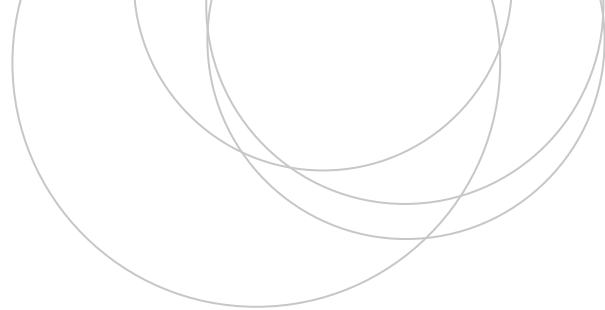




Universidad
del País Vasco

Euskal Herriko
Unibertsitatea

ZIENTZIA
ETA TEKNOLOGIA
FAKULTATEA
FACULTAD
DE CIENCIA
Y TECNOLOGÍA



Gradu Amaierako Lana
Fisikako Gradua

Planeten formazioa

Egilea:
Nerea Gurrutxaga Asiain
Zuzendaria:
Jon Urrestilla Urizabal

© 2021, Nerea Gurrutxaga Asiain

Gaien Aurkibidea

1	Sarrera eta Helburuak	4
2	Hipotesi Nebularra	5
2.1	Laino Molekular Erraldoiak	5
2.2	Kolapsotik protoizarra eratzea	8
2.3	Lainoaren errotazioa eta diskoaren formazioa	10
2.4	Izarraren sorrerako eboluzio-etapak eta behaketak	12
3	Disko protoplanetarioaren propietateak	13
3.1	Diskoaren egitura	13
3.2	Masa-distribuzioa eta Temperatura	16
3.3	Erradioaren hedapena	18
3.4	Grabitazio-egonkortasuna	19
4	Solidoaren bilakaera	19
4.1	Harri-koskorren formazioa	20
4.2	Planetesimalen formazioa	21
4.2.1	Arazoa: jito erradiala	22
4.2.2	Goldreich-Ward-en ezegonkortasunaren soluzioa	23
4.2.3	Fluxuaren ezegonkortasunaren soluzioa	24
4.3	Planeta lurtarren formazioa	26
5	Planeta erraldoien formazioa	28
5.1	Nukleoaren akrezioa	29
5.2	Diskoaren ezegonkortasuna	30
6	Gaur egungo ikerkuntza	32
7	Ondorioak	33
	Eranskinak	34
A	Toomre parametroaren balio hurbildua	34
B	Planetesimalen neurrigabeko hazkundearen frogapen matematikoa	36

1 Sarrera eta Helburuak

Exoplaneten ikerkuntzaren zeregin nagusienetako bat aurkitzen diren exoplaneten artean habitagarriak zeintzuk diren identifikatzea da [1]. Parametro eta prozesu ugari eragiten dute bizitza sortzeko ahalmenean; izarretik planetak orbitatzen duen distantzia, planetaren konposizio kimikoa, aktibitate geologikoa, etab. Ezaugarri asko hauteman ahal diren arren, beste batzuk ez dira uste detektagarriak izan daitezkeenik teledetekzioa erabilia. Horregatik, azterketa estatistikoak erabili behar dira eremu bizigarriak izan daitezkeenak lehenetsi eta hauen jarraipen zuzena eginez bioseinale posibleak interpretatu ahal izateko. Planeten formazioaren inguruan lortutako ereduak gure galaxian dauden gainerako planeta-sistemen ugaritasuna eta dibertsitatea estimatzeko erabiltzea espero da etorkizunean.

Lan honen helburua planeten formazioaren inguruko ideia orokorrak lantzea da, baita gaur egungo ikerkuntzaren egoera eta erronkak ulertzeko gai izatea ere. Horretarako, lehenengo ezinbestekoa da unibertsoan existitzen diren gorputz zerutar guztien artean planetak zeintzuk diren bereiztea. Termino honen inguruan eztabaida ugari egon ziren 2005ean Palomar Mendiko behatokian Eguzkia orbitatzen zuen Eris gorputz zerutar berria topatu zenean. Garai hartan, Pluton Eguzki-sistemako 9. planeta kontsideratzen zen, eta Eris Pluton baino masiboagoa zenez, logikoena hau ere planeta kontsideratzea zen. Honek astronomoen arteko eztabaida sortu zuen, planetaren definizioaren azpi-muga Pluton masa hartzea irizpide arbitrarioa baitzen gainerako exoplanetak sailkatzeko orduan. Horregatik, IAUk (International Astronomical Union) 2006an B5 Ebazpena [2] argitaratu zuen terminologia zehazteko. Ebazpen honen arabera, planeta bat ondorengo hiru ezaugarriak betetzen dituen gorputz zerutarra da: gutxienez izar bat orbitatzen du; nahikoa masa du bere buruak sortutako grabitate-indarrak presio-gradientearen indarrari aurre egiteko, hau da, oreka hidrostatiakoan dago forma ia zirkularra izanik; eta bere ingurua garbitu du. Planeta nanoak kontsideratuko dira, bere ingurua garbitzea izan ezik planeten beste ezaugarriak betetzen dituztenak.

Definizioaren lehenengo ezaugarriari jarraituz, planetez hitz egiten dugunean inguruan izar bat dagoela onartzen ari gara. Hortaz, definizio honetatik kanpo geratzen dira planeta zurtzak, hau da, espazioan noraezean dabiltzan planeten masa antzekoak dituzten objektuak. Gainera, badira astronomo asko planeta zurtz hauek hasiera batean planeta-sistema batean sortu eta ondoren kanporatuak izan zirela baieztatzen dutenak [3]. Baieztapen hau zuzena bada, IAUk planeta bezala definitzen duena eta planeta zurtzak jatorri berbera edukiko lukete.

Planeten sorrerarekin hasteko, planeta eratu aurretiko materialak espazioan duen forma eta banaketa aztertuko ditugu. Ebidentziak direla medio, gaur egunera arteko hipotesi onartuena **Hipotesi Nebularra** da. Eredu honen arabera, planetak izarren formazioan utzitako arrastoak dira, eta beraz, beharrezkoa da izarren sorreraren etapak aztertzea materiaren banaketa ulertzeko. Zehazki, inguruan izar gehiago dituen izar galaktikoen sorrerari buruz hitz egingo dugu. Lehenengo izarren sorrera galaxien sorrerarekin erlazionatzen den gai zabala izanik, lan honen helburu nagusietatik at geratzen da [4]. Behin izarren sorreraren nondik norakoak ulertuta, arrasto moduan utzitako materiaren agregazioa aztertuko dugu, eta oraindik guztiz onartu gabe dauden bilakaera posible ezberdinak eztabaidatuko ditugu.

Planetak eta hauen ezaugarriak detektatzeko zailtasuna dela eta, eredu teorikoak egiteko egunera arte dugun datu multzo fidagarri bakarra Eguzki-sistemarena da. Gure sistemako zortzi planetak aurrerago zehaztuko den konposizioaren arabera hiru multzotan sailkatzen dira: Merkurio, Artizarra, Lurra eta Marte planeta lurtaurrak dira; Jupiter eta Saturno gaszko erraldoiak dira; eta azkenik, Urano eta Neptuno erraldoi izoztuak dira. Lan honetan azalduko diren teoriak planeta hauen formazioa justifikatzeaz gain, exoplaneten behaketekin eta izarrak eratzen diren zonetatik jasotako informazioarekin bat etorri behar dira. Hortaz, azaltzen diren ereduak eta ditugun ebidentzien arteko loturak ere eztabaidatuko ditugu.

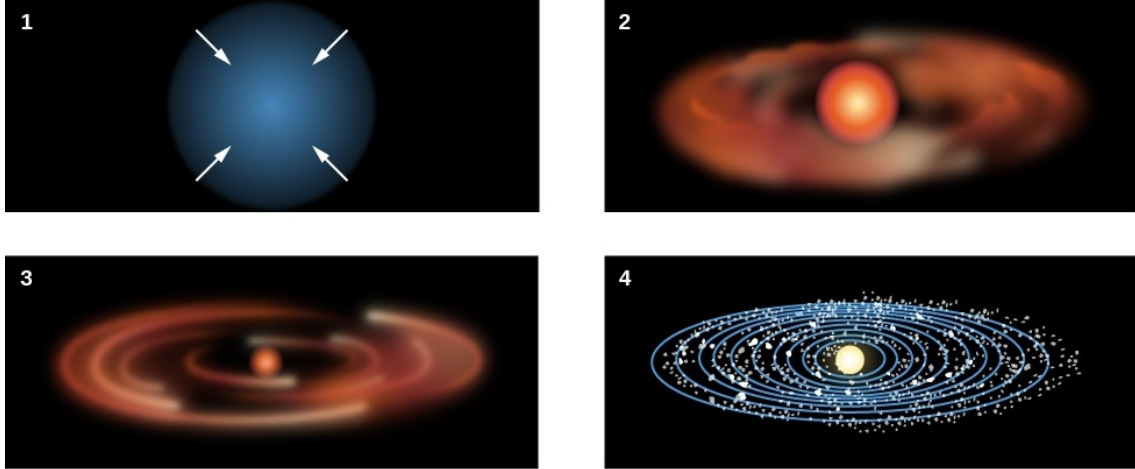
Sarrera honi amaiera emateko, erabiliko diren magnitudeen eskalak finkatuko ditugu. Lainoen tamainak parsec-etan neurtuko dira ($1 \text{ pc} = 3.09 \cdot 10^{13} \text{ km}$), eta planeta-sistemak, berriz, unitate astronomikotan ($1 \text{ AU} = 1.50 \cdot 10^8 \text{ km}$). Izarren eta planeten masak ezaugarritzeko, aldiz, Eguzkiaren masa ($1 M_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$) eta Lurraren masa ($1 M_{\oplus} = 5.97 \cdot 10^{24} \text{ kg}$) erabiliko dira hurrenez hurren [5].

2 Hipotesi Nebularra

Keplerren eta Newtonen grabitazioaren legeak eta Einsteinen erlatibitate orokorraren teoria Eguzki-sistemako planeten orbiten ezaugarriak azaltzeko gai dira. Hala ere, lege hauek ez dira nahikoak planeta-sistema baten sorrera azaltzeko. Hortaz, beharrezkoa da sorreraren aurretiko egoeratik abiatzen den eta oraingo egoera azaltzen duen teoria bat lortzea. Gaur egungo hipotesirik onartuena, hainbat ebidentzia direla medio, hipotesi nebularra da. Honen arabera, izarra eta planetak batera sortzen dira izarrarteko gas- eta hauts-lainoaren grabitazio-kolapsoak eraginda. Kolapsoa gertatzen ari denean, lainoaren zentroa *-protoizarragero* eta dentsuagoa izango da, eta inguruan disko lau birakaria eratuko da. Kolapsoan askatutako energia grabitatorioaren zati bat energia termiko bilakatzen da, konprimitzen ari den lainoaren tenperatura igoko delarik. Nukleoa nahikoa berotu denean, zentroan erreakzio nuklearrak gertatzen hasten dira, eta definizioz, izarra jaiotzen da. Planetak aldi berean sortzen dira, izarraren inguruan zentratutako diskoan.

2.1 Laino Molekular Erraldoiak

Izarra jaioko den ingurunea ezin da edozein izan, grabitatearen ondoriozko partikulen kolapsoa ahalbidetu behar baitu. Batetik, kolapsoa gertatzeko adina partikula egon behar direnez esparru batean kontzentratuta, galaxietan sortzen dira izarrak, eta ez espazio hutsean. Bestetik, kolapsoa gertatzeko energia grabitatorioa termikoa baino handiagoa izan behar denez, kolapsoa tenperatura baxuko zonetan emango da. Izarrartean existitzen diren esparru aproposenak horretarako laino molekular erraldioen nukleoak dira, bertan partikula ugariena H_2 molekula izanik. Planeten formazioa azaltzeko, laino molekular hauek hartuko dira abiapuntutzat [5, 7, 8, 9].



1 Irudia: Hipotesi nebularraren eskema [6]: (1) izar-nebulosa kolapsatzen hasten da; (2) uzkurtzen den heinean, lautu egiten da; (3) nebulosa materia-diskoan bilakatzen da, erdian dentsitate altuagoko zona egonik; (4) protoizarra eratzen da zentroan, eta inguruko diskoko solido-partikulen hazkundera gertatuko da.

Lainoa tenperatura baxuan ($T \sim 15$ K) mantentzeko, kanpoko erradiazio ultramoretik babestuta egon behar da. Lainoak galaxietan daudenez kokatuta, inguruan erradiazioa igortzen duten izarrak daude. Hala ere, laino molekularrak eta izarren arteko espazioa ez da hutsa. Tartean Izarrarteko Ingurunea¹ dago, bertan partikula ugariena oinarritzko egoeran dagoen H neutroa izanik. Izarrek igorritako muturreko erradiazio ultramorea ($E > 13.6$ eV) ezingo da iritsi laino molekularrera, izarrarteko inguruneke atomoek ionizazio-prozesuan xurgatuko baitute. Urrutiko erradiazio ultramorearen (5–13.6 eV) kasuan, ordea, erradiazioa gai da Izarrarteko Ingurunea zeharkatu eta laino molekularren azalera iristeko. Erradiazio honek H_2 molekulak apurtuko ditu, hau da, *fotodisoziazioa* gertatuko da. Horrela H atomo neutro partikulen geruza eratuko da lainoaren inguruan. Horrez gain, laino molekular erraldoiaren barneko dentsitatea ez da uniforme; **nukleo dentsoak** deritzen dentsitate handiagoko zonak ditu bere barnean. Zona hauetan, laino molekularrean batez bestean dagoena baino tenperatura baxuagoak eta dentsitate altuagoak daude (ikus 1. taula). Horregatik, kolapsoa emateko zonarrik aproposenak dira hauek.

	Laino molekular erraldoia	Nukleo dentsoa
H_2 dentsitatea	10^8 m^{-3}	10^{10} m^{-3}
Tenperatura	15 K	10 K
Masa	$10^5 - 10^6 M_\odot$	$10 M_\odot$
Tamaina	50 pc	0.1 pc

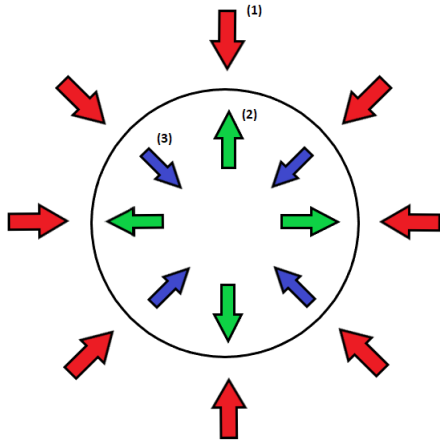
1 Taula: Laino molekular erraldoi baten eta bere baitan aurkitzen den nukleo dentso baten ezaugarrien batez besteko balio hurbilduak [5].

¹Interstellar Medium (ISM)

Izarra jaiotzeko, nukleo dentsoareen kolapsoa gertatu behar da. Orokorrean, ordea, nukleo hauek egonkorak dira. Nahiz eta 1. taulan dentsitate eta tenperaturen balio hurbildu baka-rrak eman, ezaugarriak modu jarraituan aldatzen dira, eta beraz, ez dira konstanteak nukleo osoan zehar. Nukleoren zentroa dentsoagoa izango da kanpoaldea baino, eta ondorioz, presioa handiagoa izango da zentroan kanpoaldean baino. Presio-gradiente honek kanporanzko indarra eragiten die nukleoko partikulei. Grabitateak, aldiz, barruranzko indarra egingo du. Bi indar hauek orokorrean orekan daude, nukleoa oreka hidrostatikoa mantenduko delarik. Presio-gradientearen ondoriozko indarrak grabitatea gaindituko balu, nukleoaren espantsioa gertatuko litzateke. Hau ezingo da eman, nukleoaren kanpoaldeko gainazal-presioak eragotzen baitu (ikus 2. irudia). Gainazal-presio honen jatorri probableena inguruko laino molekularren grabitate propioa da [10]. Grabitateak barne-presioaren gradientearen ondoriozko indarra gainditzen badu, nukleoaren kolapsoa gertatuko da. Hasieran orekan zegoen nukleoak kolapsoa jasateko mekanismoari **Jeans-en ezegonkortasuna** deritzo. Kolapsoa gertatuko den edo ez ezaugarritzeko Jeansen masa (M_J) erabili ohi da; nukleo dentso baten masa Jeansen masa baino handiagoa bada, nukleoaren kolapsoa gertatuko da. Nukleoaren grabitate propioa eta barne-presioaren gradienteak ez diren beste efektu guztiak (efektu magnetikoak, errotazionalak, gainazal-presioa, etab.) arbuatuz eta Virialaren teorema erabiliz, ondorengo M_J -ren balio hurbildua lortzen da²:

$$M_J \approx \left(\frac{K_B T}{\mu m_p G} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{\bar{\rho}}} \quad (2.1)$$

non K_B Boltzmann-en konstantea den, T nukleoko gasaren tenperatura, μm_p nukleoko gas-partikulen batez besteko masa, G grabitazio unibertsalaren konstantea, eta azkenik, $\bar{\rho}$ nukleoko batez besteko partikula-dentsitatea. Nukleoaren masa totala M izanik, $M > M_J$ denean lainoaren kolapsoa emango da.



