

Διπλωματική εργασία

Ακτινοβολία X από αστέρες νετρονίων και προσομοιώσεις με κυψελικά αυτόματα

Επιβλέπων καθηγητής: Λουκάς Βλάχος

Δέσποινα Πανόγλου

Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης
Πρόγραμμα μεταπτυχιακών σπουδών στην Υπολογιστική Φυσική

Σεπτέμβρης 2005

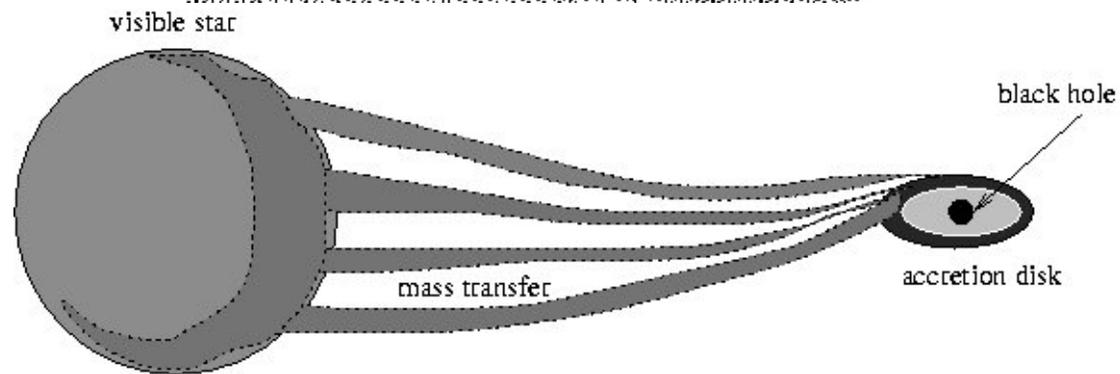
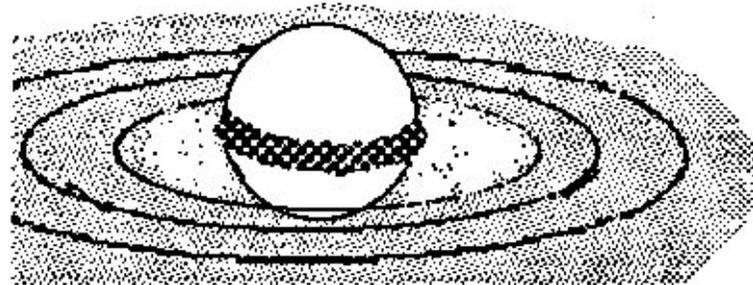
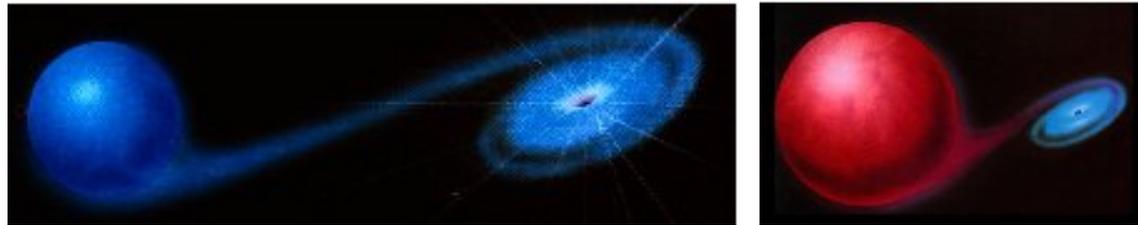
Άξονες της διπλωματικής εργασίας

- Εισαγωγή: Διακυμάνσεων $1/f$ στην ακτινοβολία που εκπέμπεται από συμπαγή σώματα. Παρατηρήσεις, τι αναζητάμε.
- Αυτοοργανούμενη κατάσταση: συστήματα που βρίσκονται σε τέτοια κατάσταση, επιδεικνύουν διακυμάνσεις $1/f$.
- Μεταφορά μάζας σε συμπαγή σώματα: Πώς η προσομοίωση με κυψελικό αυτόματο μπορεί να δώσει σύστημα που βρίσκεται σε SOC που παρουσιάζει διακύμανση $1/f$.

Προσαύξηση μάζας σε συμπαγή σώματα

- Συμπαγή σώματα: Λευκοί νάνοι, αστέρες νετρονίων, μαύρες τρύπες. Δημιουργούνται με την κατάρρευση άστρων, αφού σταματήσει η παραγωγή ενέργειας από θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στον πυρήνα τους. Έχουν μεγάλη πυκνότητα μάζας.
- Η προσαύξηση μάζας προς συμπαγή σώματα παράγει υψηλές ενέργειες. Αν η προσαυξανόμενη ύλη έχει αρκετή στροφορμή, τότε δημιουργείται ένας δίσκος προσαύξησης.
- ...περιοχή ισχυρού βαρυτικού πεδίου, όπου λαμβάνει χώρα ποικιλία φαινομένων (διεργασίες στο πλάσμα, μεταφορά ακτινοβολίας, ροή μάζας, μεταφορά τοπικών μαγνητικών πεδίων).

Προσαύξηση μάζας σε συμπαγή σώματα



Προσαύξηση μάζας σε συμπαγή σώματα

Η κεντρομόλος δύναμη προκαλεί το σχηματισμό δίσκου, ενώ η βαρυτική επίδραση ευθυγραμμίζει την περιστροφή του με αυτήν της πηγής του βαρυτικού πεδίου.

Αν η προστιθέμενη ύλη αποκτήσει μεγάλη στροφορμή, χρειάζεται η εκτόνωση της υπερβαίνουσας ποσότητας. Η ύλη μεταφέρεται προς τροχιές μικρότερης ενέργειας και η ροή οργανώνεται σε σχεδόν κυκλικές τροχιές, ελικοειδείς προς τα μέσα (Pringle, 1981).

Η θερμοκρασία του αερίου αυξάνει όσο πλησιάζει προς το συμπαγές σώμα και εκπέμπει θερμική και μη-ακτινοβολία μέχρι να φτάσει στην επιφάνεια του άστρου. Λόγω μεγάλης θερμοκρασίας, το μέγιστο της ακτινοβολίας βρίσκεται στην περιοχή των ακτίνων X και γ .

Προσαύξηση μάζας σε συμπαγή σώματα

Αγνοούμε σχετικιστικές επιδράσεις

Θεωρούμε σφαιρική συμμετρία

$$\text{εξίσωση συνέχειας} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{2\rho v}{r} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

$$\text{διατήρηση ορμής} \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{\partial \phi}{\partial r}$$

Προσεγγίσεις: σταθερή ροή, σταθερή μάζα κεντρικού άστρου

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{MG}{r^2}$$

$$\text{διατήρηση ενέργειας} \quad dP = c_s^2 d\rho - \frac{\gamma-1}{v} (\Gamma - \Lambda) \rho dr$$

$$\text{ταχύτητα ήχου} \quad c_s^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s$$

Προσαύξηση μάζας σε συμπαγή σώματα

- Η προκύπτουσα εξίσωση χρησιμοποιείται για εισροή και εκροή:

$$\frac{1}{v} \left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1 \right) \frac{dv}{dr} = -\frac{MG}{r^2 c_s^2} + \frac{2}{r} - \frac{(\gamma - 1)(\Gamma - \Lambda)}{v c_s^2}$$

- Σε αδιαβατικές συνθήκες, $\Gamma = \Lambda$.

Κρίσιμη ακτίνα: $r_s = \frac{MG}{2c_s^2}$

- $r_s > 10R_\odot$ και $R < R_\odot$.

Από r_s μέχρι τελικής προσαύξησης η κίνηση γίνεται υπερηχητικά.

