

Zjawiska akrecji w astronomii

1. Protogwiazdy

Proces powstawania młodej gwiazdy w wyniku kolapsu obłoku protogwiazdowego jest skomplikowanym zjawiskiem, a rolę odgrywa w nim grawitacja, ciśnienie, rotacja, pole magnetyczne i nieprzezroczystości. Zdjęcie obok, z teleskopu VLT przedstawia obszar gwiazdotwórczy w **NGC 3603**. Inaczej formują się gwiazdy duże ($M > \text{kilka } M_{\odot}$), inaczej gwiazdy małe.

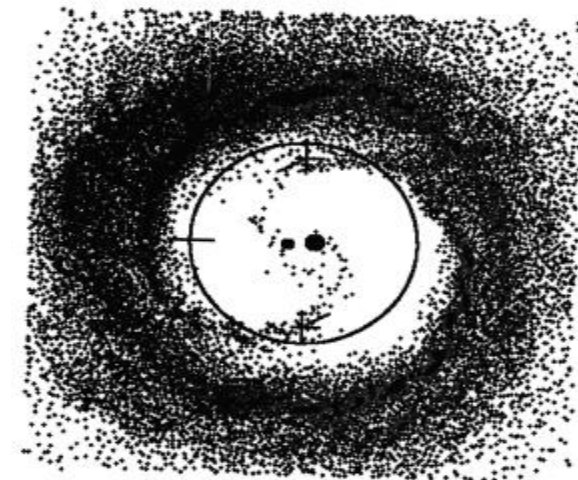
Dla dużych gwiazd proces jest gwałtowny, znaczna część masy obłoku tworzy gwiazdę, dysk akrecyjny zapewne pośredniczy w pozbywaniu się momentu pędu, ale tego etapu nie obserwujemy. Widzimy dopiero gotową gwiazdę. Lepiej znamy formowanie się małych gwiazd, obserwowanych np. w gwiazdotwórczym obszarze Byka (Taurus). Gwiazda tworzy się spokojniej, w znacznej mierze w wyniku akrecji z dysku (HL Tau, DG Tau). Akrecji towarzyszy 'bipolar outflow' (wypływ dwubiegunowy) i dżety. Proces trwa ok. 10^5 lat i pod koniec otrzymujemy gwiazdę typu T Tau. Od momentu 'ujawnienia się' gwiazda rośnie jeszcze o ok. 5-10%, tempo akrecji w takim dysku jest $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{rok}$, czasami z silnymi wybuchami ($\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{rok}$) typu FU Orionis, w skali roku, podobnymi do natury zmiennych kataklizmicznych. Czasami wewnątrz obłoku molekularno-pyłowego tworzy się od razu stosunkowo ciasny układ podwójny gwiazd. Wtedy materia pozostała po etapie początkowym tworzy 'circumbinary' (wokół-układowy) dysk, z którego powoli materia akreuje. Rysunek przedstawia symulacje numeryczne (Lubow i Artymowicz) dla obiektu GW Ori. Układ podwójny jest wewnątrz dysku, okrąg określa położenie rezonansu Lindblada.



Starburst Region NGC 3603 (VLT ANTU + ISAAC)

ESO PR Photo 36a/99 (13 October 1999)

© European Southern Observatory



2. Układy podwójne

Znaczna część gwiazd (ok. połowa) powstaje jako gwiazdy podwójne, o charakterystycznym czasie obiegu rzędu kilku-kilkudziesięciu lat lub więcej. Staranne badania przeprowadzone ostatnio dla gwiazd o masach zbliżonych do masy Słońca, w najbliższej okolicy, wskazują, że ~ 70 % gwiazd tworzy układy podwójne, średnia okresu obiegu to 180 lat, a połowa układów ma okres w przedziale od 100 dni do 30 000 lat, co odpowiada rozmiarowi orbity od kilkudziesięciu promieni Słońca do 0.005 ps (1 ps = 3×10^{18} cm, odległość do Proximy Centauri). Znaczna ich część (ok. 1%) wchodzi w fazę wymiany masy na pewnym etapie ewolucji. To zdarza się w dwóch wypadkach:

- w wyniku ewolucji gwiazd jedna z gwiazd zwiększa swój promień, bądź następuje utrata momentu pędu z układu i zacieśnienie orbity tak, że jedna z gwiazd wypełnia tzw. powierzchnię Roche'a
- jedna z gwiazd przechodzi fazę znacznej aktywności i odrzuca część swojej otoczki w postaci wiatru gwiazdowego, i część tej materii przejmowana jest przez towarzysza

Najpierw rozważymy bliżej mechanizm procesu przepływu masy, a następnie typy gwiazd i stadia ewolucyjne, na jakich do tego dochodzi.

2.1 Przepływ przez L1

a. Potencjał Roche'a

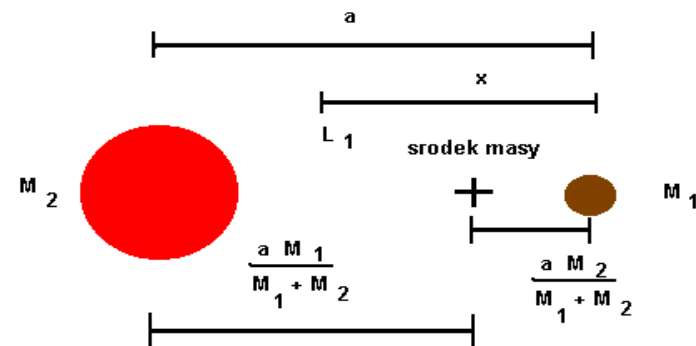
Problem redukuje się do rozważenia ruchu cząstki próbnej w polu grawitacyjnym dwóch gwiazd poruszających się wokół siebie po orbitach kołowych. Obie gwiazdy są traktowane jako punktowe. Opis jest stosunkowo dobry, gdy ruch jest synchroniczny.

