

Εργαστήριο Αστροφυσικής Ακτίνων Χ

Εύρεση του μαγνητικού πεδίου αστέρα νετρονίων σε υπερφωτεινό πάλσαρ ακτίνων Χ (ULX pulsar): NGC 300 ULX-1

Δρ. Βασιλόπουλος Γεώργιος
Τμήμα Φυσικής, ΕΚΠΑ

Σημειώσεις 2026

Περιεχόμενα

Τι θα κάνουμε (σύνοψη)	2
1 Θεωρία	3
1.1 Εισαγωγή στις ακτίνες X	3
1.2 Πάλσαρ ακτίνων X και υπερφωτεινές πηγές (ULX)	6
1.3 Προσαύξηση, μαγνητόσφαιρα και ροπές	7
2 Βήματα εργαστηρίου	10
Μέρος 1: Χρονική ανάλυση — spin-up του αστέρα νετρονίων	10
Μέρος 2: Ροή ακτινοβολίας, λαμπρότητα και ρυθμός προσαύξησης	11
Μέρος 3: Μαγνητικό πεδίο	14
Κανόνες	14
Εργασία για το σπίτι	15
Ευχαριστίες	16
Βιβλιογραφία	17

Τι θα κάνουμε στο εργαστήριο (σύνοψη)

Στόχος της άσκησης είναι να εκτιμήσουμε το μαγνητικό πεδίο B στην επιφάνεια του αστέρα νετρονίων (AN) της πηγής NGC 300 ULX-1, συνδυάζοντας **δικές μας μετρήσεις** (χρονική ανάλυση δεδομένων NuSTAR) με **δεδομένα από τη βιβλιογραφία και καταλόγους** (απόσταση, ροή ακτινοβολίας, βολομετρική διόρθωση). Η αλυσίδα της ανάλυσης είναι:

Βήμα	Τι μετράμε / εκτιμούμε	Από πού
1	Συχνότητα $\nu(t)$ σε διαδοχικά χρονικά τμήματα $\rightarrow$ ρυθμός μεταβολής $\dot{\nu}$	Δικά μας (NuSTAR, Jupyter notebook) — Μέρος 1
2	Ροή $F_X \rightarrow$ λαμπρότητα $L_X = 4\pi d^2 F_X \rightarrow$ βολομετρική L_{bol}	Κατάλογος XMM-Newton, Simbad/NED, βιβλιογραφία — Μέρος 2
3	Ρυθμός προσαύξησης μάζας $\dot{m}$ από L_{bol}	Θεωρία (σχέση [3])
4	Μαγνητικό πεδίο B από ν , $\dot{\nu}$, $\dot{m}$	Θεωρία (σχέσεις [1], [5], [6], [7]) — Μέρος 3

Ένας βασικός στόχος είναι να καταλάβουμε **πώς διαδίδονται οι αβεβαιότητες** όταν συνδυάζουμε μετρήσεις από διαφορετικές πηγές: ποιες έχουν στατιστικό σφάλμα και ποιες είναι παραδοχές (συστηματικές αβεβαιότητες), και ποια από αυτές «κυριαρχεί» στο τελικό αποτέλεσμα.

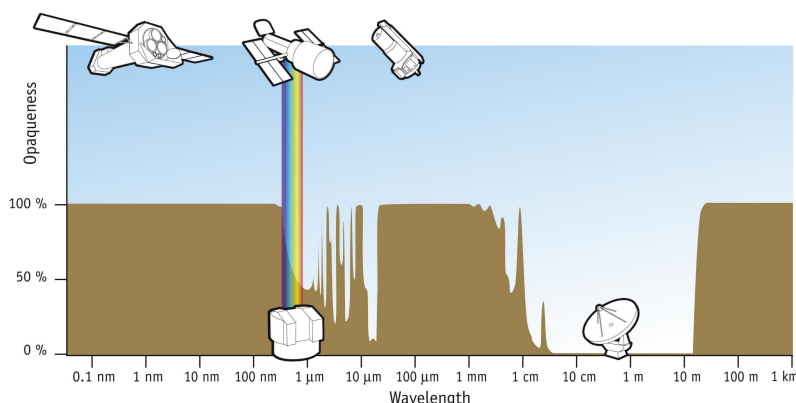
Το Κεφάλαιο 1 περιέχει τη θεωρία (να διαβαστεί πριν το εργαστήριο) και το Κεφάλαιο 2 τα βήματα του εργαστηρίου και τις οδηγίες για την εργασία.