- Εξίσωση συνέχειας: $\frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 \rho \frac{dr}{dt}$

Φωτεινότητα δίσκων προσαύξησης

Παραδοχές: περιστροφή Kepler, $m \ll M$, $v_r \ll v_\phi$

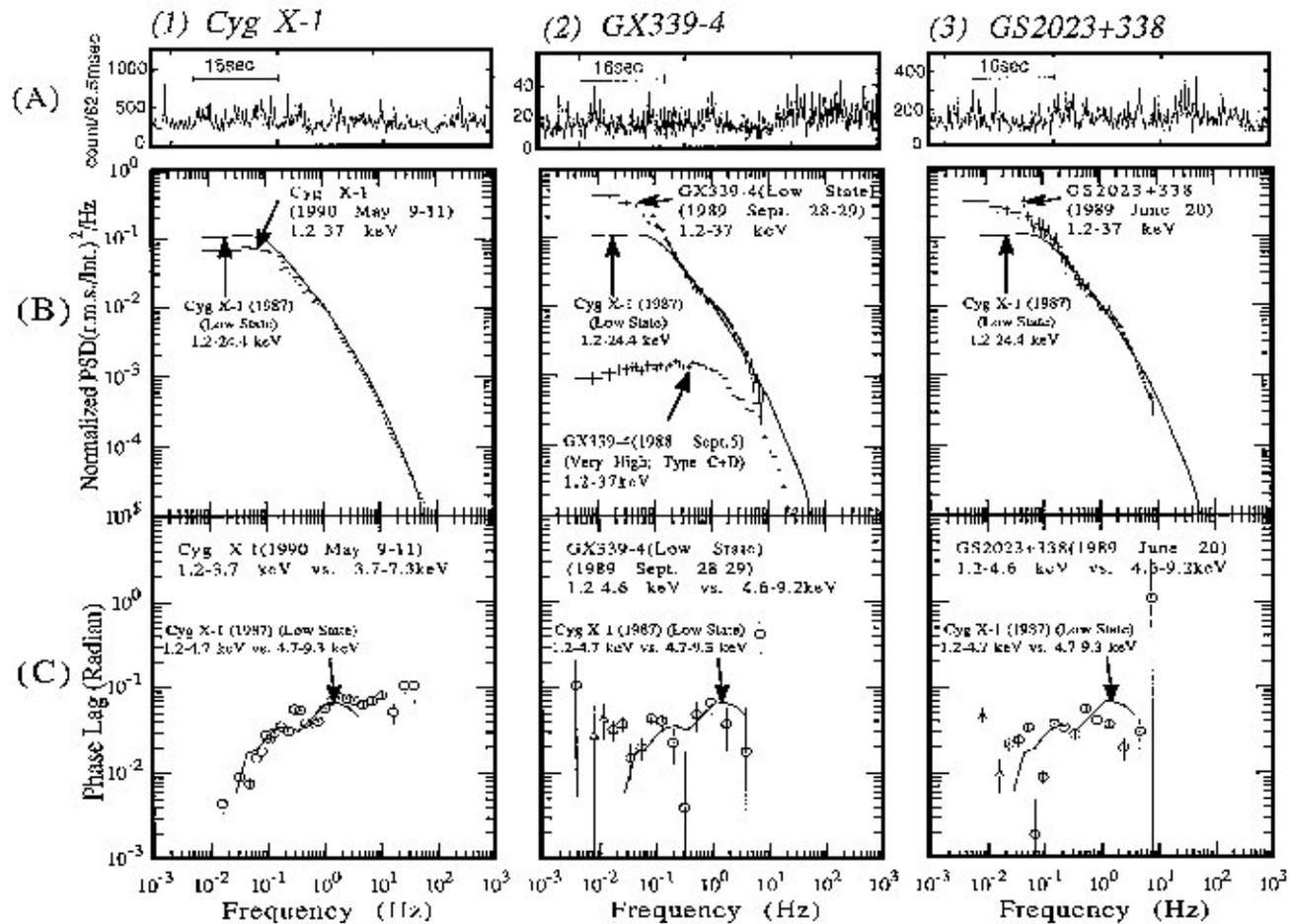
Θεώρημα virial: $\rightarrow V = -2K \rightarrow E = \frac{1}{2}V = -G\frac{Mm}{2r}$

Η ελικοειδής κίνηση του αερίου προς τα μέσα μειώνει τη συνολική του ενέργεια. Η ενέργεια που χάνεται διατηρεί σταθερή τη θερμοκρασία του δίσκου και τελικά ακτινοβολείται.

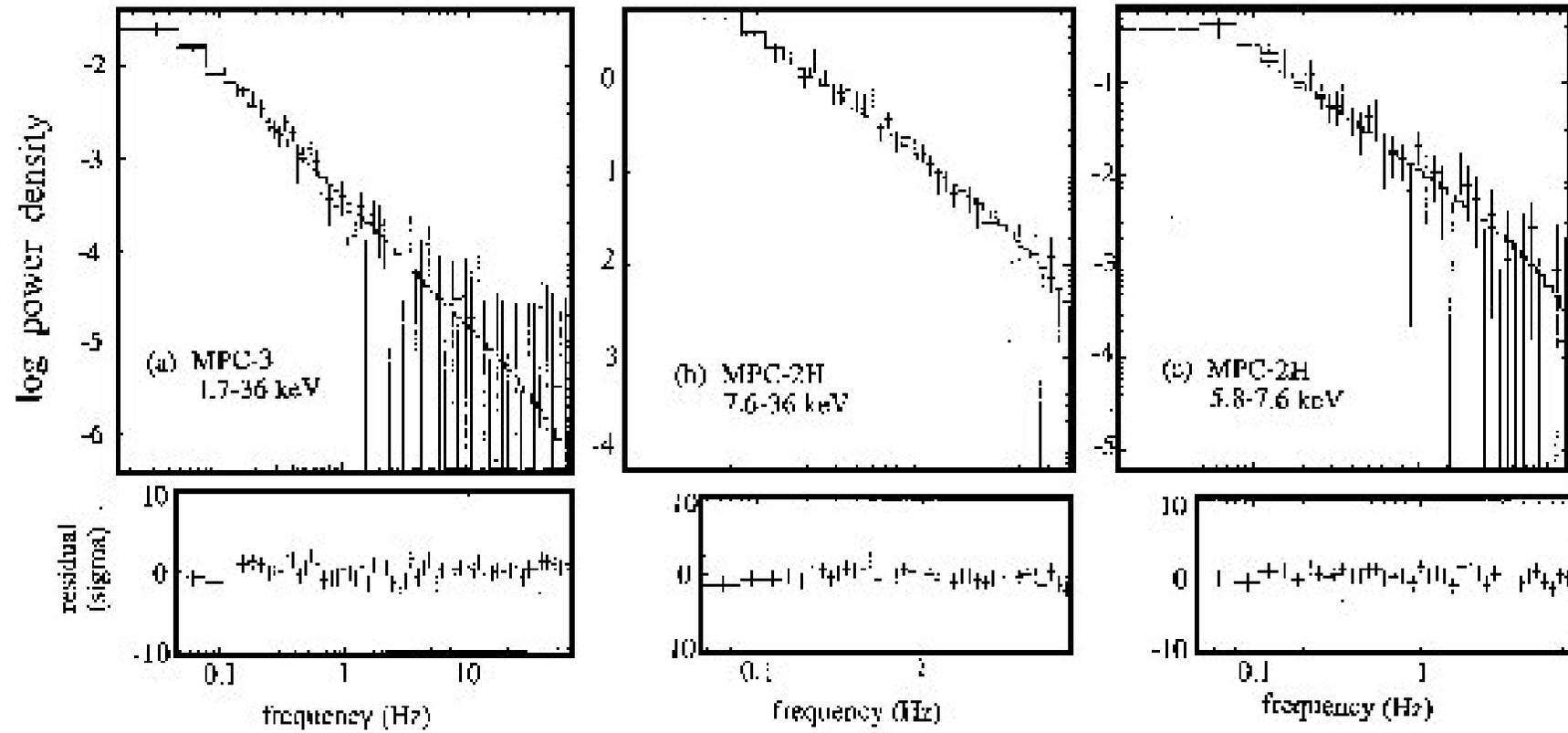
$$dE = G\frac{M\dot{M}t}{2r^2}dr \rightarrow dL_r = G\frac{M\dot{M}}{2r^2}dr$$

Λαμβάνοντας υπόψη ότι το μισό της ενέργειας προσαύξησης ακτινοβολείται προς τα έξω καθώς το αέριο περιστρέφεται προς το κέντρο, ενώ το άλλο μισό αποτίθεται στην επιφάνεια του άστρου (θεώρημα virial): $L_a = G\frac{M\dot{M}}{R}$

Miyamoto et al., 1992



Tashiro et al., 1991



Αυτοοργανούμενα συστήματα

Συστήματα που επιδεικνύουν εγγενή συμπεριφορά αυτοοργανούμενης κατάστασης: αμμόλοφοι, σεισμοί, μαγνητικά πεδία στον Ήλιο, ηλιακές εκλάμψεις, πυρκαγιές σε δάση, εξάπλωση επιδημιών, δυναμική πληθυσμών

Ξεκινώντας από το μοντέλο BTW (Bak et al., 1987), όλα τα μοντέλα για αυτοοργανούμενα συστήματα στηρίζονται στη δυναμική του συστήματος. Ορίζονται με βάση μία δυναμική μεταβλητή που αλλάζει κάθε χρονικό βήμα σύμφωνα με κάποιον αλγόριθμο.

