

## Η ΕΞΕΛΙΞΗ ΤΩΝ ΑΣΤΕΡΩΝ

Φοιτητικές Σημειώσεις 'Αστροφυσικής  
Βασίλης Ξανθόπουλος  
'Εργαστήριο 'Αστρονομίας Α.Π.Θ.

Ο σκοπός μας είναι η περιγραφή της ζωής των αστερών από τη γέννηση μέχρι το θάνατό τους. Θά διαπιστώσουμε ότι οι αστέρες, όπως και τὰ βιολογικά όντα, περνούν από τὰ στάδια της ανάπτυξης, της όριμότητας και τών γηρατειών. Θά δούμε όμως πώς υπάρχουν και μερικές ούσιώδεις διαφορές μεταξύ τών αστερών και τών βιολογικών οργανισμών:

- Τό στάδιο τών όριμότητας στους αστέρες καλύπτει ένα πολύ μεγαλύτερο ποσοστό της ζωής τους άπ'ότι, π.χ., στους ανθρώπους.
- Οι μεγαλύτεροι αστέρες έχουν τή μικρότερη διάρκεια ζωής.
- Στο θάνατο οι αστέρες διαφέρουν ριζικά μεταξύ τους, ανάλογα μέ τήν όλική τους μάζα. Υπάρχουν τριών ειδών "αστρικά πτώματα", οι λευκοί (και τελικά μελανοί) νάνοι, οι αστέρες νετρονίων και οι μελανές όπες (black holes), ούράνια σώματα πού θά περιγραφούν λεπτομερώς.

Αρχίζουμε μέ περιγραφή μερικών βασικών χαρακτηριστικών τών αστερών, πού κάθε θεωρία αστρικής εξέλιξης πρέπει νά τὰ παίρνει ύπ' όψη της και νά τὰ "έξηγεί".

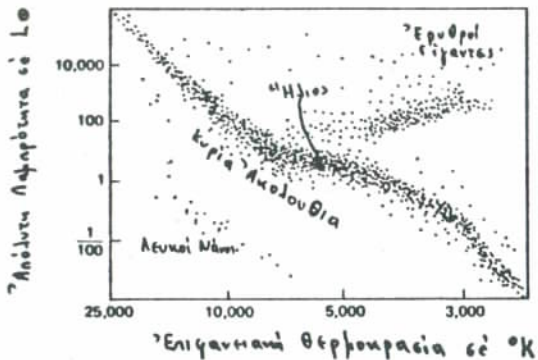
1) Υπάρχουν πάρα πολλοί αστέρες, περίπου  $10^{10}$ - $10^{11}$  σέ κάθε γαλαξία, πού διαφέρουν άρκετά μεταξύ τους. Ο ήλιος μας (= "ήλιος") αποτελεί μία μέση κατάσταση άστρα μέ μάζα  $1 M_{\odot} = 2 \times 10^{33} \text{ gr}$ , άπόλυτη λαμπρότητα  $1 L_{\odot} = 4 \times 10^{33} \text{ erg/sec}$ , επιφανειακή θερμοκρασία  $T_{\odot} = 6.000^{\circ} \text{ K}$ , και ηλικία  $5 \times 10^9$  χρόνια. Σχεδόν τό 99% τών αστερών έχουν μάζες στό διάστημα  $0.5 M_{\odot}$  έως  $20 M_{\odot}$ , υπάρχουν όμως αστέρες και μέ μεγαλύτερες μάζες. Οι άριθμητικές προβλέψεις τών θεωριών μας λοιπόν για τόν "ήλιο, έκτός άπό τό άμεσο ένδιαφέρον πού παρουσιάζουν για μās, ισχύουν και για τή μεγάλη πλειονότητα τών αστερών. Επιπλέον οι αστέρες βρίσκονται πολύ μακριά μεταξύ τους - ή τυπική άπόσταση δύο αστερών στό Γαλαξία είναι  $10^7$  αστρικές διαμέτροι - και συνεπώς ή εξέλιξη

ii) Μελέτες των αστρικών φασμάτων δείχνουν ότι οι αστέρες απο-τελούνται κατά 96-99% κατά μάζα από υδρογόνο και ήλιο. Τα υπόλοιπα μερικά εκατοστά της μάζας τους συνίστανται κυρίως από οξυγόνο, αζωτο, άνθρακα, νέο, μαγνήσιο, άργο, χλώριο, πυρήτιο, θείο, σίδηρο και νι-κέλιο, που στην αστροφυσική συνήθως αναφέρονται σαν "βαρεία στοιχεία" ή "μέταλλα". Οι θεωρίες που παραδεχόμαστε για τη δημιουργία του σύμπαντος - βασικά ή θεωρία της μεγάλης έκρηξης (big bang) - δεν δια-θέτουν μηχανισμούς που θα μπορούσαν να σχηματίσουν τα βαρεία στοιχεία, στις ποσότητες που παρατηρούνται, κατά τα πρώτα στάδια της δημιουργίας του σύμπαντος.

iii) Ο Ήλιος δεν έχει αλλάξει σχεδόν καθόλου σε διαστάσεις, έ-πιφανειακή θερμοκρασία και λαμπρότητα τα τελευταία μερικά δισεκατομ-μύρια χρόνια. Αυτό το συμπεραίνουμε από το γεγονός ότι η Γη υπάρχει τα τελευταία 4,6 δισεκατομμύρια χρόνια, διαθέτει ζωή τα τελευταία 3-3,5 δισ. χρόνια, και ότι η ζωή που επικρατεί τό τελευταίο μισό έως ένα δισ. χρόνια μοιάζει αρκετά με τη ζωή που υπάρχει σήμερα στον πλανήτη μας.

iv) Οι αστέρες υπόκεινται στην κανονικότητα που εμφανίζεται στο διάγραμμα Hertzsprung-Russell (H-R), που άμέσως περιγράφουμε. Στο διάγραμμα H-R χαρακτηρίζουμε τους αστέρες με δύο μόνο αριθμούς, την απόλυτη τους λαμπρότητα και την επιφανειακή τους θερμοκρασία (ή πρώτη προσδιορίζεται από το απόλυτο μέγεθος του αστέρα, ή δεύτερη από το φάσμα του).

Η οριζόντια κλίμακα είναι γραμμική ως προς τη θερμοκρα-σία, έχει μονάδα το βαθμό Kelvin και αυξάνει από δεξιά προς τα αριστερά. Η κατακό-ρυφη κλίμακα είναι λογαριθμι-κή ως προς την απόλυτη λαμπρό-τητα και έχει μονάδα  $1L_{\odot}$ . Παρατη-ρούμε την κατανομή του σχήμα-τος 1. Η πρώτη ομάδα, που είναι και η πιο πολυπληθής, καταλαμβάνει την πάνω αριστερά έως κάτω δεξιά διαγώνιο του διαγράμματος και αναφέρεται



Σχ. 1

σαν η ομάδα των αστέρων της κυρίας ακολουθίας. Πάνω και δεξιά σχημα-

τίζεται η ομάδα των ερυθρών γιγάντων (με μεγάλες λαμπρότητες και σχετικά μικρές επιφανειακές θερμοκρασίες) και κάτω και αριστερά η ομάδα των λευκών νάνων (με μικρές λαμπρότητες και μεγάλες θερμοκρα-σίες). Ο αριθμός των λευκών νάνων είναι μικρότερος από τον αριθμό των ερυθρών γιγάντων. Ο Ήλιος ανήκει στην κυρία ακολουθία και βρίσκεται στο κέντρο του διαγράμματος H-R. Η άπλη παρατήρηση ότι αριστερά και δεξιά της θέσης του Ήλιου παρατηρούνται παρόμοιες πε-ρίπου συγκεντρώσεις αστέρων ενισχύει την άποψή μας ότι ο Ήλιος είναι ένας κοινότατος αστέρας του Γαλαξία. Έχει επιπλέον βρεθεί ότι οι αστέρες της κυρίας ακολουθίας ικανοποιούν τη σχέση μάζας-λαμπρότητας

$$L_1/L_2 = (M_1/M_2)^{3,5}$$

Μετά τις προκαταρκτικές αυτές παρατηρήσεις, αρχίζουμε την ανά-πτυξη της θεωρίας της αστρικής εξέλιξης, που είναι συμβιβαστή με τα χαρακτηριστικά των αστέρων που αναφέραμε και τις βασικές μας γνώσεις φυσικής.

Η απλούστερη, φυσικά, θα ήταν μια στατική θεωρία: Κατά τη δημιουργία τους οι αστέρες κατανεμήθηκαν στις τρεις ομάδες του δια-γράμματος H-R και σ'αυτές περνούν όλη τους τη ζωή. Μία τέτοια θεω-ρία θα ήταν συμβιβαστή με τις παρατηρήσεις μας, αφού κατά τις τελευ-ταίες μερικές χιλιάδες χρόνια που παρατηρούμε και καταγράφουμε τον ούρανό, εκτός από μερικές έκρηξεις υπερνιόνα, τα χαρακτηριστικά (και οι θέσεις!) των αστέρων δεν έχουν αλλάξει ουσιαστικά. Αυτή η θεωρία όμως έρχεται σε αντίθεση με το νόμο της διατήρησης της ενέργειας: Η ενέργεια που δαπανάται με την ακτινοβολία των αστέρων πρέπει κά-πως να αναπληρώνεται.

