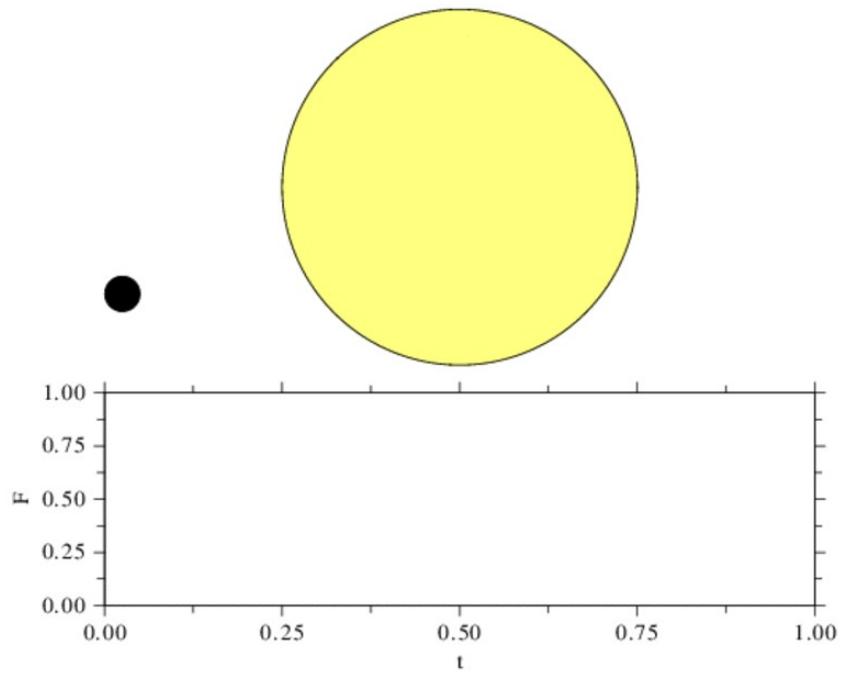


The second possible explanation is the presence of an optically thick bow shock region ahead of the planet.

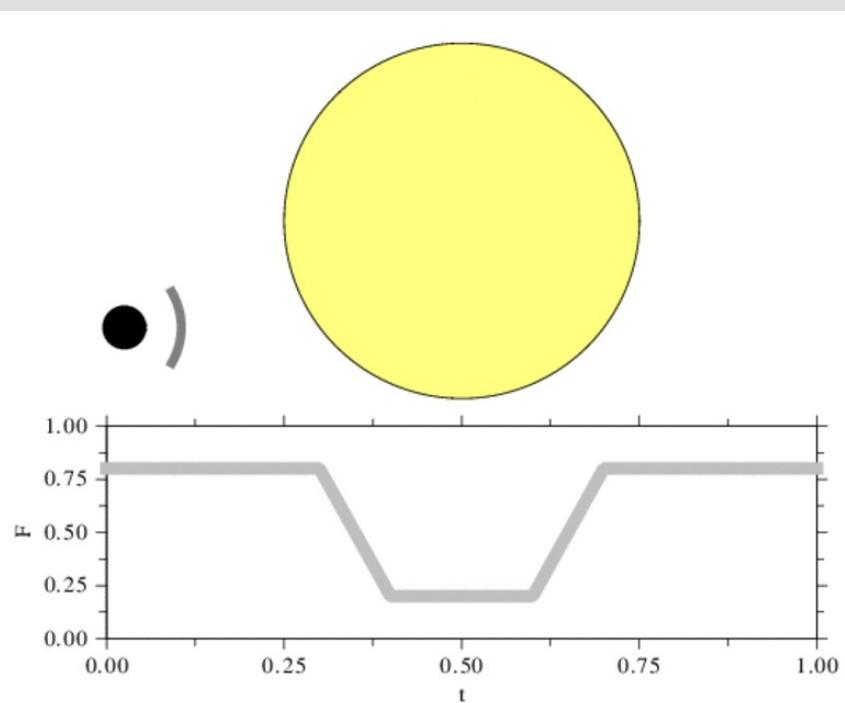
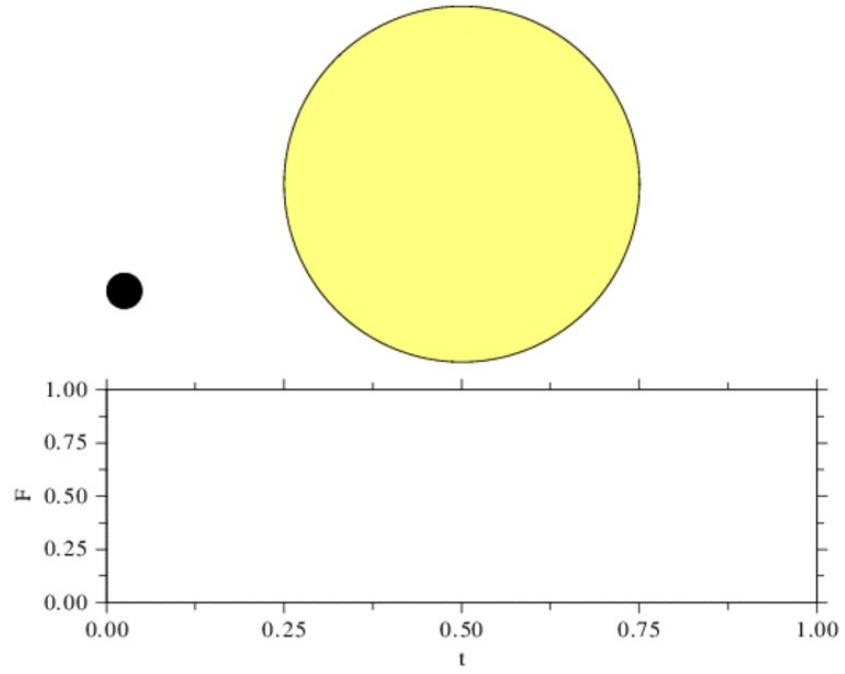
The typical "hot Jupiter" has a very short orbital period and a small semi-major axis. This planet, hence, moves in the gas of the stellar wind with **supersonic velocity**. When a gravitating body or body having an atmosphere moves with supersonic velocity a **bow shock** occurs. When the material of the stellar wind passes through the shock wave it is compressed and heated in accordance with the shock adiabat. Then, the compressed material of the stellar wind interacts with the material of the atmosphere, forming the contact discontinuity.



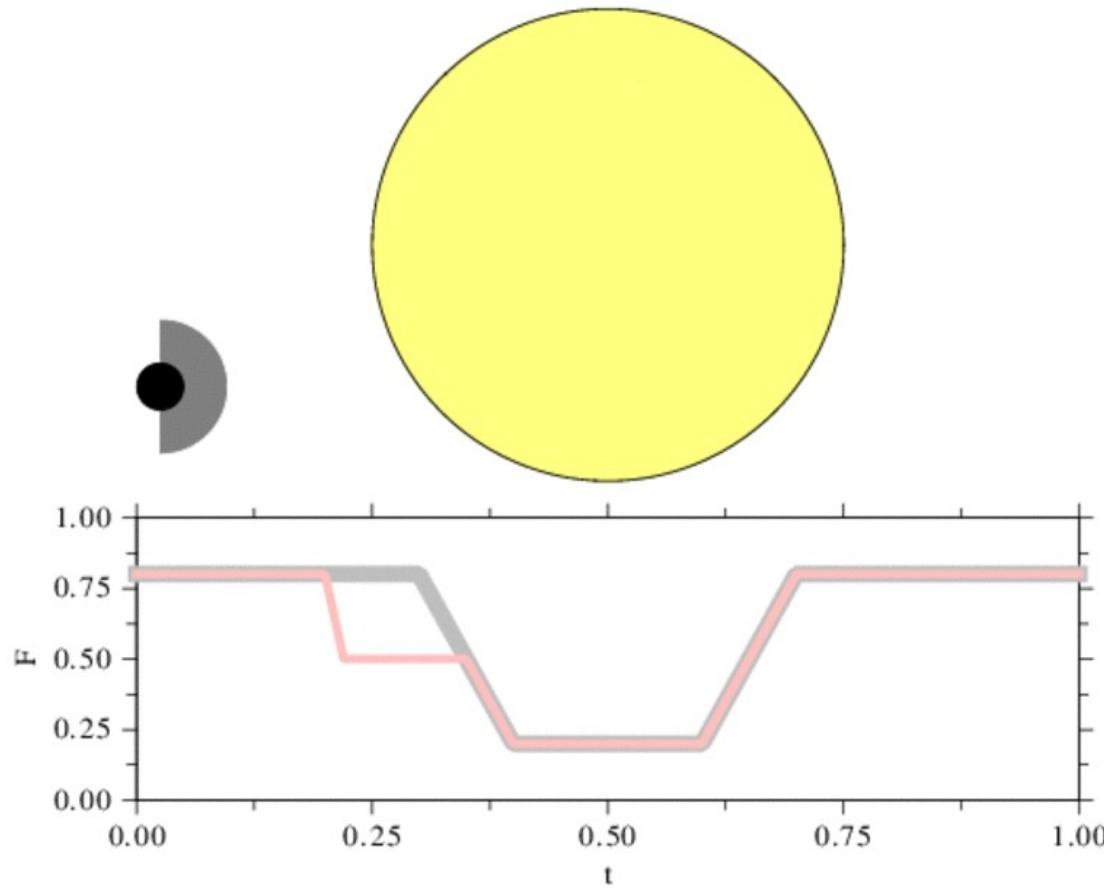
Vidotto et al. (2010, 2011a, b) have used the bow-shock idea to explain the results of the observations. However, they supposed that the reason of this bow shock is the magnetic field of the planet, but not its atmosphere. Using this idea, they performed analytical calculations and, using them, estimated the magnetic field of the planet.



However, if the positions of the shock and contact discontinuity are controlled by the magnetic field, one must see specific features in the light curve of the system. Naturally, we have to see the earlier onset of the eclipse in the short-wavelength part of the spectrum due to the presence of hot and dense material behind the wave front. Then, in the gap between the magnetopause and atmosphere, where matter density is low luminosity should be constant until the main eclipse. However, we do not observe this effect.



However, if the position of the shock and contact discontinuity are controlled by the magnetic field, one must see specific features in the light curve of the system. Naturally, we have to see the earlier onset of the eclipse in the short-wavelength part of the spectrum due to the presence of hot and dense material behind the wave front. Then, in the gap between the magnetopause and atmosphere, where the matter density is low the luminosity should be constant until the main eclipse. However, we do not observe this effect.



The natural idea that could explain the observations is that the bow-shock is located immediately next to the atmosphere (Ionov et al., 2012). It is evident that in this case we can neglect the magnetic field.

Here a question appears, if it is possible to get the bow shock with observable parameters in a pure gas dynamic solution?