Κεφάλαιο 1

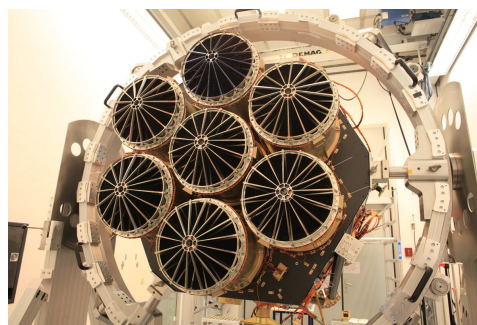
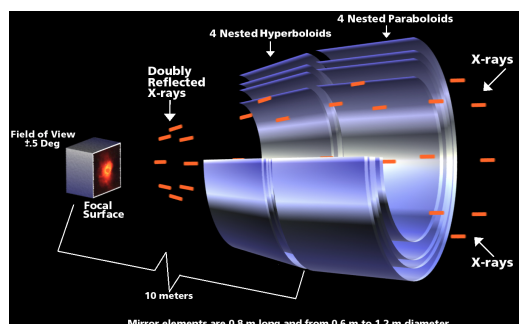
Θεωρία

1.1 Εισαγωγή στις ακτίνες X

Τα παρατηρητήρια ακτίνων X παράγουν διάφορα είδη δεδομένων. Επειδή οι ακτίνες X είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία πολύ υψηλής ενέργειας, οι ανιχνευτές καταγράφουν **μεμονωμένα φωτόνια** (σωματιδιακή φύση του φωτός). Για κάθε φωτόνιο («γεγονός», event) καταγράφεται η **θέση** του στον ανιχνευτή (και άρα στον ουρανό), η **χρονική στιγμή άφιξης** και μια μέτρηση της **ενέργειάς** του.



Σχήμα 1: Η ατμόσφαιρα της Γης απορροφά τις ακτίνες X· γι' αυτό τις παρατηρούμε μόνο από το διάστημα.

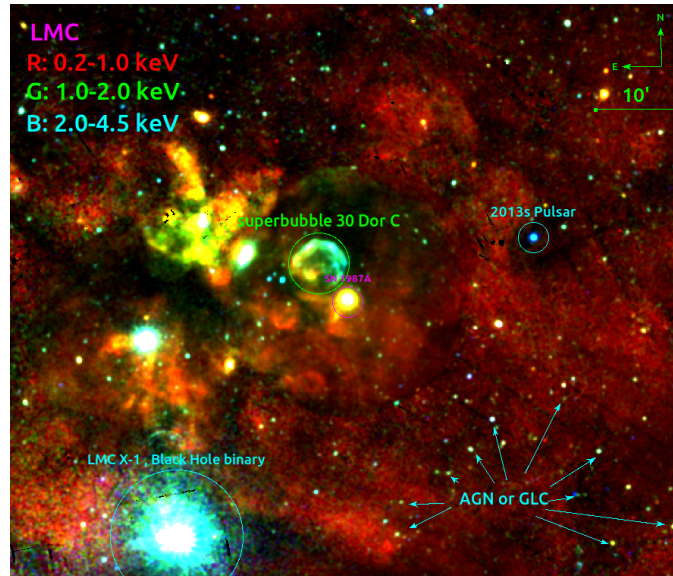


Σχήμα 2: Για την εστίαση των ακτίνων X χρησιμοποιούνται τηλεσκόπια τύπου Wolter-I: συνδυασμός παραβολικών και υπερβολικών κατόπτρων, στα οποία οι ακτίνες X προσπίπτουν σχεδόν «ξυστά» (grazing incidence) και ανακλώνται. Για να αυξηθεί η ενεργός επιφάνεια, τοποθετούνται πολλά ομοαξονικά κάτοπτρα το ένα μέσα στο άλλο (αριστερά: το σύστημα κατόπτρων του Chandra). Δεξιά: οι 7 μονάδες τηλεσκοπίων του eROSITA. Ακόμη και ένα σημειακό αντικείμενο απεικονίζεται ως μια «κηλίδα» στην κάμερα· η κατανομή αυτή ονομάζεται συνάρτηση σημειακής απόκρισης (Point Spread Function, PSF). Το εύρος της εξαρτάται από την ποιότητα των κατόπτρων και διαφέρει πολύ μεταξύ τηλεσκοπίων: από $\sim 0.5''$ (Chandra) έως $\sim 15''$ (XMM-Newton) και $\sim 1'$ (NuSTAR, half-power diameter). [Πίστωση εικόνας: SAO, MPE.]