Θά επιχειρήσουμε λοιπόν να θεμελιώσουμε μία δυναμική θεωρία εξέλιξης των αστέρων. Βασική μας παραδοχή είναι πως οι αστέρες εξέ-λίσσονται περνώντας απ' τις φυσικές καταστάσεις που περιγράφονται στο διάγραμμα H-R, και πως οι περιοχές του διαγράμματος με τη μεγαλύτερη συγκέντρωση αστέρων υποδηλώνουν τις φυσικές συνθήκες στις οποίες οι αστέρες περνούν τό μεγαλύτερο διάστημα της ζωής τους. Η κίνηση λοι-πόν των αστέρων στο διάγραμμα H-R περιγράφει τη ζωή τους, τις φυ-σικές συνθήκες που επικρατούν στο καθένα από τα στάδια της εξέλιξής τους, και τό ποσοστό της ζωής τους που περνούν στα στάδια αυτά. Έ-κτός από την ικανοποίηση της εύρεσης της αλήθειας, προσωπικά βρίσκω ένα επιπλέον όφελος από την κατανόηση αυτή. Τό γεγονός ότι πλέον θά φέρω πως γεννήθηκε ο ήλιος μας πριν από 5 δισεκατομμύρια χρόνια, πως πολύ γρήγορα πήρε τη σημερινή του μορφή και διαστάσεις, πως μετά από

5 δισ. χρόνια θα γίνει έρυθρός γίγαντας πού, κι αν ακόμη δέν περιλάβει, τουλάχιστον θα προσεγγίσει τή γη μας, και πώς μερικά εκατομμύρια χρόνια αργότερα θα μεταβληθεί σε λευκό, και πολύ σύντομα σε σκοτεινό νάνο, με κάνουν νά αισθάνομαι πώς με τή βοήθεια τής έπιστήμης κατάφερα κάπως νά έπεκτείνω τή χρονική διάρκεια και τής δικής μου ζωής.

Κυρία ακολουθία

Πιστεύουμε ότι άστέρες αρχίζουν νά σχηματίζονται όταν στή μεσοαστρική ύλη δημιουργηθούν συμπυκνώσεις ύλης πού, έπειδή πλέον διαθέτουν βαρυτικό πεδίο ισχυρότερο από τή γύρω τους περιοχή, αρχίζουν νά μεγαλώνουν έλκοντας και άλλες ποσότητες ύλης. Κοντά στή συμπύκνωση ή ταχύτητα διαφυγής σύντομα μεγαλώνει ενώ μακριά απ'αυτή παραμένει πολύ μικρή, μικρότερη από τις ταχύτητες πού εύκολα άποκτούν τά μόρια του μεσοαστρικού αερίου κατά τις τυχαίες συγκρούσεις τους. Έτσι πολύ σύντομα μία ποσότητα μάζας ξεχωρίζει από τήν υπόλοιπη μεσοαστρική ύλη, ή μάζα πού τελικά θα σχηματίσει τόν άστέρα. Φυσικά ή συστολή της συνεχίζεται. Θεωρώντας την προς στιγμή σφαιρική και όμογενή, ή μάζα αυτή έχει όλική δυναμική (βαρυτική) ενέργεια  $E = -\frac{3G}{5} \frac{M^2}{R}$  πού συνεχώς αυξάνει κατά τή διάρκεια τής συστολής. Η μάζα θερμαίνεται.

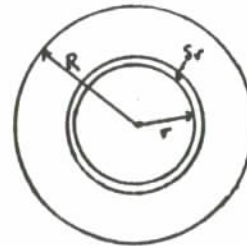
Όταν ή κεντρική θερμοκρασία φτάσει τούς 500.000° K αρχίζουν οι πρώτες θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Πρώτα καίγονται τό δευτέριο ( $1D^2$ ) και τά έλαφρά στοιχεία  $L_1$ ,  $B_2$  και  $B$ , τά όποια όμως πολύ σύντομα εξααντλούνται, γιατί αποτελούν ένα πολύ μικρό ποσοστό τής αρχικής ύλης. Όταν ή κεντρική θερμοκρασία φτάσει τά 10 εκατομμύρια βαθμούς, αρχίζει ή καύση του άφθονου ύδρογόνου πού μετατρέπεται σε ήλιο:



Η ενέργεια πού παράγεται στον πυρήνα του άστέρα μεταφέρεται στην επιφάνειά του κυρίως με άκτινοβολία αλλά και με άνοδικά ρεύματα μεταφοράς, πού πιστεύουμε πώς κυριαρχούν στα έξωτερικά στρώματα του άστέρα. Άκτινοβολώντας λοιπόν τήν ενέργεια πού παράγεται στην κεντρική του περιοχή, ο άστέρας βρίσκεται σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας. Θα έξηγήσουμε παρακάτω ότι σ'αυτό τό στάδιο ο άστέρας βρίσκεται και σε υδροστατική ισορροπία, ή συρρίκνωσή του έχει πλέον σταματήσει και οι διαστάσεις του έχουν σταθεροποιηθεί. Η περίοδος τής υδροστατικής και θερμοδυναμικής ισορροπίας του άστέρα κατά τήν όποια καίει τό ύδρογόνο του και τό μετατρέπει σε ήλιο είναι ή περίοδος πού ο άστέρας βρίσκεται στην κυρία ακολουθία. Η άκριβής του, φυσικά, θέση πάνω στην διαγώνιο του διαγράμματος H-R έξαρτάται από τήν όλική του μάζα. Λεπτομερείς ύπολογισμοί δείχνουν ότι τό χρονικό διάστημα από τήν αρχική σύμπκνωση τής μεσοαστρικής ύλης μέχρι τό σχηματισμό του άστέρα τής κυ-

ρίας άκολουθίας είναι πολύ σύντομο: Υπολογίζεται μόλις σε  $2 \times 10^6$  χρόνια για τόν Ήλιο και σε μερικές δεκάδες εκατομμύρια χρόνια για τούς μικρότερους άστέρες.

Τί σταματά τήν αρχική συστολή τής μεσοαστρικής ύλης και σταθεροποιεί τόν άστέρα; Στις θερμοκρασίες των εκατομμυρίων βαθμών ή άστρική μάζα συμπεριφέρεται σαν τέλειο άέριο πού άσκει πίεση  $P_{\text{αέ}} = \frac{R\rho T}{\mu}$ , όπου T είναι ή θερμοκρασία,  $R=8,3 \text{ Joule grad}^{-1}\text{mol}^{-1}$  ή σταθερή των άερίων,  $\mu$  τό μέσο μοριακό βάρος και  $\rho$  ή πυκνότητα τής ύλης. Έπιπλέον, έξαιτίας τής άκτινοβολίας, επικρατεί και πίεση άκτινοβολίας  $P_{\text{άκτ.}} = \frac{1}{3} a T^4$ , όπου  $a=7,5 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3}\text{grad}^{-4}$ . Έπειδή ο λόγος  $\frac{P_{\text{αέ.}}}{P_{\text{άκτ.}}} = \frac{6 \times 10^{24}}{T^3}$  είναι πολύ μεγαλύτερος τής μονάδας για τις τυπικές θερμοκρασίες των άστέρων, ή έξουδετέρωση του βάρους των υπερκείμενων φλοιών και ή σταθεροποίηση του άστέρα συντελεται με τή γραμμική ως προς τή θερμοκρασία πίεση των άερίων. Ο νόμος πού δίνει τή βαθμιαία πτώση τής πιέσεως από τό έσωτερικό προς τήν επιφάνεια του άστέρα βρίσκεται εύκολα αν έξισώσουμε τό βάρος  $\frac{G \cdot m(r) \cdot S \cdot \rho(r) \cdot dr}{r^2}$



Εχ. 2

ένός σφαιρικού φλοιού πάχους  $r^2 dr$  με τήν προς τά έξω δύναμη  $(P_2 - P_1)S = \delta P \cdot S$  πού άσκειται στην σφαιρική επιφάνεια S σε απόσταση r από τό κέντρο. Βρίσκουμε λοιπόν τή (Νευτώνεια) συνθήκη υδροστατικής ισορροπίας

$$-\frac{dP}{dr} = \frac{Gm(r)\rho(r)}{r^2}, \quad (1)$$

όπου  $\rho(r)$  είναι ή πυκνότητα σε απόσταση r και  $m(r) = 4\pi \int_0^r r^2 \rho(r) dr$  ή μάζα τής σφαίρας άκτίνας r.

Πόσο θα παραμείνει ο Ήλιος στην κυρία ακολουθία; Από τήν αντίδραση τής καύσης του ύδρογόνου βρίσκουμε ότι  $4 \times 1,008 = 4,032$  άτομικές μονάδες H μετατρέπονται σε 4,004 άτ. μ. He με έλλειμμα 0,028 άτ.μ, ότι δηλαδή για κάθε γραμμάριο H πού μετατρέπεται σε He έχουμε έκλυση  $(\Delta m)c^2 = 0,007 \times (3 \times 10^{10})^2 = 6 \times 10^{18} \text{ erg/gr}$  ενέργειας. Ο Ήλιος λοιπόν, με λαμπρότητα  $4 \times 10^{33} \text{ erg/sec}$ , μετατρέπει  $4 \times 10^{33} \text{ erg/sec} : 6 \times 10^{18} \text{ erg/gr} = 6 \times 10^{14} \text{ gr/sec} = 600$  εκατομμύρια τόννους τό δευτερόλεπτο ύδρογόνο σε ήλιο. Αν λοιπόν ή αρχική μάζα του Ήλιου αποτελούνταν άποκλειστικά από ύδρογόνο, ο Ήλιος θα μπορούσε, θεωρητικά, νά παράγει ενέργεια με τόν σημερινό του ρυθμό και μηχανισμό για  $2 \times 10^{33} \text{ gr} : 6 \times 10^{14} \text{ gr/sec} = 110$  δισεκατομμύρια χρόνια! Έπειδή όμως,

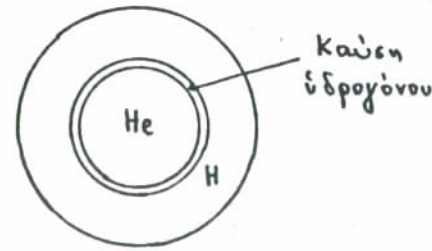
Όπως θα δοϋμε παρακάτω, οι άστéρες αλλάζουν όταν τό 10% περίπου του υδρογόνου του άστéρα μετατραπéι σé ήλιο, πιστεύουμε ότι ό "ήλιος θα μείνει στη σημερινή του κατάσταση (στήν κυρία άκολουθία) συνολικά για 10 περίπου δισεκατομμύρια χρόνια. Από τήν άλλη μεριά, μέ άποκλειστικά γήινες μεθόδους έχουμε υπολογίσει τήν ηλικία της Γης σé 4,6 δισ. χρόνια, και έχουμε βρεé άπολιθώματα ζωής ηλικίας 3 δισ. χρόνων. Δεχόμαστε λοιπόν ότι ό "ήλιος βρίσκεται στη σημερινή του κατάσταση ήδη επί 5 δισ. χρόνια και υπολογίζουμε ότι έχει μπροστά του άλλα 5 περίπου δισ. χρόνια νά ζήσéι σάν άστéρας της κυρίας άκολουθίας.