Cząstka próbna na osi symetrii (rotująca sztywno z układem) - bilans :

$$\frac{GM_2 m}{(a-x)^2} + m \Omega^2 (x - a \frac{M_2}{M_1 + M_2}) = \frac{GM_1 m}{x^2} \quad (1)$$

Prędkość kątowna Ω jest wyznaczona przez prawo Keplera

$$\Omega^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} \quad (2)$$



Równanie (1) i (2) wyznaczają położenie wewnętrznego punktu Lagrange'a L_1 , będącego punktem równowagi.

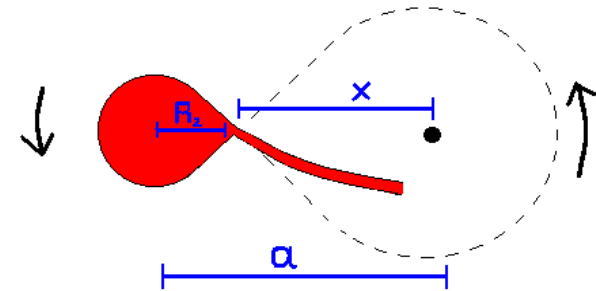
2. Przepływ przez L1 c.d.

Jeśli w wyniku ewolucji gwiazda M_2 napuchnie tak, że jej promień stanie się równy $a-x$ i będzie miał tendencję do dalszego wzrostu, to nastąpi przepływ masy z gwiazdy M_2 do gwiazdy M_1 . Dokładniej charakter tego wypływu można badać rysując topologię powierzchni ekwipotencjalnych. Ruch trójwymiarowy cząstki próbnej:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + 2 \vec{\Omega} \times \vec{v} = -\nabla \phi_R \quad \Omega = \left[\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} \right]^{1/2} \mathbf{i}$$

$$\phi_R = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2} (\vec{\Omega} \times \vec{r})^2$$

Tutaj \mathbf{i} jest wektorem jednostkowym prostopadłym do płaszczyzny orbity, a wektory \mathbf{r}_1 i \mathbf{r}_2 określają położenia gwiazd. Rysunek obok przedstawia przekrój w płaszczyźnie orbity. Struga materii nie płynie wzdłuż osi symetrii, ponieważ płynie z zachowaniem momentu pędu.



Dokładniej dalsze losy strugi można opisać przyjmując pewne standardowe uproszczenia:

(i) gwiazda wypełniająca powierzchnię Roche'a jest sferą o promieniu

$$\frac{R_2}{a} = 0.462 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^{1/3} \quad \text{Paczynski (1967)}$$

(ii) strugę można opisać trajektorią cząstki swobodnej.

Obecnie stosuje się czasami dokładniejszy wzór (Eggleton 1983): $\frac{R_2}{a} = \frac{0.49 q^{2/3}}{0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}$; $q = \frac{M_2}{M_1}$; $0 < q < \infty$ ale nam wystarczy ten rachunkowo prostszy. Teraz możemy rozważyć:

b. Warunek formowania się dysku akrecyjnego

Wypływ następuje z prędkością naddźwiękową, więc przybliżenie cząstki swobodnej w polu grawitacyjnym jest słuszne. Orbita skomplikowana, ale łatwo ocenić **promień cyrkularyzacji** r_{cir} z relacji

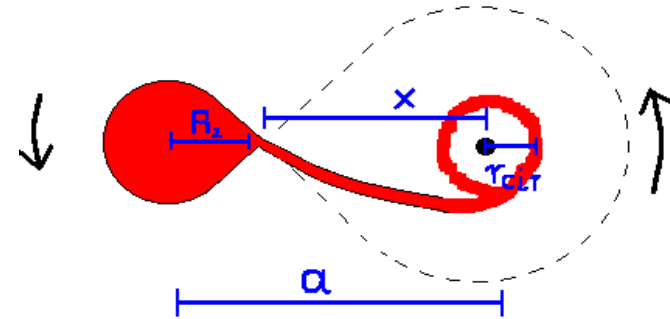
2. Przepływ przez L1 c.d.

moment pędu na jednostkę masy względem gwiazdy M_1 = moment pędu na orbicie keplerowskiej wokół M_1 , czyli

$$\Omega x^2 = \Omega_K r_{cir}^2 \quad \Omega_K = \left(\frac{GM_1}{r_{cir}^3}\right)^{1/2} \quad a - x = a \frac{R_2}{a}$$

i otrzymujemy wzór

$$r_{cir} = a \frac{M_1 + M_2}{M_1} \left[1 - 0.462 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2}\right)^{1/3} \right]$$



pokazujący, że promień cyrkularyzacji jest o czynnik 2-3 mniejszy od promienia Roche'a. Warunek powstawania dysku akrecyjnego jest następujący

$$r_{cir} \gg R_1 \quad \text{promień cyrkularyzacji większy niż promień gwiazdy centralnej}$$

Warunek taki nie jest spełniony w przypadku gwiazdy ciągu głównego, gdy okres orbitalny jest krótszy niż 100 dni. Wtedy następuje bezpośredni spadek materii na gwiazdę. Prawdopodobnie występuje w Algolach. Natomiast jeśli warunek jest spełniony, to materia kumuluje się w pierścieniu, a następnie może dyfundować w stronę gwiazdy, jeśli będzie mogła pozbywać się części momentu pędu. Tak powstanie dysk akrecyjny.

