



Vrije Universiteit Brussel

FACULTEIT WETENSCHAPPEN  
Vakgroep Fysica

# Over niet-conservatieve evolutie van dubbelsterren

---

Verhandeling voorgelegd voor het behalen van de graad van Licentiaat in de Natuurkunde door

**Nicki Mennekens**

---

Academiejaar 2006-2007

Promotor: Prof. Dr. W. van Rensbergen





*Voor pepe en meme*

De ontwikkelingen in dit onderzoek sinds de voltooiing van deze verhandeling op 1 juni 2007 staan beschreven in Van Rensbergen et al. (2008).



## **Dankwoord**

In de eerste plaats gaat mijn dank naar mijn promotor Walter van Rensbergen. Zijn constante enthousiaste begeleiding was zonder meer vitaal voor het goede welslagen van dit eindwerk. Ook mijn de facto copromotor Jean-Pierre De Greve verdient een voorname plaats in dit dankwoord, voor zijn vele directe en indirecte interventies en invalshoeken.

Verder wil ik ook de andere leden van de onderzoeksgroep Sterrenkunde, in het bijzonder Bert de Loore, Dany Vanbeveren en Chris Sterken, bedanken voor hun bijdragen tot een beter begrip van de astrofysica in het algemeen en dubbelsterevolutie in het bijzonder.

Ook gaat mijn dank naar de vele mensen die bijgedragen hebben tot een (allesbehalve evidente) goede werking van de benodigde informaticasystemen. In het bijzonder denk ik dan aan Alex Borgoo, Francesco Cancelliere, Houria Belkus en Willy Mennekens.

Last but not least binnen de VUB gaat mijn dank naar vele van mijn collega Wis- en Natuurkundestudenten, in het bijzonder Wieland Staessens, voor de ontelbare discussies die geleid hebben tot een (soms veel) beter beeld van de fysica, zowel cursusgerelateerd als daarbuiten.

Erkentelijkheid gaat ook naar de mensen die logistieke hulp geboden hebben, en de voorlopige teksten nagelezen hebben. Naast mijn promotor denk ik hierbij vooral aan mijn ouders.

Outside of our institute, I would first like to thank Lev Yungelson for his important scientific and IT input during his visit, and the continuing valuable comments and suggestions afterwards.

Also the visits to and the interaction with the Astronomical Institute, Utrecht University and the Institut d'Astronomie et d'Astrophysique, Université Libre de Bruxelles have been appreciated. The same is true for the organizers and participants of the conferences we attended this year, allowing us to make our findings public and incorporate many interesting comments.

This research has made use of NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services.

This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

## Inhoudstafel

<b>1. Inleiding.....</b>	<b>8</b>
1.1. Situering.....	8
1.2. Samenvatting.....	8
<b>2. Definities en conventies.....</b>	<b>9</b>
2.1. Eenheden en constanten.....	9
2.2. Sterindices en massaverhouding.....	9
2.3. Algols.....	10
<b>3. Massaverlies bij sterren.....</b>	<b>11</b>
3.1. Evolutiesporen van enkelvoudige en dubbelsterren.....	11
3.2. Massaverlies bij enkelvoudige en dubbelsterren.....	12
<b>4. Stand van zaken.....</b>	<b>13</b>
4.1. Waargenomen distributies van orbitale periodes en massaverhoudingen.....	13
4.2. Begindistributies van orbitale periodes en massaverhoudingen.....	14
4.3. Conservatieve Algolevolutie vergeleken met waarnemingen.....	15
<b>5. Conservatieve Algolevolutie.....</b>	<b>17</b>
5.1. Situatie voor RLOF.....	17
5.2. Situatie tijdens RLOF.....	17
<b>6. De snel roterende gainer.....</b>	<b>19</b>
6.1. Kritische snelheid.....	19
6.2. Verhoogde sterrenwind.....	19
6.3. Opspinning.....	20
6.4. Getijdenwerking.....	21
<b>7. Lichtkrachten.....</b>	<b>23</b>
7.1. De Eddingtonlichtkracht.....	23
7.2. De accretielichtkracht.....	23
7.3. Globale lichtkrachten versus lokale accretielichtkracht.....	26
<b>8. Bepaling van de orbitale periodes.....</b>	<b>27</b>
8.1. Baanimpulsmoment.....	27
8.2. Voor RLOF.....	28
8.3. Tijdens conservatieve RLOF.....	28
8.4. Tijdens niet-conservatieve RLOF.....	29
8.4.1. Massa verloren via verhoogde sterrenwind.....	29
8.4.2. Massa verloren via coroterend punt.....	29
8.4.2.1. Voorbeelden.....	30
8.4.3. Massa verloren via punt in Keplerbaan.....	31
8.4.3.1. Voorbeeld.....	31
<b>9. Studie van verschillende q-bepalingen.....</b>	<b>32</b>
9.1. Achtergrond.....	32
9.2. Werkwijze.....	33
9.3. Vergelijking.....	36
9.4. Statistiek.....	39
<b>10. Bepaling van de accretiepotentiaal.....</b>	<b>41</b>
10.1. Rechtstreekse inslag.....	41
10.2. Accretieschijf.....	44
<b>11. Bindingsenergie van gainer-materiaal.....</b>	<b>46</b>
11.1. Stralings- en gasdruk.....	46
11.2. Hydrostatisch evenwicht.....	46
11.3. Energievergelijking.....	47

<b>12. Identificatie van niet-conservatieve systemen.....</b>	<b>50</b>
<b>13. Niet-conservatieve evolutiecode .....</b>	<b>58</b>
<b>14. Typevoorbeeld van een niet-conservatief systeem.....</b>	<b>60</b>
<b>15. Intermezzo: verjonging.....</b>	<b>64</b>
15.1. Hertzsprung-Russell diagram.....	64
15.2. Leeftijdsvergelijking .....	65
<b>16. Het grensgebied van niet-conservatieve evolutie.....</b>	<b>67</b>
<b>17. Bepaling van efficiëntie en oppervlakte van de hot spot.....</b>	<b>73</b>
17.1. Werkwijze .....	73
17.2. Resultaten.....	74
17.3. Emissielijnen.....	76
<b>18. Belang van het massaverlies .....</b>	<b>79</b>
18.1. Grootte-orde.....	79
18.2. Invloed op q- en P-distributies.....	83
<b>19. Conclusies.....</b>	<b>85</b>
<b>20. Lijst van afkortingen en websites .....</b>	<b>87</b>
<b>21. Referenties.....</b>	<b>88</b>

# **1. Inleiding**

## **1.1. Situering**

De voorbije decennia is een uitgebreide en bevredigende beschrijving van conservatieve Algolevolutie tot stand gekomen. Dit zijn systemen waarbij alle materie die de donor door Roche Lobe Overflow (RLOF) verliest opgenomen wordt door de gainer. Deze wordt hierbij zwaarder in massa dan de donor, die oorspronkelijk de meest massieve component was. Zeer mooie samenvattingen van de stand van zaken in de klassieke Algoltheorie worden gegeven door Kopal (1979) en Batten (1989) (waaronder de bijdrage van De Greve (1989)).

Een algemeen bekend element van deze tak van de astrofysica is de Algolparadox. Vroege waarnemers verbaasden zich erover dat de rode reus in een Algolsysteem de minst zware ster is, terwijl iedereen weet dat zware sterren sneller evolueren dan lichte. De oplossing is uiteraard dat de meest geëvolueerde ster inderdaad de zwaarste was, maar de titel van zwaarste ster wegens het massaverlies is kwijtgespeeld.

De studie van niet-conservatieve Algolevolutie, waarbij geponeerd wordt dat een vast deel van het RLOF-materiaal afgegeven wordt aan het interstellair medium, is niet nieuw. Een stand van zaken hiervan wordt onder andere gegeven door de Mink et al. (2007). Het voorliggende werk gaat echter niet uit van niet-conservatisme per definitie, maar probeert hiertoe te komen via fysische waarschijnlijkheid en observationele noodzakelijkheid.

## **1.2. Samenvatting**

Recent onderzoek heeft uitgewezen dat de resultaten van conservatieve evolutie niet in staat zijn om de hoge waargenomen populatie aan grote massaverhoudingen (Algolsystemen waarbij er slechts een klein verschil in massa is tussen beide sterren) te verklaren. De verdeling van orbitale periodes is echter wel zoals theoretisch verwacht.

Een mogelijke uitweg is een scenario waarbij massa aan het systeem verloren gaat, zonder dat dit teveel impulsmoment wegneemt. Een dergelijke niet-conservatieve evolutie kan een gevolg zijn van het feit dat, wanneer de donor tijdens een korte periode aan het begin van de RLOF teveel materie verliest, de gainer deze niet volledig kan opnemen en het overtollige deel uitgestoten wordt als een soort sterrenwind.

In dit werk wordt verder ingegaan op deze hypothese. Er wordt een fysisch model opgesteld van hoe rotationele snelheid en accretielichtkracht samen deze niet-conservatieve evolutie kunnen veroorzaken. De resultaten bekomen met de aangepaste evolutionaire code en de implicaties voor de distributies van massaverhoudingen en orbitale periodes worden besproken.



## **2. Definities en conventies**

### **2.1. Eenheden en constanten**

Zoals gebruikelijk in astrofysische context wordt hoofdzakelijk in cgs eenheden gewerkt. Vaak wordt uit overwegingen van eenvoud ook overgeschakeld naar zonne-eenheden. De gebruikte eenheden zijn telkens vermeld, zodat geen verwarring kan optreden. In tabellen en grafieken worden massa's steeds in  $M_{\odot}$  uitgedrukt, massaverliezen in  $M_{\odot}/y$  en periodes in dagen. Op plaatsen waar dit uit de context duidelijk is wordt  $\dot{M}_d^{\text{RLOF}}$  eenvoudig als  $\dot{M}$  genoteerd.

De doorheen het werk veel gebruikte constanten zijn de volgende:

zonsmassa:  $M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{33}$  g

zonslichtkracht:  $L_{\odot} = 3,826 \cdot 10^{33}$  erg/s

zonsstraal:  $R_{\odot} = 6,9599 \cdot 10^{10}$  cm

gravitatieconstante:  $G = 6,67259 \cdot 10^{-8}$  dyne  $\text{cm}^2/\text{s}^2$

lichtsnelheid:  $c = 2,99792458 \cdot 10^{10}$  cm/s

dag:  $d = 8,64 \cdot 10^4$  s

jaar:  $y = 3,15576 \cdot 10^7$  s

### **2.2. Sterindices en massaverhouding**

Een veel gebruikte formule is de derde wet van Kepler, die een verband geeft tussen de som van de massa's van twee rond elkaar roterende objecten en de halve lange as en periode van hun baan:

$$\omega_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2}{P^2} = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} \quad (2.1)$$

In veel gebruikte numerieke vorm levert dit:

$$a[R_{\odot}] = 4,207 \left( M_1 [M_{\odot}] + M_2 [M_{\odot}] \right)^{1/3} P[d]^{2/3} \quad (2.2)$$

In tegenstelling tot observationele werken en catalogi, die de meest lichtkrachtige ster als primaire aanduiden (een conventie die de indices in de loop van de evolutie dus kan wijzigen), wordt hier steeds de ster die donor is bij de start van RLOF als primaire aangeduid. Om echter alle verwarring te vermijden zal deze ster de index d (donor) toegewezen krijgen, terwijl de begeleider (in onze definitie de secundaire ster) de index g (gainer) krijgt.

De massaverhouding  $q$  wordt gedefinieerd als de massa van de donor gedeeld door die van de gainer, een grootheid die in het geval van een Algol noodzakelijk tussen nul en één gelegen is, daar in een dergelijk systeem de gainer de zwaarste ster geworden is:

$$q = \frac{M_d}{M_g} \quad (2.3)$$

### **2.3. Algols**

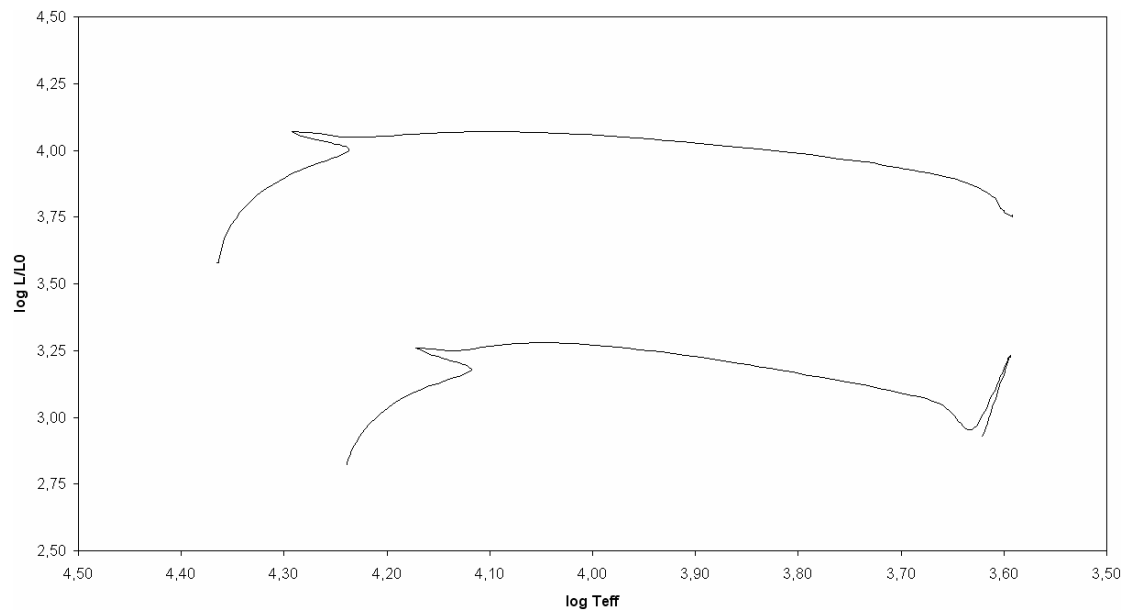
In de literatuur wordt soms nogal vrijelijk omgesprongen met de term Algol (de historische naam van het dubbelstersysteem  $\beta$  Per), om systemen aan te duiden waarbij RLOF ervoor gezorgd heeft dat de gainer zwaarder geworden is dan de origineel meest massieve donor. In onze context zijn de strikte voorwaarden opdat een systeem de benaming Algol zou krijgen echter deze van Peters (2001):

- $M_d < M_g$
- donor vult Roche volume
- gainer vult Roche volume niet en is MS-ster
- $T_{\text{eff},d} < T_{\text{eff},g}$
- $L_d < L_g$
- $R_d > R_g$

### 3. Massaverlies bij sterren

#### 3.1. Evolutiesporen van enkelvoudige en dubbelsterren

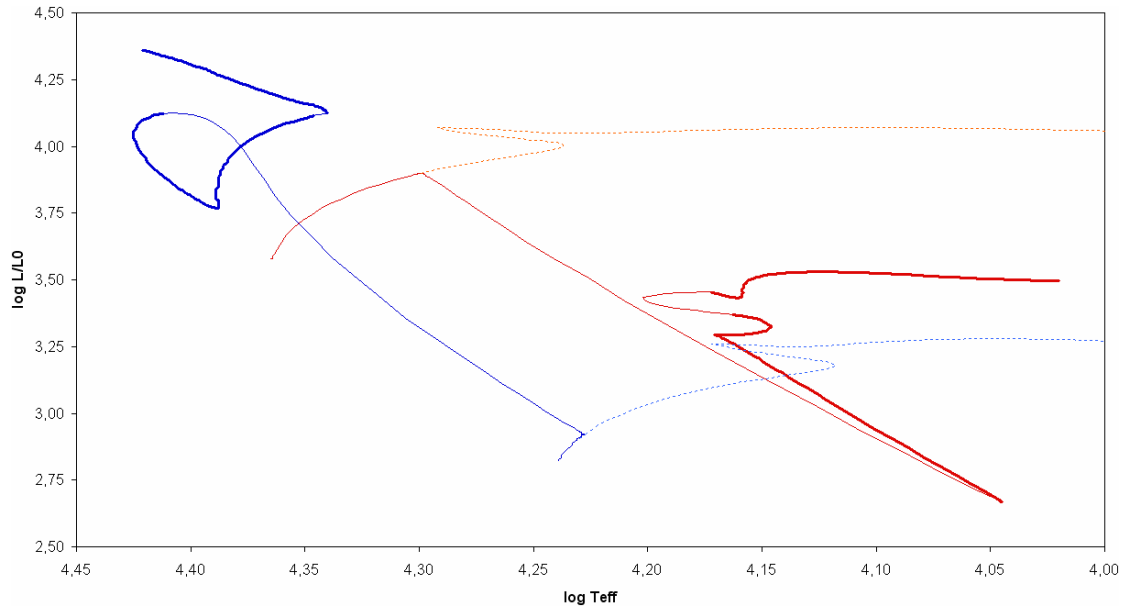
Beschouwd worden twee enkelvoudige sterren, met respectieve massa's  $9,0 M_{\odot}$  en  $5,4 M_{\odot}$ . Hun evolutiespoor wordt berekend met de conservatieve Brusselcode (zie 4.3) en geplott in een HRD in Figuur 3.1. Dit geeft het volgende resultaat, met de meest massieve ster bovenaan:



Figuur 3.1: HRD voor twee enkelvoudige sterren

Figuur 3.2 toont het HRD van de conservatieve evolutie van het dubbelstersysteem dat bestaat uit de twee sterren waarvan de enkelvoudige evolutie getoond werd in Figuur 3.1.

De initiële baanperiode van de dubbelster bedraagt hierbij 2,25 dagen. Dit typevoorbeeld zal verder nogmaals aan bod komen. In Figuur 3.2 wordt het spoor van de gainer (linksboven) en dat van de donor (rechtsonder) verdikt weergegeven als het systeem aan de Algolvoorwaarden voldoet. In stippellijn worden de enkelvoudige evolutiesporen uit Figuur 3.1 weergegeven.



Figuur 3.2: HRD voor een interagerende dubbelster

Het is dus duidelijk dat het zich al dan niet bevinden in een interagerende dubbelster van enorme invloed is op het evolutiespoor van een ster.

### 3.2. Massaverlies bij enkelvoudige en dubbelsterren

Gedurende hun volwassen leven als MS-ster verliezen enkelvoudige sterren enkel massa via sterrenwind en straling. Reimers (1975) geeft een zeer eenvoudige en benaderende uitdrukking voor de sterrenwind:

$$\dot{M} \approx 10^{-13} \frac{L}{L_{\odot}} \frac{R}{R_{\odot}} \frac{M_{\odot}}{M} M_{\odot}/y \quad (3.1)$$

De Jager et al. (1988) geeft een nagenoeg equivalente bepaling:

$$\dot{M} \approx 10^{-8,158} \left( \frac{L}{L_{\odot}} \right)^{1,769} T_{\text{eff}}^{-1,676} M_{\odot}/y \quad (3.2)$$

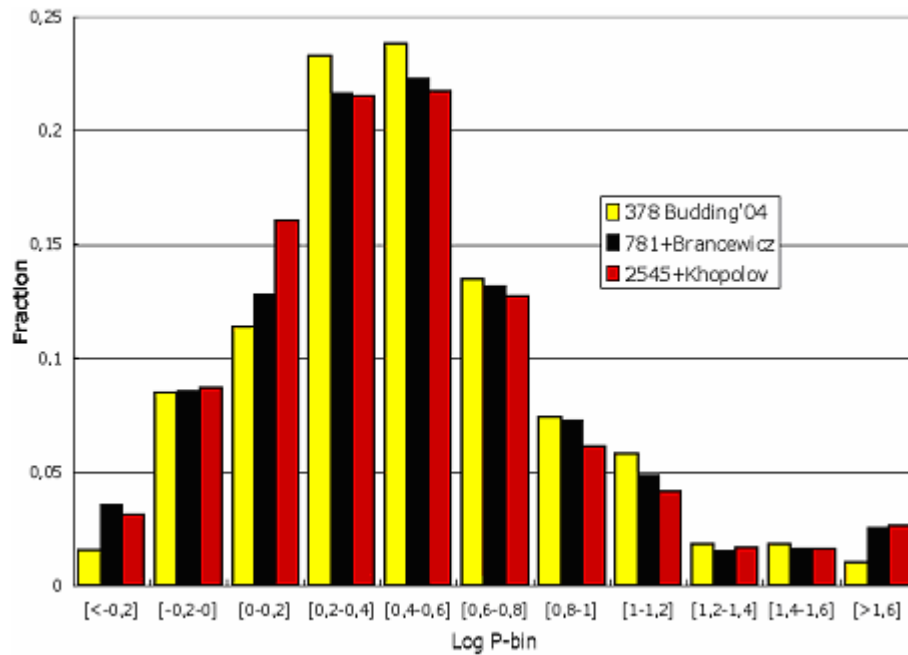
Voor sterren van de orde van een zonsmassa levert dit een massaverlies van ongeveer  $10^{-13} M_{\odot}/y$  (voor de rustige zonnwind is dit  $\sim 2 \cdot 10^{-14} M_{\odot}/y$ ), wat totaal verwaarloosbaar is, evenals de via  $E = mc^2$  als energie uitgestraalde massa van dezelfde grootteorde. Voor massieve sterren wordt het massaverlies, tot  $10^{-3} M_{\odot}/y$ , evolutionair belangrijk.

Indien verondersteld wordt dat dubbelsterevolutie conservatief is, m.a.w. dat alle via RLOF door de donor verloren materie opgenomen wordt door de gainer, zal het enige massaverlies uit een dubbelster dat van hierboven zijn.

## 4. Stand van zaken

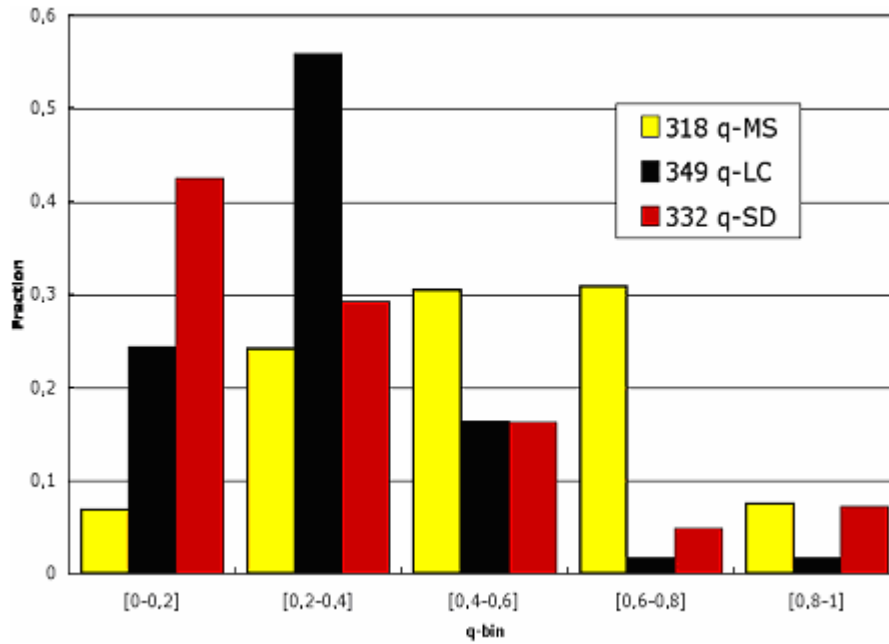
### 4.1. Waargenomen distributies van orbitale periodes en massaverhoudingen

Omdat Algols bedekkingsveranderlijken zijn, zijn al de orbitale periodes welbekend, en worden onder meer weergegeven in Budding et al. (2004), Brancewicz en Dworak (1980) en Kholopov et al. (1998). De aldus bekomen verdeling wordt voorgesteld in Grafiek 4.1.



Grafiek 4.1: de waargenomen Algol P-verdeling

De verdeling van waargenomen massaverhoudingen is echter sterk verschillend naar gelang de methode die gebruikt werd om  $q$  te bepalen. In Grafiek 4.2 worden de resultaten weergegeven bekomen via de Main Sequence veronderstelling (de aanname dat de gainer de temperatuur en lichtkracht van een hoofdreeksster heeft), de Semi-Detached veronderstelling (die stelt dat  $R_d = R_{\text{Roche},d}$ ) en de Light Curve methode.



Grafiek 4.2: de volgens verschillende methoden waargenomen Algol q-verdelingen

#### **4.2. Begindistributies van orbitale periodes en massaverhoudingen**

De begindistributies van orbitale periodes en massaverhoudingen voor Algols met een B-type primaire zijn bepaald door Van Rensbergen et al. (2006). Dit rekening houdend met verschillende selectie-effecten om de SB9-catalogoog van Pourbaix et al. (2004) zo dicht mogelijk te benaderen. Het resultaat wijkt af van een initiële periodedistributie zoals van Popova et al. (1982):

$$\Pi(P) = \frac{A}{P} \text{ met } \int_{P_{\min}}^{P_{\max}} \Pi(P) dP = 1 \quad (4.1)$$

Deze distributie voorspelt te veel hoge periodes vergeleken met de waarnemingen. Een aangepaste verdeling, met een onderscheid tussen lage en hoge periodes, geeft echter wel goede resultaten.

Voor een laat B-type primaire ( $M_d \in [2, 5-7]$ ) is deze:

$$\int_{0,93d}^{33,37d} \frac{A}{P} dP = 0,793 \text{ en } \int_{33,37d}^{9000d} \frac{B}{P} dP = 0,207 \quad (4.2)$$

Terwijl voor een vroeg B-type primaire ( $M_d \in [7-16, 7]$ ) geldt:

$$\int_{1,02d}^{12,91d} \frac{A}{P} dP = 0,791 \text{ en } \int_{12,91d}^{4000d} \frac{B}{P} dP = 0,209 \quad (4.3)$$

De initiële massaverhoudingsdistributie gevonden door Van Rensbergen et al. (2006) is een genormaliseerde verdeling zoals die van Kuiper (1935):

$$\Psi(q) = \frac{C}{(1+q)^\delta} \quad (4.4)$$

Hierin is  $\delta = 0,65^{+0,35}_{-0,55}$  voor late B-types en  $\delta = 1,65^{+0,35}_{-0,50}$  voor vroege.

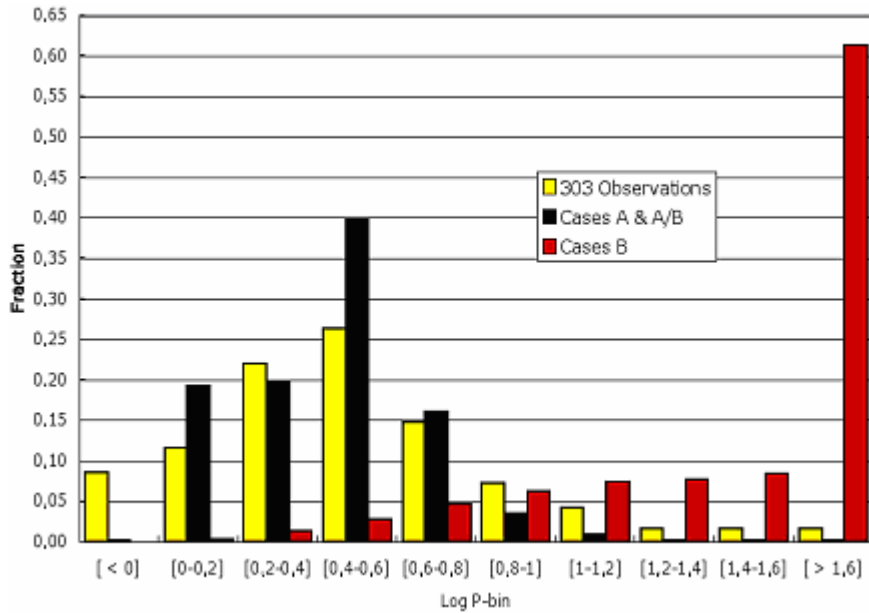
### **4.3. Conservatieve Algolevolutie vergeleken met waarnemingen**

De verzameling van conservatieve simulaties van de Vrije Universiteit Brussel (<http://we.vub.ac.be/astrofys>) uit De Loore en Van Rensbergen (2005) bevat zo'n 250 evolutiesporen met kleine beginperiode, die tot geval A RLOF leiden (d.w.z. tijdens de waterstof kernverbranding van de donor). Tijdens RLOF A vertonen alle dubbelsterren een periode van Algol A, waarin de massaverhouding en periode drastisch veranderen. In veel gevallen wordt RLOF A gevolgd door RLOF B (tijdens de waterstof schilverbranding van de donor). Systemen die wegens een hoge beginperiode niet aan RLOF A doen, kunnen ook een korte Algol B fase vertonen. Dergelijke systemen werden beschouwd door Van Rensbergen (2003). Een gelijkaardige berekening van conservatieve Algol A systemen werd ook uitgevoerd door Nelson en Eggleton (2001).

Uit het rooster van conservatieve evoluties werd een Monte Carlo simulatie gemaakt van de orbitale periode- en massaverhoudingsdistributie van Algols. Als beginvoorwaarden werden voor de orbitale periode (4.2) en (4.3) gebruikt, voor de massaverhouding (4.4). De initiële donormassa wordt gegeven door de distributie van Salpeter (1955):

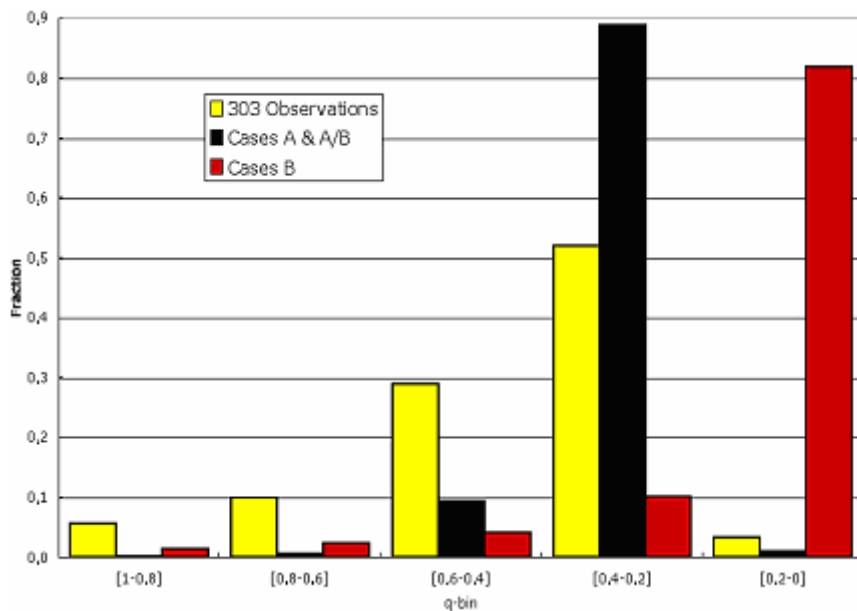
$$\zeta(M) = \frac{C}{M^{2,35}} \quad (4.5)$$

De waargenomen periodedistributie van 303 Algols die bekomen kunnen worden uit conservatieve evolutie met een initiële B-type primaire wordt weergegeven in Grafiek 4.3. Er worden meer A dan B gevallen gevonden, daar een Algol A fase een klein deel van de nucleaire tijdschaal inneemt, terwijl Algol B een deel van de veel kortere Kelvin-Helmholtz tijdschaal beslaat. RLOF A reproduceert de waargenomen distributie vrij goed. De Algol B gevallen pieken echter naar hoge periodes, en bijgevolg wordt slechts een bijdrage van enkele procenten Algol B tot de Algolpopulatie verwacht.



Grafiek 4.3: waargenomen en berekende periodedistributies

Grafiek 4.4 geeft de waargenomen massaverhoudingsdistributie weer van dezelfde 303 Algols. De massaverhoudingen van de Algol B gevallen pieken naar kleine waarden, terwijl RLOF A een meerderheid van Algols in de q-bin  $[0,2-0,4]$  oplevert. Niet-conservatieve dubbelsterevolutie is noodzakelijk om de waargenomen hoge q-bins  $[0,4-1]$  te bevolken.



Grafiek 4.4: waargenomen en berekende massaverhoudingsdistributies

De waargenomen distributie van de “303 Observations” in Grafiek 4.4, die hier enkel ter vergelijking gebruikt wordt, is een gewogen gemiddelde van de drie waarden in Grafiek 4.2, dat gedetailleerd zal afgeleid worden in Hoofdstuk 9.



## **5. Conservatieve Algevolutie**

We definiëren de parameter  $\beta$ , die a-priori een variabele is tijdens het verloop van de evolutie, als volgt:

$$\dot{M}_g = -\beta \dot{M}_d^{\text{RLOF}} \quad (5.1)$$

Deze grootheid geeft dus de fractie van de materie, via RLOF verloren door de donor, die geaccepteerd wordt door de gainer (hetzij door rechtstreekse inslag, hetzij via een accretieschijf).

In het volgende wordt nagegaan welke fysische betekenis aan  $\beta$  gehecht kan worden in de verschillende evolutiestadia van het systeem.

### **5.1. Situatie voor RLOF**

Wanneer beide sterren zich nog binnen hun Roche volume bevinden, veronderstelt ons model dat sterrenwind de enige manier is waarop ze, volledig onafhankelijk van elkaar, massa verliezen. De massa van elke component in de n-de stap van het evolutiemodel wordt dus gegeven door:

$$\begin{cases} M_d^n = M_d^{n-1} + \Delta M_d^{\text{SW}} \\ M_g^n = M_g^{n-1} + \Delta M_g^{\text{SW}} \end{cases} \quad (5.2)$$

Hierin stelt de term  $\Delta M^{\text{SW}} \leq 0$  de massa voor die de betreffende component tussen beide stappen verliest via sterrenwind. Het is duidelijk dat  $\beta$  in deze context geen betekenis heeft.

### **5.2. Situatie tijdens RLOF**

Wanneer na verloop van tijd de donor door haar snellere evolutie (t.g.v. een grotere beginmassa) als enige haar Roche volume vult, zal RLOF optreden via  $L_1$ . De straal van dit Roche volume wordt met  $q$  volgens (2.3) benaderend gegeven door Eggleton (1983):

$$\frac{R_{\text{Roche}}}{a} = \frac{0,49q^{2/3}}{0,6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})} \quad (5.3)$$

Veronderstellen we eerst dat initieel alle overgedragen massa geaccepteerd zal worden door de gainer, hetzij via rechtstreekse inslag, hetzij via de vorming van een accretieschijf (zie 10.2). Dit is het conservatieve scenario.