Η περίοδος της κυρίας άκολουθίας θεωρείται ή περίοδος της όριμότητας του άστéρα. Έπειδή ή μετατροπή του υδρογόνου σé ήλιο γίνεται μέ 0,7% έλλειμμα μάζας, ή συνολική μάζα του άστéρα αλλάζει ελάχιστα. Άπ'έναντίας, αλλάζει ριζικά ή χημική σύνθεση του πυρήνα του. Άπό τή μελέτη τών κατοπιών σταδίων θα προκύψει ότι ή περίοδος της κυρίας άκολουθίας άποτελεé τό μεγαλύτερο μέρος - σχεδόν όλο - της ένεργού ζωής του άστéρα.

Πόσο ζούν οι μεγαλύτεροι άστéρες; Έάν  $L_1, L_2$  είναι οι λαμπρότητες και  $t_1, t_2$  οι διάρκειες ζωής δύο άστéρων στήν κυρία άκολουθία, υποθέτοντας πώς και οι δύο μετατρέπουν συνολικά τό ίδιο ποσοστό της μάζας τους σé ήλιο βρίσκουμε ότι  $\frac{L_1 \cdot t_1}{L_2 \cdot t_2} = \frac{M_1}{M_2}$ . Ο συνδυασμός της τελευταίας και μέ τή σχέση μάζας - λαμπρότητας  $L_1/L_2 = (M_1/M_2)^{3,5}$  δίνει  $t_2/t_1 = (M_1/M_2)^{2,5}$ . Διαλέγοντας λοιπόν τόν "ήλιο σάν άστéρα συγκρίσεως "1" βρίσκουμε  $t = 10^{10}/M^{2,5}$  χρόνια, πού για  $M=7 M_\odot$  δίνει  $t=75$  έκατομμύρια και για  $M=20M_\odot$  μόλις  $t=5$  έκατομμύρια χρόνια. Οι μεγάλοι άστéρες λοιπόν έξεelίσσονται, και τελειώνουν τήν ένεργό τους ζωή, πάρα πολύ σύντομα.

Έρυθροί γίγαντες

Πότε και γιατί φεύγει ό άστéρας από τήν κυρία άκολουθία; Όταν τό 10% περίπου του υδρογόνου του μετατραπéι σé ήλιο, στό έσωτερικό του έχει σχηματιστεé ένας πυρήνας ήλιου (μέ διαστάσεις μισή περίπου αστρική άκτίνα), ένωτό υδρογόνο έξακολουθεé νά καίγεται στους άμέσως υπερεκείμενους φλοιούς. Στόν πυρήνα δέν γίνονται πιά θερμοπυρηνικές αντιδράσεις, (Σχήμα 3), γιατί ή καύση του ήλιου άπαιτεé θερμοκρασίες τουλάχιστον  $100 \times 10^6$  °K. Ο πυρήνας He άρχίζει νά συστέλλεται έξ αίτίας της βαρύτητας, θερμαίνεται, άκτινοβολεé, και θερμαίνει τά προσκείμενα στρώματα υδρογόνου. Άπό τήν πυρηνική φυσική έβέρουμε ότι σé θερμο-



Σχ. 3

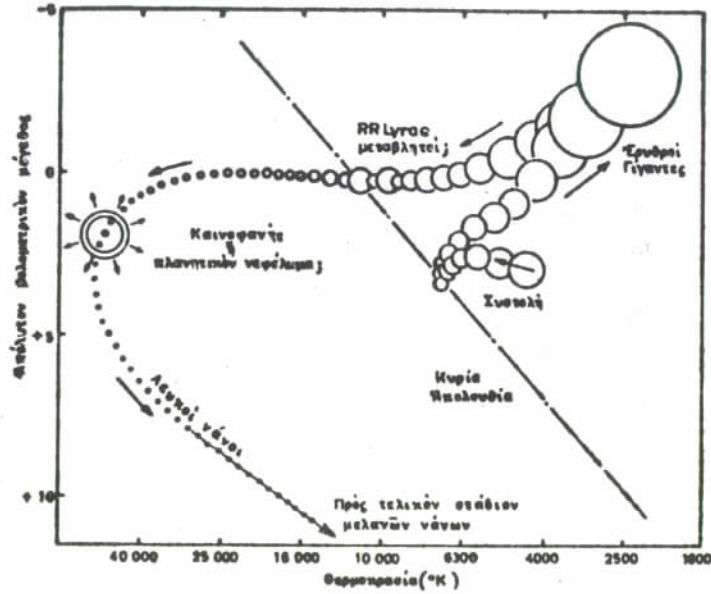
ένεργεια πού παράγεται στη μονάδα του χρόνου είναι άνάλογη του  $T^{20}$ . Συνεπώς ό άστéρας άρχίζει νά παράγει ένεργεια μέ πολύ ταχύτερο ρυθμό, τό έσωτερικό του θερμαίνεται, ή πίεση αύξάνει, ή υδροστατική ίσορροπία σταματά νά ύπάρχει και ό άστéρας διαστέλλεται, γίνεται γίγαντας. Εάν γίγαντας όμως άκτινοβολεé από πολύ μεγαλύτερη έπιφάνεια, ένω συγχρόνως, κατά τή διαστολή του, χάνει και δυναμική ένεργεια. Για νά άποκατασταθεé λοιπόν θερμοκή ίσορροπία, ελαττώνεται ή έπιφανειακή του θερμοκρασία (όποτε ή ίσχύς πού άκτινοβολεéται από τή μονάδα έπιφανείας πέφτει σάν  $T^4$ ). Η τελική έπιφανειακή θερμοκρασία σ'αυτό τό στάδιο του άστéρα είναι περίπου 3.000°K, ή μεγαλύτερη ποσότητα ένεργειας άκτινοβολεéται σé μεγαλύτερα μήκη κύματος (νόμος του Wien,  $\lambda_{max} \cdot T =$  = σταθερό!) και ό άστéρας φαίνεται πιο κόκκινος, γίνεται έρυθρός γίγαντας.

Τά έξωτερικά χαρακτηριστικά τών έρυθρών γιγάντων προσδιορίζονται εύκολα από τό διάγραμμα H-R (σχήμα 1). Οι λαμπρότητές τους κυμαίνονται από 100-10.000  $L_\odot$ , ένω  $T = 3.000^\circ K$  είναι μία πολύ καλή εκτίμηση της θερμοκρασίας τους. Τέλος από τή σχέση  $\frac{L_1}{L_2} = \frac{T_1^4 \cdot R_1^2}{T_2^4 \cdot R_2^2}$

εύκολα υπολογίζουμε ότι οι διαστάσεις τους κυμαίνονται από 40 έως 400  $R_\odot$ . Ύπενθυμίζεται ότι ή άπόσταση Γης-"ήλιου είναι 214 ήλιακές άκτίνες. Εάν έρυθρός γίγαντας λοιπόν, μετά από 5 δισ. χρόνια, ό "ήλιος θα μεγαλώσει σé διαστάσεις τόσο πολύ ώστε πιθανόν νά περιλάβει και τή Γη!

Στό στάδιο τών έρυθρών γιγάντων οι άστéρες δέν μένουν πάρα πολύ έπειδή πλέον δαπανούν ένεργεια μέ πολύ ταχύτερο ρυθμό. Η πηγή ένεργειας είναι πάλι οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις (συντήξεις) κατά τις όποτες ή ύλη διοδοχικά μετατρέπεται σé He, Be, C, O, Ne, Mg, Si, S, A, Ca και τελικά  $^{26}Fe^{56}$ . Οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις σταματούν μέ τόν σχη-

ματισμό του σιδήρου γιατί ο πυρήνας του  ${}_{26}^{56}\text{Fe}$  είναι ο σταθερότερος γνωστός πυρήνας, ο πυρήνας με τη μεγαλύτερη γνωστή ενέργεια συνδέσεως ανά νουκλεόνιο. (Ο σχηματισμός βαρύτερων πυρήνων είναι ενδόθερμη αντίδραση). Αν και δεν ξέρουμε όλες τις λεπτομέρειες της αστρικής εξέλιξης στα στάδια αυτά, πιστεύουμε ότι γενικά ακολουθείται η πορεία που παραστατικά περιγράφεται στο σχήμα 4. Οι αστέρες κινούνται στο διάγραμμα H-R προς τα άριστερά και κάτω, ελαττώνοντας συγχρόνως και τις διαστάσεις τους. Πάντως για κάτι είμαστε σίγουροι: Όλες οι δια-



Σχ. 4.

θέσιμες πηγές ενέργειας σύντομα εξαντλούνται και ο αστέρας αντιμετωπίζει ενεργειακή κρίση! Η θερμοκρασία και η πίεση στο έσωτερικό του ελαττώνονται και ο αστέρας αρχίζει να συρρικνώνεται εξ αιτίας του βάρους των υπερκειμένων φλοιών. Ανάλογα με την αρχική τους μάζα οι αστέρες καταλήγουν σε λευκούς νάνους, (white dwarfs), αστέρες νετρονίων (neutron stars) ή μελανές όπες (black holes). Στα επόμενα μελετάμε αυτές τις τρεις κατηγορίες ουρανίων σωμάτων.