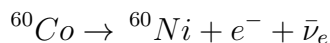
2 Irudia: Orekan dagoen nukleoak jasandako indarrak. Gorriak⁽¹⁾ gainazal-presioaren ondoriozko indarra; berdez⁽²⁾ barne-presioaren gradientearen ondoriozko indarra; eta urdinez⁽³⁾ bere buruak eragindako grabitate-indarra.

Nukleoaren masak ez badu Jeansen masa gainditzen, ezin du kolapsatu kanpo-eragilerik gabe. Esan bezala, orokorrean nukleo dentsoak egonkorak dira, eta ondorioz, ez da ohikoa

²Garapen osoa [4] liburuan.

kolapso espontaneo ematea. Hala ere, unibertsoan hainbat kolapso-abiarazle existitzen dira, eta ohikoenen artean *supernobak* ditugu. Izar masibo bati erregai termonuklearra agortzen zaionean, lehertu eta hautsa eta gasa kanporatzen du, inguruan aurkitu daitekeen lainoaren dentsitatea handituko duelarik. Kasu honetan, lainoaren masa handitzen da ($M \uparrow$) eta Jeansen masa txikitu ($M_J \propto 1/\sqrt{\rho} \downarrow$). Hortaz, posible izango da aurretik betetzen ez zen $M > M_J$ baldintza betetzea, hau da, egonkorra zen lainoaren grabitazio-kolapsoa abiaraztea.

Eguzki-sistemaren kasuan, jatorrizko nukleo dentsoaren kolapsoa supernoba bat edo gehiagoren bitartez abiarazi zela uste da [11]. Ebidentzia modura, Lurrera iritsitako meteoritoetan topatu diren elementuak daude. Hauek Eguzki-sistema sortu baino dozenaka milioi urte lehenago supernoba batean eratutako elementu erradioaktiboen desintegrazio-produktuak dira [12]. Aurkitutako desintegrazio-produktu garrantzitsuenetariko bat ^{60}Ni elementua da, jatorrizko elementua ^{60}Fe izanik ($T_{1/2} = 2.52 \cdot 10^6$ urte). Burdinetik Nikelera bi β^- desintegrazio eman behar dira ³:



Hasierako Eguzki-sisteman ^{60}Fe kantitatea ugaria zela kontsideratzen da Izarrarteko Ingurune-ko kantitatearekin alderatuta: ^{56}Fe burdinaren isotopo ohikoena izanik, hasierako Eguzki-sisteman $^{60}\text{Fe}/^{56}\text{Fe} \sim 10^{-6}$ zen eta Izarrarteko Ingurunean, berriz, $^{60}\text{Fe}/^{56}\text{Fe} \sim 10^{-8}$ [13]. Supernoben nukleosintesiaren eredian oinarrituz, elementu honen ugaritasunaren jatorri posible bakarra Eguzki-nebulosatik parsec batzuetara kokatutako supernoba baten (edo gehiagoren) leherketa da [11]. 1. taulako datuak ikusita (lainoaren tamaina ~ 50 pc), lehertu zen supernoba Eguzki-sistemaren jaiolakuko lainoan kokatzen zela ondorioztatu daiteke. Leher-tutako izarra Eguzki-sistemaren laino berean jaio eta hil zen, baina aurretiko belaunaldian.

2.2 Kolapsotik protoizarra eratzea

Abiarazle baten eraginez edo perturbazio propioengatik izanda ere, grabitazio-kolapsoa hasi denean lainoa konprimitzen hasten da [5, 9]. Virialaren teoremaren arabera, lainoak kolapsatzean galdutako energia potentzial grabitatorioaren zati bat erradiazio moduan askatzen da, eta bestea barne-energia bilakatzen da. Barne-energiaren igoera dela eta, kolapsoan zehar lainoaren tenperatura handitzea espero da. Hala ere, kolapsoko etapa goiztiarrenetan lainoaren hozte-prozesua efizientea da⁴, dentsitatea nabarmen hasten ez den heinean erradiazio termikoa berehala askatzen baita. Horregatik, hasierako lainoa infragorriarekiko *optikoki fina* dela esaten da, eta hurbilketa moduan kolapsoko lehenengo etapa prozesu isotermao dela kontsideratzen da. Kolapsoaren denbora-eskalen ideia bat egiteko, presio-gradientearen arbuaiatuz erorketa askearen denbora-escala t_{ff} lortzen da, hau da, zenbat denbora beharko duen lainoak kolapsatzeko soilik grabitate-indarraren eragina hartzen bada kontuan. Kasu

³Desintegrazio-prozesuen datuak: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>

⁴Zona batean kontzentratutako partikula kopurua handitzen bada, probableagoa da partikularen batek igorritako erradiazioa beste partikula batek xurgatzea. Ondorioz, erradiazioa zonan bertan geratzen da, eta makroskopikoki zona ez da modu efizientean hozten.

honetan, Newtonen bigarren legearen adierazpena ondorengoa da:

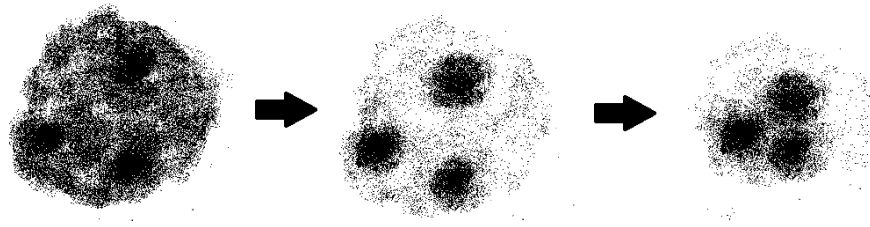
$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{GM_r}{r^2} \quad (2.2)$$

non r laino esferikoaren zentrorainoko distantzia den, G grabitazio unibertsalaren konstantea, eta azkenik, M_r r erradioak biltzen duen esferaren masa. Ekuazio hau integratuz, eta hasieran lainoko partikula guztiak pausagunean daudela onartuz, ondorengo adierazpena iristen gara:

$$t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\bar{\rho}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

non $\bar{\rho}$ lainoaren hasierako batez besteko dentsitatea den. Laino molekularren ohiko datuetara jotzen badugu (1. taula), $\rho = m_{H_2} \cdot n_{H_2} \sim 3 \cdot 10^{-17} \text{ kg m}^{-3}$ izanik, $t_{ff} \approx 3.8 \cdot 10^5$ urte da.

Kalkulu hauetan errealistak ez diren hainbat hurbilketa egin dira. Nahiz eta kolapso aske hau ezin den zuzenean aplikatu eredu gisa, oso erabilgarria da kolapsoko etapa goiztiarretan gertatzen denaren zenbait interpretazio egiteko. Batetik, lainoaren kolapsoak ezingo du t_{ff} baina gutxiago iraun, kalkuluan arbuiatzen den barne-presioaren gradienteak kolapsoa moteltzen baitu. Bestetik, dentsitate handiagoa duten zonak azkarrago kolapsatzen dira ($t_{ff} \propto 1/\sqrt{\bar{\rho}}$), eta honen ondorioz, lainoaren zatiketa gertatuko du (3. irudia). Zatiketa hau izar gehienak sistema bitar edo anizkoitzetan aurkitzearen arrazoietakoa bat⁵ da [5]. Nukleoentzako zentroak dentsitate handiagoa dutenak direla behatu denez, badakigu kolapsoa barrutik kanpora gertatu ohi dela.



3 Irudia: Laino batek Jeansen masa gainditzean jasango duen grabitazio-kolapsoa. Dentsitate handiagoko zonetan azkarrago jasaten du kolapsoa eta multzoak sortzen dira. Ondoren multzo hauek grabitate-indarragatik elkartu egin ohi dira eta izar anizkoitzen sistema eratu daiteke.

Kolapsoa prozesu isoterma kontsideratzearen hurbilketak zentzua galtzen du dentsitatea asko handitu denean, lainoaren hozte-prozesua moteltzen joango baita. Kolapsoak aurrera egiten duen heinean, askatutako energiaren garraiatzea gero eta zailagoa da, hau da, erradiazio infragorriarekiko (eta uhin-luzera txikiagoko erradiazioarekiko) *optikoki lodia* izatera igaroko da. Muturreko kasua kolapsoa prozesu adiabatikoa dela kontsideratzea da, hau da,

⁵Hurrengo atalean ikusiko da arrazoi nagusia momentu angeluarraren kontserbazioa dela.

espaziora ez dela erradiaziorik igortzen. Errealitatea prozesu isoterminoaren eta adiabatikoaren arteko zerbait den arren, hasieran prozesu isotermoa gertatzen dela eta trantsizio baten ondoren prozesua adiabatikoa bihurtzen dela hurbilketa ona da kolapsoa aztertzeko. Prozesu adiabatikoa gertatzen denean sistemak ez duenez berorik trukutzen ingurunearekin, nukleoko partikulek gas ideala eratzen dutela kontsideratzen badugu, ondorengo erlazioa betetzen da:

$$T \propto \rho^{\gamma-1} \quad (2.4)$$

non $\gamma = 7/5$ den H_2 molekulentzat. H_2 molekulen apurketa edo *disoziazioa* $T \sim 2000$ K denean gertaera probablea bilakatzen denez, hau baino tenperatura altuagoetan H atomoak egongo dira eta $\gamma = 5/3$ ordezkatu beharko da. Erreakzio nuklearrak ez dira esanguratsuak $T \gtrsim 10^6$ K-etara iritsi arte, beraz, soilik hidrogenoa dugula onartuko dugu kolapsoan. γ ezberdinetarako 2.4. ekuazioa 2.1. ekuazioan ordezkatzuz:

$$M_{J_{H_2}} \propto \rho^{\frac{1}{10}} \quad (2.5)$$

$$M_{J_H} \propto \rho^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

Bi adierazpenetan Jeansen masa dentsitatearekin handitzen da. Hasierako hurbilketa isoterminoan, berriz, Jeansen masa txikitu egiten da dentsitatea handitzean (ikus 2.1. ekuazioan $M_J \propto \rho^{-1/2}$). Hortaz, hasierako etapan lainoa gero eta gehiago konprimituko da. Prozesu adiabatikoa jokoan sartzen den unean, ordea, dentsitatea handitzean Jeansen masa handitzen denez, puntu batetik aurrera lainoak ezingo du masa hori gainditu eta kolapsoa geratu egingo da. Efektu adiabatikoak esanguratsuak bihurtzen dira lainoa optikoki fina izatetik lodi izatera pasatzen denean. Azken kasu honetan, lainoko hautsak fotoiak xurgatuko ditu, eta beraz, ez da erradiaziorik igorriko espaziora. Hurbilketa isotermitik adiabatikorako trantsizioa eta gero, zentroa oreka hidrostatikora helduko da, eta definizioz, **protoizarra** eratzen da.

Zenbakizko baliotara jotzen badugu [5], demagun $1 M_\odot$ masa duen nukleo dentsuaren kasua. Zentroko H_2 dentsitatea hasierako $\rho = m_{H_2} \cdot n_{H_2} \sim 10^{-17} \text{ kg m}^{-3}$ izatetik $\sim 10^{-10} \text{ kg m}^{-3}$ -raino handitzean, hurbilketa adiabatikorako trantsizioa gertatu dela onartzen da. Kolapsoa hasi denetik oreka hidrostatikora iritsi arte $\sim 10^5$ urte igaroko dira, eta protoizarraren erradioa ~ 5 AU-koa izango da.

2.3 Lainoaren errotazioa eta diskoaren formazioa

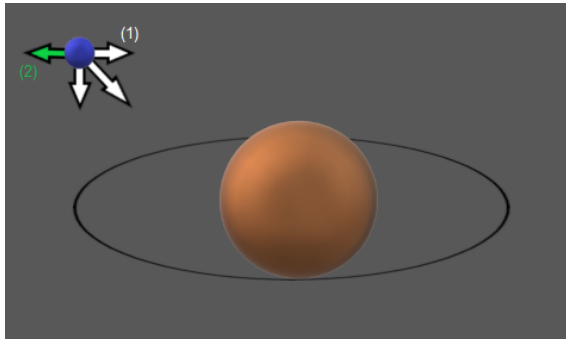
Laino molekular erraldoiak kolapsatzen duenean, protoizarra eta planeten jaioleku izango den diskoa eratzen dira. Orain arte kontuan hartu diren partikulek jasaten dituzten indarrekin, presio-gradientea eta grabitatearena, protoizarraren sorrera soilik justifikatu daiteke. Diskoaren jatorria azaltzeko, hasieran arbuiatu den partikulen higidura ere kontuan hartu behar da.

Lainoko hauts- eta gas-partikulak ez daude geldirik; partikula bakoitzak zentroarekiko distantzia eta abiaduraren arabera den momentu angeluar jakin bat du. Lainoaren momentu angeluar osoa partikula bakoitzaren momentu angeluarren batura da:

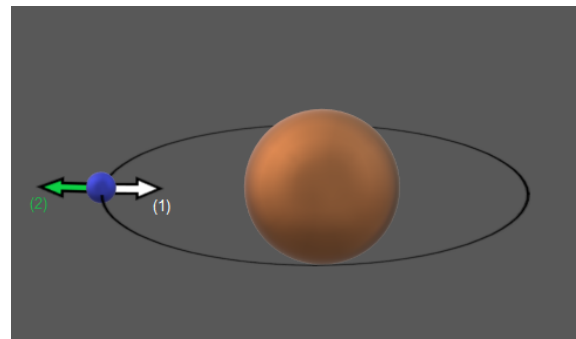
$$\vec{L}_{\text{lainoa}} = \sum_{i=1}^N m_i \vec{r}_i \times \dot{\vec{r}}_i \quad (2.7)$$

non \vec{L}_{osoa} lainoaren momentu angeluar totala den, N lainoko partikula kopurua, m_i i partikularen masa, \vec{r}_i i partikularen posizioa laino esferikoaren zentroarekiko, eta azkenik, $\dot{\vec{r}}_i$ zentroarekiko i partikularen abiadura erlatiboa.

Lainoko partikulek solido zurruna eratzten dutela kontsideratu daiteke [14]. Solido zurrun batean edozein bi punturen arteko abiadura angeluar erlatiboa berbera da: solidoaren abiadura angeluarra [15]. Ondorioz, lainoko partikula guztiak $\vec{\omega}$ abiadura angeluar berdinarekin ari dira biratzen. Momentu angeluarraren kontserbazioa dela eta, partikulak kolapsoagatik nukleorantz gerturatzean, abiadura handituko dute. Hortaz, kanporantz indar zentrifugo handia jasango dute $\vec{\omega}$ -ren plano perpendikularrean (ikus 4a. irudia). Grabitatea eta indar zentrifugoa plano honetan konpentsatzen dira eta partikula ezingo da protoizarrera erori. $\vec{\omega}$ -ren norabidean, aldiz, soilik grabitate-indarra dago, indar zentrifugoa $\vec{\omega}$ -ren perpendikularra baita. Hortaz, partikula protoizarraren plano ekuatorialera eroriko da, inguruan orbitatzen geratuko delarik (4b. irudia).



(a) Partikulak ardatz horizontalean grabitate-indarraren osagai horizontala⁽¹⁾ eta indar zentrifugoa⁽²⁾ jasaten ditu. Ardatz bertikalean grabitate-indarraren osagai bertikala jasaten du.



(b) Partikula protoizarraren plano ekuatorialera erortzen da. Ardatz horizontalean grabitate-indarra⁽¹⁾ eta indar zentrifugoa⁽²⁾ jasaten ditu.

4 Irudia: Diskoaren formazioa azaltzeko eskema. Partikularen abiadura angeluarra $\vec{\omega}$ ardatz bertikalean dago. Indar diagraman zuriz⁽¹⁾ grabitate-indarra eta berdez⁽²⁾ indar zentrifugoa adierazi dira. Sistema inertziala dugunez indar zentrifugoa indar irudikaria da. Hala ere, eskematikoki biraketaren eragina ulertzeko irudikatu da.

