

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Effetto della fotoevaporazione nell'evoluzione di un disco circumstellare

Relatore:

PROF. FRANCESCO MARZARI

Laureanda:

SARA Busetto

Anno Accademico 2014/2015

Indice

1	Introduzione alla fotoevaporazione	3
1.1	Definizione di fotoevaporazione	3
1.2	Dischi circumstellari	3
1.2.1	Modelli di evoluzione del disco	5
1.2.2	Classificazione dei dischi circumstellari	6
2	Campi di radiazione EUV, FUV e a raggi X	7
2.1	Equazione analitica della densità per l'evoluzione di un disco.	7
2.2	Evaporazione causata da campi di radiazione provenienti dalla stella centrale	9
2.2.1	Raggi X e radiazione EUV	9
2.2.2	Raggi X e radiazione FUV	10
2.3	Evaporazione del disco causata da campi di radiazione FUV provenienti da stelle esterne	11
2.4	Evaporazione del disco causata da campi di radiazione FUV provenienti da stelle esterne e da campi di radiazione a raggi X provenienti dalla stella interna.	14
3	Modelli numerici di dischi con fotoevaporazione dovuta alla stella centrale	17
3.1	Risultati della simulazione per dischi primordiali	17
3.2	Risultati della simulazione per dischi con un gap all'interno	18
4	Effetti della fotoevaporazione sulla formazione planetaria	19
5	Conclusioni	21
	Bibliografia	23

Capitolo 1

Introduzione alla fotoevaporazione

Abstract:

All'interno di questa tesi sarà studiato l'effetto della fotoevaporazione indotta dalla radiazione stellare FUV (Far Ultra Violet) e dalla componente a raggi X sull'evoluzione del profilo di temperatura e densità di un disco circumstellare. Saranno spiegati i meccanismi responsabili del processo, verranno illustrate le equazioni che descrivono l'evoluzione del disco includendone gli effetti e infine saranno fatti alcuni esempi.

1.1 Definizione di fotoevaporazione

La fotoevaporazione è un processo mediante il quale atomi o molecole di un gas vengono strappati via da un'atmosfera planetaria, da un disco circumstellare o da una nebulosa dai fotoni emessi da una stella, in particolare quelli ad alta energia come gli UV e raggi X. Nel momento in cui un fotone interagisce con una molecola atmosferica, questa viene accelerata e subirà un aumento della sua temperatura. Se è fornita energia sufficiente, la molecola potrà raggiungere la velocità di fuga ed infine evaporare nello spazio. Minore è il numero di massa degli atomi componenti il gas, maggiore sarà la velocità ottenuta in seguito all'interazione con il fotone. Il gas più incline a subire questo processo è quindi l'idrogeno.

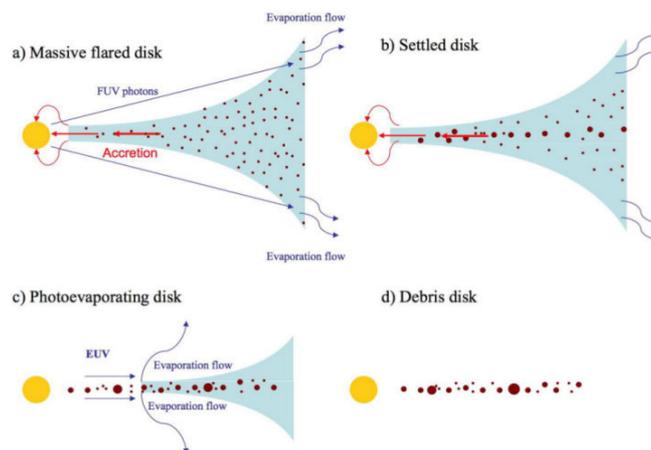


Figura 1.

1.2 Dischi circumstellari

L'evoluzione e la dispersione di dischi protoplanetari, da cui poi si formano i pianeti, sono un passo importante nel processo di formazione delle stelle e del pianeta stesso. I tempi-scala dei dischi

circumstellari determinano il tempo in cui i vari pianeti si devono formare. Si osserva infatti che dopo un milione di anni dalla loro formazione, la maggior parte delle stelle è circondata da un disco il quale scompare all'incirca dopo 3/10 milioni di anni. Nella fase finale di evoluzione un disco entra nella cosiddetta fase di transizione la cui durata è circa il 10% della vita media del disco. In questa fase fotoevaporazione e accrescimento planetario determinano una diminuzione della massa del disco e nella maggior parte dei casi la formazione di gaps di densità nel disco stesso, in particolare nelle regioni più interne. Quale tra i due meccanismi sia il dominante nel processo di pulizia interno-esterno è ancora oggetto di discussione. Come ogni teoria, il processo di fotoevaporazione è progredito attraverso diverse fasi di evoluzione; prima con il modello di Ercolano e Clarke, poi con il modello di Yasui. Grazie a tali modelli si realizzò che la perdita di massa dalla superficie del disco a causa di fotoevaporazione si traduce in un gap che si apre all'interno del disco quando il tasso di fotoevaporazione diventa paragonabile al tasso di accrescimento di massa sulla stella dovuto alla presenza di viscosità. In questa situazione le zone esterne del disco non riescono a rifornire per viscosità abbastanza massa alle zone interne e quindi la densità del disco decresce molto più rapidamente in prossimità della stella.

Le radiazioni principali coinvolte nel processo di fotoevaporazione sono radiazioni ad alta energia come i raggi X e la radiazione UV provenienti dalla stella centrale; importante è determinare quale radiazione, o quale combinazione di radiazione sia la responsabile principale del processo di fotoevaporazione. Owen ha dimostrato che il modello di fotoevaporazione a raggi X è in linea con le attuali osservazioni dell'evoluzione del disco e, a differenza dei precedenti modelli EUV, il modello a raggi X può spiegare una grande frazione di dischi di transizione finora osservati.

La prima prova diretta e il miglior test nei modelli di fotoevaporazione è l'individuazione di un blueshift di $12.8 \mu\text{m}$ nel Neon presente nella superficie del disco attorno alla stella TW Hya. TW Hya è la stella T Tauri più vicina al sole, situata a 184 anni luce dal Sistema Solare nella costellazione dell'Idra. Si ritiene che attorno a questa stella si trovi un disco protoplanetario costituito da gas e polveri, visualizzato dalle immagini del telescopio Hubble.

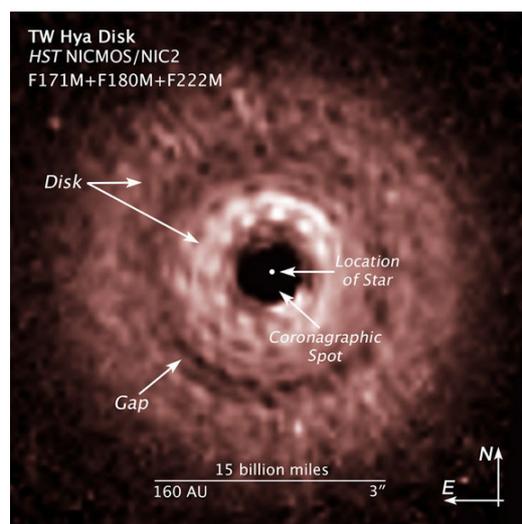


Figura 2.