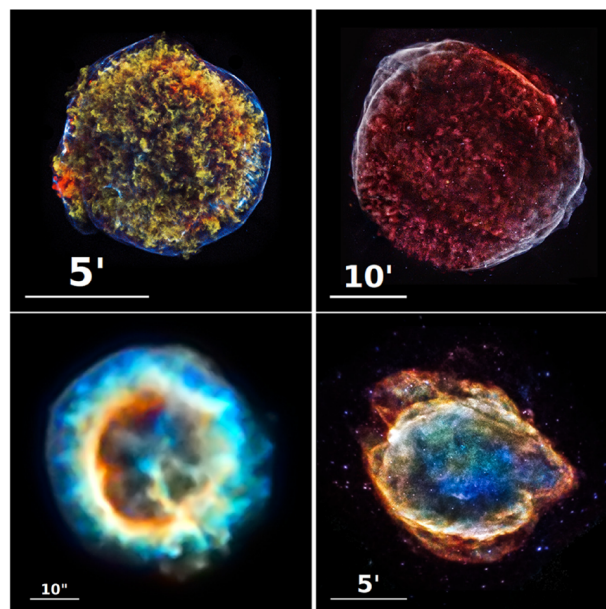
Εικόνες

Οι εικόνες είναι το πιο εύκολα προσβάσιμο προϊόν των αποστολών ακτίνων X. Το πρωτογενές προϊόν ενός ανιχνευτή ακτίνων X είναι όμως το **αρχείο γεγονότων** (event file): ένας πίνακας όπου κάθε γραμμή είναι ένα φωτόνιο, με στήλες όπως η θέση (X, Y), ο χρόνος άφιξης (TIME) και η

ενέργεια (PI). Μια εικόνα προκύπτει αν φτιάξουμε ένα δισδιάστατο ιστόγραμμα των θέσεων, δηλαδή μετρήσουμε πόσα φωτόνια έπεσαν σε κάθε pixel. Από το ίδιο αρχείο, επιλέγοντας άλλες στήλες, φτιάχνουμε φάσματα (ιστόγραμμα ενέργειας) και χρονοσειρές (ιστόγραμμα χρόνου).



Σχήμα 3: Μωσαϊκό εικόνων ακτίνων X περιοχής του Μεγάλου Νέφους του Μαγγελάνου. Διακρίνονται διάχυτο θερμό αέριο, σημειακές πηγές (πάλσαρ, διπλά συστήματα, ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες στο υπόβαθρο) και εκτεταμένες πηγές, όπως υπολείμματα υπερκαινοφανών. Παρατηρήστε ότι οι πιο λαμπρές σημειακές πηγές μοιάζουν μεγαλύτερες (γιατί σκεφτείτε την PSF του Σχήματος 2). Τα χρώματα είναι «ψευδοχρώματα»: αντιστοιχούν σε ροή ακτινοβολίας σε συγκεκριμένες ενεργειακές ζώνες (κόκκινο 0.2–1 keV, πράσινο 1–2 keV, μπλε 2–4.5 keV). [Πίστωση εικόνας: G. Vasilopoulos.]

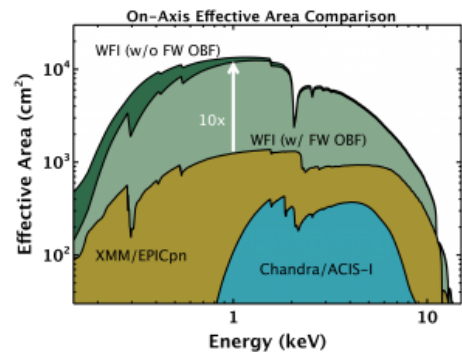
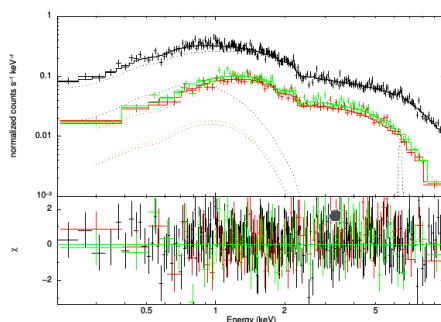


Σχήμα 4: Εικόνες ακτίνων X υπολειμμάτων υπερκαινοφανών (supernova remnants, SNR) από το παρατηρητήριο Chandra. Δεξιόστροφα από πάνω αριστερά: Tycho, SN 1006, G299.2–2.9 και 1E 0102.2–7219. Οι χαμηλής, μεσαίας και υψηλής ενέργειας ακτίνες X απεικονίζονται με κόκκινο, πράσινο και μπλε αντίστοιχα. Η εκπομπή σύγχροτρον φαίνεται ως λεπτές μπλε ζώνες στα Tycho και SN 1006. Η κλίμακα διαφέρει μεταξύ των εικόνων (λευκά ευθύγραμμα τμήματα). [Πίστωση: Chandra X-ray Observatory, <https://chandra.si.edu>]