**Λευκοί νάνοι:** Από το διάγραμμα H-R εύκολα προσδιορίζονται τα τυπικά χαρακτηριστικά των λευκών νάνων: Λαμπρότητα  $L \approx 0,01 L_{\odot}$  και επιφανειακή θερμοκρασία  $T \approx 15.000-20.000^{\circ}\text{K}$  από την οποία και συμπεραίνουμε (ό νόμος του Wien ξανά) ότι θα φαίνονται λευκοί. Από τη σχέση

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \frac{T^4}{T_{\odot}^4} \cdot \frac{R^2}{R_{\odot}^2}$$

βρίσκουμε ότι  $R = R_{\odot} / 100 = 700.000\text{km} : 100 = 7.000\text{km}$ ,

δηλαδή πως οι διαστάσεις τους είναι περίπου σαν τις διαστάσεις της Γης (δρα νάνοι) και συνεπώς οι πυκνότητές τους είναι, για μάζες περίπου σαν του Ήλιου, της τάξεως των  $100^3$  ήλιακών πυκνοτήτων, δηλαδή  $10^6 \text{gr/cm}^3$ . Στις πυκνότητες αυτές η ύλη θα είναι απόλυτα ιονισμένη.

Οι λευκοί νάνοι, επειδή δεν αναπληρώνουν την ενέργεια που συνεχώς ακτινοβολούν, βαθμιαία κρυώνουν και τελικά μετατρέπονται σε σκοτεινούς νάνους. Πάντως παραμένει ένα σημαντικό πρόβλημα: Με ποιό μηχανισμό εξουδετερώνεται τό βάρος των υπερκειμένων στρωμάτων του αστέρα και αποτρέπεται η βαρυτική κατάρρευση; Η απάντηση προέρχεται από τη στατιστική κβαντομηχανική και είναι η πίεση των έκφυλισμένων ηλεκτρονίων (electron degeneracy pressure) που οφείλεται στην άπαγορευτική αρχή του Pauli (Pauli exclusion principle).

Στην κβαντομηχανική τα στοιχειώδη σωματίδια χαρακτηρίζονται με κβαντικούς αριθμούς. Ένας απ'αυτούς είναι το σπίν (spin), που εκφράζει τη στροφορμή του σωματιδίου στο σύστημα αναφοράς στο οποίο το σωματίδιο είναι ακίνητο. Το σπίν παίρνει τιμές ακέραιες μη άρνητικές (0, 1, 2, ...) ή μισές περιττών θετικών αριθμών (1/2, 3/2, ...). Ένας δεύτερος κβαντικός αριθμός είναι η προβολή του σπίν πάνω σε οποιοδήποτε άξονα (συνήθως τον άξονα των z) που παίρνει, για κάθε σπίν s, μία από τις 2s+1 σε πλήθος διαφορετικές τιμές s, s-1, ..., -s. Ανάλογα με το σπίν τους τα στοιχειώδη σωματίδια διακρίνονται σε δύο κατηγορίες: Τα μποζόνια (bosons), με σπίν άκεραιο, και τα φερμιόνια (fermions), με σπίν τό μισό ενός περιττού αριθμού. Ένας από τους πιο θεμελιώδεις νόμους της κβαντομηχανικής είναι πως τα φερμιόνια υπόκεινται στην άπαγορευτική αρχή του Pauli: Δύο άκριβώς ίδια (identical) φερμιόνια δεν μπορούν να βρίσκονται στην ίδια άκριβώς κβαντομηχανική κατάσταση. Αντίθετα, οποιοσδήποτε αριθμός ίδιων μποζονίων μπορεί να καταλάβει την ίδια κβαντομηχανική κατάσταση. Λέμε ότι τα μποζόνια ακολουθούν τη στατιστική Einstein-Bose και τα φερμιόνια τη στατιστική Fermi-Dirac.

Η μεγάλη διαφορά ανάμεσα στις δύο στατιστικές εμφανίζεται όταν επιχειρήσουμε να κατασκευάσουμε τη θεμελιώδη κατάσταση (ground state) ενός συστήματος N ίδιων στοιχειωδών σωματιδίων, δηλ. την κατάσταση με την ελάχιστη επιτρεπτή ενέργεια. Ας είναι  $e_1 < e_2 < \dots$  οι ιδιοτιμές της ενέργειας του ενός σωματιδίου. Για σύστημα N μποζονίων η μικρότερη επιτρεπτή ενέργεια είναι  $E_B = N e_1$ . Σ'ένα σύστημα N φερμιονίων όμως που αναζητεί την κατάσταση ελάχιστης ενέργειας, τό πρώτο καταλαμβάνει την  $e_1$ , τό δεύτερο την  $e_2$  αφού η  $e_1$  δεν είναι διαθέσιμη, τό τρίτο την  $e_3$  κ.λ.π., δηλ. η ελάχιστη επιτρεπτή ενέργεια

Τό άόριστο δλοκλήρωμα (σοοβα με

$\frac{1}{4} \times (x^2 - 3/2) \sqrt{x^2+1} + \frac{3}{8} \arcsinh x$ , πού γιά μεγάλες τιμές του x είναι περίπου ίσο με  $x^{4/4}$ . Συνεπώς

$$P_{\mu} = \frac{2\pi c}{3h^3} P_0^4 = \frac{hc}{8} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} n^{4/3} \quad (6)$$

Έάν κατά μέσον όρο ύπάρχουν  $\mu$  νουκλεόνια γιά κάθε ήλεκτρονίο της ύλης του λευκου νάνου ( $1 < \mu < 2$  έφ' όσον  $\mu=1$  γιά Η και  $\mu=2$  γιά τούς άστέρες πού έχουν καύσει σχεδόν όλο τους τό ύδρογόνο), ή πυκνότητα του άστέρα είναι  $\rho = n\mu m_p$ , όπου n είναι ή πυκνότητα τών ήλεκτρονίων και  $m_p$  ή μάζα του πρωτονίου. Έξαλείφοντας λοιπόν τό n βρίσκουμε ότι ή πίεση τών ήλεκτρονίων είναι

$$P_{\eta\lambda} = \frac{hc}{8\mu m_p} \left(\frac{3}{\pi\mu m_p}\right)^{1/3} \rho^{4/3} \quad (7)$$

Η σχέση (7) όφείλεται στόν Chandrasekhar (1931). Η πίεση αύτή τών ήλεκτρονίων ύπάρχει γιά όποιαδήποτε κατάσταση της ύλης, γίνεται όμως σημαντική μόνο στις μεγάλες πυκνότητες. Π.χ., στους άστέρες της κυρίας άκολουθίας είναι  $(10^6)^{4/3} = 10^8$  φορές μικρότερη και γι' αυτό παραλείπεται.

Θά αποδείξουμε τώρα ότι, σύμφωνα με τή Νευτώνεια θεωρία, ή πίεση  $P_c$  στό κέντρο ενός άστέρα είναι

$$P_c \geq \frac{G}{2} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} M^{2/3} \rho^{4/3} \quad (8)$$

όπου M ή όλική μάζα και  $\rho$  ή μέση πυκνότητα του άστέρα.

Συμβολίζουμε με  $\rho(r)$  τήν πυκνότητα και  $P=P(r)$  τήν πίεση σε άπόσταση r από τό κέντρο,  $m(r) = 4\pi \int r^2 \rho(r) dr$  τή μάζα σφαίρας άκτίνας r και  $\rho_{\mu}(r)$  τή μέση πυκνότητα της μάζας  $m(r)$ ,  $m(r) = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho_{\mu}(r)$ . Χρησιμοποιώντας τήν  $dm(r) = 4\pi r^2 \rho(r) dr$  ή σχέση ύδροστατικής ίσορροπίας (1) γράφεται:

$$-dP = \frac{Gm(r)dm(r)}{4\pi r^4}$$

και άν έξαλείψουμε τήν r με τή βοήθεια της μέσης πυκνότητας  $\rho_{\mu}(r)$ ,

$$-dP = \frac{G}{3} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} \rho_{\mu}^{4/3}(r) m^{-1/3}(r) dm(r) \geq \frac{G}{3} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} \rho^{4/3} m^{-1/3}(r) dm(r),$$

γιάτι σε κάθε άστέρα  $\rho_{\mu}(r) \geq \rho$ . Η δλοκλήρωση της τελευταίας άνισότητας δίνει τή σχέση (8).

Άπό τίς σχέσεις (7) και (8) προκύπτει ότι γιά

$$\frac{G}{2} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} M^{2/3} \rho^{4/3} > \frac{hc}{8\mu m_p} \left(\frac{3}{\pi\mu m_p}\right)^{1/3} \rho^{4/3},$$

δηλαδή γιά

$$M > \frac{3}{16\pi^2 m_p^2} \left(\frac{hc}{G}\right)^{3/2} \quad (9)$$

ή πίεση τών έκφυλισμένων ήλεκτρονίων άδυνατεί νά έξουδετερώσει τή βαρύτητα. Η άριθμητική τιμή του δεξιου μέλους της (9) είναι περίπου  $1,2 - 1,4 M_{\odot}$  (ανάλογα με τήν έκτίμηση του  $\mu$  πού εξαρτάται από τή μορφή της ύλης μέσα στό λευκό νάνο) και λέγεται όριο Chandrasekhar. Τό όριο Chandrasekhar καθορίζει τή μέγιστη δυνατή μάζα τών λευκών νάνων. Σημειώνεται πώς ή ύπαρξη του όριου Chandrasekhar όφείλεται στό ότι οι δύο πιέσεις τών σχέσεων (7) και (8) έχουν άκριβώς τήν ίδια έξάρτηση  $\rho^{4/3}$  στην πυκνότητα του άστέρα. Άν, αντί της σχέσης (5), χρησιμοποιήσει κανείς τήν κλασσική σχέση όσμης ταχύτητας  $v = P/m$  βρίσκει  $P_{\eta\lambda} \propto \rho^{5/3}$ , σχέση πού δέν προβλέπει τήν ύπαρξη άνώτερου όριου γιά τίς μάζες τών λευκών νάνων.