Tale blueshift è coerente sia con un campo di radiazione EUV, sia con un flusso a raggi X proveniente dalla stella stessa. La luminosità osservata è troppo alta però per essere coerente con un vento EUV e il blueshift è troppo grande per essere coerente con un vento FUV e quindi è molto probabilmente dovuto alla radiazione X. Purtroppo però non esistono modelli idrodinamici di fotoevaporazione delle regioni interne

del disco durante la fase di accrescimento per nessuno dei modelli di fotoevaporazione analizzati, in quanto Ercolano e Owen considerarono solo dischi di transizione in cui il gas interno è già stato ripulito.

1.2.1 Modelli di evoluzione del disco

Consideriamo un disco gassoso mentre orbita attorno ad una stella centrale di massa M_s . L'equazione di continuità per il disco può essere modificata per includere gli effetti della fotoevaporazione aggiungendo un termine che rappresenta la perdita di massa per interazione con la radiazione :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \Sigma u_r)}{\partial r} = -\dot{\Sigma}_{pe}$$

dove Σ è la densità superficiale, $\dot{\Sigma}_{pe}$ è la massa per unità di superficie e di tempo rimossa dal disco e u_r è la velocità radiale del gas. In questa equazione sono stati trascurati gli effetti della crescita della stella, i quali avrebbero introdotto un'ulteriore termine a destra dell'equazione dell'ordine di:

$$\frac{\Sigma \dot{M}_s}{M_s}$$

La fotoevaporazione coinvolge contributi di radiazione FUV (far-ultraviolet), radiazione EUV (extreme-ultraviolet) e radiazione a raggi X emessi dalla stella centrale. La radiazione FUV può essere particolarmente importante nella rimozione del gas a grandi distanze dalla stella. In questo paragrafo però tratteremo l'approccio utilizzato da Dullemond riguardo la formulazione del tasso di fotoevaporazione da radiazione EUV:

$$\frac{\dot{\Sigma}_{pe}}{\dot{\Sigma}_{pe}^g} = \begin{cases} \exp \left[1/2 \left(1 - \frac{r_g}{r} \right) \right] \left(\frac{r_g}{r} \right)^2 & \text{per } r \leq r_g \\ \left(\frac{r_g}{r} \right)^{5/2} & \text{per } r \geq r_g \end{cases}$$

dove $r_g = \frac{GM_s}{c_s^2} = 10AU$ è il raggio gravitazionale oltre il quale il gas alla superficie non è più legato e non ci sono quindi più impedimenti affinché esso possa fluire liberamente oltre il disco. Il tasso totale di perdita di massa a causa di fotoevaporazione si trova integrando questa equazione sull'intero disco ottenendo:

$$\dot{M}_w = 1.56 \times 10^{-10} \sqrt{f_{41} \left(\frac{r_g}{1au} \right)} M_{\odot} yr^{-1}$$

dove f_{41} è il tasso di ionizzazione EUV dei fotoni emessi dalla stella in unità di $10^{41} s^{-1}$.

Al fine di determinare il bilancio di energia termica del disco durante la sua evoluzione, si assume che vi sia un equilibrio tra tre termini: riscaldamento viscoso, riscaldamento per irraggiamento dalla stella centrale e raffreddamento radiativo dalla superficie del disco. La dissipazione viscosa produce un flusso di energia che, considerando il caso di rotazione Kepleriana, è dato da:

$$Q_v = \frac{9}{4} \nu \Sigma \Omega^2$$

Poiché $Q_v \propto \frac{1}{r^3}$ la dissipazione viscosa diventa una fonte sempre meno importante del riscaldamento all'aumentare della distanza dalla stella. Il flusso di energia in fuga da entrambi i lati della superficie del disco lo scriviamo seguendo la formulazione di Hubeny:

$$Q_{cool} = 2\sigma_{SB}T^4 \left(\frac{3}{8}\tau_R + \frac{1}{2} + \frac{1}{4\tau_P} \right)^{-1}$$

considerando che il flusso di riscaldamento derivante da irradiazione stellare può essere scritto come Q_{irr} sostituendo a T^4 il valore T_{irr}^4 e tenendo presente che in questo caso si tratta di calore assorbito. In entrambe le equazioni σ_{SB} è la costante di Stefan-Boltzmann, τ_R e τ_P sono le profondità ottiche basate sulle opacità di Rosseland e Planck a temperature inferiori alla temperatura di vaporizzazione dei silicati, T la temperatura sul piano mediano e T_{irr} la temperatura di irradiazione il cui valore è dato da:

$$T_{irr}^4 = (1 - \epsilon)T_s^4 \left(\frac{R_s}{r} \right)^2 W_G$$

dove ϵ è una misura dell'albedo del disco per il quale adottiamo il valore $\frac{1}{2}$, mentre T_s e R_s sono rispettivamente la temperatura effettiva della stella e il suo raggio. Questa interpretazione però trascura il contributo di luminosità rilasciato nell'accrescimento stellare quindi la quantità T_s^4 dovrebbe essere rimpiazzata da $T_*^4 = T_s^4 + T_{acc}^4$ dove T_{acc}^4 quantifica la luminosità a causa di accrescimento dove il tasso di accrescimento \dot{M}_s varia nel tempo. Infine la quantità W_G è un fattore geometrico riguardante l'illuminazione delle porzioni del disco vicino e lontano dalla stella ed è dato da:

$$W_G = 0.4 \left(\frac{R_s}{r} \right) + \frac{H}{r} \left(\frac{d \ln H}{d \ln r} - 1 \right)$$

dove H è l'altezza adiabatica di scala che deriva dalla necessità di equilibrio verticale idrostatico: $H = \frac{\sqrt{\gamma K_B T}}{\Omega}$ (approssimazione isoterma). Il fattore W_G è tipicamente una funzione debolmente dipendente da T . Il bilancio di energia termica è dato infine da:

$$Q_v + Q_{irr} - Q_{cool} = 0$$

ovvero è raggiunto equiparando il riscaldamento viscoso e l'irradiazione stellare con il raffreddamento radiativo.

1.2.2 Classificazione dei dischi circumstellari

I dischi circumstellari possono essere separati in due principali classi dipendenti dall'ambiente circostante:

1. I dischi che vivono in regioni dello spazio isolate, con bassa densità stellare, sono influenzati in modo primario dalla stella attorno alla quale essi orbitano poiché la radiazione proveniente da stelle esterne non è abbastanza elevata per influenzare il sistema composto dalla giovane stella e dal disco e quindi la fonte primaria di perdita di massa a causa di fotoevaporazione è la stella stessa;
2. I dischi che risiedono in giovani ammassi possono essere esposti sia alla radiazione proveniente dalla stella attorno alla quale orbitano ma anche e soprattutto alla radiazione proveniente dalle stelle esterne (stelle massicce OB risidenti nell'ammasso stesso) in grado di influenzare molto le proprietà del disco. Questi ultimi, risidenti in tali ambienti popolati, sono attivamente fotoevaporati tanto da essere dispersi in maniera relativamente rapida.

Capitolo 2

Campi di radiazione FUV, EUV e a raggi X

Sviluppando un quadro teorico in cui poter analizzare gli effetti combinati di tutti e tre i meccanismi di riscaldamento (EUV, FUV, raggi X), si nota che la scala più rilevante in qualsiasi modello di fotoevaporazione è il raggio in cui un gas ad una data temperatura (T_{gas}) diventa non legato rispetto la stella centrale, tale raggio è dato da:

$$r_g = 8.9au \left(\frac{T_{gas}}{10^4 K} \right)^{-1} \left(\frac{M_*}{1M_\odot} \right)$$

dove M_* è la massa della stella. Esso ha un'importante significato fisico in quanto è una misura del raggio in cui un flusso a temperatura T_{gas} può passare attraverso la superficie sonica: a raggi oltre il valore di r_g , il gas nello strato superficiale è libero.