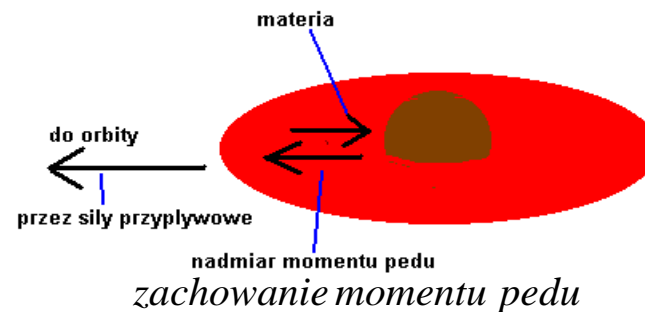
c. Efekty ewolucyjne - skale czasowe

Przepływ masy zmienia orbitę, ponieważ zmieniają się M_1 i M_2 .

Założymy przypadek ewolucji konserwatywnej

$$M_1 + M_2 = M = const \quad \text{zachowanie masy}$$

$$(M_1 a_1^2 + M_2 a_2^2) \Omega = J = const \quad a_1 = a \frac{M_2}{M} \quad a_2 = a \frac{M_1}{M}$$



Wykorzystując te wzory oraz poprzednie otrzymamy przepis na zmianę promienia powierzchni Roche'a w funkcji tempa akrecji

$$\frac{R_2}{R_2} = -2 \frac{M_2}{M_2} \left(\frac{5}{6} - \frac{M_2}{M_1} \right) \quad q = \frac{M_2}{M_1}$$

$q > 5/6$ powierzchnia się kurczy
 $q < 5/6$ powierzchnia ekspanduje⁴

2. Układy podwójne c.d.

Zatem $q > 5/6$ odpowiada gwałtownej wymianie masy bez konieczności czekania na ewolucję nuklearną (samoistną ekspansję gwiazdy) bądź utratę orbitalnego momentu pędu:

$$q > \frac{5}{6} \begin{cases} \rightarrow \text{Gwiazda promienista - termiczna skala czasowa} \\ \rightarrow \text{Gwiazda konwektywna - dynamiczna skala czasowa} \end{cases}$$

Termiczna skala czasowa Słońca (Kelvina-Helmholtza)

$$t_{K-H} = \frac{GM_s^2}{R_s L_s} \approx 3 \times 10^7 \text{ lat}$$

Tempo akrecji w takim procesie $M = \frac{M_1}{t_{K-H}} = 3 \times 10^{-8} \frac{R_1 L_1 M_s}{R_s L_s M_1} \quad [M_s/\text{rok}] \quad [\text{czyli } 2 \times 10^{18} \text{ g/s}]$

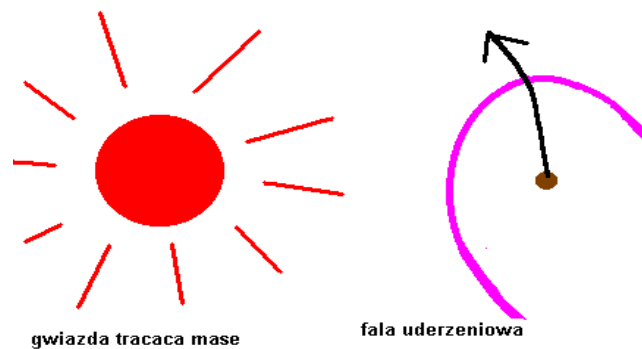
Dynamiczna skala czasowa dla Słońca:

$$t_{dyn} = \frac{1}{\Omega_K} = \left(\frac{R_s^3}{GM_s} \right)^{1/2} \approx 14 \text{ godz}$$

Tempo akrecji w takim procesie $M = \frac{M_1}{t_{dyn}} = 6 \times 10^3 \frac{R_s M_1}{R_1 M_s} \quad [M_s/\text{rok}] \quad [\text{czyli } 4 \times 10^{29} \text{ g/s}]$
 znacznie przekracza wartość Eddingtona.

2.2 Akrecja z wiatru gwiazdowego

Jeśli układ podwójny zawiera masywną gwiazdę typu O lub B albo odewoluowanego czerwonego olbrzyma typu M to z gwiazdy wieje silny wiatr gwiazdowy z prędkością naddźwiękową. Tempo utraty masy jest rzędu $10^{-6} - 10^{-5} M_s/\text{rok}$, ale tylko niewielka część, około $10^{-4} - 10^{-3}$, ma możliwość osiadania na towarzysza. Fakt, czy ta materia utworzy dysk akrecyjny, czy nie, zależy silnie od prędkości wiatru: $r_{cir} \sim 1/v^8$.



2. Układy podwójne c.d.

2.3 Ewolucja a fazy akrecji

Faza pierwotnej wymiany masy

Gwiazda masywna ewoluuje szybciej. Jej promień rośnie. Na tym stadium $q > 1$.

Długi epizod akrecji: olbrzym typu M + gwiazda ciągu głównego, akrecja następuje z wiatru, tak wygląda część gwiazd symbiotycznych.

Krótszy epizod akrecji: możliwość wypełnienia powierzchni Roche'a. Skutki tej drugiej sytuacji zależą od stadium, na którym jest gwiazda - składnik pierwotny w momencie wypełnienia powierzchni Roche'a, co z kolei zależy od mas gwiazd i od początkowego okresu orbitalnego:

Przypadek A: otoczka jest promienista, więc ewolucja w skali K-H, z silnym odejściem od równowagi, aż do odwrócenia stosunku masy. Na tym etapie jest sporo gwiazd zmiennych, np. beta Lyrae (widoczna zmiana orbity, $P/\dot{P} \sim 10^5$ lat). Powstaje układ półrozdzielony, ewoluujący dalej w skali jądrowej, z primary na gałęzi podolbrzymów i małym Mdot. Takich układów jest dużo, po pewnym czasie może dojść do utworzenia układu kontaktowego.

Przypadek B1: etap początkowy też w skali K-H, ale dalsza faza następuje nadal w termicznej skali czasowej ze względu na kontrakcję helowego jądra i ekspansję otoczki.

