

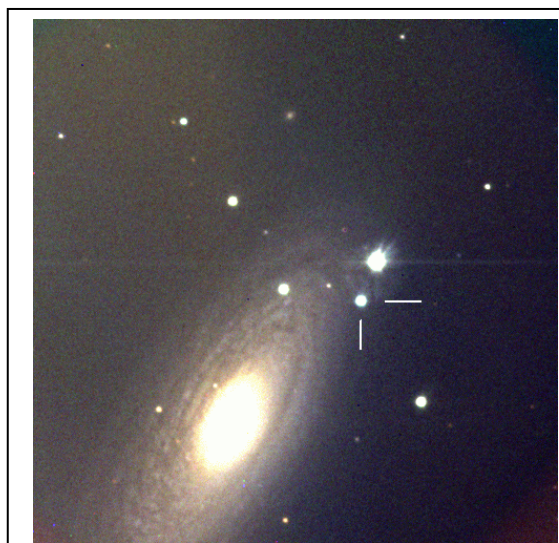
6. ΥΠΟΛΕΙΜΜΑΤΑ ΥΠΕΡΚΑΙΝΟΦΑΝΩΝ ΑΣΤΕΡΩΝ

6.1 Εισαγωγή

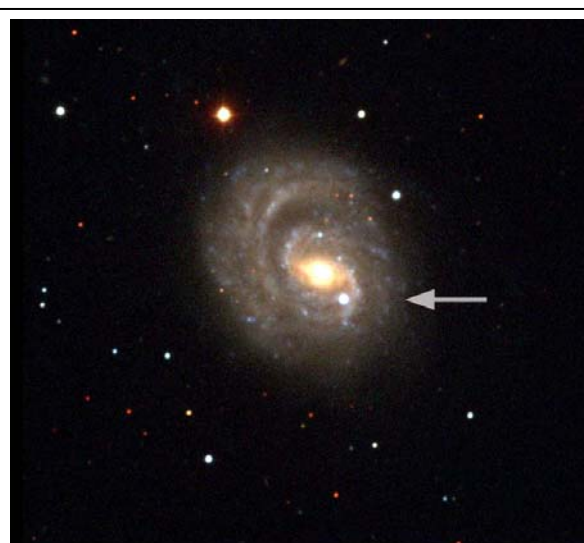
Στο Κεφάλαιο αυτό θα ασχοληθούμε με ένα κλάδο της Αστρονομίας στον οποίο η συμβολή της Ραδιοαστρονομίας είναι ιδιαίτερα σημαντική. Πριν προχωρήσουμε στην περιγραφή και μελέτη των υπολειμμάτων που απομένουν από τις εκρήξεις υπερκαινοφανών αστερών πρέπει πρώτα να σκιαγραφήσουμε το ρόλο που παίζουν και τη σημασία που έχουν αυτές οι εκρήξεις στην εξέλιξη του Σύμπαντος. Ο ρόλος αυτός, όπως θα δούμε αμέσως παρακάτω είναι τόσο σημαντικός ώστε δίκαια οι εκρήξεις αυτές θεωρούνται από πολλούς αστροφυσικούς ως ο ακρογωνιαίος λίθος στο οικοδόμημα του Σύμπαντος αλλά ακόμα και αυτής της Ζωής.

Η έκρηξη ενός υπερκαινοφανή αστέρα (supernova) αποτελεί το πιο βίαιο γεγονός κατά την εξέλιξη ενός αστέρα και ίσως ένα από τα πλέον καταστροφικά γεγονότα που συμβαίνουν στο Σύμπαν. Σύμφωνα με θεωρητικούς υπολογισμούς, κατά την έκρηξη, η μισή περίπου μάζα του αστέρα εκτοξεύεται και διαχέεται στο μεσοαστρικό χώρο με ταχύτητα της τάξης του ενός εκατοστού της ταχύτητας του φωτός. Κατά τα πρώτα στάδια της έκρηξης, το απόλυτο μέγεθος του αστέρα δύναται να φθάσει το -20.5 (γίνεται 10^{10} φορές λαμπρότερος από τον Ήλιο). Μία τέτοια έκρηξη, επομένως, θα γινόταν αντιληπτή από τη Γη, ακόμα και αν συνέβαινε στις εσχατιές του Γαλαξία. Έχουν ανιχνευτεί πολλές εκρήξεις υπερκαινοφανών σε γαλαξίες πέραν του δικού μας Γαλαξία (Σχ. 6.1). Η ενέργεια που εκλύεται από τις εκρήξεις υπερκαινοφανών Τύπου Ia (βλ. παρακάτω), επειδή προέρχονται πάντα από αστέρες της αυτής μάζας (όριο

Chandrasekhar), είναι πάντα η ίδια και επομένως μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον



Σχήμα 6.1α. Ο υπερκαινοφανής 1999by στο γαλαξία NGC 2841



Σχήμα 6.1β. Ο υπερκαινοφανής 1999em στο γαλαξία NGC 1637

υπολογισμό της απόστασής τους (χρησιμοποιώντας το βασικό νόμο της αστρικής φωτομετρίας – βλ. Βάρβογλη, Σειραδάκη, 1995, σ.75 –). Με τη βοήθεια τέτοιων εκρήξεων υπερκαινοφανών έχει υπολογιστεί ότι η διαστολή του Σύμπαντος είναι επιταχυνόμενη.

Υπάρχουν δύο βασικοί κύκλοι εξέλιξης αστερών οι οποίοι είναι δυνατό να οδηγήσουν σε τέτοιες εκρήξεις:

1. Τύπου I: Η υπέρβαση του ορίου Chandrasekhar σε ένα συμπαγή αστέρα (π.χ. λευκό νάνο) λόγω **προσαύξησης μάζας** (accretion) από ένα συνοδό αστέρα. Το σενάριο αυτό απαιτεί την ύπαρξη διπλού αστέρα εκ των οποίων ο ένας εξελίσσεται ταχύτερα από τον άλλο. Το φάσμα των υπερκαινοφανών αυτών είναι σχετικά φτωχό σε γραμμές υδρογόνου. Η ενέργεια που εκλύεται κατά τις εκρήξεις αυτού του Τύπου είναι πάντα η ίδια.
2. Τύπου II: Η εξάντληση των αποθεμάτων ενέργειας σε ένα αστέρα μεγάλης μάζας ($M > 6 M_{\odot}$). Σε τέτοιες περιπτώσεις η δυναμική ισορροπία του αστέρα καταστρέφεται, η εσωτερική πίεση δεν μπορεί να αντισταθμίσει τη βαρυτική και ο αστέρας καταρρέει. Κατά την κατάρρευση η πίεση στον πυρήνα αυξάνει ραγδαία και όταν υπερσχύσει της πίεσης βαρύτητας, τότε ο πυρήνας αναπηδά και ο αστέρας εκρήγνυται βιαίως. Κατά την έκρηξη είναι δυνατόν να δημιουργηθεί ένας συμπαγής αστέρας νετρονίων. Το φάσμα των υπερκαινοφανών αυτών είναι πλούσιο σε γραμμές υδρογόνου. Για περισσότερες λεπτομέρειες βλέπε Βάρβογλη, Σειραδάκη, 1995, σ.323 - 326.

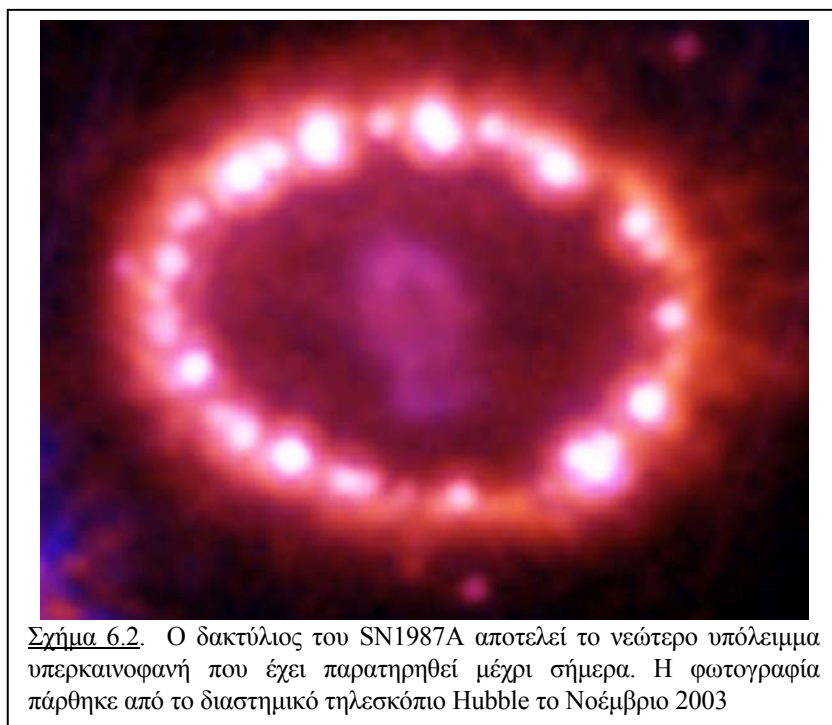
Η ενέργεια που εκλύεται στο μεσοαστρικό χώρο τόσο κατά το πρώτο σενάριο (υπερκαινοφανής Τύπου I), όσο και κατά το δεύτερο (υπερκαινοφανής Τύπου II) είναι τεράστια

(της τάξης των 10^{50} - 10^{51} erg). Ο μεσοαστρικός χώρος θερμαίνεται, συμπιέζεται και εμπλουτίζεται με βαρέα στοιχεία, στοιχεία που είναι δυνατόν να παραχθούν στη φύση μόνο στο εσωτερικό των αστέρων όπου οι συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας είναι κατάλληλες. Όσο και αν επιμείνουμε είναι αδύνατο να υπερτονίσουμε τη σημασία που έχει ο εμπλουτισμός αυτός του μεσοαστρικού χώρου σε βαρέα στοιχεία για την ίδια τη ζωή. Αρκεί να αναλογισθούμε ότι κάθε βαρύ στοιχείο του σώματός μας έχει δημιουργηθεί στο εσωτερικό κάποιου αστήρα και ότι για να φτάσει μέχρι εμάς χρειάστηκε η έκρηξη ενός υπερκαινοφανή αστήρα. Τέλος δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι κατά τις εκρήξεις υπερκαινοφανών, τα κρουστικά κύματα που δημιουργούνται (βλ. §6.5) συμπιέζουν το γύρω χώρο με αποτέλεσμα την επιτάχυνση της διαδικασίας δημιουργίας πρωτοαστέρων. Δηλαδή το κύκνειο άσμα ενός αστήρα διεγείρει τη σύνθεση ενός καινούριου.

Η πιο πρόσφατη έκρηξη υπερκαινοφανούς που έχει παρατηρηθεί στο Γαλαξία μας συνέβη το 1604 μ.Χ. Υπολογίζεται ότι στους σπειροειδείς γαλαξίες συμβαίνει μια έκρηξη κάθε 100 περίπου χρόνια.