De massa-evolutie van beide componenten wordt nu weergegeven door:

$$\begin{cases} M_d^n = M_d^{n-1} + \Delta M_d^{SW} + \Delta M_d^{RLOF} \\ M_g^n = M_g^{n-1} + \Delta M_g^{SW} - \Delta M_d^{RLOF} \end{cases} \quad (5.4)$$

De bijkomende term  $\Delta M_d^{RLOF} \leq 0$  stelt de massa voor die in de betreffende tijdstap door de donor verloren wordt en door de gainer opgenomen.

Voor massieve gainers vervangt Langer (1998)  $\Delta M_g^{SW}$  door  $\Delta M_g^{SW+}$ : de verhoogde sterrenwind. Deze is een gevolg van het feit dat de gainer zal opspinnen t.g.v. de inslag van het van de donor afkomstige materiaal (zie ook Hoofdstuk 6).

Als gevolg van het opspinnen zal de equatoriale snelheid  $v_{eq,g}$  van de gainer toenemen. Naarmate  $v_{eq,g}$  de kritische evenaarssnelheid  $v_{crit,g}$  benadert, zal de materie van de gainer minder sterk gebonden raken, wat leidt tot deze verhoogde sterrenwind. Langer (1998) geeft hiervoor volgende uitdrukking:

$$\Delta M_g^{SW+} = \Delta M_g^{SW} \left( \frac{1}{1 - \Omega_g} \right)^{0,43} \quad (5.5)$$

waarin  $\Delta M_g^{SW}$  gegeven wordt door de Jager et al. (1988) en met

$$\Omega_g = \frac{v_{eq,g}}{v_{crit,g}} \quad (5.6)$$

Een meer gesofisticeerde uitdrukking voor de verhoogde sterrenwind wordt besproken in paragraaf 6.2.

De kritische snelheid  $v_{crit,g}$  is deze waarbij de middelpuntvliedende versnelling van de kritische rotatiesnelheid op een equatoriale testmassa  $m$  de zwaartekracht evenaart:

$$m \frac{v_{crit,g}^2}{R_g} = G \frac{m M_g}{R_g^2} \Rightarrow v_{crit,g} = \sqrt{\frac{G M_g}{R_g}} \quad (5.7)$$

De zogenaamde  $\Omega$ -limiet wordt dus bereikt wanneer  $v_{eq,g} \rightarrow v_{crit,g}$ . Het is duidelijk dat in deze limiet de verhoogde sterrenwind naar oneindig gaat, wat fysisch onmogelijk is. Een model voor deze situatie wordt gegeven in 6.2. Zolang  $v_{eq,g}$  echter  $v_{crit,g}$  niet te dicht benadert, zal  $\beta$  slechts licht van 1 afwijken:

$$\beta = \frac{-\Delta M_d^{RLOF} + \Delta M_g^{SW+}}{-\Delta M_d^{RLOF}} \quad (5.8)$$

## **6. De snel roterende gainer**

### **6.1. Kritische snelheid**

De waarde van  $v_{\text{crit,g}}$  wordt voor een sferische ster, waarvan de zelfgravitatie in evenwicht is met de stralingsdruk, gegeven door:

$$v_{\text{crit,g}} = \sqrt{\frac{GM_g(1-\Gamma_g)}{R_g}} \quad (6.1)$$

met

$$\Gamma_g = \frac{L_{\text{nuc,g}} + L_{\text{acc,g}}}{L_{\text{Eddington,g}}} \quad (6.2)$$

Dit betekent dus dat de kritische snelheid, naast massa en straal, ook afhangt van de verhouding van de totale lichtkracht van de ster (nucleaire lichtkracht plus accretielichtkracht) tot de Eddingtonlichtkracht. Er wordt in Hoofdstuk 7 verder ingegaan op de constituenten van deze vergelijking. Ook Beer et al. (2007) behandelen de gevolgen van super-Eddington massatransfer voor massaverlies uit het systeem.

Er dient opgemerkt te worden dat de kritische snelheid in principe lager ligt t.g.v. de afplatting van de snel roterende ster. Porter (1996) argumenteert dat bij het bereiken van de kritische snelheid  $R_{\text{eq}} = 1,5R_{\text{pol}}$ , zodat:

$$v_{\text{crit,g}} = \sqrt{\frac{2GM_g(1-\Gamma_g)}{3R_{\text{pol,g}}}} = \sqrt{\frac{GM_g(1-\Gamma_g)}{R_{\text{eq,g}}}} \quad (6.3)$$

Dit effect wordt echter tegengewerkt door het feit dat de evenaar van een snel roterende ster minder helder is dan diens polen, t.g.v. het relativistische theorema van von Zeipel (1924). Bijgevolg worden beide, elkaar tegenwerkende, effecten verwaarloosd.

### **6.2. Verhoogde sterrenwind**

Zoals reeds opgemerkt geeft (5.5) slechts een ruw beeld van de verhoogde sterrenwind. Het is duidelijk dat deze uitdrukking divergeert voor  $v_{\text{eq,g}} \rightarrow v_{\text{crit,g}}$  en dus enkel een idee geeft van de afwijking t.o.v.  $\beta=1$  voor beperkte RLOF, bv.

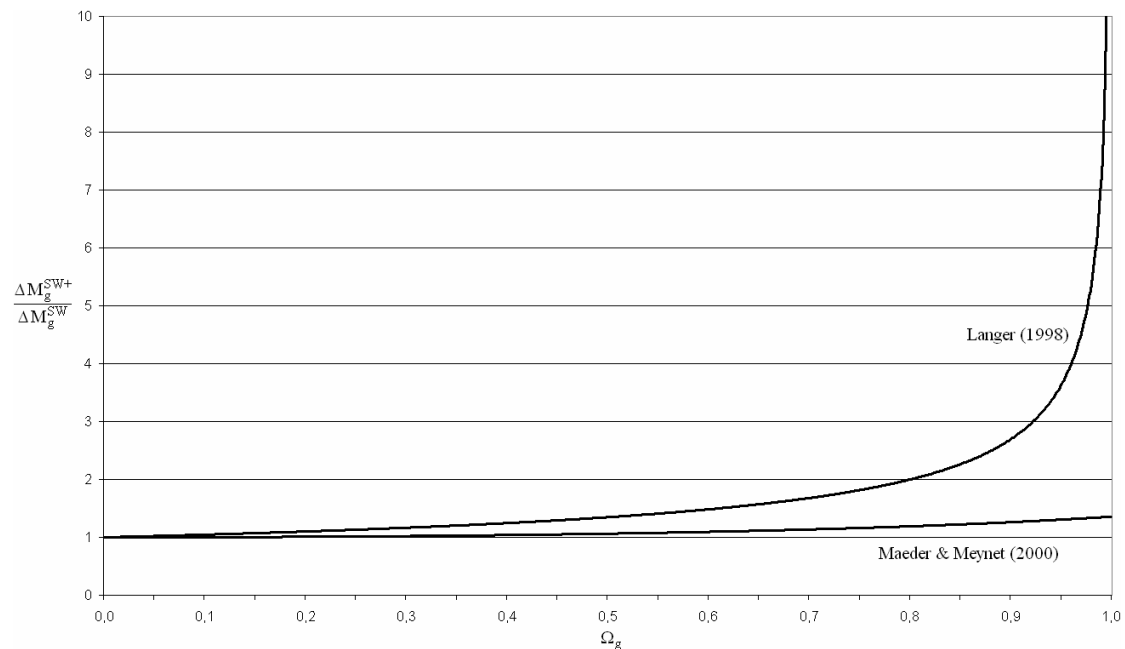
$$v_{\text{eq,g}} < 0,95v_{\text{crit,g}}.$$

Een gedetailleerdere bepaling van de verhoogde sterrenwind is mogelijk door de formule van Maeder en Meynet (2000) te gebruiken. Zij geven hiervoor:

$$\Delta M_g^{\text{SW}+} = \Delta M_g^{\text{SW}} \left( \frac{1 - \Gamma_g}{1 - a\Omega_g^2 - \Gamma_g} \right)^{\frac{1}{\alpha} - 1} \quad (6.4)$$

Hierin is  $\alpha(T)$  een empirische parameter bepaald door Lamers et al. (1995), en  $a = 4/9$ . Nauwkeuriger is echter om  $a$  eveneens empirisch te bepalen uit de gegevens van Petrenz en Puls (2000), wat een waarde van iets minder dan  $3/9$  levert. De aldus verhoogde sterrenwind levert een aanzienlijke bijdrage tot het massaverlies van het dubbelstelsel in het geval dat het om een massief stelsel gaat, zoals het  $16 + 15M_\odot$  systeem van Langer (1998) en Wellstein (2001).

Een grafische voorstelling van de verhoogde sterrenwind volgens zowel Langer (1998) als Maeder en Meynet (2000) als functie van  $\Omega_g$  wordt weergegeven in Grafiek 6.1:



Grafiek 6.1:  $\frac{\Delta M_g^{\text{SW}+}}{\Delta M_g^{\text{SW}}}$  als functie van  $\Omega_g$

### **6.3. Opspinning**

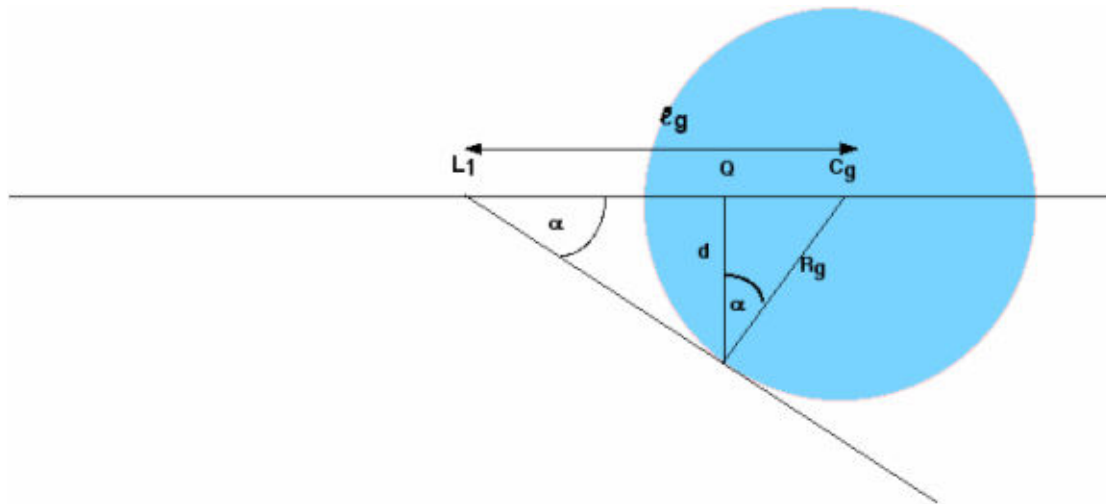
Indien er zoveel RLOF-materiaal invalt op de gainer dat volledige opname hiervan  $v_{\text{eq},g}$  boven  $v_{\text{crit},g}$  zou brengen, zal de gainer enkel dat deel  $\Delta M_d^{\text{RLOF,crit}}$  aanvaarden dat de snelheid sub-kritisch houdt. Voor de massieve sterren die beschouwd worden door Wellstein (2001) zijn er voldoende atmosferische fotonen voorhanden om de rest van

$\Delta M_d^{\text{RLOF}}$  weg te blazen als verhoogde sterrenwind. Bijgevolg komt  $\beta$  in dit geval volgens (5.8) ver onder één te liggen.

Nu wordt onderzocht wat dit tot gevolg heeft voor het opspinnen van de gainer. Volgens het scenario van Packet (1981), verfijnd door Langer (1998) en Wellstein (2001) geldt:

$$\Delta J_g^+ = \frac{2}{3} \sqrt{G R_g M_g^3} \left[ \left( 1 - \frac{\Delta M_d^{\text{RLOF}}}{M_g} \right)^{3/2} - 1 \right] \left( \frac{d}{R_g} \right) \quad (6.5)$$

Hierin is  $\left( \frac{d}{R_g} \right)$  de impactparameter die het probleem in het geval van een direct hit scenario herleidt tot verstrooiing door een centrale kracht, zoals bij Alonso en Finn (1980). De situatie wordt geschetst in Figuur 6.1:



Figuur 6.1: verstrooiing door een centrale kracht

De constraint op  $\cos \alpha$  is de volgende:

$$0 \leq \cos \alpha = \frac{d}{R_g} = \sqrt{1 - \left( \frac{R_g}{l_g} \right)^2} \leq 1 \quad (6.6)$$

Hierin is  $l_g$  dus de afstand van  $L_1$  tot het middelpunt van de gainer.

#### **6.4. Getijdenwerking**

Steunend op het werk van Darwin (1879) geeft Zahn (1977) een scenario dat het opspinnen kan tegengaan, namelijk getijdenwerking. De synchronisatie tijdschaal wordt benaderd door:

$$\tau_{\text{sync}} \approx \left( \frac{M_g}{M_d} \right)^2 \frac{a^6}{R_g^6} \quad (6.7)$$

Indien het opspinnen ervoor gezorgd heeft dat de hoeksnelheid  $\omega_g$  van de gainer opgelopen is tot boven de evenwichtswaarde  $\omega_{\text{sync}}$ , zal de gainer neerspinen:

$$\Delta J_g^- = \frac{J_g}{\omega_g} (\omega_{\text{sync}} - \omega_g) \left( 1 - e^{-\Delta t / \tau_{\text{sync}} f_{\text{sync}}} \right) \quad (6.8)$$

Hierin is de parameter  $f_{\text{sync}}$  afhankelijk van het type interactie: voor zwakke getijdenwerking is  $f_{\text{sync}}$  gelijk aan 1, voor sterke aan 0,1. Het voorkomen van deze laatste situatie wordt besproken door Witte en Savonije (1999).

De totale verandering in impulsmoment wordt dus gegeven door:

$$\Delta J_g = \Delta J_g^+ + \Delta J_g^- \quad (6.9)$$

Bijgevolg geldt voor een tijdstap dat:

$$J_g^{n+1} = J_g^n + \Delta J_g \quad (6.10)$$

Na het einde van de RLOF zal de getijdenwerking ervoor zorgen dat synchronisatie bereikt wordt, en het impulsmoment bijgevolg constant blijft.

## **7. Lichtkrachten**

### **7.1. De Eddingtonlichtkracht**

De Eddingtonlichtkracht zoals gebruikt in (6.2) wordt gegeven door:

$$L_{\text{Eddington}} = \frac{4\pi Gc}{\bar{\kappa}} \quad (7.1)$$

Hierin wordt de opaciteit van Rosseland (1936)  $\bar{\kappa}$  gegeven door de gemiddelde som van de bound-bound, bound-free, free-free en elektronopaciteiten:

$$\bar{\kappa} = \langle \kappa_{\text{bb}} + \kappa_{\text{bf}} + \kappa_{\text{ff}} + \kappa_{e^-} \rangle \quad (7.2)$$

In het sterinwendige zijn alle atomen wegens de hoge temperaturen echter volledig geïoniseerd. Veronderstellen we daarom dat de opaciteit, ook in de buitenste lagen, bij benadering enkel veroorzaakt wordt door Thomson scattering ( $e^-$  verstrooiing), dan geldt:

$$\bar{\kappa} \approx \kappa_{e^-} = 0,2(1+X) \quad (7.3)$$

Hierin is  $X$  de massafractie van waterstof voor de betreffende ster. Voor een generische waarde van  $X = 0,7$  levert dit als resultaat  $\bar{\kappa} \approx 0,34 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  en bijgevolg:

$$L_{\text{Eddington}} \approx 38000 \frac{M}{M_{\odot}} L_{\odot} \quad (7.4)$$

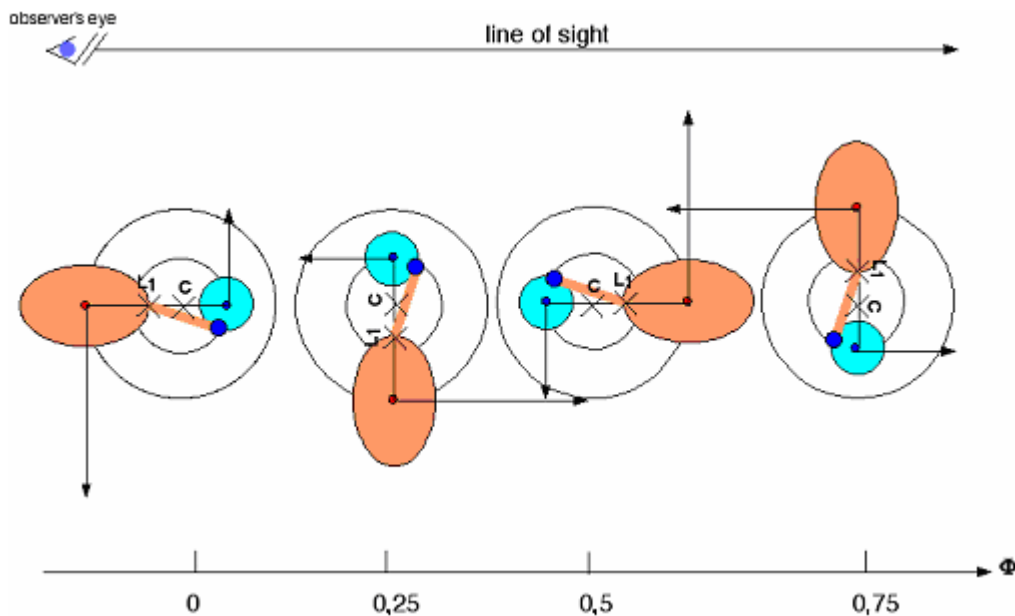
De veronderstelling m.b.t. de opaciteit kan er echter toe leiden dat deze onderschat werd, wat een overschatting van de Eddingtonlichtkracht zou betekenen. Bij een grotere Rosselandopaciteit zal een deeltje minder bijkomende energie nodig hebben om te ontsnappen, bij een kleinere is het tegendeel waar. Uit de  $\bar{\kappa}$ -waarden van Kurucz (1979) voor sterren met een  $T_{\text{eff}}$  tussen 5000 en 50000 K blijkt dat bij een Rosselandopaciteit van  $2/3$  meestal geldt dat  $\bar{\kappa} < 0,34 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  voor lage temperaturen in dit bereik, en  $\bar{\kappa} > 0,34 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  voor hoge. Rogers en Iglesias (1992) bekomen gelijkaardige resultaten.

### **7.2. De accretielichtkracht**

De accretielichtkracht  $L_{\text{acc}}$  wordt volgens Peters en Polidan (2004) veroorzaakt door het ontstaan van een hot spot op de achterlopende zijde aan de evenaar van de gainer, daar waar het RLOF-materiaal via  $L_1$  invalt. Peters en Polidan (2004) geven ook de waargenomen eigenschappen van de hot spots die gevormd worden bij de drie Algol-stelsels V356 Sgr, TT Hya en RY Per. Volgens hydrodynamische berekeningen van

Bisikalo et al. (2005) geeft dit bij het bestaan van een accretieschijf aanleiding tot een uitgesmeerde hot line.

Deze bevindingen zijn een gevolg van hydrodynamische berekeningen en de waarneming van sterke emissielijnen bij een fase  $\Phi$  van 0,75, d.w.z. wanneer de hot spot onverduisterd is t.o.v. de waarnemer. Figuur 7.1 geeft deze situatie weer in het geval dat de hot spot op de equator van de gainer gevormd wordt door rechtstreekse inslag. De hot spot wordt even zo goed gevormd in het geval dat de gainer omgeven is door een accretieschijf.



Figuur 7.1: geometrische voorstelling van hot spots bij directe inslag

De accretielichtkracht wordt veroorzaakt door de opwarming van (ideaal vanop oneindig) invallend materiaal. Bij RLOF van de donor naar de gainer via  $L_1$  wordt deze bij rechtstreekse inslag gegeven door:

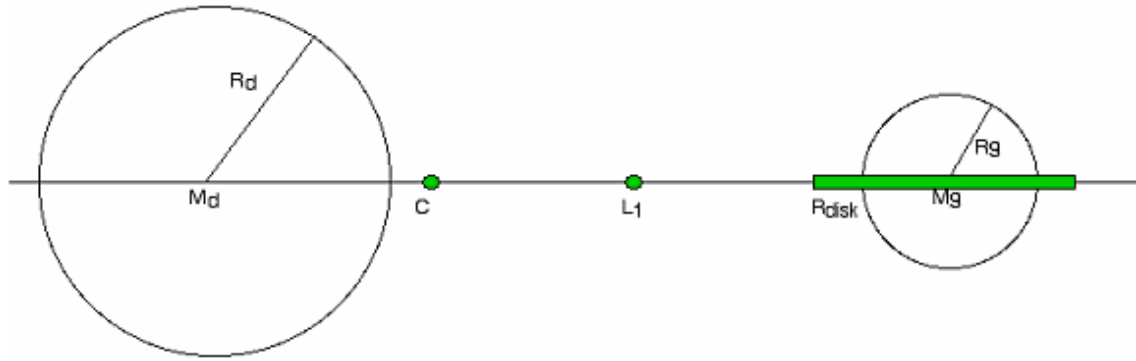
$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_g \dot{M}_d^{\text{RLOF}}}{R_g} \quad (7.5)$$

Volgens Carroll en Ostlie (1996) moet (7.5) bij het bestaan van een accretieschijf vervangen worden door:

$$L_{\text{acc}}^{\text{disk}} = \frac{GM_g \dot{M}_d^{\text{RLOF}}}{2R_g} \quad (7.6)$$

De andere helft van  $L_{\text{acc}}$  wordt dan rechtstreeks op het steroppervlak afgezet. De situatie wordt voorgesteld in Figuur 7.2:





Figuur 7.2: RLOF via een accretieschijf

Hierin is  $L_1$  het eerste Lagrangepunt en C het massamiddelpunt. De mechanische energie van  $\dot{M}_d^{\text{RLOF}}$  wordt in  $L_1$  gegeven door:

$$U_0 = G \frac{\dot{M}_d^{\text{RLOF}} M_d}{|M_d L_1|} - G \frac{\dot{M}_d^{\text{RLOF}} M_g}{|M_g L_1|} - \frac{1}{2} \dot{M}_d^{\text{RLOF}} \omega^2 |CL_1|^2 \quad (7.7)$$

Als de materie in  $L_1$  ook nog de geluidssnelheid bezit dan moet de waarde in (7.7) verhoogd worden met:

$$K_0 = \frac{1}{2} \dot{M}_d^{\text{RLOF}} v_{\text{sound}}^2 \quad (7.8)$$

De orbitale hoeksnelheid  $\omega_{\text{orb}}$  kan via de derde Keplerwet (2.1) herschreven worden in termen van de massa's en de halve lange as van het systeem.

Na inslag op de gainer wordt de potentiële energie:

$$U_1 = G \frac{\dot{M}_d^{\text{RLOF}} M_d}{a - R_g} - G \frac{\dot{M}_d^{\text{RLOF}} M_g}{R_g} - \frac{1}{2} \dot{M}_d^{\text{RLOF}} \omega^2 (a_g - R_g)^2 \quad (7.9)$$

De kinetische energie na inslag is dus:

$$K_1 = U_0 - U_1 > 0 \quad (7.10)$$

eventueel verhoogd met de waarde uit (7.8). Deze uitdrukking geeft de accretielichtkracht weer, en is een betere benadering dan (7.5). In numerieke vorm levert dit:

$$L_{\text{acc}} = \dot{M}_d^{\text{RLOF}} \left[ 3,14 \cdot 10^7 \left( \frac{M_d}{a - R_g} + \frac{M_g}{R_g} - \frac{M_d}{|M_d L_1|} - \frac{M_g}{|M_g L_1|} \right) + 2,11 \cdot 10^5 \frac{(a_g - R_g)^2 - |CL_1|^2}{P^2} \right] \quad (7.11)$$

Een uitgebreide behandeling van dit onderwerp vindt plaats in Hoofdstuk 10.

### **7.3. Globale lichtkrachten versus lokale accretielichtkracht**

Vergelijking (6.2) bepaalt wanneer in de RLOF de gainer niet meer in staat is om alle invallende materie op te nemen. Zoals in de vorige delen uitgelegd zijn de drie parameters te bepalen uit waarnemingen. Hierbij dient echter opgemerkt te worden dat  $L_{\text{nuc}}$  en  $L_{\text{Edd}}$  grootheden zijn die voor de hele ster gelden, terwijl  $L_{\text{acc}}$  afhankelijk is van de plaats op het steroppervlak. Deze is namelijk enkel verschillend van nul op plaatsen binnen de accretiezone, die beperkt is in oppervlakte zoals vastgesteld door Nelemans et al. (2004).

Eenzijds wordt  $L_{\text{acc,g}}$  verzwakt door de beperkte efficiëntie van de accretielichtkracht zodat slechts  $\frac{L_{\text{acc}}}{A}$  met  $A > 1$  gebruikt kan worden. Anderzijds heeft de concentratie van de accretielichtkracht, in een hot spot met beperkte oppervlakteverhouding  $S = S_{\text{spot}}/S_{\text{star}}$  t.o.v. het totale steroppervlak, een versterking tot gevolg.  $S$  ligt a-priori dus tussen 0 en 1, waarbij in het laatste geval de accretiezone de gehele ster zou zijn (wat niet fysisch is). Hiermee rekening houdend moet (6.2) dus herschreven worden als:

$$\Gamma_g = \frac{\frac{L_{\text{nuc,g}}}{4\pi R_g^2} + \frac{L_{\text{acc,g}}/A}{4\pi R_g^2 S}}{\frac{L_{\text{Edd,g}}}{4\pi R_g^2}} = \frac{L_{\text{nuc,g}} + \frac{L_{\text{acc,g}}/A}{S}}{L_{\text{Edd,g}}} \equiv \frac{L_{\text{nuc,g}} + \frac{L_{\text{acc,g}}}{K}}{L_{\text{Edd,g}}} \quad (7.12)$$

Hierin is  $K$  dus een parameter die de efficiëntie weergeeft, evenals de fractie van het steroppervlak dat de accretiezone uitmaakt. Een realistische waarde voor  $K$  is gelegen tussen 0,001 en 0,01. Een bepaling van deze waarde is het onderwerp van Hoofdstuk 17.

## 8. Bepaling van de orbitale periodes

### 8.1. Baanimpulsmoment

Het baanimpulsmoment  $J_{\text{orb}}$  wordt voor een circulaire baan gegeven door:

$$J_{\text{orb}} = J_d + J_g = a_d M_d v_d + a_g M_g v_g \quad (8.1)$$

Gebruik makend van de algemeen geldende relaties  $a_d M_d = a_g M_g$ ,  $a = a_d + a_g$  en

$$v = \frac{2\pi}{P} a \text{ volgt hieruit:}$$

$$J_{\text{orb}} = \frac{M_d M_g}{M_d + M_g} \frac{2\pi a^2}{P} \quad (8.2)$$

wat via de derde wet van Kepler (2.1) en door eliminatie van de halve lange as  $a$  kan herschreven worden als:

$$J_{\text{orb}} = \sqrt[3]{\frac{G^2 P}{2\pi M}} M_d M_g \quad (8.3)$$

Behoud van deze grootheid levert volgende relatie bij massawijzigingen (zie ook Dewi et al. (2002)):

$$\frac{dJ}{J} = \frac{1}{3} \frac{dP}{P} - \frac{1}{3} \frac{dM}{M} + \frac{dM_d}{M_d} + \frac{dM_g}{M_g} \quad (8.4)$$

Bij verwaarlozing van de gravitationele straling geldt:

$$\frac{P_{n+1}}{P_n} = \left( \frac{M_n}{M_{n+1}^{\text{SW}}} \right)^2 \left( \frac{M_{d,n}}{M_{d,n+1}^{\text{RLOF}}} \frac{M_{g,n}}{M_{g,n+1}^{\text{RLOF}}} \frac{J_{\text{orb},n+1}^{\text{RLOF}}}{J_{\text{orb},n}} \right)^3 \quad (8.5)$$

De eerste factor incorporeert het impulsmoment dat het systeem via sterrenwind verlaat. Vergelijking (8.4) kan nu geïnterpreteerd worden tijdens de verschillende evolutiestadia.

Voor de volledigheid is het nuttig op te merken dat de orbitale periode ook kan afnemen door gravitationele straling. Dit wordt weergegeven door Landau en Lifschitz (1971):

$$\frac{dJ_{\text{gw}}}{J_{\text{orb}}} = -\frac{32G^3}{5c^5} \frac{M_d M_g M}{a^4} dt \quad (8.6)$$

## **8.2. Voor RLOF**

De verandering in baanimpulsmoment ten gevolge van het massaverlies wordt gegeven door:

$$\frac{dJ}{J} = \frac{M_g}{M} \frac{dM_d}{M_d} + \frac{M_d}{M} \frac{dM_g}{M_g} \quad (8.7)$$

Combinatie met (8.4) levert voor de resulterende periodeverandering:

$$\frac{P_{n+1}}{P_n} = \left( \frac{M_n}{M_{n+1}} \right)^2 \quad (8.8)$$

Daar tijdens deze fase  $M_{n+1} < M_n$  geldt t.g.v. de sterrenwind, neemt de periode toe.

## **8.3. Tijdens conservatieve RLOF**

Tijdens deze fase wordt verondersteld dat de donor geen impulsmoment verliest. De verandering in impulsmoment van de gainer wordt gegeven door (6.9). Deze kan zowel positief als negatief zijn, naarmate de getijdenwerking het opspinnen versterkt of tegengaat.

Het netto resultaat is dat, terwijl de gainer opspint met een waarde  $\Delta J_g$ , het baanimpulsmoment (t.g.v. behoud van totaal impulsmoment) afneemt met  $\Delta J_g$ . Verwaarlozen we om de gedachten te vestigen tijdelijk de sterrenwind van zowel donor als gainer, alsook de kleine verandering van het baanimpulsmoment, dan levert behoud van baanimpulsmoment tijdens conservatieve RLOF:

$$-\frac{dP}{P} = 3 \frac{dM_d}{M_d} + 3 \frac{dM_g}{M_g} \quad (8.9)$$

Dit levert voor de periodeverandering:

$$\frac{P_{n+1}}{P_n} = \left( \frac{M_{d,n} M_{g,n}}{M_{d,n+1} M_{g,n+1}} \right)^3 \quad (8.10)$$

Het is dus duidelijk dat de periode bij het begin van RLOF zal dalen, om een minimum te bereiken wanneer de massa van donor en gainer gelijk is. Tijdens de Algolfase neemt de periode weer toe.

Met de sterrenwind opnieuw in rekening gebracht herleidt (8.10) zich tot:

$$\frac{P_{n+1}}{P_n} = \left( \frac{M_n}{M_{n+1}^{SW}} \right)^2 \left( \frac{M_{d,n} M_{g,n}}{M_{d,n+1}^{RLOF} M_{g,n+1}^{RLOF}} \right)^3 \quad (8.11)$$

De periode van het systeem neemt toe, tot aan de evenwichtswaarde (8.2), bepaald door de derde wet van Kepler.

#### **8.4. Tijdens niet-conservatieve RLOF**

In dit geval blijft vergelijking (8.4) en bijgevolg ook (8.5) in volledige vorm van kracht. De verandering in orbitale periode is dus kritisch afhankelijk van zowel  $\beta$  als de verandering in impulsmoment. Dit kan op verschillende fysische manieren gebeuren.

##### 8.4.1. Massa verloren via verhoogde sterrenwind

Massaverlies via sterrenwind vindt plaats wanneer er massaoverdracht naar het interstellair medium plaatsvindt zodanig dat enkel het specifiek impulsmoment van de baan van de gainer verloren gaat. In deze situatie verliezen donor en gainer ook massa via sterrenwind, zij het een verwaarloosbare hoeveelheid in vergelijking met de RLOF.

##### 8.4.2. Massa verloren via coroterend punt

Een tweede manier waarop massa uit het systeem verloren kan gaan is via een coroterend punt rond het massacentrum. Het impulsmoment per eenheidsmassa verloren via een dergelijk punt P op een afstand  $|CP|$  van het massamiddelpunt C wordt gegeven door:

$$\dot{J}_{\text{orb}} = |CP|^2 \omega \quad (8.12)$$

Aangezien een hoeveelheid  $(1-\beta)\Delta M_{\text{d,n}}^{\text{RLOF}}$  aan massa het systeem verlaat via P, volgt:

$$\Delta J_{\text{orb}} = \frac{2\pi}{P} |CP|^2 (1-\beta) \Delta M_{\text{d,n}}^{\text{RLOF}} \quad (8.13)$$

Via de derde wet van Kepler kan dit herschreven worden als:

$$dJ = |CP|^2 \sqrt{\frac{GM}{a^3}} dM_{\text{d,n}}^{\text{RLOF}} (1-\beta) \quad (8.14)$$

Voor het impulsmoment (8.2) kan bijgevolg geschreven worden:

$$J = M_d M_g \sqrt{\frac{aG}{M}} \quad (8.15)$$

Invoering van  $dJ/J$  in vergelijking (8.4) levert aldus:

$$\frac{dP}{P} = 3 \frac{dJ}{J} - 3 \frac{dM_d}{M_d} - 3 \frac{dM_g}{M_g} + \frac{dM}{M} \quad (8.16)$$

Beginnend van een orbitale periode  $P_n$  kan zo  $dP$  en bijgevolg  $P_{n+1}$  berekend worden via (8.16).

Vanbeveren et al. (1998) geven een equivalente uitdrukking:

$$\frac{P_{n+1}}{P_n} = \left( \frac{M_{n+1}}{M_n} \right) \left( \frac{M_{d,n+1}}{M_{d,n}} \right)^{3[\sqrt{\eta}(1-\beta)-1]} \left( \frac{M_{g,n+1}}{M_{g,n}} \right)^{-3[\sqrt{\eta}\frac{1-\beta}{\beta}+1]} \quad (8.17)$$

waarin:

$$\eta = \left( \frac{|CP|}{a} \right)^4 \quad (8.18)$$

Deze situatie geldt ook voor het scenario van 8.4.1, waarbij enkel het specifiek impulsmoment van de gainer verloren gaat. Daarbij is  $P$  gelegen in het massacentrum van de gainer en geeft vergelijking (8.11) een preciezere uitdrukking voor de orbitale periode dan (8.17).