Οι λευκοί νάνοι είχαν παρατηρηθεί πολύ πρίν γίνει κατανοητός ό μηχανισμός πού τούς σώζει από βαρυτική κατάρρευση. Όλοι οι γνωστοί λευκοί νάνοι έχουν μάζες μικρότερες από τό όριο Chandrasekhar, γεγονός πού ένισχύει τήν έμπιστοσύνη μας στις θεωρίες πού παραδεχόμαστε. Έπειδή συνεχώς άκτινοβολούν χωρίς νά αναπληρώνουν τήν ένέργεια πού χάνεται, ή έπιφανειακή τους θερμοκρασία βαθμιαία έλαττώνεται (οι διαστάσεις τους παραμένουν σταθερές) και ή θέση τους στό διάγραμμα H-R μετατοπίζεται πρός τά δεξιά και κάτω, μέχρις ότου γίνουν σκοτεινοί νάνοι. Υπολογίζουμε ότι σε 6 περίπου δισεκατομμύρια χρόνια και ό Ήλιος θά άνήκει στην όμάδα τών λευκών νάνων.

### Άστέρες νετρονίων

Γιά τούς άστέρες με μάζα μεγαλύτερη από τό όριο Chandrasekhar και πού έχουν έξαντλήσει τά πυρηνικά τους καύσιμα ή συρρίκνωση λόγω βαρύτητας συνεχίζεται πέρα κι από τίς πυκνότητες τών λευκών νάνων, μέχρις ότου οι πυρηνες τών ατόμων αρχίζουν νά έφάπτονται μεταξύ τους. Έ'αυτή τήν κατάσταση της ύλης δέν έχει μείνει πρακτικά χώρος γιά τά ήλεκτρόνια, τά όποια και έξωθούνται μέσα στους πυρηνες, όπου και άντι-

δροβν με τά πρωτόνια και σχηματίζουν νετρόνια και νετρίνα :  
 $p + e \rightarrow n + \nu$ . Τά νετρίνα, επειδή αντιδροβν μόνο με ασθενεις άλληλεπι-  
 δράσεις, διαφεύγουν από τόν άστέρα, ή μάζα του όποιου όποτελεται  
 πικά άποκλειστικά από νετρόνια, άπ'όπου προέρχεται και ή όνομασία τους.  
 Στην επιφάνεια φυσικά του άστέρα περιμένουμε τήν ύπαρξη και φορτισμέ-  
 νων σωματιδίων.

Τά νετρόνια είναι φερμιόνια με σπίν  $1/2$  που άσκουν πίεση έξ  
 αίτίας της άπαγορευτικής άρχης του Pauli. 'Η πίεση αυτή των έκφυ-  
 λισμένων νετρονίων συγκρατεί τόν άστέρα νετρονίων από περαιτέρω βα-  
 ρυτική κατάρρευση. 'Η αντίστοιχη θεωρία είναι άκριβώς ίδια με τή θεω-  
 ρία που αναπτύχθηκε για τούς λευκούς νάνους, με μοναδική διαφορά τήν  
 άριθμητική τιμή της σταθερης  $\mu$  της σχέσης (7), που δίνει τήν κριτική  
 τιμή  $M = 2,5M_{\odot}$  για τήν όλική μάζα. 'Αστέρες νετρονίων μποροβν λοι-  
 πόν να σχηματιστοβν έφ' όσον ή όλική τους μάζα δέν ξεπερνά τίς  $2,5M_{\odot}$ .  
 Οι παραπάνω ιδέες για τήν ύπαρξη των άστέρων νετρονίων πρωτοπροτάθηκαν  
 τό 1934 από τούς W. Baade και F. Zwicky, ένω οι J. R. Oppenheimer  
 και G. Volkoff άνέπτυξαν τά πρώτα λεπτομερη μοντέλα τό 1939.

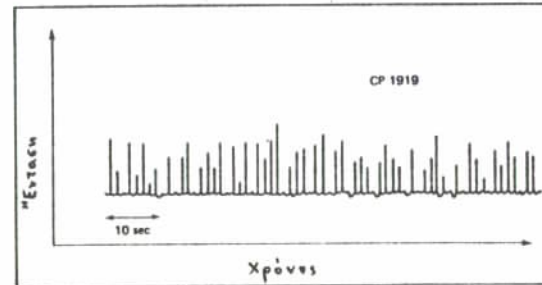
'Υπολογίζουμε τά τυπικά έξωτερικά χαρακτηριστικά των άστέρων  
 νετρονίων. Ετή συνηθισμένη μορφή της ύλης οι άκτίνες των ήλεκτρονικών  
 στοιβάδων είναι  $10^4$  φορές μεγαλύτερες από τίς άκτίνες των πυρήνων.  
 Συνεπώς, όταν οι πυρήνες έσάπτονται, οι γραμμικές διαστάσεις του άστέρα  
 έχουν έλαττωθεϊ κατά  $10^4$ , ό όγκος του κατά  $(10^4)^3 = 10^{12}$  και ή  
 πυκνότητά του έχει αύξηθεϊ κατά  $10^{12}$  φορές. Περιμένουμε λοιπόν πυκνό-  
 τητες  $\rho = 10^{12} - 10^{14} \text{ g/cm}^3$  και άκτίνες  $R \approx 15 - 20 \text{ km}$  (ή πρόχειρη  
 έκτίμηση από τίς διαστάσεις του 'Ηλιου δίνει  $700.000 \text{ km} : 10^4 = 70 \text{ km}$ ).  
 Για να έκτιμήσουμε τήν ταχύτητα περιστροφης τους τούς θεωρούμε όμογενεις  
 σφαίρες με ροπή άδρανεϊας  $I = \frac{2}{5} MR^2$  και στροφορομή  $J = I\omega = I \cdot \frac{2\pi}{T}$ , και  
 από διατήρηση της στροφορομης βρίσκουμε  $\frac{R_a^2}{T_a} = \frac{R_t^2}{T_t}$ ,

όπου "α" και "τ" παριστάνουν τήν άρχική και τελική κατάσταση του  
 άστέρα. Για  $T_a = 25$  μέρες, τήν περίοδο του 'Ηλιου, και λόγω άκτίνων  
 $10^{-4}$  βρίσκουμε  $T_t \approx 3 \times 10^{-4} \text{ sec}$ , δηλαδή προβλέπουμε 3.000 στροφές  
 στό δευτερόλεπτο! Τέλος από διατήρηση των μαγνητικών γραμμών (συνε-  
 πώς και της μαγνητικής ροης) στην επιφάνεια του άστέρα έκτιμήμε τά  
 μαγνητικά πεδία στους άστέρες νετρονίων στα  $10^8 - 10^9 \text{ Gauss}$ , ξεκινώντας  
 από τό γεγονός ότι στην επιφάνεια του 'Ηλιου είναι 1-2 Gauss.

### Pulsars

'Εχουν παρατηρηθεϊ άστέρες νετρονίων; Ναι! Πιστεύουμε πως οι  
 pulsars είναι άστέρες νετρονίων.

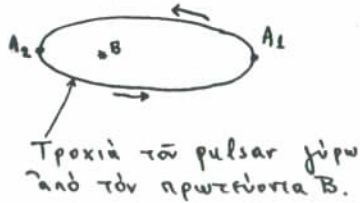
Οι pulsars άνακαλύφθηκαν τό 1967 από μία όμάδα 'Αγγλων άστρο-  
 νόμων με έπικεφαλης τόν A. Hewish και κύρια έρευνήτρια τήν Joselyn  
 S. Bell (δυστυχώς τό βραβειο Nobel για τήν άνακάλυψη των Pulsars  
 δόθηκε στον Hewish). Στα ραδιοφωνικά μήκη κύματος παρατήρησαν πηγές,  
 άόρατες έν γένει στό όπτικό, που στέλνουν περιοδικά ραδιοσήματα με πολύ  
 σταθερή συχνότητα και περιόδους που κυμαίνονται από 0,03 έως 3 sec.  
 'Ενα τυπικό σήμα pulsar δίνεται στό σχημα 6 ή ένταση του ραδιοκύ-  
 ματος διαφέρει από παλμό σε παλμό ένω ή περίοδος του διατηρεται σταθερή.



Σχ. 6.

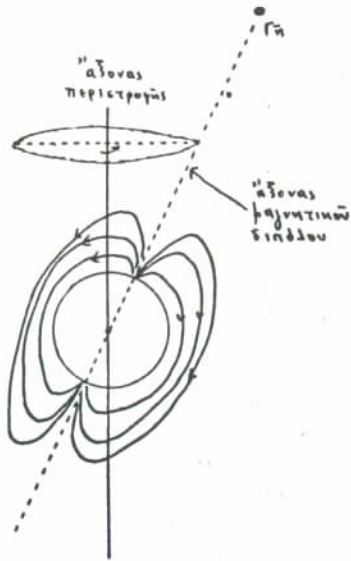
Μέχρι σήμερα έχουν άνα-  
 καλυφθεϊ 200 περίπου pulsars,  
 που όλοι άνήκουν στον Γαλαξία.  
 Οι πιό όνομαστοί είναι ό  
 pulsar του νεφελώματος του  
 Καρκίνου (Crab nebula) και ό  
 Pulsar του Taylor. 'Ο πρώτος  
 περιστρέφεται με τή μικρότερη  
 περίοδο που έχει παρατηρηθεϊ  
 σε pulsar (30 στροφές/sec),  
 είναι ό μόνος που και τό όπτι-  
 κό του φάσμα έχει βρεθεϊ πως  
 πάλλεται με τήν ίδια συχνότητα