Analizzeremo sia il contributo dato dalla radiazione proveniente dalla stella attorno alla quale orbita il disco di transizione, sia il contributo dato dai campi di radiazione provenienti da giovani stelle risidenti nell'ammasso in cui si trova il disco preso in esame e infine discuteremo l'azione combinata dei due campi di radiazione con conseguenti effetti sul disco di transizione oggetto di studio.

2.1 Equazione analitica della densità per l'evoluzione di un disco

Definiamo con j il momento angolare per unità di massa come $j = r^2\Omega$. Lavorando in coordinate cilindriche, otteniamo un'equazione che esprime la conservazione del momento angolare prendendo r volte la componente ϕ dell'equazione del momento:

$$\frac{\partial j}{\partial t} + u \frac{\partial j}{\partial r} = r e_\phi \cdot f \equiv r f_\phi$$

dove f è la forza viscosa per unità di massa e $u = r\Omega(r)e_\phi$. Più in generale: $\frac{Dj}{Dt} = r f_\phi$. Consideriamo ora la forza viscosa su un anello stretto del disco di spessore dr tra i raggi $r - \frac{dr}{2}$ e $r + \frac{dr}{2}$. Per la rotazione Kepleriana, $\frac{d\Omega}{dr} < 0$, quindi la forza viscosa fa sì che il materiale presente a raggi inferiori a $r - \frac{dr}{2}$ tende ad accelerare l'anello, mentre il materiale a raggi superiori a $r + \frac{dr}{2}$ tende a frenarlo. La forza viscosa per unità di superficie che agisce sull'anello accelerandolo e frenandolo è rispettivamente:

$$(\mu|A|)_{r-\frac{dr}{2}} \quad \text{e} \quad (\mu|A|)_{r+\frac{dr}{2}}$$

dove $A = r \frac{d\Omega}{dr}$. Integrando in z e ricordando che $\mu = \rho v$, la forza viscosa causata dal materiale interno ed esterno rispettivamente è data da:

$$F = 2\pi(rv\Sigma|A|)_{r-dr/2} \quad \text{e} \quad F = 2\pi(rv\Sigma|A|)_{r+dr/2}$$

Il momento torcente dell'anello ($T = rF$), per unità di massa, sarà:

$$T = \frac{1}{r\Sigma} \frac{d}{dr} \left(r^3 \nu \Sigma \frac{d\Omega}{dr} \right)$$

Quindi l'equazione del momento angolare diventa:

$$\frac{Dj}{Dt} = T = r f_\phi = \frac{1}{r\Sigma} \frac{d}{dr} \left(r^3 \nu \Sigma \frac{d\Omega}{dr} \right)$$

Integrando l'equazione di conservazione della massa rispetto a z ottengo:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u \Sigma) = 0$$

Queste due ultime equazioni possono essere combinate tra loro e, eliminando la dipendenza da j , otteniamo, nel caso di rotazione Kepleriana e di evoluzione puramente viscosa, l'equazione per la densità superficiale di un disco:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu r^{1/2} \Sigma) \right]$$

dove r è il raggio in coordinate cilindriche e ν la viscosità. Seguiremo il modello secondo il quale la viscosità ν è data da:

$$\nu = \alpha \frac{\alpha_s^2}{\Omega} = \alpha \frac{K_B T}{m_H} \left(\frac{r^3}{GM_*} \right)^{1/2}$$

dove α è un parametro adimensionale (Shakura & Sunyaev 1973) che determina la magnitudine della viscosità, α_s è la velocità del suono, Ω è la frequenza Kepleriana, T è la temperatura al piano mediano, M_* è la massa della stella centrale e G , m_H e K_B sono le usuali costanti della fisica.

Poiché lavoreremo in termini di distanze e tempi adimensionali i.e. r viene espresso come $\frac{r}{1AU}$ mentre t è in unità di anno $\frac{t}{1yr}$, quest'ultima equazione diventa:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3\beta}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (r^{3/2} \Sigma) \right]$$

dove β è il coefficiente di viscosità dato dalla seguente equazione:

$$\beta = 2\pi\alpha \left(\frac{K_B T}{m_H} \right) \left(\frac{r_0}{GM_*} \right)$$

con $r_0 = 1AU$.

In presenza di campi di radiazione non trascurabili, il profilo di densità superficiale diminuisce più rapidamente con il tempo. Tali effetti vengono inclusi introducendo un ulteriore termine nell'equazione sopra scritta:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3\beta}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (r^{3/2} \Sigma) \right] - \dot{\Sigma}(r)$$

dove la dipendenza radiale del termine $\dot{\Sigma}(r)$ dipende dal tipo di campo di radiazione preso in considerazione.

2.2 Evaporazione del disco causata da campi di radiazione provenienti dalla stella centrale

Poiché il flusso di massa è conservato, siamo liberi di valutare questa quantità in qualsiasi punto del flusso. Scegliendo di fare ciò alla superficie sonora, il tasso totale di perdita di massa è dato da:

$$\dot{M}_w = \int_S n_s(r_s) c_s(r_s) l(r_s) dS$$

dove S è la superficie sonora, n_s e c_s sono la densità e la velocità del suono rispettivamente, e l è il vettore unitario lungo la linea di campo.

2.2.1 Raggi X e radiazione EUV

Gli studi portati avanti da Ercolano e Owen dimostrarono che, in presenza di flusso a raggi X, il riscaldamento EUV può essere trascurato.

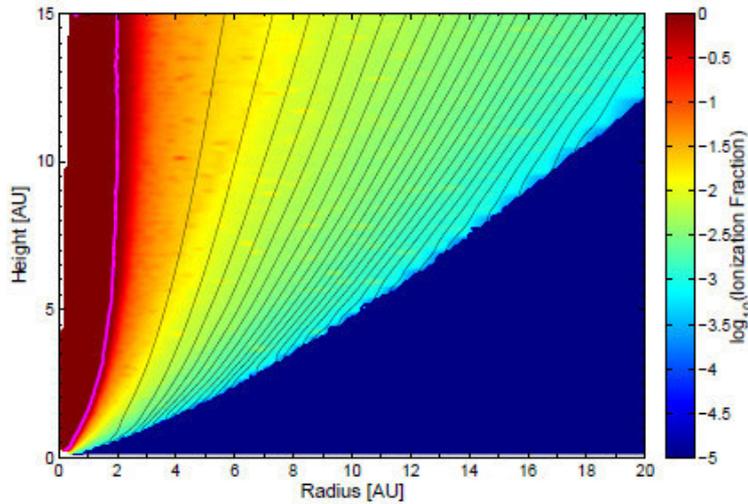


Figura 3.