#### 8.4.2.1. Voorbeelden

- Indien massa verloren wordt door de gainer naar het punt op oneindig zal alle uitgestoten materie het specifiek impulsmoment van de gainer meenemen. Het centrum van de gainer coroteert met het systeem, bijgevolg geldt:

$$\eta = \left( \frac{a_g}{a} \right)^4 = \left( \frac{M_d}{M_d + M_g} \right)^4 \quad (8.19)$$

- Indien massa verloren gaat door het massacentrum van het systeem gaat er geen impulsmoment uit het systeem. In dit fysisch onmogelijke geval is  $\eta = 0$ .
- Indien massa weggeblazen wordt via het coroterend punt  $L_1$ , wat eveneens fysisch onmogelijk is, volgt dat:

$$\left| \frac{CL_1}{a} \right| = \left| \frac{\ell_g - a_g}{a} \right| \quad (8.20)$$

- Indien massa verloren wordt via  $L_2$ , geldt dat  $\left| \frac{CL_2}{a} \right|$  bij een originele  $q$  van 10 afneemt van 1,26 tot 1,20 vooraleer het systeem in de Algolfase terechtkomt, en van 1,20 tot 1,04 tijdens de Algolfase (voor  $q$  dalend tot 0,1).

### 8.4.3. Massa verloren via punt in Keplerbaan

De laatste mogelijkheid is dat materie verloren gaat via een punt dat in een Keplerbaan rond het massacentrum van het systeem roteert. Het verloren impulsmoment bij een massaverlies van  $dM_d(1-\beta)$  uit een punt P dat aan de Keplersnelheid:

$$v_{\text{Kepler}} = \sqrt{\frac{GM}{|CP|}} \quad (8.21)$$

rond het massacentrum C van het systeem roteert wordt gegeven door:

$$dJ = \sqrt{|CP|} \sqrt{GM} dM_d (1-\beta) \quad (8.22)$$

Evaluatie van de term  $3\frac{dJ}{J} + \frac{dM}{M}$  laat toe aan te tonen dat opnieuw vergelijking (8.17) bekomen wordt, maar dit keer met:

$$\eta = \frac{|CP|}{a} \quad (8.23)$$

#### 8.4.3.1. Voorbeeld

Volgens Soberman et al. (1997) is het mogelijk dat materie vastgehouden wordt in een Keplerbaan na transit door het tweede Lagrangepunt. Die Kepler-rand is dan de rand van de accretieschijf. De straal van de ring is  $\eta$  keer de halve lange as van de baan. Een aanvaardbare waarde is  $\eta \approx 2,25$ , gebaseerd op de uitdrukkingen van Lubow en Shu (1975). Dit laat tevens toe aan te tonen dat de migratie van de materie vanuit de Keplerbaan ( $\eta = \frac{|CP|}{a} \approx 2,25$ ) naar het co-roterend punt  $L_2$

( $\eta = \left(\frac{|CL_2|}{a}\right)^4 \approx 2,25$ ) gebeurt zonder verder verlies van baanimpulsmoment.

## 9. Studie van verschillende q-bepalingen

### 9.1. Achtergrond

Bij een dubbellijnige spectroscopische dubbelster, met componenten van ongeveer dezelfde helderheid, geldt, zoals onder andere beschreven in Strohmeier (1972):

$$\frac{M_d}{M_g} = \frac{r_g}{r_d} = \frac{K_g}{K_d} \quad (9.1)$$

Hierin zijn  $K_d$  en  $K_g$  de respectieve (positieve) amplitudes van de radiale snelheden:

$$\begin{cases} K_d = \frac{2\pi r_d \sin i}{P} \\ K_g = \frac{2\pi r_g \sin i}{P} \end{cases} \quad (9.2)$$

waarbij de hoek  $i$  gemeten is tussen de gezichtsrichting en de normaal op het baanvlak.  $r_d$  en  $r_g$  zijn de respectieve afstanden van de componenten tot het massamiddelpunt. Bijgevolg is hun som  $a$  gelijk aan de gemiddelde afstand tussen beide componenten:

$$\begin{cases} \frac{r_d}{a} = \frac{M_g}{M_d + M_g} \\ \frac{r_g}{a} = \frac{M_d}{M_d + M_g} \end{cases} \quad (9.3)$$

De derde wet van Kepler (2.1) levert dus:

$$(M_d + M_g) \sin^3 i = \frac{(a \sin i)^3}{P^2} \quad (9.4)$$

Hieruit volgt de massaverhouding.

In het geval dat slechts één component zichtbaar is, en dus alleen de radiale snelheidscomponent van de helderste ster ( $K_g$ ) gemeten werd, kan de massaverhouding gevonden worden via de massafunctie:

$$f(M) = \frac{(M_d \sin i)^3}{(M_d + M_g)^2} = \frac{M_d \sin^3 i}{(1 + q^{-1})^2} \quad (9.5)$$



Een andere methode, waarbij de straalverhouding van de componenten bepaald kan worden uit waarneembare elementen wordt onder andere gegeven door Lang (1999). Via de derde Keplerwet en de relatie:

$$r_d M_d = r_g M_g \quad (9.6)$$

bekomt men dat:

$$M_d \sin^3 i = \frac{(a \sin i)^3}{P^2 \left( 1 + \frac{r_d \sin i}{r_g \sin i} \right)} \quad (9.7)$$

Wordt de halve lange as geschreven als functie van de geprojecteerde componenten van de halve lange assen:

$$a \sin i = r_d \sin i + r_g \sin i \quad (9.8)$$

dewelke kunnen gemeten worden uit de periodieke variatie van de radiale snelheden, dan wordt uiteindelijk gevonden dat:

$$\left( \frac{R_d}{R_g} \right)^2 = \frac{\ell_g}{1 - \ell_d} \quad (9.9)$$

Hierin is  $\ell$  het verlies aan licht wanneer de ene component de andere verduistert. De lichtcurve geeft ook de inclinatie  $i$  en de verhoudingen  $R_d/r_d$  en  $R_g/r_g$ .  $a \sin i$  wordt bekomen uit de radiale snelheden, waarna de individuele stralen bepaald kunnen worden. Een analoog resultaat wordt bekomen door Irwin (1962).

Een meer uitgebreide studie naar het bepalen van de elementen van een eclipserende dubbelster uit de lichtcurve wordt gegeven door Kopal (1959) en Kopal (1979).

## **9.2. Werkwijze**

Volgens Van Rensbergen et al. (2006) is conservatieve RLOF niet in staat om de waargenomen overpopulatie aan Algols met  $q \in [0, 4-1]$  te verklaren. Dit benodigt een significant massaverlies uit het systeem, zonder dat dit merklijk ten koste gaat van het impulsmoment.

Deze nieuwe studie wordt uitgevoerd op de subset van de 303 Algols met een mogelijk B-type primaire bij geboorte gebruikt door Van Rensbergen et al. (2006) dewelke voorkomen in de SB9-catalogoog van Pourbaix et al. (2004). Dit resulteert in 55 systemen, waarvan 24 SB1s en 31 SB2s.

Budding et al. (2004) (een uitbreiding van de catalogoog van Budding (1984)) hebben drie verschillende methoden gebruikt voor het bepalen van  $q$ :

- $q_{SD}$  veronderstelt een SD systeem:  $R_d = R_{Roche,d}$ .
- $q_{MS}$  gebruikt de veronderstelling dat de meest massieve ster aan de MS-vergelijkingen voldoet qua temperatuur en lichtkracht.
- $q_{LC}$  baseert zich volledig op de lichtcurve.

Brancewicz en Dworak (1980) kwamen onafhankelijk tot  $q$ -waarden via de  $q_{MS}$ -methode.

Voor SB2 type Algols wordt de uit Pourbaix et al. (2004) gevonden waarde:

$$q = \frac{K_g}{K_d} \quad (9.10)$$

vergeleken met de via de verschillende methoden bekomen  $q$  door Budding et al. (2004) en Brancewicz en Dworak (1980). De waarde uit (9.10) is (op de kleine meetfouten op  $K_g$  en  $K_d$  na) een goed gekend getal.

Voor SB1 type Algols wordt  $q$  m.b.v. (9.5) bepaald via een  $M_d$  waarvoor verschillende auteurs dezelfde waarde geven, in combinatie met de door Pourbaix et al. (2004) gegeven waarden voor de massafunctie  $f(M)$  en de inclinatie  $i$ . De onzekerheden op de aldus bepaalde waarden van  $q$  zijn uiteraard veel groter dan bij SB2s.

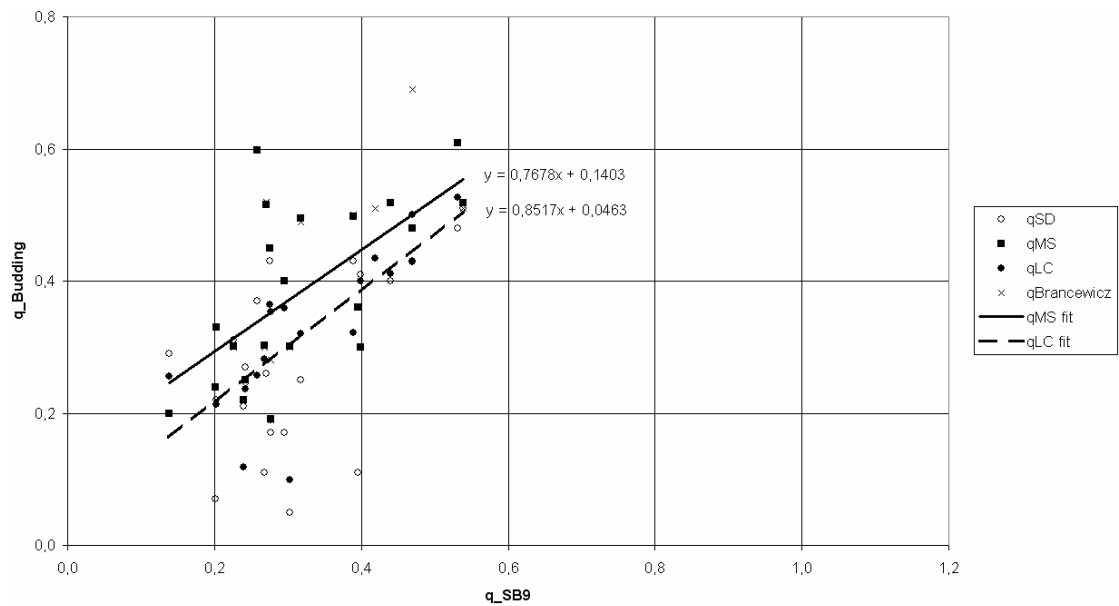
De resultaten worden weergegeven in Tabel 9.1.

Name	Type	Budding			Bran.	SB9
		qSD	qMS	qLC	qMS	q
AD Her	SB1	0,17	0,399	0,359	0,400	0,296
AI Dra	SB1	0,43		0,429	0,690	0,469
AQ Peg	SB1	0,21	0,220	0,118	0,220	0,240
AS Cam	SB2				0,700	0,757
AT Peg	SB1	0,40	0,519	0,411	0,520	0,440
AU Mon	SB1	0,26	0,516		0,520	0,271
Beta Aur	SB2				0,970	0,998
Beta Per	SB2	0,23	0,216	0,219	0,220	0,380
BL Tel	SB1	0,11	0,360		0,360	0,396
CW Cep	SB2				0,890	0,938
DM Per	SB2	0,14	0,283	0,283	0,260	0,315
DO Cas	SB1	0,11	0,302	0,282	0,300	0,268
EK Cep	SB2	0,01	0,554		0,560	0,554
FW Mon	SB1	0,43	0,449	0,364	0,450	0,276
GG Ori	SB2				0,760	0,998
GT Cep	SB1			0,435	0,510	0,419
HU Tau	SB1	0,37	0,599	0,257	0,600	0,258
IQ Per	SB2				0,620	0,493
IT Cas	SB2				0,870	0,998
KU Cyg	SB2	0,17	0,126	0,126	1,130	0,173
Lambda Tau	SB2	0,27		0,263	0,240	0,266
MY Cyg	SB2	0,03	0,989	0,971	1,020	1,014
QY Aql	SB1	0,17		0,353	0,280	0,276
RS Sgr	SB2	0,22	0,502	0,343	0,500	0,335
RS Vul	SB2	0,29	0,318	0,310	0,310	0,313
RW CrA	SB1	0,25	0,494	0,321	0,490	0,317
RW Mon	SB1	0,43	0,498	0,321	0,500	0,389
RW Tau	SB1	0,19	0,190	0,190	0,190	0,277
RY Per	SB1	0,29	0,199	0,256	0,200	0,138
RZ Cnc	SB2	0,22	0,150	0,169	0,150	0,170
RZ Sct	SB1	0,22	0,330	0,213	0,330	0,203
S Cnc	SB2			0,095	0,360	0,075
SX Aur	SB2	0,55	0,544	0,544	0,540	0,542
SX Cas	SB2	0,10	0,299	0,294	0,300	0,296
SZ Cam	SB2				0,290	0,871
SZ Cen	SB2				0,670	1,017
TU Mon	SB2	0,29	0,320	0,214	0,320	0,212
TX UMa	SB1	0,31	0,301	0,301	0,300	0,226
U Cep	SB2	0,53	0,521	0,548	0,490	0,659
U CrB	SB2	0,27	0,381	0,279	0,380	0,285
U Oph	SB2				0,910	0,903
U Sge	SB2	0,22	0,333	0,333	0,300	0,333
V1647 Sgr	SB2				0,860	0,901
V505 Sgr	SB1	0,51	0,518	0,518	0,510	0,539
V539 Ara	SB2				0,860	0,852
V643 Ori	SB2				0,660	0,577
V909 Cyg	SB2	0,59	0,884	0,854	0,560	0,886
W UMi	SB1	0,48	0,479	0,500	0,480	0,470
WW And	SB1	0,05	0,301	0,099	0,300	0,303
X Tri	SB1	0,48	0,610	0,526	0,610	0,532
XZ Pup	SB1	0,41	0,299	0,400	0,300	0,399
Y Psc	SB1	0,27	0,250	0,237	0,240	0,243
YY Sgr	SB2				0,940	0,894
Z Ori	SB1	0,07	0,240	0,240	0,240	0,201
Z Vul	SB2	0,43	0,426	0,426	0,430	0,409

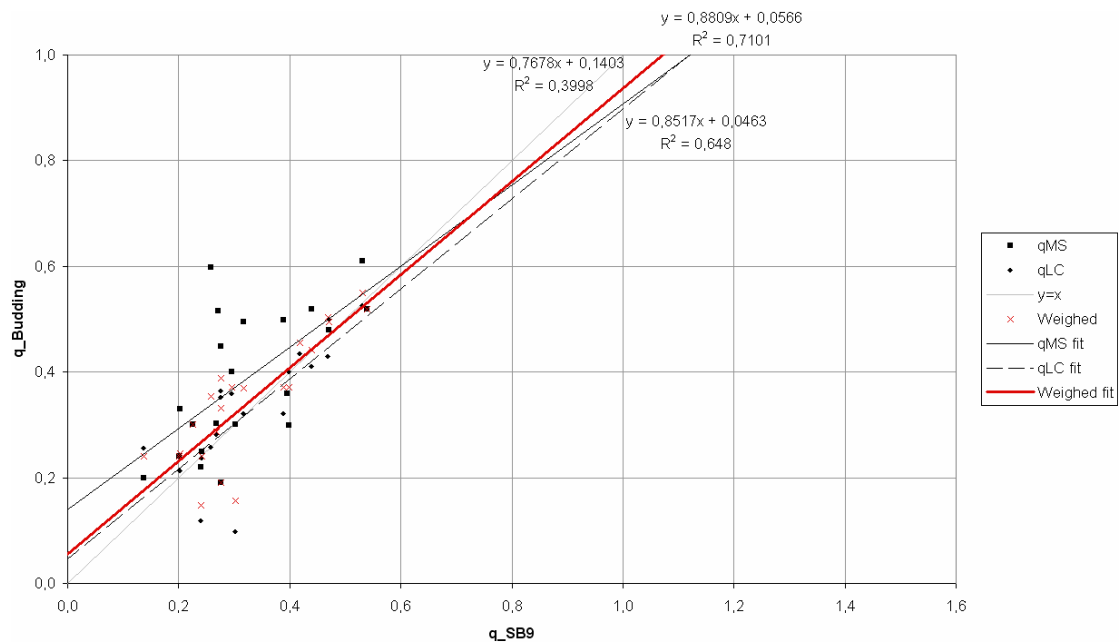
Tabel 9.1: verschillende waarden voor q

### 9.3. Vergelijking

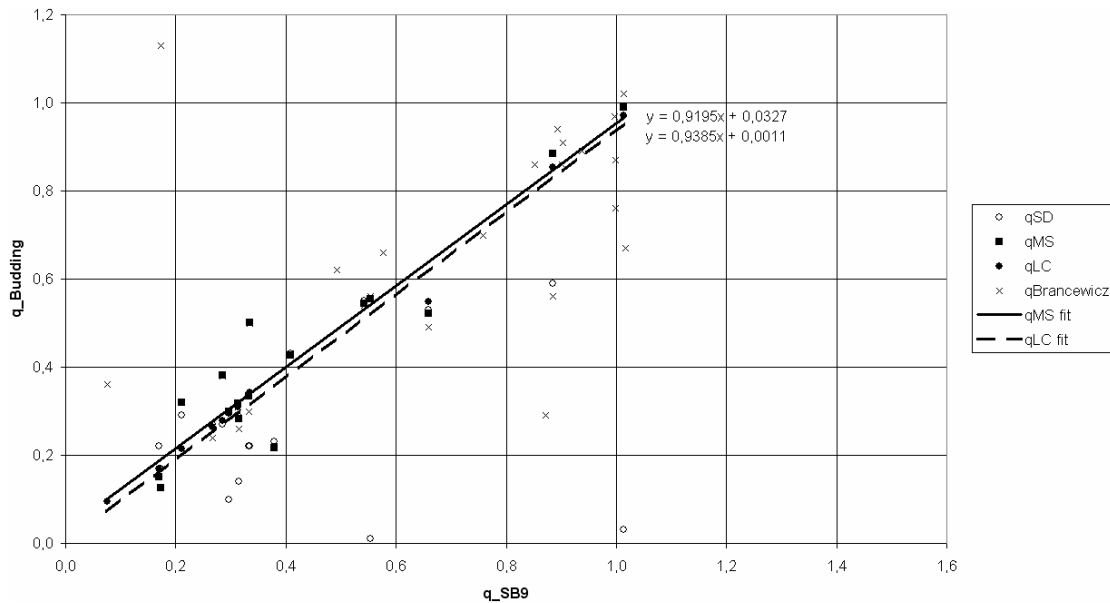
Voor zowel SB1s als SB2s worden de op verschillende manieren bekomen waarden voor  $q$  uitgezet als functie van de  $q$ -waarde uit SB9:



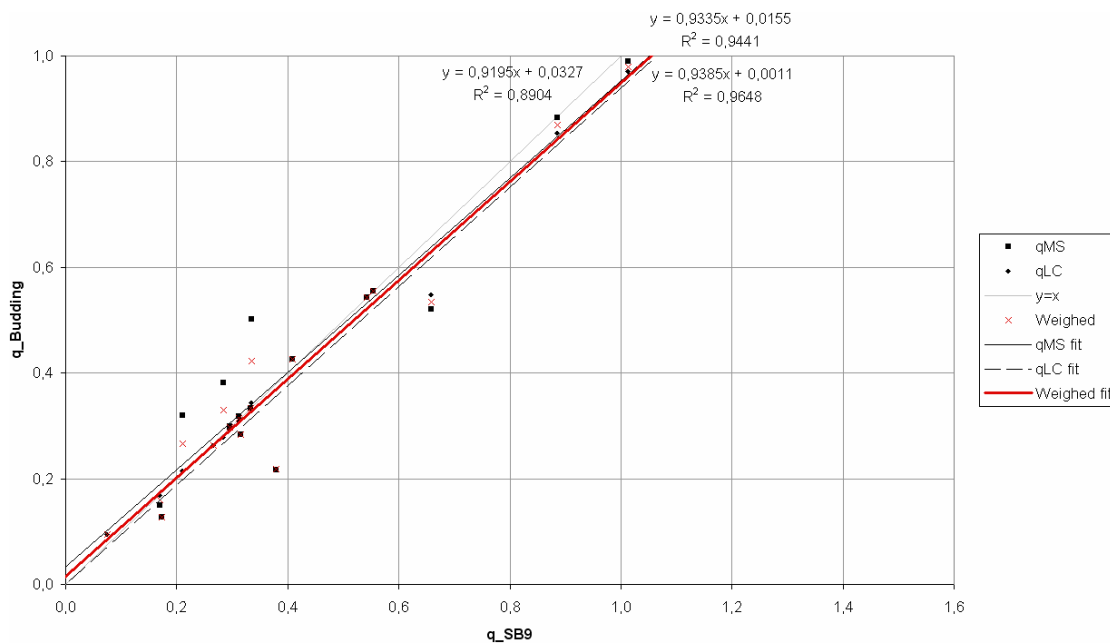
Grafiek 9.1:  $q$ -bepaling voor SB1s



Grafiek 9.2:  $q_{MS}$  en  $q_{LC}$  -bepaling voor SB1s

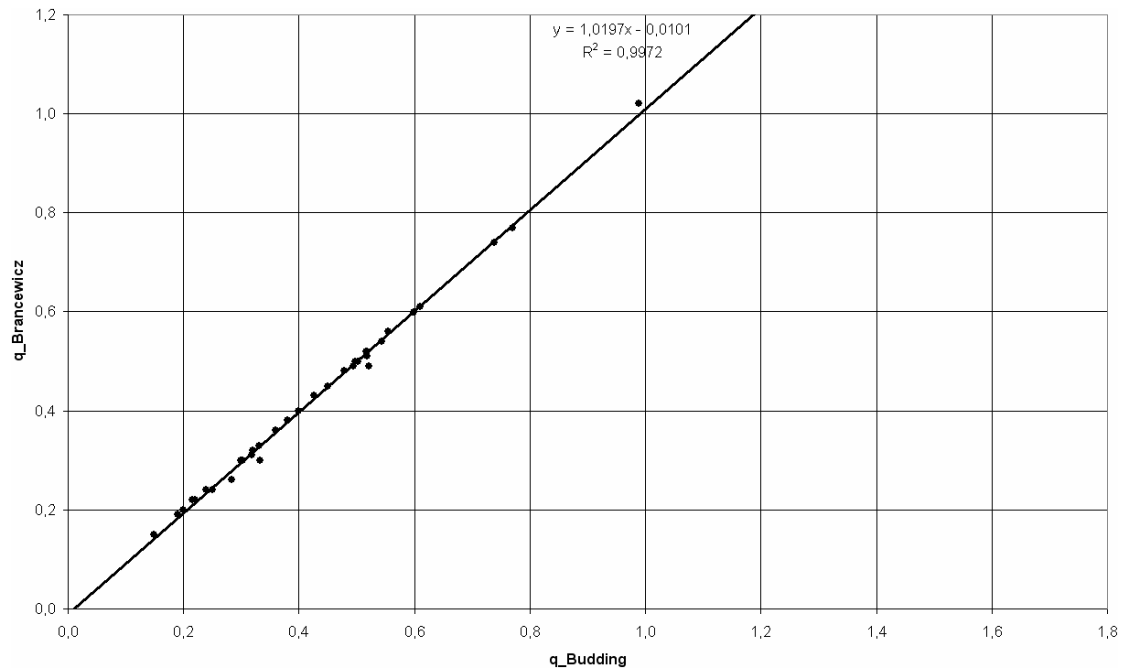


Grafiek 9.3: q-bepaling voor SB2s

Grafiek 9.4:  $q_{MS}$  en  $q_{LC}$  -bepaling voor SB2s

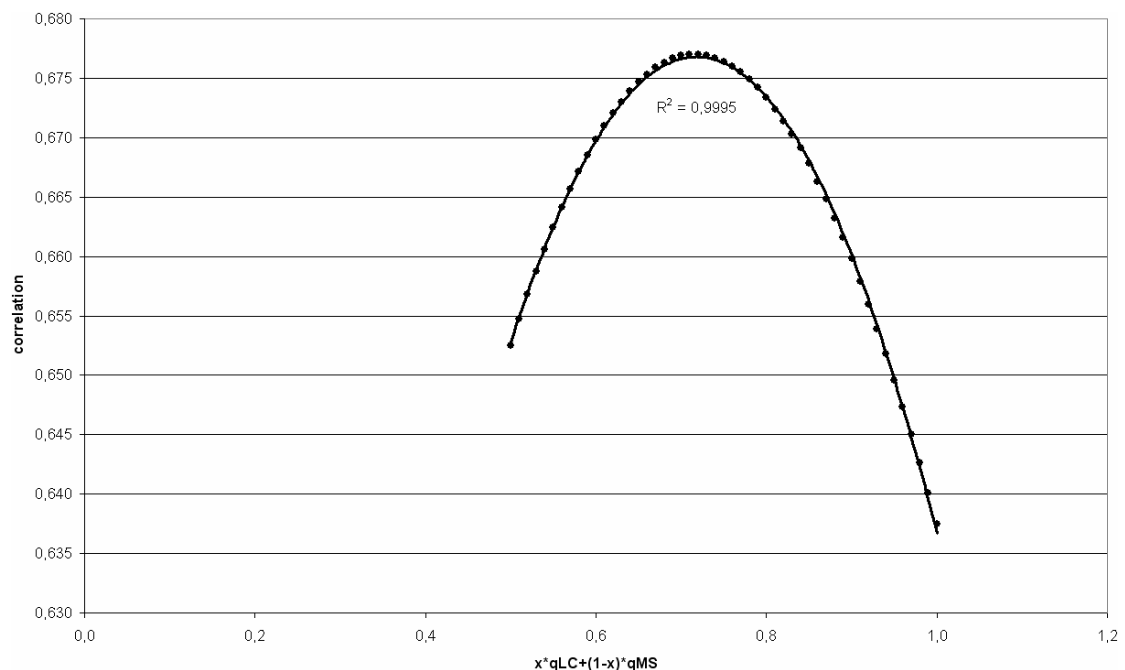
Het besluit is dat  $q_{SD}$  in geen geval een bevredigende benadering voor de werkelijke massaverhouding levert.

Bij SB2s is de correlatie voor zowel de  $q_{MS}$  als de  $q_{LC}$  methode bevredigend, waarbij beiden een goede waarde voor  $q$  leveren en er geen significant verschil is tussen de  $q_{MS}$  van Budding et al. (2004) en van Brancewicz en Dworak (1980). Dit blijkt uit Grafiek 9.5. Bijgevolg zal voor SB2s het gemiddelde van  $q_{MS}$  en  $q_{LC}$  als  $q$ -waarde gebruikt worden.



Grafiek 9.5: vergelijking tussen verschillende  $q_{\text{MS}}$ -waarden

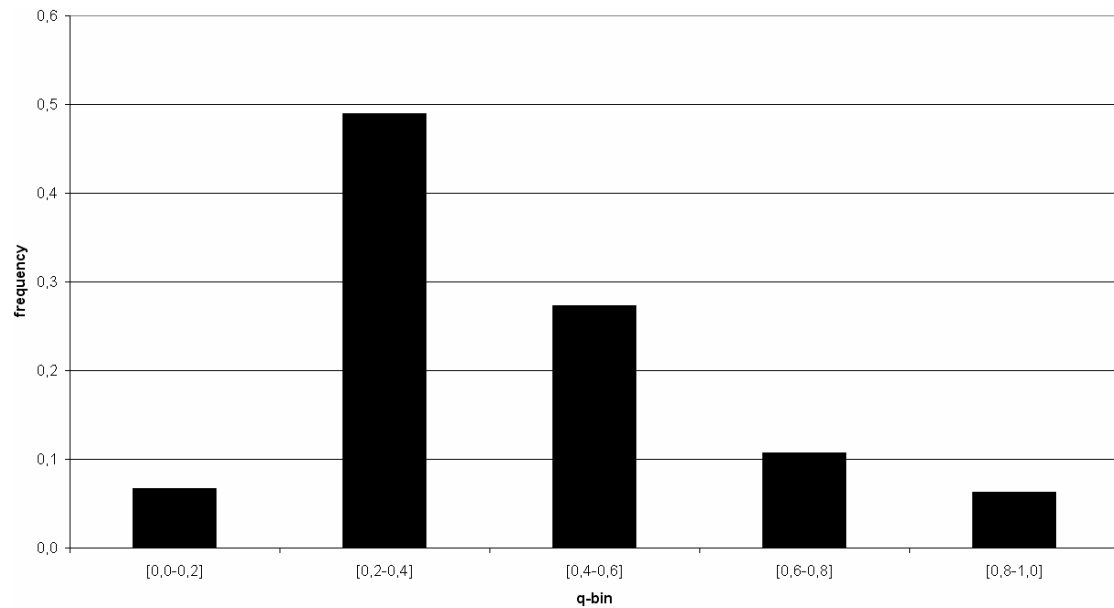
Bij SB1s is de correlatie voor beide methoden slechter, maar het blijkt dat  $q_{\text{MS}}$  de werkelijke waarde over het hele domein ernstig overschat, terwijl  $q_{\text{LC}}$  bij lage  $q$  een lichte overschatting en bij hoge  $q$  een lichte onderschatting oplevert. De combinatie waarvoor de beste correlatie bekomen wordt zal gebruikt worden als  $q$ -waarde. Dit blijkt het geval te zijn voor  $q = 0,718q_{\text{LC}} + 0,282q_{\text{MS}}$ , zoals blijkt uit Grafiek 9.6.



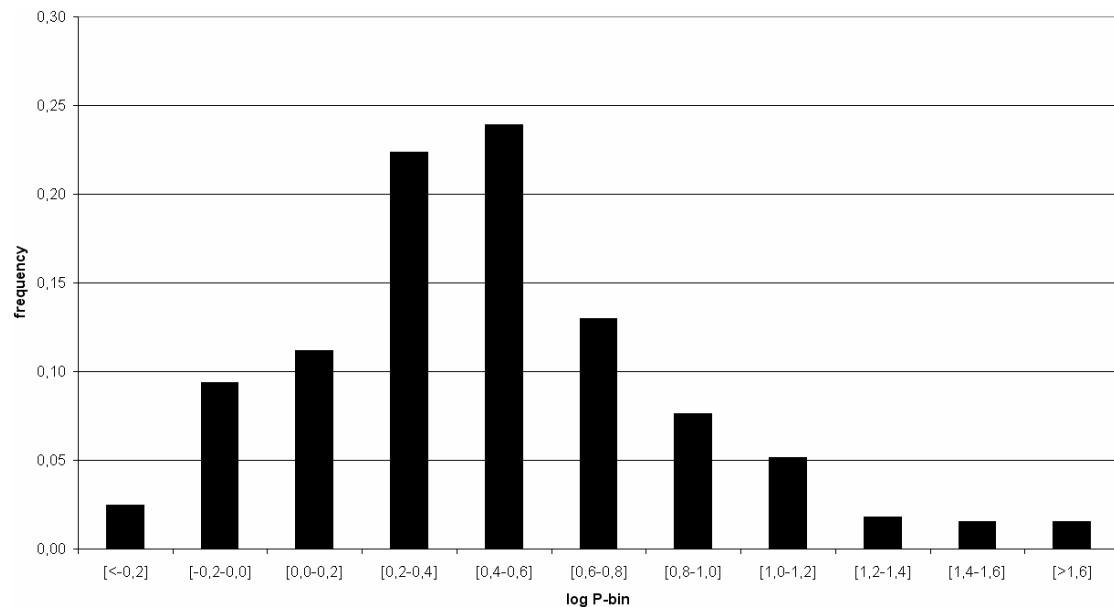
Grafiek 9.6: correlaties bij verschillende combinaties van  $q_{\text{LC}}$  en  $q_{\text{MS}}$  voor SB1s

## 9.4. Statistiek

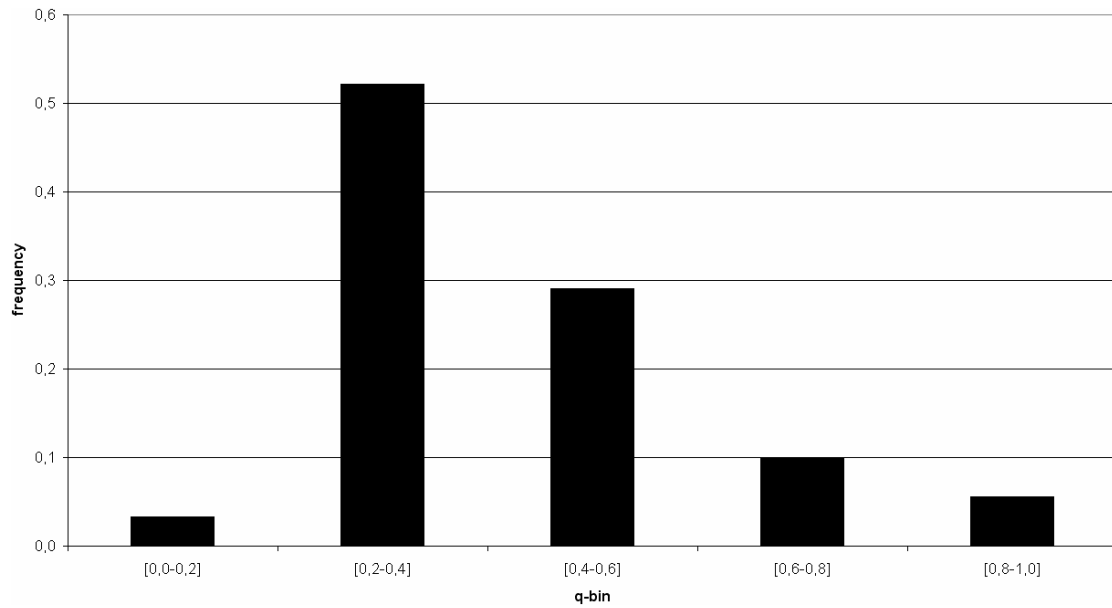
Wetende welke q-bepaling voor welk SB-type het beste resultaat oplevert kan nu voor 449 systemen, waarvan 62 SB2s, de statistiek gemaakt worden. De  $q_{MS}$ -waarden van Budding et al. (2004) worden hiertoe uitgebreid met deze van Brancewicz en Dworak (1980), daar er een bijna perfecte correlatie tussen beide bestaat. Indien opnieuw de eis op een mogelijke B-type primaire bij geboorte wordt ingevoerd blijven slechts 303 systemen waarvan 47 SB2s over. Dit verandert echter nauwelijks de bekomen q-distributie.



