

# La formazione dei planetesimi

*Ivan De Gennaro Aquino*

## Introduzione

La formazione dei planetesimi, oggetti di dimensioni chilometriche nella nebulosa solare primordiale da cui si sarebbero originati i pianeti, è un problema aperto in astrofisica. Sono stati proposti diversi meccanismi che producessero oggetti chilometrici a partire dalla polvere, ma rimangono ancora irrisolti o contraddittori alcuni aspetti chiave nei diversi modelli. Alle difficoltà teoriche va aggiunta la quasi totale assenza di prove osservative. Di recente si sono ottenuti importanti risultati sperimentali riguardanti i processi chimico-fisici che determinano l'aggregazione e accrescimento della polvere e la formazione delle meteoriti. Di pari passo sono aumentate sensibilmente le capacità computazionali. In questo lavoro vogliamo descrivere brevemente la teoria alla base della formazione planetaria, soffermandoci sulle proprietà della componente polverosa e sulla dinamica dei planetesimi, per esaminare infine lo stato attuale delle teorie di formazione dei planetesimi maggiormente condivise.

Lavoro realizzato per l'esame di Sistemi Planetari, docente Prof. Paolo Paolicchi, Università di Pisa.

## 1 La formazione del disco planetario

I dischi protoplanetari sono dischi di accrescimento, piatti e relativamente freddi, osservati attorno a stelle giovani, estesi da decine a centinaia di unità astronomiche (Williams & Cieza, 2011). Sono composti da una mistura di gas e materia condensata, quest'ultima sotto forma di grani di polvere interstellare. La massa totale del disco è dell'ordine di qualche centesimo della massa del corpo centrale, mentre la componente condensata costituisce all'incirca l'1% della massa del disco. Il nostro Sistema Solare si sarebbe formato, in un periodo di pochi milioni di anni, dal raffreddamento del disco protostellare e dalla successiva condensazione del disco protoplanetario in planetesimi, oggetti di dimensioni chilometriche da cui si sarebbero successivamente formati i corpi planetari odierni.

L'evoluzione dei dischi di accrescimento è portata avanti da diversi processi. L'attrito interno (viscosità) favorisce la caduta del gas sulla stella e per conservare il momento angolare la materia deve allontanarsi dal centro o essere espulsa tramite jets. Il disco si estende fino al raggio massimo permesso dalla forza centrifuga, in assenza di campi magnetici. Nelle zone centrali, un corretto trattamento della fotoevaporazione del gas causata da radiazione UV e X è fondamentale per determinare la struttura del disco. La componente solida, che domina l'opacità, è fortemente accoppiata a quella gassosa ed è necessario tenere conto dei fenomeni di attrito e di coagulazione dei grani di polvere per descriverne l'evoluzione. Il quadro diventa più complicato appena si introduce la turbolenza, processo dissipativo molto efficace ma di difficile trattamento.

Nel problema della formazione dei planetesimi, si è soliti studiare il disco protoplanetario in una fase "tranquilla" rispetto a quella iniziale del collasso: il gas ha raggiunto uno stato stazionario con una temperatura media bassa e non sono presenti moti macroscopici. In questo schema è possibile studiare la dinamica della polvere ed infine la formazione dei corpi planetari.

## 2 La polvere

Lo studio della componente polverosa nel Sistema Solare è iniziato con l'analisi molto sofisticata, condotta negli anni '60 da Wood ed altri, della composizione delle meteoriti, ma oggi siamo in grado di raccogliere materiale direttamente *in situ*: un esempio è la missione *Stardust* che ha raccolto e inviato sulla Terra i frammenti della cometa Wild 2. Osservazioni astronomiche permettono di studiare i detriti "non raggiungibili" dell'antico disco protoplanetario solare e inferire le caratteristiche di quelli extrasolari.

Le proprietà chimico-fisiche della polvere nel disco protoplanetario sono cambiate durante l'evoluzione stessa del disco. I grani di polvere originari (detti *presolari*) sono di origine interstellare. Dall'analisi delle meteoriti e delle comete è possibile distinguere la componente polverosa presolare da quella processata durante l'accrescimento del disco. I grani presolari sono stati in gran parte processati e mescolati durante la sedimentazione del disco, ma una piccola frazione è rimasta intrappolata nelle meteoriti. Studi molto dettagliati hanno rivelato che la distribuzione isotopica è consistente con processi nucleosintetici tipici di esplosioni di supernovae, stelle in fase di gigante rossa e ramo asintotico, novae. Dall'analisi dei grani della polvere interplanetaria, attribuiti alle comete, la dimensione tipica trovata è circa  $0.3\mu\text{m}$ , come quella della polvere interstellare, ma per quanto riguarda le meteoriti primordiali (*condriti*) si è visto che esse sono composte per l'80% da *condrule*, particelle millimetriche (Hoppe, 2003).

Le osservazioni nel range dell'infrarosso millimetrico e sub-millimetrico hanno mostrato la presenza di grandi quantità di particelle, di dimensioni dal *mm* al *cm*, nelle regioni esterne dei dischi attorno a stelle di tipo T Tauri ed Herbig Ae. La presenza di grani così grandi rispetto alle usuali dimensioni della polvere interstellare è spesso riconosciuta come chiara evidenza di un processo di formazione planetaria in atto in quei sistemi (Blum & Wurm, 2008).