La figura 3 mostra la struttura di ionizzazione per una stella con massa pari a $0.7 M_{\odot}$ (stella T Tauri) che emette una combinazione di radiazione EUV e raggi X (dalla corona della stella) con un valore di luminosità dei raggi X pari a $L_X = 2 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$. Il contorno magenta indica il punto oltre il quale la radiazione EUV non può penetrare in quanto la radiazione a raggi X, nel momento in cui giunge a contatto con la superficie del disco, crea un vento di radiazione in grado di assorbire l'EUV prodotto. Questo perché i raggi X richiedono una densità di colonna molto maggiore degli EUV per essere assorbiti e quindi causano fotoevaporazione a maggiore profondità della superficie del disco. Il vento risultante, costituito principalmente da idrogeno, assorbe gli EUV, ad una altezza maggiore sulla superficie del disco. Questo viene mostrato in figura 3.

2.2.2 Raggi X e radiazione FUV

Gorti e Hollenbach considerarono l'effetto combinato di raggi X e FUV e ne studiarono le caratteristiche per prevedere il tasso di perdita di massa causato dalla radiazione. Se si considera sia radiazioni FUV che radiazioni a raggi X provenienti dalla stella centrale i risultati ottenuti non sono ancora del tutto chiari. Viaggiando lungo una linea dalla stella centrale ad un punto del disco, in un primo momento il gas del disco è esposto ad entrambi i tipi di radiazione, FUV e raggi X, in un secondo momento solo alla radiazione FUV, e infine a nessuna delle due radiazioni. Nella regione in cui il gas è sottoposto ad entrambe le radiazioni, fino alle $100AU$ i raggi X dominano il riscaldamento del gas a discapito della radiazione FUV.

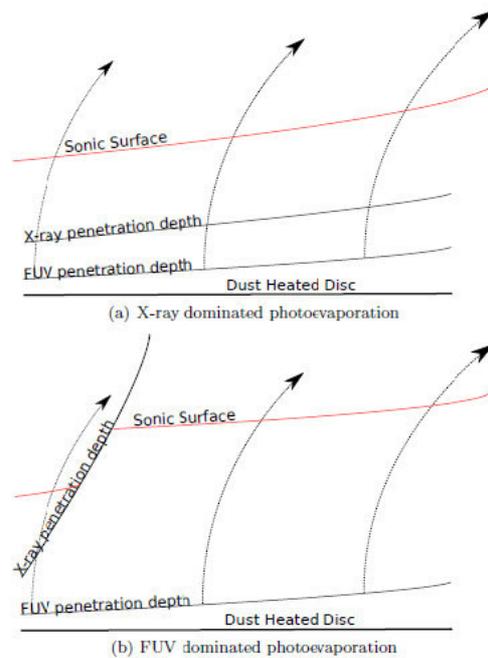


Figura 4.

La figura 4 mostra in sintesi quello che è il comportamento della radiazione FUV e della radiazione a raggi X all'interno del disco nella prima regione che abbiamo considerato. La figura 4(a) è un'illustrazione schematica del caso in cui il flusso nella regione riscaldata dalla radiazione FUV non supera mai la velocità del suono per nessuna delle linee di corrente mostrate; ciò però si verifica nella regione in cui il gas è riscaldata dalla radiazione a raggi X.

Ci aspettiamo dunque che il tasso di fotoevaporazione in questa zona sia interamente controllato dal riscaldamento prodotto dai raggi X. D'altra parte, la figura 4(b) mostra tre linee di corrente dove i due raggi maggiori subiscono una transizione sonora all'interno della regione riscaldata dalla radiazione FUV. È quindi la struttura della regione riscaldata da tale radiazione a controllare il tasso di massa trasportata dal flusso nel momento in cui consideriamo dischi aventi raggio superiore alle $100AU$. Questo però è molto difficile in quanto la maggior parte dei dischi presenta un raggio massimo di circa $50AU$.

Dato che il riscaldamento prodotto dalla radiazione FUV generalmente non raggiunge temperature superiori a $1000-2000$ Kelvin, la superficie sonica rappresentata in figura 4(b) deve trovarsi a raggi superiori alle $100AU$ dove i raggi X sono incapaci di riscaldare il gas a temperature maggiori di quelle che riescono a raggiungere i riscaldamenti prodotti dalla radiazione FUV. Possiamo dunque concludere che i venti FUV sono importanti a raggi superiori alle $100AU$.

2.3 Evaporazione del disco causata da campi di radiazione FUV provenienti da stelle esterne

Ci concentriamo ora sugli effetti della radiazione FUV proveniente da stelle esterne: radiazione che provoca una perdita di massa a causa di fotoevaporazione nel disco circumstellare considerato. Il disco si estende su una scala temporale dipendente dal raggio del disco e determinata dal parametro di viscosità. Il principale effetto del campo di radiazione FUV proveniente dalle stelle risidenti negli ammassi vicini è quello di troncare il bordo esterno del disco, diminuendo in modo esponenziale la densità complessiva.

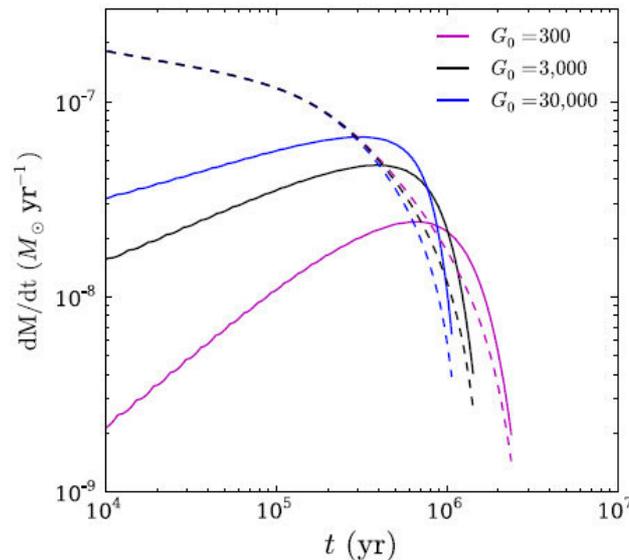


Figura 5.

La figura 5 mostra il tasso di massa persa nel tempo per dischi con un fissato valore del parametro di viscosità pari a $\alpha = 10^{-3}$ e un valore della forza del campo di radiazione pari a $G_0 = 300, 3000, 30000$ (in unità $1.6 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ tipico del flusso del mezzo interstellare). Le curve continue mostrano il tasso di massa persa a causa di fotoevaporazione mentre le curve tratteggiate mostrano l'usuale tasso di accrescimento di massa sulla stella centrale a causa della viscosità. Nei primi tempi, il tasso di massa persa a causa di fotoevaporazione è relativamente basso poiché il disco è compatto; quando il disco si diffonde verso l'esterno, il tasso di perdita di massa aumenta costantemente, raggiungendo un picco e poi decresce nuovamente. Si nota dunque che la scala temporale per la perdita di massa causata dal processo di fotoevaporazione è compatibile con quella di evoluzione viscosa. Il sistema raggiunge uno stato stazionario in cui la massa viene costantemente evaporata e trasportata verso la parte esterna del disco. Come ci si aspetta, guardando la figura 5 si nota come il tasso di massa persa dipenda sensibilmente dalla forza del campo di radiazione esterno. Il tasso di accrescimento della massa sulla stella centrale non mostra questa dipendenza in quanto le parti più interne del disco sono ben schermate dagli effetti dei campi di radiazione esterni essendo la densità del disco maggiore e quindi in grado di assorbire la radiazione.