Η πολυπλοκότητα απορρέει μέσα από την απλότητα: Η πολύπλοκη συμπεριφορά που επιδεικνύουν πολλά συστήματα οφείλεται στο πλήθος των βαθμών ελευθερίας, παρά στην πολύπλοκη συμπεριφορά του κάθε μεμονωμένου βαθμού ελευθερίας.

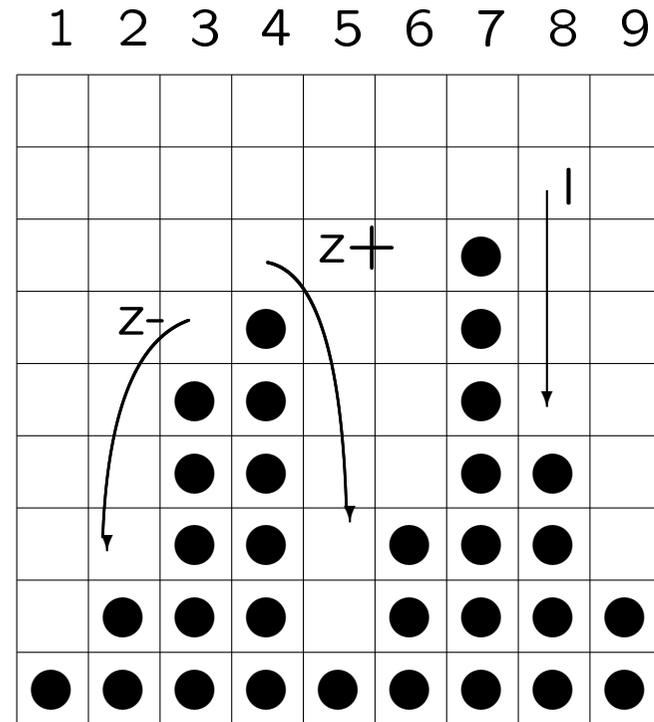
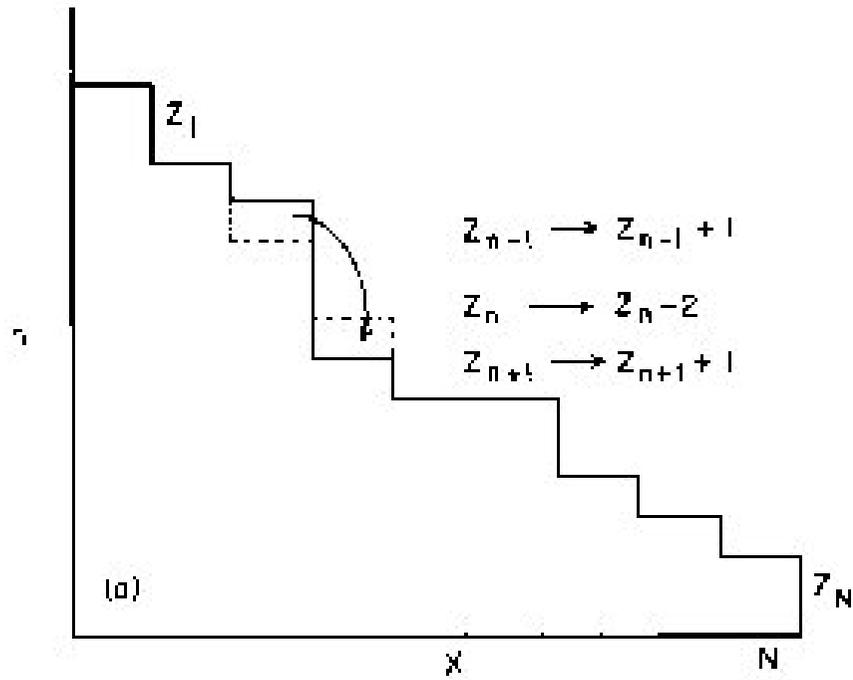
Αυτοοργανούμενα συστήματα

Η αυτοοργανούμενη κρίσιμη κατάσταση (self-organized critical state, SOC) είναι μία κρίσιμη κατάσταση στην οποία οδηγείται ένα ανοιχτό σύστημα που δε βρίσκεται σε ισορροπία.

Αν ένα σύστημα εξελίσσεται προς μία αυτοοργανούμενη κατάσταση, το φάσμα διασκορπισμού της ενέργειας υπακούει σε ένα νόμο δύναμης, δηλ. στο σύστημα παράγεται διακύμανση $1/f$.

Οι Bak-Tang-Wiesenfeld (BTW) πρότειναν ένα κυψελικό αυτόματο (cellular automaton, CA) ως μέσο για την αριθμητική επίδειξη των φιλοσοφικών ερωτημάτων που προέκυπταν από την τυπική τάση διάφορων συστημάτων να αυτοοργανώνονται.

Bak et al., 1988



Κανόνες d -διάστατου κυψελικού αυτόματου

δυναμική μεταβλητή : $z(\mathbf{r})$
 διανύσματα βάσης : $\mathbf{e}_i, i = 1, 2, \dots, d$
 συντεταγμένες κόμβων : $\mathbf{r} = (r_1, r_2, \dots, r_d), r_i \in \{1, 2, \dots, L\}$

Διαταραχή

διατηρητική	$z(\mathbf{r}) \rightarrow z(\mathbf{r}) + d$ $z(\mathbf{r} - \mathbf{e}_i) \rightarrow z(\mathbf{r} - \mathbf{e}_i) - 1 \text{ for } i = 1, 2, \dots, d$
μη διατηρητική	$z(\mathbf{r}) \rightarrow z(\mathbf{r}) + 1$

Χαλάρωση

$z(\mathbf{r}) > z_c$	$z(\mathbf{r}) \rightarrow z(\mathbf{r}) - 2d$ $z(\mathbf{r} \pm \mathbf{e}_i) \rightarrow z(\mathbf{r} \pm \mathbf{e}_i) + 1 \text{ for } i = 1, 2, \dots, d$
$z(\mathbf{r}) < -z_c$	$z(\mathbf{r}) \rightarrow z(\mathbf{r}) + 2d$ $z(\mathbf{r} \pm \mathbf{e}_i) \rightarrow z(\mathbf{r} \pm \mathbf{e}_i) - 1 \text{ for } i = 1, 2, \dots, d$

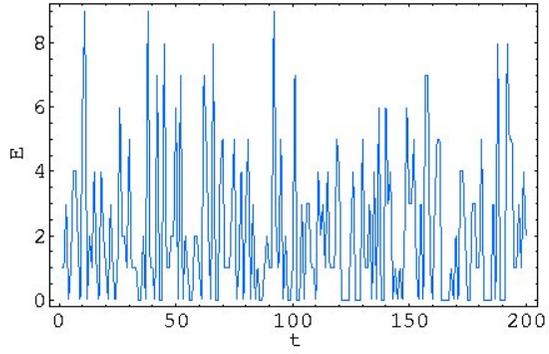
Συνοριακές συνθήκες

Σε διαταραχή ή χαλάρωση που οι τύποι αναφέρονται σε κόμβο έξω από το πλέγμα:

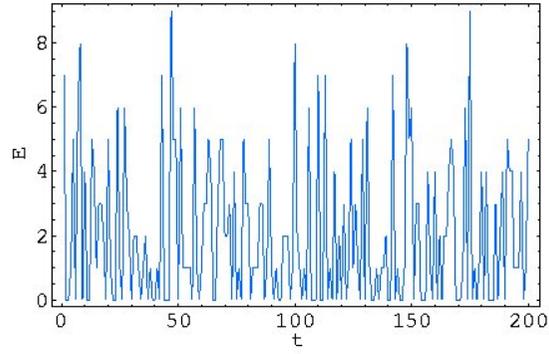
κλειστό σύνορο	$z(\mathbf{r}) = 0$ if $\exists r_i \notin \{1, 2, \dots, L\}$
ανοιχτό σύνορο	
$z(\mathbf{r}) > z_c$	$z(\mathbf{r}) \rightarrow z(\mathbf{r}) - k$ $z(\mathbf{r} + \mathbf{e}_i) \rightarrow z(\mathbf{r} + \mathbf{e}_i) + 1 \quad \text{if } r_i \neq L$ $z(\mathbf{r} - \mathbf{e}_i) \rightarrow z(\mathbf{r} - \mathbf{e}_i) + 1 \quad \text{if } r_i \neq 1$
$z(\mathbf{r}) < -z_c$	$z(\mathbf{r}) \rightarrow z(\mathbf{r}) + k$ $z(\mathbf{r} + \mathbf{e}_i) \rightarrow z(\mathbf{r} + \mathbf{e}_i) - 1 \quad \text{if } r_i \neq L$ $z(\mathbf{r} - \mathbf{e}_i) \rightarrow z(\mathbf{r} - \mathbf{e}_i) - 1 \quad \text{if } r_i \neq 1$

Στο μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε είναι δυνατό να γίνουν μόνο διατηρητικές διαταραχές και τα σύνορα θεωρούνται ανοιχτά.

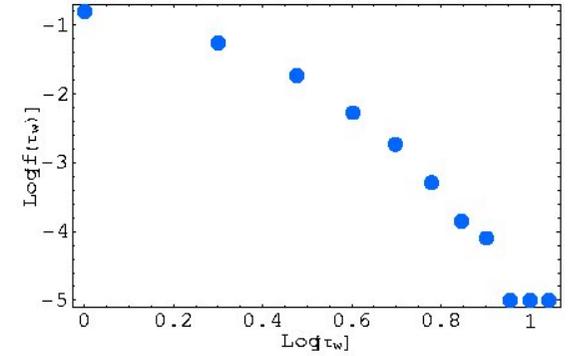
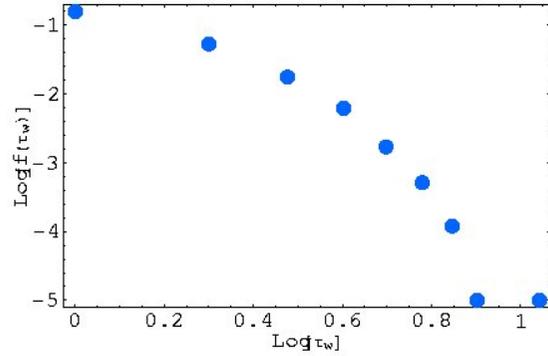
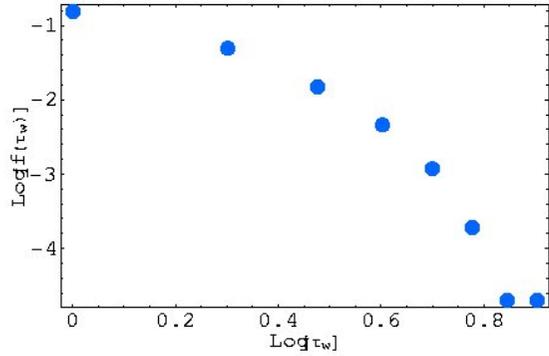
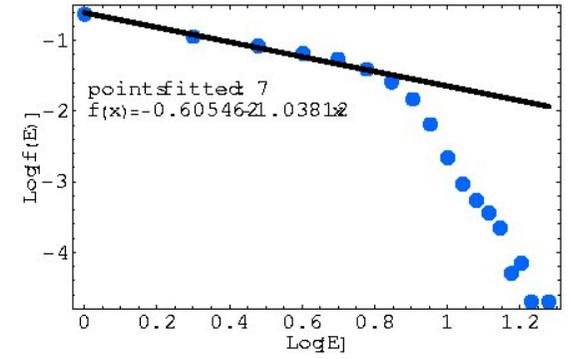
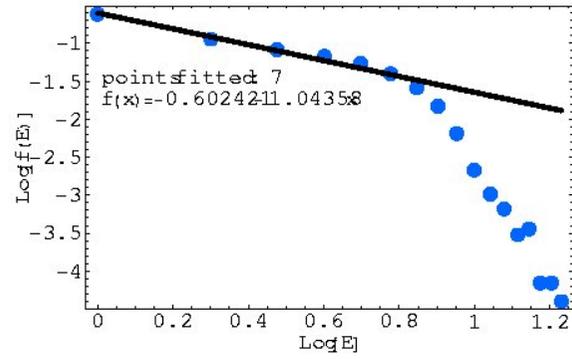
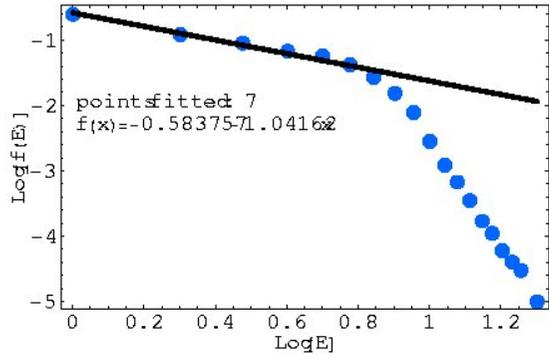
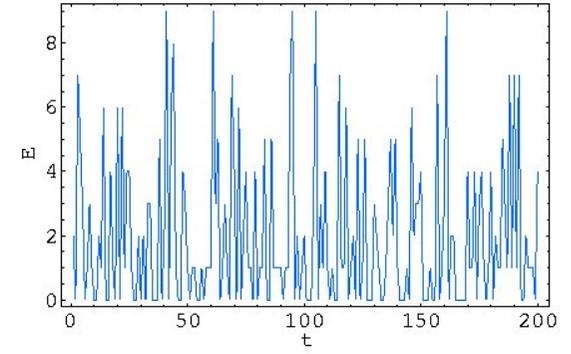
nr=5, k=5, mt=100000 z=2