όπως και τό ραδιοφωνικό, και βρίσκεται άκριβώς στό σημείο όπου τό 1054  
 μ.Χ παρατηρήθηκε μία έκρηξη υπερνοβα. 'Ο pulsar του Taylor, (άστέ-  
 ρας PSR 1913+16, περίοδος 0,059 sec) είναι ένας διπλός άστέρας στα σύ-  
 νορα περίπου των άστερισμών του 'Αιότο και του Βέλου, και οι μετρήσεις  
 των συνεχών αύξομειώσεων της περιόδου των σημάτων του (που συνεχίζονται  
 άκόμη με τό ραδιοτηλεσκόπιο του Arecibo) πιστεύεται ότι θα άποτελέσουν  
 τήν πρώτη έιμηση άνακάλυψη κυμάτων βαρύτητας, που θα ένισχύει τρομερά  
 τήν πίστη μας στην όρθότητα της Γενικής θεωρίας της Σχετικότητας. 'Υπο-  
 θέτουμε τήν άπλοποιημένη διάταξη του σχήματος 7. 'Αν και ό pulsar έκ-  
 πέμπει σήματα με σταθερή περίοδο, ή περίοδος που παρατηρούμε στη Γη αύξά-  
 νεται συνεχώς καθώς ό pulsar κινείται από τή θέση  $A_1$  προς τήν  $A_2$ , έπει-  
 δή τά σήματα έχουν να διανύσουν όλο και μεγαλύτερη άπόσταση για να φτά-  
 σουν στη Γη. 'Αντίθετα, κατά τήν κίνηση από τό  $A_2$  προς τό  $A_1$  ή περίοδος  
 των σημάτων συνεχώς έλαττώνεται. 'Η χρονική διάρκεια λοιπόν μεταξύ δύο  
 διαδοχικών μέγιστων της περιόδου του σήματος ίσοθται με τήν περίοδο της



Σχ. 7

διαφορὰ χρόνου ἀπὸ τῆς σέ διαφορετικὰ μήκη κύματος . Πιστεύουμε ὅτι αὐτὸ ὀφείλεται στὴ μεσοαστρικὴ ὕλη πού παρουσιάζει διαφορετικὸ δείκτη διασθλάσεως - συνεπῶς καὶ διαφορετικὴ ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτός- στὰ διάφορα μήκη κύματος. Οἱ ἐπιβραδύνσεις αὐτές τῶν σημάτων χρησιμοποιοῦνται γιὰ νὰ ὑπολογιστοῦν οἱ ἀποστάσεις τῶν pulsars, πού ἐκτιμῶνται ἀπὸ 200-300 μέχρι καὶ μερικὲς χιλιάδες parsecs. § θεωροῦμε ἕνα ἀστὲρα νετρονίων στὸν ὅποιο οἱ ἀξονες τοῦ μαγνητικοῦ διπόλου καὶ τῆς περιστροφῆς δὲν συμπίπτουν (πράγμα πού συμβαίνει καὶ στὴ Γῆ). Τὰ φορτισμένα σωματίδια τῆς ἐπιφάνειας τοῦ ἀστὲρα ἐπιταχύνονται ἀπὸ τὸ ἰσχυρότατο μαγνητικὸ πεδίο, ἀκτινοβολοῦν ἐνέργεια πού κυρίως ἐκπέμπεται κατὰ τὴ διεύθυνση τοῦ ἀξονα τοῦ μαγνητικοῦ διπόλου, καὶ διεγείρουν τὰ γήινα ραδιοτηλεσκόπια ὅταν ἡ Γῆ βρίσκεται στὴν προέκταση τοῦ μαγνητικοῦ ἀξονα. Ἐξ αἰτίας ὁμοῦ τῆς περιστροφῆς τοῦ ἀστὲρα, περιστρέφεται καὶ ἡ δέσμη τοῦ σήματος καὶ τὰ γήινα ραδιοτηλεσκόπια διεγείρονται μίαν φορά σέ κάθε περιστροφή. Ἔτσι ἐξηγεῖται ἡ περιοδικότητα τῶν σημάτων τῶν pulsars. Ἡ διαφορὰ μεταξύ τῶν περιόδων περιστροφῆς τῶν ἀστέρων νετρονίων πού ὑπολογίζουμε ( $10^{-3}$ - $10^{-4}$  sec) καὶ αὐτῶν πού παρατηροῦμε στοὺς pulsars (1 sec) ὀφείλεται στὰ νετρίνα πού φεύγοντας ἀπ'τὸν ἀστὲρα συμπα-



Σχ. 8

περιφορᾶς τοῦ pulsar γύρω ἀπὸ τὸν Β. Ἡ περίοδος αὐτὴ μετράται τὰ τελευταῖα πέντε χρόνια καὶ βρέθηκε ὅτι ἐλαττώνεται συνεχῶς. Ἡ καλύτερὴ ἐξήγηση φαίνεται νὰ εἶναι ὅτι ὁ pulsar ἀκτινοβολεῖ κύματα βαρύτητας, χάνει κινητικὴ ἐνέργεια καὶ πλησιάζει πρὸς τὸν πρῶτον Β. Ἡ ἐλάττωση τῆς περιόδου περισφορᾶς τοῦ πού ἔχει παρατηρηθεῖ μέχρι σήμερα εἶναι συμβεβαστὴ μὲ τὶς προβλέψεις τῆς Γενικῆς θεωρίας τῆς σχετικότητας.

Τὸ φάσμα τῶν pulsars παρουσιάζει διαφορὰ χρόνου ἀπὸ τῆς σέ διαφορετικὰ μήκη κύματος . Πιστεύουμε ὅτι αὐτὸ ὀφείλεται στὴ μεσοαστρικὴ ὕλη πού παρουσιάζει διαφορετικὸ δείκτη διασθλάσεως - συνεπῶς καὶ διαφορετικὴ ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτός- στὰ διάφορα μήκη κύματος. Οἱ ἐπιβραδύνσεις αὐτές τῶν σημάτων χρησιμοποιοῦνται γιὰ νὰ ὑπολογιστοῦν οἱ ἀποστάσεις τῶν pulsars, πού ἐκτιμῶνται ἀπὸ 200-300 μέχρι καὶ μερικὲς χιλιάδες parsecs. § θεωροῦμε ἕνα ἀστὲρα νετρονίων στὸν ὅποιο οἱ ἀξονες τοῦ μαγνητικοῦ διπόλου καὶ τῆς περιστροφῆς δὲν συμπίπτουν (πράγμα πού συμβαίνει καὶ στὴ Γῆ). Τὰ φορτισμένα σωματίδια τῆς ἐπιφάνειας τοῦ ἀστὲρα ἐπιταχύνονται ἀπὸ τὸ ἰσχυρότατο μαγνητικὸ πεδίο, ἀκτινοβολοῦν ἐνέργεια πού κυρίως ἐκπέμπεται κατὰ τὴ διεύθυνση τοῦ ἀξονα τοῦ μαγνητικοῦ διπόλου, καὶ διεγείρουν τὰ γήινα ραδιοτηλεσκόπια ὅταν ἡ Γῆ βρίσκεται στὴν προέκταση τοῦ μαγνητικοῦ ἀξονα. Ἐξ αἰτίας ὁμοῦ τῆς περιστροφῆς τοῦ ἀστὲρα, περιστρέφεται καὶ ἡ δέσμη τοῦ σήματος καὶ τὰ γήινα ραδιοτηλεσκόπια διεγείρονται μίαν φορά σέ κάθε περιστροφή. Ἔτσι ἐξηγεῖται ἡ περιοδικότητα τῶν σημάτων τῶν pulsars. Ἡ διαφορὰ μεταξύ τῶν περιόδων περιστροφῆς τῶν ἀστέρων νετρονίων πού ὑπολογίζουμε ( $10^{-3}$ - $10^{-4}$  sec) καὶ αὐτῶν πού παρατηροῦμε στοὺς pulsars (1 sec) ὀφείλεται στὰ νετρίνα πού φεύγοντας ἀπ'τὸν ἀστὲρα συμπα-

σύρουν καὶ τὸ μεγαλύτερο μέρος τῆς στροφορμῆς τοῦ.

Ἵπερκαινοφανεῖς (Supernovae)

Μία ἰδέα πού εἶναι παραδεκτὴ ἀπὸ τοὺς περισσότερους ἀστροφυσικούς, ἀν καὶ ἀκόμη δὲν ἔχουν καταφέρει νὰ τὴν κάνουν νὰ δουλέψει σέ λεπτομερεῖς ὑπολογισμοὺς, εἶναι πὼς πολλές φορές τὰ νετρίνα πού παράγονται στὴν ἀντίδραση  $p+e \rightarrow n+\nu$  καὶ διαφεύγουν, συμπαρᾶσύνουν καὶ τὰ ἐξωτερικὰ στρώματα τοῦ ἀστὲρα. Τὸ ἀποτέλεσμα εἶναι ἐκρηξη supernova, πού εἶναι μίαν δραματικὴ στιγμὴ στὴ ζωὴ τοῦ ἀστὲρα : Ἡ λαμπρότητά του αὐξάνει κατὰ  $10^8$ - $10^{11}$  φορές ἐνῶ ἐκτοξεύεται στὸ διάστημα ὅλη τῆς τᾶξως τῆς μίαν ἡλιακῆς μάζας, πού μπορεῖ νὰ ἀποτελεῖ τὸ 30-50% τῆς συνολικῆς ὕλης τοῦ ἀστὲρα. Ἡ λαμπρότητα πολὺ σύντομα στάνει στὸ μέγιστό της καὶ μετὰ πέπτει ἐκθετικὰ μὲ χρόνο μισῆς ζωῆς 50-100 μέρες. Μερικοὺς αἰῶνες μετὰ τὴν ἐκρηξη σέ ἀρκετοὺς ἀπ'αὐτοὺς παρατηροῦνται κελύφη τῆς ἀρχικῆς μάζας νὰ ἀπομακρύνονται μὲ ταχύτητες μερικῶν χιλιάδων χιλιομέτρων τὸ δευτερόλεπτο (3.000 km/sec γιὰ τὸ κέλυφος τοῦ νεφελώματος τοῦ Καρκίνου).

Ἵ υπολογίζεται ὅτι σ'ἐναντιτικὸ γαλαξία γίνεται μίαν ἐκρηξη supernova κάθε 30-100 χρόνια. Φυσικὰ supernovae παρατηροῦνται πολὺ συχνότερα γιὰτὶ μποροῦν νὰ παρατηρηθοῦν ἀκόμη καὶ σέ ἀρκετὰ ἀπομακρυσμένους γαλαξίες. Οἱ ἐκρήξεις supernovae ἐμπλουτίζουν τὴ μεσοαστρικὴ ὕλη σέ βαρεῖα μέταλλα, τὰ ὅποια καὶ παρατηροῦνται στὰ φάσματα τῶν τουλάχιστον δευτέρης γενεᾶς ἀστέρων (π.χ Ἡλιος).