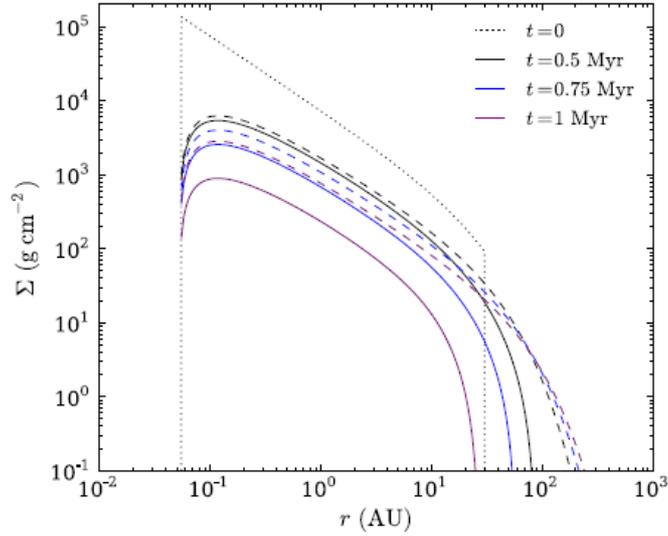


Figura 6.

In figura 6 è mostrata l'evoluzione nel tempo della densità superficiale di un disco in cui la perdita di massa è dovuta sia all'evoluzione viscosa sia alla fotoevaporazione ($\alpha = 10^3$ e $G_0 = 3000$). Si tratta di un disco tipico con una massa iniziale di 0.1 masse solari che si estende fino ad un valore di 30 unità astronomiche. Questo andamento è ottenuto risolvendo l'equazione descritta nel paragrafo successivo. Se si guarda la figura 6 si nota come la maggior parte della massa è stata persa dopo circa un milione di anni, sia a causa di fotoevaporazione, sia a causa dell'accrescimento della giovane stella.

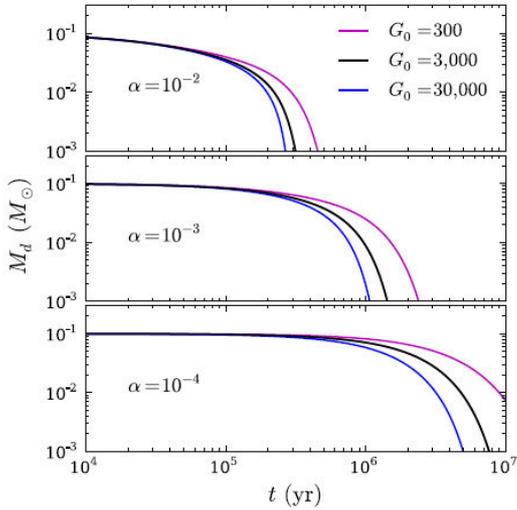


Figura 7.

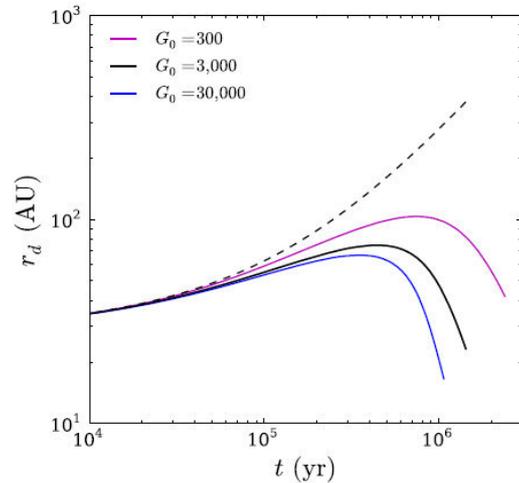


Figura 8.

La figura 7 mostra la massa totale del disco come funzione del tempo a diversi valori di α e G_0 . I dischi con viscosità elevata ($\alpha = 10^{-2}$) sono effettivamente dispersi in meno di 500 mila anni; i dischi con bassa viscosità ($\alpha = 10^{-4}$) vivono per almeno 5 milioni di anni e per bassi flussi FUV ($G_0 = 300$) possono sopravvivere anche per più di 10 milioni di anni. Si noti come la fotoevaporazione può causare variazioni della vita media del disco anche maggiori di un fattore 2.

I dischi che vivono a lungo quindi, non possono risiedere in regioni di formazione stellare popolate.

La figura 8 mostra il bordo del disco (raggio r_d) come funzione del tempo per tre valori di G_0 e con un fissato valore di α . Inizialmente il disco si espande velocemente, in seguito comincia il processo di evaporazione. Dopo mezzo milione di anni il raggio del disco è notevolmente più piccolo di quello che sarebbe stato in assenza di fotoevaporazione (caso tratteggiato in figura). In tempi più lunghi il raggio del disco diventa ancora più piccolo della sua dimensione iniziale.

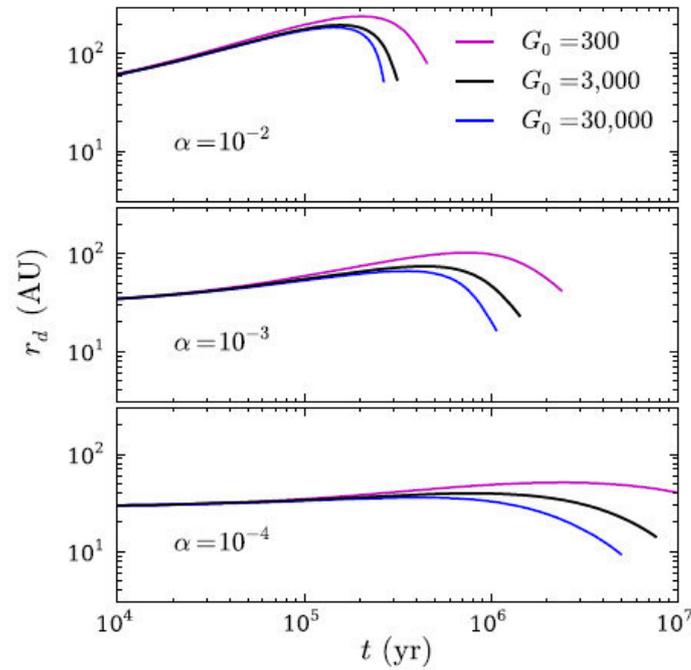


Figura 9.

La figura 9 mostra gli stessi risultati a valori differenti del parametro di viscosità α . Si può notare un comportamento simile per tutti i valori del parametro α , e un minor tempo di dissoluzione per quei dischi a più alta viscosità.

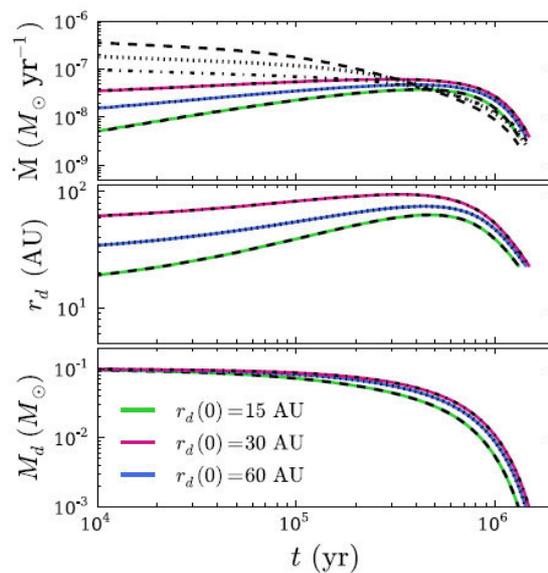


Figura 10.