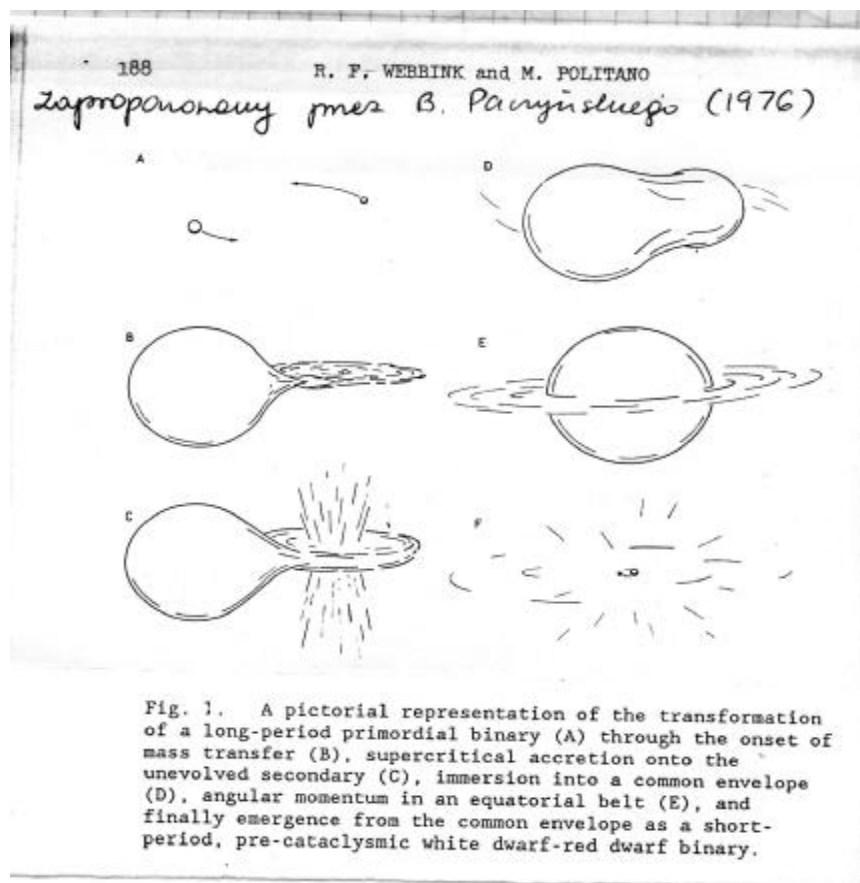
$M > 3M_{\odot}$ spalanie helu i ustanie wymiany masy, dalsza ewolucja w skali jądrowej (gwiazdy Wolfa-Rayeta)

$M < 3M_{\odot}$ zatrzymanie kontrakcji jądra przez degenerację, dalej spalanie tylko w otoczce i ewolucja w skali jądrowej (Algole), w końcu powstaje biały karzeł, ale na orbicie o dużym promieniu.

Przypadek B2 i C: gwiazda z otoczką konwektywną, wymiana masy w dynamicznej skali czasowej, $Mdot \gg Mdot_{Edd}$. Wejście w kontakt może poprzedzić faza gwiazdy symbiotycznej (np. CI Cyg). Jeżeli $M_2/M_1 < 0.28$ i gwiazda jest olbrzymem w chwili wypełnienia powierzchni Roche'a to powstanie układ kataklizmiczny, bardzo ważny z punktu widzenia dalszych części wykładu.

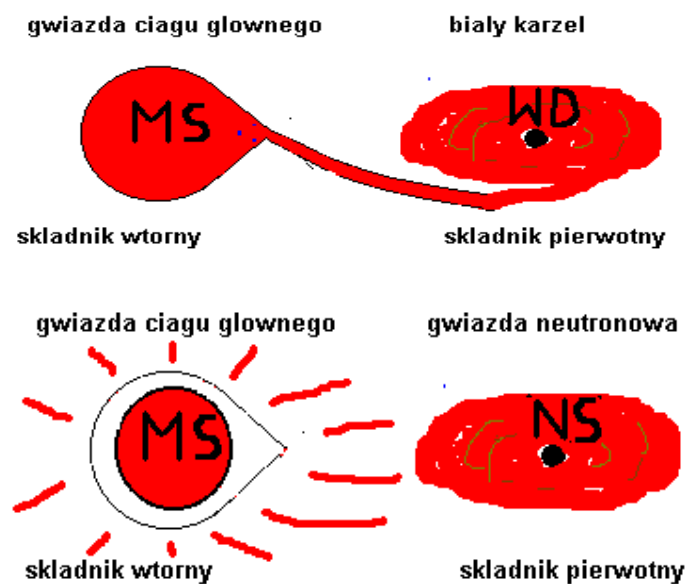
2. Ewolucja a fazy akrecji c.d.

Rysunek poniżej pokazuje tworzenie się układu pre-kataklizmicznego, składającego się z białego karła oraz gwiazdy ciągu głównego (czerwonego karła) o bardzo ciasnej orbicie. Jeżeli $M_1 > 10-12 M_s$ to zamiast układu z białym karłem powstanie układ z gwiazdą neutronową. Tak powstają układy, które później staną się masywnymi układami rentgenowskimi.



Faza wtórnej wymiany masy

Następna faza, czyli wejście układu w **powtórny kontakt**, z zamianą ról, jest wynikiem (a) promieniowania grawitacyjnego (b) magnetic braking (hamowanie magnetyczne) czyli utraty momentu pędu z układu



Małomasywne układy rentgenowskie NS+MS powstają najprawdopodobniej w wyniku akrecji na białego karła i 'zaindukowanego' kolapsu, ze względu na granicę Chandrasekhara $M_{WD} < 1.4 M_s$ wynikającą z ciśnienia zdegenerowanych elektronów.