Φάσματα

Φάσμα είναι η κατανομή της ακτινοβολίας ως προς το μήκος κύματος, τη συχνότητα ή την ενέργεια. Στις ακτίνες X το παρατηρούμενο φάσμα είναι στην ουσία ένα **ιστόγραμμα των ενεργειών των φωτονίων**. Με φάσματα ακτίνων X μπορούμε να προσδιορίσουμε τη θερμοκρασία, την πυκνότητα και τη χημική σύσταση θερμών πλασμάτων (αστρικές κορώνες, υπολείμματα υπερκαινοφανών, σμήνη γαλαξιών). Σε πηγές που τροφοδοτούνται από προσαύξηση ύλης σε συμπαγή αντικείμενα (λευκοί νάνοι, αστέρες νετρονίων, μαύρες τρύπες), η ισχυρή συνεχής ακτινοβολία φωτίζει το γύρω υλικό και παράγει γραμμές εκπομπής και απορρόφησης. Σε οπτικά λεπτά θερμά πλάσματα εμφανίζονται γραμμές εκπομπής από μεταβάσεις στη στιβάδα K σχεδόν όλων των άφθονων στοιχείων (από C έως Zn) και στη στιβάδα L βαρύτερων στοιχείων (π.χ. Fe-L).

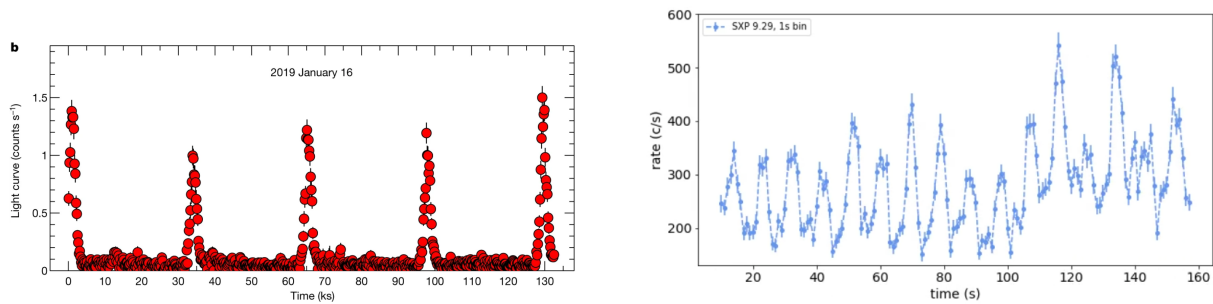
Συνδυάζοντας εικόνες και φάσματα κατασκευάζουμε λεπτομερή φυσικά μοντέλα, π.χ. για ένα σμήνος γαλαξιών ή για την περιοχή γύρω από μια μαύρη τρύπα.



Σχήμα 5: Αριστερά: τρία φάσματα ακτίνων X, μοντελοποιημένα με το ίδιο μοντέλο (μέλαν σώμα, που κυριαρχεί κάτω από ~2 keV, και νόμος δύναμης). Ο νόμος δύναμης δεν φαίνεται ως ευθεία γραμμή, γιατί βλέπουμε το φάσμα **όπως το κατέγραψε το όργανο** και όχι το πραγματικό φάσμα της πηγής: η ενεργός επιφάνεια του τηλεσκοπίου (ανακλαστικότητα κατόπτρων × κβαντική απόδοση ανιχνευτή) εξαρτάται έντονα από την ενέργεια. Δεξιά: η ενεργός επιφάνεια τριών οργάνων — XMM-Newton/EPIC-pn, Chandra/ACIS-I και του Wide Field Imager της αποστολής (New) Athena (η εκτόξευση της NewAthena σχεδιάζεται για το 2037). Φαίνεται η μείωση της απόδοσης στις υψηλές ενέργειες, καθώς και απότομα **άκρα απορρόφησης** (absorption edges) που οφείλονται στα ίδια τα υλικά του τηλεσκοπίου και του ανιχνευτή (π.χ. C-K στα ~0.28 keV, O-K στα ~0.53 keV, Si-K στα ~1.84 keV και Au-M στα ~2.2 keV από την επίστρωση των κατόπτρων).

Χρονοσειρές

Επειδή καταγράφεται η χρονική στιγμή άφιξης κάθε φωτονίου, μπορούμε να μελετήσουμε πώς μεταβάλλεται η εκπομπή μιας πηγής με τον χρόνο. Για τον σκοπό αυτό κατασκευάζουμε μια **χρονοσειρά** (χαμπύλη φωτός), δηλαδή ένα ιστόγραμμα των φωτονίων ως συνάρτηση του χρόνου. Χρονική μεταβλητότητα παρατηρείται, για παράδειγμα, σε διπλά συστήματα ακτίνων X και σε ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες (Active Galactic Nuclei, AGN). Η μεταβλητότητα μπορεί να είναι περιοδική (π.χ. τροχιακή περίοδος ή περίοδος ιδιοπεριστροφής ενός AN), ημιπεριοδική, ή στοχαστική (θόρυβος).