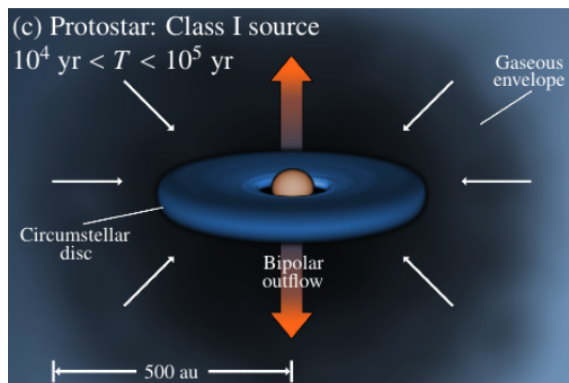
Sistemaren momentu angeluar totala nulua ez denez, kolapsoa eta gero momentu angeluar totalaren norabidearekiko plano perpendikularrean biratzen amaituko dute partikulek. Lainoaren momentu angeluar totalaren norabideak diskoaren planoan zehaztuko du, eta moduluak, berriz, materia nola banatuko den protoizarraren eta diskoaren artean [9]. Azalpenean ez da presio-gradientearen ondoriozko kanporantzko indarra aipatu. Indar honek kolapsoa emateko behar den denbora moteltzen du, baina ez du erresultantea aldatzen lainoa kolapsatzeko gai bada. Azpimarratzekoa da oso urrun dagoen materia ezingo dela erori ez protoizarrera ezta diskora ere planetak sortuko diren denbora-eskalan. Hortaz, diskoa eta protoizarraren inguruan gas-estalki bat edukiko dugu.

Laino molekular erraldoiaren errotazioak disko birakariaren formazioa justifikatzeaz gain, izar gehienak multzoetan egotearen arrazoi nagusienetakoa da [9]. Hasierako lainoak oso

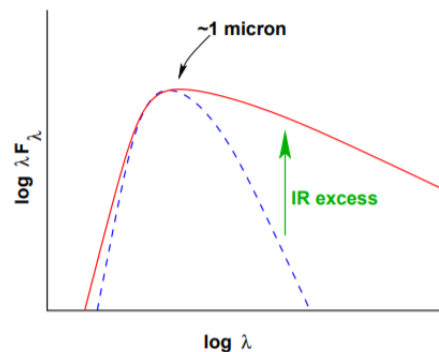
geldo biratuta ere, nukleoaren zentroarekiko parsec-etako distantzietan ari dira errotatzen, eta protoizarren kasuan unitate astronomiko gutxi batzuetara soilik. Momentu angeluarra kontserbatu egin behar denez, nukleoak oso azkar biratu behar du kolapsoa eta gero. Abiadura handiegia bada, nukleoa hautsi daiteke eta zati gehiagotan banatu. Horrela, zati batek bestearen inguruan orbitatzen du eta momentu angeluarra banatzen da. Zati bakoitzean izar bat jaio daiteke, izar anizkoitzen sistema eratuko delarik. Momentu angeluar txikiagoa badu hasierako lainoak, posible da protoizarrak biraketa azkarra jasatea eta ez haustea, Eguzki-sistemaren kasuan bezala izar bakarreko sistema sortuko delarik.

2.4 Izarraren sorrerako eboluzio-etapak eta behaketak

Lehenengo hurbilketa modura izarrek gorputz beltzak direla kontsideratzen da, esperimentalki onargarria dela behatu baita. Hortaz, tenperatura jakin baterako erradiazio jakin bat igorriko dutela espero da uhin-luzera bakoitzeko. Izarra sortu aurretiko protoizarrak, ordea, ez du igortzen gorputz beltz batek igorriko lukeen erradiazioa. Zehazki, gorputz beltz batek baino erradiazio infragorri gehiago igortzen du (ikus 5. irudia) [16, 17, 18].



(a) Protoizarra zentroan eta inguruan diskoa eta gas-estalkia.



(b) Esperimentalki neurtutako protoizarrak igorritako erradiazioa lerro gorri lodiz eta teorikoki gorputz beltz batek igorriko lukeen erradiazioa lerro urdin etenez.

5 Irudia: Protoizarra eta bere inguruaren eskema, eta sistema honek igorritako erradiazioa [19].

Erradiazio infragorrian aurkitzen den gorputz beltzarekiko ezberdintasuna, diskoaren eta inguruko gas-estalkiaren ondorioz gertatzen da. Inguruko hautsak protoizarreko erradiazioa xurgatu eta uhin-luzera handiagoko erradiazioa igortzen du hozte-prozesua dela eta. Hortaz, diskoa eta estalkia disipatzen direnean ez dugu edukiko gehiegizko infragorriko erradiazioa. Hau jakinik, esperimentalki neurtzen den erradiazio infragorria sorreraren eboluzioko lau etapa garrantzitsu (ikus 6. irudia) bereizteko erabiltzen da. Infragorriko erradiazioa ezau-garritzeke energiaren banaketa-espektralaren batez besteko malda kalkulatu da $2 - 25 \mu\text{m}$

tarterako. Maldaren adierazpena:

$$\alpha_{IR} \equiv \frac{d \log \lambda F_\lambda}{d \log \lambda} \equiv \frac{d \log \nu F_\nu}{d \log \nu} \quad (2.8)$$

non F_λ edo F_ν fluxu monokromatikoa diren, λ uhin-luzera, eta ν maiztasuna. α_{IR} maldaren balioaren arabera, ondoko etapak bereizten dira:

- **0 mota:** α_{IR} zehaztugabea. Erradiazio-iturria opakoa da espektro optiko eta infragorri hurbilean. Etapa honetan laino molekularreko materia kolapsatzen hasi da, protoizarra eta inguruko diskoa eratzten hasi direlarik. Prozesu isotermotik adiabatikorako trantsizioa igaro da. $M_{estalkia} > M_* > M_{diskoa}$.^{6,7}
- **I mota:** $\alpha_{IR} > 0$. Protoizarra eta inguruko diskoa eratu dira. Fase honetan, protoizarrak masa gehiena bereganatzen du diskotik zein bere estalkitik. $M_* > M_{estalkia} \sim M_{diskoa}$.
- **II mota:** $-1.5 < \alpha_{IR} < 0$. Oraindik ez dira erreazio nuklearrak hasi, eta beraz, ez da izarra jaio. Eguzkiaren masa antzekoa duten izarrek kolapsoa hasi denetik $\sim 10^5$ urtetara iritsiko dira fase honetara. Mota honetako protoizarraren inguruko diskoa planeten formazioa aztertzeko ingurunea izango denez, eboluzioko puntu honetan aurkitzen den diskoari **disko protoplanetarioa** deritzo. $M_{diskoa}/M_* \sim \%1$, $M_{estalkia} \sim 0$.
- **III mota:** $\alpha_{IR} < -1.5$. Diskoa disipatu da. Protoizarraren inguruan ageriko den hautsa asteroideen arteko talketatik askatua izango denez, **hondakin-diskoa** deritzo hauts-diskoari. II motatik III motako trantsiziora zenbait milioi urte igarotzen dira. Mota honetako izarretik jasotako energiaren banaketa-espektrala aztertuz (ikus 6. irudia), ikus daiteke III motako izarra gorputz beltza kontsideratu daitekeela espektro optikoan eta infragorri hurbilean. $M_{diskoa}/M_* \ll \%1$, $M_{estalkia} \sim 0$.⁸

3 Disko protoplanetarioaren propietateak

Planetak gasez eta hautsez eratutako disko protoplanetarioetan sortzen dira, nukleoan aurkitzen den protoizarra II motakoa denean. Hasierako laino molekularreko hauts-pikorrek planeta bilakatzen dira disko honetan. Materiaren hazkundera aztertzen hasi aurretik, diskoaren zenbait propietate ulertu behar dira.

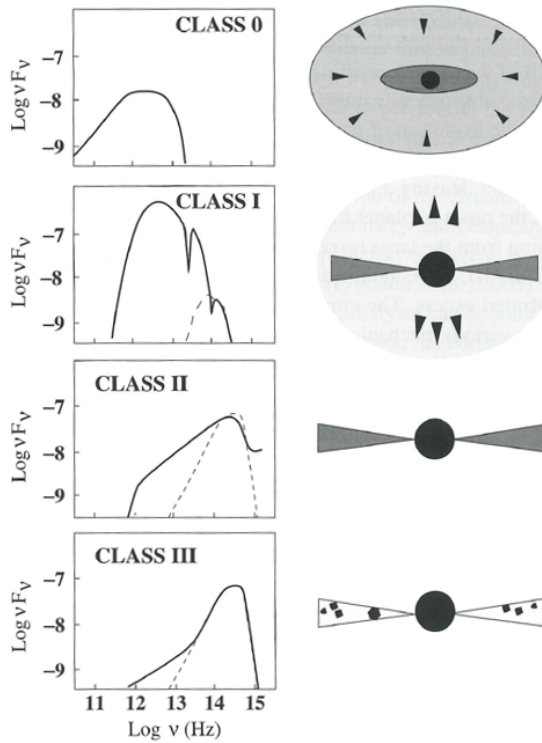
3.1 Diskoaren egitura

Hasierako disko protoplanetarioan partikulen %99a gas-partikulak dira (gehienak H_2 molekulak) eta gainerako %1a hauts-partikula mikrometrikokoak [18]. Hortaz, disko protoplanetarioaren hasierako dinamika aztertzeko gasaren higidura deskribatzen duen *Euler-en ekuazioa*

⁶Planeten sorreraren denbora-ekalan kolapsatzera iristen ez diren partikulak ez daude $M_{estalkia}$ -ren barne.

⁷ M_* protoizarraren masa

⁸Planeten masak ez daude M_{diskoa} -ren barne, soilik hondakin-diskoan dauden partikulak.



6 Irudia: Izarren formazioko etapa ezberdinak, 0 motatik III-ra. Ezkerraldeko grafikoetan, lerro etenek maiztasunarekiko gorputz beltzaren ohiko energiaren banaketa-espektral totala adierazten dute, eta lerro solidoek, berriz, nukleotik datorren igorpena. Eskuineko irudietan, izarraren inguruko hautsaren eta gasaren distribuzioa adierazten da. Tonu iluneko zonak tonu argikoak baino dentsuagoak dira. Gezien norabideek protoizarratik materiaren kanporatze edo bereganatzea adierazten dute. III motako irudian agertzen diren gorputz beltzak diskoan eratu diren protoplaneten tamainako objektuak dira [20].

erabili daiteke:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} - \vec{\nabla} \Phi \quad (3.1)$$

non \vec{v} gas-fluidoaren abiadura den, P presioa, ρ gas-fluidoaren dentsitatea, eta azkenik, Φ potentzial grabitatorioa. Ekuazio honekin lan egiteko koordenatu zilindrikoak erabiltzen dira: (r, ϕ, z) . Diskoko masa txikia bada protoizarrarenarekin alderatuta⁹, Φ protoizarrak gas-elementu bakoitzari eragindako potentzial grabitatorioa izango da. Gas-fluidoaren abiadura denboran konstantea dela onartzen denez, 3.1. ekuazioko osagai erradiala:

$$\frac{v_\phi^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM_*}{r^2} \quad (3.2)$$

non v_ϕ gas-fluidoaren abiadura orbitala den. Presio-gradientea arbuigarria bada, hau da, $dP/dr \approx 0$ bada, grabitate-indarra indar zentrifugoarekin orekan egongo da. Presio-gradientea arbuizatzen deneko berdintzatik askatzen den v_ϕ abiadurari Keplerren abiadura orbitala deritzo: $v_\phi = v_K \equiv \sqrt{GM_*/r}$. Errealitatean presio-gradientea ez da nulua; kolapsoa aztertuta, dentsitatea eta tenperatura distantzia handitzean txikitzen diren parametroak direla ondorioztatu dezakegu. Ondorioz, gas-presioa ere txikiagoa izatea espero da kanpoaldean barrualdean baino, eta presio-gradiente honek noranzko erradialean gasari kanporanzko indarra egingo dio. Hortaz, 3.2. ekuazioko $dP/dr < 0$ izango denez, gasak Keplerren abiadura baino motelago orbitatzen du ($v_\phi < v_K$). Disko protoplanetarioetan bi abiaduren arteko ezberdintasuna txikia dela lortzen da eredu zehatzak erabilia. Ondorioz, gasaren higidura

⁹ $M_{disk} < 0.1M_*$ txikia kontsideratzen da.

deskribatzean presio-gradientearen eragina arbuizatzen da. Hala ere, aurrerago ikusiko dugu 4.2.1. atalean $v_\phi < v_K$ izateak eragin nabaria duela hautsaren dinamikan.

Disko egonkor batean gasa oreka hidrostatikoa dago z norabide bertikalean, hau da, gas-fluidoko elementuen abiadura bertikala nulua da: $v_z = 0$. Diskoko gas-partikula batek erdiko planoranzko grabitate-indarra jasango duela jakinik (ikus 4a. irudia), 3.1. ekuazioko osagai bertikala ondokoa da:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} = -\frac{d}{dz} \left(\frac{GM_*}{(r^2 + z^2)^{1/2}} \right) \quad (3.3)$$

Ekuazio hau ebazteko ondorengo hurbilketak egiten dira: planoaren altuera protoizarrerainoko distantziarekin alderatuz oso txikia da ($r \gg z$); diskoa bertikalki isoterma da; eta gas ideala dugu, hau da, egoera-ekuazioa $P = \frac{K_B T \rho}{\mu m_p}$ izango da. Horrela, ekuazioaren soluzioa:

$$\rho(r, z) = \rho_0(r) e^{-z^2/2h(r)^2} \quad (3.4)$$

non $h(r)$ protoizarraren r distantziara diskoak duen altuera-eskala ($h = \frac{r}{v_K} \cdot \sqrt{\frac{K_B T}{\mu m_p}}$) eta $\rho_0(r)$ erdiko planoko gas-dentsitatea diren. Erdiko planoko gas-dentsitatea:

$$\rho_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\Sigma}{h} \quad (3.5)$$

non Σ erdiko planoko gainazal-dentsitatea den. Ekuazio hauetatik aurrerago jorratuko diren hiru ondorio esanguratsu atera daitezke:

- 3.4. ekuazioko soluzioari erreparatuz, erdiko planoan gas-dentsitatea goiko ($z > 0$) eta beheko ($z < 0$) aldean baino handiagoa dela ikus daiteke.
- Konputazionalki landu diren diskoaren eredu zehatzagoen bitartez [18], definitu den $h(r)$ altueraren eta protoizarrerainoko r distantziaren arteko arrazioa $h(r)/r \approx 0.02$ dela lortzen da $1 M_\odot$ -ko masa duen protoizarretik $r \sim 1$ AU-tara. Horregatik, ezaugarri antzekoak dituen sistema batean, diskoa laua dela onartzea hurbilketa ona da.
- Aurreko puntuari jarraituz, Eguzki-sistemaren jatorrizko disko protoplanetarioa 3.5. ekuazioko Σ gainazal-dentsitatearen bitartez deskribatu daiteke, bolumen-dentsitatea erabili beharrean.

Orain arte aztertu den Eulerren ekuazioa (ikus 3.1. ekuazioa) gas-fluidoaren higidura deskribatzeko izan da. Hautsari presio-gradienteak ez dionez planotik kanporanzko indar nabarmenik eragingo, norabide erradialean Keplerren abiadurara orbitatuko du. Norabide bertikalean, ordea, erdiko planorantz erortzen hasiko da. Gasaren eta hautsaren arteko abiadura erlatiboaren ondorioz, gasak arraste-indarra eragingo dio hautsari honen higiduraren aurka. Hortaz, hautsaren planora erortzeko abiadura gasak eragingo dion arraste-indar honek zehaztuko du [21].

3.2 Masa-distribuzioa eta Temperatura

Laino molekularren barruranzko kolapsoa ikusita, diskoaren dentsitatea barrualdean kanpoaldean baino handiagoa izatea espero da. Hala ere, ez dago eredu zehatzik dentsitatea distantziarekin nola aldatzen den aurretateko. Datu-multzo fidagarriena Eguzki-sistemarena izanik, honen jatorrizko disko protoplanetarioaren masa-banaketa eta temperatura aztertze-ko lehenengo hurbilketa modura **Masa Minimoko Eguzki-Nebulosa** ereduak garatu da [22].