3. Aktywne jądra galaktyk

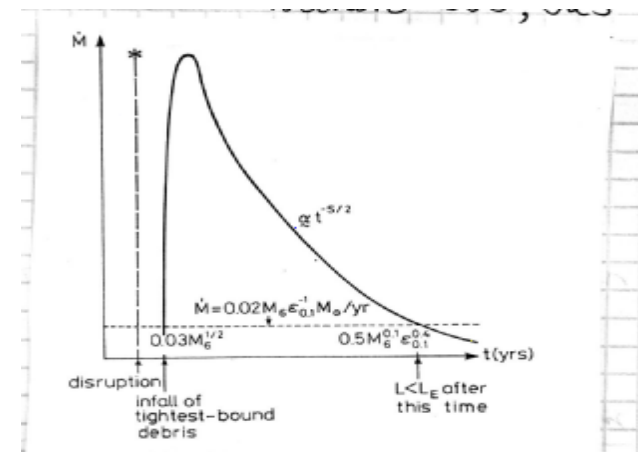
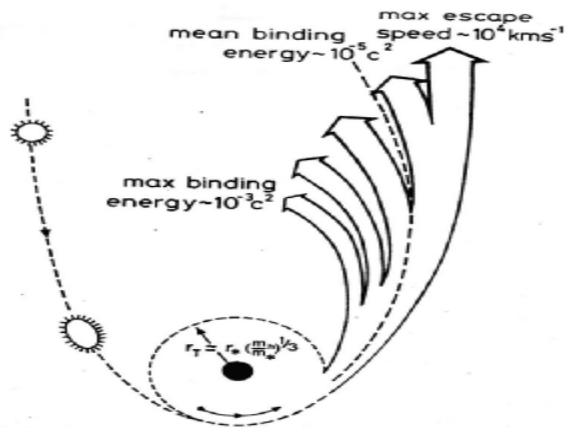
W przypadku AGN (Active Galactic Nuclei) nie mamy drugiej gwiazdy - donora, źródłem materii musi być galaktyka macierzysta. Dostawa materii musi być w formie gwiazd lub gazu, a odbiorcą jest centralna masywna czarna dziura.

1. Spadanie gwiazd na centrum

Zasadniczo orbity gwiazd są okresowe i regularne, a raptowny spadek gwiazd na centrum nie zachodzi, o czym świadczy istnienie galaktyk przez miliardy lat.

1a. sporadyczna akrecja

Rzadkie przypadki mogą się zdarzać, co około 10⁴ lat w każdej galaktyce zawierającej czarną dziurę. Idea rozwijana przez Reesa, ciekawa dla bliskich nieaktywnych galaktyk. Gdy gwiazda typu Słońca przebiegni dostatecznie blisko czarnej dziury, a czarna dziura nie jest zbyt masywna, to gwiazda ulegnie rozerwaniu, około połowa materii ucieknie do nieskończoności po orbicie eliptycznej, a pozostała połowa wejdzie początkowo na orbitę eliptyczną o znacznej ekscentryczności, by później utworzyć dysk akrecyjny. Rysunek obok przedstawia spodziewaną ewolucję czasową tempa akrecji - zdarzenie będzie trwało około roku (Rees, Nature 333, 523).



Kryterium na rozerwanie gwiazdy przez działanie sił przyptywowych $\rho_{gwiazdy} < \frac{M}{R^3}$
 Czarna dziura masywniejsza od 10⁸ M_s będzie połykać gwiazdy w całości, bez spodziewanego błysku.
 Pierwsza detekcja (?) Komossa i Baade dla NGC 5905, kilka innych kandydatów.

3. Aktywne jądra galaktyk cd.

1b. masowa akrecja w wyniku kannibalizmu?

Galaktyki, szczególnie w okresie formowania się, rosły często kosztem mniejszych sąsiadów ('merger'). Nasza Galaktyka też pochłonie kiedyś Obłoki Magellana. Coś takiego może spowodować, że część orbit gwiazd staje się chaotyczna (w sensie deterministycznego chaosu) i może 'dryfować' w stronę centrum. Wzrost masy czarnej dziury w pewnym momencie wyhamowuje jednak ten trend, gdy masa czarnej dziury zaczyna istotnie modyfikować potencjał grawitacyjny w częściach centralnych. Efekt słabo zbadany, ale interesującym argumentem za czymś takim jest zaskakująca stałość stosunku masy czarnej dziury do masy zgrubienia centralnego galaktyki macierzystej w znakomitej większości galaktyk aktywnych i nieaktywnych: $M_{bh} \approx 0.0025 M_{bulge}$. Współczynnik jest dość niepewny, ale generalnie trend zaskakująco silny w zakresie od $10^6 M_s$ do $10^9 M_s$. Wyjątkiem są być może NLS1.

2. Spadanie gazu na centrum w bliskich galaktykach

Wydaje się, że z tym właśnie mamy do czynienia w bliskich galaktykach, które możemy obserwować ze stosunkowo dużą rozdzielczością. Mechanizm opadania nie jest dobrze poznany, choć ostatnio sporo zrobiono w tym zakresie od strony obserwacyjnej.

2a. NGC 1068 w podczerwieni i nadfiolecie

$D \sim 18$ Mps, galaktyka Seyfert 2. Na obrazach widoczna w podczerwieni i nadfiolecie (obok; Neff i in. 1994, ApJ, 430, 547) jest silna aktywność gwiazdotwórcza. To wszystko jednak jest w odległości ~ 1 kps od czarnej dziury (dla masy czarnej dziury $10^8 M_s$ to $10^8 R_{sch}$).