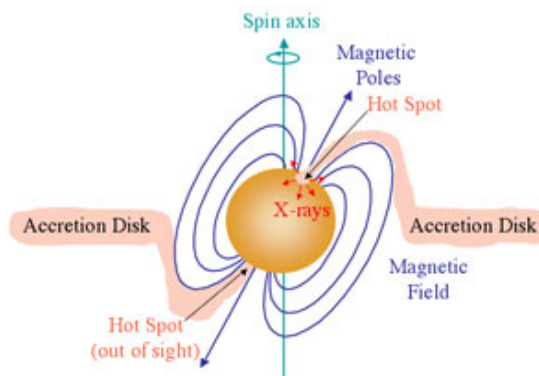


Σχήμα 6: Αριστερά: χρονοσειρά από τον γαλαξιακό πυρήνα GSN 069, που εμφανίζει ημιπεριοδικές εκρήξεις (quasi-periodic eruptions, QPEs: Miniutti et al. 2019). Η προέλευσή τους είναι ακόμη αντικείμενο έρευνας. Δεξιά: περιοδικό σήμα από αστέρα νετρονίων σε διπλό σύστημα στο Μικρό Νέφος του Μαγγελάνου· η περίοδος των παλμών είναι η περίοδος ιδιοπεριστροφής του AN.

1.2 Πάλσαρ ακτίνων X και υπερφωτεινές πηγές (ULX)

Διπλά συστήματα ακτίνων X και πάλσαρ

Διπλά συστήματα στα οποία ένα συμπαγές αντικείμενο προσauζάνει ύλη από τον συνοδό αστέρα ονομάζονται διπλά συστήματα ακτίνων X (X-ray binaries, XRBs). Αν το συμπαγές αντικείμενο είναι AN με ισχυρό μαγνητικό πεδίο ($B \sim 10^{12} - 10^{13}$ G), η ύλη, κοντά στον AN, ακολουθεί τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου και καταλήγει στους μαγνητικούς πόλους. Εκεί σχηματίζονται θερμές περιοχές (ή «στήλες προσauξησης») που εκπέμπουν ακτίνες X. Επειδή ο μαγνητικός άξονας δεν είναι ευθυγραμμισμένος με τον άξονα περιστροφής, οι θερμές περιοχές μπαίνουν και βγαίνουν από το οπτικό μας πεδίο καθώς ο αστέρας περιστρέφεται, προκαλώντας περιοδικούς παλμούς: έχουμε ένα **πάλσαρ ακτίνων X**.



Σχήμα 7: Σχηματική απεικόνιση πάλσαρ ακτίνων X: ο άξονας ιδιοπεριστροφής και ο μαγνητικός άξονας σχηματίζουν γωνία, οπότε η θερμή περιοχή που εκπέμπει ακτίνες X «περιστρέφεται» μέσα και έξω από το οπτικό πεδίο. Ο συνοδός αστέρας δεν εμφανίζεται.

Οι γνωστές περίοδοι πάλσαρ ακτίνων X εκτείνονται από ~ 1.7 ms (πάλσαρ χιλιοστών του δευτερολέπτου σε συστήματα μικρής μάζας) έως αρκετές ώρες. Τα πολύ αργά πάλσαρ βρίσκονται συνήθως σε συστήματα όπου ο AN τροφοδοτείται από τον αστρικό άνεμο ενός υπεργίγαντα· η περίοδός τους καθορίζεται από την ισορροπία μεταξύ των ροπών που ασκούνται στη μαγνητόσφαιρα, η οποία εξαρτάται από το B και τον ρυθμό προσauξησης μάζας.

Σε αντίθεση με τα ραδιοπάλσαρ (δες Μάθημα ΑΥΕ), που επιβραδύνονται συνεχώς (spin-down) χάνοντας ενέργεια μέσω ακτινοβολίας μαγνητικού διπόλου και ανέμου σχετικιστικών σωματιδίων, πολλά πάλσαρ ακτίνων X **επιταχύνονται** (spin-up). Άλλα εμφανίζουν σχετικά σταθερό spin-up, ενώ άλλα εναλλασσόμενες φάσεις spin-up και spin-down. Η διαφορά οφείλεται στην προσauξηση:

η ύλη που φτάνει στον AN μεταφέρει στροφορμή, οπότε ο AN μπορεί να κερδίσει, να χάσει ή να διατηρήσει στροφορμή, ανάλογα με τον τρόπο μεταφοράς μάζας (υπερχείλιση λοβού Roche, δίσκος προσαύξεσης, αστρικός άνεμος, ή επεισοδιακή προσαύξεση κοντά στο περίαστρο μιας έκκεντρης τροχιάς). Ένα απομονωμένο ραδιοπάλσαρ δεν έχει τέτοιον μηχανισμό και μπορεί μόνο να χάνει στροφορμή.