## 3 Modello del disco

Le teorie sulla formazione dei pianeti devono tenere conto innanzitutto delle proprietà chimico-fisiche del disco. Una descrizione molto basilare della nube protoplanetaria, proposta da Safronov (1969), assume un disco piatto a simmetria assiale in orbita attorno alla stella centrale. Le prime correzioni necessarie per spiegare la formazione planetaria sono l'ipotesi di spessore sottile, rotazione lievemente non-Kepleriana e una frazione della massa del disco in stato condensato. Per semplicità, si assume che la densità superficiale del disco segua una legge di potenza

$$\sigma(r) = \sigma_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-p}.$$

Il disco protoplanetario viene assunto poco massiccio: ignoriamo quindi l'auto-gravità. Il potenziale gravitazionale Kepleriano (schema in figura 1) vale

$$\phi(r, z) = -\frac{GM_\star}{\sqrt{r^2 + z^2}}.$$

Nell'ipotesi di disco sottile,  $z \ll r$  e quindi  $d \approx r$ , e utilizzando la terza legge di Keplero, possiamo scrivere

$$-\frac{GM_\star \sin\theta}{d^2} = -\frac{GM_\star z}{d^3} \approx -\Omega^2 z.$$

Assumendo la temperatura costante lungo  $z$ , la pressione vale

$$P(z) = c_s^2 \rho(z)$$

dove  $c_s$  è la velocità del suono isoterma e  $\rho(z)$  la densità del gas lungo  $z$ , ed imponendo l'equilibrio idrostatico otteniamo

$$-\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{c_s^2}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial z} = -\Omega^2 z$$

la cui soluzione è, definita  $H = c_s/\Omega$  l'altezza di scala verticale per la densità,

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-z^2/2H^2}.$$

La forma del disco dipende dal rapporto  $H(r)/r$ . Lungo la direzionale radiale assumiamo che la temperatura vari come

$$T \propto r^{-q}$$

e quindi  $c_s \propto T^{1/2} \approx r^{-q/2}$ , il rapporto  $H(r)/r$  varia come

$$\frac{H(r)}{r} \propto r^{-q/2-1} \Omega^{-1} \propto r^{(1-q)/2}$$

La densità del disco, in funzione di  $r$  e  $z$ , si esprime come

$$\rho(r) \propto \frac{\sigma}{H} \propto r^{-p-(1-q)/2}$$

I coefficienti  $p$  e  $q$  sono determinati studiando i dischi protoplanetari: i valori riportati in Williams & Cieza (2011) sono

$$0 < p < 1$$

$$0.5 < q < 1$$

ma non si intende discutere la derivazione dettagliata di questi coefficienti. Un modello teorico diretto a dare una stima della massa iniziale minima del disco (essendo ancora misteriosi i meccanismi di perdita di massa, è difficile dare una stima della massa massima del disco), suggerisce un andamento della densità superficiale come  $\sigma(r) \propto r^{-1.5}$ , ma molti risultati sono in disaccordo.

La stabilità globale di un disco protoplanetario non è un aspetto completamente chia-2ro: il criterio “classico” di Toomre, che asserisce l’instabilità del disco per valori della densità superficiale  $\sigma$  maggiori un valore critico  $\sigma_c = c_s \kappa / \pi G$ , con  $\kappa$  la frequenza epicyclica, non è verificato in molti sistemi.

Vogliamo ora descrivere il moto del gas lungo  $r$  nel sistema di riferimento corotante, senza includere la viscosità. La componente radiale della forza di gravità vale

$$g_r = -\frac{GM_\star}{r^2} = -\frac{v_k^2}{r}$$

con  $v_k$  la velocità dell’orbita Kepleriana circolare. Risolvendo l’equazione di equilibrio idrostatico nella direzione radiale, definiamo la velocità del gas  $v_g$  come

$$\frac{v_g^2}{r} = \frac{v_k^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{v_k^2}{r} + \Delta g$$

con  $\Delta g$  una forza di gravità residua. Se  $\Delta g/g \ll 1$ , possiamo scrivere

$$\Delta v = v_k - v_g \simeq -\frac{\Delta g}{2g} v_k$$

che rappresenta la deviazione della velocità del gas dal regime di orbita circolare. Riassumendo, il gas, lungo la direzione radiale, non risente solo della forza gravitazionale ma anche di una forza radiale legata al gradiente in pressione: il gas quindi avrà velocità leggermente sub-Kepleriana. Per corpi solidi che orbitano con velocità Kepleriane, questo si traduce in un vento contrario, che farà perdere momento angolare.



Fig. 1: Geometria per il calcolo dell’equilibrio idrostatico verticale.

## 4 Sedimentazione del disco sottile

Vogliamo adesso studiare il moto di una particella sferica di polvere nel disco di gas, nell'ipotesi di assenza di moti macroscopici per la componente gassosa. Dobbiamo ora distinguere due diversi regimi di accoppiamento gas-polvere: se  $a < \frac{4}{9}\lambda$ , con  $a$  il diametro tipico dei grani di polvere e  $\lambda$  il cammino libero medio del gas, la legge di *Epstein* fornisce una buona descrizione dell'accoppiamento, e la forza d'attrito vale

$$F_a = \frac{4\pi}{3} \rho a^2 \bar{v}_g v \quad (1)$$

con  $\bar{v}_g$  la velocità media del gas e  $v$  la velocità relativa della particella. Se invece le particelle hanno dimensioni grandi rispetto al cammino libero medio, la forza d'attrito sarà descritta da

$$F_a = \frac{1}{2} C_a \pi a^2 \rho v^2 \quad (2)$$

con  $C_a$  una costante d'attrito determinata, che per una sfera vale (Weidenschilling, 1977)

- $C_a \simeq 24Re^{-1}$  per  $Re < 1$  - legge di *Stokes*
- $C_a \simeq 24Re^{-3/5}$  per  $1 < Re < 800$
- $C_a \simeq 0.44$  per  $Re > 800$

con  $Re$  il numero di Reynolds, definito da

$$Re = \frac{2a\rho v}{\eta}$$

con  $\eta$  la viscosità del gas. Possiamo determinare un tempo di scala tipico per l'accoppiamento gas-polvere

$$t_e = \frac{m_d v}{F_a}$$

con  $m_d$  la massa del grano di polvere,  $t_e$  è il tempo in cui  $v$  sarebbe ridotta di un fattore  $e$  in presenza di una forza di attrito costante. Definita  $\rho_d$  la densità dei grani di polvere, troviamo i diversi andamenti di  $t_e$  con le grandezze in gioco nei vari regimi:

- $t_e = \frac{\rho_d a}{\rho \bar{v}_g}$ , nel regime della legge di *Epstein*
- $t_e \propto \frac{\rho_d a^2}{\eta}$ , per  $Re < 1$
- $t_e \propto \frac{\rho_d a^{8/5}}{\eta^{3/5} \rho^{2/5} \bar{v}_g^{2/5}}$ , per  $1 < Re < 800$
- $t_e = \frac{\rho_d a}{\rho v}$ , per  $Re > 800$ .