Guardando la figura 10 possiamo concludere che il valore del raggio iniziale del disco, a parità di massa, è relativamente privo di importanza nei lunghi tempi di evoluzione e possiamo sintetizzare i principali risultati ottenuti, plottando la vita del disco in funzione della forza del campo di radiazione G_0 (come mostrato in figura 11).

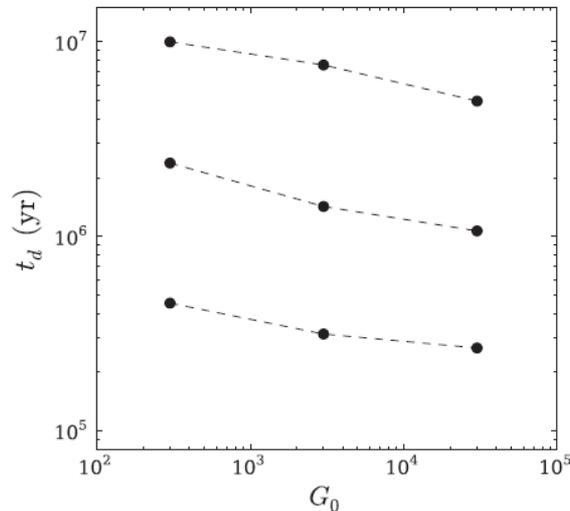


Figura 11.

Per fissati G_0 esiste un'ampia gamma di possibili tempi di vita per i dischi protoplanetari dipendenti dalla viscosità, e ciò sottolinea l'importanza di tale parametro nella dispersione del disco.

Questi risultati mostrano che i dischi con bassa viscosità possono sopravvivere per relativamente lunghi intervalli di tempo, essenzialmente perché la massa è trasportata all'esterno lentamente, mentre i dischi con alto valore della viscosità vengono dissipati in tempi molto più brevi. I campi di radiazione FUV esterni sono importanti nella dispersione del disco e implicano che dischi con età maggiore dei 3 milioni di anni dovrebbero essere rari o quasi inesistenti all'interno di ammassi riccamente popolati.

2.4 Evaporazione del disco causata da campi di radiazione FUV provenienti da stelle esterne e da campi di radiazione a raggi X provenienti dalla stella interna

Analizziamo ora la fotoevaporazione causata dalle radiazioni provenienti dalla stella attorno alla quale orbita il disco di transizione unita alla fotoevaporazione prodotta da radiazione proveniente da stelle vicine. Owen mostrò che tra i campi di radiazione generati dalla stella centrale, i raggi X sono spesso l'agente dominante per la dispersione del disco. Per questo motivo verranno trascurate le radiazioni FUV, perché di intensità inferiore alla radiazione X, e le EUV in quanto assorbite troppo presto prima di causare una significativa fotoevaporazione, a favore di quella a raggi X.

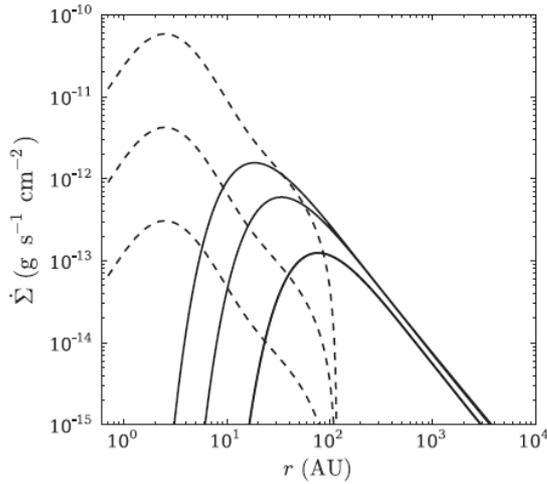


Figura 12.

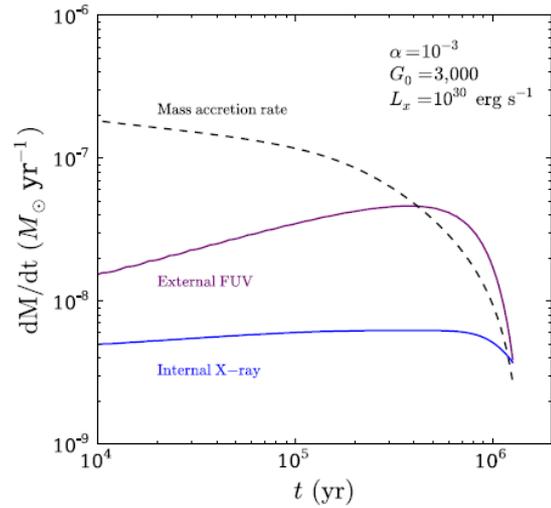


Figura 13.

In figura 12 viene mostrata la dipendenza radiale del termine di densità superficiale. Le curve con linea continua rappresentano un'approssimazione analitica in cui la fotoevaporazione è causata da campi di radiazione esterni a valori fissati di G_0 pari a 300, 3000 e 30000 (dal basso verso l'alto); le curve tratteggiate invece mostrano un'approssimazione in cui la fotoevaporazione è causata da raggi X provenienti dalla stella centrale a parametri di luminosità fissati a $L_X = 10^{29}, 10^{30}, 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ (dal basso verso l'alto). Se fissiamo la luminosità al valore di $L_X = 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ e ne studiamo gli effetti su di un disco standard con $\alpha = 10^{-3}$ e $G_0 = 3000$, la figura 13 mostra come varia il tasso di massa persa in funzione del tempo con questi 3 valori fissati. Notiamo che a differenza del tasso di massa persa causato dalla radiazione esterna FUV, il contributo interno, causato dalla radiazione a raggi X, non cresce in maniera considerevole con il tempo; la penetrazione dei raggi X è per lo più confinata alla regione interna del disco.

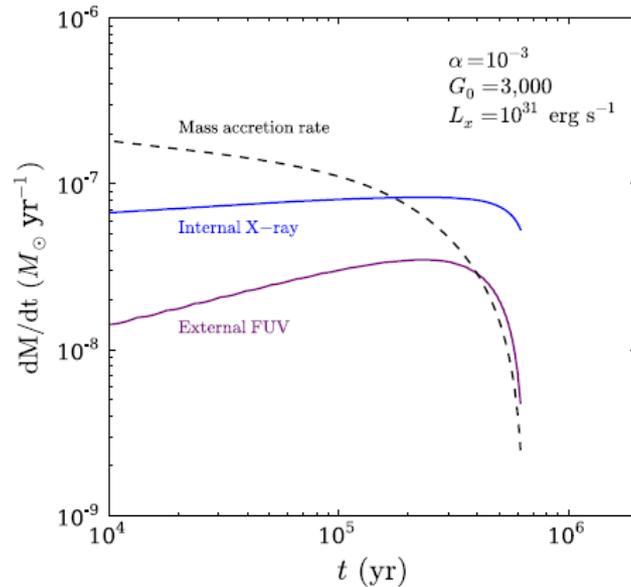


Figura 14.

In figura 14 sono invece mostrati i tassi di massa persa in funzione del tempo per un disco con gli stessi valori di α e G_0 ma un diverso valore della luminosità pari ora a $10^{31} \text{ erg s}^{-1}$, estremo superiore del range

ottenibile dalla luminosità. Per dischi in ammassi sufficientemente popolati, possiamo concludere che l'agente dominante per la perdita di massa sarà generalmente il campo di radiazione esterno.