Υπερφωτεινές πηγές ακτίνων X (ULX) και ULX πάλσαρ

Υπερφωτεινές πηγές ακτίνων X (Ultraluminous X-ray sources, ULXs) ονομάζονται σημειακές πηγές εκτός του κέντρου των γαλαξιών με παρατηρούμενη λαμπρότητα $L_X \gtrsim 10^{39}$ erg/s, δηλαδή πάνω από το όριο Eddington ενός AN (βλ. σχέση [4]). Για χρόνια θεωρούνταν υποψήφιος μαύρες τρύπες ενδιάμεσης μάζας. Το 2014 ανακαλύφθηκαν παλμοί από την M82 X-2 (Bachetti et al. 2014), που έδειξαν ότι τουλάχιστον μερικές ULX τροφοδοτούνται από **αστέρες νετρονίων** που προσau-ξάνουν ύλη με ρυθμό πολύ πάνω από το όριο Eddington. Σήμερα είναι γνωστά λίγα τέτοια ULX πάλσαρ (ULXPs).

Στην πηγή που θα μελετήσουμε, την **NGC 300 ULX-1**, ανακαλύφθηκαν το 2018 παλμοί περιόδου ~ 31.6 s και εξαιρετικά γρήγορο spin-up, σε ταυτόχρονες παρατηρήσεις XMM-Newton και NuSTAR του Δεκεμβρίου 2016 (Carpano et al. 2018).

1.3 Προσαύξεση, μαγνητόσφαιρα και ροπές

Προσοχή στις μονάδες. Στην αστροφυσική των ακτίνων X χρησιμοποιούνται συνήθως μονάδες cgs (L σε erg/s, $\dot{m}$ σε g/s, B σε gauss). Οι σχέσεις παρακάτω δίνονται και σε SI (όπως στο Carroll & Ostlie), όπου B σε tesla ($1 \text{ T} = 10^4 \text{ G}$) και εμφανίζεται η μ_0 . **Μην αναμειγνύετε συστήματα μονάδων** στον ίδιο υπολογισμό. Οι «κανονικοποιημένες» σχέσεις ([1], [2]) δεν εξαρτώνται από το σύστημα μονάδων.

Κεπλεριανός δίσκος

Η ύλη που προέρχεται από τον συνοδό αστέρα έχει στροφορμή και δεν πέφτει ακτινικά στο συμπαγές αντικείμενο. Αντίθετα, σχηματίζει έναν δίσκο προσαύξεσης, όπου η ύλη ακολουθεί σχεδόν κυκλικές τροχιές με την τοπική Κεπλεριανή ταχύτητα $v_K = \sqrt{GM/r}$ και γωνιακή ταχύτητα $\Omega_K = \sqrt{GM/r^3}$.

Μαγνητόσφαιρα και ακτίνα Alfvén

Ας εκτιμήσουμε τη χαρακτηριστική ακτίνα μέσα στην οποία το μαγνητικό πεδίο του AN ελέγχει τη ροή της ύλης. Η περιοχή αυτή ονομάζεται **μαγνητόσφαιρα**. Συγκρίνουμε την πυκνότητα μαγνητικής ενέργειας (πίεση), $u_B = B^2/2\mu_0$ (SI) ή $B^2/8\pi$ (cgs), με την πυκνότητα κινητικής ενέργειας της ύλης, $u_{kin} = \rho v^2/2$. Υποθέτουμε διπολικό πεδίο, $B(r) = B_s(R/r)^3$, όπου B_s το πεδίο στην επιφάνεια (στον μαγνητικό ισημερινό) και R η ακτίνα του AN, και ότι η ύλη πέφτει ακτινικά σε ελεύθερη πτώση (free fall), με $v_{ff} = \sqrt{2GM/r}$. Από την εξίσωση συνέχειας (σφαιρική πρόσπτωση) $\dot{m} = 4\pi r^2 \rho v_{ff}$. Θέτοντας $u_B = u_{kin}$ και λύνοντας ως προς r βρίσκουμε την ακτίνα Alfvén:

$$R_A = \left(\frac{8\pi^2 B_s^4 R^{12}}{\mu_0^2 GM \dot{m}^2} \right)^{1/7} \quad (\text{SI}), \quad R_A = \left(\frac{\mu^4}{2GM \dot{m}^2} \right)^{1/7} \quad (\text{cgs, } \mu = B_s R^3),$$