Il moto lungo  $z$  della particella, aggiungendo l'attrito causato dal gas, è descritto da

$$\ddot{z} + \frac{1}{t_e} \dot{z} + \Omega^2 z = 0.$$

Passando in trasformata di Fourier otteniamo

$$\tilde{z}(-\omega^2 + \frac{i\omega}{t_e} + \Omega^2) = 0$$

dove abbiamo come soluzioni

$$\omega = \frac{i \pm \sqrt{4\Omega^2 t_e^2 - 1}}{2t_e}.$$

Se assumiamo il regime di Epstein, ipotesi ragionevole all'inizio della formazione del disco in cui la densità è bassa, otteniamo una soluzione oscillante smorzata per

$$a > \frac{\bar{v}_g \rho}{2\Omega \rho_d};$$

particelle più piccole sedimentano asintoticamente nello strato centrale: in quest'ultimo caso il tempo necessario affinché la coordinata  $z$  decresca di  $e$  volte, ovvero il tempo tipico di sedimentazione  $t_s$

$$t_s \propto \frac{1}{t_e \Omega^2} \propto \frac{1}{\Omega^2} \frac{\rho}{\rho_d} \frac{\bar{v}_g}{a}.$$

Per particelle ad  $1 AU$  dal Sole, grandi  $1 cm$ , di densità media  $5 gr \cdot cm^{-3}$ , in una nube tipo gas perfetto con densità  $10^{-9} g cm^{-3}$  e temperatura  $600 K$ ,  $t_s$  è dell'ordine di  $10^6$  anni. È immediato vedere che nelle regioni esterne del disco i tempi di sedimentazione si allungano.

Il moto dei grani nella direzione radiale è anch'esso legato al tempo  $t_e$ . Nel caso in cui  $t_e$  è molto minore del periodo dell'orbita, il corpo si muove con il gas: nel sistema di riferimento corotante, il corpo risente della forza di gravità residua e cadrà verso il centro con una velocità terminale  $v = t_e \Delta g$ , che cresce all'aumentare di  $a$ . Il tempo di sedimentazione sarà inoltre molto maggiore del periodo orbitale  $T$ , infatti

$$\frac{t_s}{T} \propto \frac{T}{t_e} \gg 1.$$

Nel caso opposto, il grano di polvere è scarsamente influenzato dal gas: compierà orbite Kepleriane perturbate da una forza trasversa che riduce il semiasse dell'orbita, quindi con una velocità radiale

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r}{t_e} \frac{\Delta g}{g},$$

che diminuisce all'aumentare delle dimensioni; il tempo  $t_s$  sarà in questo caso molto minore di  $T$ . La velocità radiale deve avere un massimo per un certo valore  $a^*$ , ma trovare questo valore richiede un trattamento analitico del problema: si rimanda a Weidenschilling (1977) per la derivazione completa. I diversi regimi sono rappresentati in figura 2. Queste semplici considerazioni portano ad un primo problema nella formazione dei planetesimi: riferendoci alla figura 2, vediamo che per oggetti di qualche metro, vicini al massimo della curva, la velocità radiale raggiunge il massimo. Si stima che corpi di queste dimensioni cadano sul Sole in  $10^3 - 10^4$  anni.

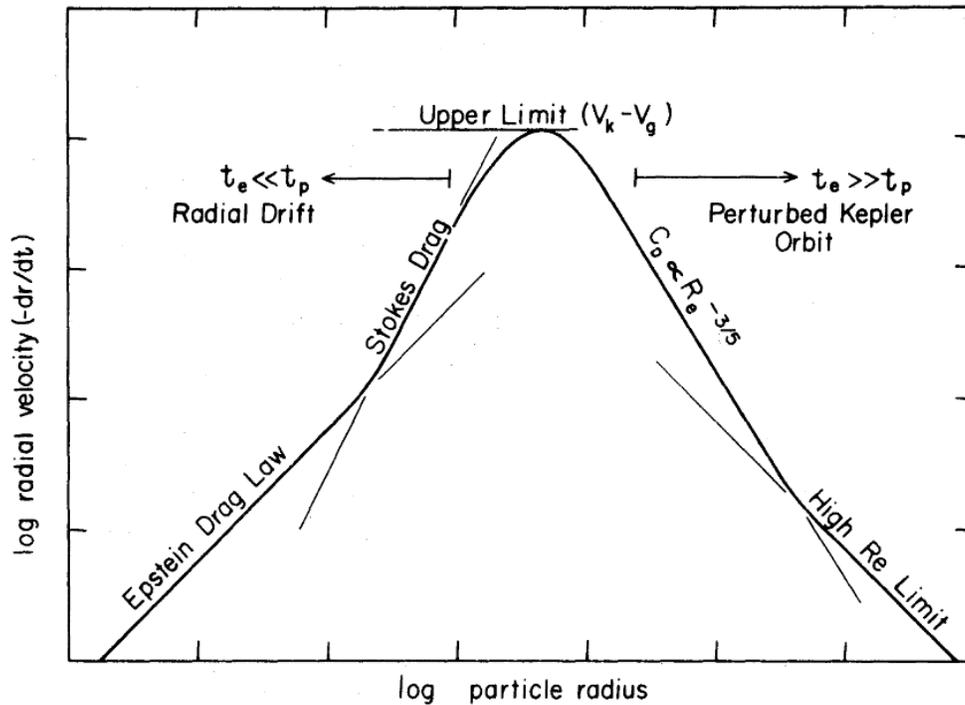


Fig. 2: Velocità radiale in funzione delle dimensioni di un corpo nel disco protoplanetario con i diversi regimi di viscosità (Weidenschilling, 1977).

## 5 Turbolenza

La turbolenza è un processo fondamentale in astrofisica necessario per spiegare molti fenomeni. Introdotta come canale efficiente di dissipazione, riduce i tempi tipici di evoluzione viscosa del disco a valori di qualche milione di anni, invece che miliardi di anni per un disco in cui la viscosità è solo di origine molecolare, dato in accordo con le evidenze astronomiche e meteoritiche.