Ἵ ἀστέρες μὲ μάζα μεγαλύτερη ἀπὸ  $2,5M_{\odot}$  ἐνδέχεται, μετὰ ἀπὸ ἐκρηξη supernova, νὰ ἐλαττώσουν τὴ μάζα τους κάτω ἀπὸ τὶς ὀριακὲς τιμὲς πού τοὺς ἐπιτρέπουν νὰ σταθεροποιηθοῦν σάν λευκοὶ νάνοι ἢ ἀστέρες νετρονίων. Ἵνα τέτοιο γεγονός τὸ ξέρουμε μὲ σιγουριά: Τὸ 1054 μ. Χ. Κινέζοι ἀστρονόμοι παρατήρησαν μίαν ἐκρηξη supernovae στὸν ἀστερισμὸ τοῦ Ταύρου. Ἡ ἐκρηξη αὐτὴ δημιούργησε τὸ νεφέλωμα τοῦ Καρκίνου (Crab nebula), στὸ κέντρο τοῦ ὁποίου παρατηροῦμε σήμερα τὸν ὀμώνυμο pulsar μὲ περίοδο 0,033 sec.



Μελανές όπες στη Νευτώνεια Θεωρία.

Θεωρούμε άστρα με αρκετά μεγάλη μάζα, π.χ. μεγαλύτερη από  $7 M_{\odot}$ . Τί θα συμβεί όταν εξαντλήσει τα πυρηνικά του καύσιμα; Η μάζα του είναι πολύ μεγάλη για να μπορέσει να συγκρατηθεί από την πίεση των έκφυλισμένων ηλεκτρονίων ή νετρονίων. Είναι μάλιστα τόσο μεγαλύτερη από την όριακή μάζα των  $2,5 M_{\odot}$  ώστε ούτε και μετά από έκρηξη υπερνόβα δεν θα μπορέσει να σταθεροποιηθεί σαν άστρα νετρονίων. Υπάρχει κανένας άλλος μηχανισμός ικανός να εξισορροπήσει τη βαρύτητα και να σώσει τον άστέρα από τη κατάρρευση; "Ας συζητήσουμε τις προοπτικές δύο τέτοιων μηχανισμών.

— Η φυγόκεντρη δύναμη. Λεπτομερείς λογαριασμοί για την περίπτωση που ο άστέρας περιστρέφεται με τη μεγαλύτερη επιτρεπτή συχνότητα (ή γραμμική ταχύτητα στα σημεία του (σημερινού (σοῦται με την ταχύτητα του φωτός!) δείχνουν πως η φυγόκεντρη δύναμη είναι ξλάχιστα αποτελεσματική, αξόανοντας τις όριακές τιμές μαζών για τό σχηματισμό λευκών νάνων και άστέρων νετρονίων μόλις κατά 10%.

— Οί συνέπειες της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας, που σε περιοχές (σχυρών βαρυτικών πεδίων διαφοροποιείται από τη Νευτώνεια μηχανική. Δυστυχώς όμως για τον άστέρα, η σχετικιστική εξέλιξη υδροστατικής (σορροπίας είναι

$$-\frac{dP}{dr} = G \frac{\left(\rho(r) + \frac{P(r)}{c^2}\right) \left(m(r) + \frac{4\pi r^3 P(r)}{c^2}\right)}{r \left(r - \frac{2Gm(r)}{c^2}\right)} \quad (10)$$

Με  $P, \rho$  και  $m$  θετικά, σύγκριση με τη Νευτώνεια εξέλιξη  $-dP/dr = G\rho(r)m(r)r^{-2}$  δείχνει πως στη Γενική θεωρία της Σχετικότητας όπαιτούνται πάντοτε μεγαλύτερες διαφορές πιέσεως από στρώμα σε στρώμα (όρα και μεγαλύτερες κεντρικές πιέσεις) για τη συγκράτηση του (όδιου άστρα απ' ότι όπαιτούνται στη Νευτώνεια θεωρία. Γενικά, πάντοτε τά Νευτώνεια μοντέλα είναι πιο εύσταθῆ από τά αντίστοιχά τους σχετικιστικά.

Γενικότερα, δεν ξέρουμε κανένα μηχανισμό στή φυσική που θα μπορούσε να συγκρατήσει τη βαρύτητα ενός άστρα με αρκετά μεγάλη μάζα. Για ένα τέτοιο άστέρα η μόρα επιφυλάσσει μόνο βαρυτική κατάρρευση!

Η ταχύτητα διαφυγῆς από την επιφάνεια σφαιρικής μάζας  $M$  και ακτίνας  $R$  είναι  $v = \sqrt{2GM/R}$ . Για κάθε μάζα  $M$  λοιπόν προσδιορίζεται η χαρακτηριστική εκείνη ακτίνα για την όποια η ταχύτητα διαφυγῆς (σοῦται με την ταχύτητα του φωτός  $C$ . Η ακτίνα αυτή λέγεται ακτίνα Schwarzschild της μάζας  $M$  (ή του άστρα) και δίνεται από τη σχέση

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \quad (11)$$

Για μία γήινη μάζα  $R_g = 1cm$ , για μία ήλιακή  $R_g = 3km$ , και για μία γαλαξιακή μάζα ( $10^{11} M_{\odot}$ )  $R_g = 12$  έτη φωτός.

Παρακολουθούμε τον άστέρα που καταρρέει. Για τά σωματίδια που φύγουν από την επιφάνειά του συνεχώς γίνεται όλο και δυσκολότερο να φτάσουν σε μακρινές αποστάσεις, και όταν οι διαστάσεις του άστρα γίνουν μικρότερες από την ακτίνα Schwarzschild ούτε και τό φῶς (φωτόνια) δέ μπορεί να διαφύγει. Μία black hole σχηματίστηκε. Έφ'όσον μάλιστα η ταχύτητα του φωτός αποτελεί τό άνω όριο των ταχυτήτων που μπορούν να μεταφέρουν κάποια πληροφορία, τότε δέ μπορεί να φύγει μακριά απ'τή black hole. Σε μακρινές αποστάσεις μόνο τό βαρυτικό της πεδίο προδίδει την παρουσία της τό όποιο, ός σημειωθεί, είναι τό (όδιο με τό πεδίο σφαιρικού άστρα η σημειακή μάζα με την (όδια μάζα. Π.χ., αν κάποιο βράδυ ο "ήλιος γίνει black hole, ο όπνος μας δέ θα διαταραχθεί. Η έκπληξη θα έλθει τό έπόμενο πρωί, που δεν θα υπάρχει ανατολή. Και όμως η Γῆ θα εξακολουθήσει να γυρνά γύρω από τον "ήλιο-black hole όπως και προηγουμένως. Οί black holes δεν είναι τά άκρας επικίνδυνα όόρανια σώματα που "κατατρώγουν" ότι υπάρχει γύρω τους. Είναι περίεργες μόνο για τούς περίεργους που τις πλησιάζουν σε αποστάσεις μερικών ακτίνων Schwarzschild και θανατηφόρες γι'αυτούς που περνούν και την ακτίνα Schwarzschild.

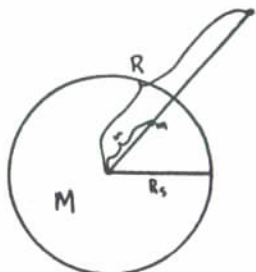
Υπάρχει συνήθως η έντύπωση ότι τό φῶς παγιδεύεται, και οι black holes σχηματίζονται, έε αίτίας της πολύ μεγάλης πυκνότητας της όλης. Η έντύπωση αυτή είναι λανθασμένη. Για να τό καταλάβουμε, όπολογίζουμε τη μέση πυκνότητα του σώματος τη στιγμή που γίνεται black hole (σοδύναμες όρολογίες είναι "τή στιγμή που περνά μέσα στη σφαίρα Schwarzschild" ή "μέσα στον όρίζοντα γεγονότων", που είναι η επιφάνεια της σφαίρας  $R = R_g$ ). Εύκολα βρίσκουμε

$$\rho = \frac{3M}{4\pi R^3} = \frac{3M}{4\pi(2GM/c^2)^3} = \frac{3c^6}{32\pi G^3} \cdot \frac{1}{M^2} \quad (12)$$

Για μεγάλες μάζες λοιπόν, οι αντίστοιχες πυκνότητες θα είναι μικρές. Για τον "ήλιο βρίσκουμε  $\rho = 10^{16} gr/cm^3$ , που είναι δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από τις πυρηνικές πυκνότητες. Για τον Γαλαξία όμως βρίσκουμε μόλις  $\rho = 10^{-6} gr/cm^3$ , που είναι μικρότερη κι από την πυκνότητα του ατμοσφαιρικού άέρα. Τό (σχυρό βαρυτικό πεδίο, και όχι η μεγάλη πυκνότητα, είναι όπεύ- όθυνο για τό σχηματισμό της black hole!

Τό γεγονός ότι black holes μπορούν να σχηματισθούν και με πολύ μικρές μέσες πυκνότητες θα πρέπει να ενισχύει την πίστη μας στην ύπαρξή τους. Τουλάχιστον στις πυκνότητες των  $10^{-6} gr/cm^3$  είμαστε σίγουροι πως καταλαβαίνουμε πολύ καλά τη συμπεριφορά της όλης!