όπου μ η μαγνητική διπολική ροπή. Σε κανονικοποιημένη μορφή:

$$R_A \simeq 1.8 \times 10^3 \left(\frac{B_s}{10^{12} \text{ G}} \right)^{4/7} \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{12/7} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{-1/7} \left(\frac{\dot{m}}{10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right)^{-2/7} \text{ km} \quad [1]$$

(βλ. Carroll & Ostlie, κεφ. 18 της αγγλικής έκδοσης). Η ακτίνα Alfvén μικραίνει όσο αυξάνει ο ρυθμός προσαύξησης. Στην περίπτωση δίσκου, το εσωτερικό άκρο του δίσκου (μαγνητοσφαιρική ακτίνα) εκφράζεται ως $R_m = \xi R_A$, με αδιάστατο συντελεστή $\xi \sim 0.3-1$. Η τιμή $\xi = 1$ αντιστοιχεί στη σφαιρική πρόσπτωση· για λεπτό δίσκο συνήθως χρησιμοποιείται $\xi \approx 0.5$ (Ghosh & Lamb 1979). **Στην άσκηση χρησιμοποιούμε $\xi = 0.5$ ως βασική τιμή και εξετάζουμε το εύρος 0.3–1 ως πηγή συστηματικής αβεβαιότητας.** Στο R_m η ύλη εγκαταλείπει τον δίσκο και ακολουθεί τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου προς τον AN.

Ακτίνα συμπεριστροφής και φαινόμενο propeller

Οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου συμπεριστρέφονται με τον AN με γωνιακή ταχύτητα $\Omega = 2\pi/P$, όπου P η περίοδος ιδιοπεριστροφής. Η ύλη στο εσωτερικό άκρο του δίσκου κινείται με την Κεπλεριανή γωνιακή ταχύτητα $\Omega_K(R_m)$. Για να «φορτωθεί» η ύλη στις γραμμές του πεδίου και να προσπέσει στον AN, πρέπει να περιστρέφεται **ταχύτερα** από τη μαγνητόσφαιρα, $\Omega_K(R_m) > \Omega$. Διαφορετικά, η μαγνητόσφαιρα περιστρέφεται ταχύτερα από την ύλη, το φυγοκεντρικό φράγμα εμποδίζει την προσαύξηση και η ύλη εκτινάσσεται (φαινόμενο propeller). Η αναγκαία συνθήκη για προσαύξηση είναι λοιπόν $R_m < R_{co}$, όπου η ακτίνα συμπεριστροφής R_{co} ορίζεται από $\Omega_K(R_{co}) = \Omega$:

$$R_{co} = \left(\frac{GMP^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \simeq 1.7 \times 10^3 \left(\frac{P}{1s} \right)^{2/3} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{1/3} \text{ km} \quad [2]$$

Χρήσιμη είναι και η αδιάστατη παράμετρος «ταχύτητας» (fastness) $\omega_s = \Omega/\Omega_K(R_m) = (R_m/R_{co})^{3/2}$. Για $\omega_s \ll 1$ ο AN είναι «αργός περιστροφέας» (slow rotator) και δέχεται τη μέγιστη ροπή επιτάχυνσης· για $\omega_s \rightarrow 1$ πλησιάζει την ισορροπία, και για $\omega_s > 1$ βρίσκεται στο καθεστώς propeller.

Προσαύξηση μάζας και λαμπρότητα

Η προσαύξηση ύλης σε συμπαγές αντικείμενο είναι από τις αποδοτικότερες διαδικασίες παραγωγής ενέργειας. Στην περίπτωσή μας η ύλη απελευθερώνει ενέργεια σε δύο στάδια. Στον δίσκο, μέχρι το εσωτερικό του άκρο R_m , ακτινοβολείται το μισό της βαρυτικής ενέργειας, $GMm/(2R_m)$, ενώ το άλλο μισό παραμένει ως κινητική ενέργεια της τροχιακής κίνησης (θεώρημα virial). Από το R_m και μέσα, η ύλη ακολουθεί τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου και πέφτει σχεδόν ελεύθερα στην επιφάνεια του AN, όπου όλη η κινητική της ενέργεια μετατρέπεται σε θερμότητα και ακτινοβολία. Η συνολική ενέργεια ανά μονάδα μάζας είναι GM/R , όπως αν η ύλη ξεκινούσε από το άπειρο· ο δίσκος συνεισφέρει μόνο κλάσμα $R/(2R_m)$, αμελητέο αφού $R_m \gg R$. Επομένως, αν όλη η ενέργεια ακτινοβολείται (και ισοτροπικά):

$$L_{acc} = \frac{GM\dot{m}}{R} \Rightarrow \dot{m} = \frac{L_{bol} R}{GM} \quad [3]$$

Σημειώστε ότι στις ULX ένα μέρος της ενέργειας μπορεί να χάνεται σε εκροές (outflows) ή να μην ακτινοβολείται ισοτροπικά (geometric beaming)· αυτές είναι πρόσθετες πηγές αβεβαιότητας στη σχέση [3].