In uno schema generico, ovvero in un mezzo tridimensionale, isotropo ed omogeneo, la turbolenza è caratterizzata da un trasferimento a cascata di energia da una dimensione di scala iniziale grande  $L$ , con una velocità tipica  $V_L$ , ad una più piccola  $\xi$ , dove l'energia viene dissipata. Per caratterizzare gli effetti di questo processo si definisce un coefficiente di diffusione  $D$  tale che

$$D \propto V_L \times L$$

Partendo da uno schema proposto da Shakura & Sunyaev (1973) per la turbolenza generata dal flusso laminare, per determinare l'effetto lungo la direzione  $z$  del disco introduciamo il coefficiente di diffusione legato alla turbolenza  $D_{turb}$  parametrizzato con

$$D_{turb} = \alpha c_s H \quad (3)$$

prendendo come dimensione di scala  $H$  e come velocità di scala  $c_s$ . Il parametro  $\alpha$  indicherà l'efficienza della turbolenza nel sistema. Questa parametrizzazione necessita però importanti precauzioni: risulta difficile pensare che il parametro  $\alpha$  sia uniforme nello spazio e indipendente dalla temperatura. La 3 non fornisce nessuna informazione su  $V_L$  ed  $L$ : viene quindi introdotto un ulteriore parametro  $\gamma$  tale che

$$D_{turb} = \alpha^\gamma c_s \times \alpha^{1-\gamma} H.$$

Possiamo interpretare  $\gamma$  nel seguente modo: un certo valore di  $D_{turb}$  lo possiamo ottenere da vortici veloci ma piccoli ( $\gamma$  circa 1) oppure da vortici lenti ma grandi ( $\gamma$  circa 0). Possiamo ora stimare il tempo di decadimento di un vortice di turbolenza

$$t_{turb} = \frac{L}{V_L} = \alpha^{1-2\gamma} \frac{1}{\Omega}.$$

L'effetto della turbolenza sulla sedimentazione del disco di polvere, in un regime di viscosità alla Epstein, possiamo studiarlo al variare del rapporto  $t_e/t_{turb}$ : per valori alti, la turbolenza non avrà un ruolo importante nella sedimentazione perché la polvere è disaccoppiata dal gas; per valori piccoli invece la turbolenza giocherà un ruolo fondamentale nel processo, tale da poter compromettere la sedimentazione della polvere. Se esplicitiamo il rapporto  $t_e/t_{turb}$

$$\frac{t_e}{t_{turb}} \sim \frac{\rho_d a}{\rho c_s} \frac{\Omega}{\alpha^{1-2\gamma}} \sim \frac{\rho_d a}{\rho c_s} \frac{GM_\star}{\alpha^{1-2\gamma} d^3}$$

vediamo che il valore è basso per grani molto piccoli o distanze grandi dalla stella: la turbolenza comprometterebbe la sedimentazione di grani troppo piccoli, essendo essi fortemente accoppiati al gas, e/o troppo distanti dalla stella.

Una fonte di turbolenza che possa essere approssimativamente parametrizzata con il modello  $\alpha$  è la instabilità magneto-rotazionale (Balbus & Hawley, 1991). Questa instabilità nasce da semplici considerazioni su elementi di massa ionizzati in dischi magnetizzati. Prendiamo un elemento di fluido ionizzato spostato verso l'interno: immerso nel campo magnetico, che di per sé forza la materia a ruotare rigidamente, esso si ritroverà in una zona con elementi fluidi a velocità maggiori, avrà quindi un momento angolare minore e continuerà a cadere verso l'interno. Il risultato è uno spostamento di materia all'interno ed un trasporto di momento angolare verso l'esterno.

La turbolenza nel piano di accrescimento può essere generata anche in un disco puramente laminare. Il gradiente di pressione radiale causa una velocità di rotazione leggermente sub-Kepleriana. Se un piccolo strato di particelle diventa abbastanza denso da essere meno accoppiato al gas, tenderà ad una rotazione Kepleriana. Questo produce uno shear, che può generare turbolenza.

Turbolenza legata a flussi globali, come la convezione, è un fenomeno ancora poco compreso e descritto da parametrizzazioni non soddisfacenti.

Ci sono evidenze astronomiche che supportano la presenza di turbolenza nella nebulosa protoplanetaria, come l'osservazione di polvere ad elevate altitudini, rispetto al piano centrale, in dischi di

formazione dell'età di qualche milione di anni, un periodo paragonabile alla vita "otticamente spessa" del disco (Brauer & al. 2007). La presenza di CAI (Calcium-Aluminium-rich Inclusion) molto antiche nelle condriti verrebbe anch'essa spiegata con una diffusione efficace tramite turbolenza.

## 6 I planetesimi

L'attrazione gravitazionale con la stella è l'interazione dominante per i planetesimi, che si muoveranno quindi seguendo orbite Kepleriane perturbate da altre interazioni minori. Le perturbazioni di origine gravitazionale più importanti sono quelle da altri planetesimi o protopianeti, mentre le perturbazioni non-gravitazionali sono legate alle collisioni con altri corpi e all'attrito del gas. Interazioni successive convertiranno l'energia dal moto relativo degli oggetti in moto casuale e ridurranno le velocità dei corpi massicci rispetto a quelli leggeri. L'attrito con il gas riduce inclinazione ed eccentricità. L'accrescimento dei corpi di queste dimensioni è principalmente dovuto alle collisioni: ci sono ancora molti punti oscuri, ma sembra che oggetti di qualche chilometro possano sopravvivere ad un impatto, a velocità non troppo elevate, con proiettili di dimensioni simili.

Descrivere la formazione dei pianeti gassosi sembrava consistente con il modello: nella regione esterna i pochi planetesimi formati avrebbero avuto una grossa influenza sul disco ed il gas freddo rimasto sarebbe stato catturato molto velocemente, aumentando la massa del protopianeta, che avrebbe incrementato la caduta del gas (*runaway growth*). Questo schema è stato messo a dura prova dalla scoperta degli *Hot-Jupiters*, pianeti extrasolari, anche più massicci di Giove, su orbite simili a quella di Mercurio.