6.2 Ιστορική αναδρομή

Πριν από εξήντα περίπου χρόνια, το 1934, δύο διάσημοι αστροφυσικοί, οι Baade και Zwicky, πρότειναν την ύπαρξη ισχυρότατων εκρήξεων κατά τα τελικά στάδια εξέλιξης βαρέων

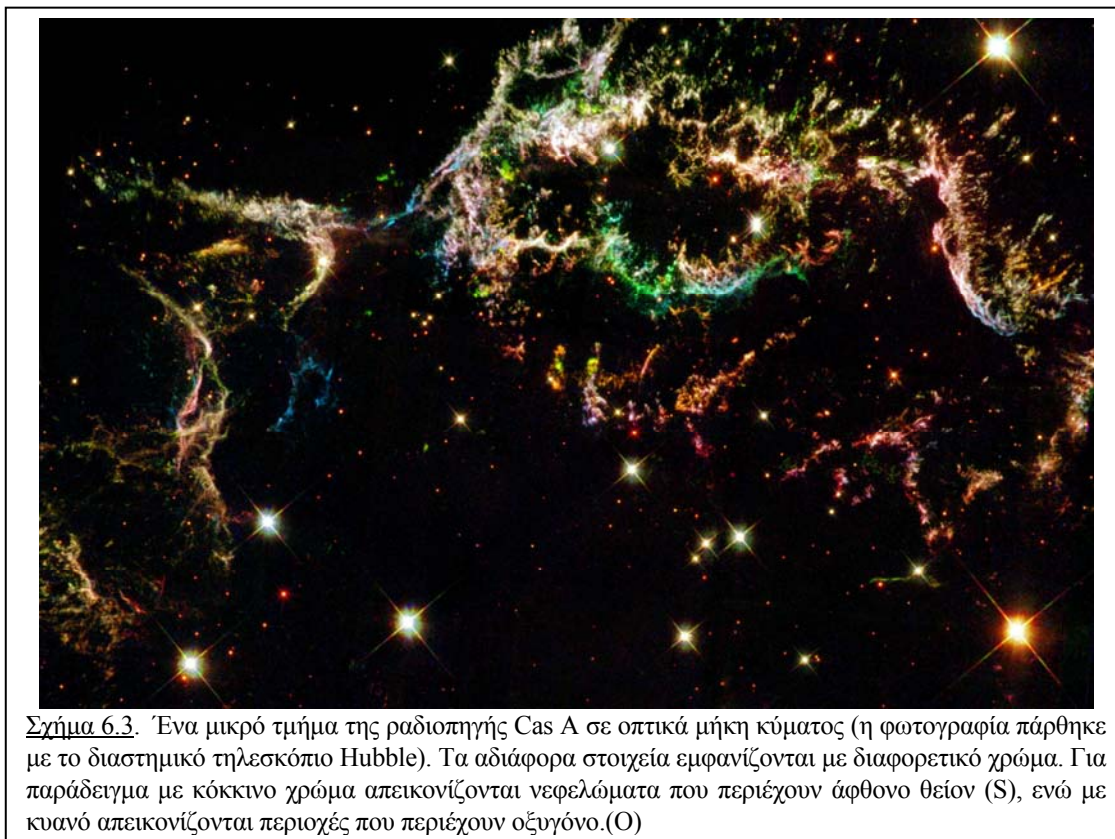


Σχήμα 6.2. Ο δακτύλιος του SN1987A αποτελεί το νεώτερο υπόλειμμα υπερκαινοφανή που έχει παρατηρηθεί μέχρι σήμερα. Η φωτογραφία πάρθηκε από το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble το Νοέμβριο 2003

αστέρων ($M > 6 M_{\odot}$) υπολογίζοντας συγχρόνως ότι η ενέργεια που εκλύεται κατά την έκρηξη μπορεί να είναι μεγαλύτερη από 10^{51} erg. Προέβλεψαν επίσης ότι κατά την έκρηξη είναι πιθανή η δημιουργία υπερσυμπαγών αστέρων (αστέρων νετρονίων) καθώς και η παραγωγή κοσμικής ακτινοβολίας. Τέλος στις κλασικές τους δημοσιεύσεις υπολόγισαν ότι η

ταχύτητα διαστολής των υπολειμμάτων της έκρηξης θα υπερβαίνει τα 1000 km/s.

Αργότερα, το 1942, πολύ πριν την ανακάλυψη των αστέρων νετρονίων, ο Baade προσπαθώντας να ερμηνεύσει τη φωτεινότητα του **Νεφελώματος του Καρκίνου** (Crab Nebula), προέβλεψε την ύπαρξη ενός συμπαγούς αστήρα νετρονίων στο κέντρο του. Πράγματι, το 1969 ο αστήρας αυτός ανακαλύφθηκε επιβεβαιώνοντας πανηγυρικά τη θεωρία. Σήμερα γνωρίζουμε ότι το Νεφέλωμα του Καρκίνου (στον αστερισμό του Ταύρου), διαμέτρου μόλις 2',

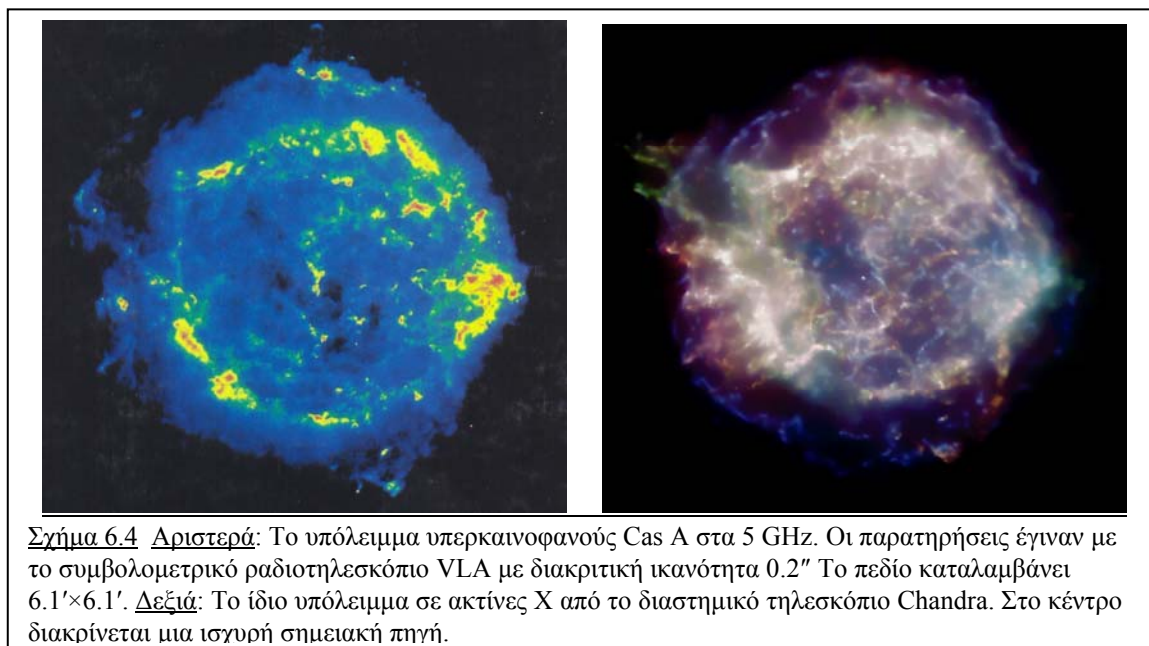


Σχήμα 6.3. Ένα μικρό τμήμα της ραδιοπηγής Cas A σε οπτικά μήκη κύματος (η φωτογραφία πάρθηκε με το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble). Τα αδιάφορα στοιχεία εμφανίζονται με διαφορετικό χρώμα. Για παράδειγμα με κόκκινο χρώμα απεικονίζονται νεφελώματα που περιέχουν άφθονο θείο (S), ενώ με κυανό απεικονίζονται περιοχές που περιέχουν οξυγόνο (O)

αποτελεί το υπόλειμμα μιας έκρηξης υπερκαινοφανή αστήρα που είχε παρατηρηθεί το 1054 μ.Χ. από Κινέζους αστρονόμους. Όπως αναφέρεται σε Κινέζικα και Ιαπωνικά αρχεία, το μέγεθος του *επισκέπτη αστήρα* (guest star) έφτασε, κατά το μέγιστο της λαμπρότητάς του −4 (δηλαδή, όση είναι και η μέγιστη λαμπρότητα της Αφροδίτης) και ήταν ορατός ακόμα και κατά τη διάρκεια της ημέρας επί 23 μέρες. Το υπόλειμμα αυτό είναι το λαμπρότερο γνωστό υπόλειμμα υπερκαινοφανή σε οπτικά μήκη κύματος.

Εκρήξεις υπερκαινοφανών γίνονται πολύ σπάνια. Κατά τα τελευταία 2000 χρόνια έχουν παρατηρηθεί οπτικά επτά μόνο τέτοιες εκρήξεις στο Γαλαξία και συγκεκριμένα κατά τα έτη 185, 393, 1006, 1054, 1181, 1572 και 1604 μ.Χ. Οι δύο τελευταίες εκρήξεις κατεγράφησαν από τους γνωστούς αστρονόμους Tycho Brache και Kepler αντίστοιχα. Αξίζει να σημειωθεί ότι η τελευταία ορατή έκρηξη έγινε πριν από 400 περίπου χρόνια (λίγο πριν την ανακάλυψη του τηλεσκοπίου) και επομένως η επόμενη έκρηξη στο Γαλαξία αναμένεται να γίνει σύντομα.

Τέλος, στο σημείο αυτό, πρέπει να αναφερθεί η έκρηξη υπερκαινοφανή τύπου II που παρατηρήθηκε το Φεβρουάριο του 1987 στο Μεγάλο Νέφος του Μαγγελάνου (SN1987A). Το



Μεγάλο Νέφος του Μαγγελάνου είναι ένας σπειροειδής γαλαξίας, συνοδός του Γαλαξία μας, σε απόσταση 130 000 ετών φωτός (52 kpc). Ο υπερκαινοφανής αυτός εντοπίστηκε λίγες μόνο ώρες μετά την έκρηξη και, για πρώτη φορά, οι αστρονόμοι μπόρεσαν να μελετήσουν την αρχική εξέλιξη της έκρηξης ενός υπερκαινοφανή. Σε οπτικά μήκη κύματος ήταν ορατός με γυμνό μάτι ανιχνεύθηκε δε τόσο σε ραδιοκύματα όσο και σε ακτίνες X. Από φασματικές παρατηρήσεις βρέθηκε ότι η ακτινική ταχύτητα διαστολής του είναι μεταξύ 10000 km/s και 20000 km/s. Τρία χρόνια αργότερα, τον Αύγουστο 1990, με το **διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble** (Hubble Space Telescope), στην περιοχή του υπερκαινοφανή, φωτογραφήθηκε ένας δακτύλιος διαμέτρου 0.144", το πιο νεαρό υπόλειμμα υπερκαινοφανή που έχει παρατηρηθεί μέχρι σήμερα. Η διάμετρος του υπολείμματος αυξάνεται γραμμικά έτσι ώστε δέκα έξι μήνες αργότερα, το Δεκέμβριο 1991, ήταν 0.190" (Σχήμα 6.2). Αυτό όμως που έχει ιδιαίτερη σημασία είναι ότι εκτός από την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ανιχνεύτηκε, πέρα από κάθε αμφιβολία, ακτινοβολία νετρίνων από τον υπερκαινοφανή αυτό. με την παρατήρηση αυτή εδραιώθηκε ένας νέος κλάδος της Αστρονομίας, η Αστρονομία νετρίνων.

6.3 Υπολείμματα υπερκαινοφανών σε ραδιοφωνικά κύματα

Σε συχνότητα 1 GHz, η ισχυρότερη ραδιοπηγή (εκτός από τον Ήλιο) βρίσκεται στον αστερισμό της Κασσιόπης και ονομάζεται Cas A (Σχήμα 1.4). Παρόλο που στην περιοχή



Σχήμα 6.5. Το Νεφέλωμα του Καρκίνου σε οπτικά μήκη κύματος είναι ελλειπτικό με μέγιστο άξονα $\sim 2.5''$ (~ 1.5 pc) και παρουσιάζει πλήθος νηματοειδών σχηματισμών. Η ταχύτητα διαστολής του υπολείμματος υπολογίζεται ότι είναι μερικές χιλιάδες km/s. Φωτογραφία από το τηλεσκόπιο VLT στη Χιλή.