# 3D gas dynamic equations

Continuity equation:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0$$

Momentum equation:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + P)}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial \rho uw}{\partial z} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial x} + 2\Omega v\rho$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v^2 + P)}{\partial y} + \frac{\partial \rho vw}{\partial z} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial y} - 2\Omega u\rho$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho uw}{\partial x} + \frac{\partial \rho vw}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w^2 + P)}{\partial z} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

Energy equation:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho uh}{\partial x} + \frac{\partial \rho vh}{\partial y} + \frac{\partial \rho wh}{\partial z} = -\rho u \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \rho v \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \rho w \frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

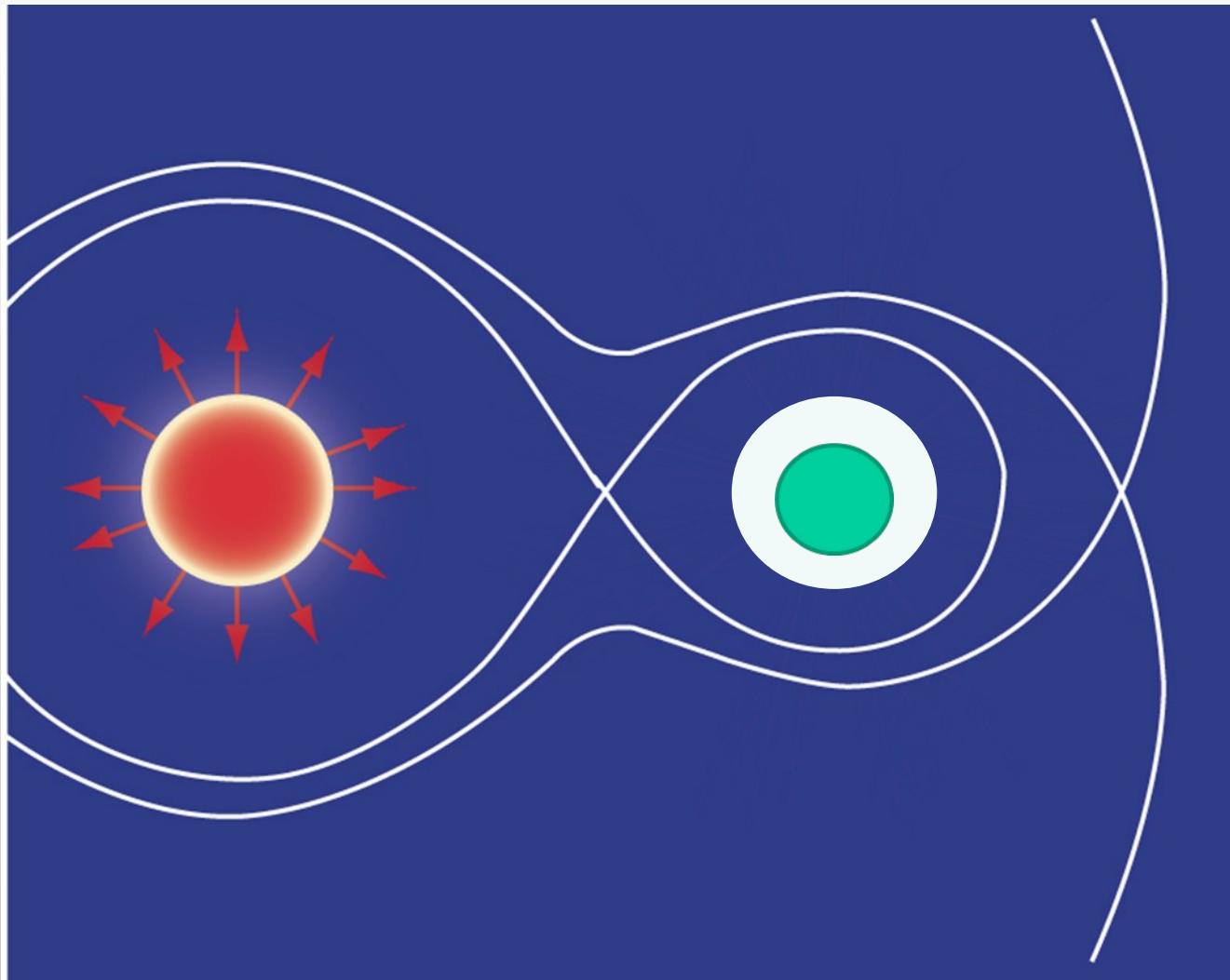
Equation of state:

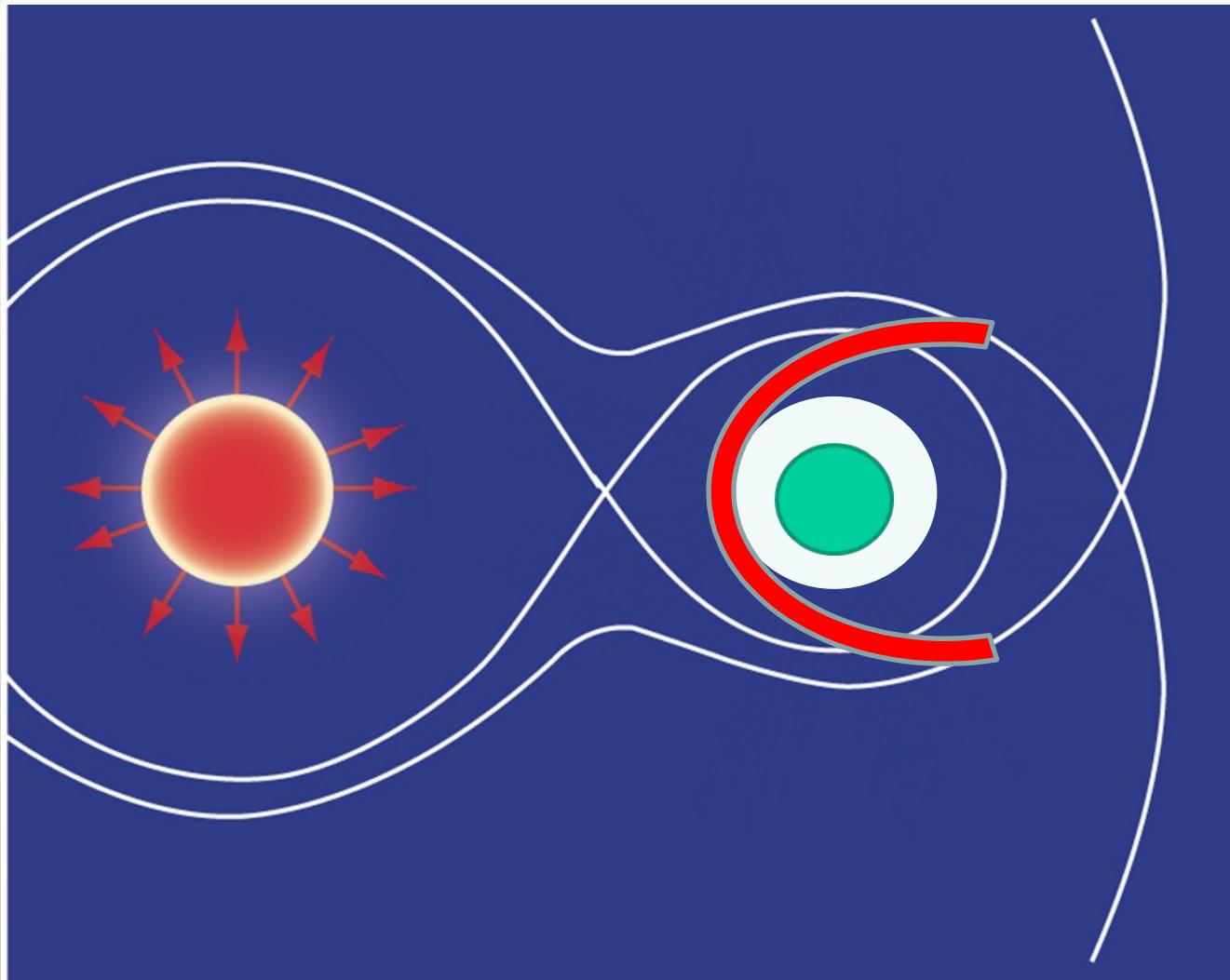
$$P = (\gamma - 1)\rho \varepsilon$$

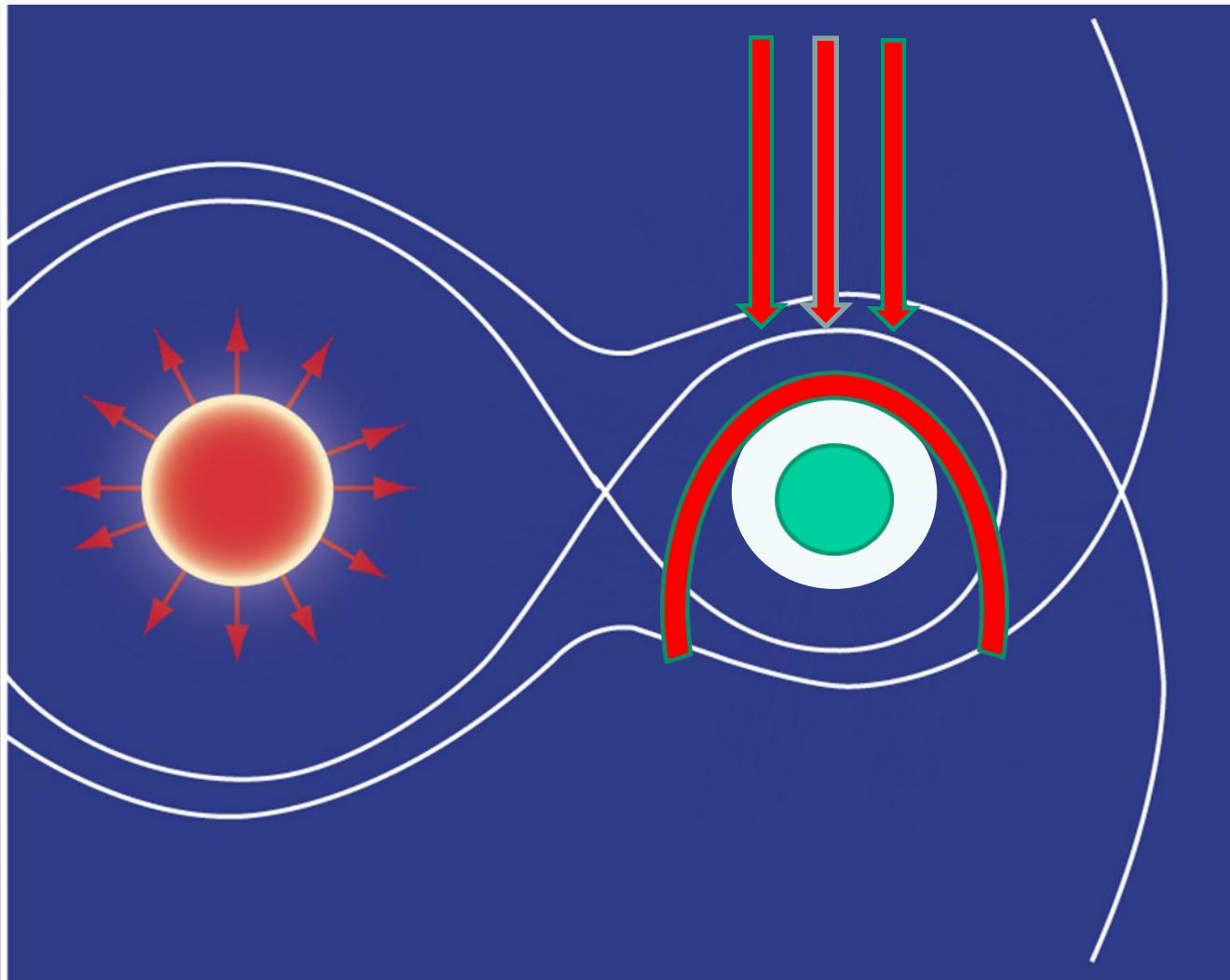
Roche potential:

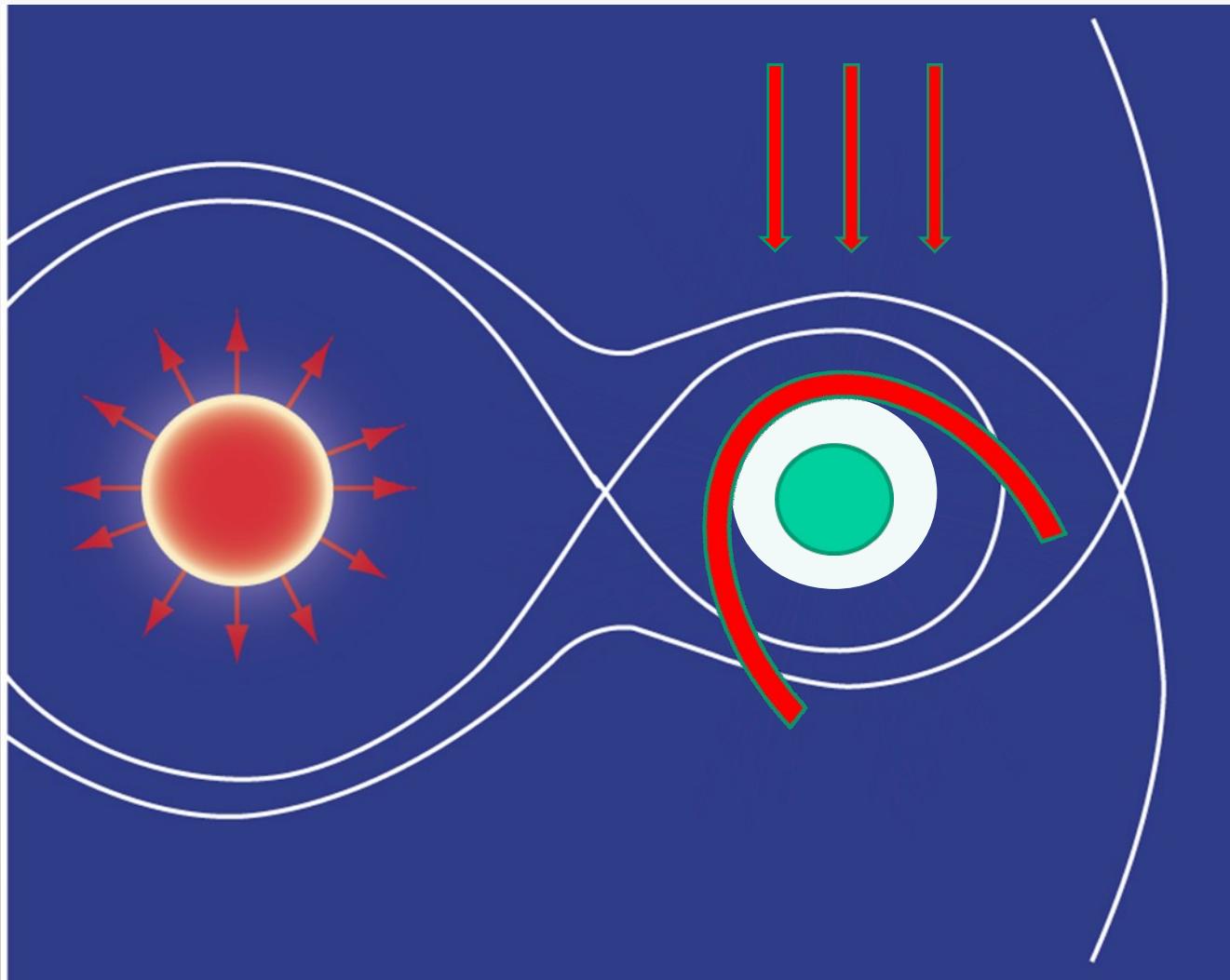
$$\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x - A)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2}\Omega^2 \left( (x - A \frac{M_2}{M_1 + M_2})^2 + y^2 \right)$$

# ***The bow shock formation***







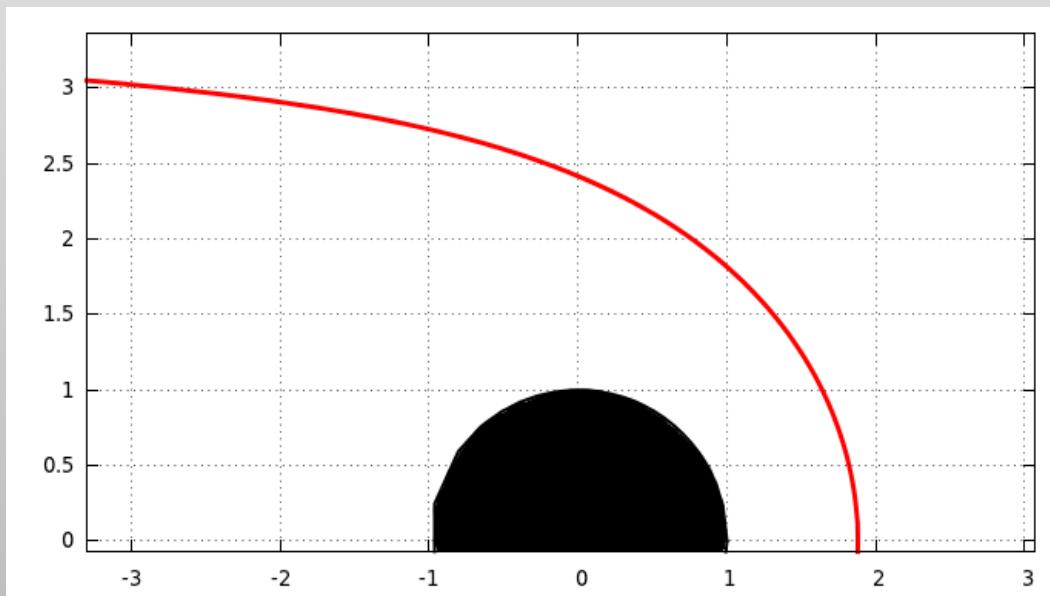


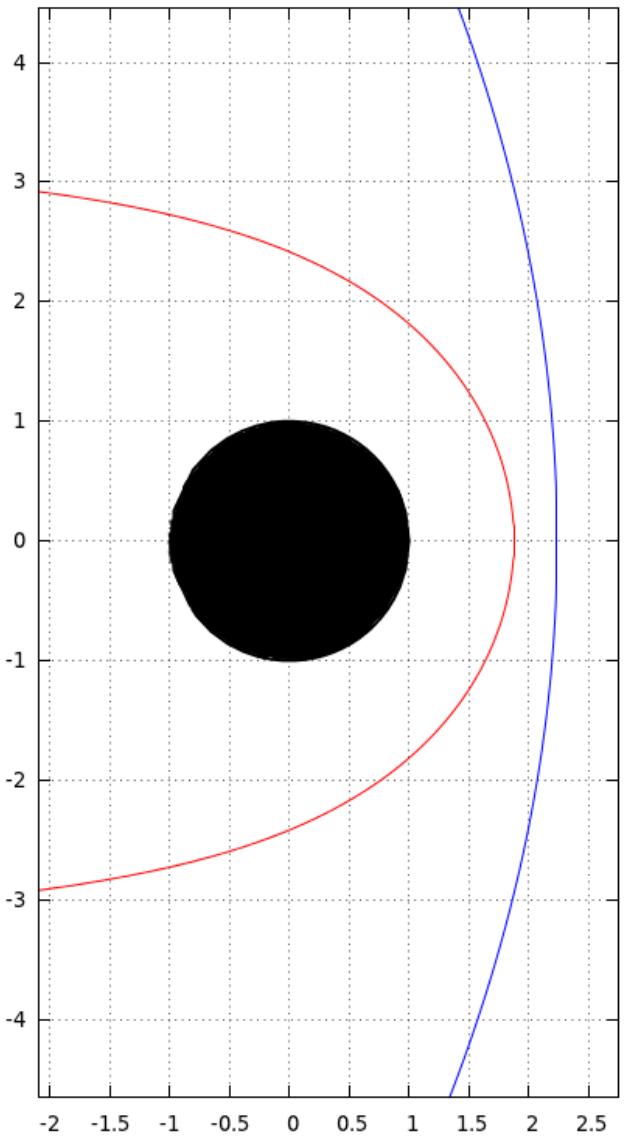
To determine the position and shape of the contact discontinuity we can draw a simple idea of the equilibrium between the dynamic pressure and atmospheric gas pressure.

$$\rho_w V^2 \cos^2 (\mathbf{n}, \mathbf{V}) = P_0 \exp \left( -\frac{GM_p}{R_g T_{atm} R_{atm}} \left( 1 - \frac{R_{atm}}{r} \right) \right)$$

$$|\mathbf{V}| = \sqrt{\frac{GM_*}{A} + u_w^2}$$

$$r_{td} = R_{atm} \left/ \left( \frac{R_g T_{atm} R_{atm}}{GM_p} \ln \left( \frac{\rho_w V^2}{P_0} \right) + 1 \right) \right.$$





To determine the distance between the contact discontinuity and the bow shock (bow shock standoff distance) one can use empirical formulae (Verigin et al., *Geomagnetism and Aeronomy* 2011).

Bow shock standoff distance:

$$\Delta = 1,1 r_0 \cdot ((\gamma - 1) M^2 + 2) / ((\gamma + 1) M^2)$$

Equation of the wave surface:

$$y^2(x) = 2R_0(r_0 - x) + b_0(r_0 - x)^2$$

$M$  — Mach number,

$r_0$  — distance to the contact discontinuity

$R_0$  — curvature radius of the contact discontinuity

$b_0$  — bluntness of the contact discontinuity surface

**HD 209458b – the first discovered exoplanet, a typical representative of “hot Jupiters”. There are the most detailed observational data for this planet.**

System parameters:

- $M_* = 1.1 M_{\text{sun}}$
- $R_* = 1.1 R_{\text{sun}}$
- $M_{\text{pl}} = 0.64 M_{\text{Jup}}$
- $R_{\text{pl}} = 1.32 R_{\text{Jup}}$
- $A = 0,045 \text{ a.u.}$
- $P = 3.5^{\text{d}}$

Atmosphere parameters:

$$\rho = \rho_0 \exp(-\mu GM(R-R_{\text{pl}})/kT R_{\text{pl}})$$

$$\rho_0 = 3.2 \cdot 10^{-14} \text{ g/cm}^3$$

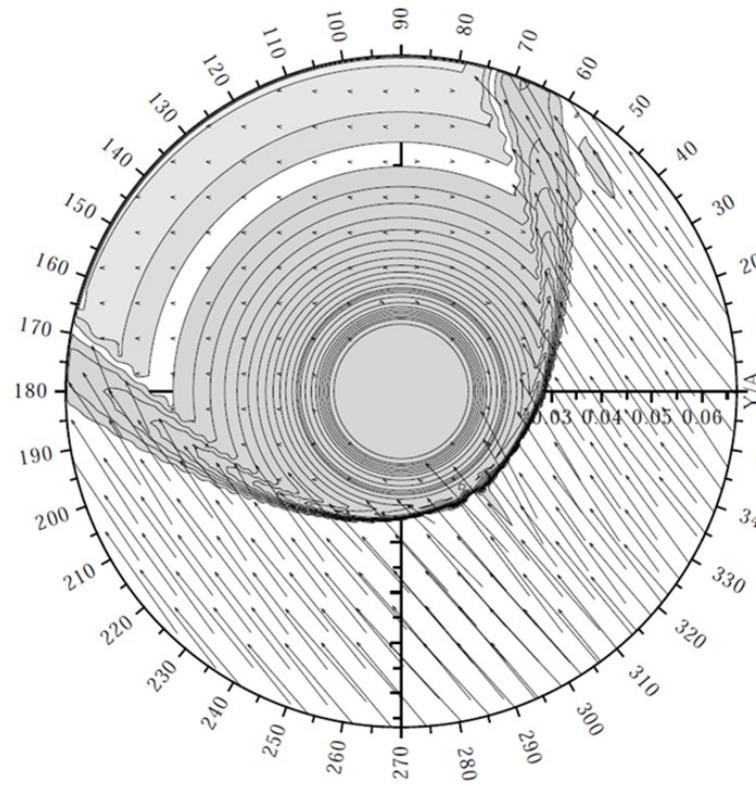
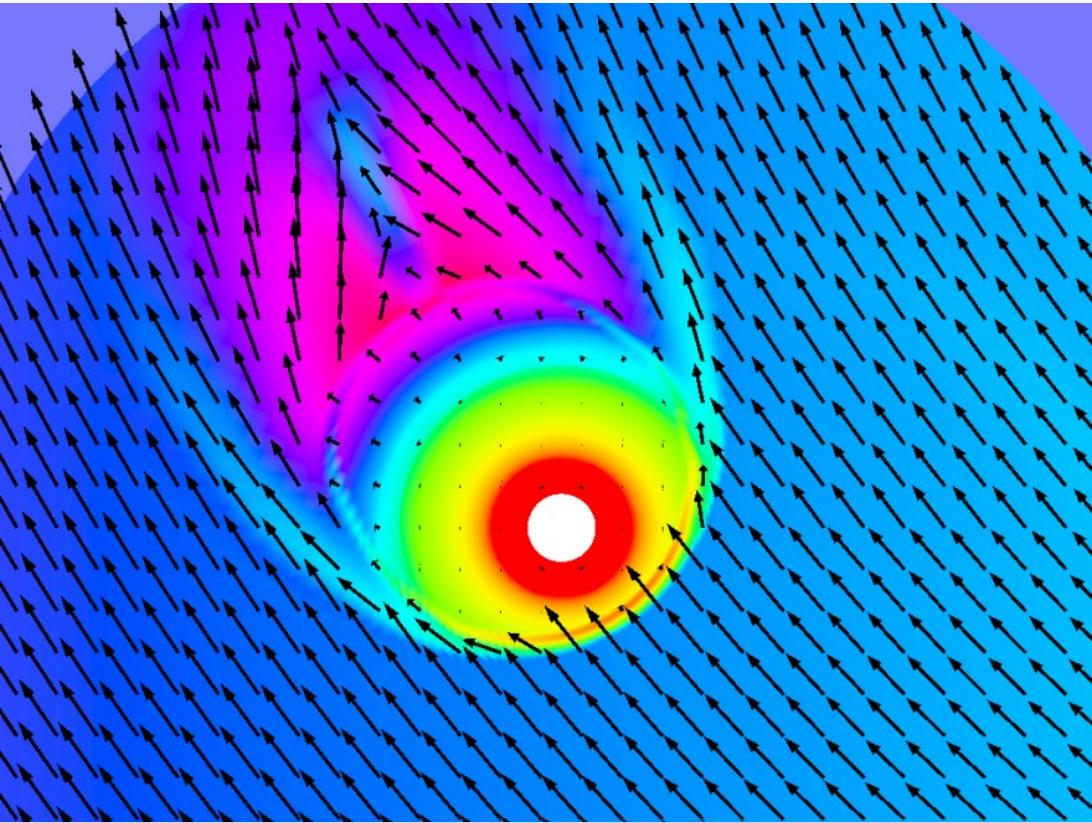
$$T = 5000 \div 10000 \text{ K}$$