Una soluzione analitica del problema necessiterebbe un trattamento attraverso la teoria cinetica, ovvero un problema a molti corpi, che risolvere analiticamente è impossibile: per dare un'indicazione della difficoltà, se tutta la massa del disco sottile, circa  $10^{-4}M_*$ , si depositasse in oggetti grandi  $1\text{ km}$ , dovremmo studiare la dinamica di circa  $10^{14}$  oggetti. I modelli più recenti (Kokubo & al. 1999) sono basati su simulazioni 3D a molti corpi con un numero basso ( $\sim 10^4$ ) di planetesimi, messi in orbita in un anello non molto esteso del disco ( $\sim \text{UA}$ ). Dalle simulazioni sembra vincere lo scenario della *runaway growth*: quando nella fascia si forma un protopianeta molto più massiccio degli altri oggetti presenti, la sua presenza condiziona l'evoluzione di tutta la regione.

Lo scenario della formazione dei protopianeti risulta sostanzialmente chiaro, se la distribuzione dei planetesimi data "in pasto" alla simulazione rispetta alcuni criteri. Come già brevemente discusso, alcuni punti critici sono stati introdotti dalle osservazioni dei sistemi planetari extrasolari, ma questo esula dalla discussione.

## 7 Scenario I: la coagulazione

Un primo modello che descriva la crescita delle dimensioni dei grani è la coagulazione: le particelle di polvere possono "incollarsi" durante collisioni a bassa velocità. Il processo della coagulazione è stato studiato in laboratorio negli ultimi anni, anche in condizioni di microgravità, per determinare quali sono i parametri più rilevanti che guidano l'accrescimento (Blum & Wurm, 2008).

Un parametro fondamentale nella collisione tra oggetti del disco di polvere è la differenza in dimensioni tra i corpi. Due oggetti simili avranno velocità comparabili nel disco protoplanetario, al contrario oggetti notevolmente diversi avranno velocità relative elevate, come mostrato in figura 3.

Lo schema generico di particelle che rimangono incollate è una grossolana semplificazione: durante la collisione, frammenti dei corpi originari possono essere espulsi; le particelle possono rimbalzare; la composizione chimica e la struttura dei corpi influisce sull'efficacia della collisione.

Per studiare in dettaglio la coagulazione bisogna comprendere le forze in gioco. Gli aggregati nel disco protoplanetario non sono magnetizzati, stando alle proprietà diamagnetiche dei materiali studiati; sono neutri, proprietà dedotta dall'assenza di radiazione UV da dischi protoplanetari; sono prettamente solidi, in quanto la fase liquida è instabile in condizioni di bassa pressione. Una volta in contatto, gli aggregati sono tenuti insieme da forze dipolo-dipolo tra le molecole.

Negli ultimi venti anni sono stati effettuati molto esperimenti, in laboratorio e microgravità, per studiare le collisioni. Blum & Wurm (2008) hanno raccolto una grande quantità di lavori sperimentali per fornire un quadro generale del processo di aggregazione. I vari esperimenti discussi riguardano scenari diversi, coprendo una buona parte del grafico in figura 4.

Per corpi simili di dimensioni dal  $\mu\text{m}$  al  $\text{cm}$ , area A1 ed A2 in figura 4, le velocità relative sono basse essendo essi piccoli e quindi dinamicamente accoppiati con il gas. In questo regime, il moto stocastico dei grani nel disco fornisce un canale efficace per le collisioni. Per oggetti grande qualche centimetro, area A3, i risultati sono alterni ed un parametro importante è la morfologia dei corpi interagenti: aggregati non-frattali, con porosità bassa, raramente rimangono attaccati, a differenza di corpi con elevata porosità. Per dimensioni superiori, area A4, le velocità relative sono elevate, e il risultato più frequente è la perdita di frammenti dai corpi progenitori.

L'area B1 in figura 4 corrisponde all'interazione di grani di polvere di qualche  $\mu\text{m}$  come proiettili contro bersagli di dimensioni molto maggiori, fino al  $\text{cm}$ : questo canale è molto efficace come processo aggregativo, formando aggregati di dimensioni centimetriche con un'elevata porosità. Aumentando la dimensione del bersaglio, area B2 in figura 4, l'interazione principale del proiettile diventa quella di scalfire la superficie, scagliando frammenti fuori dal bersaglio: il destino di questi frammenti nell'ambiente del disco protoplanetario è però un punto ancora poco studiato.

Una situazione intermedia in cui l'aggregazione avviene con successo prevede grani con dimensioni da  $10\ \mu\text{m}$  a  $1\ \text{mm}$  che colpiscono corpi di qualche centimetro, area C1 in figura 4: l'aggregazione avviene principalmente grazie alla compenetrazione del proiettile nel corpo maggiore. Aumentando le dimensioni del bersaglio, area C2/C3, la situazione si complica: è stato osservato che la collisione produce parecchi frammenti di massa paragonabile o perfino superiore a quella del proiettile, risultando quindi in una perdita di massa, essendo la gravità superficiale del bersaglio così bassa da lasciar fuggire i frammenti. L'aggregazione è sfavorita finché la dimensione del bersaglio non diventa circa  $1\ \text{m}$ : superata una soglia in velocità, i proiettili tenderebbero a conficcarsi nel bersaglio senza produrre troppi frammenti.

La collisione di proiettili di qualche millimetro contro oggetti di svariati metri, area C4 in figura 4, sembra favorire l'aggregazione, questo finché la velocità di collisione rimane bassa, ovvero la dimensione del bersaglio non è troppo elevata: in quest'ultimo limite la collisione genera molti frammenti di massa simile al proiettile.

I modelli più sofisticati di accrescimento grazie alla coagulazione, con un tasso di turbolenza basso, indicherebbero tempi di formazione dei planetesimi rapidi, all'incirca  $10^4 - 10^5$ .