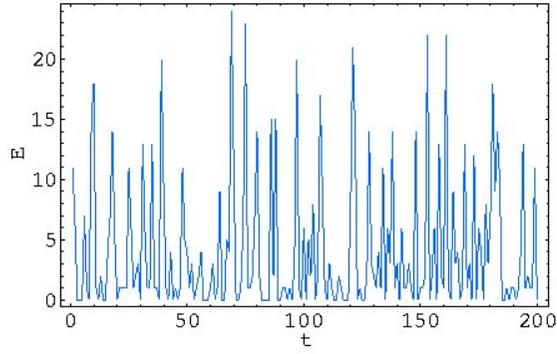
nr=5, k=5, mt=100000 z=5



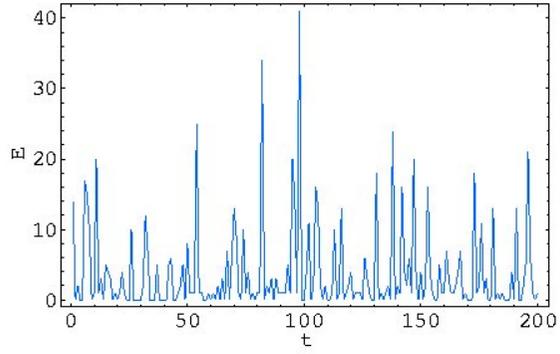
nr=5, k=5, mt=100000 z=10



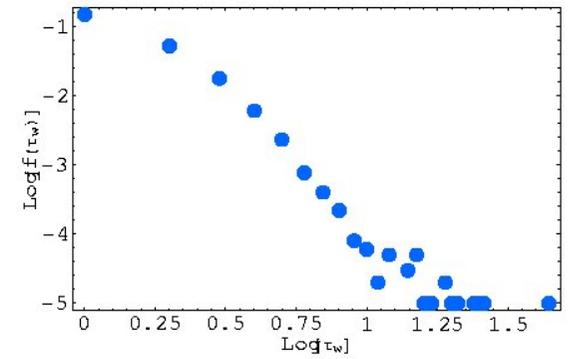
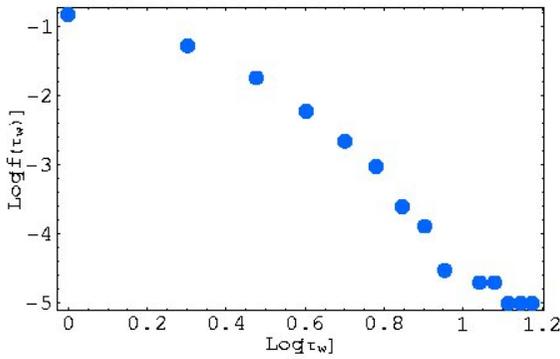
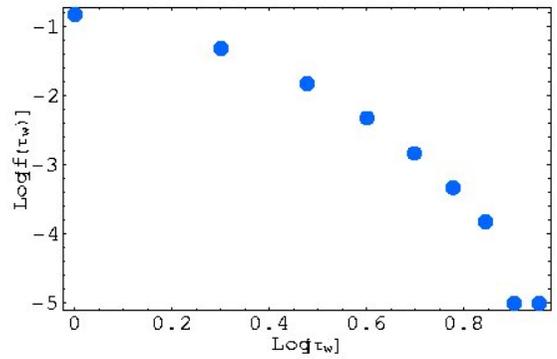
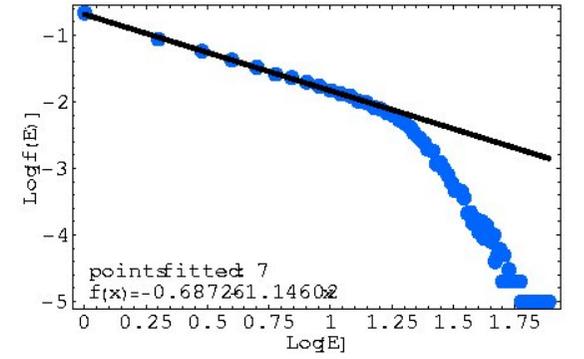
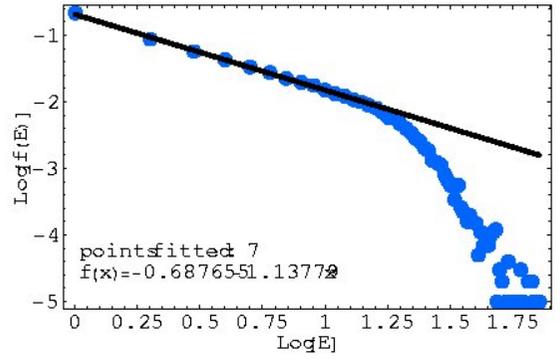
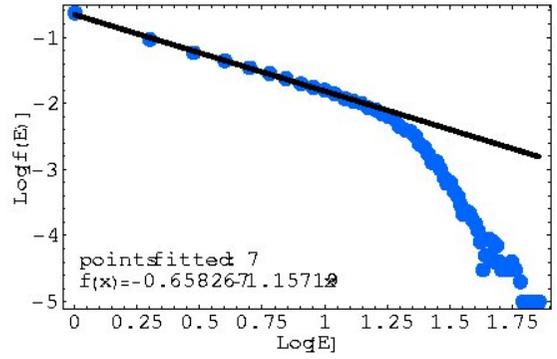
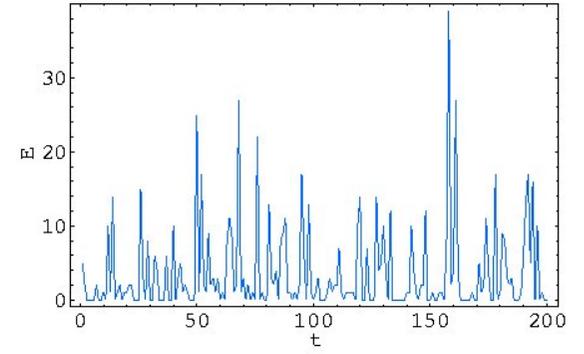
nr=10, k=10, mt=100000 z=2



nr=10, k=10, mt=100000 z=5



nr=10, k=10, mt=100000 z=10



Μεταφορά μάζας σε δίσκους προσαύξησης

Επειδή το υλικό που έλκεται από το άστρο και κινείται προς αυτό πιθανότατα έχει κάποια ποσότητα στροφορμής l , δεν οδηγείται κατευθείαν στην επιφάνεια του άστρου, αλλά περιστρέφεται γύρω από αυτό σε ακτίνα $r = l^2/GM$ με αποτέλεσμα να σχηματίζεται ένας δίσκος προσαύξησης.

Προσέγγιση λεπτού δίσκου σε μόνιμη κατάσταση: Στα συνήθη συστήματα προσαύξησης οι εξωτερικές συνθήκες μεταβάλλονται σε κλίμακες χρόνου \gg από την κλίμακα χρόνου της ακτινικής ιξώδους διάχυσης. Τότε ο δίσκος καταλήγει σε δομή μόνιμης κατάστασης (Frank et al., 2001).

Λεπτός δίσκος σε μόνιμη κατάσταση

Διαφορική περιστροφή: $\Omega_K(r) = \sqrt{GM/r^3}$

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{\sigma}{H} \\ H &= \frac{c_s}{\Omega_K(r)} = c_s \sqrt{\frac{r^3}{GM}} \\ c_s^2 &= \frac{P}{\rho} \\ P &= \frac{\rho k T_c}{\mu m_p} + \frac{4\sigma T_c^4}{3c} \\ \frac{4\sigma T_c^4}{3c} &= \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{R_*}{r}}\right) \\ \tau &= \sum \kappa_R(\rho, T_c) = \tau(\sigma, \rho, T_c) \\ \nu\sigma &= \frac{\dot{M}}{3\pi} \left(1 - \sqrt{\frac{R_*}{r}}\right) \\ \nu &= \nu(\rho, T_c, \sigma, a, \dots)\end{aligned}$$

+ Χρειάζονται ν και κ_R

Λύση Shakura-Sunyaev, 1973

α -prescription: $\nu = \alpha c_s H$, κύρια πηγή ιξώδους: τύρβη ισοτροπικής ροής ($P = C\rho^\gamma$, $C = \text{const.}$)

μέση αδιαφάνεια κατά Rosseland : $\kappa_R = 5 \times 10^{24} \rho T_c^{-7/2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, κανόνας Kramer

περιοριζόμαστε στην περιοχή του δίσκου όπου η πίεση του αερίου κυριαρχεί έναντι της πίεσης ακτινοβολίας

$$\begin{aligned}\sigma(r) &= 5.2 \alpha^{-4/5} \dot{M}_{16}^{7/10} M_s^{1/4} r_{10}^{-3/4} f_r^{14/5} \text{ g cm}^{-2} \\ H(r) &= 1.7 \times 10^8 \alpha^{-1/10} \dot{M}_{16}^{3/20} M_s^{-3/8} r_{10}^{9/8} f_r^{3/5} \text{ cm} \\ \rho(r) &= 3.1 \times 10^{-8} \alpha^{-7/10} \dot{M}_{16}^{11/20} M_s^{5/8} r_{10}^{-15/8} f_r^{11/5} \text{ g cm}^{-3} \\ T_c(r) &= 1.4 \times 10^4 \alpha^{-1/5} \dot{M}_{16}^{3/10} M_s^{1/4} r_{10}^{-3/4} f_r^{6/5} \text{ K} \\ \tau(r) &= 190 \alpha^{-4/5} \dot{M}_{16}^{1/5} f_r^{4/5} \\ \nu(r) &= 1.8 \times 10^{14} \alpha^{4/5} \dot{M}_{16}^{3/10} M_s^{-1/4} r_{10}^{3/4} f_r^{6/5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \\ v_R(r) &= 2.7 \times 10^4 \alpha^{4/5} \dot{M}_{16}^{3/10} M_s^{-1/4} r_{10}^{-1/4} f_r^{-14/5} \text{ cm s}^{-1}\end{aligned}$$