2b. NGC 1068 w linii HCN (Tacconi i in. 1994, ApJ, 426, L79)

Są to obserwacje radiowe na częstotści 88.6 GHz. Tu pomiar prędkości wskazuje (na następnej stronie), że kinematyka obłoków molekularnych w odległościach 100-400 ps jest pod wpływem poprzeczki gwiazdowej (NGC 1068 jest galaktyką spiralną z poprzeczką). Ilość gazu płynącego w stronę centrum ocenia się na kilka Ms/rok, rotacja nie jest keplerowska (czyli nie wyłącznie w polu grawitacyjnym czarnej dziury), ale można jednak oszacować masę zawartą w 1" (70 ps) na $\sim 1.6 \times 10^8 M_s$.

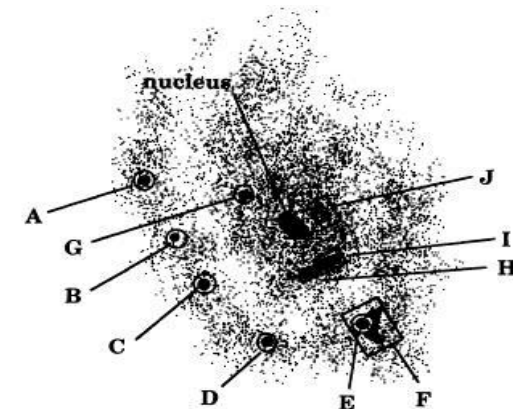
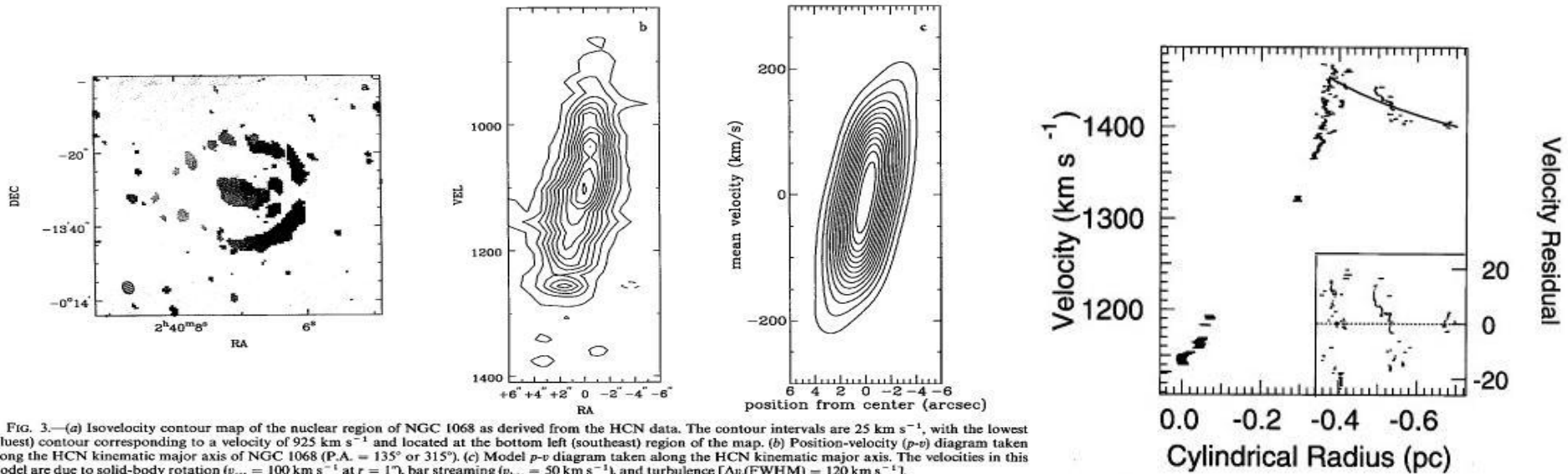


FIG. 3.—Schematic of the UV morphology of NGC 1068 to identify important features. The most prominent knots are labeled A–J, their (FUV – NUV) colors are given in Table 2.

3. Aktywne jądra galaktyk cd.



2c. maser wodny w NGC 1068 (Greenhill i in. 1996, ApJ, 472, L22)

Są to obserwacje radiowe na częstotliwości 22.2 GHz. Obszar badany techniką VLBI to 0.4 - 0.65 ps (patrz wyżej). W tym obszarze (warunek emisji to H_2O) temperatura $T \sim 400 \text{ K}$, gęstość $n \sim 10^8 - 10^{10}$ cząstek/ cm^3 oraz pewna ilość pyłu. Prędkości nadal nie są keplerowskie, prawdopodobny udział ciśnienia promieniowania.

2d. typowy maser wodny

Ten rodzaj emisji występuje u około 7% galaktyk Seyferta typu 2, nie występuje w radiogalaktykach ani galaktykach Seyferta typu 1. Poza NGC 1068 we wszystkich wypadkach ruch jest keplerowski, co pozwala na wyznaczenie masy czarnej dziury. Schematycznie działanie masera przedstawione jest obok (Watson i Wallin 1994). Materia tworzy zatem wyraźny dysk, choć dość gruby geometrycznie i z turbulencją naddźwiękową, co nie ma jeszcze wyjaśnienia. Zatem w AGN też akrecja zachodzi prawdopodobnie za pośrednictwem dysku akrecyjnego, tak jak w znacznej części układów podwójnych (o innych argumentach później). Stąd tak duże podobieństwo AGN i źródeł galaktycznych.