Θά μπορούσε νά παρατηρηθεί ότι οι black holes της Νευτώνειας μηχανικής, πού αποκλειστικά μέχρι τώρα παρουσιάσαμε, δέν είναι "άπόλυτα μαύρες". Θώς και σωματίδια μέ κατάλληλες ταχύτητες μπορούν θεωρητικά νά βγουν έξω από τή σφαίρα Schwarzschild και νά φτάσουν σ' όποιονδήποτε μακρινό παρατηρητή· μόνο στό άπειρο δέν μπορούν νά φτάσουν. Για νά καταλάβουμε λοιπόν για ποιούς παρατηρητές οι black holes είναι άπόλυτα μαύρες, κάνουμε τόν παρακάτω άπλό, Νευτώνειο λογαριασμό. Θεωρού-



Σχ. 9

με σημειακή μάζα M μέ άκτίνα Schwarzschild  $R_s$ , και στοιχειώδη μάζα m, σέ άπόσταση  $r < R_s$ , από τό κέντρο, πού έκτοξεύεται πρός τά έξω άκτινικά. Θέλουμε νά υπολογίσουμε τή μέγιστη δυνατή άπόσταση R από τό κέντρο στην όποία μπορεί νά φτάσει και γι' αυτό υποθέτουμε ότι έκτοξεύεται μέ ταχύτητα c. Διατήρηση της ενέργειας δίνει

$$\frac{1}{2} mc^2 - \frac{GMm}{r} = - \frac{GMm}{R}$$

άπό τήν όποία παίρνουμε, μέ τή βοήθεια και της (11), ότι

$$\frac{1}{r} - \frac{1}{R_s} = \frac{1}{R} \quad (13)$$

Γιά  $R = 10R_s$  βρίσκουμε  $r = 10R_s/11$  και γιά  $R = R_s$ ,  $r = R_s/2$ . Έτσι, π.χ., ή Νευτώνεια blackhole πού μελετάμε θά γίνει "άπόλυτα μαύρη" για όλους τούς παρατηρητές σέ άπόσταση μεγαλύτερη από  $10R_s$  όταν ή άστρική μάζα, κατά τήν κατάρρευση, εισέλθει μέσα στη σφαίρα  $r = 10R_s/11$ , και θά γίνει άπόλυτα μαύρη έξω από τήν άκτίνα Schwarzschild όταν ή όλική μάζα εισέλθει στη σφαίρα μισής άκτίνας Schwarzschild. Έπειδή λοιπόν ή κατάρρευση του άστερα συνεχίζεται και πέρα από τήν άκτίνα Schwarzschild, οι black holes πού προβλέπονται από τή Νευτώνεια θεωρία βαρύτητας τελικά (και σύντομα!) γίνονται άπόλυτα μαύρες.

Έχουν ανακαλυφθεί black holes: Φυσικά δέν περιμένουμε νά δοθ-  
με black holes· κάτι τέτοιο θά έρχόταν σέ αντίθεση μέ τή βασικότερη ιδιότητά τους. Προσπαθούμε λοιπόν νά τίς ανακαλύψουμε έμμεσα, μέ τήν παρατήρηση φαινομένων πού συμβαίνουν μόνο σ' αυτές ή στην παρουσία τους. Άρκετά έλπιδοφόρα φαίνεται ή προσπάθεια αναζήτησης black holes σέ συστήματα διπλών άστέρων πού τό ένα τους μέλος είναι ίσχυρή πηγή άκτίνων X, άόρατη στά όπτικά μήκη κύματος. Άπό τά χαρακτηριστικά του όρατου μέλους του συστήματος και της κίνησης του γύρω από τό κέντρο μάζας υπολογίζουμε τίς μάζες των δύο μελών, τή σχετική τους άπόσταση, και τήν άπόστασή τους από τό 'Ηλιακό σύστημα. Καλοί υποψήφιοι για νά είναι

black holes είναι εκείνοι οι συνοδοί πού βρίσκονται νά έχουν άρκετά μεγάλη μάζα ώστε νά μή μπορούν νά είναι λευκοί νάνοι ή άστέρες νετρονίων, ένδ αν ήταν άστέρες της κυρίας άκολουθίας ή έρυθροί γίγαντες θά έπρεπε νά είναι όρατοί. 'Η πηγή X-1 στον άστερισμό του Κύκνου (Cygnus X-1) είναι ό καλύτερος - μάλλον και άναμφισβήτητος - υποψήφιος: Είναι ό όρατός συνοδός ενός συστήματος διπλού άστερα σέ άπόσταση 10.000 έτών φωτός, μέ περίοδο περιστροφής (του συστήματος) μόλις 5,6 ήμέρες, μάζα του όρατου μέλους (άστερας HDE 226868) τουλάχιστον  $20 M_{\odot}$  και μάζα της άόρατης πηγής άκτίνων X τουλάχιστον  $8 M_{\odot}$ . Γενικά είναι παραδεκτό τό έξης μοντέλο: Μάζα φεύγει συνεχώς από τόν όρατό άστερα του συστήματος (πιθανότατα σάν ήλιακός άνεμος) και σχηματίζει ένα δίσκο γύρω από τόν άόρατο συνοδό (τή black hole). Οι πλησιέστεροι δακτύλιοι του δίσκου περιστρέφονται μέ μεγαλύτερη γωνιακή ταχύτητα από τούς μακρύτερους, θερμαίνονται έξ ατίας τριβών μέ τούς γειτονικούς δακτύλιους, χάνουν συνεχώς κινητική ενέργεια, μέ άποτέλεσμα νά άκολουθούν σπειροειδή τροχιά πού τελικά τούς ρίχνει στη black hole. Στά τελευταία δευτερόλεπτα της πώσης οι έπιταχύνσεις είναι πολύ μεγάλες και προκαλούν τήν άκτινοβολία των άκτίνων X.

'Η άκτινοβολουμένη ίσχύς είναι τεράστια. Οι ίσχυρότερες πηγές άκτίνων X (στις όποτες ανήκει και ό X-1 του Κύκνου) έκπέμπουν  $10^4$  φορές περισσότερη ίσχύ στα μήκη των άκτίνων X άπ' όση έκπέμπει ό 'Ηλιος σ' όλόκληρο τό ήλεκτρομαγνητικό φάσμα. Τά μοντέλα λοιπόν πού κατασκευάζουμε άπαιτούν μεγάλες ποσότητες μάζας νά έκπέμπονται από τόν όρατό συνοδό και νά καταβροχθίζονται από τή black hole. Λεπτομερείς υπολογισμοί δείχνουν ότι κάτι τέτοιο μπορεί νά συμβαίνει μόνο σέ πολύ κλειστά συστήματα διπλών άστέρων (Γιά τόν X-1 του Κύκνου εύκολα βρίσκουμε από τίς μάζες τους, τήν περίοδο περιστροφής τους, και τόν τρίτο νόμο του Kepler  $G(m_1+m_2)T^2=4\pi^2a^3$  ότι ή άπόστασή τους είναι μόλις τό  $1/5$  της άστρονομικής μονάδας!) και ότι τέτοια συστήματα είναι ίσχυρές πηγές άκτίνων X μόνον κατά τό  $1/100$  έως  $1/1000$  της ζωής τους. Αυτό τό τελευταίο συμπέρασμα έξηγει τόν σχετικά μικρό αριθμό ίσχυρών πηγών άκτίνων X-διπλών άστέρων πού παρατηρούμε.

Μία πολύ μεγάλη black hole πιθανόν νά ύπάρχει και τό κέντρο του έλλειπτικού ραδιογαλαξία M87. Άπό τήν άνάλυση της δυναμικής συμπεριφοράς του συμπεραίνεται ή ύπαρξη ενός πολύ συμπαγούς πυρήνα μάζας  $5 \times 10^9 M_{\odot}$ . Κάτι τέτοιο φυσικά είναι πολύ συνηθισμένο στους γαλαξίες. Τό άσυνήθιστο μέ τόν M87 είναι πώς ή λαμπρότητα πού παρατηρείται στην κεντρική του περιοχή είναι πολύ μικρή. Φωτογραφικές παρατηρήσεις του πυρήνα στα τρία χρώματα B, V και R, σέ γωνιακή άπόσταση μέχρι  $80''$ , μέ διακριτική ικανότητα  $1''$  και φωτομετρική άκρίβεια  $1\%$

δείχνουν την ύπαρξη μιας μεγάλης συμπαγούς μάζας  $M=5 \times 10^9$ , με ακτίνα μικρότερη των 300 ετών φωτός και λαμπρότητα ανά μονάδα μάζας

$\frac{L}{M} < \frac{1}{60}$  (σε ηλιακές μονάδες). Η καλύτερη εξήγηση φαίνεται πως είναι ένα μοντέλο με μία black hole μάζας  $3 \times 10^9 M_{\odot}$  στο κέντρο. Οι παρατηρήσεις του M87 δημοσιεύτηκαν τό 1978, προκάλεσαν για λίγο μεγάλη έντύπωση, αλλά δέν πολυσυζητούνται πιά, αν και δέν ξέρω κανένα καλύτερο μοντέλο που έφηγει τις παρατηρήσεις του M87. Όπωςδήποτε η πίστη μας ότι βρήκαμε black hole και στον πυρήνα του M87 δέν είναι τόσο ισχυρή όσο είναι για τον X-1 του Κύκνου, θά μπορούσε όμως νά θεωρηθεί αρκετά θεμελιωμένη.

Είναι πολύ διαδεδομένη η έντύπωση ότι η έννοια της black hole οφείλεται στη, και η ύπαρξή τους σχετίζεται με την, όρθότητα της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας. Νομίζω ότι η άποψη αυτή είναι λανθασμένη. Αν δεχτούμε τό νόμο που λέει ότι η ταχύτητα του φωτός  $c$  αποτελεί τό πάνω όριο των ταχυτήτων που μεταφέρουν κάποια πληροφορία, και τή σωματιδιακή φύση του φωτός (που αίσθάνεται τήν επίδραση των βαρυτικών πεδίων) τότε είμαστε υποχρεωμένοι νά δεχτούμε και τή θεωρητική ύπαρξη των black holes. Επιπλέον, αν πιστεύουμε ότι καταλαβαίνουμε κάτι από τήν εξέλιξη των αστέρων, είμαστε υποχρεωμένοι νά πιστέψουμε και στήν ύπαρξη των black holes στό σύμπαν, αφού ένας πολύ μεγάλος αριθμός αστέρων σε κάθε γαλαξία δέν έχει καμμιά άλλη διέξοδο παρά νά τελειώσει τή ζωή του σαν black hole. Η πίστη μας αυτή δέν εξαρτάται καθόλου από τήν όρθότητα ή μή μερικών λεπτομερειών της σύγχρονης φυσικής, π.χ. τήν όρθότητα των εξισώσεων Einstein.