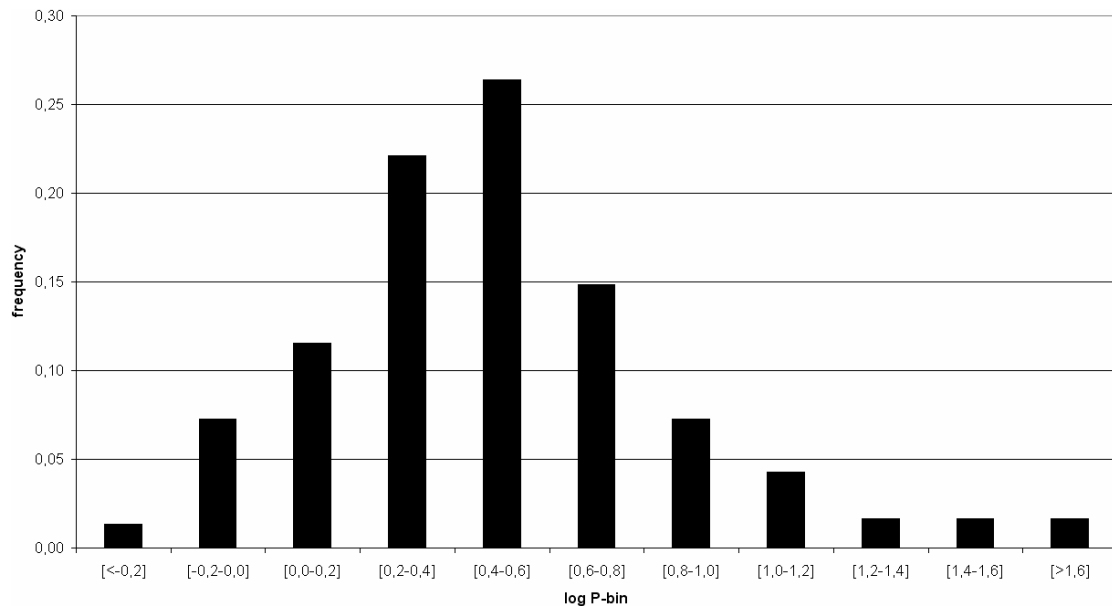
Grafiek 9.7: q-distributie voor 449 Algols



Grafiek 9.8: P-distributie voor 449 Algols



Grafiek 9.9: q-distributie voor 303 Algols



Grafiek 9.10: P-distributie voor 303 Algols

Het is duidelijk dat de q-verdeling tussen de  $q_{MS}$  en  $q_{LC}$  verdeling van Van Rensbergen et al. (2006) ligt, echter met een zware voorkeur voor  $q_{LC}$ . Dit betekent nochtans dat nog steeds 45% van de systemen moet teruggevonden worden in hoge q ( $>0,4$ ) bins, maar minder dan de 77% die door Van Rensbergen et al. (2006) bekomen werd door uitsluitend de  $q_{MS}$ -waarden uit Budding et al. (2004) te gebruiken.



## 10. Bepaling van de accretiepotentiaal

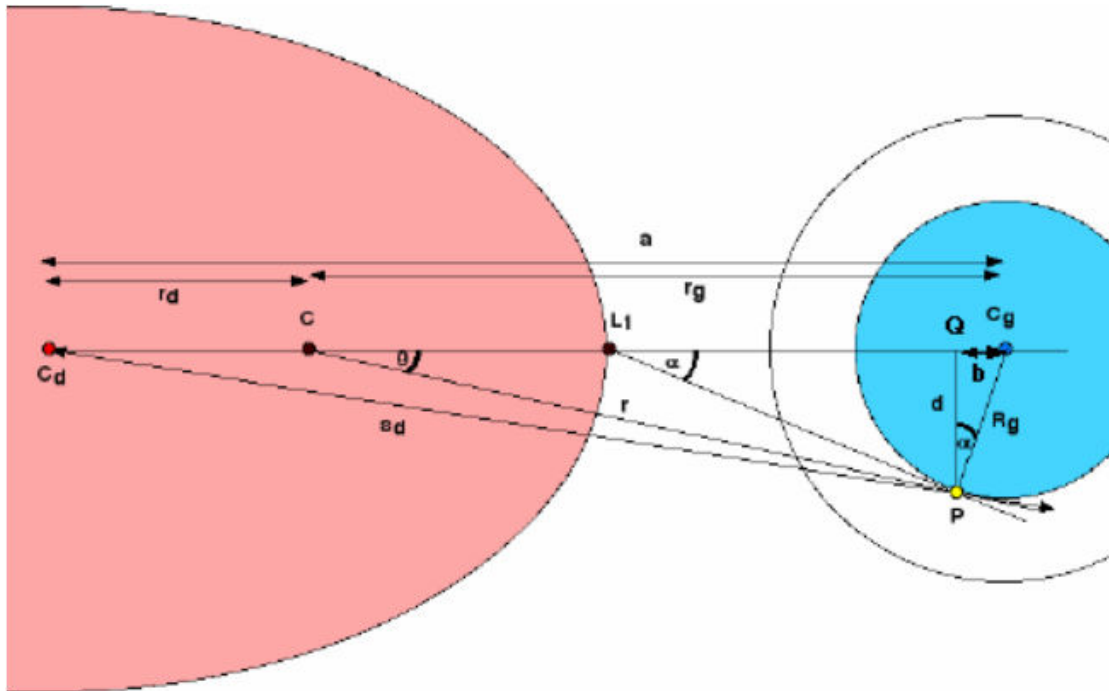
### 10.1. Rechtstreekse inslag

Er wordt vertrokken van de uitdrukking voor de potentiële energie. Deze is de som van de gravitationele potentiële energie  $U_g = -GMm/r$  en de centrifugale potentiële energie  $U_c = -m\omega^2 r^2/2$ . De totale potentiële energie voor een testmassa  $m$ , die zich in het orbitale vlak bevindt, wordt zoals bij Carroll en Ostlie (1996) dus gegeven door:

$$U = U_g + U_c$$

$$= -G \left( \frac{M_d m}{s_d} + \frac{M_g m}{s_g} \right) - \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 \quad (10.1)$$

Deze situatie wordt voorgesteld in Figuur 10.1:



Figuur 10.1: bepaling van de gravitationele potentiaal

De effectieve gravitatiepotentiaal  $\Phi$  wordt bekomen door de effectieve potentiële energie te delen door de testmassa  $m$ :

$$\Phi \equiv \frac{U}{m} = -G \left( \frac{M_d}{s_d} + \frac{M_g}{s_g} \right) - \frac{1}{2} \omega^2 r^2$$

$$= -G \left( \frac{M_d}{\sqrt{r_d^2 + r^2 + 2r_d r \cos \theta}} + \frac{M_g}{R_g} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{P} \right)^2 r^2 \quad (10.2)$$

In de laatste stap werd gebruik gemaakt van de cosinusregel voor het uitschrijven van de eerste term, en van het verband tussen periode en hoekfrequentie voor de tweede term.

Nu zal getracht worden vergelijking (10.2) te schrijven als functie van enkel de basisparameters, met name de massa en straal van beide sterren, evenals de periode van hun omloop.

Een eerste verband dat gebruikt wordt, is dat tussen de massa's, de lange as  $a$  en de afstanden  $r_d$  en  $r_g$  tot het massamiddelpunt. Hiervoor geldt:

$$\begin{cases} r_d + r_g = a \\ M_d r_d = M_g r_g \end{cases} \quad (10.3)$$

Hieruit volgt:

$$\begin{aligned} r_d &= \frac{M_g r_g}{M_d} & r_g &= \frac{M_d r_d}{M_g} \\ \Rightarrow \frac{M_g r_g}{M_d} + r_g &= a & \Rightarrow r_d + \frac{M_d r_d}{M_g} &= a \\ \Rightarrow r_g \left( \frac{M_g}{M_d} + 1 \right) &= a & \Rightarrow r_d \left( 1 + \frac{M_d}{M_g} \right) &= a \\ \Rightarrow r_g &= \frac{a}{\left( 1 + \frac{M_g}{M_d} \right)} & \Rightarrow r_d &= \frac{a}{\left( 1 + \frac{M_d}{M_g} \right)} \\ \Rightarrow r_g &= \frac{a M_d}{M} & \Rightarrow r_d &= \frac{a M_g}{M} \end{aligned} \quad (10.4)$$

De lange as  $a$  kan op diens beurt via de derde wet van Kepler (2.1) herschreven worden als:

$$a = \sqrt[3]{\frac{G(M_d + M_g)P^2}{4\pi^2}} \quad (10.5)$$

In de rechthoekige driehoek bepaald door  $\theta$ ,  $r$  en  $d$  gelden volgende betrekkingen:

$$\begin{cases} \sin \theta = \frac{d}{r} \\ \cos \theta = \frac{r_g - b}{r} \end{cases} \quad (10.6)$$

Hierin is  $b$  de lengte van het lijnstuk, door loodrechte projectie (via  $d$ ) van het inslagpunt op de verbindingsas afgesneden. Combinatie laat bovendien toe  $\theta$  te schrijven als:

$$\tan \theta = \frac{d}{r_g - b} \quad (10.7)$$

Eenmaal  $\theta$  gekend, kan hieruit dan ook  $r$  bepaald worden volgens:

$$r = \frac{d}{\sin \theta} \quad (10.8)$$

Voor de andere rechthoekige driehoek, bepaald door  $d$ ,  $R_g$  en  $b$  geldt:

$$\begin{cases} \sin \alpha = \frac{b}{R_g} \\ \cos \alpha = \frac{d}{R_g} \end{cases} \quad (10.9)$$

Verder laat kennis van  $\alpha$  dus toe om  $d$  te bepalen volgens:

$$d = R_g \cos \alpha \quad (10.10)$$

In de laatste rechthoekige driehoek  $\alpha$ ,  $\ell_g$ ,  $R_g$  tenslotte geldt:

$$\sin \alpha = \frac{R_g}{\ell_g} \quad (10.11)$$

Het feit dat het hier dezelfde hoek  $\alpha$  betreft als voorheen wordt geïllustreerd in Figuur 6.1. Er volgt dat door combinatie met (10.9) voor het afgesneden stuk  $b$  geldt:

$$b = \frac{R_g^2}{\ell_g} \quad (10.12)$$

De afstand  $\ell_g$  van  $L_1$  tot het centrum van de gainer wordt dankzij Warner (1976) nauwkeurig bepaald door de betrekking:

$$\ell_g = a \left[ 0,5 + 0,227 \log \left( \frac{M_g}{M_d} \right) \right] \quad (10.13)$$

Heeft men via (10.5) uit de fundamentele parameters  $a$  bepaald, dan kan (10.13) dus gebruikt worden om  $\ell_g$  te vinden, waarna m.b.v. (10.11)  $\alpha$  bepaald kan worden. Eenmaal dat gebeurd geeft (10.10)  $d$  en kan via (10.12) het afgesneden stuk  $b$  berekend worden. Uiteindelijk wordt uit (10.7) voor  $\theta$  dus bekomen:

$$\theta = \text{atan} \left[ \frac{d}{\frac{a}{1 + (M_g/M_d)} - \frac{R_g^2}{\ell_g}} \right] \quad (10.14)$$

Kennis van  $\theta$  laat dan tenslotte toe via (10.8)  $r$  te berekenen.

Uiteindelijk kan de effectieve gravitatiepotentiaal dus bepaald worden door in vergelijking (10.2) de parameters te schrijven als functie van de fundamentele elementen. Meer bepaald  $r$  via (10.8),  $r_d$  via (10.4) en  $\theta$  via (10.14).

## **10.2. Accretieschijf**

Een eerste vraag in dit verband is wanneer er al dan niet een accretieschijf zal bestaan. Dit hangt af van het feit of er voldoende afstand is tussen beide componenten. Volgens Vanbeveren et al. (1998) zal er een accretieschijf gevormd worden indien  $R_{\text{disk}} > R_g$ , waarbij  $R_{\text{disk}}$  gevonden wordt uit de volgende relatie:

$$\ln \left( \frac{R_{\text{disk}}}{a} \right) = -0,367 \ln q - 2,93 \quad (10.15)$$

Hierin is  $q = M_d/M_g$  de massaverhouding en  $a$  de halve lange as van het systeem, gevonden via de derde wet van Kepler (2.1).

Het is nuttig deze resultaten te vergelijken met die van Carroll en Ostlie (1996). Deze laten geven voor de circulaire omwentelingsstraal van invallend materiaal:

$$r_{\text{circ}} = \frac{\ell_g^4}{a^3} \left( 1 + \frac{M_d}{M_g} \right) \quad (10.16)$$

Het feit dat binnenin de accretieschijf materie zowel naar binnen als naar buiten kan migreren, doet de auteurs volgende benadering maken:

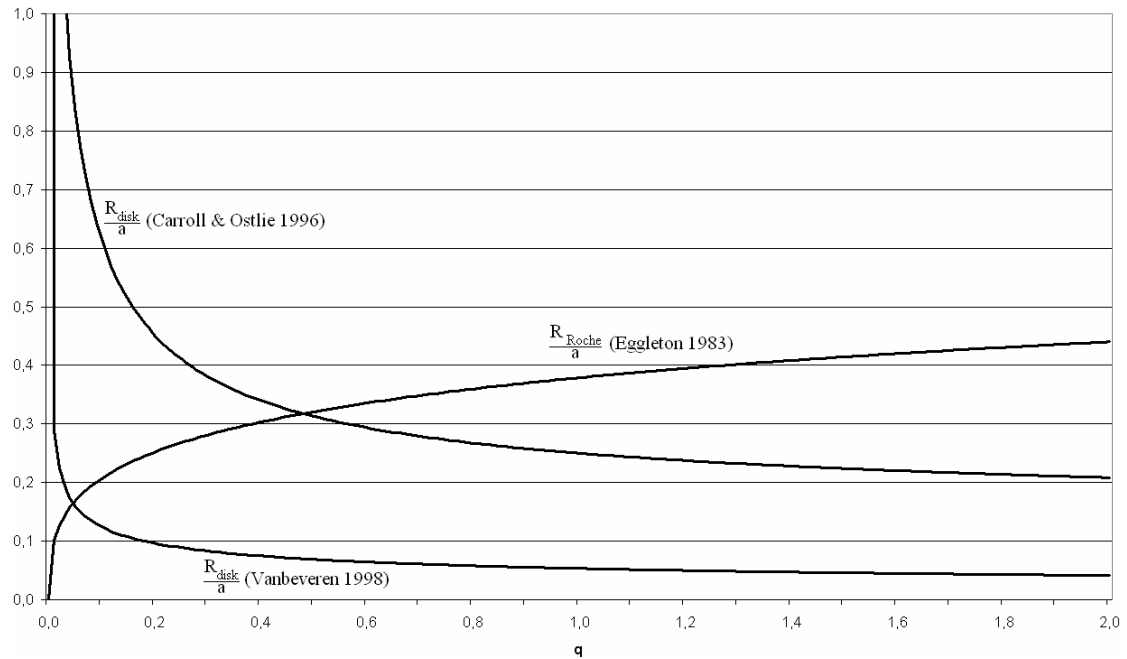
$$R_{\text{disk}} \approx 2r_{\text{circ}} \quad (10.17)$$

Frank et al. (1985) daarentegen zien (10.16) als een minimumwaarde voor  $R_{\text{disk}}$ , die niet al te sterk overschreden zal worden.

Nog een andere bepaling is die van Kaitchuck (1989) en Smak (2002), die een waarde bekomen:

$$R_{\text{disk}} \approx 0,85 R_{\text{Roche,g}} \quad (10.18)$$

Grafiek 10.1 geeft het verloop weer t.o.v. de halve lange as van de accretiestraal volgens Vanbeveren et al. (1998) en Carroll & Ostlie (1996), evenals de Rochestraal (5.3) van Eggleton (1983), als functie van de massaverhouding:



Grafiek 10.1: accretie- en Rochestraal als functie van q

In dit werk wordt niet verder ingegaan op systemen waarbij de massaoverdracht gebeurt via een accretieschijf. Teneinde formule (7.6) te respecteren zou dit moeten gebeuren met een afzonderlijke evolutiecode.

## **11. Bindingsenergie van gainer-materiaal**

### **11.1. Stralings- en gasdruk**

De gasdruk van een ster wordt gegeven door:

$$P_{\text{gas}} = nkT = \frac{\rho kT}{\bar{m}} = \frac{\rho kT}{\mu m_H} \quad (11.1)$$

Hierin is  $\mu \equiv \frac{\bar{m}}{m_H}$  het gemiddeld moleculair gewicht, de gemiddelde massa van een gasdeeltje gedeeld door de massa van het waterstofatoom.

De stralingsdruk van een ster wordt gegeven door:

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a_R T^4 \quad (11.2)$$

met de stralingsconstante  $a_R = 7,57 \cdot 10^{-15} \text{ erg/cm}^3 \text{K}^4$ .

De totale druk wordt dus gegeven door:

$$P_{\text{tot}} = \frac{\rho kT}{\mu m_H} + \frac{1}{3} a_R T^4 \quad (11.3)$$

Het is mogelijk dat de stralingsdruk de gasdruk significant overstijgt, zelfs in die mate dat deze de gravitatiekracht overtreft en een uitzetting van het systeem veroorzaakt.

De evolutie van de stralingsdruk met de positie in de ster wordt gegeven door:

$$\frac{dP_{\text{rad}}}{dr} = -\frac{\bar{\kappa}\rho}{c} F_{\text{rad}} = -\frac{\bar{\kappa}\rho}{c} \frac{L}{4\pi r^2} \quad (11.4)$$

### **11.2. Hydrostatisch evenwicht**

De vergelijking voor hydrostatisch evenwicht vereist dat:

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M_r \rho}{r^2} \quad (11.5)$$

Werken we in de veronderstelling dat de gasdruk de stralingsdruk overheerst, dan is de conditie voor het overwinnen van de zwaartekracht (en dus het uitzetten van de ster):

$$\frac{\bar{\kappa} L}{c 4\pi} > GM_r \quad (11.6)$$

Dit is niets anders dan de definitie van de Eddingtonlichtkracht.

Beschouw een sferische schil dr. De totale gravitationele kracht wordt gegeven door:

$$F_{\text{grav}} = -\rho AG \frac{M_r}{r^2} \vec{1}_r dr \quad (11.7)$$

De naar buiten gerichte kracht is in geval van hydrostatisch evenwicht dus de volgende:

$$F_{\text{out}} = \rho AG \frac{M_r}{r^2} \vec{1}_r dr \quad (11.8)$$

Bijgevolg moet in geval van evenwicht gelden:

$$\rho G \frac{M_r}{r^2} = -\frac{dP_{\text{gas}}}{dr} + \frac{\bar{\kappa} \rho}{c} \frac{L_{\text{nuc}} + L_{\text{acc}}}{4\pi r^2} + \rho \frac{v_{\text{eq}}^2}{r} \quad (11.9)$$

Indien het rechterlid het linkerlid overtreft zal er een netto kracht naar buiten toe optreden, gekenmerkt door een versnelling:

$$a = -\frac{1}{\rho} \frac{dP_{\text{gas}}}{dr} + \frac{\bar{\kappa}}{c} \frac{L_{\text{nuc}} + L_{\text{acc}}}{4\pi r^2} + \frac{v_{\text{eq}}^2}{r} - G \frac{M_r}{r^2} \quad (11.10)$$

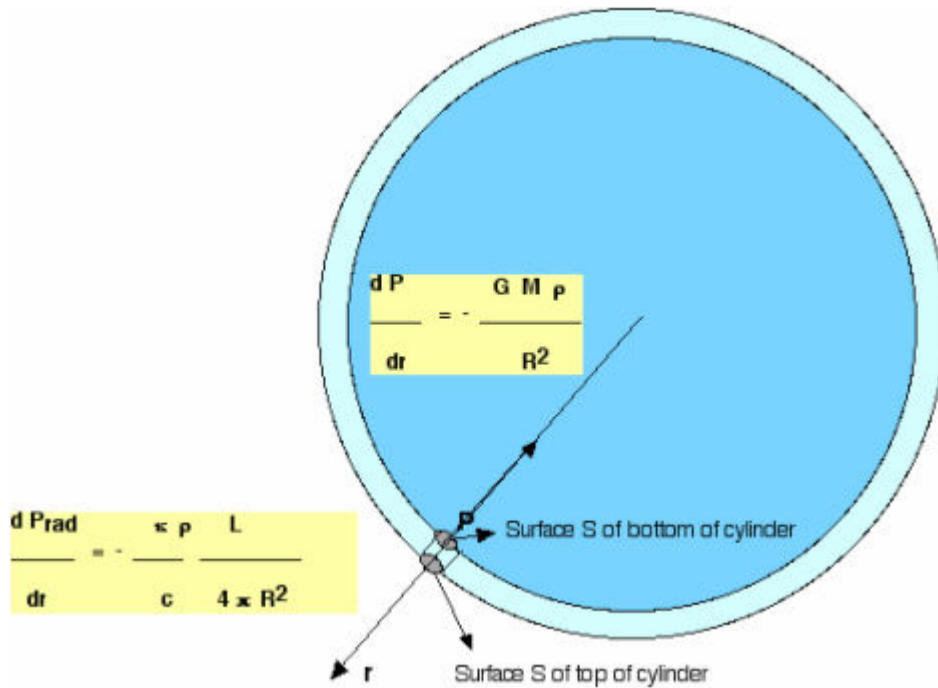
### **11.3. Energievergelijking**

Beschouwt men de gainer als een enkelvoudige ster, dan wordt de versnelling a per eenheidsmassa op de evenaar gegeven door vergelijking (11.10), waarbij alleen de accretielichtkracht een lokale grootheid is:

$$a = -\frac{1}{\rho} \frac{dP_{\text{gas}}}{dr} + \frac{\bar{\kappa}}{c} \frac{L_{\text{nuc}} + L_{\text{acc,local}}}{4\pi R^2} + \frac{v_{\text{eq}}^2}{R} - G \frac{M}{R^2} \quad (11.11)$$

Deze uitdrukking bevat zowel de gasdruk, de rotatie en de accretielichtkracht veroorzaakt door de inslag van RLOF-materiaal. De ruimtelijke configuratie van het systeem werd besproken in Hoofdstuk 10.

Er kan onderzocht worden welke energie per gram materie nodig is opdat de inkomende RLOF-materie het systeem zou verlaten. Dit zal het geval zijn als de totale energie van deze materie (gasdruk, stralingsdruk en accretiedruk, tegengewerkt door de gravitatiepotentiaal zoals weergegeven in Figuur 11.1) groter is dan nul. De basisconditie opdat materie het systeem zou verlaten wordt gegeven door vergelijking (11.11).



Figuur 11.1: energiebalans

De naar buiten gerichte stralingsdrukkracht wordt gegeven door:

$$F_{\text{rad}} = \frac{m\bar{\kappa}}{c} \left[ \frac{L_{\text{nuc}} + \frac{L_{\text{acc}}}{K}}{4\pi R_g^2} \right] \quad (11.12)$$

wat betekent dat de arbeid verricht over een afstand  $dr$  gegeven wordt door:

$$K_{\text{rad}} = \frac{m\bar{\kappa}}{c} \left[ \frac{L_{\text{nuc}} + \frac{L_{\text{acc}}}{K}}{4\pi R_g} \right] \quad (11.13)$$

Uitdrukking (11.11) houdt reeds rekening met de nucleaire lichtkracht daar deze zich uit in de waarde voor  $R_g$ . De voorwaarde opdat materie het systeem zou kunnen verlaten herleidt zich dus tot:

$$-G \left( \frac{M_d}{\sqrt{r_d^2 + r^2 + 2r_d r \cos \theta}} + \frac{M_g}{R_g} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{P} \right)^2 r^2 + \frac{v_{\text{eq}}^2}{2} + \frac{\bar{\kappa} L_{\text{acc}}}{4\pi c K R_g} \geq 0 \quad (11.14)$$

De waarde van  $\dot{M}_d^{\text{RLOF}}$  waarvoor  $L_{\text{acc}}$  groot genoeg wordt om vergelijking (11.14) in de limiet voldaan te laten zijn wordt gedefinieerd als  $\dot{M}_d^{\text{RLOF,crit}}$  (aangeduid als  $\dot{M}_{\text{crit}}$  wanneer geen verwarring mogelijk is).



Uit de definitie (5.1) van  $\beta$  volgt dat indien  $|\dot{M}_d^{\text{RLOF}}| > |\dot{M}_d^{\text{RLOF,crit}}|$  geldt dat de hoeveelheid weggeblazen massa gegeven wordt door  $(1-\beta)\dot{M}_d^{\text{RLOF}}$  met  $\beta = \frac{\dot{M}_d^{\text{RLOF,crit}}}{\dot{M}_d^{\text{RLOF}}}$ .

Indien  $|\dot{M}_d^{\text{RLOF}}| < |\dot{M}_d^{\text{RLOF,crit}}|$  verloopt RLOF conservatief.

## **12. Identificatie van niet-conservatieve systemen**

Aangezien uit de theoretische bepalingen blijkt dat het conservatisme van een systeem, buiten de fysische omstandigheden die zich uiten in de F- en K-waarden (respectievelijk in vergelijkingen (6.8) en (7.12)), enkel afhangt van de initiële massa van beide sterren en de beginperiode, kan men zich afvragen waar de grens ligt tussen het conservatief en het niet-conservatief gebied.

Een eenvoudige manier om na te gaan of voor een bepaald systeem een niet-conservatieve fase kan verwacht worden is door de maximale  $\dot{M}_d$  bekomen via de conservatieve evolutie, te vergelijken met de  $\dot{M}_{\text{crit}}$  die nodig is om niet-conservatisme te krijgen. Deze laatste wordt bekomen door de combinatie van vergelijking (11.14) en (7.5):

$$-G \left( \frac{M_d}{s_d} + \frac{M_g}{R_g} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{P} \right)^2 r^2 + \frac{v_{\text{eq}}^2}{2} + \frac{\bar{\kappa} GM_g \dot{M}_d^{\text{RLOF,crit}}}{4\pi c K R_g^2} = 0 \quad (12.1)$$

$$\Rightarrow \dot{M}_d^{\text{RLOF,crit}} = \frac{4\pi c K}{\bar{\kappa}} \frac{R_g^2}{GM_g} \left[ G \left( \frac{M_d}{s_d} + \frac{M_g}{R_g} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{P} \right)^2 r^2 - \frac{v_{\text{eq}}^2}{2} \right] \quad (12.2)$$

Hierin is:

$$s_d = \sqrt{r_d^2 + r^2 + 2r_d r \cos \theta} \quad (12.3)$$

De werkwijze is als volgt: voor elk systeem wordt uit de conservatieve evolutie  $\dot{M}_{\text{max}}$  teruggevonden, evenals  $M_d$ ,  $M_g$ ,  $R_g$  en  $P$  op dit moment van maximale RLOF. Uit deze laatste waarden wordt via (12.2) dan  $\dot{M}_{\text{crit}}$  berekend en vergeleken met  $\dot{M}_{\text{max}}$ . Omdat de atlas met conservatieve evolutiesporen enkel uitgaat van combinaties van initiële  $(M_d, M_d, P)$  wordt hierbij de rotatie-energie van de individuele sterren verwaarloosd. M.a.w. wordt  $v_{\text{eq}} = 0$ , terwijl voor  $\bar{\kappa}$  de Thomsonopaciteit genomen wordt. Voor K worden in Tabel 12.1 en Tabel 12.2 verschillende waarden getest.

De initiële massa's  $M_d$  en  $M_g$  worden in de volgende tabellen weergegeven in zonseenheden, de beginperiode  $P$  in dagen en  $\dot{M}_{\text{max}}$  en  $\dot{M}_{\text{crit}}$  in  $M_{\odot}/y$ . De kolom "ratio" geeft de verhouding weer van beide waarden. Deze is uiteraard kleiner dan één indien  $\dot{M}_{\text{crit}}$  niet gehaald wordt, en groter wanneer deze wel overschreden wordt.

Md	Mg	1/q	P	Mdot,max	K	Mdot,crit	Result	Ratio
3,0	1,2	0,4	1,5	2,89E-06	0,010	4,51E-05	conservative	6,41E-02
3,0	1,2	0,4	2,0	3,76E-06	0,010	5,15E-05	conservative	7,30E-02
3,0	1,2	0,4	3,0	7,85E-06	0,010	7,64E-05	conservative	1,03E-01
3,0	1,5	0,5	2,0	3,71E-06	0,010	6,78E-05	conservative	5,47E-02
3,0	1,8	0,6	1,0	2,05E-06	0,010	4,66E-05	conservative	4,40E-02
3,0	1,8	0,6	1,5	2,86E-06	0,010	5,26E-05	conservative	5,44E-02
3,0	1,8	0,6	2,0	3,24E-06	0,010	5,12E-05	conservative	6,33E-02
3,0	1,8	0,6	2,5	4,67E-06	0,010	6,29E-05	conservative	7,42E-02
3,0	1,8	0,6	3,0	2,41E-06	0,010	4,39E-05	conservative	5,49E-02
3,0	2,7	0,9	1,0	3,96E-07	0,010	4,54E-05	conservative	8,72E-03
3,0	2,7	0,9	1,5	9,15E-07	0,010	5,14E-05	conservative	1,78E-02
3,0	2,7	0,9	2,0	1,37E-06	0,010	5,60E-05	conservative	2,45E-02
3,0	2,7	0,9	2,5	3,12E-06	0,010	7,24E-05	conservative	4,31E-02
3,0	2,7	0,9	3,0	2,98E-06	0,010	6,93E-05	conservative	4,30E-02
3,0	2,7	0,9	3,5	2,99E-06	0,010	6,99E-05	conservative	4,28E-02
4,0	1,6	0,4	2,0	1,04E-05	0,010	6,30E-05	conservative	1,65E-01
4,0	2,4	0,6	1,0	5,29E-06	0,010	5,12E-05	conservative	1,03E-01
4,0	2,4	0,6	1,5	8,29E-06	0,010	6,32E-05	conservative	1,31E-01
4,0	2,4	0,6	2,5	1,09E-05	0,010	6,46E-05	conservative	1,69E-01
4,0	2,4	0,6	3,0	1,83E-05	0,010	8,55E-05	conservative	2,14E-01
4,0	2,4	0,6	3,5	1,83E-05	0,010	8,37E-05	conservative	2,19E-01
4,0	2,4	0,6	4,5	2,13E-05	0,010	4,11E-05	conservative	5,18E-01
4,0	3,6	0,9	1,0	8,80E-07	0,010	5,20E-05	conservative	1,69E-02
4,0	3,6	0,9	1,5	2,31E-06	0,010	5,88E-05	conservative	3,93E-02
4,0	3,6	0,9	2,0	3,74E-06	0,010	6,35E-05	conservative	5,89E-02
4,0	3,6	0,9	2,5	5,03E-06	0,010	6,72E-05	conservative	7,49E-02
4,0	3,6	0,9	3,0	1,43E-05	0,010	6,17E-05	conservative	2,32E-01
5,0	2,0	0,4	1,5	1,60E-05	0,010	5,26E-05	conservative	3,04E-01
5,0	2,0	0,4	2,0	2,85E-05	0,010	6,88E-05	conservative	4,14E-01
5,0	2,0	0,4	2,5	3,57E-05	0,010	8,29E-05	conservative	4,31E-01
5,0	2,0	0,4	3,0	7,29E-05	0,010	1,04E-04	conservative	6,99E-01
5,0	2,0	0,4	4,0	9,21E-05	0,010	1,24E-04	conservative	7,45E-01
5,0	3,0	0,6	1,0	1,19E-05	0,010	5,40E-05	conservative	2,20E-01
5,0	3,0	0,6	1,5	1,92E-05	0,010	7,07E-05	conservative	2,72E-01
5,0	3,0	0,6	2,0	2,21E-05	0,010	7,39E-05	conservative	2,99E-01
5,0	3,0	0,6	3,0	4,41E-05	0,010	1,09E-04	conservative	4,04E-01
5,0	3,0	0,6	4,0	2,45E-05	0,010	7,04E-05	conservative	3,48E-01
5,0	4,5	0,9	1,0	1,51E-06	0,010	5,77E-05	conservative	2,62E-02
5,0	4,5	0,9	1,5	4,41E-06	0,010	6,61E-05	conservative	6,67E-02
5,0	4,5	0,9	2,0	7,66E-06	0,010	7,14E-05	conservative	1,07E-01
5,0	4,5	0,9	2,5	8,08E-06	0,010	7,80E-05	conservative	1,04E-01
5,0	4,5	0,9	3,0	1,88E-05	0,010	1,02E-04	conservative	1,85E-01
6,0	2,4	0,4	1,5	2,80E-05	0,010	6,02E-05	conservative	4,65E-01
6,0	2,4	0,4	2,0	4,53E-05	0,010	7,44E-05	conservative	6,09E-01
6,0	2,4	0,4	2,5	6,80E-05	0,010	8,63E-05	conservative	7,88E-01
6,0	2,4	0,4	3,5	1,66E-04	0,010	1,44E-04	liberal	1,16E+00
6,0	2,4	0,4	4,0	1,57E-04	0,010	1,59E-04	conservative	9,89E-01
6,0	3,6	0,6	2,0	4,24E-05	0,010	8,46E-05	conservative	5,01E-01
6,0	3,6	0,6	2,5	4,76E-05	0,010	8,65E-05	conservative	5,50E-01
6,0	3,6	0,6	3,0	1,09E-04	0,010	1,02E-04	liberal	1,07E+00
6,0	3,6	0,6	3,5	9,05E-05	0,010	1,25E-04	conservative	7,23E-01
6,0	3,6	0,6	4,0	9,56E-05	0,010	1,24E-04	conservative	7,68E-01
6,0	5,4	0,9	2,5	1,90E-05	0,010	8,40E-05	conservative	2,26E-01
6,0	5,4	0,9	3,0	2,47E-05	0,010	8,64E-05	conservative	2,86E-01