Sistema-planetarioak sortze-prozesuan zuen diskoaren masa-distribuzioa azaltzeko, egungo masa-distribuzioa erabiltzean oinarritzen da ereduak. Hurbilketa honetan, planeta baten egungo M masa eta Eguzkirako batez besteko r distantzia jakinak badira, disko protoplanetarioaren garaian M masa r distantzia horren inguruan banatzen zela onartzen da. Distribuzioaren funtzioa leuntzeko, planeta bakoitzarentzat “elikatze-zona” definitzen da r distantziaren inguruan. Planeta bakoitzaren elikatze-zonan aurkitzen den partikula, ondoren gorputzaren parte izango da.

Eredu honetan hainbat hurbilketa egiten dira:

- Diskoa laua eta zirkularra dela onartzen da. Aurreko atalean ikusi da diskoa laua dela onartzea hurbilketa ona dela Eguzki-sistema bezalako planeta-sistemarentzat, eta behaketei esker diskoak zirkularrak izatetik hurbil daudela dakigu (ikus 8. irudia).
- Planeta nanoen, asteroideen eta bestelako gorputz zerutar txikiagoen masak arbuiatzen dira. Pluton planeta nanoaren masa Merkuriorenenaren $\sim 4\%$ da, Merkuriu Eguzki-sistemako planeten artean masa txikiena duena izanik. Asteroideen gerrikoaren masa Plutonarenaren $\sim 22\%$ da. Proporzioan ilargia da sateliterik handiena eta Lurraren masaren $\sim 1.2\%$ da. Ikus daiteke hurbilketa onargarria dela [5].
- Planeten izarrerainoko distantzia ez da aldatu planetak sortu zirenetik gaur egunera arte, hau da, planetek ez dute *migratzen*.
- Partikulek ez dute diskotik ihes egiten.

Egin diren hurbilketen artean, azkenengo biak dira eztabaidatuenak. Dena delakoan ere, erreferentziatzat oso erabilgarria da Eguzki-sistemaren antzinako disko protoplanetarioaren masa minimoa kalkulatzeko. Eguzki-sistema eratzeko beharrezko osagaiak $60 M_{\oplus}$ solido eta $\sim 0.01 M_{\odot}$ gas (75% H eta 25% He) dira [23]. Ereduari jarraituz, Weidenschilling-ek (1977) eta Hayashi-k (1981) ondorengo adierazpena lortu zuten:

$$\Sigma(r) \approx 1700 \cdot \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-3/2} \text{ g cm}^{-2} \quad (3.6)$$

non Σ materiaren gainazal-dentsitate totala den, eta r disko protoplanetariotik Eguzkirainoko distantzia AU-tan. Bestetik, Hayashiren artikuluan [24] diskoko gasa erradiazio ikuskorrarekiko gardena dela baieztatzetik, ondorengo tenperaturaren adierazpena iristen da:

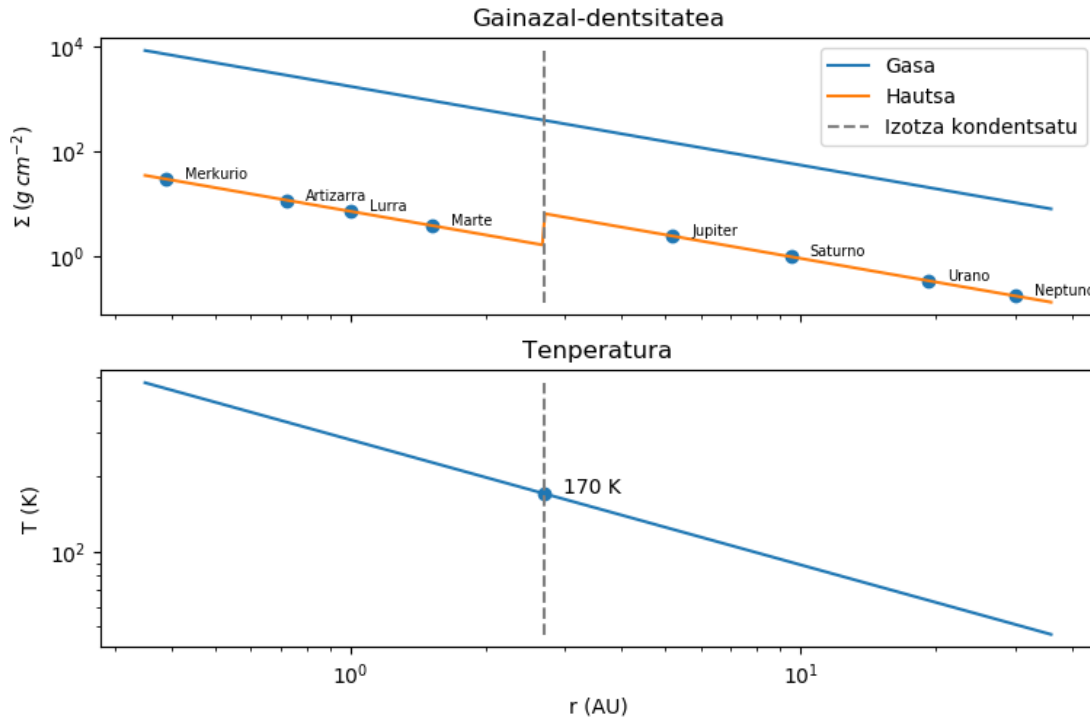
$$T(r) \approx 280 \cdot \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{-1/2} \text{ K} \quad (3.7)$$

Gasaren gainazal-dentsitatea $\Sigma_{gas} \sim \%99 \Sigma$ da eta r distantziarekiko modu jarraituan aldatzen da. Ehunekoan hautsaren ekarpena baino askoz handiagoa izanik, askotan (3.6. ekuazioan ere) $\Sigma \approx \Sigma_{gas}$ onartzen da [25]. Hala ere, interesgarria da hautsaren gainazal-dentsitatea aztertzea bere aldetik, hautsari esker sortzen baitira planetak.

Σ_{hauts} ez da funtzio jarraitua; bi zona ezberdintzen dira nukleoarekiko distantziaren arabera. Temperatura 170 K baino txikiagoa denean (eta ondorioz 3.7. ekuaziotik $r \geq 2.7$ AU denean), hautsa izotzean kondentsatu daiteke, eta beraz, hautsa ugariagoa izango da puntu honetatik aurrera. Eragin hau, ordea, ez da nabarmena izango gas-kantitatean.

$$\Sigma_{hauts}(r) = \begin{cases} \frac{\Sigma_{gas}(r)}{240} & r < 2.7 \text{ AU} \text{ bada} \\ \frac{\Sigma_{gas}(r)}{60} & r \geq 2.7 \text{ AU} \text{ bada} \end{cases} \quad (3.8)$$

$0.35 \text{ AU} < r < 36 \text{ AU}$ bitartean diskoko hautsaren masa totala $0.013 M_{\odot}$ da. Datu hauek kontuan izanik, 7. irudiko grafikoa¹⁰ lortu da.



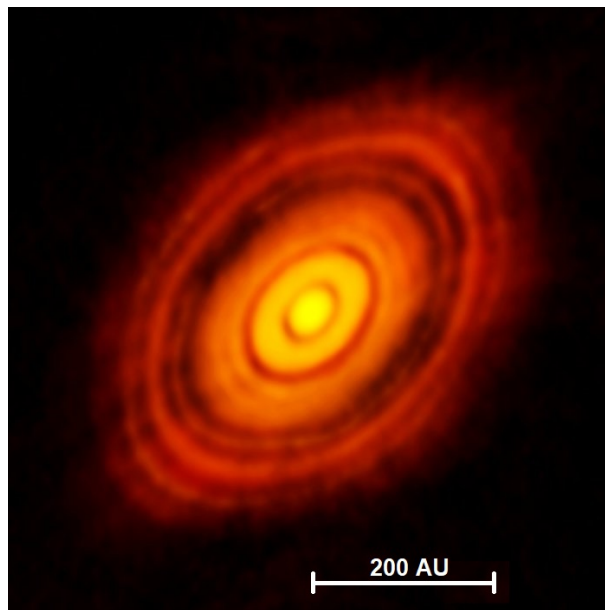
7 Irudia: Eguzki-sistemako gainazal-dentsitatea disko protoplanetarioan zehar Masa Minimoko Eguzki-Nebulosa ereduaren arabera. $r \geq 2.7$ AU denean temperatura behar bezain baxua da izotza kondentsatzeko. Ondorioz, solidoaren gainazal-dentsitatea lau aldiz handitzen da. Eskala logaritmikoa erabili da.

¹⁰Kodea: <https://github.com/nereagurru/Masa-Minimoko-Eguzki-Nebulosa/blob/main/grafika.py>

3.3 Erradioaren hedapena

Behaketei esker (ikus 8. irudia), disko protoplanetarioen erradioak ehundaka AU-koak direla dakigu. Distantzia hauek ez datoz bat Masa Minimoko Eguzki-Nebulosa eremuan esandako Eguzki-sistemaren ~ 36 AU-ko erradioarekin. Honek bi azalpen posible ditu: batetik, Eguzki-sistema kasu partikular bat izan daiteke, bere disko protoplanetarioa gainerakoak baino distantzia txikiagoetara hedatu zelarik. Bestetik, garai batean ohiko diskoen hedapena izan zezakeen, eta zenbait gertakizunen bitartez trinkotu. Eguzkia bezalako izarretan ez denez topatu aipatutako kasu partikular gehiago, diskoa trinkotu zela onartzen da. Diskoaren temperatura eta masa aztertzeke diskoa egitura estatikoa dela onartzea hurbilketa ona izan da, materiaren garraiatzea diskoan zehar oso motela baita diskoaren dinamikarekin alderatuta [18]. Hortaz, Eguzki-sistemako diskoko masaren trinkotzea denbora-eskala handiagotan gertatzen dela onartzen da. Ondorengo hiru azalpenak proposatzen dira [21, 22]:

- Ingurutik igaro zen izar batek kanpoaldeko materia (gasa eta hautsa) ostu zion izarra haize gogorren bitartez.
- H_2 molekulek inguruko izarrek igorritako erradiazio ultramorea xurgatzean, molekulak ihes-abiadura gaititu zuten. Prozesu honi *fotobaporizazioa* deritzo eta gasaren desagertzea azaltzen du.
- Diskoko hautsa eta gasa hasieran batera higitzen dira, hauts-partikula mikrometrikoko gasera akoplatuta baitaude. Hautsak tamaina handiagoa eskuratzen duenean, solidoa protoizarrerantz erortzen da. Honi jito erradiala deritzo eta aurrerago 4.2.1. atalean aztertuko da. Honek kanpoko hautsa desagertzea justifikatzen du.



8 Irudia: HL Tauri izar goiztiarraren inguruko disko protoplanetarioa. Erradioa ~ 200 AU-koa da. ALMA behatokian lortutako irudia da [26].

3.4 Grabitazio-egonkortasuna

Orain arte, temperatura eta gainazal-dentsitatea r protoizarrerako batez besteko distantziaren arabera direla ikusi da. Diskoaren egitura, bolumen-dentsitatea z altueraren arabera dela ere lortu da. Propietate hauek guztiak koordenatu zilindrikoetan ϕ angeluaren independenteak direla onartu da. Hala ere, hurbilketa hauek ez dira egokiak, besteak beste, diskoan dentsitate handiagoko zona bat eratu bada [22].

Zenbait kasutan, disko bertako grabitate-indarrak eragindako perturbazioekiko ezegonkorrak diren egiturak agertzen dira. Ezegonkortasun hau kuantifikatzeko Q **Toomre parametroa** erabiltzen da. Parametro honen adierazpena:

$$Q = \frac{\Omega c_s}{\pi G \Sigma_{gas}} \quad (3.9)$$

non c_s gasaren soinu-abiadura ($c_s = \sqrt{K_B T / \mu m_p}$), Ω gasaren maiztasun orbitala eta Σ_{gas} gasaren gainazal-dentsitatea diren¹¹. Q parametro honen arabera, diskoko zona baten ezegonkortasuna kuantifikatzen da:

- $Q < 1$: zona oso ezegonkorra da grabitazioaren ondoriozko perturbazioekiko. Ondorioz, zonaren zatiketa azkarra gertatuko da.
- $1 < Q < 2$: zona marjinalki ezegonkorra da. Horregatik, pixkanaka multzoak sortu eta deuseztatzen joango dira.
- $Q > 2$: zona perturbazioekiko egonkorra da, eta beraz, egitura leuna mantenduko du.

Diskoaren zonez hitz egin dugunez gero, disko bakoitzak ez du Toomre-ren parametro baxua, hau da, aldatzen doa balioz diskoan zehar. Diskoaren kanpoaldean barrualdean baino temperatura baxuagoak eta biraketa abiadura txikiagoak daudenez, disko protoplanetarioaren kanpoaldea ezegonkorragoa izan ohi da barrualdea baino.

4 Solidoaren bilakaera

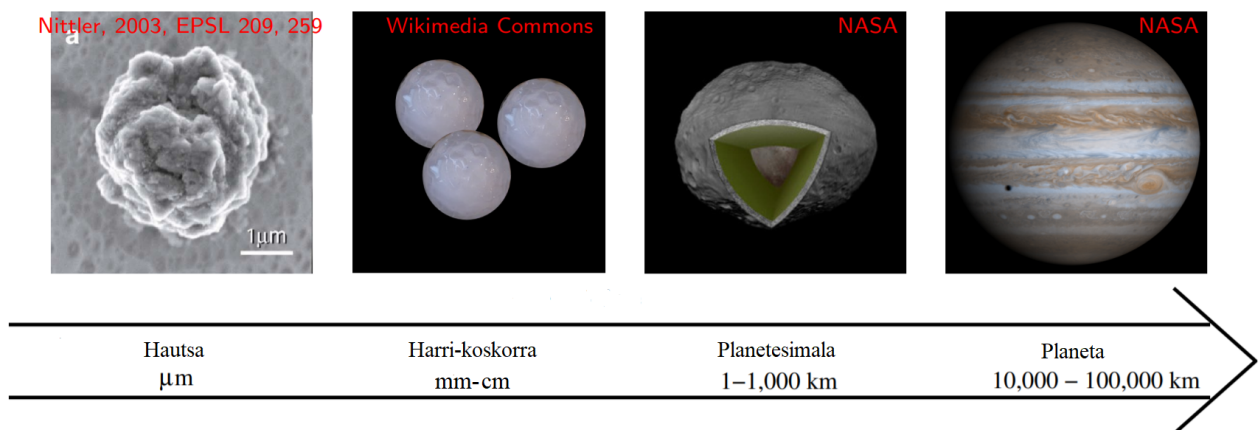
Behin planeten jaiolekua aztertuta, hauts-pikor mikrometrikoko kilometrotako tamainak dituzten planeta nola bilakatzen diren uler dezakegu. Atal honetatik aurrera, gasa eta solidoa ezberdinduko dira, eta *hautsa* terminoa tamaina mikrometrikoa duen solidori erreferentzia egiteko erabiliko da. Diskoko gasak solidoaren dinamikan duen eragina solidoaren tamainaren arabera denez, materialaren bilakaera azaltzeko erabiliko den fisika ez da berdina izango eboluzio guztian zehar.

3.1. atalean jada ikusi da diskoko gas-partikulen gaineko indarrak nukleoak eragindako grabitate-indarra, orbitatzearen ondoriozko indar zentrifugoa eta presio-gradientearen ondoriozko indarra direla. Azken hau arbuigarria denez gasaren dinamika aztertzeko, grabitatea

¹¹A. eranskinean Q -ren balioa nola lortzen den azaldu da.

eta indar zentrifugoa elkar konpentsatzen direla onartu daiteke, eta beraz, gas-partikulak Keplerren maiztasunean ari direla orbitatzen (Ω_k). Demagun tamaina ezberdinetako solidoak gas-diskoan ezartzen ditugula abiadura arbitrario batekin. Solidoak beharko duen denbora gasera akoplatu eta Keplerren maiztasunean orbitatzeko, solidoaren tamainaren araberakoa da. Hauts-pikor batek berehala lortzen du Keplerren abiadura, gasaren eta hautsaren arteko abiadura erlatiboaren ondorioz agertuko den arraste-indarra dela eta. Tamaina handiko (~ 1 km) solidoen kasuan, berriz, denbora-escala oso handiak behar dira gasaren abiadurara iristeko, arraste-indarra ez baita horren eraginkorra. Ondorioz, gasak gorputz handien higidura ez duela eragiten onartzen da.

Solidoak gas-diskoarekin duen elkarrekintza tamainaren araberakoa dela jakinik, 9. irudian agertzen diren solidoen tamaina batetik besterako trantsizioak azaltzeko eredu fisikoak aztertuko ditugu atal honetan. Batetik, hautsaren eta harriaren higidura gasak eragindako arraste aerodinamikoak menderatzen du. Bestetik, planetesimalen dinamikan menderatzen duena elkarrekintza grabitatorioa da. Azkenik, planeten nukleoaren kasuan garrantzia duena gasarekin zein solidoekin duen elkarrekintza grabitatorioa da [19].