Wind parameters:

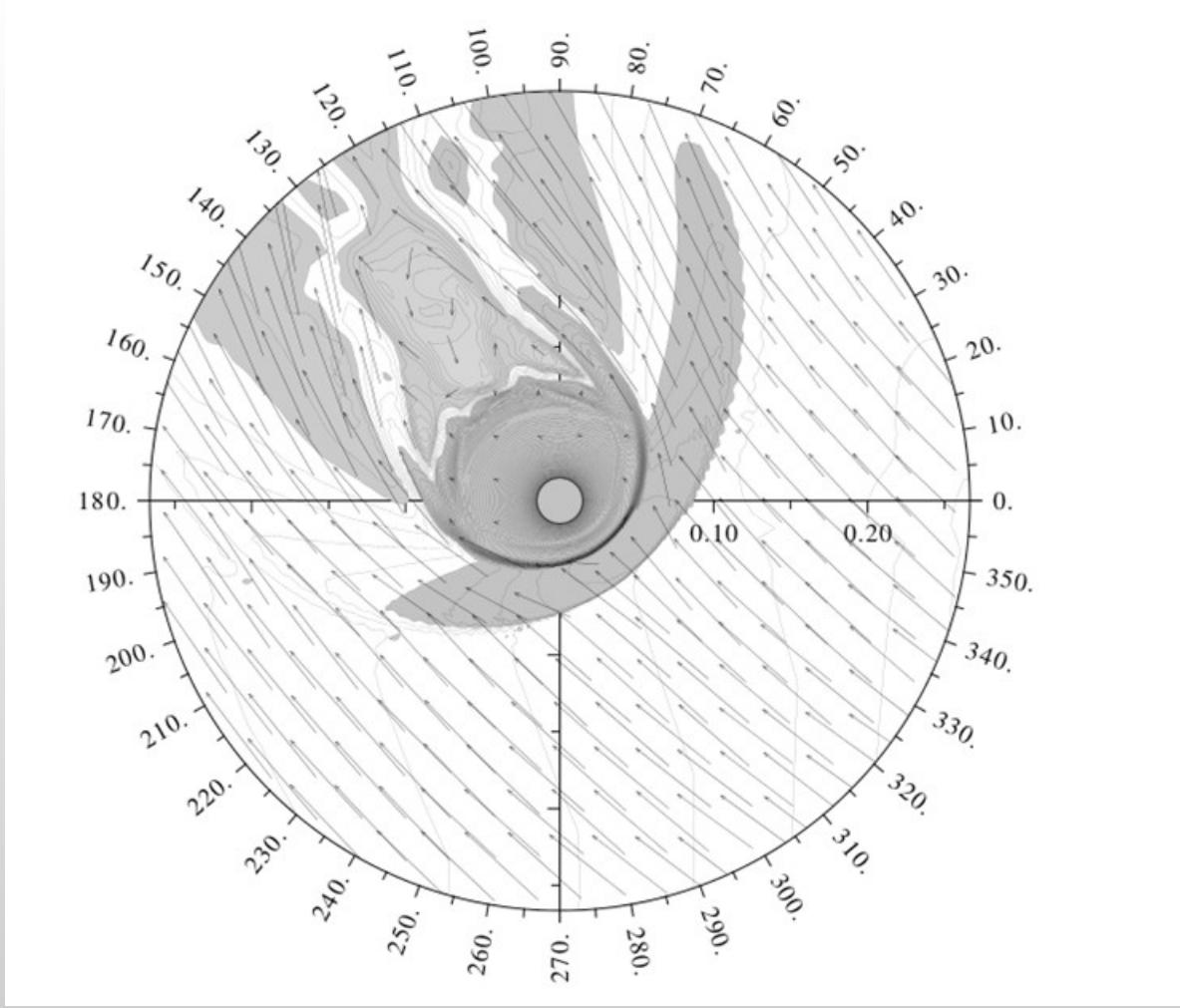
$$n = 1.4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

$$T = 1 \cdot 10^5 \text{ K}$$

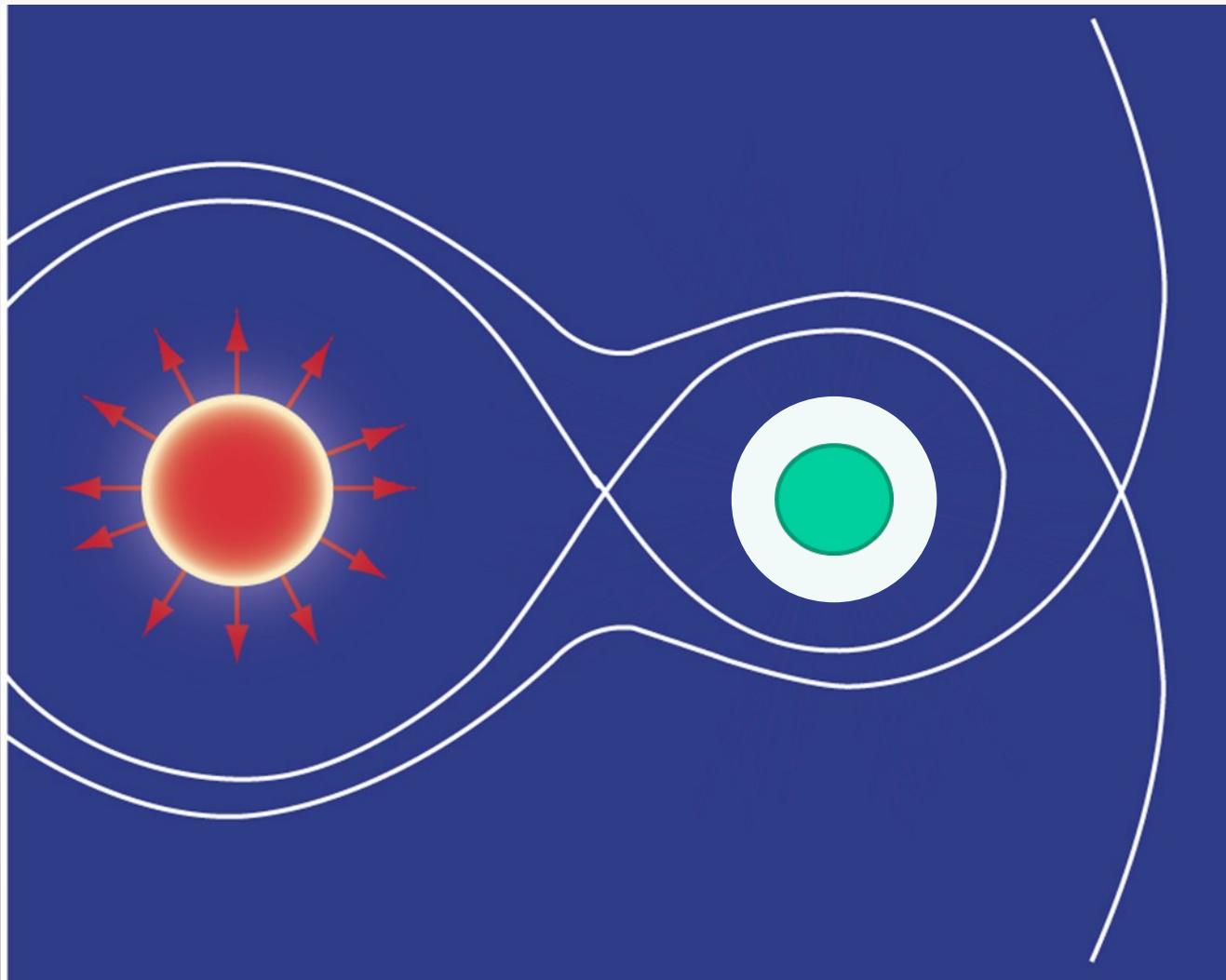
$$v = 100 \text{ km/s}$$



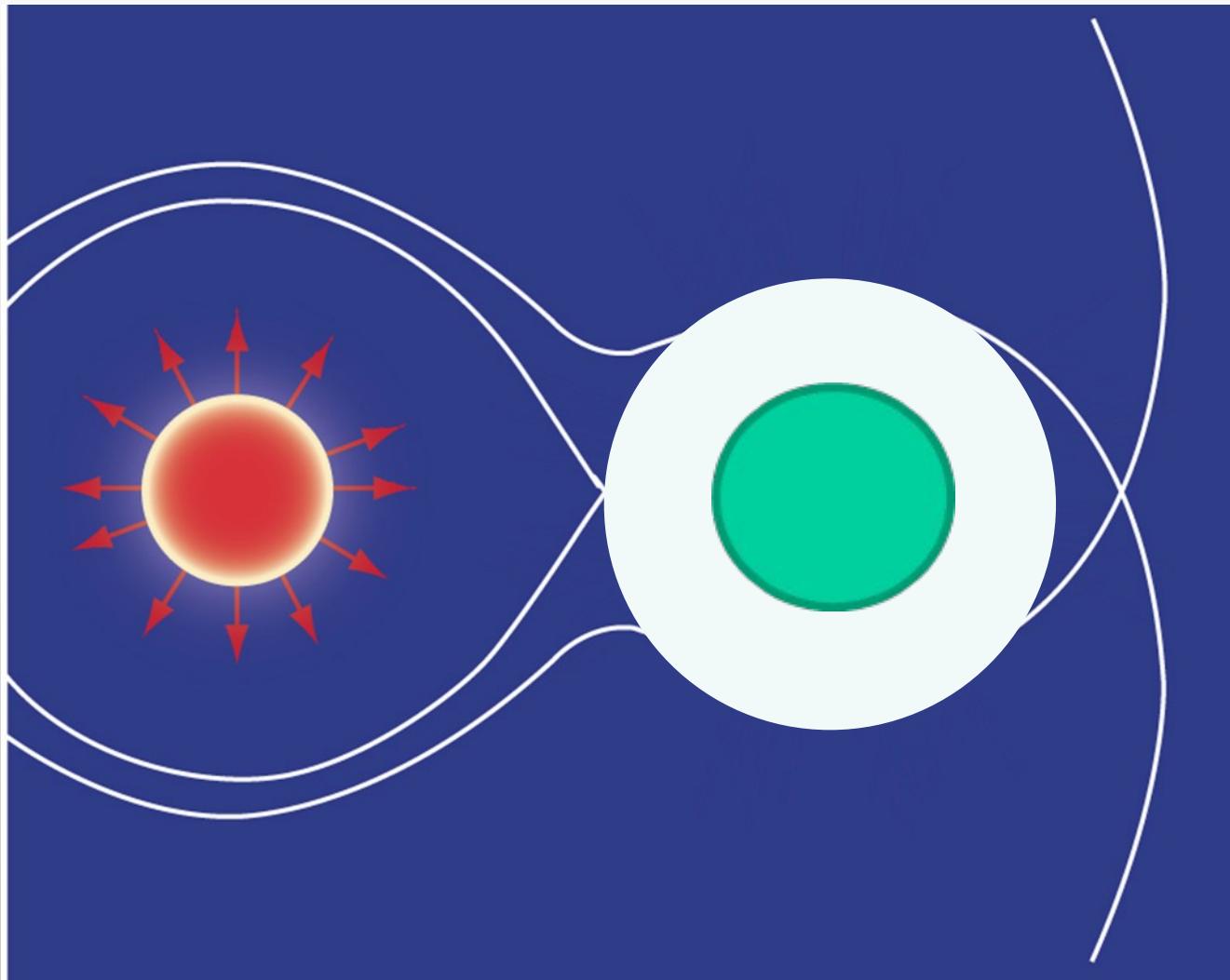
The simulation results have shown that a bow shock forms near the planet. Its location and shape are in a good agreement with analytical and semi-analytical estimates. However, they do not correspond to observational results.