αυτή, οπτικά, δεν υπάρχει κανένα οπτικά θεαματικό αντικείμενο, σήμερα γνωρίζουμε ότι η πηγή Cas A συμπίπτει με το υπόλειμμα ενός υπερκαινοφανή, Τύπου II, που εξερράγη περίπου το 1700 μ.Χ., δηλαδή πριν από περίπου 300 χρόνια. Είναι μάλιστα περίεργο και ανεξήγητο το γεγονός ότι η έκρηξη αυτή δεν φαίνεται να είχε γίνει αντιληπτή ή τουλάχιστον δεν καταγράφη, από τους αστρονόμους της εποχής. Σήμερα, χρησιμοποιώντας το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble, στην περιοχή της ραδιοπηγής Cas A έχουν εντοπιστεί αρκετά μεμονωμένα νηματοειδή νεφελώματα των οποίων η ακτινική ταχύτητα διαστολής

είναι ~ 5000 km/s (Σχήμα 6.3). Σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος η εμφάνιση του υπολείμματος του υπερκαινοφανή είναι εντυπωσιακή, ιδιαίτερα όταν παρατηρείται με ραδιοτηλεσκόπια μεγάλης διακριτικής ικανότητας (Σχήμα 6.4). Η διάμετρος του είναι $5'$. Ο φασματικός δείκτης του, $\alpha = -0.77$, υποδηλώνει μη θερμική εκπομπή. Με την πάροδο του χρόνου, η διάμετρος του υπολείμματος αυξάνει ενώ ελαττώνεται συγχρόνως η φωτεινότητά του κατά 1.75% ανά έτος. Ο I. Shklovskii (1960), με θεωρητικούς υπολογισμούς, έδειξε ότι ο ρυθμός ελάττωσης της φωτεινότητας εξαρτάται από το φασματικό δείκτη, α , σύμφωνα με τη σχέση:

$$\Delta L = 2 (1 - 2 \alpha) / H \quad (6.1)$$

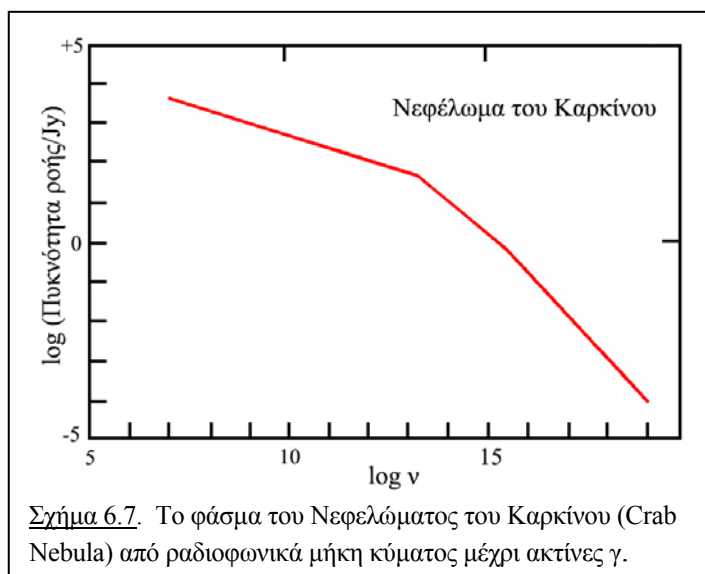
όπου H είναι η ηλικία του υπολείμματος σε έτη. Θέτοντας $\alpha = -0.8$ και $H = 290$ έτη, υπολογίζεται ότι ο ρυθμός ελάττωσης της φωτεινότητας της ραδιοπηγής Cas A είναι $\Delta L = 1.8\%$ ανά έτος, τιμή που σχεδόν συμπίπτει με αυτήν που έχει μετρηθεί παρατηρησιακά. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.4 το υπόλειμμα υπερκαινοφανή Cas A, σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος, εμφανίζεται αρκετά συμμετρικό και μοιάζει με κέλυφος (βλ. και §6.4). Στο Σχήμα 6.4 απεικονίζεται το υπόλειμμα και σε ακτίνες X, όπως φωτογραφήθηκε πρόσφατα από το διαστημικό τηλεσκόπιο Chandra. Είναι προφανείς οι ομοιότητες του υπολείμματος σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος και ακτίνες X και οι διαφορές τους με την εικόνα σε οπτικά μήκη κύματος

Σε συχνότητες υψηλότερες από 1 GHz, ιδιαίτερα ισχυρή είναι και η ραδιοπηγή Tau A στον αστερισμό του Ταύρου. Το 1949 ο J. Bolton και οι συνεργάτες του ανακάλυψαν ότι η πηγή αυτή συμπίπτει με το οπτικό υπόλειμμα υπερκαινοφανή M1 (το πρώτο νεφέλωμα που κατέγραψε ο Messier στον κατάλογό του), το περίφημο Νεφέλωμα του Καρκίνου (Σχήμα 6.5). Η ραδιοπηγή Tau A βρίσκεται σε απόσταση περίπου 2 kpc και είναι η πρώτη ραδιοπηγή (μετά τον Ήλιο) που εντοπίστηκε και οπτικά. Έκτοτε το Νεφέλωμα του Καρκίνου έχει μελετηθεί



Σχήμα 6.6. Σύνθετη φωτογραφία του νεφελώματος του Καρκίνου σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος. (ερυθρό, 1.4 GHz. Τηλεσκόπιο VLA), οπτικά (πράσινο, διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble) και ακτίνες X (κυανό, διαστημικό τηλεσκόπιο Chandra). Στο κέντρο διακρίνεται ο αστέρας νετρονίων PSR 0531+21)

σε όλο σχεδόν το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα (Σχήματα 6.5 και 6.6). Ας σημειωθεί ότι πριν από λίγα χρόνια εθεωρείτο ότι επρόκειτο για υπόλειμμα υπερκαινοφανούς Τύπου I. Η θεωρία αυτή καταρρίφθηκε σχετικά πρόσφατα.



Σχήμα 6.7. Το φάσμα του Νεφελώματος του Καρκίνου (Crab Nebula) από ραδιοφωνικά μήκη κύματος μέχρι ακτίνες γ.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον προκάλεσε η ανακάλυψη, το 1968, ενός **αστέρα νετρονίων** (pulsar) στο κέντρο του υπολείμματος. Ο αστέρας αυτός περιστρέφεται με περίοδο 33.1 ms (~30 Hz) και αποτελεί το αστρικό υπόλειμμα της έκρηξης ενός υπερκαινοφανή Τύπου II, όπως είχε προβλέψει ο Baade το 1942. Η περίοδος του αστέρα νετρονίων αυξάνει με ρυθμό 36 ns/yr.

Η ενέργεια που χάνει ο αστέρας λόγω αυτής της αύξησης της περιόδου περιστροφής του ($\sim 10^{38}$ erg/s) είναι ακριβώς αυτή που εκπέμπει το Νεφέλωμα του Καρκίνου συν αυτή που απαιτείται για την παρατηρούμενη διαστολή του. Επομένως η κύρια πηγή ενέργειας του νεφελώματος είναι ο αστέρας νετρονίων που ονομάζεται *Crab pulsar*.

Πίνακας 6.1 Χαρακτηριστικά στοιχεία υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Γαλαξιακές Συντεταγμένες	Σύνθηδες Όνομα	S_{GHz} [Jy]	D	R [kpc]	Ηλικία [έτη]	α	Τύπος ΥΚΦ	Τύπος SNR	Ιστορική παρατήρηση
G4.5+6.8	Kepler	19	3'	3	~400	-0.64	I	S	SN1604
G33.6+0.1	Kes 79	22	10'	10		0.5		S	-
G34.7-0.4	W44	230	35'×27'	2.5		0.30		C	-
G39.7-2.0	W50	85	120'×60'	5	~30000	-0.45		?	-
G65.7+1.2	DA495	5.1	18'			0.60		P	-
G74.0-8.5	Cygnus Loop	210	230'×160'	0.44		?		S	-
G89.0+4.7	HB21	220	120'×90'	0.8		0.40		S	-
G111.7-2.1	Cas A	2720	5'	3.4	~300	-0.77	II	S	-
G120.1+1.4	Tycho	56	8'	2.4	~400	-0.61	I	S	SN1572
G130.7+3.1	3C58	33	9'×5'	3.2		0.10		P	SN1181
G160.9+2.6	HB9	110	140'×120'	4		0.6		S	-
G180.0-1.7	S147	65	180'	0.9	100000	?		S	-
G184.6-5.8	Crab	1040	7'×5'	2	~1000	-0.30	II	P	SN1054
G189.1+3.0	IC 443	160	45'	1.5	~40000	-0.36		C	-
G263.9-3.3	Vela	1750	255'	0.3		?		C	-
G327.6+14.6	PKS1459-41	19	30'	2.2		0.6		S	SN1006

Σε οπτικά μήκη κύματος το Νεφέλωμα του Καρκίνου δεν είναι ιδιαίτερα λαμπρό ($m_V = +8.4$). Αντίθετα σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος και σε ακτίνες X (Σχήμα 6.6) είναι μεταξύ των λαμπρότερων αντικειμένων που παρατηρούνται στον ουρανό. Στις φασματικές αυτές περιοχές παρουσιάζει ιδιαίτερα έντονα χαρακτηριστικά **Πεπληρωμένου τύπου** (Plerion – βλ. §6.4), ο δε φασματικός δείκτης του μεταβάλλεται από $\alpha = -0.27$ (ραδιοφωνικά κύματα) σε $\alpha = -1.2$ (ακτίνες X) (Σχήμα 6.7). Το φάσμα αυτό είναι χαρακτηριστικό φάσμα ακτινοβολίας σύγχροτρον.

Στον Πίνακα 6.1 δίνονται συγκεντρωτικά στοιχεία για μερικά από τα περίπου 200 γνωστά υπολείμματα υπερκαινοφανών (Green, 2004).

Τα περισσότερα από τα γνωστά υπολείμματα υπερκαινοφανών έχουν ανακαλυφθεί σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος όπου η ενέργεια που εκπέμπουν είναι σχετικά μεγάλη ($10^{33} - 10^{35}$ erg/s). Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως η ενέργεια που εκπέμπει ένα υπόλειμμα υπερκαινοφανή και η διάμετρός του εξαρτώνται από την ηλικία του (βλ. και §6.5). Η πειραματική σχέση που συνδέει τη φωτεινότητα ενός υπολείμματος υπερκαινοφανή σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος με τη διάμετρό του είναι:

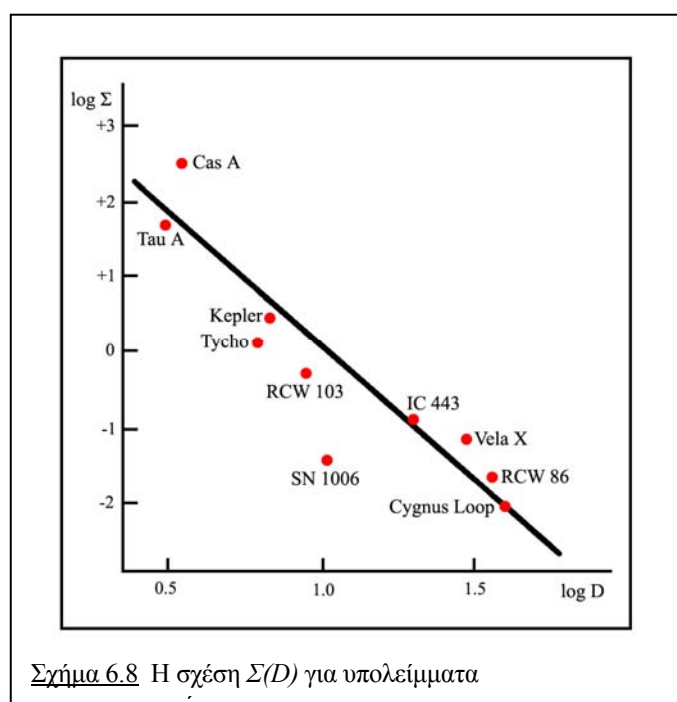
$$\sum(D) = 2.9 \times 10^{15} D^{-3.7} e^{\frac{-|z|}{54}} \quad (6.2)$$

Όπου D είναι η διάμετρος του υπολείμματος (σε pc),
 z είναι η απόστασή του από το επίπεδο του Γαλαξία (σε pc)
 και Σ είναι η φωτεινότητά του.

Η σχέση 6.2 είναι ιδιαίτερα ισχυρή για υπολείμματα Πεπληρωμένου τύπου (βλ. §6.4) και δίνεται παραστατικά στο Σχήμα 6.8.