9 Irudia: Disko protoplanetarioko materia solidoaren eboluzioa denboran zehar.

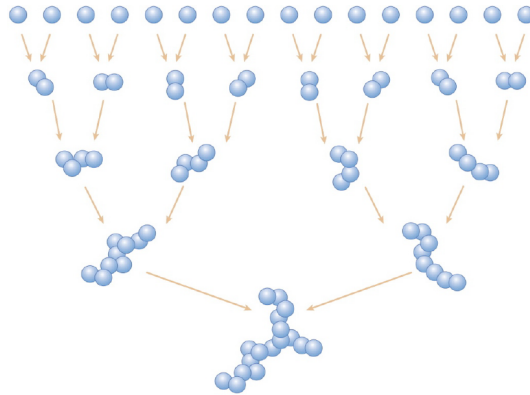
4.1 Harri-koskorren formazioa


Hasieran tamaina mikrometrikoa duten hauts-pikorrek harri-koskor bilakatuko dira disko protoplanetarioan. Harri hauen tamaina diskoaren barrualdean zentimetro batzuetakoa da, eta kanpoaldean, berriz, milimetro batzuetakoa.

Hauts-pikor baten higidura bi zatitan banatu daiteke. Batetik, arraste-indarragatik gas-diskora akoplatuta dagoenez gero, protoizarraren inguruan orbitatzen ari da. Bestetik, hautsa gas-fluido batean dagoenez, gas-partikulekin talkak jasango ditu [22]. Ausazko dinamika hau Browndar higidurak deskribatzen du, solidoaren dispertsio-abiadurarekin (σ) ezaugarritzen delarik. Solido-partikulek gas-partikulekin jasango dituzten talkek dispertsio-abiadura handituko dutenez gero, dispertsio-abiadura handiagoa izango da gasaren tenperatura handiagoa bada. Gainera, dispertsio abiadura txikitu egingo da solidoaren eta gasaren arteko

masa arrazioa ($m_{\text{solido}}/m_{\text{gas}}$) handitzen bada, gas berdin batean gutxiago dispersatuko baita masa handiko solido bat masa txikikoa baino [19].

Hauts-partikula batek beste batekin topo egitean, abiadura erlatibo handia badute, talka egin eta banandu egingo dira. Abiadura erlatiboa ez bada handia, ordea, hautsen arteko indar molekularrak¹² direla medio itsatsita geratu daitezke. Itsatsitako partikula-bikote honek beste partikula bat topatzean, hau ere itsatsita geratu daiteke. Horrela, hauts-partikula multzoa edo **agregatua** eratzen da **koagulazioa** deritzon prozesu honen bitartez (ikus 10. irudia). Zergatik sor daitezke agregatuak diskoan eta ez hasierako laino molekularrean? Lainoan partikulak oso distantzia handietara zeuden bata bestearekiko, eta indar molekularren irismen mugatua dela eta partikulak itsatsita geratzeko probabilitatea oso baxua zen. Diskoan, berriaz, partikula-dentsitatea handitzen da masa distantzia laburragoan kontzentratzean.



 Blum J, Wurm G. 2008.
Annu. Rev. Astron. Astrophys. 46:21–56

10 Irudia: Hauts-partikulak itsatsita geratu daitezke indar molekularren bitartez.

Hautsak koagulazioaren bitartez tamaina milimetrikoko agregatuetan hazteko 10^4 urte baino gutxiago behar direla uste da [19]. Solidoa 1 – 10 mm-ko tamainara iritsi denean, ezingo du jarraitu modu efizientean hazten indar molekularren bitartez. Batetik, agregatua ausazko moduan hazi denez, porotsuegia da hauts-partikulak bereganatzea probablea izateko. Bestetik, harrien tamainako bi solido ez dira inoiz itsatsita geratuko talka egiten dutenean, indar molekularren irismena nanometro batzuetakoa da eta. Tamaina honetako solidoari harri-koskorra deritzo, eta hemendik aurrerako hazkundera deskribatzeko beste eredu bat beharko da.

4.2 Planetesimalen formazioa

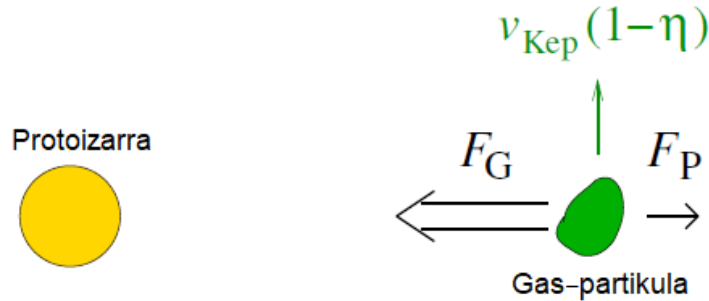
Nola da posible milimetro batzuetako harri-koskorak kilometrotako planetesimal bihurtzea? Galdera hau planeten formazioaren inguruko ikerkuntzan dagoen erantzun gabeko galderarik garrantzitsuenetakoa da. Atal honetan, planetesimalen hazkundera azaltzeko agertzen diren arazoak aztertuta eta arazo hauei erantzuten saiatzen diren bi hipotesi azalduko dira.

¹²Batez ere van der Waals indarrak direla eta.

4.2.1 Arazoa: jito erradiala

Solidoa 1 – 10 mm-ko tamainara iristen denean, koagulazio bidezko handitzeak efizientea izateari uzten dio. Horrez gain, haziera-prozesua eragotziko duen jito erradial esanguratsua agertzen da. Arraste aerodinamikoaren ondorioz gertatzen den oztopo hau da gehien mugatuko duena harrien hazkundera.

Diskoko gas- nahiz solido-partikulek indar-grabitatorioa jasaten dute protoizarrerantz, eta indar zentrifugoa kanporantz. Bi indar hauez gain, gasak presio-gradientearen ondoriozko kanporantzko indarra jasango du (ikus 3.1. atala). Orain arte indar hau arbuia du, gas-diskoa Keplerren maiztasunean (Ω_k) orbitatzen ari dela onartu dugularik. Errealitatean, ordea, gasa Keplerren abiadurara baino motelago ari da orbitatzen (ikus 11. irudia). Planetesimalen formazioan, moteltze honek dakartzan ondorio fisikoak esanguratsuak dira.



11 Irudia: Presio-gradientearen ondorioz gas-partikulak jasaten duen kanporantzko indarrak partikula moteltzen du ($\eta < 1$).

Garrantzitsuena puntu honetan gasak solidoak jasaten ez duen indar bat pairatzen duela da. Eguzkiaren masa antzekoa duen protoizar batentzat ~ 1 AU-ko distantziara Keplerren abiadura orbitala ~ 10 km/s-koa da, eta gasaren abiadura ~ 100 m/s-koa [19]. Ondorioz, Keplerren abiadurara orbitatuko duen solidoak gasak eragindako arraste-indar esanguratsua jasango du. Solidoak tamaina txikia bada (μm), solidoa gasera berehala akoplatzen da eta arraste-indarrak ez du barrurantzko jito abiadurarik eragingo. Solidoaren tamaina handia bada (~ 1 km), gasak ez du eraginik solidoaren dinamikan. Tamaina ertaineko gorputzetan ($\sim 0.1 - 1$ m), ordea, solidoa ez da nahiko azkar akoplatzen gasera, eta gas eta solidoaren arteko abiadura erlatiboa dela medio barrurantzko jito abiadura agertuko da solidoan. Tamaina ertainetik aurrera solidoa ezingo da hazi orain arte erabilitako fisikarekin, eta puntu honi **metro tamainako langa** deritzo. $1 M_\odot$ masako protoizarreraren kasuan, ~ 1 AU-ko distantziara tamaina ertaineko solido batek edukiko lukeen jito abiadura ~ 10 m/s-koa da. Barrurantzko abiaduraren ondorioz, solidoa moteltzen da eta indar-grabitatorioa zentrifugoa baino handiagoa denean solidoa protoizarrerantz eroriko da. Aztertzen ari garen kasuan, solidoa ~ 100 urtetara protoizarrera eroriko litzateke. Hazten ari den harria protoizarrerantz ez erortzeko, planetesimalen hazkunderaren denbora-eskala hau baino txikiagoa izan beharko da.

4.2.2 Goldreich-Ward-en ezegonkortasunaren soluzioa

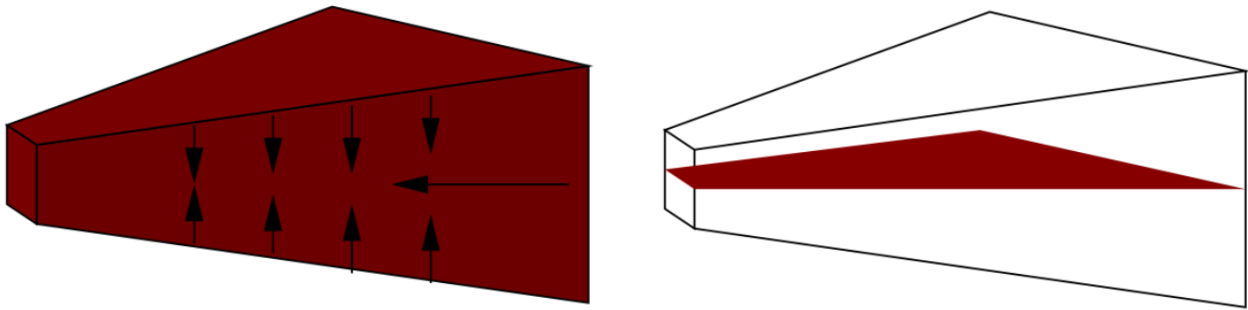
Goldreich-Ward-en ezegonkortasuna 1973. urtean argitaratu zen planetesimalen formazioa azaltzeko hipotesi gisa [27]. Gaur egun dauden teorien artean onartuena ez izan arren, teoria berrien ideia nagusiak biltzen ditu. Hortaz, hipotesi honen oinarriko kontzeptuak aztertzea funtsezkoa da planetesimalen formazioaren inguruan lehenengo pausuak emateko [17, 21].

3.1. atalean ikusi da diskoa ez dela guztiz laua, eta solido-partikulek erdiko planorantz erortzeko joera dutela. Gainera, 4.1. atalean ikusi da hauts-partikulen Browndar higiduraren dispersio-abiadura (σ) txikitu egingo litzatekeela m_{hauts}/m_{gas} handitzean. Harri-koskorren dinamika hautsaren antzekoa dela onartzen badugu baina jito erradiala gehituz, harria disko-ko erdiko planora eta barrualdera erortzean, bertako m_{solido}/m_{gas} erlazioaren balioa handitzen da (ikus 12. irudia). Ondorioz, dispersio-abiadura txikitzen da. 3.4. atalean ikusi dugun Q Toomre parametroa gas-diskoaren ezegonkortasun lokala deskribatzeko izan arren, analogiaz, solido txikiak ondorengo adierazpena erabili dezakegu:

$$Q_{solido} = \frac{\Omega_k \sigma}{\pi G \Sigma_{solido}} \quad (4.1)$$

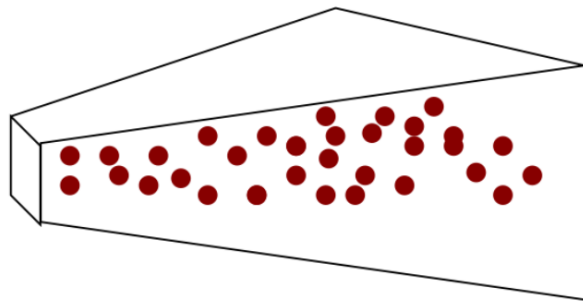
Adierazpen honi erreparatuz, σ dispersio-abiadura txikitzeak zona ezegonkortuko duela ondorioztatu dezakegu. 2.1. atalean ikusi dugun bezala, izarrarteko lainoen masa eta tenperaturaren arteko erlazioan Jeansen ezegonkortasuna gainditzen bada, lainoak kolapsatu egingo du. Analogiaz, solidoen 'gasa' hotza bada, hau da, dispersio-abiadura txikia bada solido dentsitatearekiko, kolapso azkarra emango da kilometrotako tamaina duten planetesimalak eratzea baimenduko duelarik.

Nahiz eta azaldutako ereduarekin planetesimalen formazioa baimenduta egon eta jito erradialaren arazoa konpondu, turbulenzien eragina kontuan hartzean hazkundera ezin dela gauzatu ondorioztatzen da. Zenbakizko baliotara jotzen badugu, kolapsoa emateko beharrezko masen arteko arazoia $m_{solido}/m_{gas} > 100$ da [19]. Solidoa gasa baino ugariagoa bada, solidoak gasa menderatuko du. Hortaz, solidoak eta gasak Keplerren maiztasunean orbitatuko dute. Gogora ekarriz, solidoak ez du presio-gradientearen ondoriozko moteltzerik jasaten eta gai da maiztasun hauetara orbitatzeko gasak arrasterik eragiten ez badio. Erdiko planoan aurkitzen diren gasak eta solidoak Ω_k maiztasunera orbitatuko dute, baina erdiko planoaren goian eta behean aurkitzen diren gas-geruzen abiadura baxuagoa izango da. Honek, zizailadura esfortzua eragingo du norabide bertikalean. Honi Kelvin-Helmholtz-en ezegonkortasuna deritza (ikus 13. irudia). Ezegonkortasun honek eragingo dituen turbulenziek solido-partikulak azeleratuko dituzte, eta horrela, partikulak gai izango dira erdiko planorantz eramaten dituzten indarrak gainditzeko. Hortaz, ez dira diskoaren erdiko planoan geratuko. Horregatik, diskoaren altuera inoiz ezingo da nahiko estua izan Goldreich-Ward-en mekanismoaren bitartezko planetesimalen formazioa emateko.



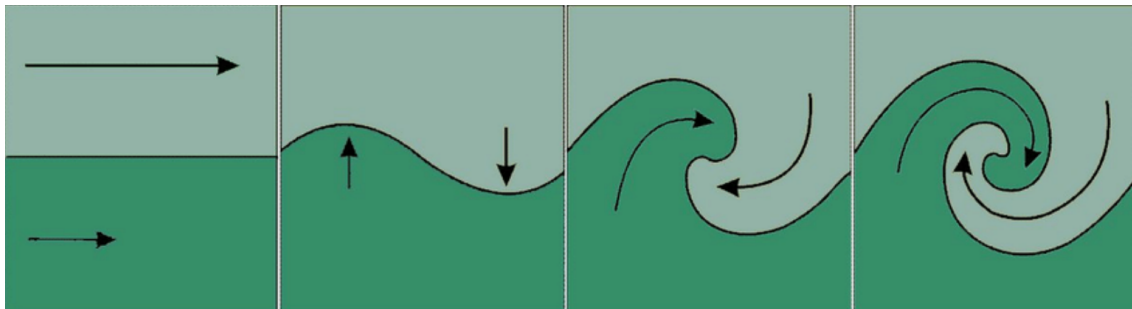
(a) Solidoa erdiko planora erortzen da eta jito erradialak barrurantz erakartzen du.

(b) Diskoko erdiko planoko zona batzutan solidoaren dentsitatea handitzen da.



(c) Solidoaren dentsitatea handitzeak zona ezegonkortzen du eta planetesimaletan zatituko da zona.

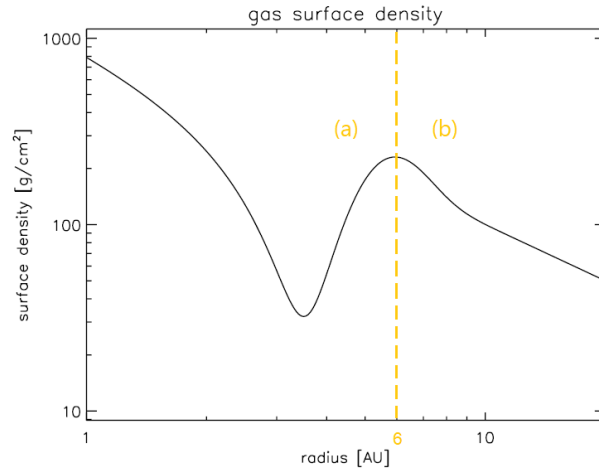
12 Irudia: Planetesimalen hazkundera azaltzeko Goldreich-Ward-en mekanismoaren eskema [17].



13 Irudia: Kelvin-Helmholtz-en ezegonkortasuna [28].

4.2.3 Fluxuaren ezegonkortasunaren soluzioa

Goldreich-Ward-en ezegonkortasuna baino onartuagoa den hipotesia 2005ean Youdin eta Goodman-ek azaldu zuten Fluxuaren ezegonkortasuna da [29]. Ezegonkortasun hau diskoan presio handiko gune bat sortzen bada agertzen da.