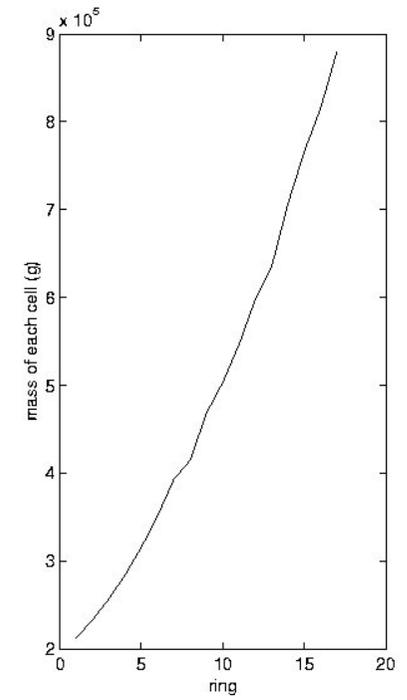
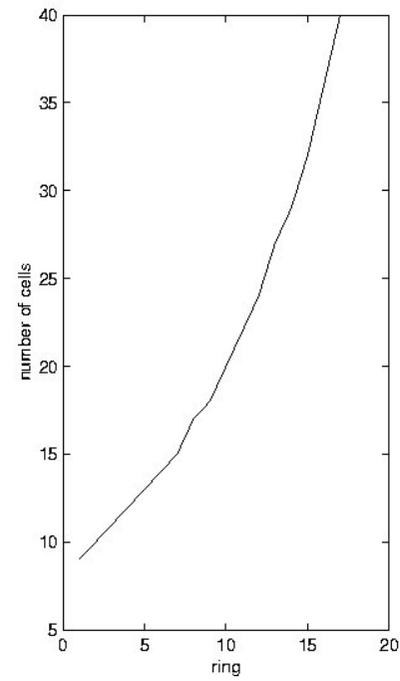
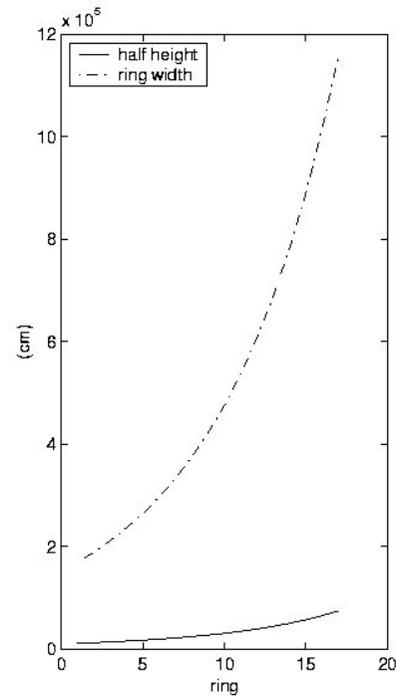
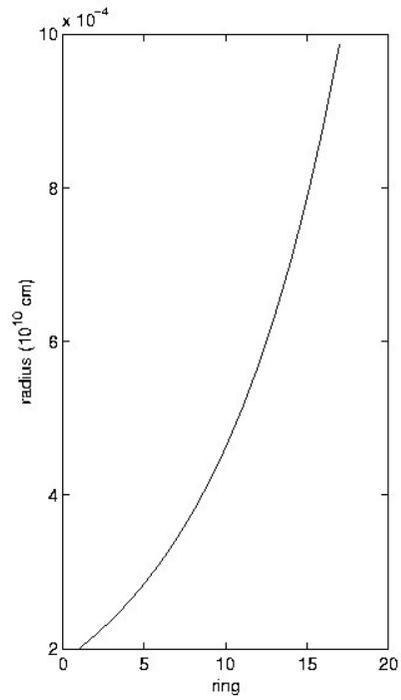
Προσέγγιση με κυψελικό αυτόματο

- Δε λαμβάνονται υπόψη φαινόμενα γενικής σχετικότητας.
- Δε λαμβάνεται υπόψη ακτινική ιξώδης διάχυση.
- Στοιχεία τοποθετημένοι σε διακριτό περιοδικό πλέγμα, κάθε αλληλεπίδραση συμβαίνει σε διακριτά χρονικά βήματα.
- Κυλινδρικό πλέγμα, αριθμός στοιχείων ανά δακτύλιο:
$$N(r) = Cr^p$$
- Διαφορική περιστροφή
- Προσομοιώνεται η μία πλευρά του δίσκου, συμμετρία ως προς το επίπεδο περιστροφής

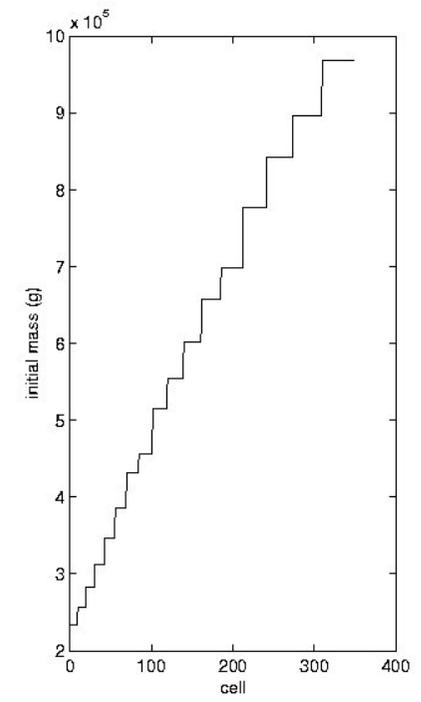
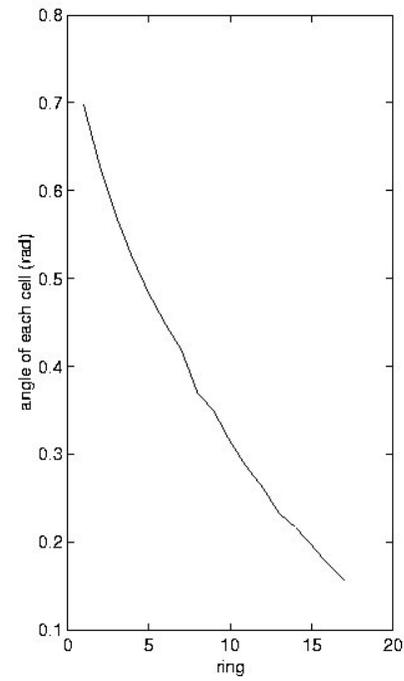
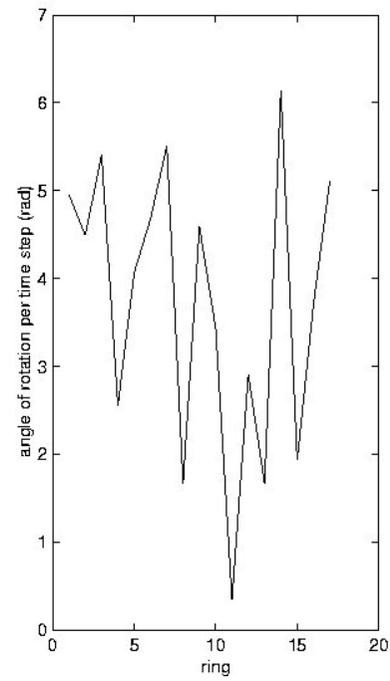
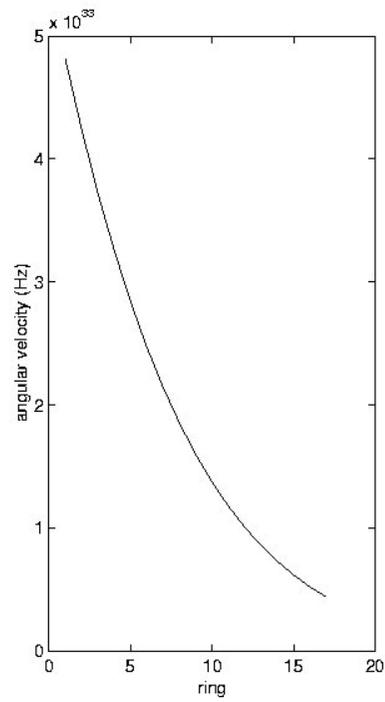
Παραδοχές στο φυσικό φαινόμενο