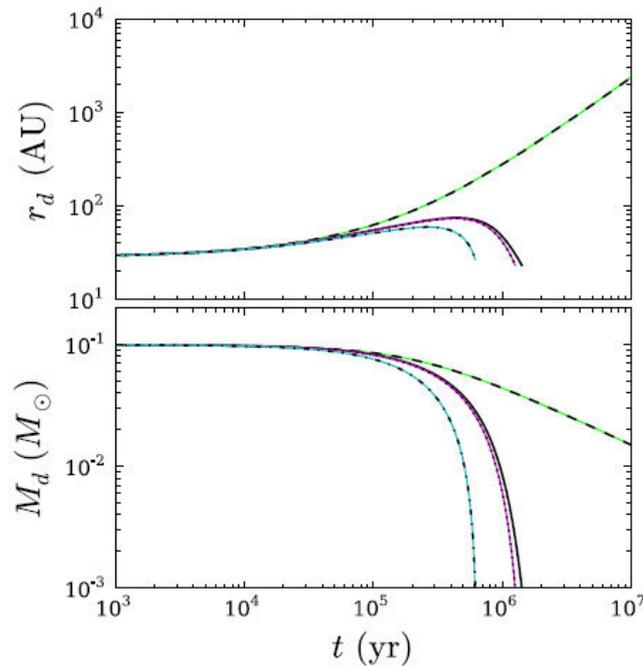


Figura 15.

La figura 15 infine rappresenta il tempo di evoluzione per la massa del disco e per il raggio del disco a contenuti variabili di campi di radiazione interni ed esterni; entrambi i grafici sono stati costruiti facendo riferimento ad un disco con un valore di $\alpha = 10^{-3}$. La linea tratteggiata più in alto rappresenta i risultati per un disco in cui non vi è fotoevaporazione, la linea continua corrisponde ad un disco con campi di radiazione pari a $G_0 = 3000$ e luminosità pari a $L_X = 0$, la linea formata da puntini corrisponde ad un disco con campi di radiazione sempre pari a $G_0 = 3000$ e luminosità pari a $L_X = 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ ed infine l'ultima linea corrisponde ad un disco con lo stesso valore del campo di radiazione ma luminosità pari a $L_X = 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$. Notiamo che la seconda e la terza curva sono pressoché identiche, quindi arriviamo alla conclusione che la luminosità dei raggi X non è un fattore che influenza l'evoluzione del disco nel momento in cui è accoppiato ad un campo di radiazione proveniente dall'esterno. In ogni caso incrementando il valore di L_X si accorcia la vita del disco di un fattore pari a 2.

Si verifica infine che, aggiungendo un campo di radiazione proveniente dalla stella centrale ad un campo esterno già presente, il nuovo contributo è pressoché trascurabile.

Capitolo 3

Modelli numerici di dischi con fotoevaporazione dovuta alla stella centrale

3.1 Risultati della simulazione per dischi primordiali

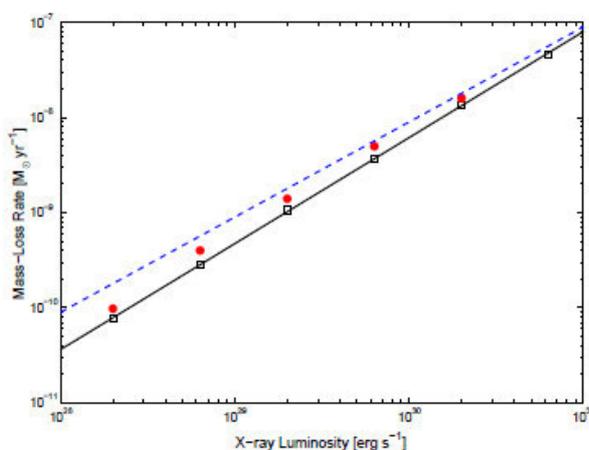


Figura 16.

In figura 16 mostriamo come il tasso di perdita di massa scala linearmente con la luminosità dei raggi X, risultato che conferma le predizioni teoriche. Il tasso di perdita di massa è mostrato in funzione dell'intensità dei raggi X: i quadrati mostrano i risultati delle simulazioni per una stella di $0.7 M_{\odot}$ (la linea continua ne rappresenta il fit), mentre i cerchi mostrano i risultati per una stella di $0.1 M_{\odot}$. La linea tratteggiata mostra infine l'ordine di magnitudine stimato.

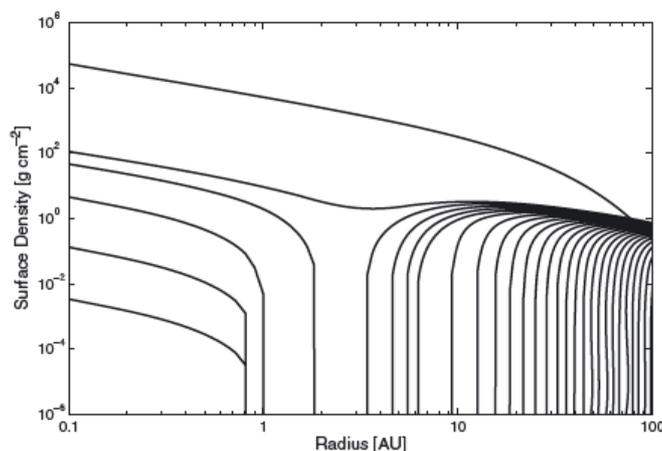


Figura 17.

In figura 17 è mostrata l'evoluzione della densità superficiale per un modello standard di disco circumstellare (con una luminosità della stella centrale di $1.1 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ corrispondente ad un tasso di fotoevaporazione del disco di $7.1 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) durante la fase di pulizia di quest'ultimo. L'intensa fotoevaporazione provoca una costante erosione del disco più rapida nella zona interna. La fase di pulizia rallenta una volta che il gap all'interno raggiunge distanze radiali meno interessate dal processo di fotoevaporazione. La prima linea mostra il profilo di densità superficiale al tempo zero, la successiva mostra il profilo al 75% della vita del disco (~ 3.5 milioni di anni) e le linee rimanenti mostrano la densità superficiale a step dell'1% nella vita del disco.

3.2 Risultati della simulazione per dischi con un gap all'interno

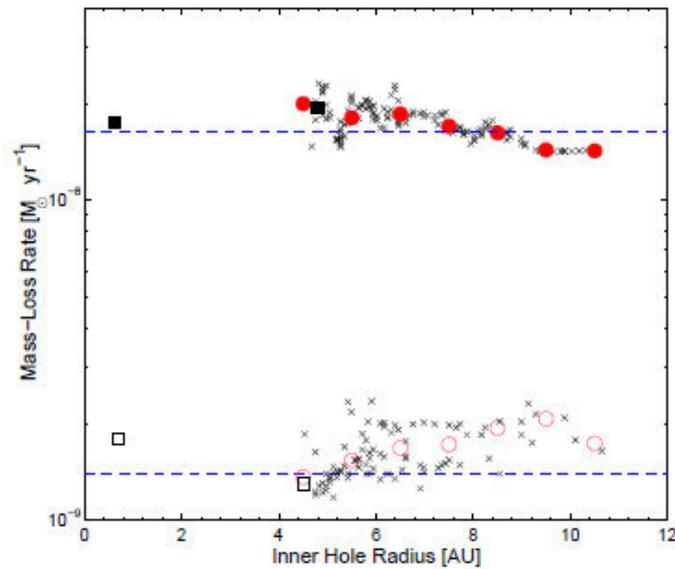


Figura 18.