6.4. Ταξινόμηση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, τα γνωστά υπολείμματα υπερκαινοφανών είναι περίπου διακόσια (Green, 1991). Τα περισσότερα έχουν ανιχνευθεί σε ραδιοφωνικά κύματα



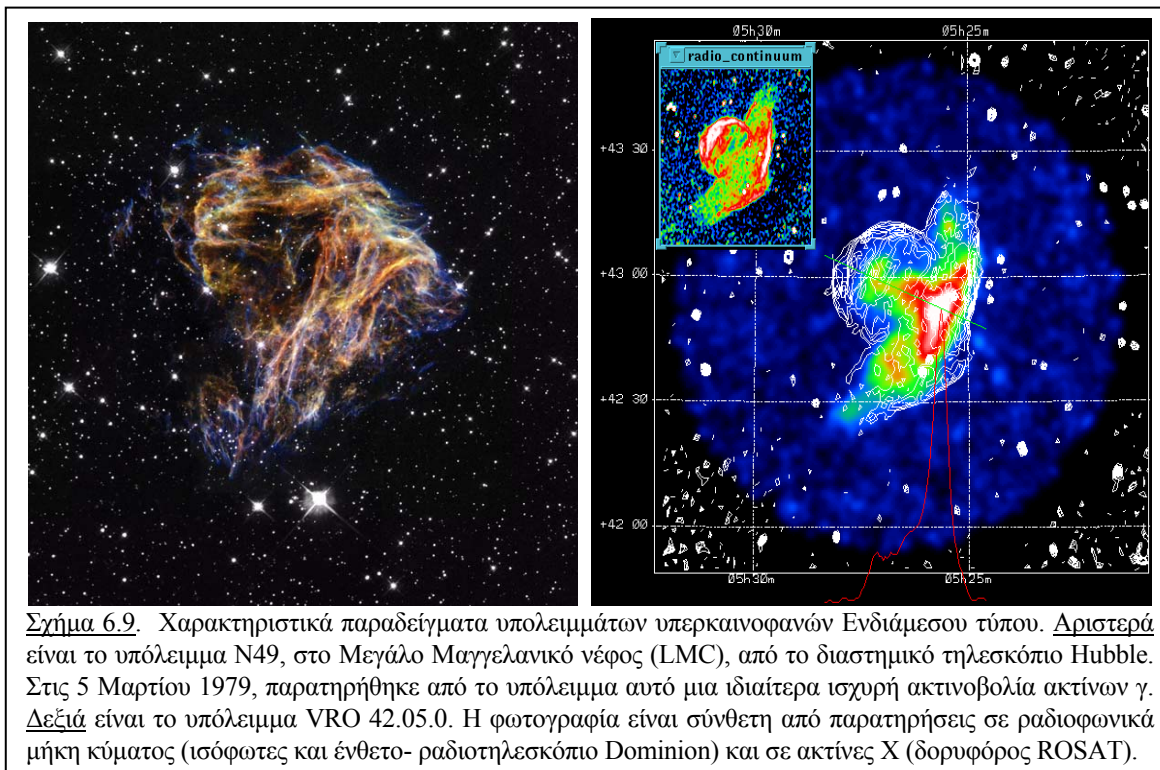
Σχήμα 6.8 Η σχέση $\Sigma(D)$ για υπολείμματα

και, παρ' όλες τις προσπάθειες των οπτικών παρατηρητών, ένα μικρό μόνο ποσοστό, λιγότερο από 30%, έχει εντοπισθεί και σε οπτικά κύματα. Ο σχετικά μεγάλος αριθμός τους επιτρέπει πλέον τη συστηματική μελέτη των στατιστικών ιδιοτήτων τους. Καταρχήν, καταγράφηκαν οι κύριες ιδιότητές τους στις περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος που υπάρχουν οι περισσότερες παρατηρήσεις, δηλαδή σε οπτικά κύματα, σε ραδιοφωνικά και σε ακτίνες X. Το

1983 ο K.W. Weiler πρότεινε την ταξινόμησή τους σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με τη δομή τους σε ραδιοφωνικά κύματα:

- α) **Τύπος Κελύφους** (Shell, S-type): Περισσότερα από το 80% των γνωστών υπολειμμάτων υπερκαινοφανών ανήκουν σ' αυτήν την κατηγορία. Παρουσιάζουν συμμετρική δομή που θυμίζει κέλυφος ή δακτύλιο. Η ακτινοβολία τους αυξάνει προς την περιφέρεια και έχουν πιο απότομο φασματικό δείκτη ($\langle \alpha \rangle \approx -0.45$) από τα υπολείμματα των άλλων κατηγοριών. Αντιπροσωπευτικό υπόλειμμα της κατηγορίας αυτής είναι το υπόλειμμα Cas A (Σχήμα 6.3).
- β) **Πεπληρωμένος τύπος** (Plerion, P-type): Ένας μικρός μόνο αριθμός, < 5%, των γνωστών υπολειμμάτων, ανήκει στην κατηγορία αυτή που, από φυσικής άποψης, είναι

ίσως η πιο ενδιαφέρουσα. Είναι όλα μικρής σχετικά ηλικίας και περιέχουν, κατά κανόνα, ένα συμπαγή αστέρα που εκπέμπει κυρίως είτε σε ραδιοφωνικά κύματα είτε σε ακτίνες X. Η ένταση της ακτινοβολίας τους παρουσιάζει αύξηση προς το κέντρο του υπολείμματος και ο φασματικός δείκτης τους είναι $\langle\alpha\rangle \approx -0.3$. Αντιπροσωπευτικό



Σχήμα 6.9. Χαρακτηριστικά παραδείγματα υπολειμμάτων υπερκαινοφανών Ενδιάμεσου τύπου. Αριστερά είναι το υπόλειμμα N49, στο Μεγάλο Μαγγελανικό νέφος (LMC), από το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble. Στις 5 Μαρτίου 1979, παρατηρήθηκε από το υπόλειμμα αυτό μια ιδιαίτερα ισχυρή ακτινοβολία ακτίνων γ. Δεξιά είναι το υπόλειμμα VRO 42.05.0. Η φωτογραφία είναι σύνθετη από παρατηρήσεις σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος (ισόφωτες και ένθετο- ραδιοτηλεσκόπιο Dominion) και σε ακτίνες X (δορυφόρος ROSAT).

υπόλειμμα της κατηγορίας αυτής είναι το Νεφέλωμα του Καρκίνου (Σχήμα 6.5)

- **γ) Ενδιάμεσος τύπος (Combination, C-type):** Οι ιδιότητες των υπολειμμάτων της κατηγορίας αυτής ομοιάζουν περισσότερο με αυτές της κατηγορίας Πεπληρωμένου τύπου παρά του τύπου Κελύφους. Παρόλο που αριθμητικά είναι περισσότερα από τα Πεπληρωμένου τύπου, εντούτοις δεν έχουν μελετηθεί επαρκώς ακόμα. Αντιπροσωπευτικό υπόλειμμα της κατηγορίας αυτής είναι τα υπολείμματα N49, στο Μεγάλο Μαγγελανικό νέφος και το υπόλειμμα VRO 42.05.01 στον αστερισμό του Ηνιόχου (Σχήμα 6.9).

Στους Πίνακες 6.Π και 6.ΙΙΙ συνοψίζονται οι χαρακτηριστικές ιδιότητες των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών τύπου Κελύφους (S) και Πεπληρωμένου τύπου (P).

Τα υπολείμματα τύπου Κελύφους, που αποτελούν την πλειοψηφία των γνωστών υπολειμμάτων, χαρακτηρίζονται από την έλλειψη κάποιας κεντρικής, συμπαγούς πηγής. Τα περισσότερα προέρχονται από εκρήξεις υπερκαινοφανών Τύπου I (λευκοί νάνοι, μικρή μάζα, αστέρες σε διπλό σύστημα), αν και υπάρχουν εξαιρέσεις. Η εμφανής ύπαρξη κρουστικού κύματος και η έλλειψη κεντρικής, συμπαγούς πηγής ενέργειας ίσως αποτελούν ενδείξεις της

σφοδρής έκρηξης που τα δημιουργήσε. Αντίθετα, τα υπολείμματα Πεπληρωμένου και Ενδιάμεσου τύπου προέρχονται αποκλειστικά από εκρήξεις υπερκαινοφανών Τύπου II, κατά τις οποίες, σύμφωνα με θεωρητικούς υπολογισμούς, υπάρχουν πολλές πιθανότητες δημιουργίας ενός συμπαγούς αστέρα (αστέρα νετρονίων, pulsar, πηγή SS 433 στο κέντρο του υπολείμματος W50, μελανή οπή;). Επίσης χαρακτηρίζονται από την έλλειψη σαφών ενδείξεων ύπαρξης κρουστικού κύματος.

Πίνακας 6.II Χαρακτηριστικές ιδιότητες υπολειμμάτων τύπου Κελύφους (S)

Σε οπτικά κύματα	Σε ραδιοφωνικά κύματα	Σε ακτίνες X
♪ Νήματα θερμικής εκπομπής ♪ Οργάνωση των νημάτων σε διάταξη κελύφους ♪ Εμφανή ίχνη κρουστικού κύματος	♪ Μη θερμική εκπομπή ♪ Δομή κελύφους -όχι κεντρική εκπομπή ♪ Φασματικός δείκτης: $\alpha \sim -0.45$ ♪ Ασθενή πόλωση ♪ Ασθενή συσχέτιση $\Sigma(D)$ ♪ Κυκλική διάταξη του μαγνητικού πεδίου ♪ Εμφανή ίχνη κρουστικού	♪ Θερμική εκπομπή ♪ Δομή κελύφους αλλά και κεντρική εκπομπή ♪ Εμφανή ίχνη κρουστικού κύματος

Πίνακας 6.III Χαρακτηριστικές ιδιότητες υπολειμμάτων Πεπληρωμένου τύπου, (P)

Σε οπτικά κύματα	Σε ραδιοφωνικά κύματα	Σε ακτίνες X
♪ Μη θερμική εκπομπή ♪ Ισχυρή ακτινοβολία από εκτεταμένη κεντρική περιοχή ♪ Νήματα θερμικής εκπομπής ♪ Κεντρική (συμπαγής) πηγή ενέργειας (πάλσαρ;)	♪ Μη θερμική εκπομπή ♪ Ισχυρή ακτινοβολία από εκτεταμένη κεντρική περιοχή ♪ Φασματικός δείκτης: $\alpha \sim -0.30$ ♪ Ισχυρή πόλωση, ιδιαίτερα σε υψηλές συχνότητες ♪ Καλή συσχέτιση $\Sigma(D)$ ♪ Κεντρική (συμπαγής) πηγή ενέργειας (πάλσαρ;)	♪ Μη θερμική εκπομπή ♪ Ισχυρή ακτινοβολία από εκτεταμένη κεντρική περιοχή ♪ Ύπαρξη συμπαγούς (ή συμπαγών) πηγών ενέργειας
		Σε ακτίνες γ
		♪ Παραγωγή ακτίνων γ

Παρόμοιες διαφορές, όπως αυτές που μόλις περιγράψαμε για τις διάφορες κατηγορίες των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, υπάρχουν και μεταξύ των διαφόρων τύπων ραδιογαλαξιών και quasars (βλ. Κεφ. 12). Από παρατηρήσεις είναι γνωστό ότι υπάρχουν δύο ευκρινείς κατηγορίες ραδιογαλαξιών. Η μία κατηγορία αποτελείται από ραδιογαλαξίες με εκτεταμένους λοβούς το φάσμα των οποίων είναι απότομο και η ακτινοβολία τους μη θερμική. Η άλλη κατηγορία περιλαμβάνει συμπαγείς ραδιογαλαξίες οι οποίοι εκπέμπουν επίσης μη

θερμική ακτινοβολία, το φάσμα των οποίων όμως είναι λιγότερο απότομο. Οι διαφορές αυτές μας οδηγούν στο αβίαστο συμπέρασμα ότι στη φύση ίσως υπάρχουν δύο γενικοί μηχανισμοί επιτάχυνσης σωματιδίων:

1. Η επιτάχυνση οφείλεται σε μια συμπαγή, περιστρεφόμενη πηγή ενέργειας η οποία υπάρχει στο κέντρο των συμπαγών ραδιογαλαξιών (μελανή οπή μεγάλης μάζας;) και στο κέντρο των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών Πεπληρωμένου τύπου (αστέρας νετρονίων). Η κατανομή ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων (κυρίως ηλεκτρονίων) είναι της μορφής $N(E) \sim E^{-1}$ και επομένως το φάσμα της ακτινοβολίας των αντίστοιχων ραδιοπηγών δεν είναι πολύ απότομο.
2. Η επιτάχυνση οφείλεται σε κρουστικά κύματα τα οποία παρατηρούνται στους εκτεταμένους ραδιογαλαξίες και στα υπολείμματα υπερκαινοφανών τύπου Κελύφους. Η κατανομή ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων είναι της μορφής $N(E) \sim E^{-2} - E^{-3}$ και επομένως το φάσμα της ακτινοβολίας των αντίστοιχων ραδιοπηγών είναι απότομο.