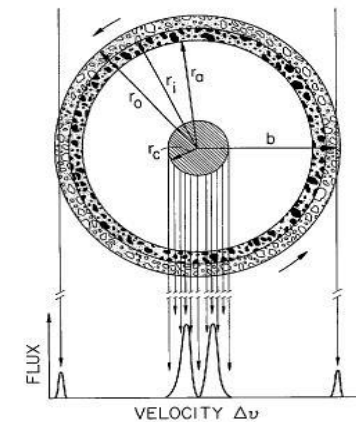
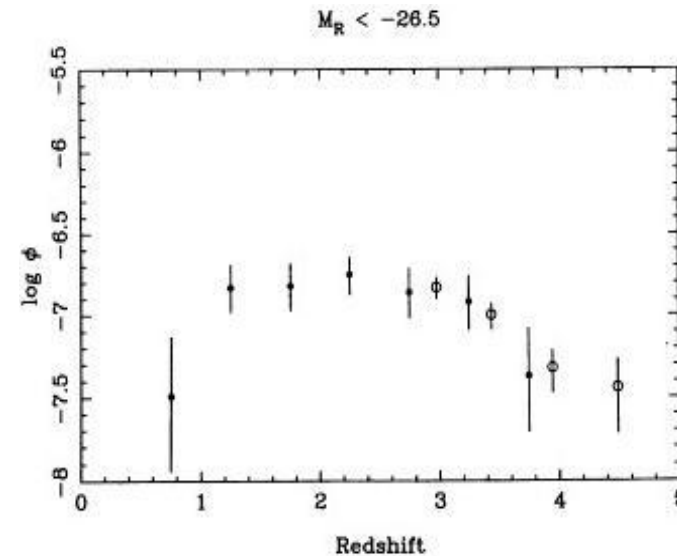
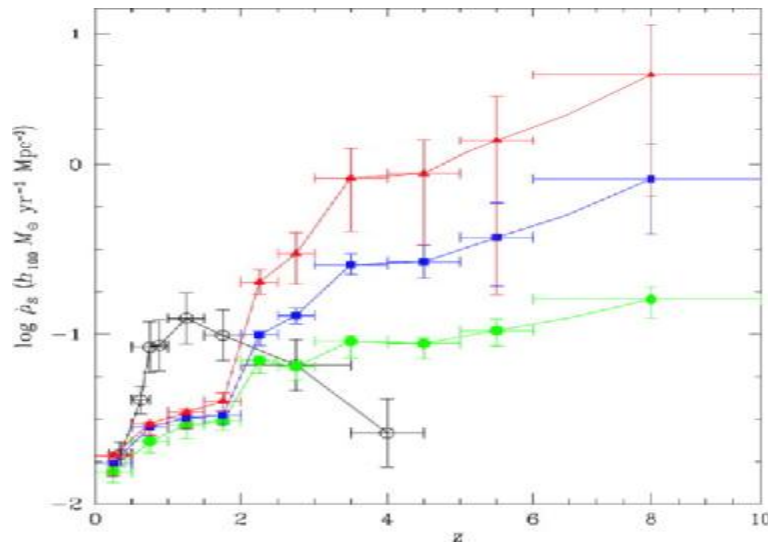


FIG. 1.—Schematic diagram for the thin, masing disk with an opaque core that is under investigation. The approximate relationship between representative rays of maser radiation and the spectrum for the flux (as a function of Doppler velocity Δv) is indicated in the lower part of the figure. The masing gas exists between radii r_i and r_o . From r_a to r_o , the masing transition is not inverted and thus absorbs radiation. Between r_i and r_a , the disk is transparent to the 22 GHz radiation. Within the radius r_c , there is a completely opaque core which is a source of continuum radiation at 22 GHz. Arrows indicate the direction of Keplerian rotation. A representative impact parameter b for a ray is also shown (rays that pass on the left-hand side of the center have negative values for b). Assumed irregularities in the gas are indicated.

3. Aktywne jądra galaktyk cd.

3. Ewolucja kwazarów.

Nie mamy na razie konkretnego poglądu na to, jak wygląda ewolucja centralnej czarnej dziury i tempa akrecji na nią w galaktykach, w przeciwieństwie do sytuacji w układach podwójnych. Pewne aspekty mają szansę wyjaśnić się poprzez badania statystyczne jasnych AGN, czyli kwazarów. Cechą charakterystyczną kwazarów są szerokie linie emisyjne (przede wszystkim w zakresie optycznym i nadfioletowym) odpowiadające prędkościom rzędu 10 000 km/s. Są to linie wodoru, ale także pierwiastków takich jak C, N, O, w ilości typowej dla Słońca lub wyższej, nawet w kwazarach o bardzo dużych przesunięciach ku czerwieni, czyli młodych. Zatem przynajmniej w bezpośredniej okolicy czarnej dziury musiała najpierw zachodzić silna działalność gwiazdotwórcza (ponieważ pierwiastki te powstają wyłącznie w gwiazdach), a dopiero potem widzimy fenomen kwazara. Nie jest jednak jasne, czy to generalnie kwazar wywołuje szybko efekt silnej gwiazdotwórczości, czy silna gwiazdotwórczość prowadzi w końcowej fazie do fenomnu kwazara. Próbuje się na to pytanie odpowiedzieć, wyznaczając obserwacyjnie zarówno zależność gęstości liczbowej kwazarów od redshiftu jak i zależność gęstości energii związanej z działalnością gwiazdotwórczą od redshiftu.