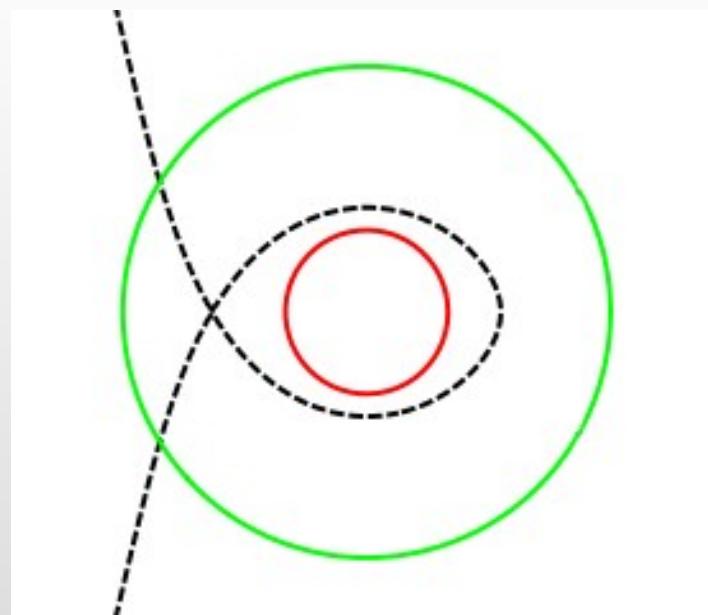
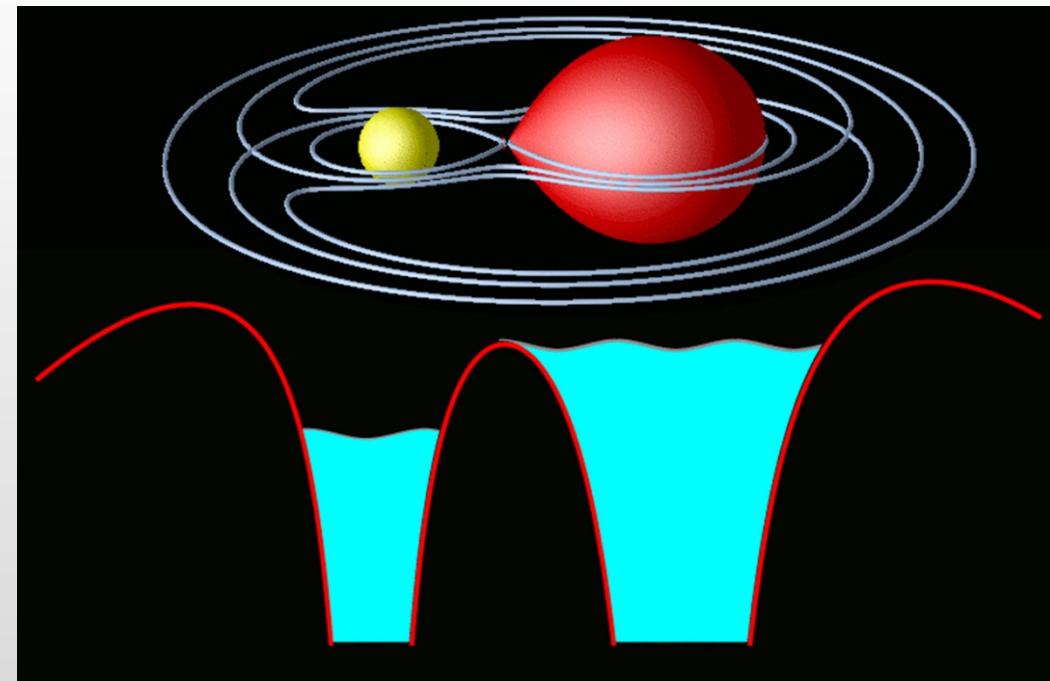
Furthermore, there are no any reasonable parameters of the wind and atmosphere to deliver the observed location of the bow shock at a distance of the head-on collision point of 4-5 planet radii, in the purely gas dynamical solution.



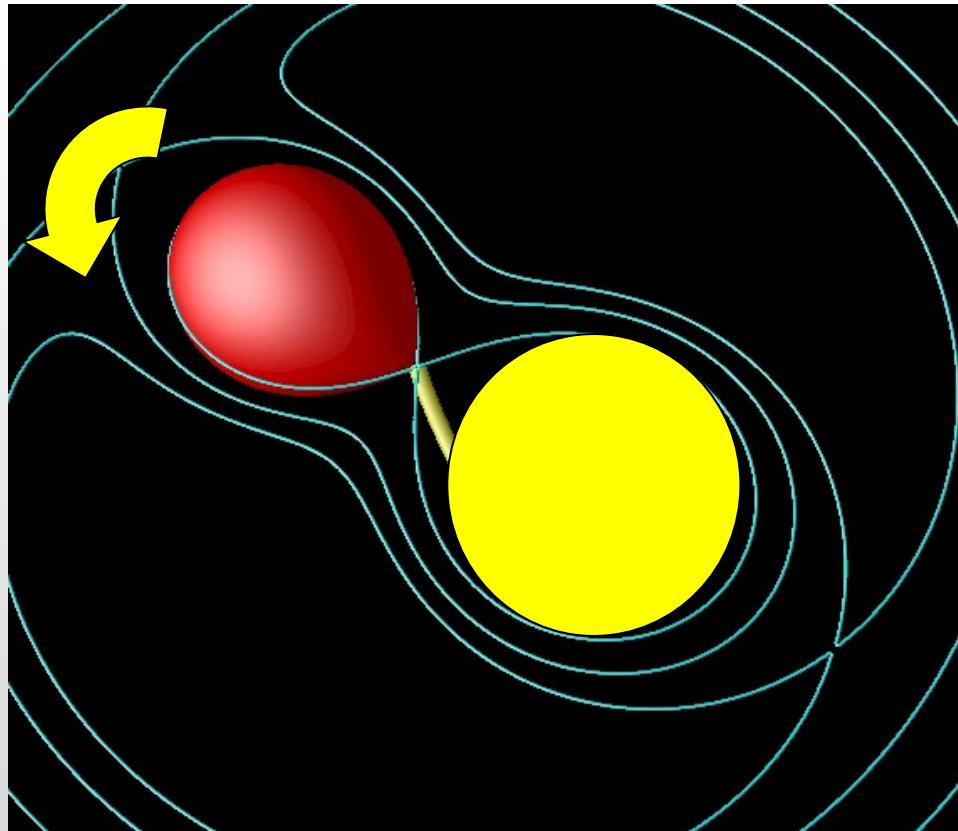
**What is wrong in our solution? What special is in the WASP-12b planet where the bow shock was observed?**



It appeared that the WASP-12b, as well as many other “hot Jupiters”, has a large radius and its atmosphere exceeds the Roche lobe.



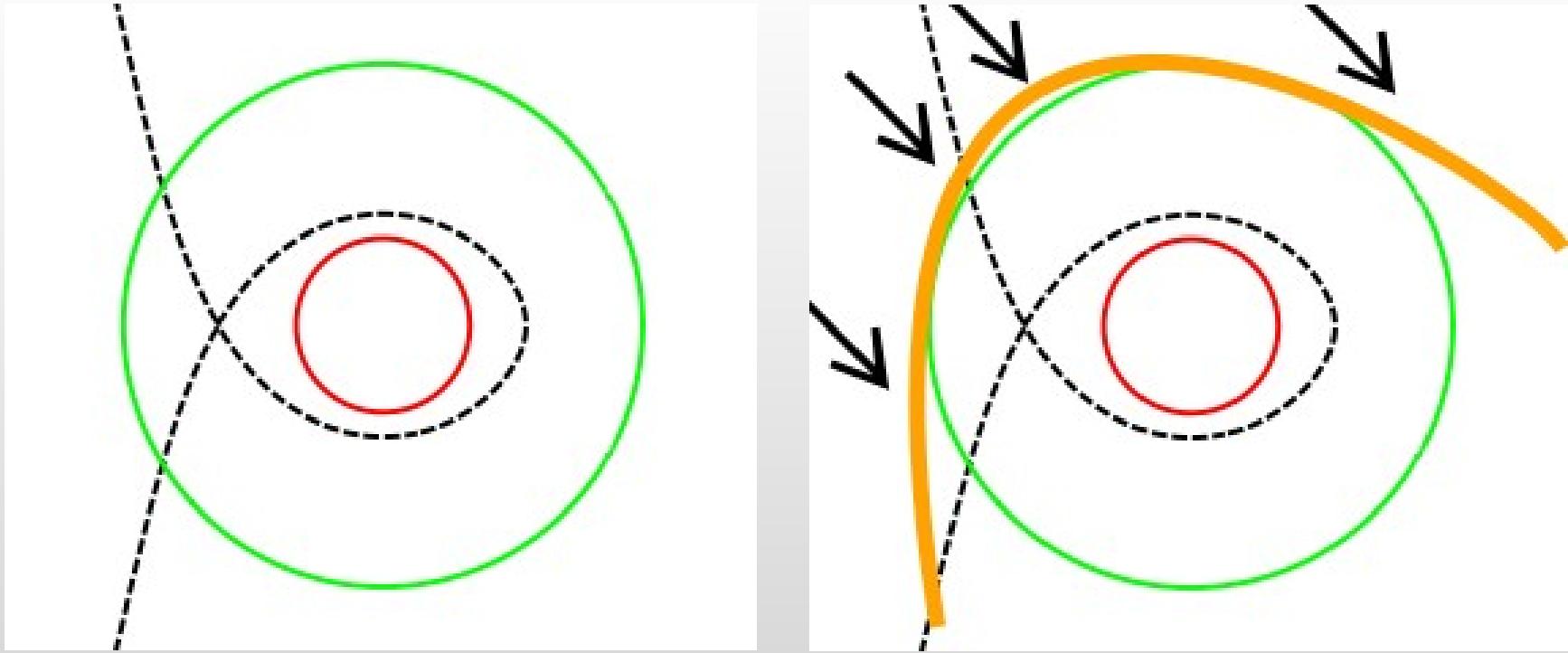
The atmosphere of the WASP-12b significantly exceeds the Roche lobe (the upper atmosphere level is shown by the green circle in the right-hand panel). This configuration inevitably implies the strong outflow of the atmosphere toward  $L_1$  and  $L_2$  Lagrangian points. Correspondently, the atmosphere will not be symmetrical any more.