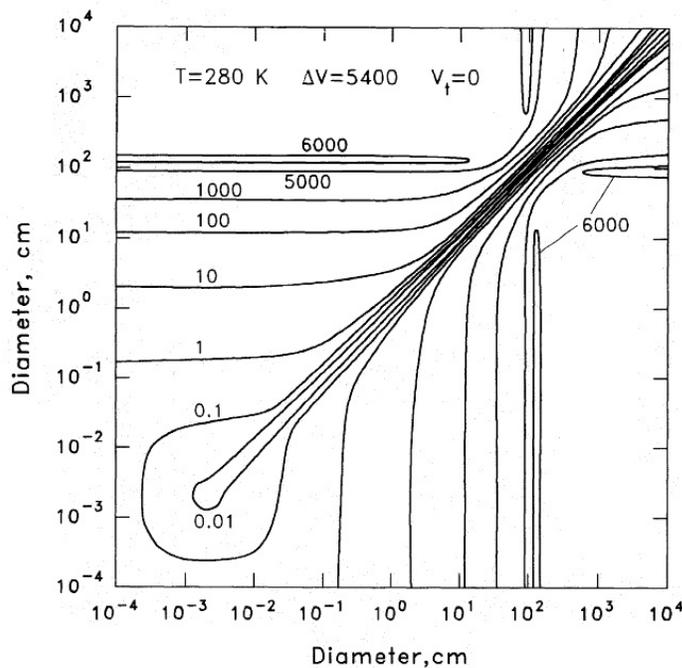


Fig. 3: Velocità relativa (in  $\text{cm/s}$ ) di due corpi di densità unitaria in funzione delle rispettive dimensioni (Weidenschilling & Cuzzi, 1993)

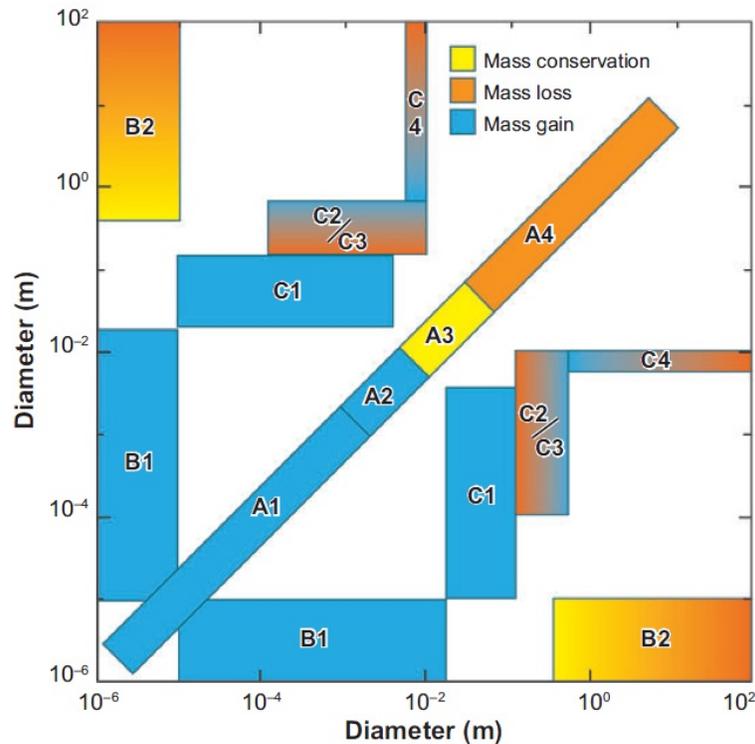


Fig. 4: Effetti principali della collisione di due corpi di densità unitaria in funzione delle rispettive dimensioni (Blum & Wurm, 2008).

## 7.1 Controindicazioni

I primi modelli, che non tenevano conto della turbolenza, sembravano capaci di descrivere la formazione dei planetesimi in un disco laminare, ma sono presenti alcuni punti critici (Johansen & al. 2006).

Un problema dinamico è legato all'interazione del gas con i corpi di qualche metro: rocce di queste dimensioni risentirebbero notevolmente dell'attrito viscoso con il gas, tanto da farli cadere sulla stessa in poche centinaia di anni. Questo punto si può risolvere con una crescita molto veloce dei corpi da qualche metro a qualche decina di metri, situazione in cui l'attrito del gas diventa sempre più trascurabile, ma l'aumento in massa richiesto per evitare la caduta sul Sole è di circa 3 ordini di grandezza.

La turbolenza introduce importanti complicazioni. Dallo studio delle collisioni tra oggetti simili grandi qualche metro, si evince che i prodotti dell'impatto sono più piccoli degli oggetti di partenza a causa delle grandi velocità. Lo scenario funzionerebbe solo a velocità molto basse e con oggetti interagenti molto diversi in dimensioni, ma la turbolenza, efficace a diffondere ad alte latitudini la polvere più fine, priverebbe il disco sottile di materiale per l'aggregazione.

Anche prendendo in considerazione un disco laminare, la polvere che sedimenta instaura uno shear verticale, manifestando eventualmente instabilità Kelvin-Helmoltz, che inibisce le sedimentazione.

## 8 Scenario II: dischi turbolenti

Riprendendo un modello cosmologico abbastanza datato legato a Von Weizsacker, Barge & Sommeria (1995) hanno proposto un canale efficace per concentrare le particelle sedimentate del disco in regioni ristrette: vortici di turbolenza. Vortici di turbolenza tridimensionali hanno tempi molto brevi di permanenza, essendo l'energia dissipata molto rapidamente su scale molto piccole. La turbolenza bidimensionale formerebbe invece vortici sempre più grandi, fino a rimanere stazionari (come la Grande Macchia Rossa di Giove). In questi vortici la densità potrebbe aumentare sufficientemente da permettere l'aggregazione e la velocità radiale sarebbe anch'essa ridotta.

Questo scenario prevede che un enorme numero di particelle, sufficientemente piccole da essere ancora accoppiate al gas, si ritrovi in una regione del disco molto piccola: i corpi riuscirebbero ad aggregarsi e formare, in un tempo molto breve, oggetti grandi che non sono più dinamicamente legati al gas. La sorgente di turbolenza più promettente è l'instabilità magneto-rotazionale, che necessita un sufficiente grado di ionizzazione per essere innescata, condizione facilmente raggiunta per temperature di circa 1000 °K.