6.5. Εξέλιξη των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών – Κρουστικά κύματα

Όπως γνωρίζουμε, κατά τις εκρήξεις υπερκαινοφανών εκλύονται τεράστια ποσά ενέργειας, $E^* = 10^{50} - 10^{51}$ erg, τα οποία εκδηλώνονται ως κινητική ενέργεια. Οι λεπτομέρειες του μηχανισμού της έκρηξης είναι πολύπλοκες και σε πολλά σημεία δεν έχουν ακόμα πλήρως κατανοηθεί. Σε γενικές γραμμές όμως δεχόμαστε ότι η έκρηξη διέρχεται από τέσσερις συγκεκριμένες φάσεις, οι οποίες περιγράφονται αμέσως παρακάτω με τη βοήθεια ενός απλού προτύπου.

6.5.1. Η φάση της ελεύθερης διαστολής

Η πιο απλή παραδοχή που μπορούμε να κάνουμε είναι ότι η έκρηξη συμβαίνει σε ένα σημείο του (ομογενούς) μεσοαστρικού χώρου, η πυκνότητα του οποίου είναι ρ_o gr/cm³. Κατά τα πρώτα στάδια της έκρηξης η μάζα που εκτοξεύεται είναι πολύ μεγαλύτερη από τη μάζα του μεσοαστρικού χώρου μέσα στον οποίο γίνεται η έκρηξη

$$(M^* > 4/3 \pi R^3 \times \rho_o).$$

Στην περίπτωση αυτή ο μεσοαστρικός χώρος δεν προβάλλει ουσιαστικά καμία αντίσταση στην εξάπλωση της έκρηξης, τα θραύσματα της οποίας εκτοξεύονται στον μεσοαστρικό χώρο με

μεγάλη ταχύτητα. Η φάση αυτή της έκρηξης ονομάζεται **φάση της ελεύθερης διαστολής** (free expansion). Αν θεωρήσουμε ότι η πυκνότητα του μεσοαστρικού χώρου είναι

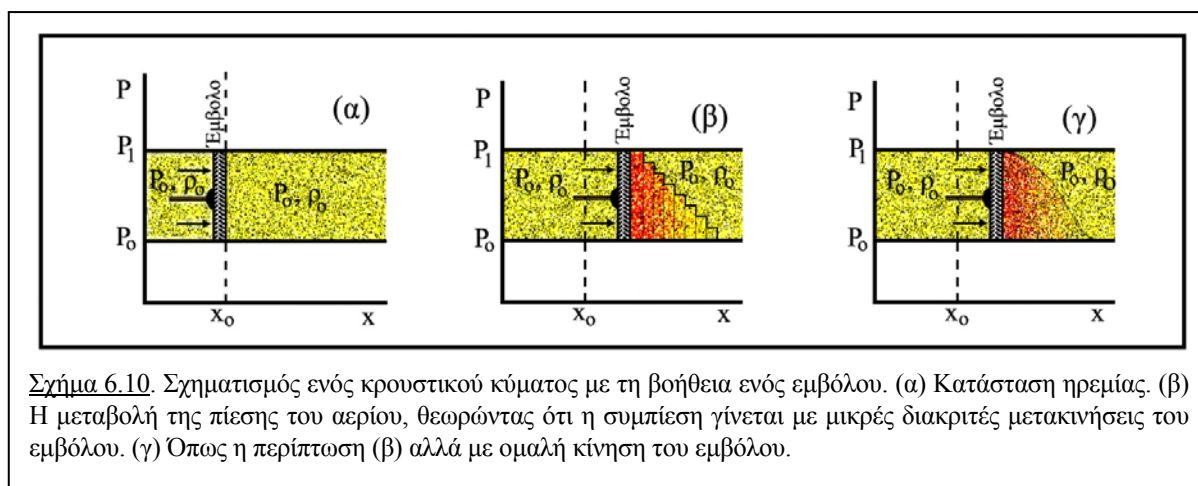
$$\rho_o = 1.67 \times 10^{-24} \text{ gr/cm}^3 (= 1 \text{ άτομο/cm}^3)$$

και ότι η μάζα που εκτοξεύεται στο μεσοαστρικό χώρο είναι $M^* = 3 M_{\odot}$ ($= 3 \times 10^{33} \text{ gr}$), τότε η ακτίνα σφαίρας που περιέχει μάζα M^* είναι $R = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}$ ($\sim 2 \text{ pc}$). Αν η μάζα M^* εκτοξεύεται με ακτινική ταχύτητα $10\,000 \text{ km/s}$, τότε η διάρκεια της φάσης αυτής είναι περίπου 1000 έτη . Στη φάση αυτή βρίσκεται σήμερα το υπόλειμμα υπερκαινοφανή SN1987A (§6.2 και Σχήμα 6.2)

6.5.2. Η φάση της αδιαβατικής εκτόνωσης

Προφανώς όταν η μάζα του μεσοαστρικού αερίου που σαρώνεται και εκτοπίζεται από την έκρηξη γίνει μεγαλύτερη από τη μάζα που εκτοξεύεται ($4/3 \pi R^3 \times \rho_o > M^*$), τότε η αντίσταση του μεσοαστρικού αερίου γίνεται σημαντική. Η έκλυση ενέργειας θα θερμάνει και θα συμπιέσει το αέριο που βρίσκεται κοντά στην έκρηξη σε πολύ υψηλή θερμοκρασία και πίεση. Θεωρούμε ότι και στη φάση αυτή η διαστολή του αερίου είναι αδιαβατική. Ανεξάρτητα από τη θερμική κατάσταση του αερίου (ιονισμένου ή ουδέτερου), η αρχική ταχύτητα διαστολής είναι υπερηχητική. Επομένως δημιουργείται ένα κρουστικό κύμα το οποίο κινείται ακτινικά και συμπιέζει το αέριο.

Ποιες είναι όμως οι ιδιότητες ενός κρουστικού κύματος και πώς συμπεριφέρεται ένα

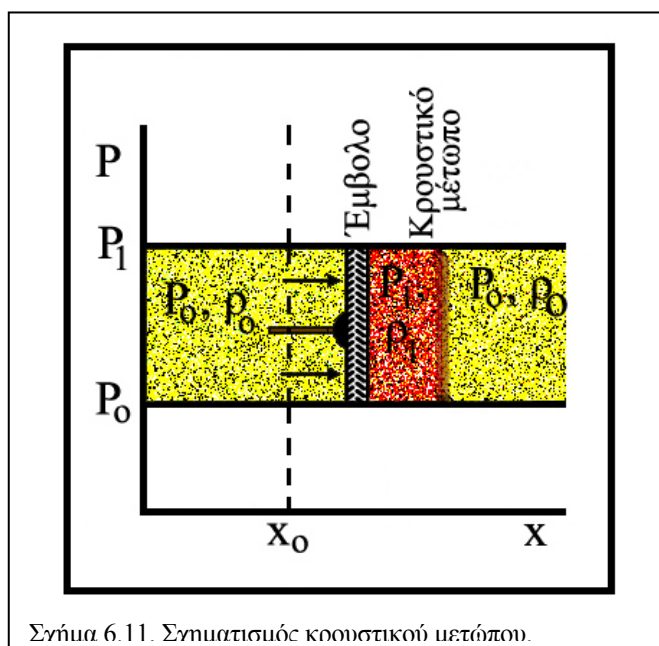


αέριο όταν εκτίθεται σε κύματα πίεσης; Ας εξετάσουμε, καταρχήν, το μονοδιάστατο πρόβλημα με τη βοήθεια ενός απλού εμβόλου (Σχήμα 6.10).

Έστω ότι το έμβολο ηρεμεί στη θέση x_o (Σχήμα 6.10α). Κατά τη χρονική στιγμή t_o αρχίζει να κινείται με μικρές διακριτές κινήσεις (βήματα), συμπιέζοντας αδιαβατικά το αέριο

μπροστά του, το οποίο χαρακτηρίζεται από αρχική πίεση P_0 και αρχική πυκνότητα ρ_0 . Κατά το πρώτο βήμα η μεταβολή της πίεσης μεταδίδεται με την ταχύτητα του ήχου και το αέριο μπροστά από το έμβολο συμπιέζεται. Είναι προφανές ότι η μεταβολή της πίεσης συμβαίνει σε μια πολύ στενή περιοχή, το πάχος της οποίας δεν μπορεί να υπερβαίνει τη μέση ελεύθερη διαδρομή, ℓ_v , που δύνανται να διατρέξουν τα σωματίδια στο αέριο που βρίσκεται μπροστά από το έμβολο. Υπενθυμίζουμε ότι η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι αντιστρόφως ανάλογη προς την πυκνότητα ρ_0 (βλ. Βάρβογλη, Σειραδάκη, 1995, σ.104).

Κατά το δεύτερο βήμα η μεταβολή μεταδίδεται με μεγαλύτερη ταχύτητα, δεδομένου ότι η πυκνότητα του αερίου μπροστά από το έμβολο είναι αυξημένη ως προς αυτή που είχε κατά το πρώτο βήμα. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται και στα επόμενα βήματα με αποτέλεσμα να δημιουργηθεί η κατάσταση που εικονίζεται στο Σχήμα 6.10β. Το απλό αυτό πρότυπο όμως, όπως θα δούμε αμέσως, δεν είναι ικανοποιητικό. Το τμήμα του αερίου που βρίσκεται πλησιέστερα στο έμβολο υφίσταται τη μεγαλύτερη πίεση. Συνεπώς η πυκνότητά του και η ταχύτητα του ήχου σε αυτό είναι μεγίστη. Τα σωματίδια που περιέχονται σε αυτό κινούνται επομένως ταχύτερα από τα υπόλοιπα σωματίδια που βρίσκονται μπροστά τους και έτσι το στρώμα αυτό

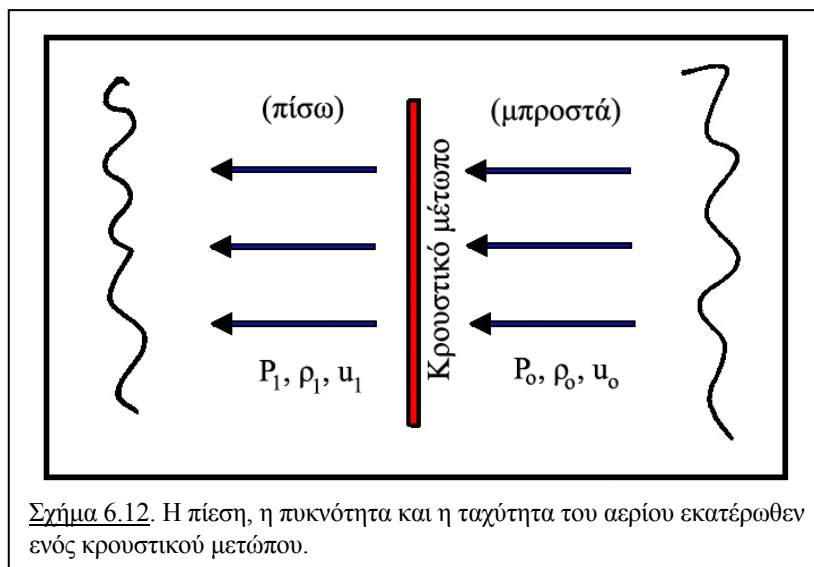


θα πρέπει σύντομα να φθάσει και να υπερκεράσει τα στρώματα που βρίσκονται μπροστά του. Αυτό όμως είναι φυσικώς αδύνατο δεδομένου ότι η μέση ελεύθερη διαδρομή στο αέριο είναι τόσο μικρή ώστε τα σωματίδια δεν είναι δυνατόν να φθάσουν και να υπερκεράσουν στρώματα με μικρότερη πίεση χωρίς να συγκρουστούν με άλλα σωματίδια και να χάσουν έτσι την κινητική τους ενέργεια. Προφανώς το απλό αυτό πρότυπο πρέπει να βελτιωθεί.