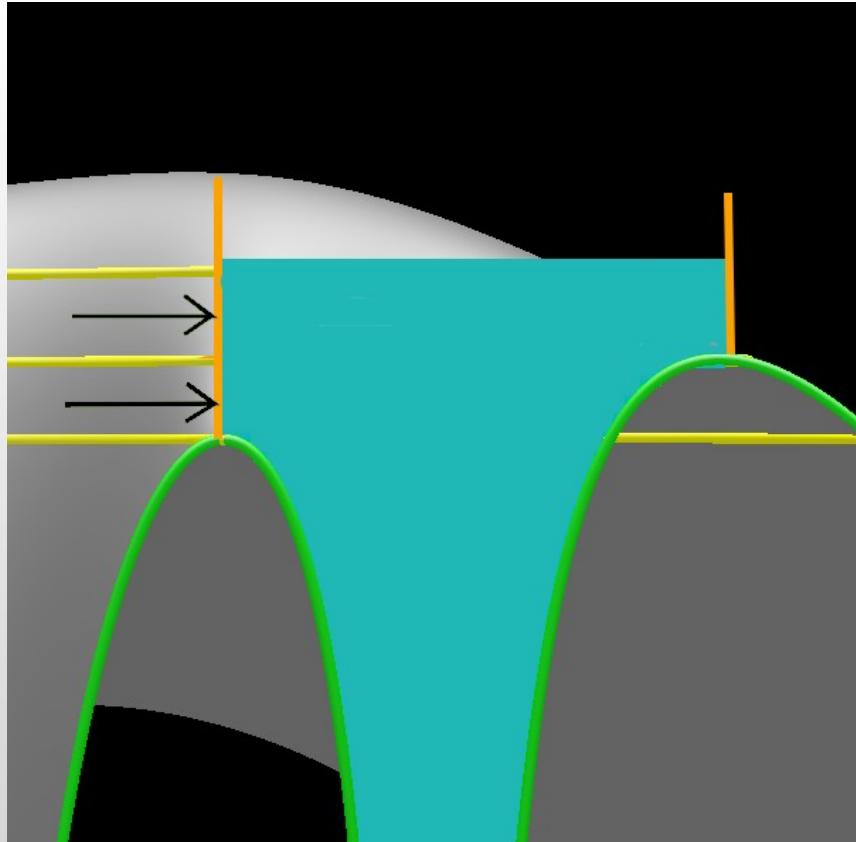
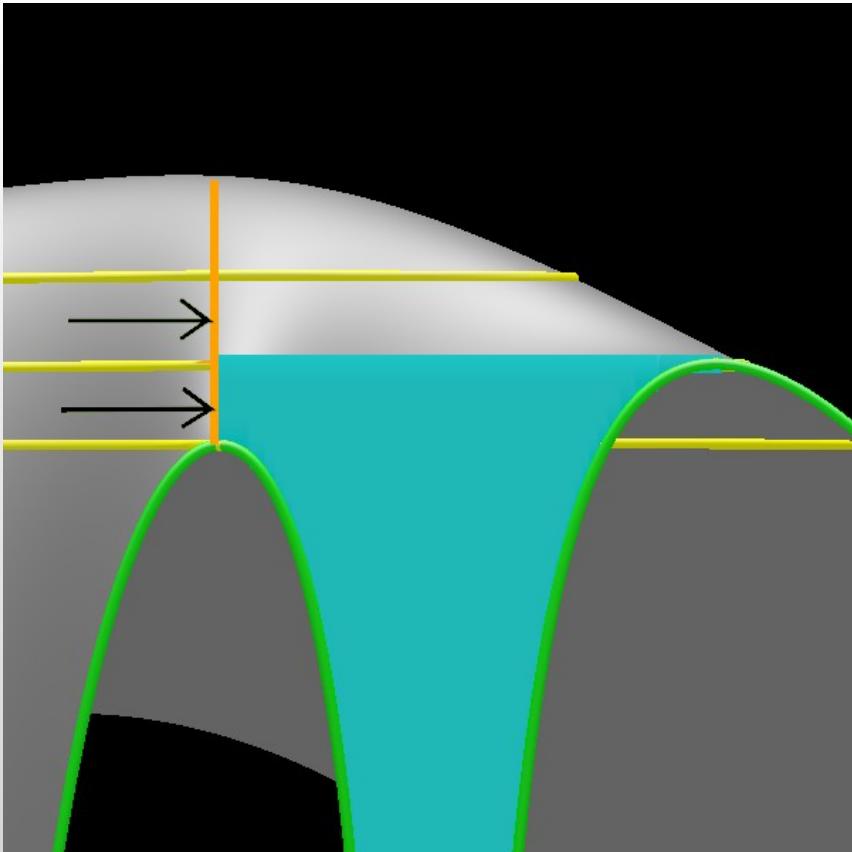
In the simplest case, when gas dynamic effects are absent, one must observe the formation of the stream from the L<sub>1</sub> point. The stream must be turned in the direction of the planet's motion due to the Coriolis force. However, this configuration is not stable. The point is, that in this case the rate of the atmosphere outflow must be enormous:

$$\dot{M} / M = (\Delta R / R)^3 \sqrt{GM / R^3}$$

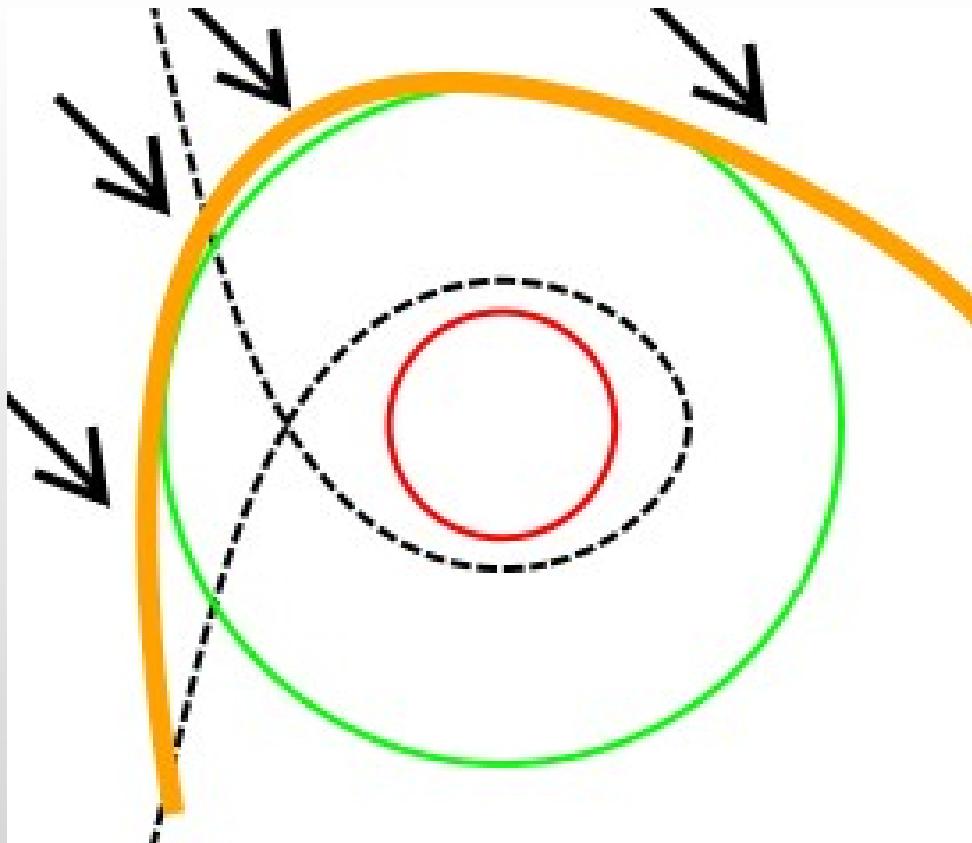
And the lifetime of the planetary atmosphere is not longer than few years.



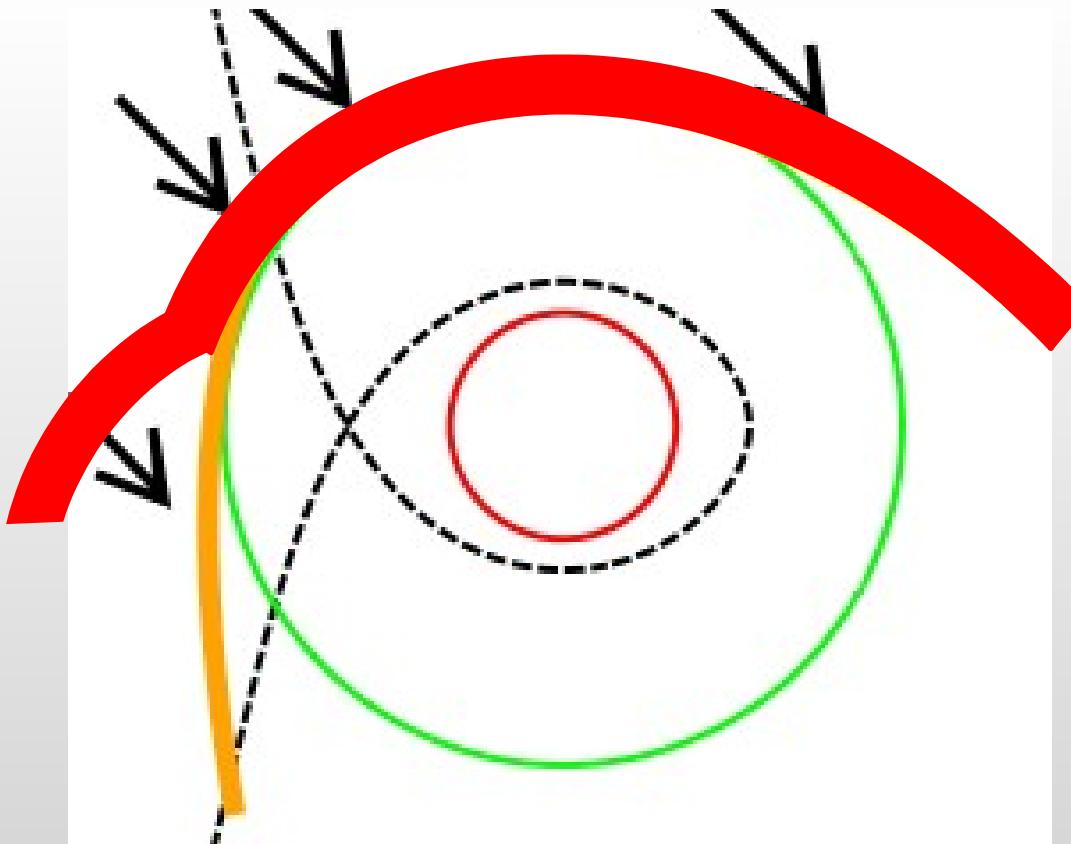
The bow shock can help to stabilize the situation. Indeed, the gas dynamic interaction of the atmosphere with the matter behind the shock can break the outflow through the  $L_1$  and  $L_2$  points.



The bow shock can help to stabilize the situation. Indeed, the gas dynamic interaction of the atmosphere with the matter behind the shock can break the outflow through the L<sub>1</sub> and L<sub>2</sub> points.