Md	Mg	1/q	P	Mdot,max	K	Mdot,crit	Result	Ratio
6,0	5,4	0,9	3,5	7,10E-05	0,010	7,57E-05	conservative	9,38E-01
6,0	5,4	0,9	4,0	7,81E-05	0,010	7,89E-05	conservative	9,89E-01
6,0	5,4	0,9	5,0	9,18E-05	0,010	8,06E-05	liberal	1,14E+00
6,0	5,4	0,9	6,0	1,73E-04	0,010	8,08E-05	liberal	2,14E+00
7,0	2,8	0,4	2,0	9,44E-05	0,010	7,83E-05	liberal	1,21E+00
7,0	2,8	0,4	3,0	1,20E-04	0,010	1,06E-04	liberal	1,13E+00
7,0	2,8	0,4	4,0	2,63E-04	0,010	2,24E-04	liberal	1,18E+00
7,0	4,2	0,6	1,0	2,69E-05	0,010	6,46E-05	conservative	4,16E-01
7,0	4,2	0,6	1,5	5,56E-05	0,010	7,97E-05	conservative	6,98E-01
7,0	4,2	0,6	2,0	6,88E-05	0,010	9,16E-05	conservative	7,51E-01
7,0	4,2	0,6	2,5	7,86E-05	0,010	9,31E-05	conservative	8,44E-01
7,0	4,2	0,6	3,0	8,75E-05	0,010	9,57E-05	conservative	9,15E-01
7,0	4,2	0,6	3,5	1,91E-04	0,010	1,46E-04	liberal	1,31E+00
7,0	4,2	0,6	4,5	1,85E-04	0,010	1,65E-04	liberal	1,12E+00
7,0	6,3	0,9	1,0	2,81E-06	0,010	6,72E-05	conservative	4,18E-02
7,0	6,3	0,9	1,5	1,05E-05	0,010	7,79E-05	conservative	1,35E-01
7,0	6,3	0,9	2,0	1,96E-05	0,010	8,52E-05	conservative	2,30E-01
7,0	6,3	0,9	2,5	2,89E-05	0,010	9,05E-05	conservative	3,19E-01
7,0	6,3	0,9	3,0	3,83E-05	0,010	9,43E-05	conservative	4,06E-01
7,0	6,3	0,9	4,0	1,48E-04	0,010	9,07E-05	liberal	1,63E+00
7,0	6,3	0,9	4,5	1,65E-04	0,010	9,51E-05	liberal	1,74E+00
7,0	6,3	0,9	5,0	1,82E-04	0,010	9,71E-05	liberal	1,88E+00
7,0	6,3	0,9	5,5	1,95E-04	0,010	9,88E-05	liberal	1,97E+00
7,0	6,3	0,9	6,0	2,09E-04	0,010	9,89E-05	liberal	2,11E+00
7,0	6,3	0,9	7,0	2,53E-04	0,010	1,05E-04	liberal	2,41E+00
8,0	2,4	0,3	2,0	9,05E-05	0,010	7,15E-05	liberal	1,27E+00
8,0	2,4	0,3	3,0	1,64E-04	0,010	1,18E-04	liberal	1,40E+00
8,0	3,2	0,4	2,0	1,10E-04	0,010	8,33E-05	liberal	1,32E+00
8,0	3,2	0,4	2,5	1,41E-04	0,010	9,85E-05	liberal	1,43E+00
8,0	3,2	0,4	3,0	1,97E-04	0,010	1,07E-04	liberal	1,85E+00
8,0	4,0	0,5	2,0	1,13E-04	0,010	9,44E-05	liberal	1,20E+00
8,0	4,0	0,5	2,5	1,38E-04	0,010	1,06E-04	liberal	1,30E+00
8,0	4,0	0,5	3,0	2,04E-04	0,010	1,05E-04	liberal	1,93E+00
8,0	4,0	0,5	3,5	1,88E-04	0,010	1,37E-04	liberal	1,37E+00
8,0	4,0	0,5	4,0	5,44E-04	0,010	2,06E-04	liberal	2,63E+00
8,0	4,8	0,6	1,5	8,56E-05	0,010	8,33E-05	liberal	1,03E+00
8,0	4,8	0,6	2,0	1,12E-04	0,010	1,01E-04	liberal	1,11E+00
8,0	4,8	0,6	2,5	1,21E-04	0,010	1,05E-04	liberal	1,15E+00
8,0	4,8	0,6	3,0	1,34E-04	0,010	1,08E-04	liberal	1,25E+00
8,0	4,8	0,6	3,5	1,46E-04	0,010	1,11E-04	liberal	1,32E+00
8,0	4,8	0,6	4,0	3,79E-04	0,010	1,82E-04	liberal	2,08E+00
8,0	7,2	0,9	1,5	1,39E-05	0,010	8,35E-05	conservative	1,66E-01
8,0	7,2	0,9	2,0	2,68E-05	0,010	9,11E-05	conservative	2,94E-01
8,0	7,2	0,9	3,0	5,22E-05	0,010	1,02E-04	conservative	5,12E-01
8,0	7,2	0,9	4,0	2,56E-04	0,010	1,16E-04	liberal	2,21E+00
9,0	2,7	0,3	2,0	1,29E-04	0,010	7,82E-05	liberal	1,65E+00
9,0	2,7	0,3	3,0	2,00E-04	0,010	1,46E-04	liberal	1,37E+00
9,0	3,6	0,4	2,0	1,57E-04	0,010	1,15E-04	liberal	1,36E+00
9,0	3,6	0,4	2,5	1,85E-04	0,010	1,04E-04	liberal	1,78E+00
9,0	3,6	0,4	3,0	2,38E-04	0,010	1,16E-04	liberal	2,05E+00
9,0	3,6	0,4	3,5	2,51E-04	0,010	1,36E-04	liberal	1,85E+00
9,0	5,4	0,6	2,0	1,59E-04	0,010	1,05E-04	liberal	1,51E+00
9,0	5,4	0,6	4,0	5,66E-04	0,010	2,14E-04	liberal	2,65E+00
9,0	8,1	0,9	2,0	3,59E-05	0,010	1,11E-04	conservative	3,23E-01

Md	Mg	1/q	P	Mdot,max	K	Mdot,crit	Result	Ratio
9,0	8,1	0,9	3,0	7,06E-05	0,010	1,41E-04	conservative	5,00E-01
12,0	4,8	0,4	2,0	3,24E-04	0,010	1,04E-04	liberal	3,12E+00
12,0	4,8	0,4	3,0	4,47E-04	0,010	1,40E-04	liberal	3,19E+00
12,0	4,8	0,4	4,0	7,64E-04	0,010	1,64E-04	liberal	4,67E+00
12,0	7,2	0,6	1,5	2,54E-04	0,010	9,87E-05	liberal	2,57E+00
12,0	7,2	0,6	2,0	3,31E-04	0,010	1,19E-04	liberal	2,78E+00
12,0	7,2	0,6	2,5	4,23E-04	0,010	1,35E-04	liberal	3,12E+00
12,0	7,2	0,6	3,0	4,70E-04	0,010	1,51E-04	liberal	3,12E+00
12,0	7,2	0,6	4,0	5,23E-04	0,010	1,72E-04	liberal	3,04E+00
12,0	10,8	0,9	2,0	6,84E-05	0,010	1,12E-04	conservative	6,11E-01
12,0	10,8	0,9	2,5	1,03E-04	0,010	1,21E-04	conservative	8,50E-01
12,0	10,8	0,9	3,0	1,42E-04	0,010	1,29E-04	liberal	1,10E+00
12,0	10,8	0,9	3,5	1,81E-04	0,010	1,26E-04	liberal	1,43E+00
12,0	10,8	0,9	4,0	2,18E-04	0,010	1,40E-04	liberal	1,55E+00
12,0	10,8	0,9	5,0	1,18E-03	0,010	2,83E-04	liberal	4,17E+00
15,0	6,0	0,4	2,5	5,53E-04	0,010	1,57E-04	liberal	3,52E+00
15,0	6,0	0,4	3,0	6,47E-04	0,010	1,65E-04	liberal	3,92E+00
15,0	6,0	0,4	4,0	7,67E-04	0,010	2,11E-04	liberal	3,64E+00
15,0	9,0	0,6	2,0	5,37E-04	0,010	1,33E-04	liberal	4,04E+00
15,0	9,0	0,6	2,5	6,37E-04	0,010	1,51E-04	liberal	4,23E+00
15,0	9,0	0,6	3,0	7,43E-04	0,010	1,71E-04	liberal	4,34E+00
15,0	9,0	0,6	3,5	7,75E-04	0,010	1,87E-04	liberal	4,13E+00
15,0	9,0	0,6	4,0	7,48E-04	0,010	1,89E-04	liberal	3,96E+00
15,0	13,5	0,9	2,0	9,22E-05	0,010	1,26E-04	conservative	7,32E-01
15,0	13,5	0,9	3,0	2,09E-04	0,010	1,42E-04	liberal	1,47E+00
15,0	13,5	0,9	4,0	3,23E-04	0,010	1,55E-04	liberal	2,09E+00
15,0	13,5	0,9	5,0	4,38E-04	0,010	1,74E-04	liberal	2,52E+00
17,0	6,8	0,4	1,5	4,85E-04	0,010	1,14E-04	liberal	4,26E+00
17,0	6,8	0,4	2,0	6,53E-04	0,010	1,34E-04	liberal	4,86E+00
17,0	6,8	0,4	2,5	7,89E-04	0,010	1,73E-04	liberal	4,57E+00
17,0	6,8	0,4	4,0	1,03E-03	0,010	2,59E-04	liberal	3,97E+00
17,0	10,2	0,6	1,5	4,56E-04	0,010	1,11E-04	liberal	4,10E+00
17,0	10,2	0,6	2,0	6,87E-04	0,010	1,37E-04	liberal	5,02E+00
17,0	10,2	0,6	3,0	8,74E-04	0,010	1,80E-04	liberal	4,86E+00
17,0	10,2	0,6	4,0	9,92E-04	0,010	1,92E-04	liberal	5,15E+00
17,0	10,2	0,6	5,0	1,10E-03	0,010	2,17E-04	liberal	5,07E+00
17,0	15,3	0,9	2,0	1,02E-04	0,010	1,34E-04	conservative	7,61E-01
17,0	15,3	0,9	3,0	2,31E-04	0,010	1,53E-04	liberal	1,51E+00
17,0	15,3	0,9	4,0	3,55E-04	0,010	1,66E-04	liberal	2,14E+00
17,0	15,3	0,9	5,0	4,82E-04	0,010	1,89E-04	liberal	2,56E+00
17,0	15,3	0,9	6,0	6,19E-04	0,010	2,02E-04	liberal	3,06E+00
20,0	8,0	0,4	4,0	1,09E-03	0,010	2,57E-04	liberal	4,23E+00
20,0	12,0	0,6	2,0	8,62E-04	0,010	1,48E-04	liberal	5,83E+00
20,0	12,0	0,6	3,0	1,07E-03	0,010	1,91E-04	liberal	5,59E+00
20,0	18,0	0,9	2,0	1,24E-04	0,010	1,45E-04	conservative	8,56E-01
20,0	18,0	0,9	3,0	2,84E-04	0,010	1,68E-04	liberal	1,69E+00
20,0	18,0	0,9	4,0	4,41E-04	0,010	1,87E-04	liberal	2,36E+00
20,0	18,0	0,9	5,0	5,92E-04	0,010	2,08E-04	liberal	2,85E+00
20,0	18,0	0,9	6,0	7,37E-04	0,010	2,24E-04	liberal	3,29E+00

Tabel 12.1: theoretische verwachtingen bij  $K = 1/100$

Md	Mg	1/q	P	Mdot,max	K	Mdot,crit	Result	Ratio
3,0	1,2	0,4	1,5	2,89E-06	0,001	4,51E-06	conservative	6,41E-01
3,0	1,2	0,4	2,0	3,76E-06	0,001	5,15E-06	conservative	7,30E-01
3,0	1,2	0,4	3,0	7,85E-06	0,001	7,64E-06	liberal	1,03E+00
3,0	1,5	0,5	2,0	3,71E-06	0,001	6,78E-06	conservative	5,47E-01
3,0	1,8	0,6	1,0	2,05E-06	0,001	4,66E-06	conservative	4,40E-01
3,0	1,8	0,6	1,5	2,86E-06	0,001	5,26E-06	conservative	5,44E-01
3,0	1,8	0,6	2,0	3,24E-06	0,001	5,12E-06	conservative	6,33E-01
3,0	1,8	0,6	2,5	4,67E-06	0,001	6,29E-06	conservative	7,42E-01
3,0	1,8	0,6	3,0	2,41E-06	0,001	4,39E-06	conservative	5,49E-01
3,0	2,7	0,9	1,0	3,96E-07	0,001	4,54E-06	conservative	8,72E-02
3,0	2,7	0,9	1,5	9,15E-07	0,001	5,14E-06	conservative	1,78E-01
3,0	2,7	0,9	2,0	1,37E-06	0,001	5,60E-06	conservative	2,45E-01
3,0	2,7	0,9	2,5	3,12E-06	0,001	7,24E-06	conservative	4,31E-01
3,0	2,7	0,9	3,0	2,98E-06	0,001	6,93E-06	conservative	4,30E-01
3,0	2,7	0,9	3,5	2,99E-06	0,001	6,99E-06	conservative	4,28E-01
4,0	1,6	0,4	2,0	1,04E-05	0,001	6,30E-06	liberal	1,65E+00
4,0	2,4	0,6	1,0	5,29E-06	0,001	5,12E-06	liberal	1,03E+00
4,0	2,4	0,6	1,5	8,29E-06	0,001	6,32E-06	liberal	1,31E+00
4,0	2,4	0,6	2,5	1,09E-05	0,001	6,46E-06	liberal	1,69E+00
4,0	2,4	0,6	3,0	1,83E-05	0,001	8,55E-06	liberal	2,14E+00
4,0	2,4	0,6	3,5	1,83E-05	0,001	8,37E-06	liberal	2,19E+00
4,0	2,4	0,6	4,5	2,13E-05	0,001	4,11E-06	liberal	5,18E+00
4,0	3,6	0,9	1,0	8,80E-07	0,001	5,20E-06	conservative	1,69E-01
4,0	3,6	0,9	1,5	2,31E-06	0,001	5,88E-06	conservative	3,93E-01
4,0	3,6	0,9	2,0	3,74E-06	0,001	6,35E-06	conservative	5,89E-01
4,0	3,6	0,9	2,5	5,03E-06	0,001	6,72E-06	conservative	7,49E-01
4,0	3,6	0,9	3,0	1,43E-05	0,001	6,17E-06	liberal	2,32E+00
5,0	2,0	0,4	1,5	1,60E-05	0,001	5,26E-06	liberal	3,04E+00
5,0	2,0	0,4	2,0	2,85E-05	0,001	6,88E-06	liberal	4,14E+00
5,0	2,0	0,4	2,5	3,57E-05	0,001	8,29E-06	liberal	4,31E+00
5,0	2,0	0,4	3,0	7,29E-05	0,001	1,04E-05	liberal	6,99E+00
5,0	2,0	0,4	4,0	9,21E-05	0,001	1,24E-05	liberal	7,45E+00
5,0	3,0	0,6	1,0	1,19E-05	0,001	5,40E-06	liberal	2,20E+00
5,0	3,0	0,6	1,5	1,92E-05	0,001	7,07E-06	liberal	2,72E+00
5,0	3,0	0,6	2,0	2,21E-05	0,001	7,39E-06	liberal	2,99E+00
5,0	3,0	0,6	3,0	4,41E-05	0,001	1,09E-05	liberal	4,04E+00
5,0	3,0	0,6	4,0	2,45E-05	0,001	7,04E-06	liberal	3,48E+00
5,0	4,5	0,9	1,0	1,51E-06	0,001	5,77E-06	conservative	2,62E-01
5,0	4,5	0,9	1,5	4,41E-06	0,001	6,61E-06	conservative	6,67E-01
5,0	4,5	0,9	2,0	7,66E-06	0,001	7,14E-06	liberal	1,07E+00
5,0	4,5	0,9	2,5	8,08E-06	0,001	7,80E-06	liberal	1,04E+00
5,0	4,5	0,9	3,0	1,88E-05	0,001	1,02E-05	liberal	1,85E+00
6,0	2,4	0,4	1,5	2,80E-05	0,001	6,02E-06	liberal	4,65E+00
6,0	2,4	0,4	2,0	4,53E-05	0,001	7,44E-06	liberal	6,09E+00
6,0	2,4	0,4	2,5	6,80E-05	0,001	8,63E-06	liberal	7,88E+00
6,0	2,4	0,4	3,5	1,66E-04	0,001	1,44E-05	liberal	1,16E+01
6,0	2,4	0,4	4,0	1,57E-04	0,001	1,59E-05	liberal	9,89E+00
6,0	3,6	0,6	2,0	4,24E-05	0,001	8,46E-06	liberal	5,01E+00
6,0	3,6	0,6	2,5	4,76E-05	0,001	8,65E-06	liberal	5,50E+00
6,0	3,6	0,6	3,0	1,09E-04	0,001	1,02E-05	liberal	1,07E+01
6,0	3,6	0,6	3,5	9,05E-05	0,001	1,25E-05	liberal	7,23E+00
6,0	3,6	0,6	4,0	9,56E-05	0,001	1,24E-05	liberal	7,68E+00
6,0	5,4	0,9	2,5	1,90E-05	0,001	8,40E-06	liberal	2,26E+00
6,0	5,4	0,9	3,0	2,47E-05	0,001	8,64E-06	liberal	2,86E+00

Md	Mg	1/q	P	Mdot,max	K	Mdot,crit	Result	Ratio
6,0	5,4	0,9	3,5	7,10E-05	0,001	7,57E-06	liberal	9,38E+00
6,0	5,4	0,9	4,0	7,81E-05	0,001	7,89E-06	liberal	9,89E+00
6,0	5,4	0,9	5,0	9,18E-05	0,001	8,06E-06	liberal	1,14E+01
6,0	5,4	0,9	6,0	1,73E-04	0,001	8,08E-06	liberal	2,14E+01
7,0	2,8	0,4	2,0	9,44E-05	0,001	7,83E-06	liberal	1,21E+01
7,0	2,8	0,4	3,0	1,20E-04	0,001	1,06E-05	liberal	1,13E+01
7,0	2,8	0,4	4,0	2,63E-04	0,001	2,24E-05	liberal	1,18E+01
7,0	4,2	0,6	1,0	2,69E-05	0,001	6,46E-06	liberal	4,16E+00
7,0	4,2	0,6	1,5	5,56E-05	0,001	7,97E-06	liberal	6,98E+00
7,0	4,2	0,6	2,0	6,88E-05	0,001	9,16E-06	liberal	7,51E+00
7,0	4,2	0,6	2,5	7,86E-05	0,001	9,31E-06	liberal	8,44E+00
7,0	4,2	0,6	3,0	8,75E-05	0,001	9,57E-06	liberal	9,15E+00
7,0	4,2	0,6	3,5	1,91E-04	0,001	1,46E-05	liberal	1,31E+01
7,0	4,2	0,6	4,5	1,85E-04	0,001	1,65E-05	liberal	1,12E+01
7,0	6,3	0,9	1,0	2,81E-06	0,001	6,72E-06	conservative	4,18E-01
7,0	6,3	0,9	1,5	1,05E-05	0,001	7,79E-06	liberal	1,35E+00
7,0	6,3	0,9	2,0	1,96E-05	0,001	8,52E-06	liberal	2,30E+00
7,0	6,3	0,9	2,5	2,89E-05	0,001	9,05E-06	liberal	3,19E+00
7,0	6,3	0,9	3,0	3,83E-05	0,001	9,43E-06	liberal	4,06E+00
7,0	6,3	0,9	4,0	1,48E-04	0,001	9,07E-06	liberal	1,63E+01
7,0	6,3	0,9	4,5	1,65E-04	0,001	9,51E-06	liberal	1,74E+01
7,0	6,3	0,9	5,0	1,82E-04	0,001	9,71E-06	liberal	1,88E+01
7,0	6,3	0,9	5,5	1,95E-04	0,001	9,88E-06	liberal	1,97E+01
7,0	6,3	0,9	6,0	2,09E-04	0,001	9,89E-06	liberal	2,11E+01
7,0	6,3	0,9	7,0	2,53E-04	0,001	1,05E-05	liberal	2,41E+01
8,0	2,4	0,3	2,0	9,05E-05	0,001	7,15E-06	liberal	1,27E+01
8,0	2,4	0,3	3,0	1,64E-04	0,001	1,18E-05	liberal	1,40E+01
8,0	3,2	0,4	2,0	1,10E-04	0,001	8,33E-06	liberal	1,32E+01
8,0	3,2	0,4	2,5	1,41E-04	0,001	9,85E-06	liberal	1,43E+01
8,0	3,2	0,4	3,0	1,97E-04	0,001	1,07E-05	liberal	1,85E+01
8,0	4,0	0,5	2,0	1,13E-04	0,001	9,44E-06	liberal	1,20E+01
8,0	4,0	0,5	2,5	1,38E-04	0,001	1,06E-05	liberal	1,30E+01
8,0	4,0	0,5	3,0	2,04E-04	0,001	1,05E-05	liberal	1,93E+01
8,0	4,0	0,5	3,5	1,88E-04	0,001	1,37E-05	liberal	1,37E+01
8,0	4,0	0,5	4,0	5,44E-04	0,001	2,06E-05	liberal	2,63E+01
8,0	4,8	0,6	1,5	8,56E-05	0,001	8,33E-06	liberal	1,03E+01
8,0	4,8	0,6	2,0	1,12E-04	0,001	1,01E-05	liberal	1,11E+01
8,0	4,8	0,6	2,5	1,21E-04	0,001	1,05E-05	liberal	1,15E+01
8,0	4,8	0,6	3,0	1,34E-04	0,001	1,08E-05	liberal	1,25E+01
8,0	4,8	0,6	3,5	1,46E-04	0,001	1,11E-05	liberal	1,32E+01
8,0	4,8	0,6	4,0	3,79E-04	0,001	1,82E-05	liberal	2,08E+01
8,0	7,2	0,9	1,5	1,39E-05	0,001	8,35E-06	liberal	1,66E+00
8,0	7,2	0,9	2,0	2,68E-05	0,001	9,11E-06	liberal	2,94E+00
8,0	7,2	0,9	3,0	5,22E-05	0,001	1,02E-05	liberal	5,12E+00
8,0	7,2	0,9	4,0	2,56E-04	0,001	1,16E-05	liberal	2,21E+01
9,0	2,7	0,3	2,0	1,29E-04	0,001	7,82E-06	liberal	1,65E+01
9,0	2,7	0,3	3,0	2,00E-04	0,001	1,46E-05	liberal	1,37E+01
9,0	3,6	0,4	2,0	1,57E-04	0,001	1,15E-05	liberal	1,36E+01
9,0	3,6	0,4	2,5	1,85E-04	0,001	1,04E-05	liberal	1,78E+01
9,0	3,6	0,4	3,0	2,38E-04	0,001	1,16E-05	liberal	2,05E+01
9,0	3,6	0,4	3,5	2,51E-04	0,001	1,36E-05	liberal	1,85E+01
9,0	5,4	0,6	2,0	1,59E-04	0,001	1,05E-05	liberal	1,51E+01
9,0	5,4	0,6	4,0	5,66E-04	0,001	2,14E-05	liberal	2,65E+01
9,0	8,1	0,9	2,0	3,59E-05	0,001	1,11E-05	liberal	3,23E+00

Md	Mg	1/q	P	Mdot,max	K	Mdot,crit	Result	Ratio
9,0	8,1	0,9	3,0	7,06E-05	0,001	1,41E-05	liberal	5,00E+00
12,0	4,8	0,4	2,0	3,24E-04	0,001	1,04E-05	liberal	3,12E+01
12,0	4,8	0,4	3,0	4,47E-04	0,001	1,40E-05	liberal	3,19E+01
12,0	4,8	0,4	4,0	7,64E-04	0,001	1,64E-05	liberal	4,67E+01
12,0	7,2	0,6	1,5	2,54E-04	0,001	9,87E-06	liberal	2,57E+01
12,0	7,2	0,6	2,0	3,31E-04	0,001	1,19E-05	liberal	2,78E+01
12,0	7,2	0,6	2,5	4,23E-04	0,001	1,35E-05	liberal	3,12E+01
12,0	7,2	0,6	3,0	4,70E-04	0,001	1,51E-05	liberal	3,12E+01
12,0	7,2	0,6	4,0	5,23E-04	0,001	1,72E-05	liberal	3,04E+01
12,0	10,8	0,9	2,0	6,84E-05	0,001	1,12E-05	liberal	6,11E+00
12,0	10,8	0,9	2,5	1,03E-04	0,001	1,21E-05	liberal	8,50E+00
12,0	10,8	0,9	3,0	1,42E-04	0,001	1,29E-05	liberal	1,10E+01
12,0	10,8	0,9	3,5	1,81E-04	0,001	1,26E-05	liberal	1,43E+01
12,0	10,8	0,9	4,0	2,18E-04	0,001	1,40E-05	liberal	1,55E+01
12,0	10,8	0,9	5,0	1,18E-03	0,001	2,83E-05	liberal	4,17E+01
15,0	6,0	0,4	2,5	5,53E-04	0,001	1,57E-05	liberal	3,52E+01
15,0	6,0	0,4	3,0	6,47E-04	0,001	1,65E-05	liberal	3,92E+01
15,0	6,0	0,4	4,0	7,67E-04	0,001	2,11E-05	liberal	3,64E+01
15,0	9,0	0,6	2,0	5,37E-04	0,001	1,33E-05	liberal	4,04E+01
15,0	9,0	0,6	2,5	6,37E-04	0,001	1,51E-05	liberal	4,23E+01
15,0	9,0	0,6	3,0	7,43E-04	0,001	1,71E-05	liberal	4,34E+01
15,0	9,0	0,6	3,5	7,75E-04	0,001	1,87E-05	liberal	4,13E+01
15,0	9,0	0,6	4,0	7,48E-04	0,001	1,89E-05	liberal	3,96E+01
15,0	13,5	0,9	2,0	9,22E-05	0,001	1,26E-05	liberal	7,32E+00
15,0	13,5	0,9	3,0	2,09E-04	0,001	1,42E-05	liberal	1,47E+01
15,0	13,5	0,9	4,0	3,23E-04	0,001	1,55E-05	liberal	2,09E+01
15,0	13,5	0,9	5,0	4,38E-04	0,001	1,74E-05	liberal	2,52E+01
17,0	6,8	0,4	1,5	4,85E-04	0,001	1,14E-05	liberal	4,26E+01
17,0	6,8	0,4	2,0	6,53E-04	0,001	1,34E-05	liberal	4,86E+01
17,0	6,8	0,4	2,5	7,89E-04	0,001	1,73E-05	liberal	4,57E+01
17,0	6,8	0,4	4,0	1,03E-03	0,001	2,59E-05	liberal	3,97E+01
17,0	10,2	0,6	1,5	4,56E-04	0,001	1,11E-05	liberal	4,10E+01
17,0	10,2	0,6	2,0	6,87E-04	0,001	1,37E-05	liberal	5,02E+01
17,0	10,2	0,6	3,0	8,74E-04	0,001	1,80E-05	liberal	4,86E+01
17,0	10,2	0,6	4,0	9,92E-04	0,001	1,92E-05	liberal	5,15E+01
17,0	10,2	0,6	5,0	1,10E-03	0,001	2,17E-05	liberal	5,07E+01
17,0	15,3	0,9	2,0	1,02E-04	0,001	1,34E-05	liberal	7,61E+00
17,0	15,3	0,9	3,0	2,31E-04	0,001	1,53E-05	liberal	1,51E+01
17,0	15,3	0,9	4,0	3,55E-04	0,001	1,66E-05	liberal	2,14E+01
17,0	15,3	0,9	5,0	4,82E-04	0,001	1,89E-05	liberal	2,56E+01
17,0	15,3	0,9	6,0	6,19E-04	0,001	2,02E-05	liberal	3,06E+01
20,0	8,0	0,4	4,0	1,09E-03	0,001	2,57E-05	liberal	4,23E+01
20,0	12,0	0,6	2,0	8,62E-04	0,001	1,48E-05	liberal	5,83E+01
20,0	12,0	0,6	3,0	1,07E-03	0,001	1,91E-05	liberal	5,59E+01
20,0	18,0	0,9	2,0	1,24E-04	0,001	1,45E-05	liberal	8,56E+00
20,0	18,0	0,9	3,0	2,84E-04	0,001	1,68E-05	liberal	1,69E+01
20,0	18,0	0,9	4,0	4,41E-04	0,001	1,87E-05	liberal	2,36E+01
20,0	18,0	0,9	5,0	5,92E-04	0,001	2,08E-05	liberal	2,85E+01
20,0	18,0	0,9	6,0	7,37E-04	0,001	2,24E-05	liberal	3,29E+01

Tabel 12.2: theoretische verwachtingen bij  $K = 1/1000$



Het blijkt dus dat verwacht wordt dat hoe zwaarder de systemen, des te meer deze niet-conservatief zullen zijn. Voor een bepaalde  $M_d$  zijn deze met hoge  $P$  eerder niet-conservatief, evenals deze met gemiddelde  $1/q$  (gebruikt i.p.v.  $q$  zelf omdat het hier de beginwaarde betreft). De systemen met hoge of lage  $1/q$  blijven langer conservatief. Verder blijkt uiteraard dat bij  $K = 1/1000$  veel meer systemen niet-conservatief zijn dan bij  $K = 1/100$ .

Timmermans (2007) geeft een uitgebreide studie van het systeem RZ Cas. Met een absolute bovengrens van  $3M_{\odot}$  op de initiële waarde van  $M_d$  en een  $P < 4d$  bevindt dit systeem zich met zekerheid in het conservatief gebied.

### **13. Niet-conservatieve evolutiecode**

Het nieuwe scenario werd ingebracht in de bestaande evolutionaire Brusselcode. Deze, zoals gebruikt in De Loore en Van Rensbergen (2005), produceert de conservatieve evolutiesporen zoals weergegeven op de website van het Astrofysisch Instituut, <http://we.vub.ac.be/astrofys>.

De belangrijkste wijzigingen zijn dat het programma nu rekening houdt met de opspinning van de gainer en  $\beta$  onder één doet dalen wanneer deze opspinning en de accretielichtkracht er samen voor zorgen dat  $\dot{M}_{\text{crit}}$  overschreden wordt. Hierbij wordt in deze verhandeling enkel rekening gehouden met rechtstreekse inslag systemen. In een voortgezet onderzoek zullen rechtstreekse inslag en inslag via een accretieschijf ondergebracht moeten worden in twee verschillende categorieën.

De belangrijke inputparameters die in het programma gebruikt worden zijn de volgende:

- $M_d$  : initiële donormassa
- $M_g$  : initiële gainermassa
- P: initiële orbitale periode
- KBELT: factor voor efficiëntie en grootte van hot spot (KBELT = 1/K)
- KTIDE: factor voor type getijdenwerking ( $KTIDE = F = 10f_{\text{sync}}$ ), dus  $F = 1$  impliceert sterke werking en  $F = 10$  zwakke.

Op de volgende bladzijde is een voorbeeld van output van de aangepaste Brusselcode weergegeven. De volledige set van niet-conservatieve evoluties, gemaakt en gebruikt in het kader van dit werk, zal beschikbaar gemaakt worden op <http://we.vub.ac.be/astrofys/binarytracks/liberal/>.

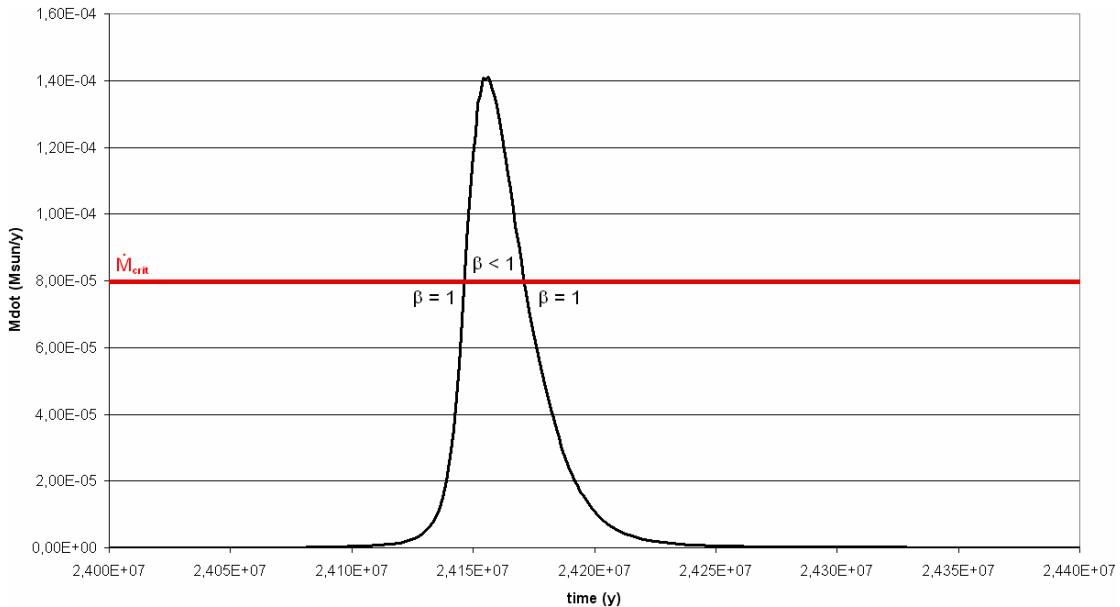


## 14. Typevoorbeeld van een niet-conservatief systeem

In dit hoofdstuk wordt een dubbelstersysteem beschouwd dat volgens voorgaand scenario en de daaruit volgende evolutiecode een niet-conservatieve fase vertoont, en tevens vele kenmerken en gevolgen hiervan illustreert. Het betreft dit met als beginmassa's respectievelijk 9,0 en 5,4 zonsmassa's en een initiële orbitale periode van 2,25 dagen.