La figura 18 mostra il tasso di perdita di massa in funzione della dimensione del gap interno per quei dischi che ruotano attorno a stelle di $0.1 M_{\odot}$. Le linee tratteggiate mostrano i tassi di perdita di massa per dischi primordiali alle luminosità dei raggi X di $2 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ (parte alta della figura) e di $2 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ (parte bassa della figura). Troviamo che il tasso di perdita di massa (croci in figura) è approssimativamente indipendente dalla dimensione del gap all'interno del disco e come ci si aspetta scala linearmente con la luminosità dei raggi X in accordo con gli argomenti teorici presentati.

Capitolo 4

Effetti della fotoevaporazione sulla formazione planetaria

I processi di dispersione del gas all'interno del disco, come la fotoevaporazione, influenzano la formazione dei pianeti. Piccole particelle di polvere presenti nel disco seguono infatti il flusso del gas. Se il gas viene disperso prima che le particelle di polvere possano interagire tra loro unendosi e formando piccolissimi planetesimi, tutta la polvere verrà persa nella dispersione del gas senza dunque dare vita a nessun tipo di agglomerato. Se invece le particelle di polvere hanno abbastanza tempo per interagire ed unirsi tra loro costruendo nuclei rocciosi sufficientemente grandi, la formazione di pianeti giganti gassosi come Giove e Saturno e di pianeti rocciosi come la Terra, Mercurio, Venere e Marte può avvenire.

Il lavoro che Owen sta portando avanti suggerirebbe che la fotoevaporazione causata dalla radiazione FUV proveniente dal giovane Sole non sia stata sufficiente per rimuovere in maniera rapida il gas presente nelle regioni esterne ai pianeti giganti, consentendo così la formazione di questi ultimi.

Adams e Hollenbach discussero il caso riguardante la cintura di Kuiper: alcune osservazioni indicano che il troncamento della cintura è causato dalla fotoevaporazione prodotta da una stella massiccia vicina, troncamento che avviene attorno alle 100 unità astronomiche, provocato dalla dispersione del gas prima che la polvere presente nel disco possa unirsi in dimensioni tali da sopravvivere alla dispersione e che possa in un secondo momento formare la cintura di Kuiper.

Nei giovani dischi, la polvere in un primo momento si deposita verso il piano mediano sotto l'influenza della gravità stellare e in seguito si compatta dando vita ai planetesimi. Una volta che la polvere si è addensata, le particelle delle dimensioni dei centimetri possono crescere ulteriormente tramite collisioni. I planetesimi formati possono raggiungere le dimensioni dei chilometri e possono infine dare vita ai pianeti.

Un semplice schema rappresentante il modello di un disco protoplanetario formato da polveri e gas è illustrato in figura 19.

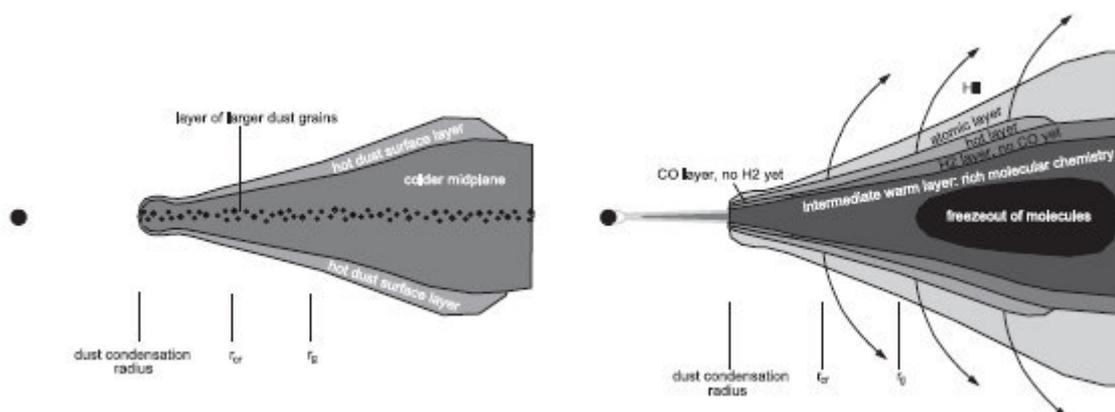


Figura 19.

Capitolo 5

Conclusioni

- a. Nel considerare la sola radiazione proveniente dalla stella centrale attorno alla quale orbita il disco, la radiazione a raggi X è la dominante a discapito delle radiazioni FUV ed EUV in quanto la radiazione EUV viene assorbita dal vento prodotto dai raggi X sulla superficie del disco, e la radiazione FUV è importante solo a raggi superiori alle $100AU$, ovvero raggi ai quali un disco difficilmente giunge.
- b. Il processo di fotoevaporazione causato dai campi di radiazione FUV provenienti da stelle risiedenti in ammassi circostanti riduce notevolmente la vita media del disco. I dischi con viscosità moderate ($\alpha = 10^{-3}$) sono dispersi nell'arco di circa 1-3 milioni di anni mentre i dischi con viscosità elevata ($\alpha = 10^{-2}$) sono dispersi nell'arco di 500 mila anni.
- c. Quando la radiazione a raggi X proveniente dalla stella centrale è combinata con la radiazione FUV proveniente dalle stelle esterne, la perdita di massa del disco è dominata da quest'ultima. In particolare se il sistema disco-giovane stella risiede in ammassi con elevata densità di popolazione stellare.
- d. Il modello evolutivo qui trattato è in buon accordo con ciò che accade nei dischi dell'ONC (Orion Nebula Cluster, una delle nebulose più brillanti del cielo notturno). Il miglior accordo con i dati avviene per valori del campo di radiazione elevati ($G_0 = 3000, 30000$) e per parametri di viscosità pari a $10^{-3} < \alpha < 10^{-2}$.
- e. Il processo di fotoevaporazione influisce nel processo di evoluzione e di formazione planetaria in particolare per la crescita dei pianeti giganti. Se il gas viene disperso prima che si formi il nucleo di roccia e ghiaccio del pianeta (per accumulazione di planetesimi), esso non sarà in grado di catturare una consistente atmosfera primordiale.

Bibliografia

- [1] James E. Owen, Cathie J. Clarke, Barbara Ercolano; Mon. Not. R. Astron. Soc. 422, 1880-1901; (2012)
- [2] Kassandra R. Anderson, Fred C. Adams, Nuria Calvet; THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 774:9 (13pp); (2013)
- [3] Gennaro D'Angelo, Francesco Marzari; THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 757:50 (23pp); (2012)
- [4] Philip J. Armitage; Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2011. 49:195-236
- [5] C. P. Dullemond, D. Hollenbach, I. Kamp, P. D'Alessio; "Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks"
- [6] Philip J. Armitage; "Astrophysics of Planet Formation"; Cambridge University; (2010)
- [7] Michael J. Thompson; "An Introduction to Astrophysical Fluid Dynamics"; Imperial College Press; (2006)
- [8] U. Gorti, D. Hollenbach; "Photoevaporation of Circumstellar Disks by FUV, EUV and X-ray Radiation from the central star"; (2008)
- [9] James E. Owen, Barbara Ercolano, Cathie J. Clarke; Mon. Not. R. Astron. Soc. 412, 13-25; (2011)