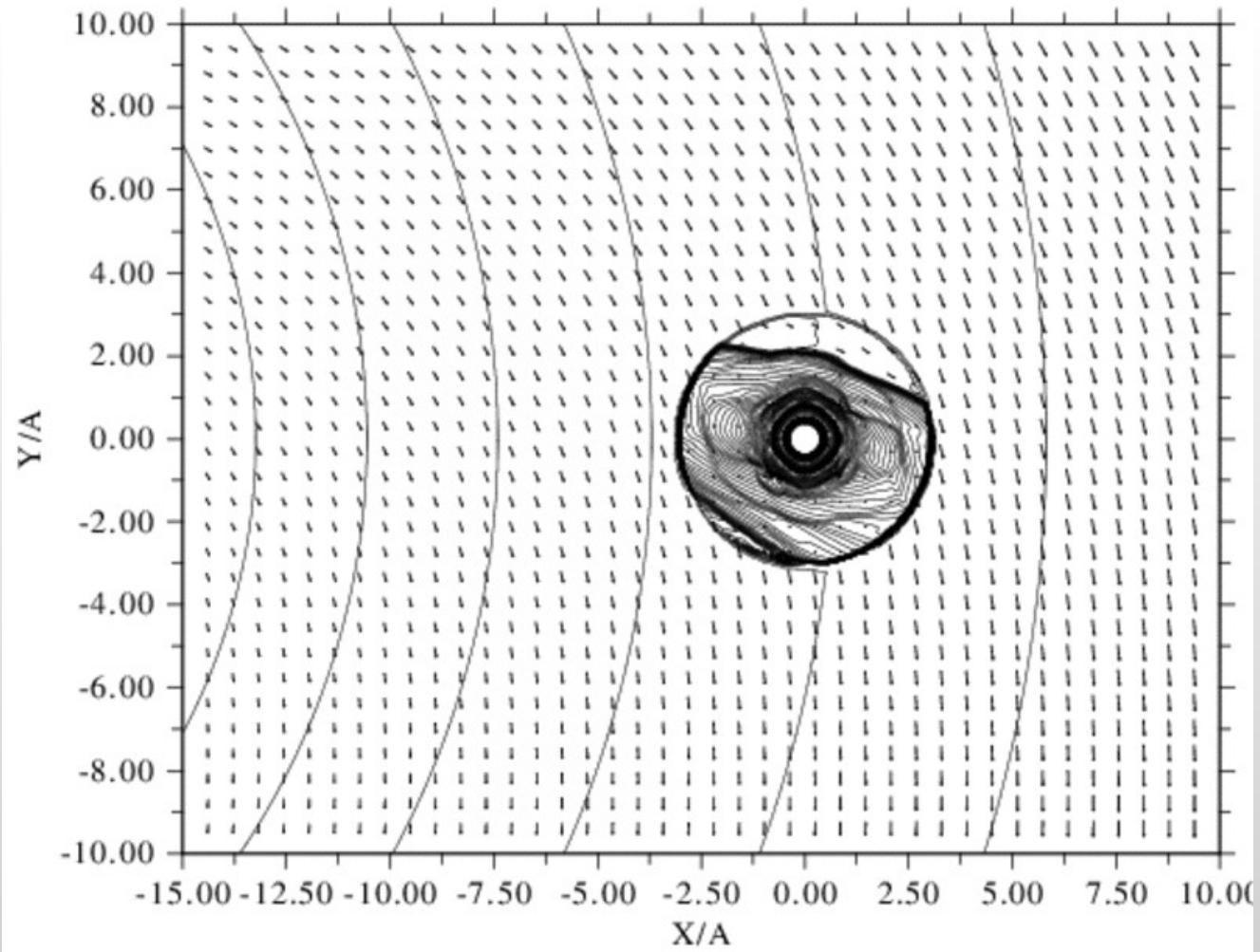


Furthermore, in this case the geometry of the bow shock must be more complex. The powerful stream toward the inner Lagrangian point, deflected by the Coriolis force in the direction of the planet's motion, gives not only the longer standoff distance but changes the shape of the shock.

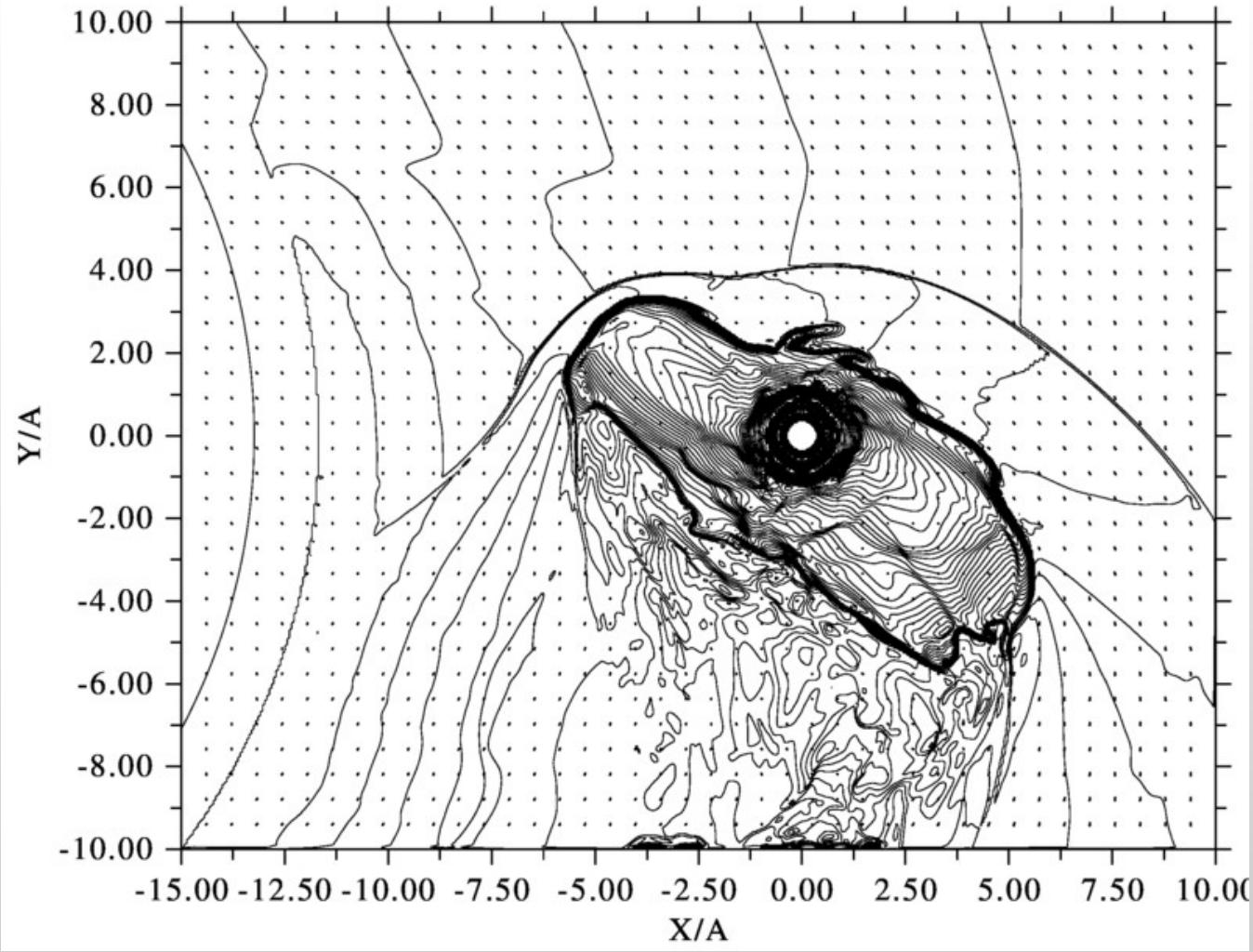


Furthermore, in this case the geometry of the bow shock must be more complex. The powerful stream toward the inner Lagrangian point, deflected by the Coriolis force in the direction of the planet's motion, gives not only the longer standoff distance but changes the shape of the shock.

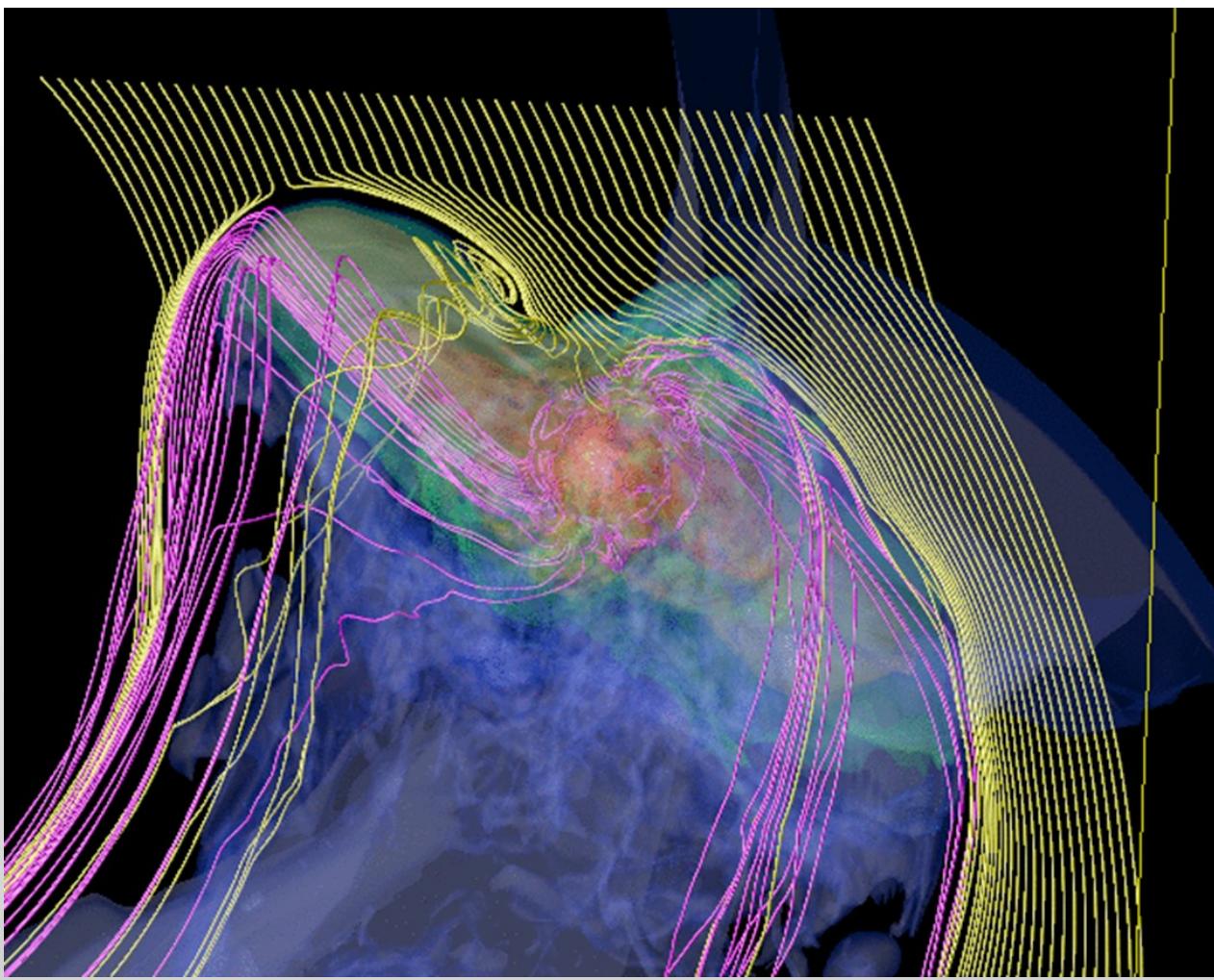
The boundary conditions have been set as follows. The atmosphere is assumed to be isothermal ( $T_{\text{pl}} = 10^4$  K) and is in hydrostatic equilibrium, i.e. the gas velocity in the atmosphere is zero. At the surface  $r = R_{\text{pl}}$ , we set the value of the density at the visual radius equal to  $2.7 \cdot 10^{-14}$  g/cm<sup>3</sup>. The particle concentration in the stellar wind has been set equal to  $5 \cdot 10^6$  cm<sup>-3</sup> (Vidotto et al. 2010). The other stellar wind parameters are unknown, therefore we used the data for the solar wind. Namely, the temperature of the wind has been set equal to that of the Sun at the corresponding distance from the star  $T = 10^6$  K (Withbroe 1988). The velocity of the wind is assumed to be 100 km s<sup>-1</sup>, corresponding to the velocity of the solar wind at the star-planet distance of the WASP-12 system (Withbroe 1988). The proper stellar wind velocity is subsonic with a Mach number  $M = 0.85$ . However, taking into account the supersonic orbital motion of the planet ( $M = 1.97$ ) the total velocity of the planet with respect to the stellar wing is also supersonic with a quite large Mach number of  $M = 2.14$ .