La bontà di questo scenario è convalidata da recenti e molto avanzate simulazioni 3D (Johansen & al. 2007, 2011 ): la capacità computazionale odierna permette di studiare la dinamica di un numero elevato di particelle ( $\sim 10^7$ ) in una piccola fetta del disco corotante. Vengono applicate condizioni periodiche al bordo e al gas viene data un'equazione di stato iniziale isoterma. La simulazione viene lanciata, senza particelle, per un certo numero di tempi orbitali affinché la turbolenza raggiunga lo stato stazionario; successivamente le particelle vengono inserite, con una distribuzione in dimensione determinata secondo l'evoluzione iniziale della prima fase della sedimentazione del disco. La coagulazione non è presa in considerazione: due particelle vicine rimangono attaccate grazie ad un algoritmo tipo Monte Carlo che tiene conto della grandezza della sfera di Hill delle singole particelle e di una distribuzione di probabilità. La densità molto elevata nel centro dei vortici di turbolenza permette un collasso gravitazionale delle particelle vicine per formare un piccolo cluster.

Per lungo tempo l'instabilità gravitazionale è stata proposta come meccanismo efficiente per formare aggregati di polvere in un tempo molto breve: affinché l'instabilità si manifesti è necessario che si raggiunga una densità critica tale che la mutua interazione tra le particelle, tenendo conto della dispersione in velocità, superasse la forza mareale del Sole. Nel corso degli anni l'evidenza della presenza di turbolenza nel disco come processo diffusivo efficiente per i grani più piccoli ha fatto cadere l'ipotesi. Lo scenario dell'instabilità gravitazionale ritorna importante quando la turbolenza, invece di diffondere le particelle, riesce a concentrarle in una piccola regione del disco. I risultati pubblicati da Johansen & al. (2007) sostengono la formazione di planetesimi anche grandi, con una massa vicina a quella di Cerere, in poche decine di tempi orbitali (figura 5). Due processi sono ritenuti importanti per giustificare la formazione di cluster così massicci, corrispondenti ad oggetti con dimensioni dai 100 ai 1000 km: il primo è il raffreddamento dei corpi solidi a causa dell'attrito del gas nelle regioni sovradense dei vortici; il secondo è legato all'inelasticità delle collisioni, trasformando gran parte dell'energia cinetica dei corpi in calore e deformazione.

I risultati delle simulazioni sembrano essere promettenti per spiegare la formazione nelle regioni interne, per i pianeti di tipo terrestre: si spiegherebbero bene i tempi brevi di omogeneizzazione della materia condensata e le dinamiche della fascia asteroidale. Contemporaneamente sembra rispondere al problema dell'evoluzione nelle regioni esterne, in cui le condizioni fisiche del disco (la densità di particelle più bassa, il gas più rarefatto ed i tempi orbitali più lunghi) sembravano incapaci di formare i massicci nuclei metallici ipotizzati al centro dei pianeti gassosi. Lambrechts & Johansen (2012) hanno ottenuto dalle simulazioni che nelle regioni esterne la presenza di pochi oggetti protoplanetari è sufficiente ad innescare una crescita a cascata molto rapida se il piano centrale è sufficientemente rifornito di particelle solide. I risultati ottenuti suggeriscono un tempo di formazione dei nuclei dei giganti gassosi di circa  $10^5 - 10^6$  anni.

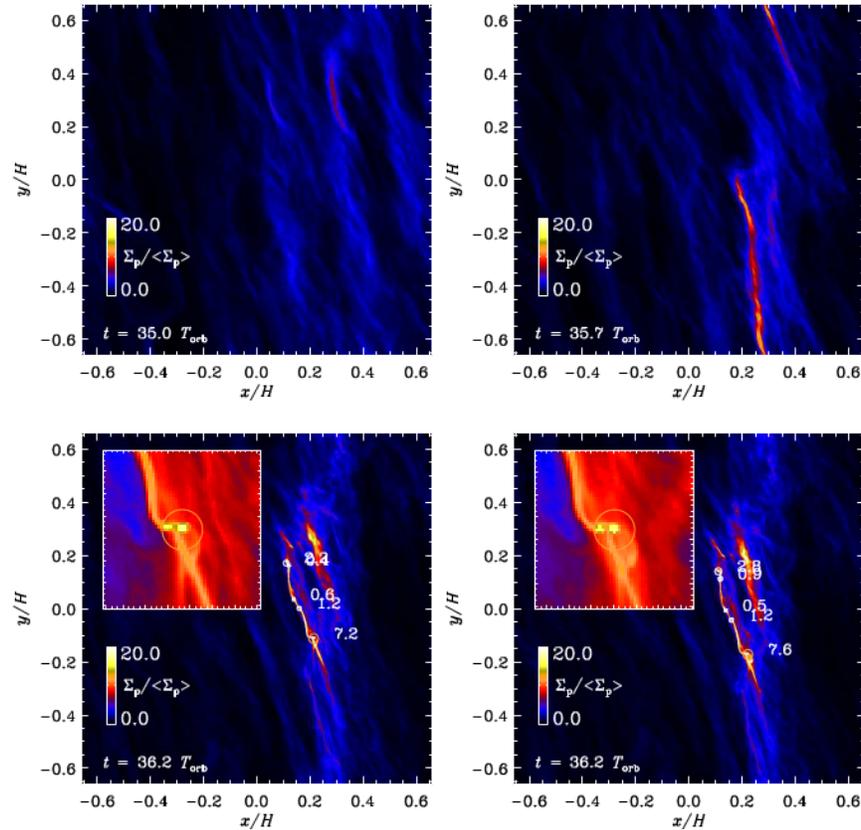


Fig. 5: Il grafico mostra l'evoluzione della densità superficiale in una fetta del disco dopo che l'autogravità viene accesa (35 tempi di rivoluzione dopo l'inizio della simulazione) e si vede che in poche orbite si formano zone molto dense con densità e dimensioni paragonabili a Cerere (i numeri indicati mostrano la massa, in unità della massa di Cerere, di alcuni cluster). Simulazione da Johansen & al. (2011).

## 8.1 Controindicazioni

Le simulazioni sui dischi protoplanetari condotte nell'ultimo decennio hanno condotto ad un modello molto convincente, accordando la formazione dei pianeti gassosi e di quelli terrestri, le evidenze meteoritiche e le osservazioni astronomiche dei dischi extrasolari.