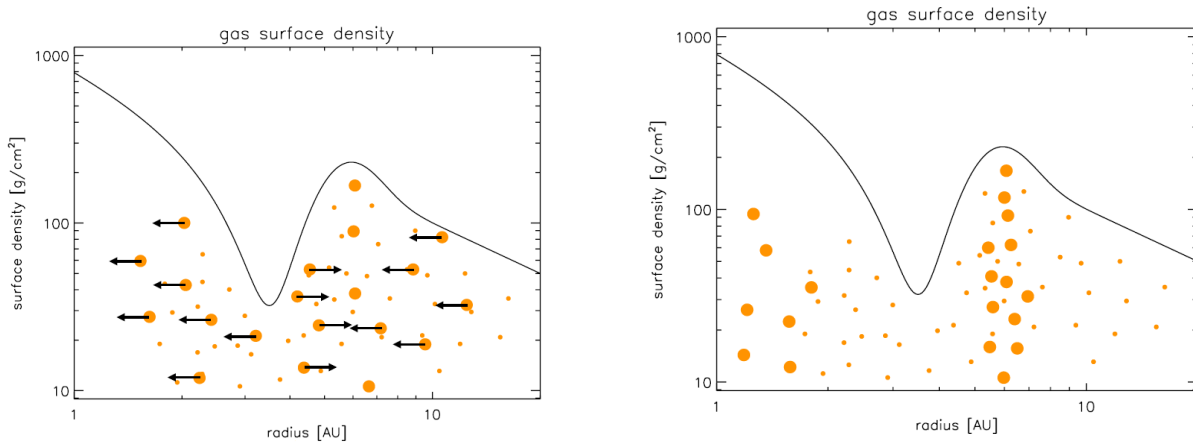


14 Irudia: Presio handiko gunee bat sortzeko gainazal-dentsitatearen forma posible bat. Adibide honetan ~ 6 AU distantziara dagoen maximo lokalean dago presio altuko eskualdea. Maximo lokalaren ezkerrean (a) zona eta eskuinaldean (b) zona bereizten dira [30].

Demagun turbulentiak direla medio 14. irudiko gasaren gainazal-dentsitatea dugula, 7. irudian genuen funtzio beherakorra beharrean. ~ 6 AU distantziara gainazal-dentsitateak maximo lokal bat dauka. Zona honetan gas-partikula gehiago egongo direnez, presio handiko zona izango da. 7. irudiko kasuan, presioa gainazal-dentsitatearekin batera txikitzen doanez, gasa moteltzen duen kanporanzko presio-gradienteak agertzen da. 14. irudiko kasuan, ordea, (a) zonan presioa txikiagoa da maximoan baino. Ondorioz, presio-gradienteak grabitate-indarraren noranzko berean egongo da, gasaren abiadura handituko duelarik. Bestalde, (b) zonan presioa maximoan baino txikiagoa da, eta presio-diferentzia ohikoa baino handiagoa izango denez, indar handiago batek eragingo du kanporantz. Horrela, zona honetako gasa moteldu egingo da.

Presio-gradienteak gas-partikulengan soilik du eragina, eta solidoaren eta gasaren arteko abiadura erlatiboa nulua ez izateagatik arraste-indarra eragingo dio gasak solidoari. Gasa azkartu den (a) zonan abiadura erlatiboa txikiagoa denez, arraste-indar gutxiago jasango du bertako solidoak. (b) zonako gasa motelago doanez, abiadura erlatiboa handiagoa izango da eta arraste-indar handiagoak bertako solidoa motelduko du. Hori dela eta, solidoa maximoan metatzen joango da (ikus 15. irudia). Eskualdean materia solidoa kontzentratzean, partikulak grabitateagatik lotuta geratu daitezke. Solidoaren dentsitatea nahiko handia bada, kolapsoa gertatu eta planetesimalak eratu daitezke [21].

Fluxuaren ezegonkortasuna gaur egungo hipotesirik onartuena izan arren, ez da guztiz zuzena. Planetesimalen hazkundera $m_{\text{solido}}/m_{\text{gas}}$ proportzio lokalaren oso mendekoa izanik, disko protoplanetario gehienetan bete ezin diren erlazioak lortzen dira hipotesi honen bitartez [19]. Hala ere, azpimarratzekoa da planetesimalak eratzeko denbora-eskala jito erradialaren denbora-eskala baino txikiagoa dela, eta ondorioz, metro tamainako langaren arazoa konponetzen duela.



(a) Solido-partikulek jasango duten higidura erresultantea geziz adierazita.

(b) Solido-partikulak gainazal-dentsitate handieneko zonatan metatzen dira.

15 Irudia: Gasaren gainazal-dentsitate jakin baterako, solido-partikulen higidura diskoko erdiko planoan [30].

4.3 Planeta lurtarren formazioa

Planetesimalak tamaina kilometrikotako gorputzak izanik, grabitate-indarra nahiko handia da elkarren arteko talkak gertatzean masa gehiena gorputz bakar batean aglomeratzeko. Planeta lurtarrak planetesimalen arteko talken ondoriozko hazkundearen emaitza dira. Hazkunde honen denbora-escala menderatuko duten faktoreak talkaren sekzio-eragilea eta eskuragai dagoen masa kantitatea izango dira [18, 19].

Planetesimalek gero eta gorputz gehiagorekin topo egin, orduan eta hazteko aukera gehiago edukiko dute. Zenbat gorputzekin topo egingo duten kuantifikatzeko **sekzio-eragilea** erabiltzen da. Zenbat eta sekzio-eragilea handiagoa, orduan eta gehiago haziko da planetesimala¹³. Honen adierazpena:

$$\Gamma = \pi s^2 \left(1 + \left(\frac{v_{ihs}}{\sigma} \right)^2 \right) \quad (4.2)$$

non Γ sekzio-eragilea den, s planetesimal esferikoen erradioa, $v_{ihs} = \sqrt{4Gm/s}$ ihes-abiadura, eta azkenik, σ planetesimalen arteko urrun daudeneko abiadura erlatiboa. Adierazpen honetatik ikus daiteke planetesimalen tamaina handitzen bada ($s \uparrow$ edo $m \uparrow$) planetesimala haztea probableagoa izango dela. Horrez gain, planetesimalen arteko abiadura erlatiboa handia bada ($\sigma \uparrow$), zailagoa izango da hazkundera. Abiadura erlatiboa oso handia den kasuan, soilik sekzio-eragile geometrikoaren barruan dagoen objektuek topatuko dute elkar, grabitate-indarraren eragina arbuigarria izanik. Dena delakoan, planetesimalek elkar topo egitean gorputzen arteko talka inelastikoa gertatuko da, eta gorputzek energia zinetikoa galduko dute. Sakabanatze-prozesuan gorputzak lotuta geratu daitezke grabitatearen ondorioz. Hau gertatzean, ezingo dute bata bestearengandik ihes egin.

¹³B. eranskinean sekzio-eragilearen adierazpenera heltzeko garapena azaldu da.

Planetesimalen arteko talkak teorikoki aztertu dira (ikus B. eranskina) eta planetesimal baten masaren hazkundera ondokoa dela lortu da:

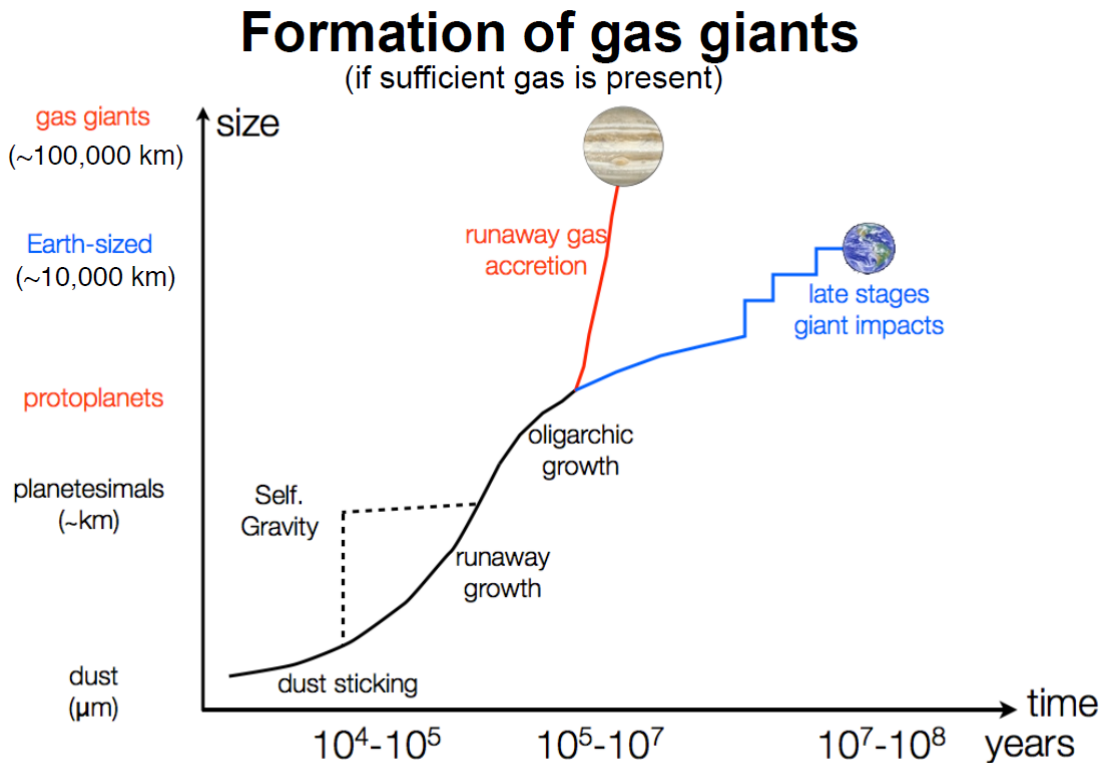
$$m(t) = \frac{1}{(m_0^{-1/3} - \frac{k}{3} \cdot t)^3} \quad (4.3)$$

non m_0 hasierako planetesimalaren masa, k masaren independenteak kontsideratu diren aldagaien¹⁴ mendeko parametroa, eta t planetesimala hazten hasi denetik igarotako denbora diren. Ekuazio honetatik ondorioztatu daiteke $t = 3/(k \cdot m_0^{1/3})$ aldiune finituan masa infinitua izango dela. Errealitatean ez da singularitasun hau gertatuko. Batetik, ezinezkoa da masa infinitua izatea, diskoko masa kantitatea finitua izanik. Bestetik, masaren adierazpena iristeko urruneko abiadura erlatiboa masaren independentea dela onartu den arren, planetesimalaren masa asko handitzean hurbilketa honek zentzua galtzen du, abiadura erlatiboa handitu egiten baita. Abiadura erlatiboa handitzea hazkundera moteltzen duen beste faktore bat dela ikusi dugu (ikus 4.2. ekuazioa). Hala ere, azterketa hau interesgarria izan da fisikoki zuzena den planetesimalen hazkunde azkarra matematikoki ondorioztatzeko [18]. Fenomeno honi planetesimalen **neurrigabeko hazkundera** deritzo.

Neurrigabeko hazkundera gertatu eta gero, gorputz batzuk besteak baino handiagoak izango dira. Planetesimal handienak enbrioi protoplanetario izenez ezagutzen dira eta inguruko planetesimal txikiagoak bereganatzeko gai izango dira. Inguruko planetesimalak enbrioiaren Hill-en esferan aurkitzen direnak dira. Analogiaz modu errazean ulertzeko zer den esfera hau, Ilargia Lurraren inguruan ari da orbitatzen, eta Lurra Eguzkiaren inguruan. Ilargia Lurraren Hill-en esferan dago, nahiz eta Eguzkia masa handiagoko objektua izan, nahiko gertu baitago Lurraren inguruan orbita egonkorak burutzeko. Planetesimala izarretik gero eta urrunago egon, gero eta handiagoa izango da esferaren erradioa. Planetesimal berdinaren arteko talken ondoriozko neurrigabeko hazkundera amaitu eta ondorengo planetesimal txikiagoen bereganatze-prozesuari **hazkunde oligarkikoa** deritzo. Enbrioi protoplanetarioaren Hill-en esfera barruan aurkitzen den masa totalari **isolamendu masa** deritzo.

Garatutako ereduetan [19], planeta lurtarrak sortzen diren zonetan isolamendu masa $\sim 0.1M_{\oplus}$ dela lortzen da. Eredu hauen arabera, planeta lurтарren hazkunderaren amaierako etapan isolamendu masara iritsi diren gorputzen arteko talkak gertatzen dira. Horrela, hazkunde-prozesu osoak $10^7 - 10^8$ urte irautesen dituela estimatzen da. Hau bat dator Eguzki-sistemaren egungo behaketekin: Eguzki-sistemaren adina $4.567 \cdot 10^9$ urtekoa da eta Lurrarena $4.543 \cdot 10^9$ urtekoa. Distantzia handiagotara (~ 5 AU), isolamendu masa $10M_{\oplus}$ dela kalkulatu da. Hau planeta erraldioen nukleoaren masaren antzekoa edo handiagoa da. Hortaz, planeta erraldioen kasuan, enbrioi protoplanetarioaren hazkunde oligarkikoa isolamendu masara iritsi baino lehenago amaitu zela uste da (ikus 16. irudia).

¹⁴Planetesimalaren dentsitatea eta abiadura erlatiboa masaren independenteak direla kontsideratu da hurbilketa modura.



C. Mordasini

16 Irudia: Solidoaren tamainaren araberako hazkundearen denbora-eskalak [19]. Hazkunde oligarkikoa eta gero, planeta erraldoiak akrezio neurrigabearen bitartez sortzen dira (ikus 5.1. atala), eta planeta lurtarrak, berriz, isolamendu masara iritsi diren gorputzen arteko talken bitartez. Eskema honetako planeta erraldoien sorrera hurrengo atalean azalduko den nukleoaren akrezio ereduan oinarritzen da.

5 Planeta erraldoien formazioa

Orain arte hautsa tamaina mikrometrikotik kilometrikotakoa izatera nola iristen den aztertu da. Azterketa hau nahikoa da planeta lurtarren formazioa azaltzeko. Planeta erraldoien kasuan, ordea, gasa konposizioaren zati garrantzitsu bat da. Jupiterren eta Saturnoren konposizioaren %90 eta %80 inguru H eta He dira hurrenez hurren. Urano eta Neptunoren kasuan, H eta He kantitateak %10 – 15 tartean oszilatu du [31]. Planeta erraldoien formazioa justifikatzeko, atal honetan aztertuko diren bi hipotesi nagusi existitzen dira. Lehenengoa, nukleoaren akrezioa, orain arte azaldutako solidoaren bilakaeraren jarraipena da. Bigarren-goa, diskoaren ezegonkortasunaren eredu, planetak diskoko zona baten kolapsotik sortzen direla baieztatzen duen hipotesia da. Azken hipotesi honek aurkezten dituen planetak eratzeko zailtasuna dela eta, gaur egunera arte dagoen eredurik onartuena nukleoaren akrezioa da. Hala ere, gaur egun planeten formazioaren eztabaidan bi hipotesiak ikertzen direnez gero, bien ideia nagusiak aztertuko ditugu.



(a) Hautsetik nukleoa sortzea da jada aztertutako diren trantsizio ezberdinen bitartez. Behin nukleoa eratu dela, hau gai da gasa bereganatzeko grabitatearen bitartez.



(b) Diskoko gas-multzo batek kolapsatu egiten du.