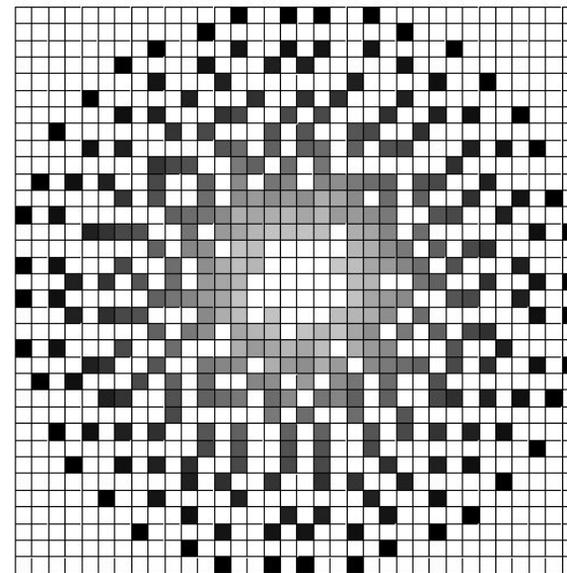
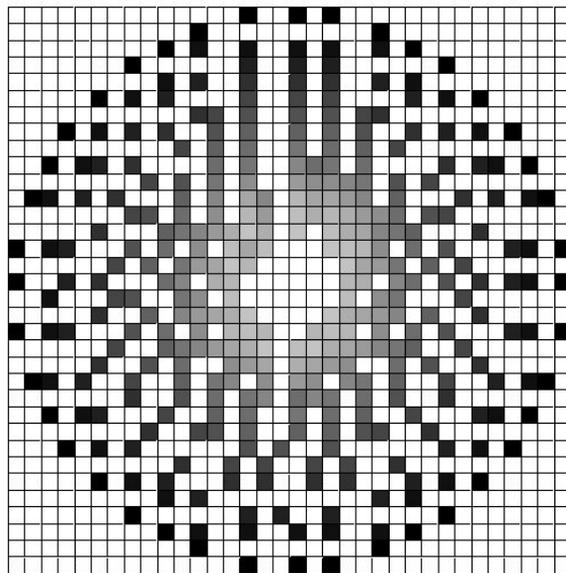
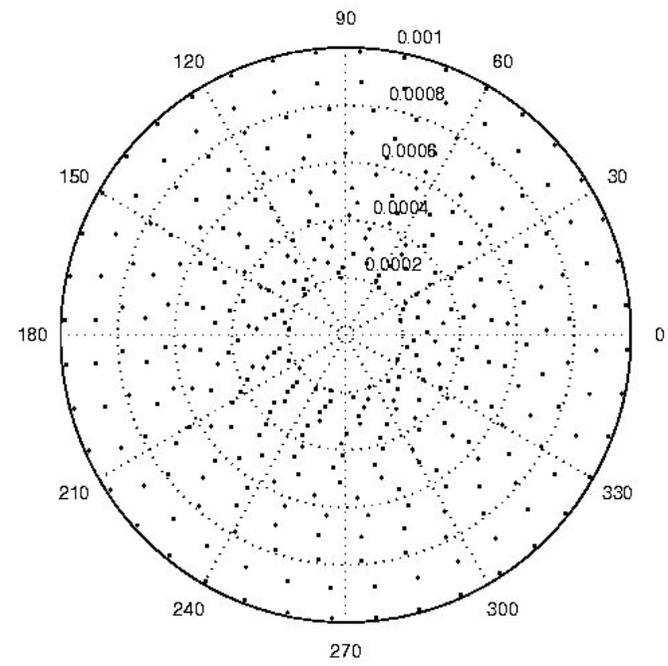
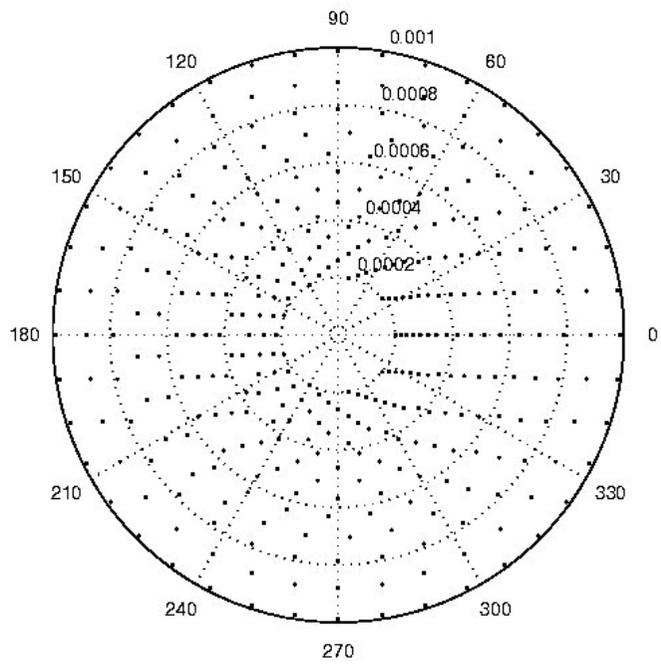
- Σταθερή μάζα κεντρικού άστρου
- Προσθήκη στον εξωτερικό δακτύλιο
- Κρίσιμη μάζα
- Αστάθειες: Χαλαρώσεις μέχρι την ευστάθεια πριν το επόμενο χρονικό βήμα
- Αρχικοποίηση
- Εκπεμπόμενη ενέργεια: $L = GM\Delta m \sum_j^n \left(\frac{1}{r_{k-1,j}} - \frac{1}{r_{k,j}} \right)$
- Χρόνος ζωής χιονοστιβάδας

Γεωμετρία

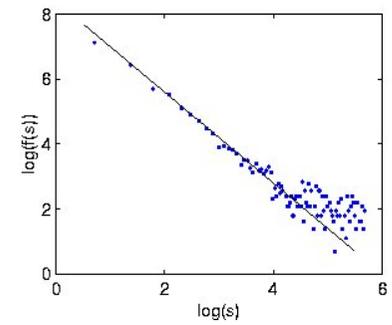
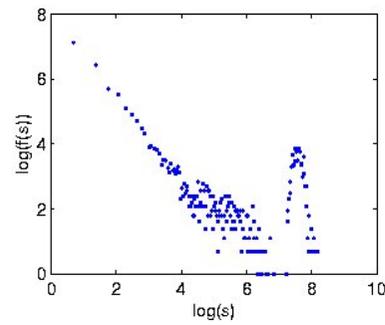
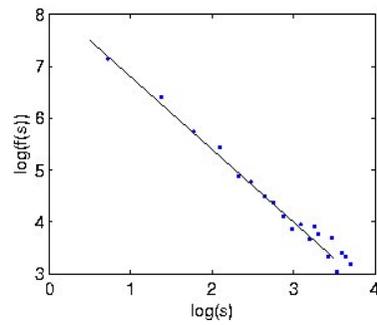
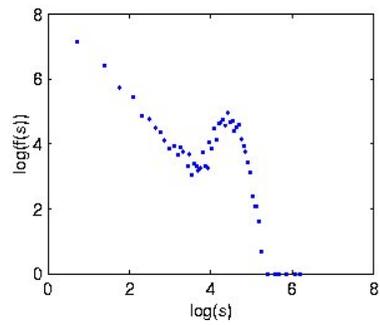
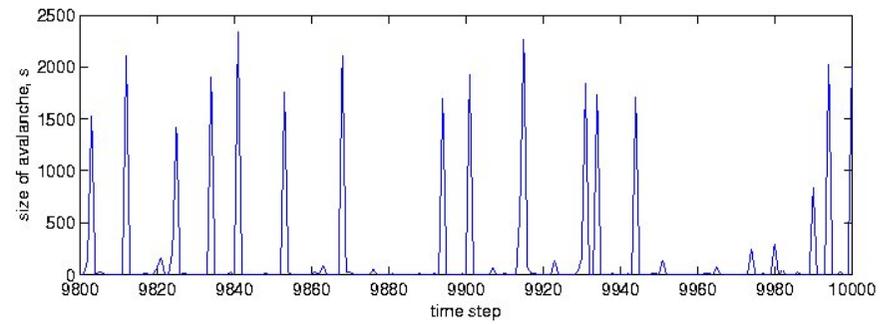
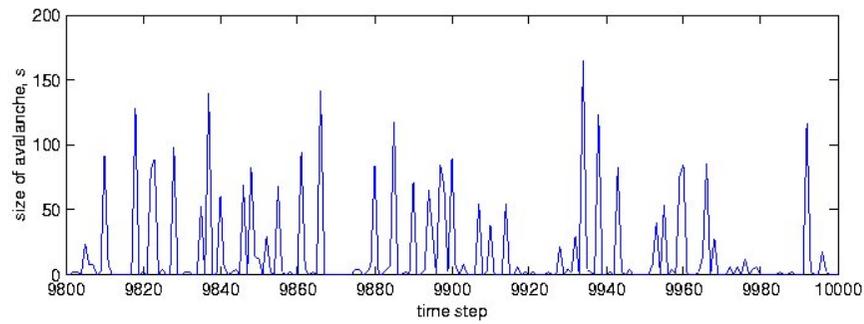