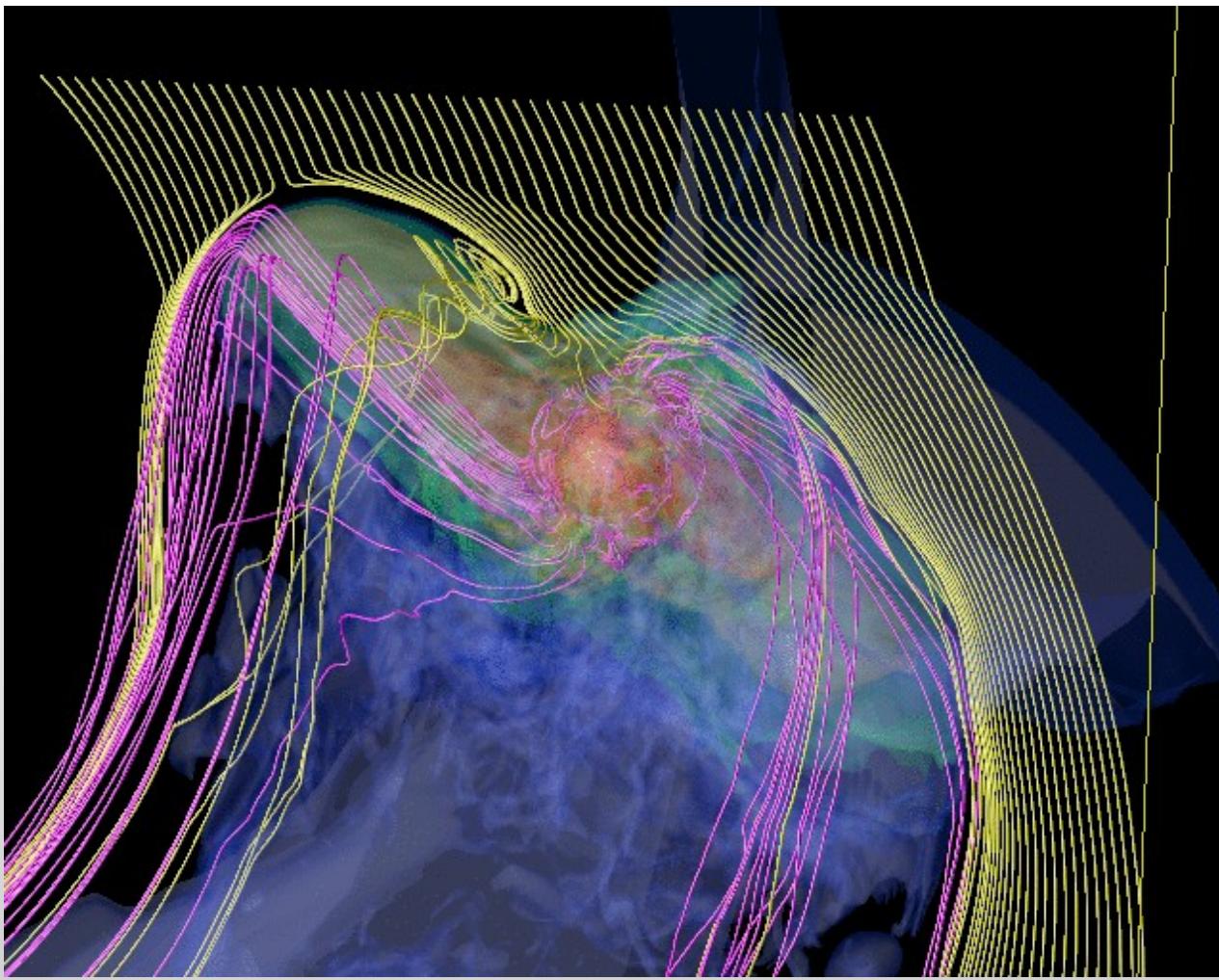
Because the planet's atmosphere overfills its Roche lobe WASP-12b's envelope has a complex shape. In addition to the central part of the spherical atmosphere two "prominences", directed to the  $L_1$  and  $L_2$  Lagrangian points, develop in the system. These streams leave the planet and are deflected in the direction of the orbital motion and against it.



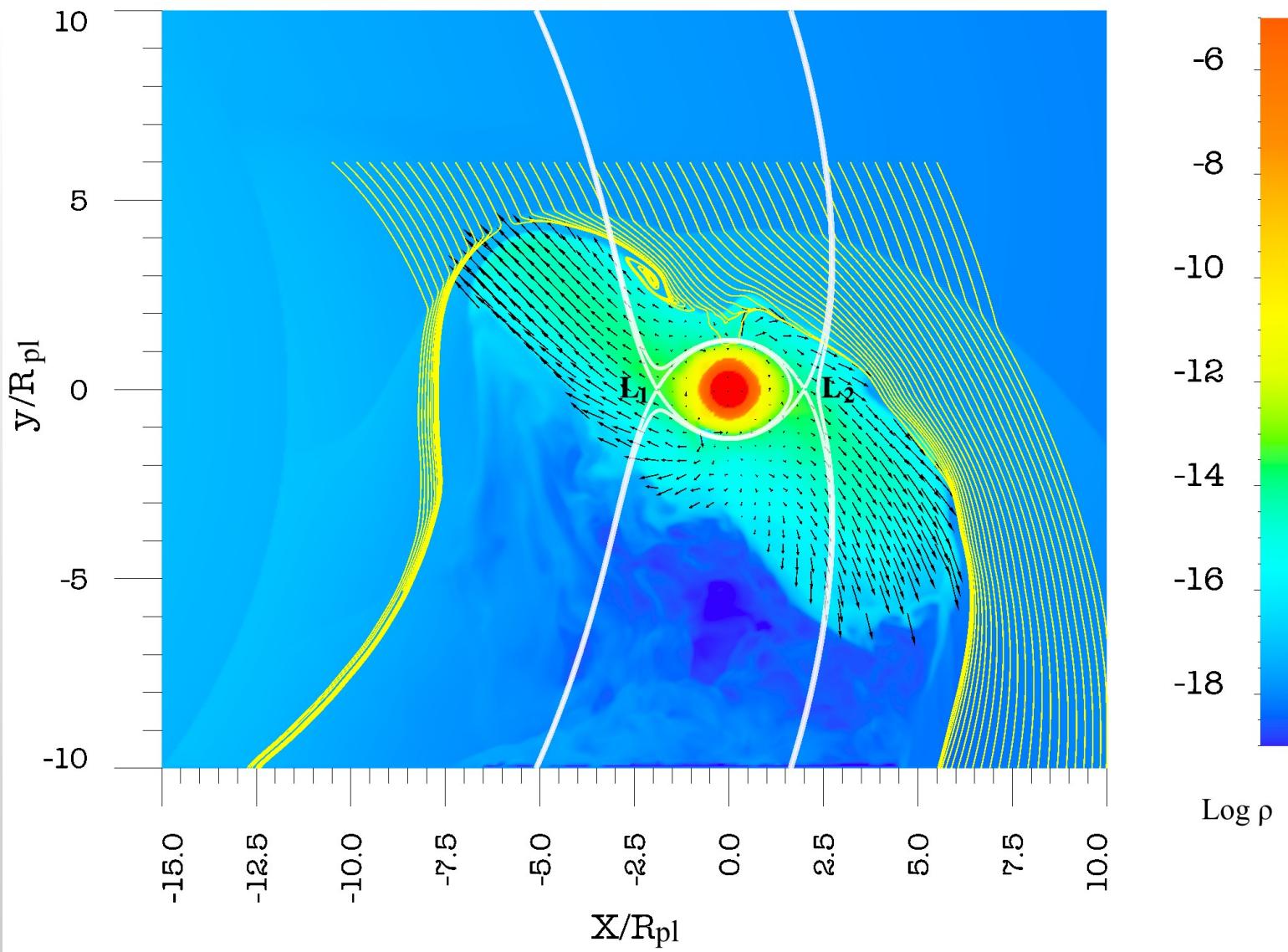
**Under the action of the dynamic pressure of the stellar wind these flows slow down and, then, stop at a distances of ~6 and ~4 planetary radii from its center, forming a stationary envelope.**



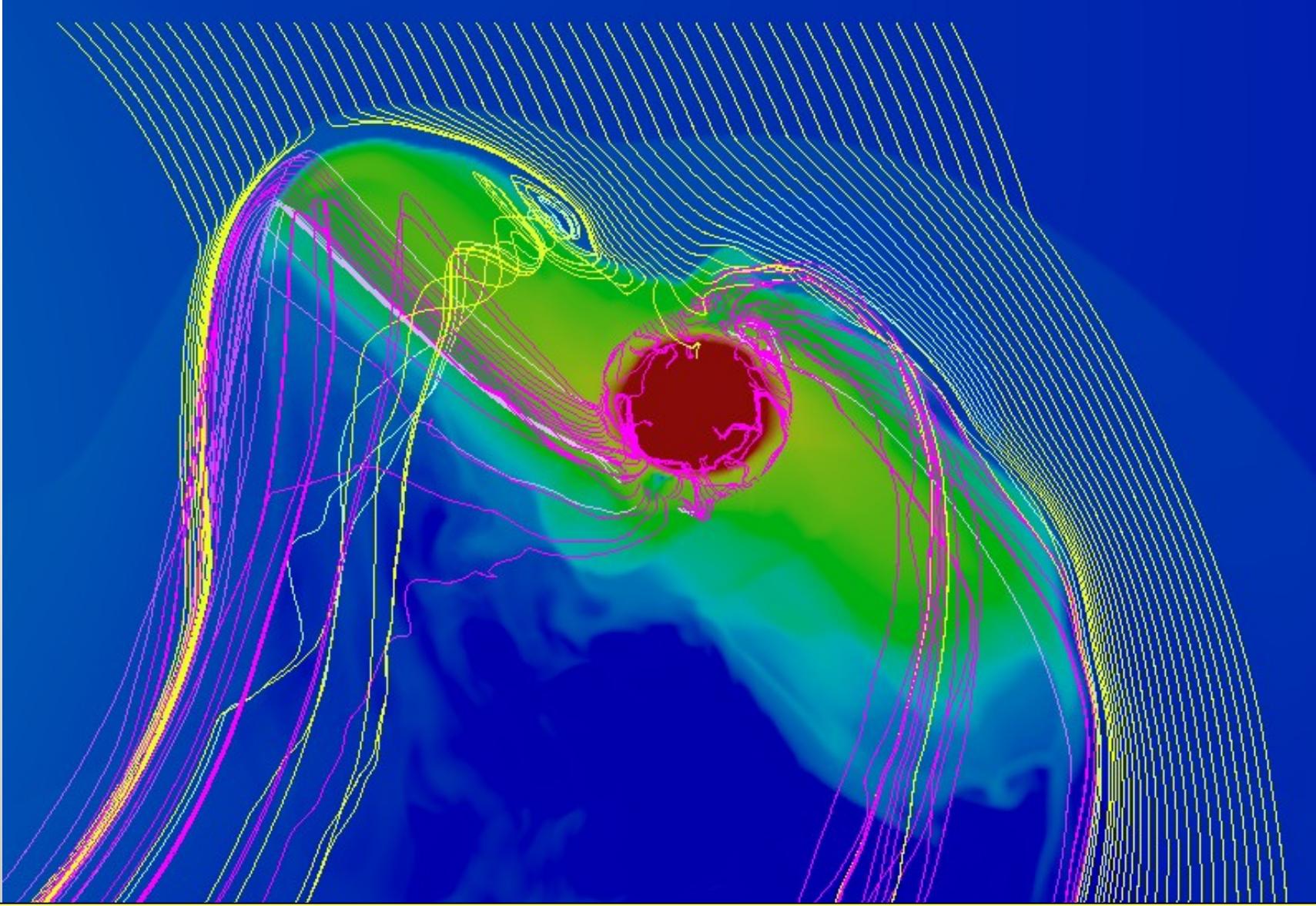
The planet and its envelope move in the gas of the stellar wind with supersonic velocity resulting in a Mach number  $M=2.14$ . Thus, the dynamic pressure of the stellar wind not only works towards the formation of the stationary envelope but leads also to the formation of a bow shock and contact discontinuity which delimit the envelope. The wave has a complex double-peaked shape.



The planet and its envelope move in the gas of the stellar wind with a supersonic velocity resulting in a Mach number  $M=2.14$ . Thus, the dynamic pressure of the stellar wind not only works towards the formation of the stationary envelope but leads also to the formation of a bow shock and contact discontinuity which delimit the envelope. The wave has a complex double-peaked shape.



The head-on collision point found in the calculations is at the peak of the stream from the  $L_1$  point. The distance from the planet to the head-on collision point, as projected to the stellar limb, is of  $\sim 4.5$  planetary radii, allowing us to explain the observed early ingress.



The heating of the planet envelope by the bow shock allows one to explain the fact that the eclipse, in the spectral bands where the early ingress has been observed, is two times deeper than the eclipse of the planet itself.