Καταρχήν ας θεωρήσουμε ότι οι μικρές διακριτές μεταβολές του Σχήματος 6.10β τείνουν προς τη συνεχή μεταβολή που εικονίζεται στο Σχήμα 6.10γ. Επίσης, λαμβάνοντας υπόψη όσα αναφέρθηκαν παραπάνω, γίνεται φανερό ότι μεταβολές της πίεσης είναι δυνατό να υπάρχουν μόνο σε μια πολύ στενή περιοχή, το πλάτος της οποίας δεν μπορεί να υπερβαίνει τη μέση ελεύθερη διαδρομή που χαρακτηρίζει το αέριο. Τέλος η πίεση (όπως και η πυκνότητα και η ταχύτητα του ήχου) δεν μπορεί να αυξάνει απεριόριστα. Όταν υπερβεί μια ορισμένη τιμή, η

θερμική αγωγιμότητα αρχίζει να παίζει σημαντικό ρόλο και το αέριο ακτινοβολεί ενέργεια με αποτέλεσμα η πίεση να σταθεροποιηθεί. Μια τέτοια κατάσταση περιγράφεται στο Σχήμα 6.11 όπου η μεταβολή της πίεσης λαμβάνει χώρα σε μια πολύ στενή περιοχή πάχους ℓ_v . Η επιφάνεια που περιβάλλει την αρχική έκρηξη, στην οποία η πίεση (και η πυκνότητα και η ταχύτητα του ήχου) μεταβάλλεται ασυνεχώς ονομάζεται **κρουστικό μέτωπο** (shock front).

Το πάχος του κρουστικού μετώπου είναι τόσο μικρό (της ίδιας τάξης μεγέθους όπως και η μέση ελεύθερη διαδρομή) ώστε μπορούμε να το θεωρήσουμε ως μια επιφάνεια ασυνέχειας, επίπεδη σε κάθε σημείο της. Επί πλέον, λόγω ακριβώς του μικρού πάχους του, οι ιδιότητές του δεν μεταβάλλονται από τη ροή των σωματιδίων του αερίου δια μέσου αυτού. Με



άλλα λόγια μπορούμε να μελετήσουμε ένα κρουστικό μέτωπο θεωρώντας το ως απολύτως στατικό και να λύσουμε τις οποιεσδήποτε εξισώσεις ως προς σύστημα αναφοράς σταθερά συνδεδεμένο μαζί του. Η χρήση ενός τέτοιου συστήματος αναφοράς απλοποιεί τους υπολογι-

σμούς και γι' αυτό χρησιμοποιείται ευρέως στη μελέτη που ακολουθεί.

Στο Σχήμα 6.12 εικονίζεται ένα κρουστικό μέτωπο όπου αέριο πίεσης P_0 , πυκνότητας ρ_0 και ταχύτητας (ως προς το "στατικό" μέτωπο) u_0 εισέρχεται στο μέτωπο και εξέρχεται με αντίστοιχες τιμές P_1, ρ_1, u_1 .

Η **αρχή διατήρησης μάζας** του αερίου που διέρχεται από το κρουστικό μέτωπο εκφράζεται από την εξίσωση

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 = \text{σταθ.} \quad (6.3)$$

Όπου ρ_0 είναι η πυκνότητα και u_0 είναι η ταχύτητα του αερίου μπροστά από το κρουστικό μέτωπο και ρ_1, u_1 οι αντίστοιχες τιμές πίσω από το μέτωπο. Η σχέση (6.3) μας λέγει ότι η ροή της μάζας που διέρχεται στη μονάδα χρόνου δια της μονάδας επιφάνειας του κρουστικού μετώπου είναι σταθερή. Όση μάζα εισέρχεται, τόση μάζα εξέρχεται.

Η **αρχή διατήρησης ορμής** του αερίου που διέρχεται από το κρουστικό μέτωπο εκφράζεται από την εξίσωση

$$\rho_o u_o u_1 - \rho_o u_o^2 = P_o - P_1 \quad (6.4)$$

Η εξίσωση (6.4) μας λέγει ότι στη μονάδα χρόνου, μάζα $\rho_o u_o$ εισέρχεται στη μονάδα επιφάνειας του κρουστικού μετώπου με ορμή $\rho_o u_o^2$. Η μάζα αυτή εξέρχεται με ορμή $\rho_o u_o u_1$. Η μεταβολή της ορμής ισούται με την ώθηση που δίνει η συνισταμένη δύναμη στη μονάδα του χρόνου. Από τις σχέσεις (6.3) και (6.4) έχουμε

$$P_o + \rho_o u_o^2 = P_1 + \rho_1 u_1^2 = \text{σταθ.} \quad (6.5)$$

Αν δεχθούμε ότι το αέριο δεν ακτινοβολεί, τότε ισχύει και η **αρχή διατήρησης ενέργειας**. Η ολική ροή ενέργειας του αερίου που εισέρχεται στη μονάδα επιφάνειας του μετώπου ανά μονάδα χρόνου είναι

$$E_o = \rho_o u_o \left(\frac{1}{2} u_o^2 + \frac{3}{2} \frac{P_o}{\rho_o} \right) \quad (6.6)$$

Αντίστοιχα, η ολική ροή ενέργειας του αερίου που εξέρχεται από τη μονάδα επιφάνειας του μετώπου ανά μονάδα χρόνου είναι

$$E_1 = \rho_1 u_1 \left(\frac{1}{2} u_1^2 + \frac{3}{2} \frac{P_1}{\rho_1} \right) \quad (6.7)$$

Στις εξισώσεις (6.6) και (6.7) ο πρώτος όρος αντιπροσωπεύει την ειδική κινητική ενέργεια του αερίου και ο δεύτερος την ειδική δυναμική ενέργειά του.

Προφανώς η εισερχόμενη ενέργεια και η εξερχόμενη ενέργεια δεν είναι ίσες. Η διαφορά οφείλεται στο γεγονός ότι, λόγω της διαφοράς πίεσης ($P_o - P_1$) έχουμε παραγωγή έργου στο αέριο. Επομένως ισχύει

$$E_1 - E_o = P_o u_o - P_1 u_1 \quad (6.8)$$

Από τις σχέσεις (6.6), (6.7) και (6.8) και τη σχέση (6.3) έχουμε

$$\frac{1}{2}u_o^2 + \frac{5}{2}\frac{P_o}{\rho_o} = \frac{1}{2}u_1^2 + \frac{5}{2}\frac{P_1}{\rho_1} = \text{σταθ.} \quad (6.9)$$

Η ποσότητα $\frac{1}{2}u^2 + \frac{5}{2}\frac{P}{\rho}$ εκφράζει την ολική ειδική ενέργεια του αερίου, δηλαδή την ολική ενέργειά του ανά μονάδα μάζας. Οι σχέσεις (6.3), (6.5) και (6.9) συνδέουν τις κύριες παραμέτρους της ροής ενός αερίου το οποίο διέρχεται από ένα κρουστικό μέτωπο και ονομάζονται **συνθήκες των Rankine - Hugoniot** (Rankine - Hugoniot conditions).

Δεν είναι δύσκολο να αποδειχθεί ότι η σχέση που συνδέει τις ταχύτητες u_1 και u_o εξαρτάται αποκλειστικά από τον **αριθμό Mach** του αερίου που εισέρχεται στο κρουστικό μέτωπο. Ο αριθμός Mach, M_o , όπως είναι γνωστό, ορίζεται ως ο λόγος της ταχύτητας του αερίου, u_o , προς την αδιαβατική ταχύτητα του ήχου, u_s , εντός του αερίου. Δηλαδή

$$M_o = u_o/u_s \quad (6.10)$$

όπου η αδιαβατική ταχύτητα του ήχου u_s δίνεται από τη σχέση

$$u_s^2 = \frac{5}{3} \frac{P_o}{\rho_o} \quad (6.11)$$

Για μονοατομικό αέριο, η σχέση που συνδέει τα u_1 και u_o είναι η εξής

$$\frac{u_1}{u_o} = \frac{M_o^2 + 3}{4M_o^2} \quad (6.12)$$

και όταν η ταχύτητα του κρουστικού κύματος είναι μεγάλη, δηλαδή όταν το $M_o \gg 1$, τότε η σχέση (6.12) απλοποιείται

$$\frac{u_1}{u_o} = \frac{1}{4} \quad (6.13)$$

Τέλος από τη σχέση (6.3) βρίσκουμε ότι

$$\frac{\rho_1}{\rho_o} = \frac{4}{1} \quad (6.14)$$

Η σχέση (6.14) δείχνει ότι η μέγιστη συμπίεση που μπορεί να υποστεί ένα μονοατομικό αέριο, είναι περιορισμένη και ανεξάρτητη του αριθμού Mach.

Όταν ο αριθμός Mach έχει μεγάλη τιμή ($M_o \gg 1$), τότε η πίεση P_o μπροστά από το μέτωπο είναι αμελητέα, $P_1 \gg P_o$. Τότε η σχέση (6.5) γράφεται

$$P_1 = \rho_o u_o^2 - \rho_1 u_1^2 \quad (6.15)$$

και με τη βοήθεια των σχέσεων (6.13) και (6.14) έχουμε

$$P_1 = \frac{3}{4} \rho_o u_o^2 \quad (6.16)$$

Αν δε, θεωρήσουμε ότι το αέριο συμπεριφέρεται ως τέλειο αέριο, τότε βέβαια ισχύει και η σχέση

$$P_1 = n_1 k T = \frac{\rho_1 k T_1}{\mu m_p} \quad (6.17)$$

όπου k είναι η σταθερή του Boltzmann, μ το μοριακό βάρος του αερίου, m_p η μάζα του πρωτονίου και T_1 η θερμοκρασία του αερίου πίσω από το μέτωπο.

Από τις σχέσεις (6.16), (6.17) και (6.14) μπορούμε να υπολογίσουμε τη θερμοκρασία του αερίου πίσω από το κρουστικό μέτωπο

$$T_1 = \frac{3}{16} \frac{\mu m_p}{k} u_o^2 \quad (6.18)$$

Όπως βλέπουμε η θερμοκρασία που αναπτύσσεται πίσω από το κρουστικό μέτωπο είναι ανάλογη προς το τετράγωνο της ταχύτητας του αερίου.