Γεωμετρία

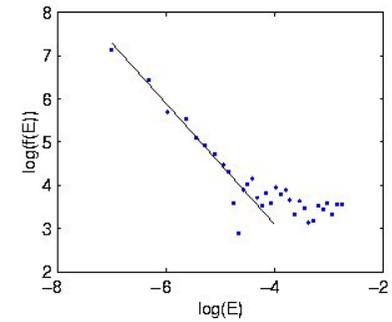
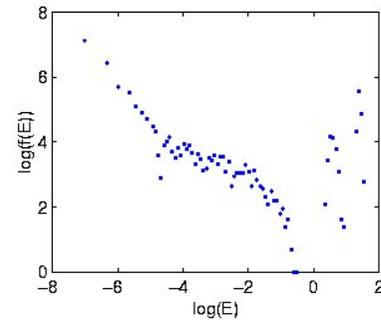
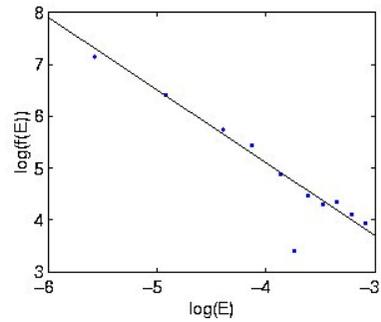
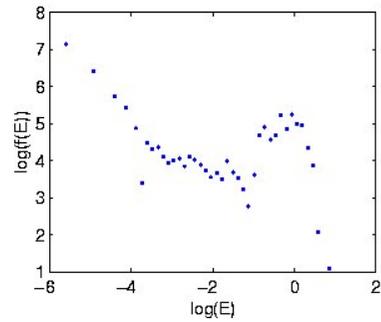
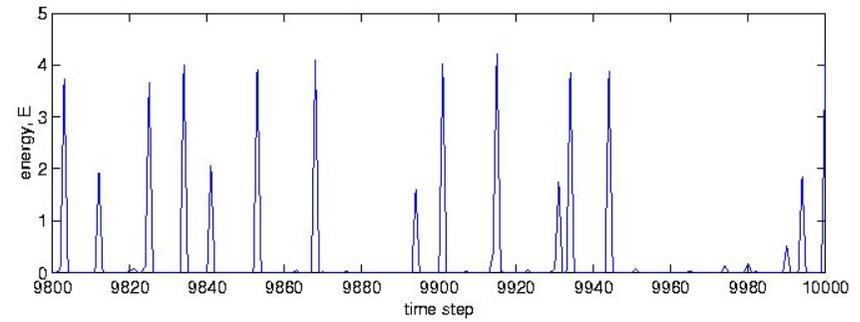
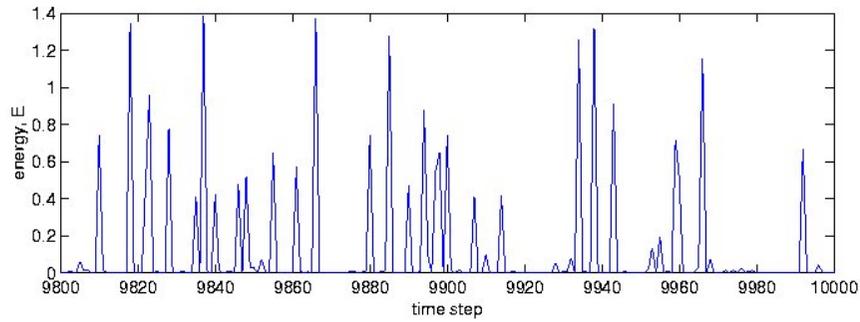




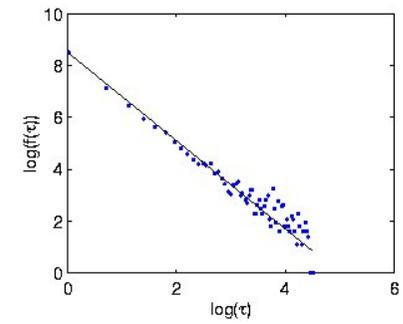
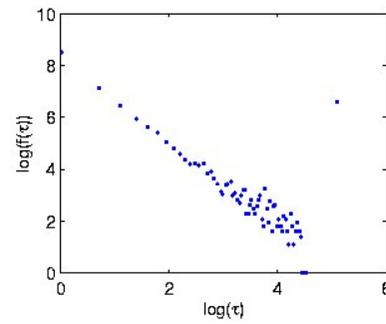
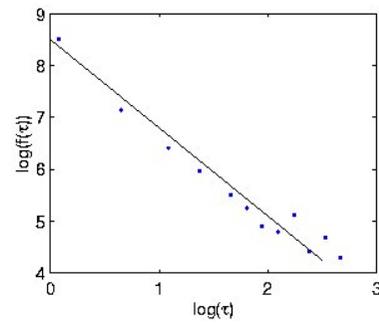
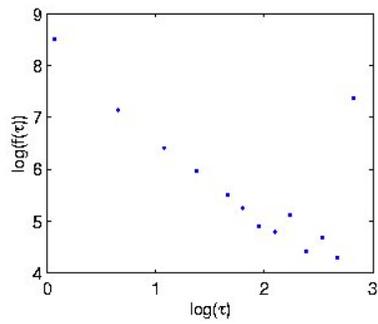
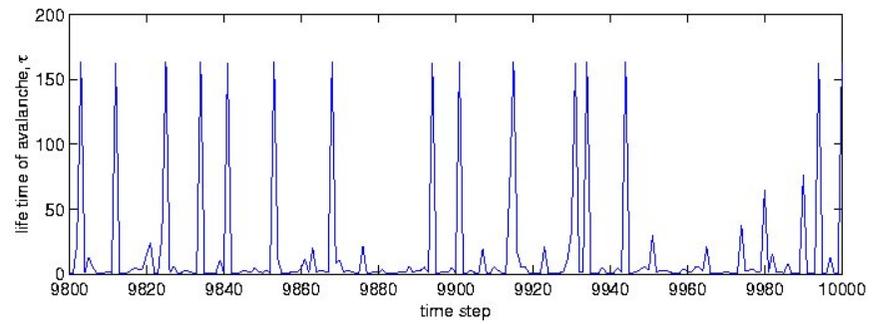
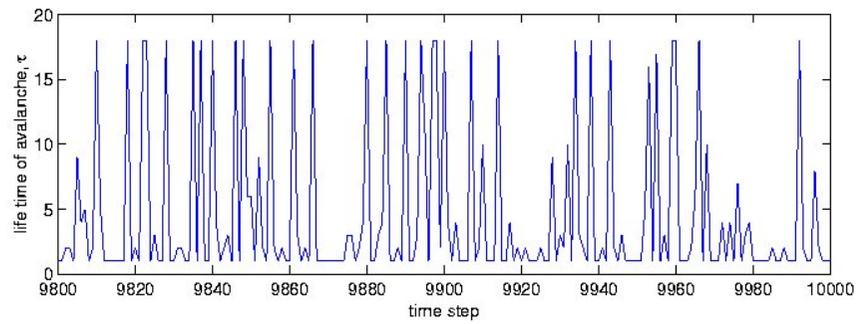
Size of avalanche



Energy emitted



Life time of avalanche



Βελτιώσεις φυσικής προσέγγισης

- Ιξώδης διάχυση: Η μετακίνηση ύλης προς τα μέσα δε θα γίνεται μόνο μέσω χαλαρώσεων
- Δυναμική μεταβλητή: Η επιφανειακή πυκνότητα
- Να είναι μονοσήμαντα γνωστός ο ρυθμός προσ αύξησης μάζας: Κλίμακες χρόνου
- Να ληφθεί υπόψη η μαγνητική δραστηριότητα στο δίσκο προσ αύξησης, αφού έχει αποδειχτεί ότι και στον Ήλιο παρουσιάζονται διακυμάνσεις $1/f$ στην ακτινοβολία X υψηλών ενεργειών από τις ηλιακές κηλίδες. Εξάλλου, δημιουργεί αστάθειες και προκαλεί ασυνέχειες στις τοπικές ιδιότητες του δίσκου.