17 Irudia: Planeta erraldoien sorrera azaltzeko bi teoria [32].

5.1 Nukleoaren akrezioa

Hipotesi honen arabera, planeta erraldoien nukleoak planeta lurtarrak eratzen diren modu berean sortzen dira. Ondoren, nukleoek nahikoa masa izan dezakete diskoko gasarekin elkarrekintza nabariak izateko. Planeta erraldoien formazioa azalduko duen nukleoaren akrezio eredua hiru fasetan banatzen da (ikus 18. irudia) [19, 21, 33]:

1. **Nukleoaren formazioa:** 4.3. atalean ikusi den bezala, planetesimalak neurrigabeko hazkundera pairatzen dute. Behin enbrioi protoplanetarioa eratu dela, hazkunde oligarkikoa hasten da. Gas-diskoaren bizitza $5 \cdot 10^6 - 10^7$ urte izanik, nukleoaren formazioa denbora-escala laburragoan gertatu behar da (ikus 16. irudia).
2. **Hazkunde hidrostatikoa:** nukleoak diskoko gasa bereganatzen du eta eratzen den estalkia oreka hidrostatikoa hazten da, hau da, grabitatearen eta presio-gradientearen arteko oreka mantenduko delarik. Gorputz baten temperatura bere ingurua baino handiagoa bada erradiazio bidezko hozte-prozesua gertatzen denez, energia galtzean planetak (estalkia + nukleoa) uzkurdu egin behar du energia potentzial grabitatorioa erradiazio termiko bilakatzeko. Hasieran planetaren masaren zati handiena nukleo solidoan dago, eta estalkia bakarrik denez konprimagarria, uzkurdura oso motel gertatuko da. Ondorioz, gasaren bereganatze-prozesua motela da. Estalkiaren tamaina handitzen doan heinean, planetaren masa handitzen doa. Horrela, helmen-grabitatorio handiagoa izango du eta nukleoak hasieran erakarri ezin zituen urrutiagoko planetesimalak ahalko ditu bereganatu. Planetesimal berri hauek nukleora joango dira. Hortaz, fase honetan estalkia eratu eta hazteaz gain, nukleoa ere hazi egingo da. Fase hau $M_{nukleoa}/M_{estalkia} \sim 1$ denean amaitzen da, eta hau gertatzeko $10^6 - 10^7$ urte inguru behar dira.
3. **Akrezio neurrigabea:** estalkiaren masa nukleoarena baino handiagoa denean, gasaren bereganatze-prozesua drastikoki azkartzen da. Fase hau azkarra izan arren, planetaren masa magnitude ordena bat edo gehiago handitzeraino iristen da denbora-tarte

honetan. Diskoko gasa disipatzen denean, edo planetak masa nahikoa duenean disko protoplanetarioan hutsunea sortzeko, akrezio neurrigabea amaitzen da. Fase honen amaierako gorputzaren hozte-prozesuan barne-presioa txikitzen da, eta ondorioz, planeta konprimatzen hasten da, planetaren nukleoa berotuko delarik. Planetak mekanismo hau jasango du bere amaierako oreka-egiturara iritsi arte.



18 Irudia: Nukleoaren akrezio ereduaren hiru faseak, ezkerretik eskuinetara [33].

Gas-diskoaren bizitza $5 \cdot 10^6 - 10^7$ urtekoa dela jakinik, planeten formazioa denbora-muga honekin bat etorri behar da [21]:

- **Gasezko erraldoiak:** nukleoaren akrezio ereduaren arabera, Jupiterrek $8 \cdot 10^6$ urte behar izan zituen eratzeko, eta Saturnok, berriz, 10^7 urte. Gas-diskoaren bizitzarekin alderatuz, gasezko erraldioen formazioa motelegia dela kontsideratzen da. Hala ere, eredura zenbait aldaketa gehituta (harri-koskorren akrezioa, besteak beste), planeta hauen formazioak milioi bat urte baino gutxiago iraun zituela lortzen da.
- **Erraldoi izoztuak:** Urano eta Neptunok $2 \cdot 10^7$ urte behar izan zituzten eratzeko. Nukleoaren akrezio ereduaren arabera, planeta hauen formazioaren erdian gas-diskoa desagertzean, hidrogenoz eta helioz eraturiko gas-estalkiz inguraturiko $\sim 10 M_{\oplus}$ -ko nukleoa zuten gorputzak eratu ziren. Teoria honek auresaten duena bat dator Urano eta Neptunoren konposizioarekin.
- **Planeta lurarrak:** nukleoaren formazioko fasea eta gero, gorputzen arteko talken bitartez eratu ziren planeta hauek.

5.2 Diskoaren ezegonkortasuna

Planeten formazioa azaltzeko nukleoaren akrezio ereduaren alternatiba bat diskoaren ezegonkortasunetik abiarazitako formazioa da. Hipotesi honen arabera, planeta erraldoiak gas-diskoaren ezegonkortasunen ondorioz abiarazten den kolapso batetik eratzten dira. Diskoko zonaren batean gas-dentsitatea altua bada eta tenperatura baxua, grabitazio-kolapsoa eman daiteke. Grabitatearen eta presio-gradientearen ondoriozko indarrez gain, biratzen ari den diskoak bestelako indar bat jasango du. Diskoaren zentrotik gertuago dagoen aldeak azkarago biratuko du kanpokoak baino, eta ondorioz, edozein gas-multzok zizailadura-efortzua jasango du. Zizailadura honek gas-multzooa banantzeko joera duenez, kolapsoaren aurkako indar bat edukiko dugu.

Diskoko zona baten egonkortze- eta ezegonkortze-indarren arteko lehia kuantifikatzeko, jada aipatutako Q Toomre parametroa erabiltzen da (ikus 3.4. atala). $Q < 1$ bada, ezegonkortze-indarrek egonkortze-indarrak gainditzen dituzte eta kolapsoa gertatu daiteke. 3.9. ekuaziotik ondorioztatu daiteke zein faktorek eragiten duten kolapsoan. Gasaren gainazal-dentsitatea (Σ_{gas}) handia bada, kolapsoa gertatzea errazagoa da. Temperatura handiagoa bada, c_s soinuaren abiadura handiagoa izango da, eta ondorioz, kolapsoa gertatzea zailagoa izango da. Gasak azkarrago biratzen badu (Ω), zailagoa izango da kolapsoa gertatzea.

Baldintza hauek soilik diskoaren zentrotik urrun bete daitezke. Gainera, inguruan supernoba baten leherketak gainazal-dentsitatea handitu eta kolapsoa gauzatzen lagundu dezake. Eguzki-sistemaren laino molekular aurrekaria aztertzean, jada aipatu da inguruan supernoba bat egotea posible dela [12]. Behin kolapsoa abiarazi denean, energia potentzial grabitatorioaren zati bat energia termiko bihurtzen da. Energia termikoaren zati bat espaziora igorriko da erradiazio termiko moduan, eta energia-galera honek kolapsoa azkartuko du. Puntu batetik aurrera, hidrogeno molekulak hautsiko dira disoziazioaren bitartez. Kolapsoa kuasiestatiko izatetik hidrodinamikoa izatera igaroko da, prozesua azkartuko delarik. Ezegonkortasunaren ondoriozko kolapsoa hasi denetik protoplaneta eratzeko milioi bat urte baino gutxiago behar dira.

Behin hipotesiaren nondik norakoak ulertuta, Eguzki-sistemako planeten formazioa azaltzeko gai den edo ez aztertuko dugu [21]:

- **Gasezko erraldoiak:** zenbakizko simulazioen bitartez, Jupiterren masaren %8 – 15 bitartean metalak direla kalkulatu da, eta Saturnorena are handiagoa dela uste da. Planeta hauek mekanismo honen bitartez soilik sortuko balira, planeten konposizioa disko protoplanetarioaren antzekoa izan beharko litzateke, baino diskoaren masaren soilik \sim %1a dira metalak. Hau azaltzeko, gas-multzotik kanpo aurkitzen diren planetesimalen akrezioa hartzen da kontuan. Gas-multzoak inguruko planetesimalen orbita perturbatuko du. Planetesimalek perturbazio hauen ondorioz gas-multzoa zeharkatzen badute, zona honen dentsitate altuak planetesimalaren higidura motelduko du. Nahikoa moteltzen badira, planetesimalak lotuta geratuko dira. Ondorioz, gas-multzoaren metal kantitatea igoko da, eta Jupiterren metal konposizioarekin bat datozen emaitzak lortzen dira. Prozesuak berak azaltzen ez duen beste faktore bat Jupiterren Eguzkirainoko distantzia da (5.2 AU batez bestean). Hipotesi honen arabera, Jupiter bezalako planeta bat \sim 10 AU-ko distantziara eratuko litzateke. Hau justifikatzeko, planetak jaio zen lekutik gaur egungora migratu zuela uste da.
- **Erraldoi izoztuak:** diskoaren ezegonkortasunaren bidezko formazioaren arabera, Urano eta Neptuno gasezko erraldoiak izan beharko lirateke. Hala ere, soilik masa totalaren %10–15 da H eta He. Gainera, planeten masak txikiegiak dira mekanismo honen bitartez sortzeko. Hasierako Eguzki-sistemak inguruan izar jaioberriren bat izan balu, izar honek igorritako erradiazio ultramoreari esker gas-partikulek ihes egin ahalko lukete (fotobaporizazioa). Horrela, H eta He-ren galera justifikatu daiteke.
- **Planeta lurtarrak:** mekanismo honek ezin du planeta hauen formazioa azaldu.

6 Gaur egungo ikerkuntza

Planeten sorreraren ikerketa irekita jarraitzen duen astrofisikako arlo garrantzitsu bat da. Exobiologiarekin duen lotura estua dela eta, planeten sorrerari buruzko teoria osatua etorkizunean bizitzaren distribuzioa aurrerako erreminta lagungarria izan daiteke. Hori lortzeko, lehenik irekita dauden eztabaidagaiak konpondu behar dira. Gaur egun ikerkuntza arlo honen erronka nagusiak planetesimalen hazkunde azkarra eta planeten migrazioa azaltzea dira.

- Fluxuaren ezegonkortasunaren hipotesia (ikus 4.2.3. atala) ez da gai planetesimalen formazioa guztiz azaltzeko, disko protoplanetario gehienetan bete ezin diren solidoaren eta gasaren masaren arteko erlazioak behar direlako planetesimalak modu honetan hazteko. Hala ere, planeten formazioan adituak direnak hipotesi honetatik abiatzen dira teoria konplexuagoak garatzeko. Adibidez, 14. irudia erabiliz azaldutako gasaren presio handiko guneak egoteaz gain, harri-koskorren kontzentrazioa dagoela gehitzea aukeretako bat da (harrien akrezioa). Fluxuaren ezegonkortasunaren hipotesiaren baliagarritasuna baieztatzeko, zenbakizko simulazio sofistikuatuak egiten ari dira gaur egun¹⁵. Hauetan, fluxuaren ezegonkortasunaren ondoriozko planetesimalen formazioa simulatu eta emaitzak Eguzki-sistemako behaketekin konparatzen dituzte, besteak beste, Kuiperren Gerriko objektuekin.
- Planeten migrazioa exoplaneten behaketei esker [21] mahai gainean jarri zen gai bat da. 1995. urtean, *51 Pegasi* izarraren inguruan lau eguneko orbita burutzen zuen eta Jupiterren masa antzekoa zuen planeta bat detektatu zen. Harrez geroztik, ezaugarri antzekoak dituzten hainbat exoplaneta behatu dira. Hauei *Jupiter beroak* deritze. Lan honetan aztertu diren planeten inguruko teoriak ezin dute horrelako egoera bat azaldu. Horregatik, horrelako planetak nukleoaren akrezio ereduaren bitartez edo diskoko ezegonkortasunaren mekanismoaren bitartez sortu ondoren, orbita txikiagotara higitzen direla uste da.
- Planeten migrazioaz gain, horrelako sistemak azaltzeko beste aukera bat planeta erraldoien formazioa okerra dela da. Hainbat ebidentziek planeten sorreraren inguruko teoriak indartzen dituzten arren, baztertu ezin den aukera bat da.

¹⁵Simulazioen adibideak: <http://jbsimon.com/2dsi.html>

7 Ondorioak

Lan honetan planeten sorreraren inguruan dauden teoria garrantzitsuenak bildu dira. Abiapuntutzat izar galaktikoak jaiotzen diren ingurunea hartu da; laino molekular erraldioen nukleoa. Gaur egun dagoen planeten sorreraren ikerkuntza hipotesi nebularrean oinarritzen da; planetak izarren sorrerako arrastoen bateratzea dira. Horregatik, ezinbestekoa izan da planeten sorreraz hitz egitean, lehenengo izarren sorreraren funtsezko ezagutzak aztertzea.

Laino molekularren kolapsoaren ondorioz, ondoren izarra izango den protoizarra eta honen inguruan egongo den disko protoplanetarioa eratzen dira. Disko honetan dagoen materiaren %99a hidrogeno eta helioz osatutako gasa da, eta gainerakoa solidoa da. Solidoak gas-diskoarekin duen elkarrekintza tamainaren arabera dela jakinik, planeta lurarren formazioa azaltzeko solidoaren tamainaren arabera eredu fisiko ezberdinak erabiltzen dira:

- Hautsetik harri-koskorretara: indar molekularrak direla eta, hauts-pikorak itsatsita geratzen dira tamaina handiagoko solidoak eratuko direlarik.
- Harri-koskorretatik planetesimaletara: jito-erradialak suposatzen duen denbora-eskalen arazoa konpontzeko, bi teoria posible aztertu dira. Batetik, Goldreich-Ward-en ezegonkortasunean, solidoa diskoaren erdiko planora erortzean eta protoizarrerantz gerturatzetan planoko zona batzuetan dentsitatea handitzearen ondoriozko kolapsoa emango da. Gaur egun badakigu mekanismo hau ez dela posible Kelvin-Helmholtz-en ezegonkortasuna dela eta. Horregatik, onartuago dagoen teoria fluxuaren ezegonkortasunarena da. Kasu honetan, harri-koskorren tamaina hazteko presio handiko gunek agertu behar dira diskoan zehar. Horrela, solidoaren gainazal-dentsitatea handituko da zona hauetan, eta kolapsoa eman daiteke.
- Planetesimaletatik planeta lurretara: planetesimalen elkarrekintza grabitatorioak garrantzia hartzen du solidoaren tamaina honetarako. Planetesimalen arteko talken ondorioz, hauen arteko abiadura erlatiboa txikitzen da eta solidoa lotuta geratzen da. Planetesimalek neurrigabeko hazkundera pairatzen dute, eta hau amaitzean, planetesimal handienek hazkunde oligarkikoa jasaten dute isolamendu masara iritsi arte. Azkenik, isolamendu masara iritsi diren gorputzen arteko talken bitartez planeta lurtarrak eratzen dira.

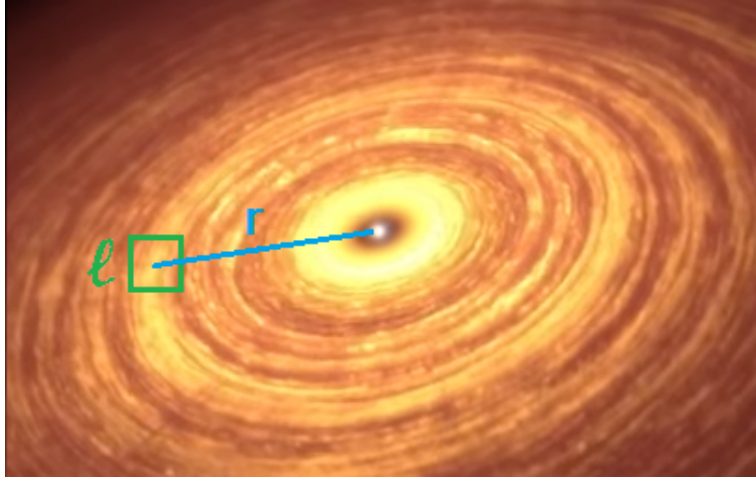
Ondoren, planeta erraldoiak eratzeko bi modu posible aztertu dira. Aurretik aztertu den solidoaren hazkunde-prozesua beharrezkoa da planeta lurtarrak eratzeko. Planeta erraldioen kasuan, ordea, aipatutako prozedura planeta hauen nukleoa eratzeko beharrezko mekanismoa izan daiteke, eta ondoren gasa bereganatu (nukleoaren akrezio eredu) edo zuzenean diskoaren ezegonkortasuna izeneko fenomenoaren bitartez eratu. Kasu honetan, gas-diskoaren ezegonkortasunaren ondorioz abiarazten den kolapsoetik eratzen dira planeta erraldoiak.

Amaitzeko, planeten inguruko gaur egungo ikerkuntzaren egoera eztabaidatu da. Planeten sorreraren ikerkuntzak azaldu ezin dituen gaien artean garrantzitsuenak planetesimalen formazio azkarra eta Jupiter beroen sorrera justifikatzeko migrazio-teoriaren beharra dira. Exoplanetak detektatzeko teknologia aurrerapenekin, etorkizunean planeten sorreraren inguruko teoriak indartzea edo baztertzea espero da.

Eranskinak

A Toomre parametroaren balio hurbildua

Demagun protoizarretik r distantziara dagoen disko lau baten l aldeko zati bat aztertzen ari garela 19. irudian agertzen den moduan [19].