In de onderstaande grafieken worden de belangrijke kenmerken van de niet-conservatieve evolutie, evenals hun afhankelijkheid van de overgebleven parameters, besproken. Alle resultaten werden bekomen met de niet-conservatieve evolutiecode gebaseerd op het besproken scenario.

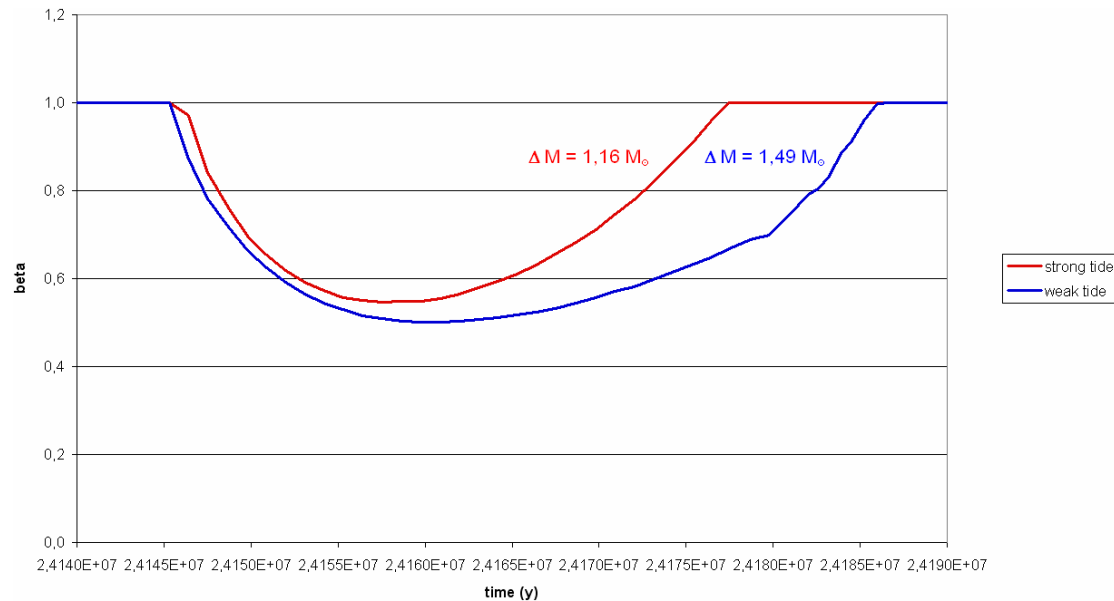
Een eerste interessante Grafiek 14.1 is deze van  $\dot{M}_d$  als functie van de tijd, met daarop ook  $\dot{M}_{crit}$  aangeduid. Deze laatste is de  $\dot{M}$  waarbij  $\beta$  volgens het evolutieprogramma onder de één duikt. Deze simulatie is gebeurd voor een 9,0+5,4-2,25D-systeem, met  $K = 1/100$  en een sterke getijdenkracht. De analoge berekening voor zwakke getijdenkrachten is nagenoeg identiek. Het grootste verschil in geval van  $K = 1/1000$  is een veel lagere  $\dot{M}_{crit}$ . De door een vroeger begin van de niet-conservatieve fase verschillende orbitale parameters zullen ook het verloop van  $\dot{M}_d$  ietwat beïnvloeden.



Grafiek 14.1:  $\dot{M}$  als functie van de tijd

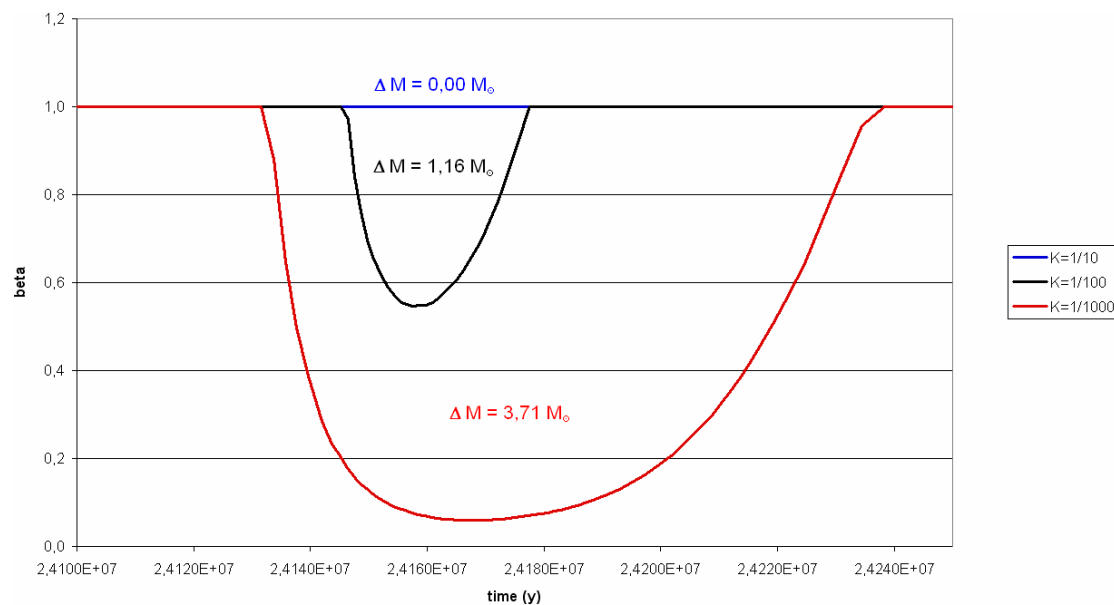
De top van de curve die afgesneden wordt door de horizontale rechte is dus het deel van  $\dot{M}$  dat niet door de gainer aanvaard wordt en in de interstellaire ruimte terecht komt. Er kan opgemerkt worden dat de niet-conservatieve fase zeer kort is in vergelijking met de nucleaire tijdschaal van een ster. In dit geval slechts zo'n 30000 jaar.

Een tweede Grafiek 14.2 toont  $\beta$  als functie van de tijd voor zowel sterke als zwakke getijdenkracht, voor hetzelfde systeem met  $K = 1/100$ . Het is duidelijk dat bij zwakke getijdenkracht de  $\beta$ -dip iets dieper is en langer duurt, en dat er dus wat meer materie uit het systeem gaat, maar dat het verschil vrij klein is. Verder is het duidelijk dat  $\beta$  typisch daalt tot ongeveer 0,5.



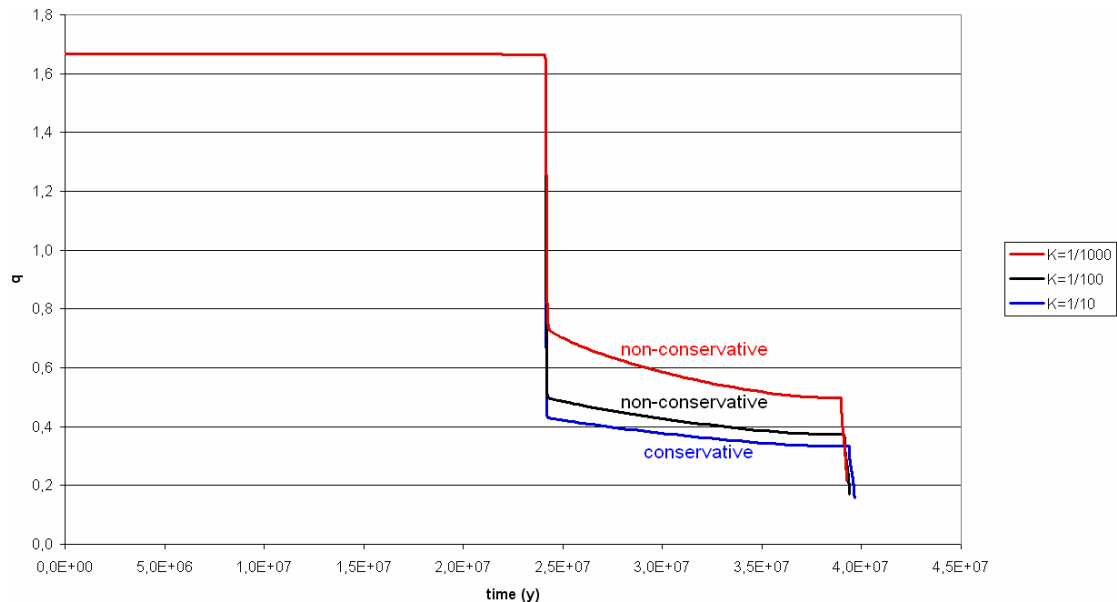
Grafiek 14.2:  $\beta$  als functie van de tijd voor verschillende getijdensterkten

De volgende Grafiek 14.3 toont de  $K$ -afhankelijkheid van  $\beta$ . In het geval  $K = 1/10$  herleidt de situatie zich tot een conservatieve evolutie, en gaat er dus geen materie uit het systeem verloren. Indien  $K = 1/1000$  daalt  $\beta$  tot bijna nul en gaat er veel meer massa uit het systeem dan bij  $K = 1/100$ .



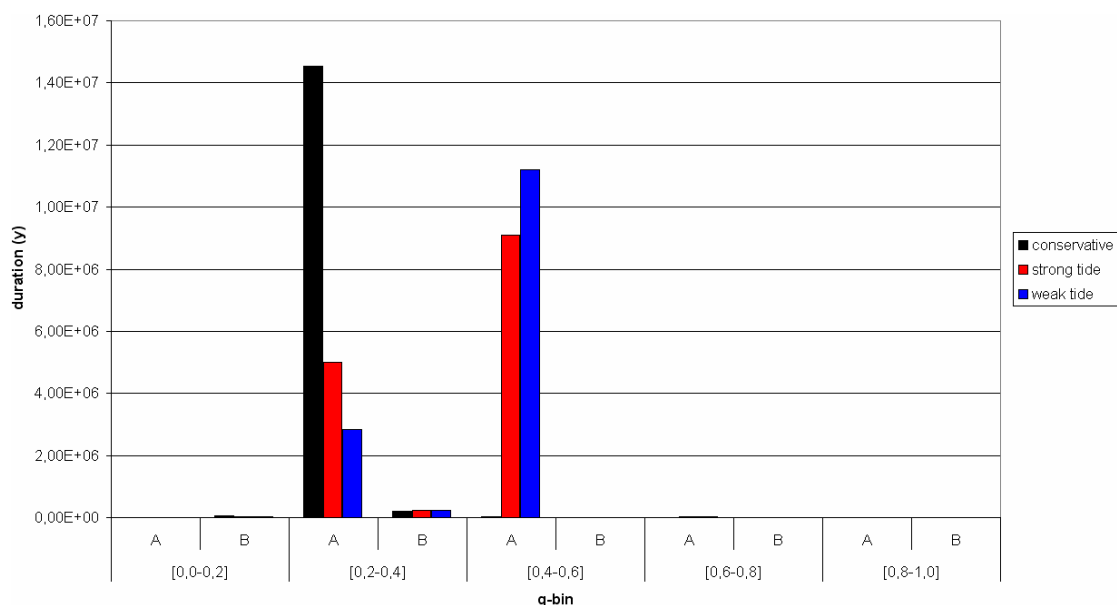
Grafiek 14.3:  $\beta$  als functie van de tijd voor verschillende  $K$

Grafiek 14.4 toont het verloop van de massaverhouding  $q$  als functie van de tijd, en dit voor verschillende  $K$ , telkens met sterke getijdenwerking. Voor zwakke werking liggen de niet-conservatieve curven nauwelijks hoger. Bij  $K = 1/10$ , wat overeenkomt met het conservatieve geval, daalt  $q$  tijdens de intensieve RLOF-fase tot 0,4, wat dus een zeer korte levensduur in hoge  $q$ -bins oplevert. Wanneer bij dalende  $K$  het systeem niet-conservatief wordt, geldt dat hoe kleiner  $K$ , dus hoe meer massauitstoot, hoe hoger  $q$  aan het einde van snelle RLOF. Aldus blijkt dat niet-conservatisme er inderdaad voor zorgt dat dit systeem langere tijdsduren van hoge  $q$  ondervindt.



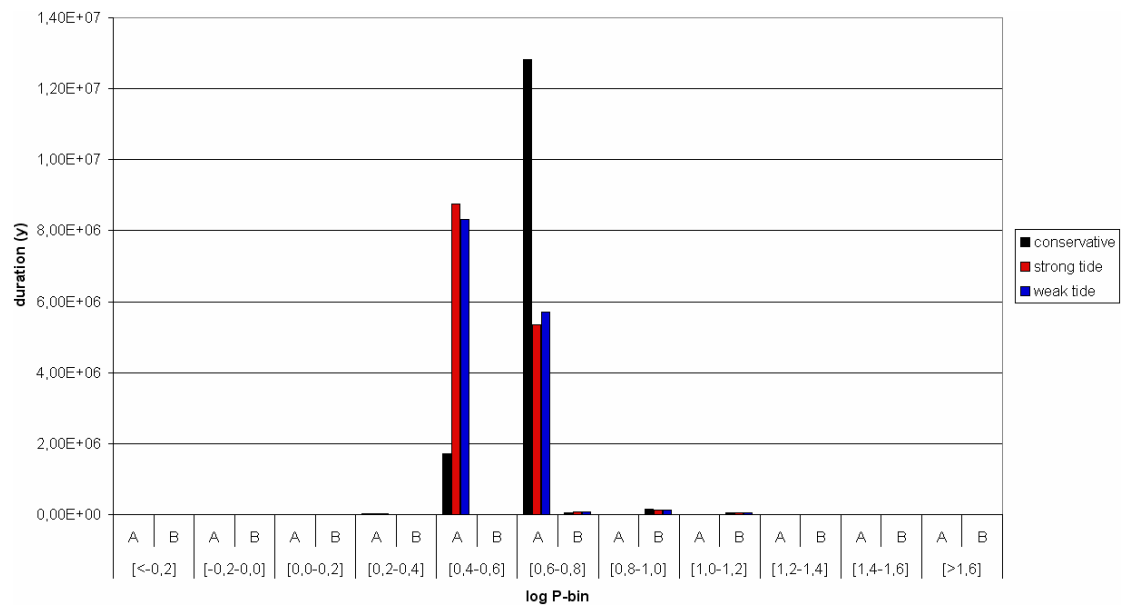
Grafiek 14.4:  $q$  als functie van de tijd voor verschillende  $K$

Grafiek 14.5 en Grafiek 14.6 tonen de verdeling van massaverhoudingen en orbitale periodes voor  $K = 1/100$ . Bij de  $q$ -distributie is het duidelijk dat een niet-conservatieve fase beduidend langere tijdsduren in hoge  $q$ -bins veroorzaakt, een fenomeen dat nog iets uitgesprokener is bij zwakke getijdenkracht.



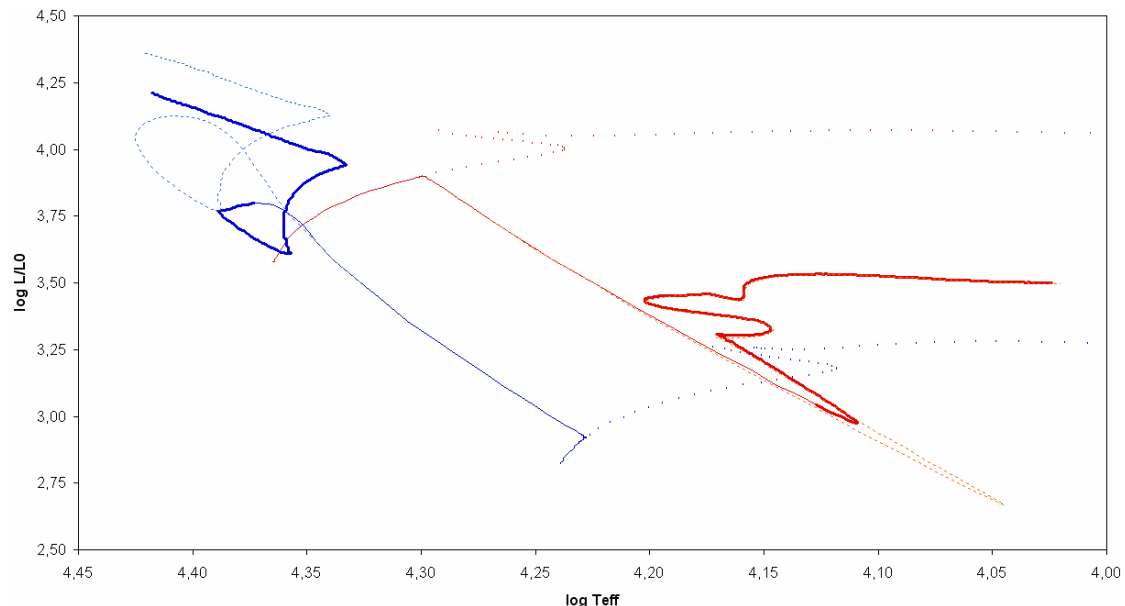
Grafiek 14.5:  $q$ -distributie

Niet-conservatisme blijkt ook een lichter effect te hebben op de periodeverdeling, die in dit geval verschuift naar iets lagere log P.



Grafiek 14.6: P-distributie

Tenslotte kan nog nagegaan worden hoe niet-conservatieve evolutie het evolutiespoor beïnvloedt. Het betreft hier hetzelfde systeem van de vergelijking tussen enkelvoudige en dubbelsterevolutie uit 3.1. In Figuur 14.1 is het spoor van de gainer (links) en dat van de donor (rechts) verdikt weergegeven daar waar het een Algol betreft. De stippellijnen zijn de conservatieve sporen en de puntjes de individuele sporen (beide uit 3.1).



Figuur 14.1: HRD voor niet-conservatieve dubbelsterevolutie

Het blijkt dus dat vooral de evolutie van de gainer beïnvloed wordt door een niet-conservatieve fase.

## **15. Intermezzo: verjonging**

### **15.1. Hertzsprung-Russell diagram**

In een Algol type dubbelster zal de gainer vooral waterstofrijk materiaal ontvangen. Indien dit door convectie in het sterinwendige terecht komt, zal het gevolg zijn dat de ster jonger lijkt dan dat deze in werkelijkheid is. Dit uit zich in een HRD-positie die dichter bij de ZAMS gelegen is dan men zou verwachten. Dezelfde sterren die in Hoofdstuk 9 gebruikt werden om na te gaan welke  $q$ -bepaling de betrouwbaarste resultaten geeft, worden nu in een HRD diagram geplaatst.

Pourbaix et al. (2004) geven voor beide componenten de schijnbare visuele magnitude en de spectraalklasse. In de eerste plaats dient de gegeven schijnbare magnitude gecorrigeerd te worden voor interstellair absorptie. Hiertoe wordt de  $(B-V)_0$  van Lang (1999) gebruikt, terwijl  $(B-V)$  van de gainer bekomen wordt uit het SIMBAD-bestand (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad>). Bijgevolg:

$$V_0 = V - A_V \quad (15.1)$$

met

$$A_V = 3,1 \left[ (B-V)_g - (B-V)_0 \right] \quad (15.2)$$

Aangezien gainer en donor even ver van ons verwijderd zijn, geldt namelijk dat  $A_V = A_{V,d} = A_{V,g}$ .

Verder wordt na invoeren van de bolometrische correctie  $m_{bol} = V_0 + BC$  ook nog gecorrigeerd voor de afstand. Dit gebeurt m.b.v. de door SIMBAD gegeven parallax met fout:

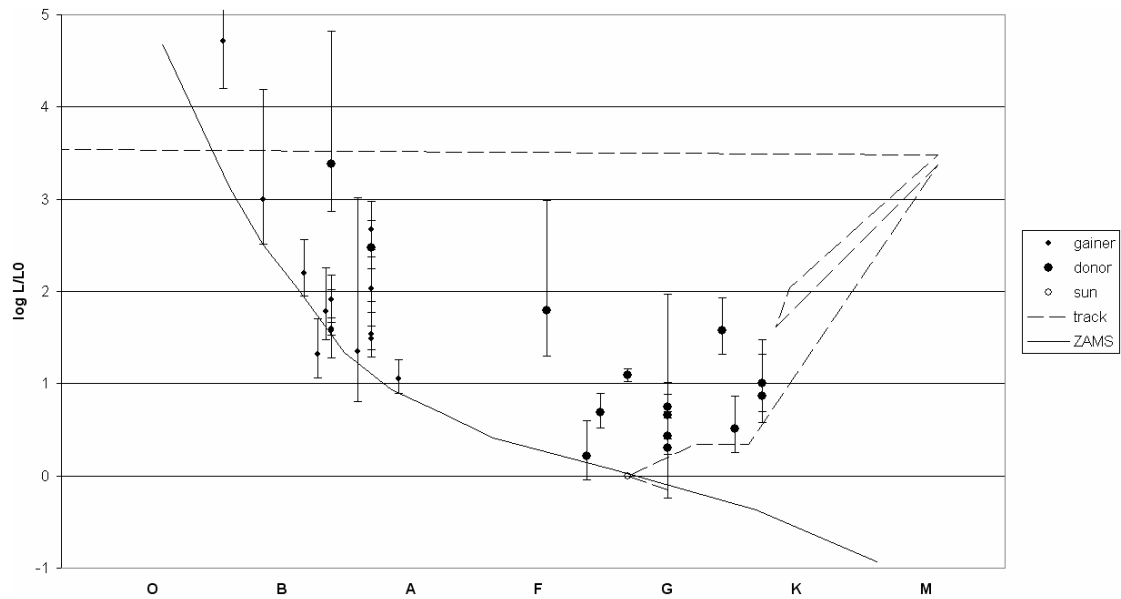
$$M_{bol} = m_{bol} + 5 + 5 \log \pi'' \quad (15.3)$$

Sterren waarvoor de afstandsbepaling erg onnauwkeurig is worden weggelaten, voor de anderen wordt de fout weergegeven. De aldus bekomen absolute magnitude wordt tenslotte omgezet in absolute lichtkracht:

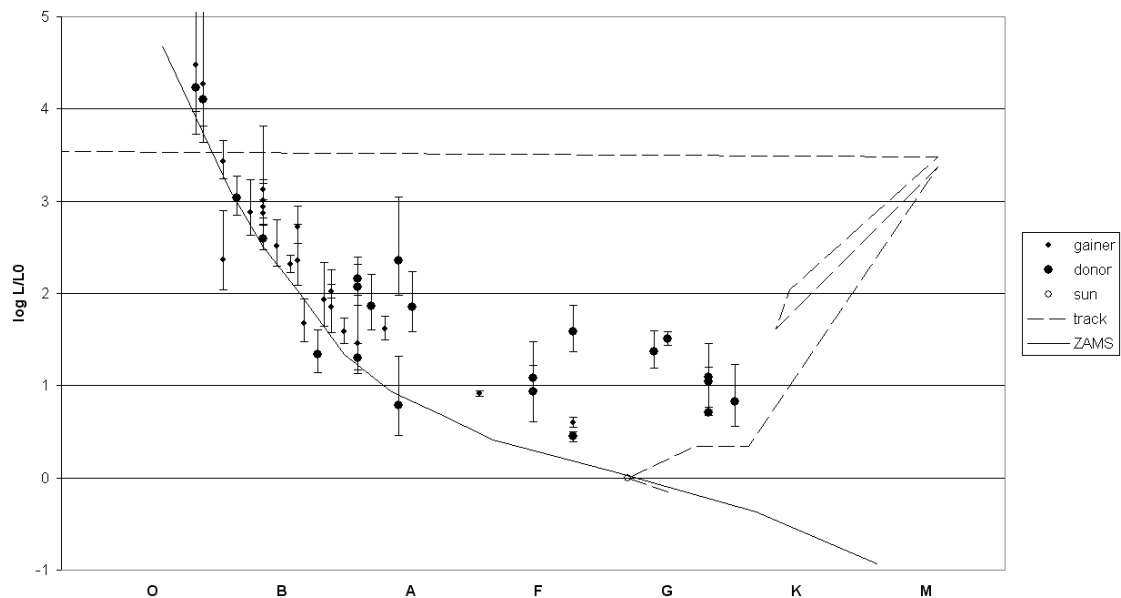
$$\log \left( \frac{L}{L_\odot} \right) = 0,4(4,75 - M_{bol}) \quad (15.4)$$

Deze lichtkracht wordt dan uitgezet tegen de sterklasse, voor SB1s in Figuur 15.1, voor SB2s in Figuur 15.2. Het resultaat is dat de gainers niet enkel merklijk dichter bij de ZAMS liggen dan de donors, maar deze werkelijk zeer dicht naderen. Dit staat bekend als verjonging ("rejuvenation").





Figuur 15.1: HRD voor SB1s



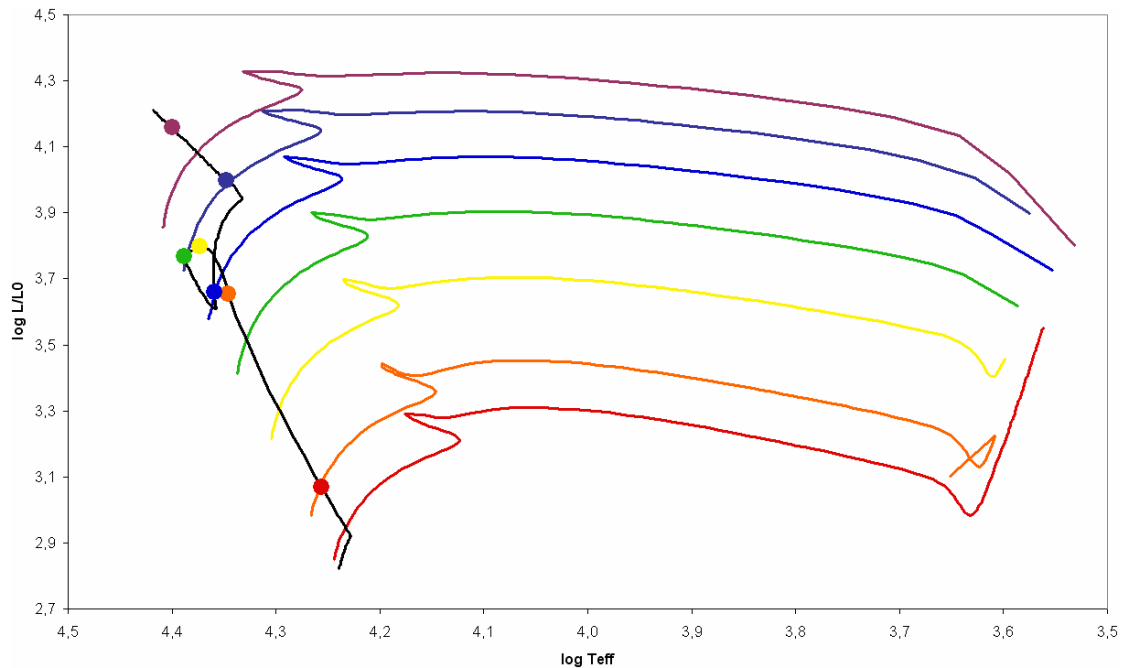
Figuur 15.2: HRD voor SB2s

## 15.2. Leeftijdvergleiching

Een tweede methode waarop de verjonging tot uiting kan komen is door de leeftijd van de gainer in een dubbelster te vergelijken met de leeftijd die een enkelvoudige ster met dezelfde kenmerken heeft.

Figuur 15.3 geeft de respectieve evolutiesporen weer van enkelvoudige sterren met een massa van 5,5, 6, 7, 8, 9, 10 en 11 zonsmassa's (van onder naar boven). De stippen langs de zwarte lijn geven de HRD-positie van de gainer van het 9,0+5,4-2,25D typevoorbeeld (met  $K=1/100$  en zwakke getijdenwerking) uit Hoofdstuk 14, op de momenten dat deze die respectieve massa's bereikt. Zoals blijkt uit de figuur

liggen enkel de posities van de gainer bij 9 en 10 $M_{\odot}$  op het evolutiespoor van hun respectieve enkelvoudige sporen.



Figuur 15.3: evolutiesporen van gainer en enkelvoudige sterren

Wanneer in Tabel 15.1 voor deze twee gevallen de ouderdom van de gainer en de overeenkomstige enkelvoudige ster (in  $y$ ) vergeleken wordt, blijkt dat, niettegenstaande hun identieke HRD-positie, de enkelvoudige ster respectievelijk 18,4 en 21,6 miljoen jaar ouder is.

<u>single</u>				<u>K=0.01</u>				<u>dt</u>
Mg	log Teff	log L/L0	t	Mg	log Teff	log L/L0	t	
5,5	4,211	3,046	4,72E+07	5,5	4,256	3,069	2,41E+07	-2,30E+07
6	4,198	3,444	7,38E+07	6	4,346	3,655	2,41E+07	-4,96E+07
7	4,235	3,699	5,32E+07	7	4,373	3,798	2,42E+07	-2,90E+07
8	4,276	3,720	2,97E+07	8	4,388	3,769	2,42E+07	-5,50E+06
<b>9</b>	<b>4,358</b>	<b>3,669</b>	<b>7,74E+06</b>	<b>9</b>	<b>4,359</b>	<b>3,659</b>	<b>2,61E+07</b>	<b>1,84E+07</b>
<b>10</b>	<b>4,342</b>	<b>4,001</b>	<b>1,76E+07</b>	<b>10</b>	<b>4,348</b>	<b>3,999</b>	<b>3,92E+07</b>	<b>2,16E+07</b>
11	4,357	4,138	1,54E+07	11	4,400	4,158	3,94E+07	2,39E+07

Tabel 15.1: vergelijking tussen gainer en enkelvoudige sterren

## **16. Het grensgebied van niet-conservatieve evolutie**

Na de theoretische beschouwingen van Hoofdstuk 12 kan nu met de aangepaste evolutiecode uitgerekend worden of het verwachte (niet-)conservatisme werkelijk tot uiting komt.

In de volgende tabellen wordt voor elke  $M_d$  en voor de verschillende mogelijke combinaties van de andere beginparameters het grensgebied tussen de conservatieve en niet-conservatieve zone onderzocht. De initiële massaverhouding  $1/q$  stijgt hierbij van 0,3 tot 0,9 in stappen van 0,1, terwijl de periode stijgt van 1,50 tot 5,00 in stappen van 0,25. Combinaties buiten deze bereiken leverden problemen met de evolutiecode.

De combinaties gemarkeerd met “C” beduiden systemen die werkelijk uitgerekend zijn met de niet-conservatieve evolutiecode en conservatief bleken te zijn. “NC” wijst op effectief berekende niet-conservatief gebleken systemen. De achtergrondkleur duidt de aldus afgeleide zones van conservatieve en niet-conservatieve evolutie aan, waarbij de grens als dikke lijn voorgesteld wordt. De verdikte kadertjes (met volle lijn voor niet-conservatief en stippellijn voor conservatief) geven de volgens Hoofdstuk 12 bepaalde theoretische aard van het systeem weer.

Aangezien het type getijdenwerking weinig effect heeft op het conservatisme van een systeem, gebeurde de berekeningen enkel voor sterke getijdenkracht. In Tabel 16.1 gebeurt dit alles voor  $K = 1/100$ , in Tabel 16.2 voor  $K = 1/1000$ . Er moet opgemerkt worden dat beperkingen in de evolutiecode niet toelieten om voor  $K = 1/1000$  systemen met een combinatie van kleine  $M_d$  en kleine  $1/q$  te berekenen. Deze zijn dan ook met “X” en een zwartere achtergrond aangeduid.