Ας δούμε όμως τη γενικευμένη περίπτωση όπου το σύστημα αναφοράς δεν είναι συνδεδεμένο με το κρουστικό μέτωπο. Για παράδειγμα ας επιλέξουμε ένα σύστημα αναφοράς συνδεδεμένο με το κέντρο της έκρηξης ενός υπερκαινοφανή. Έστω ότι η ταχύτητα του κρουστικού μετώπου ως προς το σύστημα αυτό είναι V_s . Οι σχέσεις που συνδέουν την ταχύτητα V_s με τις ταχύτητες του αερίου u_I και u_o είναι

$$u_o = V_o - V_s \quad \text{και} \quad u_I = V_I - V_s \quad (6.19)$$

όπου V_o και V_I είναι οι αντίστοιχες ταχύτητες του μετώπου κατά την έκρηξη ενός υπερκαινοφανή είναι πολύ μεγαλύτερη από την ταχύτητα V_o μπροστά από το μέτωπο, $V_s \gg V_o$. Προφανώς η εξίσωση (6.14) δεν επηρεάζεται από την αλλαγή του συστήματος αναφοράς. Η εξίσωση (6.13) όμως γίνεται

$$\frac{V_s - V_I}{V_s} = \frac{1}{4}$$

η οποία γράφεται

$$V_I = \frac{3}{4} V_s \quad (6.20)$$

Δηλαδή, το αέριο πίσω από το κρουστικό μέτωπο κινείται προς την ίδια διεύθυνση με το μέτωπο αλλά με λίγο μικρότερη ταχύτητα. Η πίεση και η θερμοκρασία πίσω από το κρουστικό μέτωπο (εξισώσεις (6.16) και (6.18)) γίνονται αντίστοιχα

$$P_1 = \frac{3}{4} \rho_o V_s^2 \quad (6.21)$$

και

$$T_1 = \frac{3}{16} \frac{\mu m_p}{k} V_s^2 \quad (6.22)$$

Τέλος η ειδική δυναμική ενέργεια (λόγω των σχέσεων (6.21) και (6.14) γίνεται

$$e_{\Delta 1} = \frac{3}{2} \frac{P_1}{\rho_1} = \frac{9}{32} V_s^2 \quad (6.23)$$

ενώ η ειδική κινητική ενέργεια (λόγω της σχέσεως (6.20) γίνεται

$$e_{K1} = \frac{1}{2} V_1^2 = \frac{9}{32} V_s^2 \quad (6.24)$$

Οι σχέσεις (6.23) και (6.24) μας λένουν ότι η δυναμική ενέργεια του αερίου πίσω από το κρουστικό μέτωπο ισούται με την κινητική ενέργειά του. Η ολική βέβαια ενέργεια του αερίου πίσω από το κρουστικό μέτωπο (αυτό δηλαδή που περιέχεται στο σφαιρικό όγκο που περικλείεται από την επιφάνεια του μετώπου) δίνεται από τη σχέση

$$E_T = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_o (e_{\Delta 1} + e_{K1})$$

η οποία γράφεται

$$E_T = \frac{3}{4} \pi R^3 \rho_o V_s^2 \quad (6.25)$$

Μέχρι τώρα η διαστολή και εκτόνωση του αερίου έχει θεωρηθεί ότι γίνεται αδιαβατικά. Υπό αυτές τις συνθήκες, η ολική ενέργεια του αερίου, E_T , ισούται με την ενέργεια, E^* , που εκλύθηκε κατά την έκρηξη του υπερκαινοφανή ($E_T = E^* = 10^{51}$ erg). Επίσης, εάν θεωρήσουμε ότι το αέριο μπροστά από το μέτωπο του κρουστικού μετώπου βρίσκεται σε ηρεμία, τότε ισχύει $V_s = \dot{R}$, οπότε η προηγούμενη σχέση γράφεται

$$R^3 \dot{R}^2 = \frac{4 E^*}{3 \pi \rho_o} \quad (6.26)$$

Η εξίσωση (6.26) είναι μια απλή διαφορική εξίσωση, της οποίας οι αρχικές συνθήκες είναι γνωστές: Την χρονική στιγμή $t_o = 0$ (όταν έγινε η έκρηξη) η ακτίνα του κρουστικού μετώπου ήταν $R = 0$. Υπό αυτές τις συνθήκες η λύση της παραπάνω εξίσωσης είναι

$$R = \left(\frac{25}{3\pi}\right)^{1/5} \left(\frac{E^*}{\rho_o}\right)^{1/5} t^{2/5} \quad (6.27)$$

και με τη βοήθεια της σχέσης (6.26), βρίσκεται και η ταχύτητα διαστολής, $\dot{R}$

$$\dot{R} = \frac{2}{5} \left(\frac{25}{3\pi}\right)^{1/5} \left(\frac{E^*}{\rho_o}\right)^{1/5} t^{-3/5} \quad (6.28)$$

Οι εξισώσεις (6.27) και (6.28) μας δίνουν την ακτίνα του κρουστικού μετώπου και την ταχύτητα διαστολής του ως συνάρτηση του χρόνου. Ισχύουν, υπό τις παραδοχές που έχουν γίνει, δηλαδή ότι η έκρηξη έγινε σε ένα σημείο όπου το (μονοατομικό) αέριο βρισκόταν αρχικά σε κατάσταση ηρεμίας και κυρίως ότι η εκτόνωση του αερίου αμέσως μετά την έκρηξη έγινε αδιαβατικά. Η φάση αυτή της εξέλιξης του υπολείμματος του υπερκαινοφανή ονομάζεται **φάση της αδιαβατικής εκτόνωσης ή φάση Sedon** (adiabatic or Sedon phase).

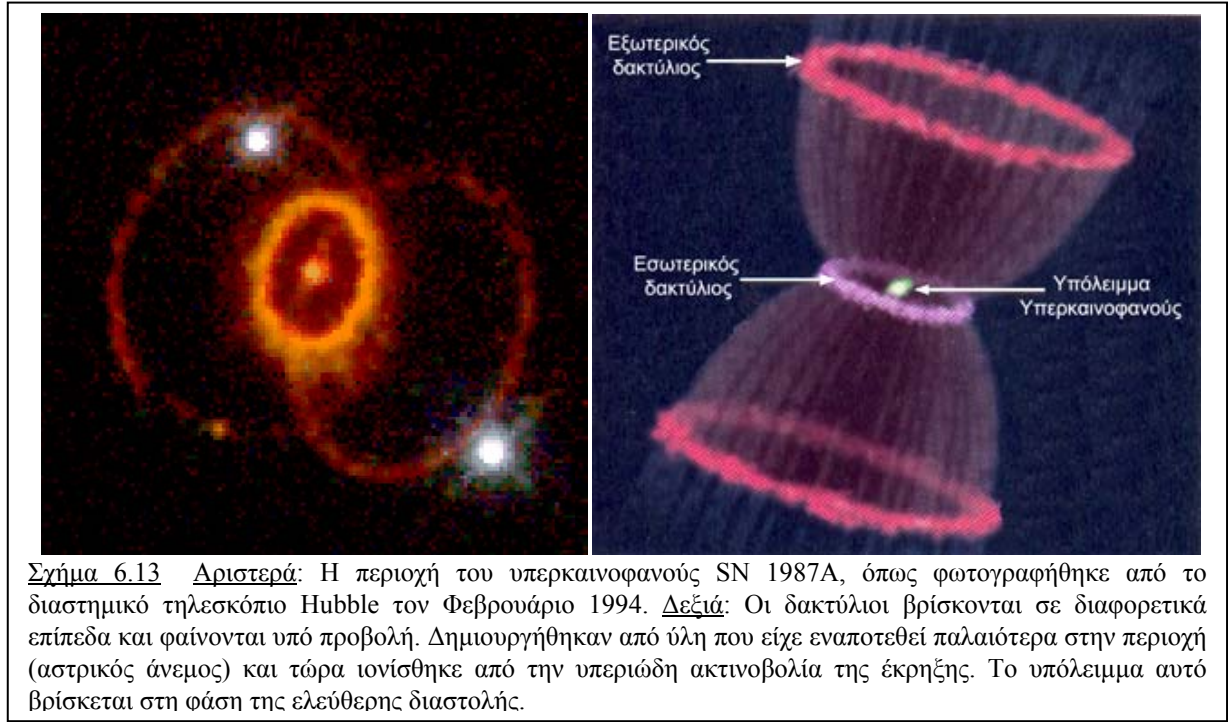
6.5.3. Η φάση της θερμικής ακτινοβολίας

Μέχρι τώρα υποθέσαμε ότι η εκτόνωση του αερίου γίνεται αδιαβατικά. Όπως, όμως, αποδεικνύεται από τη σχέση (6.22), καθώς η ταχύτητα διαστολής του αερίου ($V_s = \dot{R}$) ελαττώνεται (σχέση 6.28), επέρχεται και ελάττωση της θερμοκρασίας T_I . Η πτώση της πολύ υψηλής αρχικής θερμοκρασίας οδηγεί σε αύξηση του ρυθμού απώλειας ενέργειας δι' ακτινοβολίας για τον απλό λόγο ότι τα υπάρχοντα ιόντα (π.χ. ΟΙΙΙ) δύνανται πλέον να επανασυνδέονται με τα ελεύθερα ηλεκτρόνια ακτινοβολώντας την αντίστοιχη ενέργεια επανασύνδεσης. Έτσι μετά από ορισμένο χρονικό διάστημα η ελάττωση της θερμοκρασίας πίσω από το μέτωπο γίνεται κυρίως λόγω θερμικής ακτινοβολίας και λιγότερο λόγω αδιαβατικής εκτόνωσης. Από τη στιγμή αυτή και μετά παύει να ισχύει η τρίτη συνθήκη Rankine - Hugoniot (σχέση 6.9). Ισχύει όμως η αρχή διατήρησης της ορμής

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_o \dot{R} = A_o = \sigma \tau \alpha \theta. \quad (6.29)$$

Η σταθερά A_o υπολογίζεται εύκολα από τις αρχικές συνθήκες: Η δι' ακτινοβολίας απώλεια ενέργειας από το αέριο πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος αρχίζει να γίνεται

σημαντική τη χρονική στιγμή t_c , όταν η ακτίνα του μετώπου είναι R_c και η ταχύτητα διαστολής του $\dot{R}_c$. Τότε δηλαδή ισχύει η σχέση



$$\frac{4}{3} \pi R_c^3 \rho_o \dot{R}_c = A_o = \sigma \tau \alpha \theta. \quad (6.30)$$

Ολοκληρώνοντας την εξίσωση (6.29) με τη συνθήκη (6.30) παίρνουμε

$$R = R_c \left(1 + 4 \frac{\dot{R}_c}{R_c} (t - t_c) \right)^{1/4} \quad (6.31)$$

και επομένως

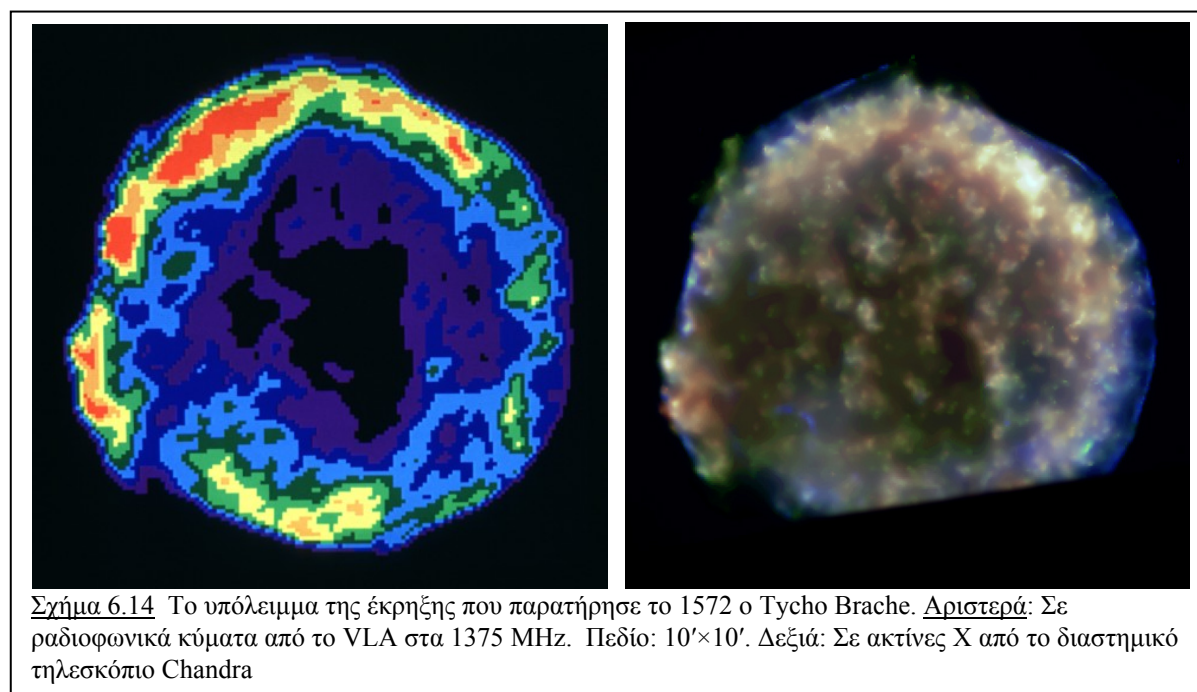
$$\dot{R} = \dot{R}_c \left(1 + 4 \frac{\dot{R}_c}{R_c} (t - t_c) \right)^{-3/4} \quad (6.32)$$

Το στάδιο της έκρηξης το οποίο περιγράφεται από τις εξισώσεις (6.31) και (6.32) ονομάζεται **φάση της θερμικής ακτινοβολίας** (radiative phase).