19 Irudia: Disko protoplanetario lau batean protoizarretik r distantziara dagoen l aldeko zona.

Zati honen masa $m \approx \Sigma l^2$ izango da, non Σ gainazal-dentsitatea den. Suposatuko dugu gas-diskoa dela, hau da, hautsik ez dagoela. Hau hurbilketa onargarria da gasa diskoaren %99 denez gero. Zati honen energia potentzial grabitatorio propioa:

$$U_G \approx -Gm^2/l \approx -G\Sigma^2 l^3 \quad (\text{A.1})$$

Energia termikoaren adierazpena, gasaren soinu-abiadura $c_s = \sqrt{K_B T/\mu m_p}$ bada:

$$U_T \approx \frac{1}{2}mc_s^2 \approx \frac{1}{2}\Sigma l^2 c_s^2 \quad (\text{A.2})$$

Eta azkenik, energia zinetiko errotazionala, Ω maiztasun orbitala bada:

$$U_R \approx \frac{1}{2}m\Omega^2 l^2 \approx \frac{1}{2}\Sigma\Omega^2 l^4 \quad (\text{A.3})$$

l aldeko zati hau ezegonkorra bada, grabitateak energia termikoa eta errotazionala gaindituko du, hau da,

$$U_G + U_T + U_R < 0 \quad (\text{A.4})$$

baldintza beteko da. Energiaren adierazpenak ordezkatzuz, ondorengo baldintzara iristen gara:

$$-2G\Sigma l + \Omega^2 l^2 + c_s^2 < 0 \quad (\text{A.5})$$

Baldintza honen ezkerreko aldean aurkitzen den $f(l) = -2G\Sigma l + \Omega^2 l^2 + c_s^2$ funtzioaren balio negatiboek ezegonkortasun baldintza betetzen dute. Funtzioaren balio negatiboak existitzen badira, zatirik ezegonkorrenaren tamaina funtzioaren minimotik lor dezakegu. Zati ezegonkorrena aztertzea interesatzen zaigu, kolapsoa edo dena delako fenomenoak beti zona ezegonkorrenak menderatuko baitu. Minimoa kalkulatzeko $l = G\Sigma/\Omega^2$ dela lortzen da. Balio hau erabiliz, [A.5.](#) ekuazioko baldintza ondorengo moduan berriatzi dezakegu:

$$\frac{\Omega c_s}{G\Sigma} < 1 \quad (\text{A.6})$$

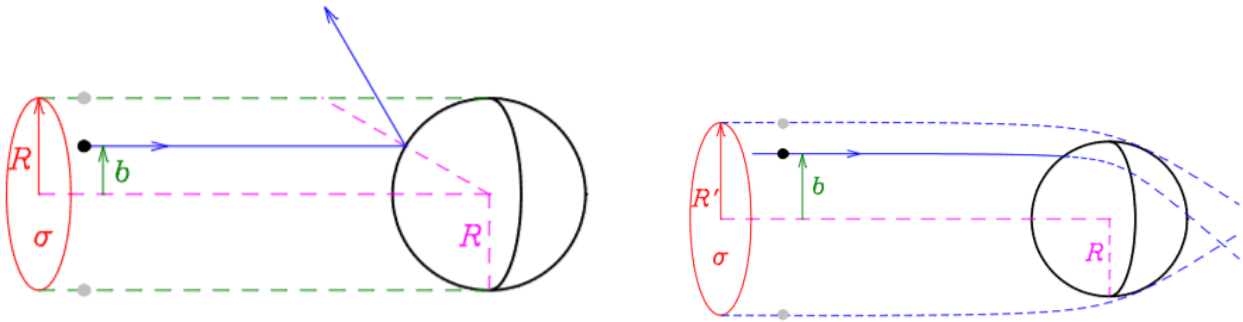
Ekuazioko ezkerreko aldean dagoenari **Q Toomre parametroa** deritza. Modu zehatzagoan kalkulatzeko bada, $1/\pi$ -ko zuzenketa gehitu behar dela lortzen da:

$$Q \equiv \frac{\Omega c_s}{\pi G\Sigma} \quad (\text{A.7})$$

Toomre parametroaren balioa bat baino txikiagoa bada zona batean, zona hori ezegonkorra izango da.

B Planetesimalen neurrigabeko hazkundearen frogapen matematikoa

Planetesimalen hazkunde-prozesuan hauen dentsitatea konstante mantentzen dela onartuz, planetesimalaren tamaina zuzenean bere masarekin erlazionatuta egongo da. Gorputzak nahikoa txikiak direnean, grabitatearen eragina arbuigarria da bi gorputzen arteko talka gertatuko den edo ez aztertzean. Bi gorputz txikiren arteko talka gertatuko da bata bestearen ibilbidean topo egiten badu. Planetesimalen kasuan, ordea, nahikoa masa dute beste gorputzen ibilbideak desbideratzeko eta talkak areagotzeko. Ondorioz, planetesimalen harrapatze sekzio-eragilea ($\Gamma = \pi R'^2$) handiagoa da gorputz txikiagoen sekzio-eragile geometrikoa baino ($\Gamma = \pi R^2$) (ikus 20. irudia). Abiadura erlatiboak eragin nabarmena izango du gorputzen arteko talka gertatuko den edo ez aztertzean. Gorputzak erlatiboki oso azkar higitzen badira, elkar eragindako grabitate-indarrak eragin txikia izango du orbitetan. Oso motel higitzen badira, aldiz, distantzia handitara ere ibilbideak desbideratuko dira.



(a) Sekzio-eragile geometrikoa. Grabitatea ez da kontuan hartzen solidoa txikia denean ($R \ll$).

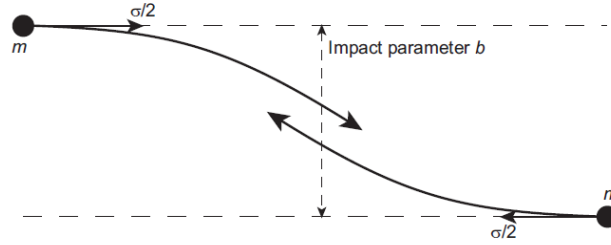
(b) Harrapatze sekzio-eragilea. Grabitatea kontuan hartzen da solidoa ez denean txikia.

20 Irudia: Solido baten eta masa puntual baten elkarrekintza [15]. Irudi hauetan sinplifikazioagatik beste objektua masa puntuala dela onartu da, baina errealitatean beste planetesimalaren sekzio-eragilea ere kontuan hartu behar da.

Bi planetesimalen arteko sekzio-eragilea kalkulatu da jarraian. Demagun ibilbide paraleloan b jotze-parametroarekin eta σ abiadura erlatiboz hurbiltzen ari diren s erradioko eta m masako bi planetesimal esferiko ditugula. Gerturatzen diren heinean, ibilbideak desbideratu egingo dira grabitatearen eragina dela eta. Sistema honen sekzio-eragilea ondorengoa da: $\Gamma = \pi b^2$. Adierazpena planetesimalen ezaugarrien (masa eta erradioa) eta abiadura erlatiboaren arabera lortu nahi da, diskoaren dinamikarekin erlazionatzeko.

Jakinik hasierako abiadura erlatiboa $\sigma = v_{1i} - v_{2i}$ dela, masa-zentroko erreferentzia-sistematik aztertzen badugu, $v_{1i} = -v_{2i} = \sigma/2$ da. Energiaren kontserbazioa erabiliz, gorputzak oso urrun eta oso gertu daudeneko egoeren energiak berdintzen baditugu:

$$2 \cdot \frac{1}{2} m \left(\frac{\sigma}{2} \right)^2 = 2 \cdot \frac{1}{2} m v_{max}^2 - \frac{Gm^2}{\Delta R} \quad (\text{B.1})$$



21 Irudia: b jotze-parametroarekin bananduta σ abiadura erlatiboz gerturaten diren m masadun gorputzen ibilbideak [18].

non v_{max} planetesimal bakoitzak (masa-zentrotik ikusita) eduki dezakeen abiadura maximoa den ΔR distantzia minimora. Oso urrun dauden gorputzen grabitatearen ondoriozko elkarrekintza arbuia garria da. Momentu angeluarra masa-zentrotik pasatzen den hasierako ibilbideei paralelo den ardatzekiko kalkulatu, momentu angeluarraren kontserbazioaren arabera:

$$2 \cdot m \cdot \left(\frac{b}{2}\right) \cdot \left(\frac{\sigma}{2}\right) = 2 \cdot m \cdot \frac{\Delta R}{2} \cdot v_{max} \quad (\text{B.2})$$

$$v_{max} = \frac{b \cdot \sigma}{2 \cdot \Delta R} \quad (\text{B.3})$$

Talka bortitza $\Delta R \leq s$ denean gertatuko dela kontsideratzen da, eta $s < \Delta R < 2s$ denean, berriz, talka oso arina dela [18]. $\Delta R = s$ eginez, eta v_{max} B.1. ekuazioan ordezkaturik, ondoko jotze-parametroa lortzen da:

$$b^2 = s^2 + \frac{4Gms}{\sigma^2} \quad (\text{B.4})$$

Ihes-abiadura $v_{ihes}^2 = 4Gm/s$ izanik, $\Gamma = \pi b^2$ sekzio-eragilea ondoko moduan berridatzi daiteke:

$$\Gamma = \pi b^2 = \pi s^2 \left(1 + \left(\frac{v_{ihes}}{\sigma}\right)^2\right) \quad (\text{B.5})$$

Emaitzaren formari behatuz, diskoa dinamikoki 'hotza' denean, hau da, σ txikia denean, sekzio-eragilea handitu egingo da. Talken ondoriozko hazkunde-tasa:

$$\frac{dm}{dt} = \rho_p \cdot \sigma \cdot \pi b^2 = \rho_p \cdot \pi^2 s^2 \left(1 + \left(\frac{v_{ihes}}{\sigma}\right)^2\right) \quad (\text{B.6})$$

Ekuazio diferentziala askatzeko, σ nahikoa txikia bada $\left(\frac{v_{ihes}}{\sigma}\right) \gg 1$ dela onar dezakegu:

$$\frac{dm}{dt} = \rho_p \cdot \pi^2 s \frac{4Gm}{\sigma^2} \quad (\text{B.7})$$

Ekuazio diferentzial hau ebazteko parametro guztiak masaren edo denboraren funtzio adierazi behar dira hauekiko mendekotasunik badute. s planetesimalen erradioa izanik, hauen masa $m \propto s^3$ izango da. Hasieran onartu dugu planetesimalen dentsitatea ez dela tamainarekin

aldatzen, hau da, konstantea dela. Hortaz, ρ_p ez da masaren funtzio. σ abiadura erlatiboa ere masaren independentea dela onartuko dugu¹⁶. Horrela, aurreko ekuazioa integratuz:

$$\frac{dm}{dt} = k \cdot m^{4/3} \quad (\text{B.8})$$

non k masaren independentea den. Ekuazio hau ebaztean lortutako emaitza:

$$\int_{m_0}^m \frac{dm'}{m'^{4/3}} = \int_0^t k dt'$$
$$m(t) = \frac{1}{(m_0^{-1/3} - k \frac{t}{3})^3} \quad (\text{B.9})$$

B.9. ekuaziotik ondorioztatu daiteke $t = 3/(k \cdot m_0^{1/3})$ aldiune finituan masa infinitua izango dela. Azterketa hau fisikoki zuzena den planetesimalen hazkunde azkarra matematikoki ondorioztatzeko baliagarria izan da. Fenomeno honi planetesimalen **neurrigabeko hazkundera** deritzo.

¹⁶Hurbilketa honetan grabitatearen ondorioz planetesimalen arteko abiadura erlatiboa handitzen dela argi egiten ari gara.

Erreferentziak

- [1] D. Apai, F. Ciesla, G. D. Mulders, I. Pascucci, R. Barry, K. Pontoppidan, E. Bergin, A. Bixel, S. Brittain, S. D. Domagal-Goldman, *et al.*, “A comprehensive understanding of planet formation is required for assessing planetary habitability and for the search for life,” *arXiv preprint arXiv:1803.08682*, 2018.
- [2] International Astronomical Union, “Definition of a planet in the solar system.” www.iau.org/static/resolutions/Resolution_GA26-5-6.pdf, 2006.
- [3] S. Soter, “What is a planet?,” *The Astronomical Journal*, vol. 132, pp. 2513–2519, jan 2006.
- [4] P. Schneider, *Extragalactic astronomy and cosmology: an introduction*. Springer, 2014.
- [5] B. W. Carroll and D. A. Ostlie, *An introduction to modern astrophysics*. Cambridge University Press, 2017.
- [6] Lumen Learning, “Formation of the solar system.” <http://cnx.org/contents/2e737be8-ea65-48c3-aa0a-9f35b4c6a966@10.1>.
- [7] K. R. Lang, *Essential astrophysics*. Springer, 2013.
- [8] M. D. Smith, *The origin of stars*. World Scientific, 2004.
- [9] I. De Pater and J. J. Lissauer, *Planetary sciences*. Cambridge University Press, 2015.
- [10] C. J. Lada, A. A. Muench, J. Rathborne, J. F. Alves, and M. Lombardi, “The nature of the dense core population in the pipe nebula: thermal cores under pressure,” *The Astrophysical Journal*, vol. 672, no. 1, p. 410, 2008.
- [11] S. Pfalzner, M. B. Davies, M. Gounelle, A. Johansen, C. Munker, P. Lacerda, S. P. Zwart, L. Testi, M. Tieloff, and D. Veras, “The formation of the solar system,” *Physica Scripta*, vol. 90, no. 6, p. 068001, 2015.
- [12] F. C. Adams, “The birth environment of the solar system,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 48, pp. 47–85, 2010.
- [13] S. Tachibana and G. R. Huss, “The initial abundance of 60 fe in the solar system,” *The Astrophysical Journal*, vol. 588, pp. L41–L44, mar 2003.
- [14] S. W. Stahler, D. Korycansky, M. J. Brothers, and J. Touma, “The early evolution of protostellar disks,” *The Astrophysical Journal*, vol. 431, pp. 341–358, 1994.
- [15] J. M. Aguirregabiria, *Mekanika klasikoa*. Universidad del País Vasco, 2004.
- [16] J. P. Williams and L. A. Cieza, “Protoplanetary disks and their evolution,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 49, pp. 67–117, 2011.
- [17] P. J. Armitage, “Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems,” *arXiv preprint astro-ph/0701485*, 2007.

- [18] P. J. Armitage, *Astrophysics of planet formation*. Cambridge University Press, 2020.
- [19] R. Alexander, *Lecture notes in Planet Formation*. University of Leicester, 2017.
- [20] H. Klahr, W. Brandner, *et al.*, *Planet formation: theory, observations, and experiments*. Cambridge University Press, 2006.
- [21] M. Podolak, *Planet Formation*, p. 108. 2018.
- [22] D. Apai and D. S. Lauretta, *Protoplanetary Dust: Astrophysical and Cosmochemical Perspectives*, vol. 12. Cambridge University Press, 2010.
- [23] A. Crida, “Minimum mass solar nebulae and planetary migration,” in *Planet Formation and Evolution: The Solar System and Extrasolar Planets*, University of Tübingen, Mar. 2009.
- [24] C. Hayashi, “Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula,” *Progress of Theoretical Physics Supplement*, vol. 70, pp. 35–53, 01 1981.
- [25] S. P. Ruden, “The Formation of Planets,” in *The Origin of Stars and Planetary Systems* (C. J. Lada and N. D. Kylafis, eds.), vol. 540 of *NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C*, p. 643, Jan. 1999.
- [26] European Southern Observatory, “Alma image of the protoplanetary disc around θ 1 tauri.” <https://www.eso.org/public/images/eso1436a/>, 2014.
- [27] P. Goldreich and W. R. Ward, “The formation of planetesimals,” *The Astrophysical Journal*, vol. 183, pp. 1051–1062, 1973.
- [28] P. Filippini, K. Mattila, L. Hegele Jr, and D. Siebert, “Kinetic projection and stability in lattice- boltzmann schemes,” Nov. 2015.
- [29] J. G. Andrew N. Youdin, “Streaming instabilities in protoplanetary disks,” *The Astrophysical Journal*, vol. 620, pp. 459–469, Feb. 2005.
- [30] R. van Boekel, “Planet formation.” https://www2.mpia-hd.mpg.de/~beuther/pf_ws1516_rvb.pdf, 2015-2016.
- [31] W. B. Hubbard and M. S. Marley, “Optimized jupiter, saturn, and uranus interior models,” *Icarus*, vol. 78, no. 1, pp. 102–118, 1989.
- [32] Joliet Junior College, “How solar system was formed.” <https://jjcastronomy.wordpress.com/2017/05/01/how-solar-system-was-formed/>, 2017.
- [33] J. B. Pollack, O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak, and Y. Greenzweig, “Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas,” *icarus*, vol. 124, no. 1, pp. 62–85, 1996.