Md = 15,0  
1/K = 100  
F = 1

P	Mg 1/q	4,5 0,3	6,0 0,4	7,5 0,5	9,0 0,6	10,5 0,7	12,0 0,8	13,5 0,9
1,50								
1,75								
2,00								C
2,25								C
2,50								NC
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

Md = 16,0  
1/K = 100  
F = 1

P	Mg 1/q	4,8 0,3	6,4 0,4	8,0 0,5	9,6 0,6	11,2 0,7	12,8 0,8	14,4 0,9
1,50								
1,75								
2,00								
2,25								C
2,50								NC
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

Md = 17,0  
1/K = 100  
F = 1

P	Mg 1/q	5,1 0,3	6,8 0,4	8,5 0,5	10,2 0,6	11,9 0,7	13,6 0,8	15,3 0,9
1,50								
1,75								
2,00								
2,25								C
2,50								NC
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

Md = 18,0  
1/K = 100  
F = 1

P	Mg 1/q	5,4 0,3	7,2 0,4	9,0 0,5	10,8 0,6	12,6 0,7	14,4 0,8	16,2 0,9
1,50								
1,75								
2,00								
2,25								C
2,50								NC
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

Md = 19,0  
1/K = 100  
F = 1

P	Mg 1/q	5,7 0,3	7,6 0,4	9,5 0,5	11,4 0,6	13,3 0,7	15,2 0,8	17,1 0,9
1,50								
1,75								
2,00								
2,25								C
2,50								NC
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

Md = 20,0  
1/K = 100  
F = 1

P	Mg 1/q	6,0 0,3	8,0 0,4	10,0 0,5	12,0 0,6	14,0 0,7	16,0 0,8	18,0 0,9
1,50								
1,75								
2,00								
2,25								C
2,50								NC
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

Tabel 16.1: conservatieve / niet-conservatieve grens voor K = 1/100

Md = 3,0  
1/K = 1000  
F = 1

P	Mg 1/q	0,9 0,3	1,2 0,4	1,5 0,5	1,8 0,6	2,1 0,7	2,4 0,8	2,7 0,9
1,50								
1,75								
2,00								
2,25								
2,50								
2,75								
3,00								C
3,25								
3,50								C
3,75								
4,00		X	C	C				C
4,25			NC	C				
4,50		X	NC	NC				C
4,75								
5,00		X		NC	C	C	C	

Md = 4,0  
1/K = 1000  
F = 1

P	Mg 1/q	1,2 0,3	1,6 0,4	2,0 0,5	2,4 0,6	2,8 0,7	3,2 0,8	3,6 0,9
1,50		X	NC	NC	NC	NC	C	
1,75							C	
2,00							NC	C
2,25								
2,50								C
2,75								C
3,00								NC
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00		X						

Md = 5,0  
1/K = 1000  
F = 1

P	Mg 1/q	1,5 0,3	2,0 0,4	2,5 0,5	3,0 0,6	3,5 0,7	4,0 0,8	4,5 0,9
1,50		NC					NC	C
1,75								C
2,00								NC
2,25								
2,50								
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

Md = 6,0  
1/K = 1000  
F = 1

P	Mg 1/q	1,8 0,3	2,4 0,4	3,0 0,5	3,6 0,6	4,2 0,7	4,8 0,8	5,4 0,9
1,50		NC						NC
1,75								
2,00								
2,25								
2,50								
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

Md = 7,0  
1/K = 1000  
F = 1

P	Mg 1/q	2,1 0,3	2,8 0,4	3,5 0,5	4,2 0,6	4,9 0,7	5,6 0,8	6,3 0,9
1,50								NC
1,75								
2,00								
2,25								
2,50								
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

Md = 8,0  
1/K = 1000  
F = 1

P	Mg 1/q	2,4 0,3	3,2 0,4	4,0 0,5	4,8 0,6	5,6 0,7	6,4 0,8	7,2 0,9
1,50								
1,75								
2,00								
2,25								
2,50								
2,75								
3,00								
3,25								
3,50								
3,75								
4,00								
4,25								
4,50								
4,75								
5,00								

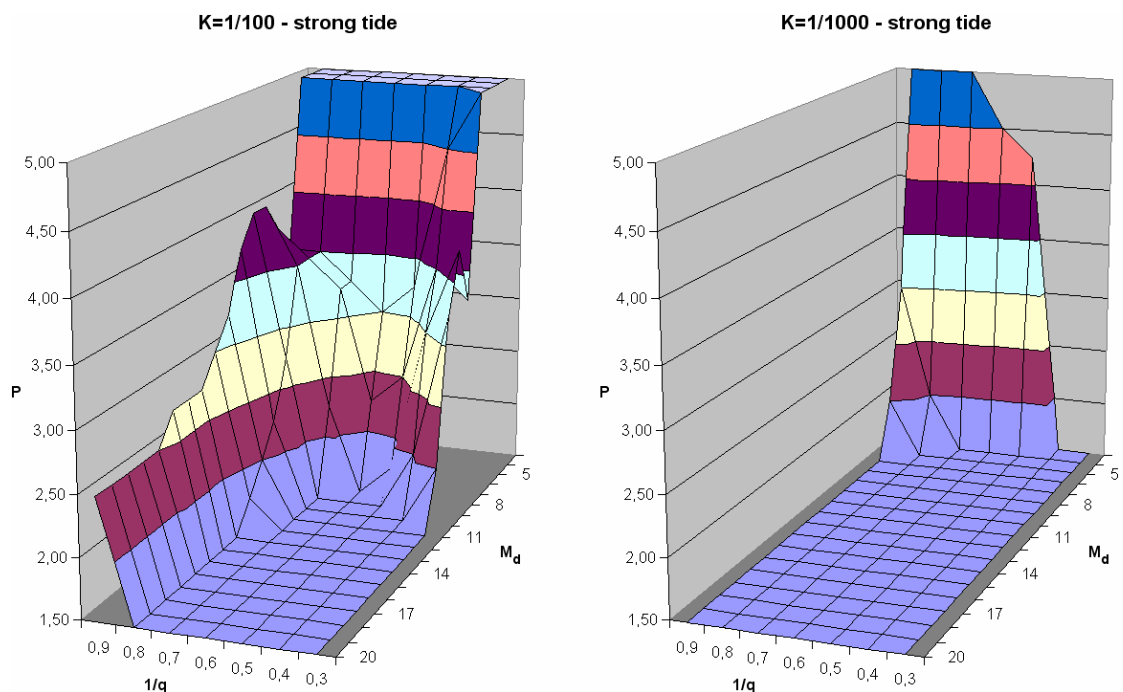
Tabel 16.2: conservatieve / niet-conservatieve grens voor K = 1/1000

Het resultaat blijkt, zoals verwacht, te zijn dat het niet-conservatieve gebied versmalt naar kleinere periodes toe, waarbij voor lage P-waarden bij hoge en lage  $1/q$  conservatisme behouden blijft. Tevens verschuift deze omgekeerde V-vorm naar lagere periodes toe naarmate  $M_d$  toeneemt, zodat voor voldoende hoge donormassa de gehele bestudeerde zone niet-conservatief is. Bovendien wordt niet-conservatisme enorm bevoordeeld bij een kleinere waarde van K.

De meerderheid van de situaties waarbij de theoretische voorspelling niet overeen komt met de experimenteel gevonden toestand, zijn deze waarbij de theorie een conservatief systeem voorspelt, maar evolutionair toch een niet-conservatieve fase wordt teruggevonden. De meest waarschijnlijke verklaring hiervoor is dat formule (12.2) gebruikt werd zonder rekening te houden met de rotatiesnelheid van de gainer (omdat deze niet voorkomt in het conservatieve evolutieprogramma), die uiteraard ook helpt om de materie de gravitatie te laten overwinnen. De enige uitzondering (niet-conservatief voorspelde systemen die toch geen massa blijken te verliezen) situeren zich in gebieden van (zeer) kleine  $1/q$ .

Samenvattend kan gesteld worden dat in het bestudeerde periodegebied voor  $K = 1/100$  alle systemen met  $M_d \leq 4M_\odot$  conservatief zijn, terwijl deze met  $M_d > 12M_\odot$  allen niet-conservatief zijn, behalve bij combinatie van extreem hoge  $1/q$  en kleine P. Bij  $K = 1/1000$  zijn alle systemen met  $M_d > 5M_\odot$  niet-conservatief.

Het grensgebied kan ook grafisch weergegeven worden: in Grafiek 16.1 wordt de grens driedimensionaal afgebeeld, voor beide keuzes van K. De systemen onder het geplote oppervlak zijn conservatief, deze erboven niet-conservatief.



Grafiek 16.1: conservatieve / niet-conservatieve grens



## **17. Bepaling van efficiëntie en oppervlakte van de hot spot**

### **17.1. Werkwijze**

De grootheid  $K$  die voorkomt in formule (11.14) voor de energievergelijking, en dus in directe mate de energiebalans mee bepaalt, is een maat voor de efficiëntie van omzetting van de RLOF-energie in kinetische energie voor het materiaal dat aan het systeem wil ontsnappen. Hierbij dient zoals besproken in 7.3 rekening gehouden te worden met zowel de beperkte efficiëntie waarmee accretielichtkracht omgezet wordt in kinetische energie (de zogenaamde koeling) als de concentratie van deze lichtkracht in een kleine hot spot (die de lokale lichtkracht dus doet toenemen).

Aangezien er nog geen geavanceerde hydrodynamische simulaties van deze situatie bestaan, wordt hier toevlucht genomen tot waarnemingen. Peters en Polidan (2004) observeren drie Algosystemen waarin accretie via een hot spot plaatsvindt. Deze bevinden zich weliswaar in een kalme RLOF-fase, maar zijn toch nuttig bij de bepaling van  $K$ . In twee van de waargenomen systemen, V356 Sgr ( $T_{\text{eff,g}} = 18700 \text{ K}$ ) en RY Per ( $T_{\text{eff,g}} = 15400 \text{ K}$ ), gebeurt de accretie via rechtstreekse inslag. Voor de theoretisch verwachte accretielichtkracht geldt dus vergelijking (7.5):

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_g \dot{M}_d^{\text{RLOF}}}{R_g} \quad (17.1)$$

Nauwkeuriger zou de uitdrukking zijn die rekening houdt met het feit dat het materiaal niet van oneindig komt, maar vanuit  $L_1$ :

$$L_{\text{acc}} = GM_g \dot{M}_d^{\text{RLOF}} \left( \frac{1}{R_g} - \frac{1}{\ell_g} \right) \quad (17.2)$$

Hierin wordt  $\ell_g$  bepaald via vergelijking (10.13):

$$\ell_g = a \left[ 0,5 + 0,227 \log \left( \frac{M_g}{M_d} \right) \right] \quad (17.3)$$

Maar omdat de accretielichtkracht in de niet-conservatieve Brusselcode ingevoerd werd zoals in (17.1) wordt de efficiëntie in dit hoofdstuk gedefinieerd als de fractie van  $L_{\text{acc}}$  uit (17.1) die aangewend kan worden om materie uit het systeem te bevrijden.

De orbitale parameters van het systeem en de bijhorende  $\dot{M}_d^{\text{RLOF}}$  (uit de conservatieve evolutieberekening) kennende kan dankzij (17.1) berekend worden welke  $L_{\text{acc,th}}$  theoretisch verwacht wordt. Door deze dan te vergelijken met de  $L_{\text{acc,obs}}$  die Peters en

Polidan (2004) voor V356 Sgr, TT Hya en RY Per, en Banks et al. (1990) voor RT Scl waarnemen, kan de koelingfactor  $A = L_{\text{acc,th}}/L_{\text{acc,obs}} > 1$  bepaald worden.

Een tweede effect is de concentratie van de accretielichtkracht op een klein deel van het steroppervlak, de hot spot waar het RLOF-materiaal invalt. Volgens de wet van Stefan-Boltzmann wordt de waargenomen accretielichtkracht gegeven door:

$$L_{\text{acc,obs}} = \sigma_{\text{R}} T_{\text{spot}}^4 S_{\text{spot}} \quad (17.4)$$

Verwijzend naar Banks et al. (1990) en Pustylnik en Niarchos (2000) is het redelijk aan te nemen dat  $T_{\text{spot}}$  gelijk is aan een paar keer  $T_{\text{eff}}$ , daar waar in het type sterren beschouwd door Peters en Polidan (2004) wellicht hogere hot spot temperaturen verwacht worden. De grootheid  $S$  wordt nu gedefinieerd als  $S = S_{\text{spot}}/S_{\text{star}} < 1$ .

Bijgevolg geldt uiteindelijk voor het gezamenlijk effect van koeling enerzijds en concentratie in een hot spot anderzijds dat:

$$\begin{aligned} K &= AS \\ &= \frac{L_{\text{acc,th}}}{L_{\text{acc,obs}}} \frac{S_{\text{spot}}}{S_{\text{star}}} = \frac{L_{\text{acc,th}}}{L_{\text{acc,obs}}} \frac{L_{\text{acc,obs}}}{\sigma_{\text{R}} T_{\text{spot}}^4 4\pi R_{\text{g}}^2} \\ &= \frac{GM_{\text{g}} \dot{M}_{\text{d}}^{\text{RLOF}}}{\sigma_{\text{R}} T_{\text{spot}}^4 4\pi R_{\text{g}}^3} = 3,48074 \cdot 10^{22} \frac{M_{\text{g}} [M_{\odot}] \dot{M}_{\text{d}}^{\text{RLOF}} [M_{\odot}/y]}{T_{\text{spot}}^4 [\text{K}] R_{\text{g}}^3 [R_{\odot}]} \end{aligned} \quad (17.5)$$

## 17.2. Resultaten

Voor twee van de door Peters en Polidan (2004) waargenomen sterren is de bovenstaande berekening (17.5) effectief uitgevoerd. In Tabel 17.1 en Tabel 17.2 worden de waargenomen parameters (“observed”) van V356 Sgr en RY Per vergeleken met de via de conservatieve evolutiecode bekomen resultaten (“CASE A” of “CASE B”), op basis van veranderende beginparameters (“ZAMS”).

In de tabellen worden massa’s weergegeven in  $M_{\odot}$ , temperaturen en lichtkrachten in logaritmische vorm, stralen in  $R_{\odot}$ , periodes in dagen en  $\dot{M}$  in  $M_{\odot}/y$ .

Wanneer voor elk systeem de aanvaardbare evoluties (deze die een Algol opleveren met vergelijkbare kenmerken als deze door Peters en Polidan (2004) waargenomen) weerhouden worden, kan het gewogen gemiddelde genomen worden van de  $\dot{M}_{\text{d}}^{\text{RLOF}}$  die deze op het moment van waarneming vertonen. De weging gebeurt door de afwijking van de waarnemingen via een kwadratische methode in rekening te brengen. Dit laat ook toe een fout op de gemiddelde  $\dot{M}$  te bepalen.

In het geval van V356 Sgr is de donor van het type A2II en heeft bijgevolg de hoofdreeks in het HRD met zekerheid verlaten. De Algol V356 Sgr bevindt zich dus momenteel in een toestand met RLOF B.

Md	Td	Ld	Rd	P	Mg	Tg	Lg	Rg	Remarks	dM/dt	weight
10,000	4,389	3,727	4,063	4,995	4,000	4,159	2,347	2,389	ZAMS		
9,963	4,317	4,176	9,471	5,021	4,000	4,153	2,398	2,602	XC1=0		
3,003	4,237	4,100	12,524	8,914	10,960	4,453	4,233	5,564	CASE B	-2,09E-05	0,33
2,990	4,237	4,105	12,612	9,001	10,973	4,453	4,209	5,401	CASE B	-2,27E-05	
3,000	3,956	<3,279	13,200	8,896	11,000	4,272	3,279	5,600	observed		
9,000	4,365	3,580	3,827	3,508	5,0000	4,219	2,703	2,725	ZAMS		
3,300	4,151	3,488	9,198	7,272	10,6834	4,394	3,926	4,981	XC1=0		
3,009	4,132	3,655	12,186	8,848	10,9742	4,405	3,979	5,029	CASE B	-7,44E-06	0,24
2,995	4,132	3,660	12,253	8,941	10,9886	4,406	3,981	5,029	CASE B	-7,54E-06	
3,000	3,956	<3,279	13,200	8,896	11,000	4,272	3,279	5,600	observed		
8,500	4,352	3,499	3,705	3,128	5,5000	4,244	2,851	2,881	ZAMS		
3,125	4,104	3,358	9,867	8,158	10,8570	4,380	4,039	6,038	XC1=0		
3,002	4,078	3,442	12,250	8,896	10,9797	4,386	4,068	6,093	CASE B	-9,07E-06	0,26
2,989	4,079	3,450	12,295	8,981	10,9928	4,386	4,068	6,091	CASE B	-8,20E-06	
3,000	3,956	<3,279	13,200	8,896	11,000	4,272	3,279	5,600	observed		
8,200	4,343	3,447	3,630	2,971	5,8000	4,258	2,932	2,971	ZAMS		
3,016	4,074	3,279	10,333	8,818	10,9593	4,357	4,124	7,415	XC1=0		
3,004	4,044	3,304	12,219	8,898	10,9716	4,358	4,133	7,448	CASE B	-6,98E-06	0,17
2,996	4,042	3,303	12,279	8,948	10,9793	4,358	4,135	7,461	CASE B	-8,42E-06	
3,000	3,956	<3,279	13,200	8,896	11,000	4,272	3,279	5,600	observed		
8,000	4,337	3,412	3,580	2,891	6,0000	4,266	2,984	3,030	ZAMS		
3,000	4,006	3,126	11,856	8,912	10,9868	4,388	4,040	5,803	CASE A	-2,81E-08	0,00
3,000	3,956	<3,279	13,200	8,896	11,000	4,272	3,279	5,600	observed		
2,953	4,056	3,227	10,580	9,237	11,0235	4,368	4,122	7,022	XC1=0		
<b>weighted average:</b>										<b>-1,26E-05</b>	
										+/- 2,76E-06	

Tabel 17.1: waargenomen en berekende kenmerken van V356 Sgr

Md	Td	Ld	Rd	P	Mg	Tg	Lg	Rg	Remarks	dM/dt	weight
5,750	4,256	2,919	2,956	3,898	2,100	3,970	1,264	1,639	ZAMS		0,00
3,042	3,706	1,707	9,200	2,194	4,808	4,210	3,735	9,461	last model		
5,500	4,244	2,851	2,881	3,178	2,3500	4,004	1,458	1,747	ZAMS		
5,500	4,178	3,264	6,273	3,179	2,3500	3,999	1,496	1,872	XC1=0		
1,601	3,860	2,235	8,315	6,851	6,2487	4,344	3,574	4,217	CASE B	-1,99E-05	0,17
1,594	3,869	2,275	8,364	6,924	6,2563	4,344	3,564	4,179	CASE B	-1,86E-05	
1,600	3,806	<2,919	8,100	6,863	6,2500	4,188	2,919	4,060	observed		
1,012	4,021	3,367	14,568	20,699	6,8378	4,317	3,258	3,286	last model		
5,250	4,232	2,779	2,804	2,698	2,6000	4,035	1,630	1,853	ZAMS		
1,604	3,808	2,004	8,092	6,824	6,2459	4,282	3,120	3,299	CASE A	-2,90E-06	0,15
1,598	3,813	2,029	8,129	6,882	6,2520	4,281	3,116	3,298	CASE A	-2,67E-06	
1,600	3,806	<2,919	8,100	6,863	6,2500	4,188	2,919	4,060	observed		
1,536	3,912	2,331	7,315	7,521	6,3137	4,268	3,171	3,731	XC1=0		
0,768	3,932	3,266	19,541	42,615	7,0817	4,329	3,431	3,801	YC1=0,978		
5,000	4,219	2,703	2,725	2,372	2,8500	4,062	1,785	1,955	ZAMS		
1,600	3,795	1,948	8,075	6,867	6,2504	4,276	3,103	3,332	CASE A	-9,30E-07	0,16
1,600	3,806	<2,919	8,100	6,863	6,2500	4,188	2,919	4,060	observed		
1,502	3,864	2,189	7,755	7,916	6,3476	4,209	3,354	6,019	XC1=0		
0,661	3,742	2,762	26,272	63,917	7,1884	4,270	3,625	6,237	XC2=0,123		
4,750	4,206	2,622	2,644	2,150	3,1000	4,086	1,927	2,054	ZAMS		
1,600	3,781	1,891	8,047	6,863	6,2500	4,271	3,102	3,394	CASE A	-4,73E-08	0,17
1,600	3,806	<2,919	8,100	6,863	6,2500	4,188	2,919	4,060	observed		
1,460	3,769	1,933	8,927	8,459	6,3900	4,222	3,499	6,793	XC2=0		
4,500	4,191	2,536	2,561	2,003	3,3500	4,109	2,056	2,151	ZAMS		
1,601	3,757	1,794	8,025	6,854	6,2490	4,250	3,217	4,222	CASE A	-3,88E-09	0,35
1,597	3,757	1,793	8,050	6,894	6,2532	4,248	3,225	4,285	CASE A	-4,59E-09	
1,600	3,806	<2,919	8,100	6,863	6,2500	4,188	2,919	4,060	observed		
1,494	3,739	1,788	8,687	8,010	6,3551	4,222	3,487	6,711	XC2=0		
<b>weighted average:</b>										<b>-3,92E-06</b>	
										+/- 1,44E-06	

Tabel 17.2: waargenomen en berekende kenmerken van RY Per

De aldus bekomen waarden ingevoerd in vergelijking (17.5) laten toe te besluiten dat voor V356 Sgr de waarde  $A$  van de orde  $10^4$  is. Voor RY Per is dit nog een factor 10 meer. De verhouding  $S$  is sterk afhankelijk van de temperatuur van de hot spot, die niet nauwkeurig gekend is. Een typische grootte-orde voor  $S$  is waarschijnlijk  $10^{-7}$ , leidend tot een  $K$  van de orde  $10^{-3}$ . Dit is zo bij  $T_{\text{spot}} \approx 2,5T_{\text{eff}}$ , zoals weergegeven in Tabel 17.3. Een vrij conservatieve keuze  $T_{\text{spot}} = 1,5T_{\text{eff}}$  levert voor  $S$  bij V356 Sgr orde  $10^{-6}$ , wat  $K \sim 10^{-2}$  zou impliceren. RY Per levert gelijkaardige  $K$ -waarden. Deze voor RT Scl ligt vermoedelijk hoger, maar uit de kleine beginmassa's blijkt dan ook duidelijk dat dit een conservatief systeem is.

Mg=	11,00 Msun
Rg=	5,60 Rsun
dM/dt=	1,26E-05 Msun/y
Lacc,obs=	2,00E+32 erg/s
Tspot=	2,50 Teff
Lacc,th=	2,96E+36 erg/s
A=	14817
S=	3,87E-07
<b>K=</b>	<b>0,0057</b>

Tabel 17.3: K-berekening bij V356 Sgr

De waarden voor RY Per zijn echter erg onzeker wegens de grote spreiding op de mogelijke waarden voor  $\dot{M}$ . In Tabel 17.2 blijkt dit ook uit de grote fout op het gewogen gemiddelde. Dit is een gevolg van het feit dat V356 Sgr met redelijke zekerheid een Algol B is (waarvoor  $\dot{M}$  vrij goed bepaald is), terwijl er geen duidelijkheid is over het type van RY Per. Op basis van deze gegevens lijkt de keuze  $K = 1/1000$  dus het meest aangewezen, alhoewel misschien net iets te liberaal, en is  $K = 1/100$  vermoedelijk een voorzichtige bovengrens.

### 17.3. Emissielijnen

In deze paragraaf wordt kort ingegaan op de aard van de emissielijnen, waaruit Peters en Polidan (2004) de temperatuur van het circumstellair plasma afleiden. De afleiding is gebaseerd op deze van Mihalas (1978). Ook Castor et al. (1975) gaan in op sterrenwinden gedreven door resonantielijnen.

De kritische temperatuur  $T_C$  nodig om een sterrenwind aan te drijven:

$$2kT_C \approx \frac{1}{2} m_H v_\infty^2 \Rightarrow T_C \approx 1,6 \cdot 10^7 \text{ K} \quad (17.6)$$

is niet aanwezig in O-type sterren. Lucy en Solomon (1970) melden echter de waarneming van sterke resonantielijnen in het UV-spectrum, die via absorptie kunnen leiden tot directe impulsoverdracht naar het gas. Fotonen met een zekere radiale impuls worden in dit proces geabsorbeerd door ionen, die ze isotroop verstrooien. Op deze manier wordt de initiële impuls overgedragen op de ionen en het materiaal als geheel versneld. De naar buiten gerichte versnelling van het gas wordt gegeven door:

$$g_R = \frac{4\pi}{c\rho} \int_0^\infty \chi_v^0 H_v^0 dv \quad (17.7)$$

Hierin is  $\chi_v^0$  de totale absorptiecoëfficiënt per eenheidsvolume en  $H_v^0$  de inkomende flux.

De inwaartse gravitationele versnelling is:

$$g = \frac{GM}{r^2} \quad (17.8)$$

Hydrostatisch evenwicht zal dus enkel verstoord worden indien  $g_R > g$ . Definieer hiertoe:

$$\Gamma = \frac{g_R}{g} \quad (17.9)$$

De veronderstelling van frequentie onafhankelijke Thomson verstrooiing in O-sterren (uit 7.1) opnieuw gebruikend, herleidt zich dit tot:

$$\Gamma_e = \frac{4\pi}{c\rho} n_e \sigma_e \underbrace{\int_0^\infty H_v^0 dv}_H \frac{r^2}{GM} = \frac{s_e L}{4\pi c GM} \quad (17.10)$$

Hierin is  $s_e = n_e \sigma_e / \rho$  de elektron verstrooiingscoëfficiënt per gram. Het resultaat voor een O-ster is typisch  $\Gamma_e \approx 0,4$ , en bijgevolg kan continuüm Thomson verstrooiing alleen geen kracht opleveren die de zwaartekracht overtreft.

Resonantielijnen van hoog geïoniseerde C-, N- en O-atomen kunnen dat echter wel. Een bovengrens voor de versnelling van materiaal door een enkele lijn van atoomsoort k met excitatie i en ionisatie j wordt gegeven door:

$$g_R^0 = \frac{\pi^2 e^2}{mc^2} f_{il} B_v(T_{\text{eff}}) \frac{n_{ijk}}{N_{jk}} \frac{N_{jk}}{N_k} \frac{\alpha_k X}{m_H} \quad (17.11)$$

met  $f_{il}$  de oscillatorensterkte volgens Wiese et al. (1966),  $n_{ijk}$  de populatie van het betreffende niveau,  $N_{jk}$  het totaal aantal atomen in alle excitatietoestanden met ionisatie j,  $N_k$  het totaal aantal k-atomen en  $\alpha_k$  de abundantie van k-atomen t.o.v. die van waterstof.

Indien g slechts licht overtroffen wordt door  $g_R^0$ , betekent dit niet noodzakelijk dat hydrostatisch evenwicht verbroken wordt (en dus dat er massa-uitstroom plaatsvindt) daar (17.11) een bovengrens weergeeft.

Terwijl  $\log g$  voor een O-ster typisch tussen drie en vier ligt (voor een dubbelsysteem is dit nauwelijks meer), kan berekend worden dat voor de door Peters en Polidan (2004) waargenomen O VI-lijn bij  $1034\text{\AA}$  voor de bovengrens  $\log g_R^0 = 5,89$  geldt. Deze waarde wordt bekomen uit  $\alpha(O) = 8,5 \cdot 10^{-4}$  zoals gegeven door Anders en Grevesse (1989) en met een hot spot temperatuur van  $\sim 2T_{\text{eff}} = 37400\text{ K}$ .

Bijgevolg is het duidelijk dat  $g_R^0 > g$ . Deze  $g_R^0$  ligt zelfs hoger dan de  $\log g_R^0 = 5,16$  van de C IV-lijn bij  $1548\text{\AA}$ , waarvoor Lucy en Solomon (1970) berekend hebben dat deze wel degelijk tot massa-uitstroom leidt. In dat geval geldt  $\alpha(C) = 3,6 \cdot 10^{-4}$  naar Anders en Grevesse (1989) en  $T_{\text{eff}}(\text{O-ster}) = 25000\text{ K}$ .

De O VI-lijn in emissie rond V356 Sgr wijst op circumstellaire materie rond het stelsel. De temperatuur van dit plasma bedraagt  $3 \cdot 10^5\text{ K}$  zoals naar House (1964) opgelegd wordt door de temperatuur nodig om zuurstof tot O VI optimaal te ioniseren. Deze hoge temperatuur wordt bereikt door overdracht van inslagenergie vanuit de hot spot. De emissielijn van O VI is daarenboven erg breed ten gevolge van het Dopplereffect. De breedte van de lijn wijst op snelheden tot  $1200\text{ km/s}$  in de gezichtsrichting, terwijl de ontsnappingsnelheid uit het systeem iets minder dan  $1000\text{ km/s}$  bedraagt. Ruim voldoende dus om de zwaartekracht van het stelsel te overwinnen, volgens Peters (2007) zelfs in de vorm van “bipolar jets”.

## **18. Belang van het massaverlies**

### **18.1. Grootte-orde**

Voor een aantal systemen werd met het niet-conservatieve evolutieprogramma een reeks evolutiesporen berekend. Deze studie beperkt zich tot systemen met een primaire ster van negen zonsmassa's. In de volgende tabel en grafieken wordt weergegeven hoeveel massa uit het systeem verloren gaat tijdens de niet-conservatieve fase.

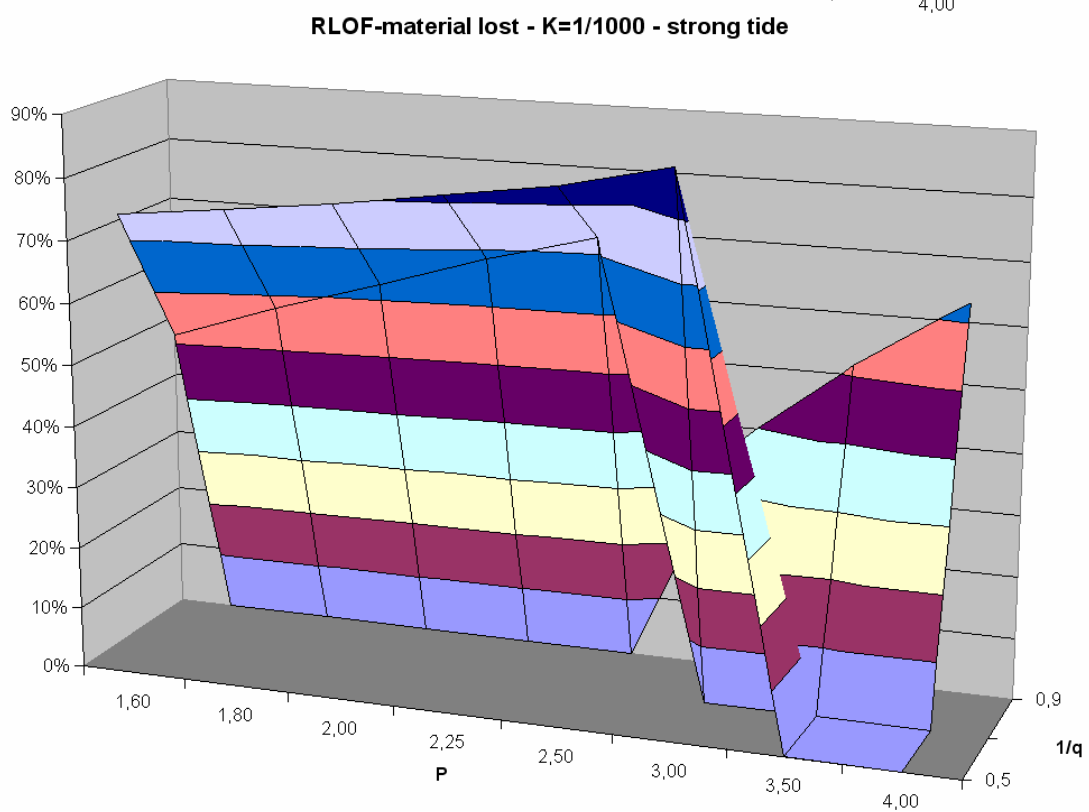
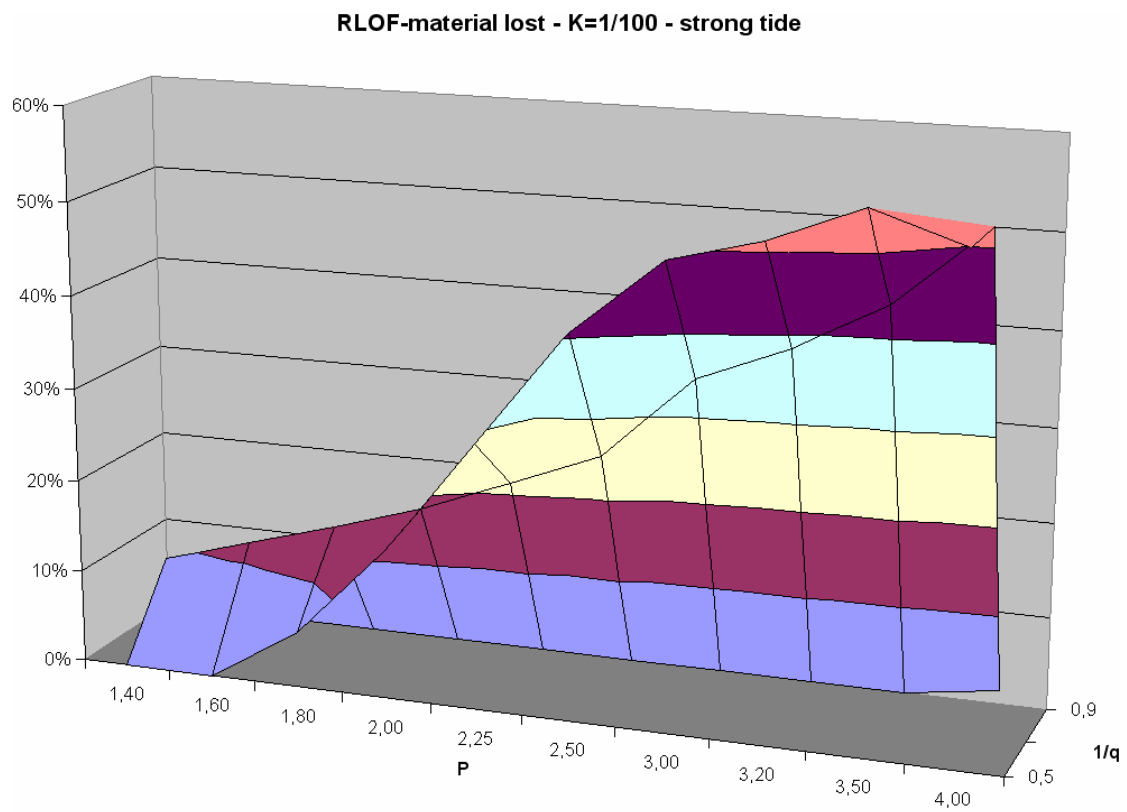
Tabel 18.1 geeft als functie van de initiële orbitale parameters en de waarden voor  $K$  en  $F$  (1 wijst op sterke getijdenwerking, 10 op zwakke) de berekende massa afgestaan door de donor ("RLOF") en de hoeveelheid door het systeem verloren massa ("dM"), beide in  $M_{\odot}$ . Deze laatste waarde wordt vervolgens uitgedrukt in procent van de als RLOF-materie overgedragen materie ("% RF") en van de totale systeemmassa ("% M").

Grafiek 18.1 en Grafiek 18.2 geven deze resultaten grafisch weer, voor de verschillende waarden van  $K$ . Grafiek 18.1 geeft het deel van de RLOF-materie die verloren gaat weer, terwijl Grafiek 18.2 handelt over de totale systeemmassa. Beide grafieken zijn voor sterke getijdenwerking; bij zwakke getijdenwerking is het procentuele massaverlies nauwelijks groter. De plotse inzinkingen bij  $1/q = 0,5$  en  $1/q = 0,6$  voor  $K = 1/1000$  zijn artefacten ten gevolge van beperkingen van het evolutieprogramma (zie 18.2).