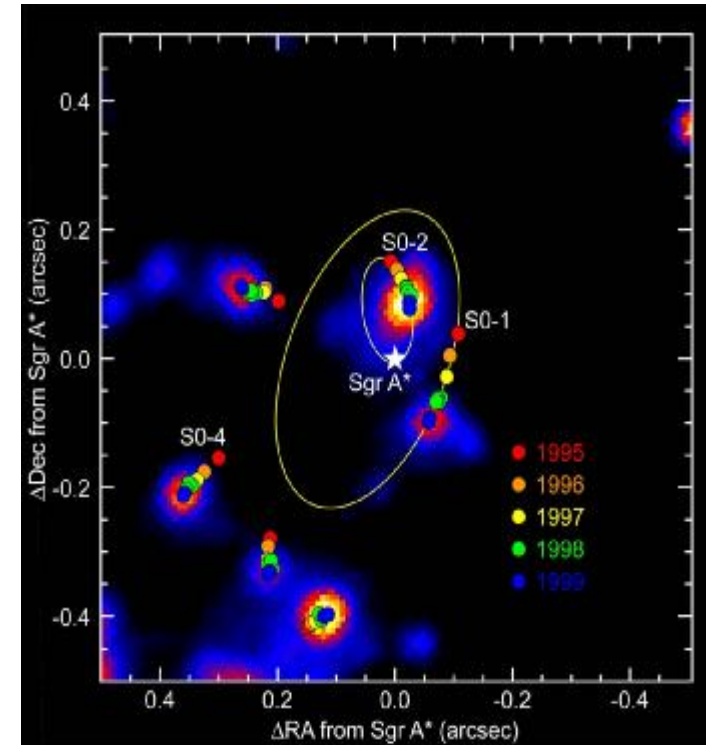
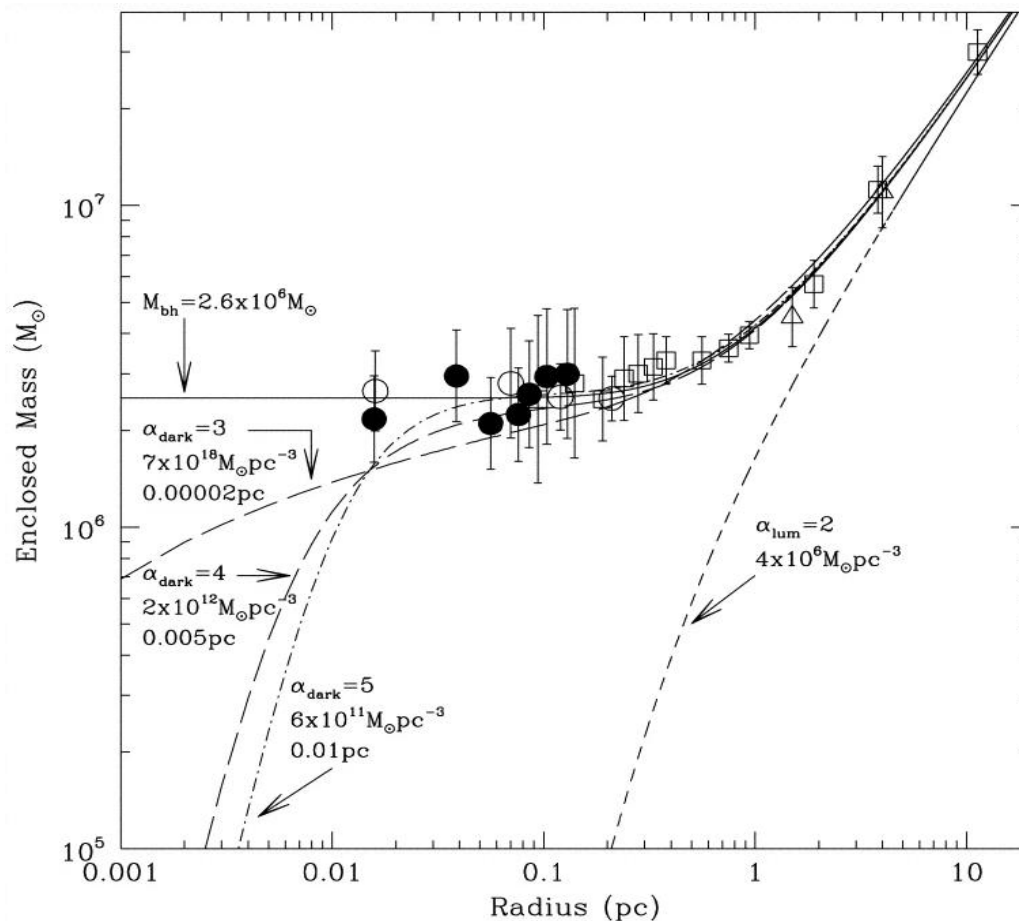


Z powyższych wykresów trudno na razie powiedzieć, co było wcześniej: silna gwiazdotwórczość (wykres lewy; Lanzetta i in. 2002, różne przybliżenia i stare wyniki Madau'a i in. 1998 - linia czarna) czy kwazary (wykres prawy, Hawkins i Veron 1996).

3. Aktywne jądra galaktyk cd.

4. Problem jądra naszej Galaktyki - Drogi Mlecznej

Istnienie czarnej dziury o masie $2.6 \times 10^6 M_{\odot}$ potwierdziły ostatnie badania dynamiki gwiazd w obszarze centralnym 0.01 - 0.1 ps przy pomocy teleskopu Keck i techniki zwanej 'speckle photometry'. Zdolność rozdzielcza takich obserwacji to 0.05" (Ghez i in. 1998). Za kilka lat jedna z gwiazd (S0-2) wykona pełny obieg wokół centrum, co pozwoli na znacznie dokładniejsze wyznaczenie masy.



Mamy więc czarną dziurę, gwiazdy, pierścień gazowy w odległości ok. 1 ps, ale aktywność wygląda słabiotko. Średni poziom jasności rentgenowskiej to 2.2×10^{33} erg/s, zdarzają się okazjonalne rozbłyski rentgenowskie o skali czasowej narastania/zaniku kilkuset sekund, a czasie trwania 10^4 s, typowe dla AGN, ale one też są słabiotkie (jasność w pikie 1.0×10^{35} erg/s) - obserwacje z Chandry (Baganoff i in. 2001) Co się zatem dzieje?

Możliwości:

- brak dostaw masy z jakiegoś powodu
- akrecja jest zadziwiająco mało wydajna, i dlatego emisja taka słaba.