Συγκρίνοντας τις εξισώσεις (6.27) και (6.28) με τις εξισώσεις (6.31) και (6.32) αντίστοιχα, παρατηρούμε ότι μετά τη χρονική στιγμή t_c , η ακτίνα του κρουστικού μετώπου αυξάνεται με πιο αργό ρυθμό ενώ η ταχύτητα διαστολής ελαττώνεται με γοργότερο ρυθμό.

Έχει υπολογισθεί ότι η μετάβαση από τη μία φάση στην άλλη συμβαίνει όταν η ταχύτητα διαστολής $\dot{R}_c$ γίνει ίση με μερικές εκατοντάδες km/s (200 – 300 km/s) .

Το υπόλειμμα της πρόσφατης έκρηξης του υπερκαινοφανούς SN 1987A μόλις έχει αρχίσει να γίνεται ορατό. Πρόσφατες παρατηρήσεις (Σχήματα 6.2 και 6.13), αποκάλυψαν την ύπαρξή του αλλά και την ύπαρξη δύο δακτυλίων, οι οποίοι οφείλονται στην ακτινοβολία ύλης που προϋπήρχε της εκρήξεως, λόγω εκπομπής αστρικού ανέμου κατά τα διάφορα στάδια εξέλιξης του προγεννήτορα αστέρα. Η ύλη αυτή ιονίσθηκε και θερμάνθηκε από την υπεριώδη ακτινοβολία που παράχθηκε κατά την έκρηξη. Προφανώς ο προγεννήτορας αστέρας είχε υποστεί σημαντική απώλεια ύλης σε δυο συγκεκριμένα στάδια της εξέλιξής του, όπως σαφώς συνάγεται από την ύπαρξη των δύο δακτυλίων.



Σχήμα 6.14 Το υπόλειμμα της έκρηξης που παρατήρησε το 1572 ο Tycho Brache. Αριστερά: Σε ραδιοφωνικά κύματα από το VLA στα 1375 MHz. Πεδίο: 10'×10'. Δεξιά: Σε ακτίνες X από το διαστημικό τηλεσκόπιο Chandra

Κατά το στάδιο της αδιαβατικής εκτόνωσης ($t < t_c$), η θερμοκρασία του αερίου είναι υψηλή, $T > 10^6$ K και το υπόλειμμα ακτινοβολεί κυρίως σε ακτίνες X ή στο υπεριώδες (Σχήμα 6.14). Αντίθετα, κατά το στάδιο της θερμικής ακτινοβολίας η θερμοκρασία πέφτει κάτω από 10^5 K και το αέριο δίνει ισχυρή γραμμική εκπομπή διεγερμένων γραμμών, π.χ. OIII, NII, κτλ. (Σχήμα 6.15). Σε γενικές γραμμές οι παρατηρήσεις επιβεβαιώνουν τη θεωρία.

Ας κάνουμε, τέλος, μερικούς ποσοτικούς υπολογισμούς για να αντιληφθούμε τη φυσική κατάσταση που επικρατεί στο αέριο πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος. Έστω ότι η ενέργεια που εκλύεται κατά την έκρηξη ενός υπερκαινοφανή αστέρα είναι $E^* = 10^{51}$ erg και ότι η αριθμητική πυκνότητα του αερίου στην περιοχή του είναι $n_o = 1$ άτομο/cm³ ($\rho_o = n_o m_p = 1.67 \times 10^{-24}$ gr/cm³). Τότε από τις εξισώσεις (6.27) και (6.28) παίρνουμε $R \approx 3.6 \times 10^{-4} \times t^{2/5}$ pc και

$\dot{R} \approx 4.4 \times 10^9 t^{-3.5}$ km/s, όπου το t μετρείται σε sec. Αν θέσουμε $R = 250$ km/s, τότε ο χρόνος μετάβασης από τη φάση της αδιαβατικής εκτόνωσης στη φάση της θερμικής ακτινοβολίας υπολογίζεται, $t_c = 39\,000$ έτη και η ακτίνα του υπολείμματος $R_c = 24$ pc.

6.5.4. Η φάση της διάχυσης

Όταν η ταχύτητα διαστολής γίνει μικρότερη από την τοπική ταχύτητα του ήχου, το κρουστικό μέτωπο παύει να υφίσταται και το υπόλειμμα του υπερκαινοφανή διαχέεται στο μεσοαστρικό χώρο. Η πυκνότητά και η θερμοκρασία του συνεχώς ελαττώνονται μέχρι της τελικής διάλυσης και αφομοίωσής του από το μεσοαστρικό χώρο, ο οποίος, όπως αναφέρθηκε στην αρχή αυτού του κεφαλαίου εμπλουτίζεται με βαρέα στοιχεία. Το τελικό αυτό στάδιο της έκρηξης ενός υπερκαινοφανή αστέρα ονομάζεται **φάση της διάχυσης** (dissipation).

6.6. Παρατηρήσεις και θεωρία εξέλιξης υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

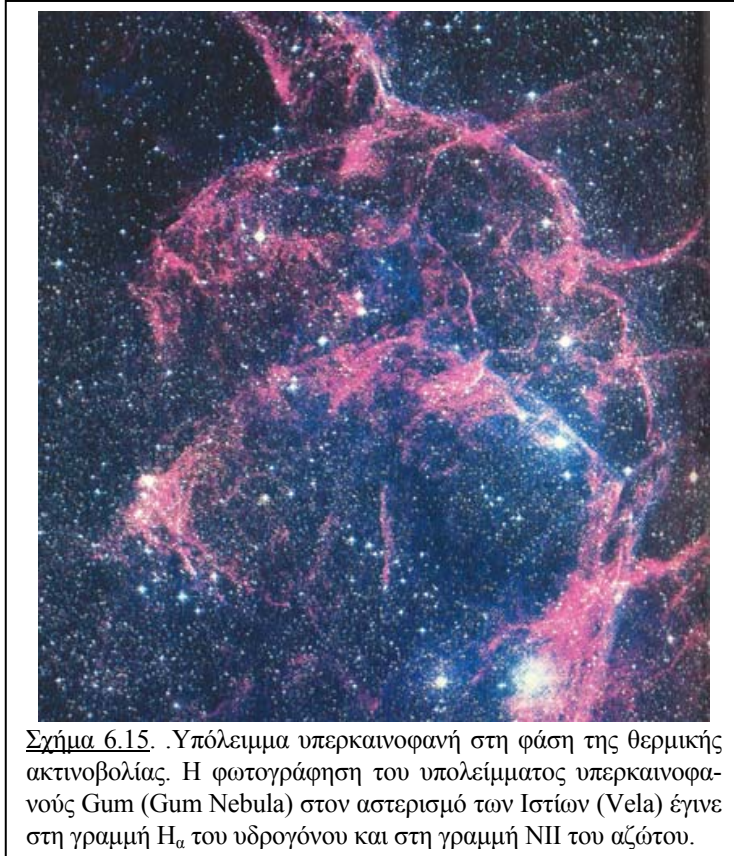
Σύμφωνα με τα παρατηρησιακά δεδομένα, εκτός από το υπόλειμμα του υπερκαινοφανή SN 1987A (Σχήματα 6.2 και 6.13) και το υπόλειμμα Cas A (Σχήματα 6.3 και 6.4) βρίσκεται στη φάση της ελεύθερης εκτόνωσης ή ίσως μόλις αρχίζει να εισέρχεται στη φάση της αδιαβατικής διαστολής. Οι μεγαλύτερες ταχύτητες διαστολής (πάνω από 10000 km/s) παρατηρήθηκαν κατά την έκρηξη του υπερκαινοφανή SN 1987A, στο Μεγάλο Μαγγελανικό Νέφος. Ιδιαίτερα υψηλές ταχύτητες διαστολής (~6000 km/s) έχουν παρατηρηθεί και στις συμπαγείς πηγές του υπολείμματος Cas A (Σχήματα 6.3 και 6.4). Η χημική σύσταση των συμπαγών αυτών πηγών είναι εξαιρετικά πλούσια σε βαρέα στοιχεία. Οι πηγές αυτές, επομένως, αποτελούν τμήματα ύλης του αρχικού αστέρα ο οποίος εξερράγη. Αντίθετα, η χημική σύσταση των νημάτων και άλλων σχηματισμών, που έχουν μικρές ταχύτητες (< 1000 km/s) είναι φυσιολογική με μικρή περιεκτικότητα σε βαρέα στοιχεία. Κατά πάσα πιθανότητα πρόκειται για μικρά μεσοαστρικά νέφη που μόλις τώρα υφίστανται την επίδραση της έκρηξης (αδιαβατική φάση).

Το υπόλειμμα του υπερκαινοφανούς του 1572 μ.Χ. (υπόλειμμα του Tycho Brache) εμφανίζει σαφώς μικρότερες ταχύτητες διαστολής και προφανώς βρίσκεται στη φάση της αδιαβατικής εκτόνωσης (Σχήμα 6.14).

Υπολείμματα που διέρχονται τη φάση της θερμικής ακτινοβολίας είναι δύσκολο να

εντοπιστούν. Το υπόλειμμα στον αστερισμό των Ιστίων (Σχήμα 6.15) και ίσως το Κέλυφος του Κύκνου (Cygnus Loop, βλ. Κεφ. 4) να αποτελούν δύο από τα λίγα παραδείγματα υπολειμμάτων που βρίσκονται στη φάση αυτή.

Οι ιδιότητες του Νεφελώματος του Καρκίνου, όπως και των άλλων υπολειμμάτων



Σχήμα 6.15. Υπόλειμμα υπερκαινοφανή στη φάση της θερμικής ακτινοβολίας. Η φωτογράφιση του υπολείμματος υπερκαινοφανούς Gum (Gum Nebula) στον αστερισμό των Ιστίων (Vela) έγινε στη γραμμή H_α του υδρογόνου και στη γραμμή NII του αζώτου.

Πεπληρωμένου τύπου, δεν συμφωνούν με το πρότυπο του κρουστικού μετώπου. Καταρχήν δεν εμφανίζει δομή κελύφους. Επί πλέον η ταχύτητα διαστολής του είναι σχετικά μικρή (< 1200 km/s), σε μερικά νήματα, μάλιστα, έχει παρατηρηθεί επιτάχυνση της ταχύτητας διαστολής, πράγμα που δεν μπορεί να ερμηνευτεί από το παραπάνω πρότυπο. Τέλος η συνολική μάζα που περιέχεται στο Νεφέλωμα έχει υπολογιστεί ότι δεν υπερβαίνει τη μία $M_\odot$, που σημαίνει ότι η ενέργεια της έκρηξης δεν μπορεί να είναι

μεγαλύτερη από 10^{49} erg.

Βιβλιογραφία

- Baade W. (1942): *Astrophys. J.*, 96, 188.
- Βαρβογλη Χ., Σεραδάκη Ι.Χ. (1995): "Εισαγωγή στη Σύγχρονη Αστρονομία", Α.Π.Θ., Θεσσαλονίκη.
- Bolton J.G., Stanley G.J. and Slee O.B. (1949): *Nature*, 164, 101.
- Green D.A. (1991) "A catalogue of supernova remnants", *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 103, 209.
- Reynolds S.P. (1988): "Supernova Remnants" in *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy* (eds. G.L. Verschuur and K.I. Kellermann), Springer Verlag, p.439.
- Shklovskii I. (1960): *Soviet Astron.*, 4, 243.
- Weiler K.W. (1983): "The Crab Nebula is not alone!", *Observatory*, 103, 85.