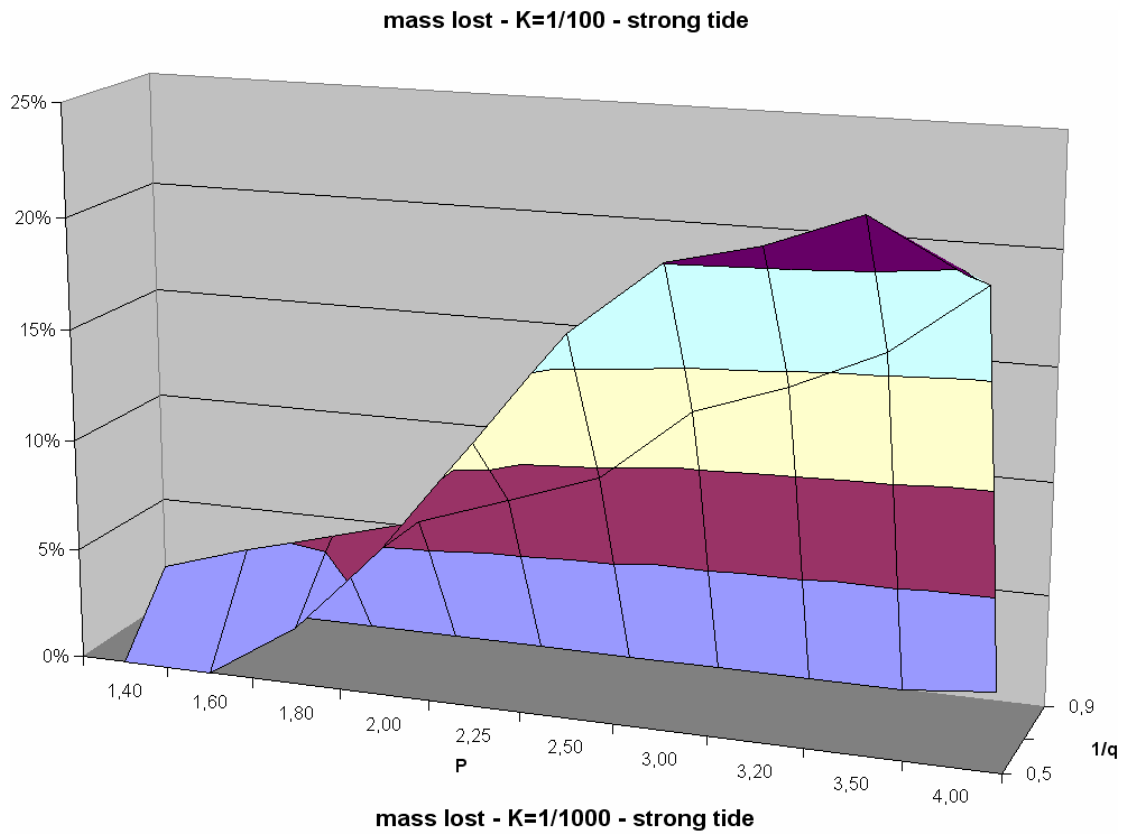
Md	Mg	1/q	P	K	F	RLOF	dM	% RF	% M
9,0	4,5	0,5	2,00	0,001	1	5,755	4,544	79,0%	33,7%
9,0	4,5	0,5	2,00	0,001	10	5,756	4,548	79,0%	33,7%
9,0	4,5	0,5	2,50	0,001	1	5,660	4,760	84,1%	35,3%
9,0	4,5	0,5	2,50	0,001	10	5,661	4,774	84,3%	35,4%
9,0	4,5	0,5	3,00	0,001	1	5,612	4,939	88,0%	36,6%
9,0	4,5	0,5	3,00	0,001	10	5,615	4,964	88,4%	36,8%
9,0	5,4	0,6	1,60	0,001	1	5,642	2,915	51,7%	20,2%
9,0	5,4	0,6	1,60	0,001	10	5,641	2,917	51,7%	20,3%
9,0	5,4	0,6	1,80	0,001	1	5,547	3,188	57,5%	22,1%
9,0	5,4	0,6	1,80	0,001	10	5,547	3,194	57,6%	22,2%
9,0	5,4	0,6	2,00	0,001	1	5,487	3,441	62,7%	23,9%
9,0	5,4	0,6	2,00	0,001	10	5,486	3,451	62,9%	24,0%
9,0	5,4	0,6	2,25	0,001	1	5,436	3,707	68,2%	25,7%
9,0	5,4	0,6	2,25	0,001	10	5,436	3,721	68,5%	25,8%
9,0	5,4	0,6	2,50	0,001	1	5,398	3,932	72,8%	27,3%
9,0	5,4	0,6	2,50	0,001	10	5,398	3,951	73,2%	27,4%
9,0	8,1	0,9	3,00	0,001	1	4,917	1,862	37,9%	10,9%
9,0	8,1	0,9	3,00	0,001	10	4,916	1,892	38,5%	11,1%
9,0	8,1	0,9	3,50	0,001	1	4,860	2,505	51,5%	14,6%
9,0	8,1	0,9	3,50	0,001	10	4,852	2,590	53,4%	15,1%
9,0	8,1	0,9	4,00	0,001	1	4,811	3,036	63,1%	17,8%
9,0	8,1	0,9	4,00	0,001	10	4,800	3,149	65,6%	18,4%
9,0	4,5	0,5	2,00	0,010	1	5,633	0,897	15,9%	6,6%
9,0	4,5	0,5	2,00	0,010	10	5,632	1,032	18,3%	7,6%
9,0	4,5	0,5	2,50	0,010	1	5,580	2,269	40,7%	16,8%
9,0	4,5	0,5	2,50	0,010	10	5,572	2,587	46,4%	19,2%
9,0	4,5	0,5	3,00	0,010	1	5,552	2,708	48,8%	20,1%
9,0	4,5	0,5	3,00	0,010	10	5,545	3,187	57,5%	23,6%
9,0	4,5	0,5	3,50	0,010	1	5,526	3,055	55,3%	22,6%
9,0	4,5	0,5	3,50	0,010	10	5,525	3,587	64,9%	26,6%
9,0	4,5	0,5	4,00	0,010	1	5,298	2,766	52,2%	20,5%
9,0	4,5	0,5	4,00	0,010	10	5,302	3,206	60,5%	23,7%
9,0	5,4	0,6	1,40	0,010	1	5,179	0,463	8,9%	3,2%
9,0	5,4	0,6	1,40	0,010	10	5,180	0,469	9,1%	3,3%
9,0	5,4	0,6	1,60	0,010	1	5,400	0,637	11,8%	4,4%
9,0	5,4	0,6	1,60	0,010	10	5,401	0,660	12,2%	4,6%
9,0	5,4	0,6	1,80	0,010	1	5,456	0,799	14,6%	5,5%
9,0	5,4	0,6	1,80	0,010	10	5,455	0,871	16,0%	6,0%
9,0	5,4	0,6	2,00	0,010	1	5,418	0,959	17,7%	6,7%
9,0	5,4	0,6	2,00	0,010	10	5,414	1,120	20,7%	7,8%
9,0	5,4	0,6	2,25	0,010	1	5,388	1,157	21,5%	8,0%
9,0	5,4	0,6	2,25	0,010	10	5,380	1,493	27,8%	10,4%
9,0	5,4	0,6	2,50	0,010	1	5,366	1,363	25,4%	9,5%
9,0	5,4	0,6	2,50	0,010	10	5,355	1,864	34,8%	12,9%
9,0	5,4	0,6	3,00	0,010	1	5,332	1,838	34,5%	12,8%
9,0	5,4	0,6	3,00	0,010	10	5,328	2,541	47,7%	17,6%
9,0	5,4	0,6	3,20	0,010	1	5,320	2,046	38,5%	14,2%
9,0	5,4	0,6	3,20	0,010	10	5,319	2,702	50,8%	18,8%
9,0	5,4	0,6	3,50	0,010	1	5,306	2,316	43,6%	16,1%
9,0	5,4	0,6	3,50	0,010	10	5,307	2,896	54,6%	20,1%
9,0	5,4	0,6	4,00	0,010	1	5,298	2,766	52,2%	19,2%
9,0	5,4	0,6	4,00	0,010	10	5,302	3,206	60,5%	22,3%
9,0	8,1	0,9	3,50	0,010	10	4,948	0,206	4,2%	1,2%
9,0	8,1	0,9	4,00	0,010	1	4,967	0,070	1,4%	0,4%
9,0	8,1	0,9	4,00	0,010	10	4,940	0,558	11,3%	3,3%

Tabel 18.1: massaverlies in de niet-conservatieve fase





Grafiek 18.1: deel van de RLOF-massa verloren door het systeem met  $M_d = 9M_\odot$



Grafiek 18.2: deel van de totale massa verloren door het systeem met  $M_d = 9M_\odot$

## 18.2. Invloed op q- en P-distributies

Zoals reeds getoond in Hoofdstuk 14 voor één bepaald systeem heeft niet-conservatisme een belangrijke invloed op de in verschillende q-bins doorgebrachte tijd van individuele systemen. Ook een invloed op de P-bevolking moet nagegaan worden.

Tabel 18.2 geeft een overzicht van de systemen met initiële massa  $M_d = 9M_\odot$  waarvoor de evoluties met de niet-conservatieve code berekend werden. Schuingedrukte kruisjes duiden op berekeningen die nooit tot de Algolfase geraken, terwijl de niet-vetgedrukte dit enkel bij  $K = 1/100$  doen.

Mg	P	1,40	1,60	1,80	2,00	2,25	2,50	3,00	3,20	3,50	4,00	5,55
2,7					X		X	X				
3,6					X		X	X		X	X	
4,5					X		X	X		X	X	
5,4	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	
8,1					X		X	X		X	X	X

Tabel 18.2: overzicht van de berekende systemen

Met behulp van formules (4.3) en (4.4) wordt dan het relatief voorkomen van de respectieve systemen bepaald in Tabel 18.3.

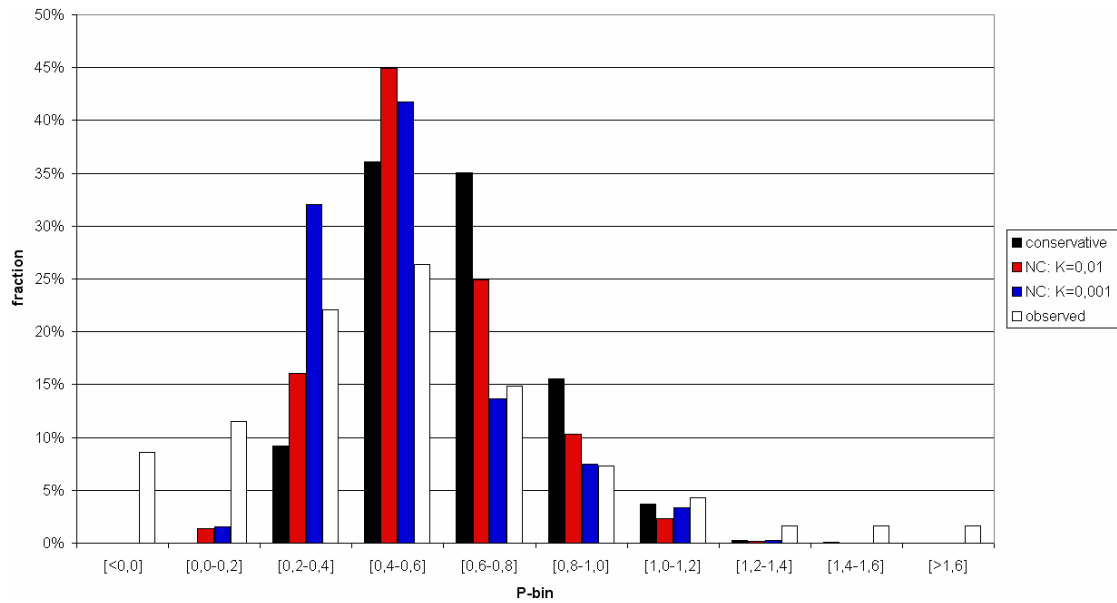
<u>q-distribution</u>					
		1/q	Occur.		
		0,5	6,67%		
		0,6	10,45%		
		0,9	9,53%		

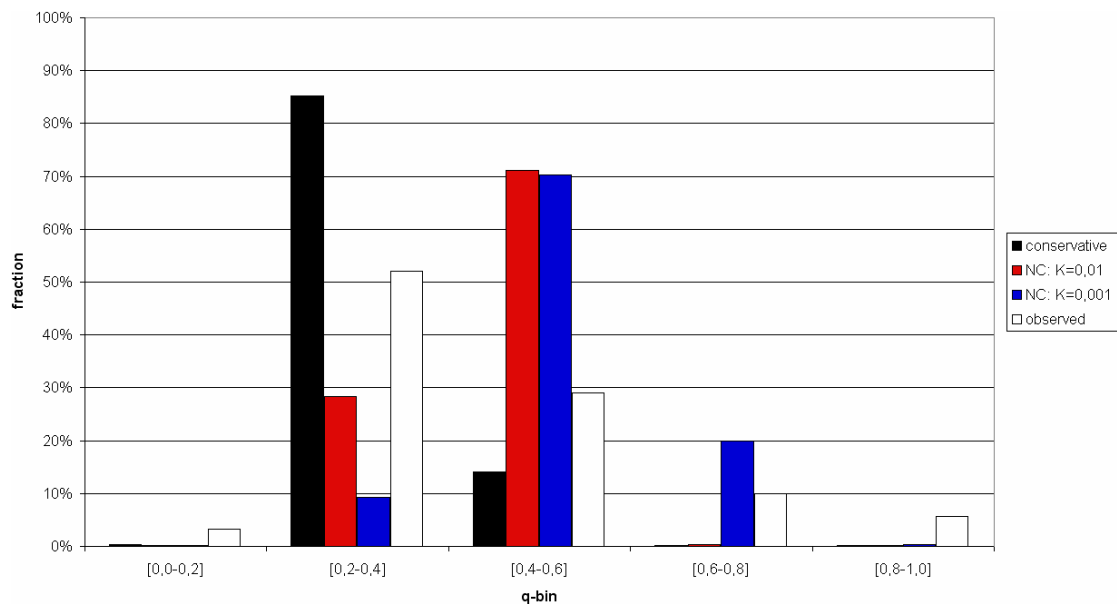
<u>P-distribution</u>					
<u>1/q=0.5</u>		<u>1/q=0.6</u>		<u>1/q=0.9</u>	
P	Occur.	P	Occur.	P	Occur.
2,00	7,83%	1,40	4,46%	2,00	7,83%
2,50	6,25%	1,60	3,90%	2,50	6,25%
3,00	5,21%	1,80	3,47%	3,00	5,21%
3,50	4,46%	2,00	3,12%	3,50	4,46%
4,00	3,90%	2,25	3,51%	4,00	7,37%
		2,50	5,46%	5,55	9,05%
		3,00	3,17%		
		3,20	1,95%		
		3,50	3,98%		
		4,00	3,90%		

Tabel 18.3: relatief voorkomen van initiële q- en P-waarden

Grafiek 18.3 en Grafiek 18.4 tonen de berekende conservatieve en niet-conservatieve periode- en massaverhoudingsdistributies in vergelijking met de waarnemingen. De vergelijking met Grafiek 4.3 en Grafiek 4.4 dringt zich op.



Grafiek 18.3: waargenomen en berekende periodedistributies



Grafiek 18.4: waargenomen en berekende distributies van de massaverhouding

Hierbij dient de zeer belangrijke opmerking gemaakt te worden dat de geobserveerde distributies in Grafiek 18.3 en Grafiek 18.4 voor alle Algols zijn, terwijl de andere distributies zich beperken tot deze met  $M_d = 9M_\odot$  en met P en q binnen de beschouwde grenzen. Toch geeft dit een leerrijk beeld waaruit blijkt dat, zoals verwacht, niet-conservatieve evolutie langere periodes van hoge q veroorzaakt zonder de P-verdeling sterk aan te tasten.

Insluiting van Algols met lagere initiële  $M_d$  (tot in het conservatieve gebied) zal deze verschuiving matigen. Samen met een volledig gefundeerde bepaling van K (zie Hoofdstuk 17) is een volledige statistiek één van de prioritaire voortzettingen van dit werk...

## **19. Conclusies**

Algols zijn dubbelstersystemen waarin er zoveel massaoverdracht (RLOF) heeft plaatsgevonden dat de oorspronkelijk meest massieve ster (donor) lichter geworden is dan de begeleider (gainer). Gedurende de Algolfase is de donor de minst massieve, de koelste, de minst heldere en de grootste ster in omvang van het systeem. Wanneer men de theoretische resultaten bekomen met conservatieve dubbelsterevolutie vergelijkt met de waarnemingen van Algols, blijkt dat er veel meer Algols met hoge massaverhouding  $q = M_d/M_g$  (dus met sterren die bijna even zwaar zijn) waargenomen dan voorspeld worden. De verdeling van orbitale periodes is echter wel in overeenstemming met de verwachtingen.

Een nieuwe studie van de verschillende methoden om de massaverhoudingen uit de observaties af te leiden laat toe te besluiten dat zo'n 45% van de Algols met een oorspronkelijk B-type primaire in hoge  $q$ -bins ( $q > 0,4$ ) ligt. Dit gebeurde door de  $q$ -waarden gegeven door SB9 te vergelijken met de waarden op verschillende manieren bekomen door andere auteurs. Er werd vastgesteld dat voor SB2s zowel de methode die veronderstelt dat de gainer een main sequence ster is, als de methode die enkel de lichtcurve gebruikt, goede resultaten geven. Voor SB1s echter is het nodig een gewogen gemiddelde van beide te bepalen, waarbij de determinatiecoëfficiënt ( $R^2$ ) gemaximaliseerd wordt.

De volgende taak bestond erin het fysische scenario voor niet-conservatieve dubbelsterevolutie te beschrijven. Wanneer RLOF-materiaal invalt op het oppervlak van de gainer heeft dit een opspinning tot gevolg. Deze wordt tegengewerkt door getijdenwerking, die zowel sterk als zwak kan zijn. De netto opspinning heeft tot gevolg dat het equatoriaal oppervlaktemateriaal van de gainer minder gravitationeel gebonden raakt, als een gevolg van de middelpuntvliedende versnelling.

In een tweede fenomeen wordt het invallende RLOF-materiaal geconcentreerd in een equatoriale hot spot. Dit heeft een hoge lokale accretielichtkracht tot gevolg, die een naar buiten gerichte fotonendruk veroorzaakt. Mede in functie van de grootte van de hot spot en de efficiëntie van omzetting heeft dit een bijkomende vermindering van de gebondenheid van het oppervlaktemateriaal tot gevolg.

Door een combinatie van verhoogde rotatiesnelheid en geconcentreerde accretielichtkracht is het mogelijk dat, tijdens korte intensieve fasen van RLOF, op de gainer invallend materiaal gravitationeel ongebonden raakt. Deze verlaat dus het systeem als een vorm van sterrenwind. Of en in welke mate dit zal gebeuren hangt fysisch enkel af van de initiële parameters van het systeem. In ons model is er ook nog een afhankelijkheid van de soort getijdenwerking en de karakteristieken van de hot spot. Het optreden van een niet-conservatieve fase kenmerkt zich door het overschrijden van een zekere  $\dot{M}_{\text{crit}}$ , boven dewelke de gainer geen extra materie zal aanvaarden.

Er werd ook een studie ondernomen van conservatisme als functie van de beginparameters. Het besluit hier is dat niet-conservatisme bevoordeeld wordt bij grote donormassa's, hoge beginperiodes en een gematigde initiële massaverhouding ( $1/q \approx 0,5$ ). Belangrijkste invloed is echter deze van de concentratie en efficiëntie van de hot spot, die zich uit in de grootte  $K$ . Deze waarde is recht evenredig met de oppervlakteverhouding van de hot spot tot de hele ster, en omgekeerd evenredig met de efficiëntie. Bij  $K = 1/1000$  zijn vanaf  $M_d = 6M_\odot$  alle systemen niet-conservatief. Bij  $K = 1/100$  is dit pas vanaf  $M_d = 13M_\odot$  het geval, en dan nog enkel voor niet-extreem hoge  $1/q$ .

Het voorlaatste deel van de thesis concentreert zich op de bepaling van deze laatste overgebleven parameter  $K$ . Een correcte schatting hiervan kan best gebeuren op basis van hydrodynamische simulaties, maar bij afwezigheid hiervan worden waarnemingen gebruikt. De geobserveerde zuurstof emissielijnen van twee voorbeeldsystemen laten toe een schatting te maken van de efficiëntie en grootte van de gevormde hot spots. Dit resulteert in de conclusie dat de keuze  $K = 1/1000$  misschien iets te liberaal is, maar dat  $K = 1/100$  hoogstwaarschijnlijk een veilige bovengrens is.

Niet-conservatieve evolutie heeft tenslotte een gunstige invloed op de massaverhoudingsdistributie. Aangezien de donor in korte tijd nog wel veel materie verliest, maar slechts een deel hiervan wordt opgenomen door de gainer, zullen de massa's van beide sterren langer in elkaars buurt blijven. Dit uit zich in langere periodes van hoge  $q$ . De simulaties met de niet-conservatieve hypothese leveren dus meer Algol-systemen met hoge massaverhouding dan de conservatieve berekeningen. De periodedistributie wordt echter niet veel aangetast, daar het materieverlies gebeurt via een soort van sterrenwind. Bijgevolg lijken evoluties die niet-conservatisme in rekening brengen beter met de waarnemingen overeen te stemmen dan conservatieve.

## **20. Lijst van afkortingen en websites**

ADS: The Smithsonian/NASA Astrophysics Data System

(<http://adsabs.harvard.edu>)

Brusselcode: dubbelster-evolutieprogramma van het Astrofysisch Instituut van de Vrije Universiteit Brussel (<http://we.vub.ac.be/astrofys>)

d: donor (ster met de grootste beginmassa)

g: gainer (ster met de kleinste beginmassa)

HRD: Hertzsprung-Russell diagram

LC: light curve (lichtcurve)

$L_n$ : n-de Lagrangepunt

MS: main sequence (hoofdreeks)

RLOF: Roche lobe overflow

SB1: enkelvoudige spectroscopische dubbelster

SB2: dubbellijnige spectroscopische dubbelster

SB9: The ninth catalogue of spectroscopic binary orbits

(<http://sb9.astro.ulb.ac.be>)

SD: semi-detached (halfgescheiden)

SIMBAD: Set of Identifications, Measurements, and Bibliography for Astronomical Data (<http://simbad.u-strasbg.fr>)

SW: sterrenwind

ZAMS: zero age main sequence

## 21. Referenties

- Alonso, M., Finn, E.: in “Fundamental university physics Vol.1: Mechanics and thermodynamics”, Addison-Wesley, 1980.
- Anders, E., Grevesse, N.: "Abundances of the elements - Meteoritic and solar". *Geochim. Cosmochim. Acta.* **53**, 197-214, 1989.
- Banks, T., Sullivan, D., Budding, E.: "RT SCULPTORIS - an important star for low-mass close binary research". *Astrophys. Space Sci.* **173**, 77-92, 1990.
- Batten, A.: in “Algols: proceedings of the 107th Colloquium of the International Astronomical Union held in Sidney, B.C., Canada, August 15-19, 1988”, Kluwer Academic, 1989.
- Beer, M., Dray, L., King, A., Wynn, G.: "An alternative to common envelope evolution". *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **375**, 1000-1008, 2007.
- Bisikalo, D., Kaigorodov, P., Boyarchuk, A., Kuznetsov, O.: "The Possible Nature of Dips in the Light Curves of Semi-Detached Binaries with Stationary Disks". *Astron. Rep.* **49**, 701-708, 2005.
- Brancewicz, H., Dworak, T.: "A catalogue of parameters for eclipsing binaries". *Acta Astron.* **30**, 501-524, 1980.
- Budding, E.: "A Catalogue of Classical Evolved Algol-Type Binary Candidate Stars". *Bull. d'Inf. Cent. Donnees Stellaires* **27**, 91-129, 1984.
- Budding, E., Erdem, A., Çiçek, C., Bulut, I., Soyduğan, F., Soyduğan, E., Bakiş, V., Demircan, O.: "Catalogue of Algol type binary stars". *Astron. Astrophys.* **417**, 263-268, 2004.
- Carroll, B., Ostlie, D.: in “An introduction to modern astrophysics”, Addison-Wesley, 1996.
- Castor, J., Abbott, D., Klein, R.: "Radiation-driven winds in Of stars". *Astrophys. J.* **195**, 157-174, 1975.
- Darwin, G.: "On the precession of a viscous spheroid and on the remote history of the earth". *Phil. Trans. Roy. Soc.* **170**, 447-530, 1879.
- De Greve, J.: "ALGOLS - Wherefrom, whereto, and what in between?". *Space Sci. Rev.* **50**, 127-139, 1989.
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., van der Hucht, K.: "Mass loss rates in the Hertzsprung-Russell diagram". *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **72**, 259-289, 1988.
- De Loore, C., Van Rensbergen, W.: "Binary Evolution Compared to Observed Algols". *Astrophys. Space Sci.* **296**, 353-356, 2005.
- de Mink, S., Pols, O., Hilditch, R.: "Efficiency of mass transfer in massive close binaries. Tests from double-lined eclipsing binaries in the SMC". *Astron. Astrophys.* **467**, 1181-1196, 2007.



- Dewi, J., Pols, O., Savonije, G., van den Heuvel, E.: "The evolution of naked helium stars with a neutron star companion in close binary systems". *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **331**, 1027-1040, 2002.
- Eggleton, P.: "Approximations to the radii of Roche lobes". *Astrophys. J.* **268**, 368-369, 1983.
- Frank, J., King, A., Raine, D.: in "Accretion power in astrophysics", Cambridge University Press, 1985.
- House, L.: "Ionization Equilibrium of the Elements from H to Fe.". *Astrophys. J. Suppl.* **8**, 307-328, 1964.
- Irwin, J.: "Orbital determinations of eclipsing binaries". *Goethe Link Publ.* **50**, 584-627, 1962.
- Kaitchuck, R.: "Time-resolved spectroscopy of accretion disks in Algols". *Space Sci. Rev.* **50**, 51-61, 1989.
- Kholopov, P., Samus, N., Frolov, M., Goranskij, V., Gorynya, N., Karitskaya, E., Kazarovets, E., Kireeva, N., Kukarkina, N., Kurochkin, N., Medvedeva, G., Pastukhova, E., Perova, N., Rastorguev, A., Shugarov, S.: in "Combined General Catalogue of Variable Stars", 1998.
- Kopal, Z.: in "Close binary systems", Chapman and Hall, 1959.
- Kopal, Z.: in "Language of the stars: A discourse on the theory of the light changes of eclipsing variables", D. Reidel Publishing Co., 1979.
- Kuiper, G.: "Problems of Double-Star Astronomy. I". *Publ. Astron. Soc. Pac.* **47**, 15-42, 1935.
- Kurucz, R.: "Model atmospheres for G, F, A, B and O stars". *Astrophys. J. Suppl.* **40**, 1-340, 1979.
- Lamers, H., Snow, T., Lindholm, D.: "Terminal Velocities and the Bistability of Stellar Winds". *Astrophys. J.* **455**, 269-285, 1995.
- Landau, L., Lifschitz, E.: in "The Classical Theory of Fields", Pergamon Press, 1971.
- Lang, K.: in "Astrophysical formulae", Springer, 1999.
- Langer, N.: "Coupled mass and angular momentum loss of massive main sequence stars". *Astron. Astrophys.* **329**, 551-558, 1998.
- Lubow, S., Shu, F.: "Gas dynamics of semidetached binaries". *Astrophys. J.* **198**, 383-405, 1975.
- Lucy, L., Solomon, P.: "Mass Loss by Hot Stars". *Astrophys. J.* **159**, 879-893, 1970.
- Maeder, A., Meynet, G.: "Stellar evolution with rotation. VI. The Eddington and Omega -limits, the rotational mass loss for OB and LBV stars". *Astron. Astrophys.* **361**, 159-166, 2000.
- Mihalas, D.: in "Stellar Atmospheres", W. H. Freeman & Co., 1978.

- Nelemans, G., Yungelson, L., Portegies Zwart, S.: "Short-period AM CVn systems as optical, X-ray and gravitational-wave sources". *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349**, 181-192, 2004.
- Nelson, C., Eggleton, P.: "A Complete Survey of Case A Binary Evolution with Comparison to Observed Algol-type Systems". *Astrophys. J.* **552**, 664-678, 2001.
- Packet, W.: "On the spin-up of the mass accreting component in a close binary system". *Astron. Astrophys.* **102**, 17-19, 1981.
- Peters, G.: "The Algol-Type Binaries". *Astrophys. Space Sci. Lib.* **264**, 79-92, 2001.
- Peters, G.: "Bipolar Jets, Hot Interaction regions, and Colliding Winds in OB Interacting Binaries". *IAU Symp.* **240**, 119-124, 2007.
- Peters, G., Polidan, R.: "Eclipse mapping of the hot circumstellar plasma in Algol binaries". *Astron. Nachr.* **325**, 225-228, 2004.
- Petrenz, P., Puls, J.: "2-D non-LTE models of radiation driven winds from rotating early-type stars. I. Winds with an optically thin continuum". *Astron. Astrophys.* **358**, 956-992, 2000.
- Popova, E., Tutukov, A., Yungelson, L.: "Study of physical properties of spectroscopic binary stars". *Astrophys. Space Sci.* **88**, 55-80, 1982.
- Porter, J.: "On the rotational velocities of Be and Be-shell stars". *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **280**, L31-L35, 1996.
- Pourbaix, D., Tokovinin, A., Batten, A., Fekel, F., Hartkopf, W., Levato, H., Torres, G., Udry, S.: "SB9: The ninth catalogue of spectroscopic binary orbits". *Astron. Astrophys.* **424**, 727-732, 2004.
- Pustyl'nik, I., Niarchos, P.: "Evidence for a hot spot in the contact binary VW Cephei". *Astron. Astrophys.* **361**, 982-990, 2000.
- Reimers, D.: "Circumstellar absorption lines and mass loss from red giants". *Mem. Soc. Roy. Sci. Liège* **8**, 369-382, 1975.
- Rogers, F., Iglesias, C.: "Radiative atomic Rosseland mean opacity tables". *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **79**, 507-568, 1992.
- Rosseland, S.: in "Theoretical astrophysics", The Clarendon press, 1936.
- Salpeter, E.: "The Luminosity Function and Stellar Evolution.". *Astrophys. J.* **121**, 161-167, 1955.
- Smak, J.: "On the Structure of the Outer Parts of Accretion Disks in Close Binary Systems". *Acta Astron.* **52**, 263-272, 2002.
- Soberman, G., Phinney, E., van den Heuvel, E.: "Stability criteria for mass transfer in binary stellar evolution". *Astron. Astrophys.* **327**, 620-635, 1997.
- Strohmeier, W.: in "Variable stars", Pergamon Press, 1972.
- Timmermans, F.: in "De voorgeschiedenis van RZ Cas", Vrije Universiteit Brussel, 2007.

- Vanbeveren, D., Van Rensbergen, W., De Loore, C.: in "The Brightest Binaries", Kluwer Academic, 1998.
- Van Rensbergen, W.: "Case B binary evolution compared to observed Algols". *Astrophys. Space Sci. Lib.* **298**, 117-126, 2003.
- Van Rensbergen, W., De Loore, C., Jansen, K.: "Evolution of interacting binaries with a B type primary at birth". *Astron. Astrophys.* **446**, 1071-1079, 2006.
- Van Rensbergen, W., De Greve, J., De Loore, C., Mennekens, N.: "Spin-up and hot spots can drive mass out of a binary". *Astron. Astrophys.* **487**, 1129-1138, 2008.
- von Zeipel, H.: "The radiative equilibrium of a rotating system of gaseous masses". *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **84**, 665-719, 1924.
- Warner, B.: "Observations of Dwarf Novae". *IAU Symp.* **73**, 85-140, 1976.
- Wellstein, S.: in "Präsupernovaentwicklung enger massereicher Doppelsternsysteme", Universität Potsdam, 2001.
- Wiese, W., Smith, M., Glennon, B.: in "Atomic transition probabilities. Vol.: Hydrogen through Neon. A critical data compilation", US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1966.
- Witte, M., Savonije, G.: "Tidal evolution of eccentric orbits in massive binary systems. A study of resonance locking". *Astron. Astrophys.* **350**, 129-147, 1999.
- Zahn, J.: "Tidal friction in close binary stars". *Astron. Astrophys.* **57**, 383-394, 1977.





## Abstract

We onderzoeken het mogelijke niet-conservatisme van dubbelsterevolutie. Tijdens een korte, intense fase van Roche Lobe Overflow (RLOF) kan het voor de gainer onmogelijk zijn om alle door de donor verloren materie te aanvaarden. De verhoogde rotationele snelheid veroorzaakt door spin-up van de gainer, gecombineerd met de accretielichtkracht ten gevolge van de concentratie van het RLOF-materiaal in een equatoriale hot spot, kan materie uit het systeem en in de interstellaire ruimte drijven. Of een niet-conservatieve fase zal optreden is afhankelijk van de initiële parameters van het systeem, namelijk de primaire massa, massaverhouding en orbitale periode. Een fase van niet-conservatieve RLOF resulteert in langere duraties van hoge verhoudingen  $q$  van donor- tot gainermassa. Het mechanisme is dus in staat om de waargenomen distributie van massaverhoudingen bij Algols beter te verklaren, terwijl conservatieve simulaties te weinig hoge  $q$ -waarden opleveren. Aangezien materiaal via een soort van verhoogde sterrenwind wordt uitgestoten, beïnvloedt niet-conservatisme nauwelijks de distributie van orbitale periodes, die reeds via conservatieve evolutie bevredigend wordt teruggevonden. Aldus beschrijft het voorgestelde scenario beter de waargenomen massaverhoudings- en orbitale periodedistributie dan conservatieve dubbelsterevolutie.

*We investigate the possible non-conservatism of binary star evolution. During a short, intense phase of Roche Lobe Overflow (RLOF), it is possible for the gainer to be incapable of accreting all matter lost by the donor. The enhanced rotational velocity caused by spin-up of the gainer may combine with the accretion luminosity, resulting from the concentration of the RLOF-material in an equatorial hot spot, to drive matter from the system and into the interstellar medium. Whether or not a non-conservative phase will develop depends on the initial parameters of the system, i.e. the primary mass, mass ratio and orbital period. A phase of non-conservative RLOF results in longer durations of high ratios  $q$  of donor to gainer mass. The mechanism may thus help to better explain the observed Algol mass ratio distribution, whereas conservative simulations result in too little high  $q$ -values. As material is expelled through a sort of enhanced stellar wind, non-conservatism barely affects the orbital period distribution, which is already retrieved satisfactorily through conservative evolution. The presented scenario thus better explains the observed mass ratio and orbital period distribution than does conservative binary evolution.*