Alcuni aspetti della microfisica nelle simulazioni vengono però messi in discussione. Non è chiaro se la nebulosa protoplanetaria avesse le giuste condizioni di turbolenza per permettere l'addensamento dei grani nei vortici. La presenza di turbolenza, anche debole, non riesce a spiegare la formazione di un disco sottile ricco di particelle di qualche centimetro (in Johansen & al. (2007) le particelle vengono inserite con una dimensione tipica dai 15 ai 60 cm) in un tempo breve (decine di tempi orbitali). Il trattamento delle collisioni non è dettagliato: non tiene conto dei risultati su oggetti di qualche metro in collisione (processo spesso distruttivo). Ricordiamo anche che la turbolenza stessa è un fenomeno fisico ancora poco compreso, spesso parametrizzato con modelli semplicistici.

Un risultato importante dalle simulazioni è la dimensione iniziale dei planetesimi formati, circa 100 km e anche maggiori. La fascia asteroidale principale (*Main Belt*) come la conosciamo noi oggi è il frutto di circa 4 miliardi di anni di evoluzione dinamica (fortemente influenzata da Giove) e collisionale di oggetti primordiali. La dimensione iniziale tipica dei planetesimi è quindi un parametro molto importante per l'evoluzione della *Main Belt*. Weidenschilling (2011) sostiene che la distribuzione in diametro attuale degli asteroidi (figura 6), con il bump a  $\sim 100$  km, sia incompatibile con una distribuzione iniziale di planetesimi con un diametro tra i 100 e 1000 km.

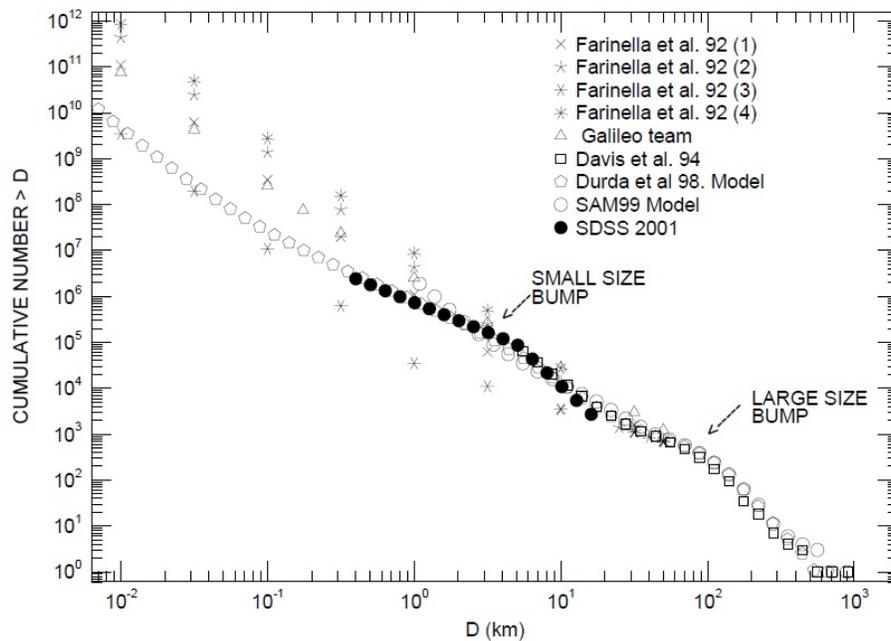


Fig. 6: Distribuzione in diametro degli asteroidi della *Main Belt* (Binzel & al., 2002).

## 9 Conclusioni

I modelli di formazione planetaria che partono da una definita popolazione iniziale di planetesimi sembrano generare sistemi planetari variegati ma in accordo con le osservazioni. La formazione dei planetesimi invece risulta un problema ancora aperto, che deve mettere d'accordo molteplici evidenze astronomiche e meteoritiche con altrettanti aspetti teorici, alcuni ancora poco chiari e attualmente di notevole interesse.

## Riferimenti bibliografici

- [1] Balbus, S.A., Hawley, J.F. 1991, *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks*, *Astrophys.Journal*, 376, 214-233.
- [2] Barge, P., Sommeria, J. 1995, *Did planet formation begin inside persistent gaseous vortices?*, *Astron.Astrophys.*, 295, L1-L4.
- [3] Blum, J., Wurm, G. 2008, *The growth mechanisms of macroscopic bodies in protoplanetary disks*, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 46, 21-56.
- [4] Brauer, F., Dullemond, C.P., Johansen, A., Henning, Th., Klahr, H., Natta, A. 2007, *Survival of the mm-cm size grain population observed in protoplanetary disks*, *Astron.Astrophys.*, 469, 1169-1182.
- [5] Binzel, R.P., Bottke, W.F.Jr, Cellino, A., Paolicchi, P. 2002, *Asteroids III*, Arizona Press.
- [6] Hoppe, P. 2004, *Stardust in Meteorites*, *ASP Confer.Series*, 309, 265.
- [7] Johansen, A., Klahr, H., Henning, Th. 2006, *Gravoturbulent formation of planetesimals*, *Astrophys.Journal*, 636, 1121-1134.
- [8] Johansen, A., Oishi, J.J., Mac Low, M.M., Klahr, H., Henning, T., Youdin, A. 2007, *Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks*, *Nature*, 448, 1022-1025.
- [9] Johansen, A., Klahr, H., Henning, Th. 2011, *High-resolution simulations of planetesimal formation in turbulent protoplanetary discs*, *Astron.Astrophys.*, 529, A62.

- 
- [10] Safronov, V.S. 1969, *Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and the Planets* (Trans. NASA TTF 677, 1972; Moscow: Nauka Press).
- [11] Shakura, N.I., Sunyaev R.A. 1973, *Black Holes in Binary Systems. Observational Appearance*, *Astron.Astrophys.*, 24, 337-355.
- [12] Weidenschilling, S. J. 1977, *Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula*, *Mon.Not.R.Astron.Soc.*, 180, 57-70.
- [13] Weidenschilling, S.J., Cuzzi, J.N. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed E.H. Levy & J.I. Lunine, Tucson: Univ.Arizona Press, 1031-1060.
- [14] Weidenschilling, S.J. 2011, *Initial size of planetesimals and accretion of the asteroids*, *Icarus*, 212, 671-684.
- [15] Williams, J.P., Cieza, L.A. 2011, *Protoplanetary disks and their evolution*, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 49, 67-117.