Το όριο Eddington

Μια από τις πιο γνωστές αστροφυσικές εφαρμογές της σκέδασης Thomson είναι το όριο Eddington: η λαμπρότητα για την οποία η πίεση ακτινοβολίας σε ηλεκτρόνια εξισορροπεί τη βαρύτητα που ασκείται στα πρωτόνια (για πλήρως ιονισμένο υδρογόνο):

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \simeq 1.26 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad [4]$$

δηλαδή $\approx 1.8 \times 10^{38}$ erg/s για AN $1.4 M_\odot$. Το όριο αυτό προϋποθέτει σφαιρική συμμετρία και αγνοεί το μαγνητικό πεδίο. Σε AN με πολύ ισχυρό B η ύλη διοχετεύεται σε στήλες προσαύξησης, η ακτινοβολία διαφεύγει κυρίως από τα πλάγια, και η ενεργός διατομή σκέδασης μπορεί να είναι μικρότερη από σ_T · έτσι το όριο μπορεί να ξεπεραστεί σημαντικά, όπως στα ULX πάλσαρ.

Ροπές και spin-up

Η αλληλεπίδραση του δίσκου με τον AN μέσω του μαγνητικού πεδίου μεταφέρει στροφορμή και αλλάζει τον ρυθμό περιστροφής. Η κύρια ροπή λόγω προσαύξησης προκύπτει από τη στροφορμή ανά μονάδα μάζας της Κεπλεριανής ύλης στο R_m , $\sqrt{GMR_m}$:

$$N_{acc} = \dot{m} \sqrt{GMR_m} \quad [5]$$

Για την άσκηση θα θεωρήσουμε ότι η συνολική ροπή ισούται με τη ροπή λόγω προσαύξησης, $N_{tot} = N_{acc}$. Η παραδοχή αυτή είναι λογική μόνο αν ο AN είναι «αργός περιστροφέας» ($\omega_s \ll 1$, ή $R_m \ll R_{co}$). Από τη διατήρηση της στροφορμής, $N_{tot} = I \dot{\Omega}$, οπότε:

$$\dot{\nu} \equiv \frac{\dot{\Omega}}{2\pi} = \frac{N_{tot}}{2\pi I} \quad [6]$$

όπου I η ροπή αδράνειας του AN. Μπορούμε να την προσεγγίσουμε με εκείνη ομογενούς σφαίρας, $I = \frac{2}{5}MR^2 \approx 1.1 \times 10^{45} \text{ g cm}^2$ για $1.4 M_\odot$ και 10 km (ρεαλιστικά μοντέλα AN δίνουν $I \sim (1-2) \times 10^{45} \text{ g cm}^2$). Η σχέση συχνότητας και περιόδου είναι $\nu = 1/P$ και $\dot{\nu} = -\dot{P}/P^2$.

Υπολογισμός του B

Από τις σχέσεις [1], [5] και [6], με $R_m = \xi R_A$ και $N_{tot} = N_{acc}$, μπορούμε να εκφράσουμε το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια του AN συναρτήσει των $\dot{\nu}$ και $\dot{m}$. Η ιδέα είναι απλή: η σχέση [6] με τη [5] δίνει το R_m που απαιτείται για να εξηγηθεί ο μετρημένος $\dot{\nu}$,

$$R_m = \frac{1}{GM} \left(\frac{2\pi I \dot{\nu}}{\dot{m}} \right)^2,$$

και στη συνέχεια η [1] (με $R_A = R_m/\xi$) δίνει το B_s . Το αποτέλεσμα, σε μονάδες cgs ($\mu = B_s R^3$), είναι:

$$B_s = 2^{1/4} (2\pi)^{7/2} G^{-3/2} M^{-3/2} R^{-3} I^{7/2} \xi^{-7/4} \dot{\nu}^{7/2} \dot{m}^{-3} \quad [7]$$

Θα χρησιμοποιήσετε τη σχέση [7] στην ανάλυση. Πριν το εργαστήριο, σκεφτείτε: πώς εξαρτάται το B_s από τα $\dot{\nu}$, $\dot{m}$, R , M (ακτίνα και μάζα AN) και ξ ? Αν η $\dot{m}$ είναι αβέβαιη κατά παράγοντα 2, πόσο αβέβαιο είναι το B_s ?

Κεφάλαιο 2

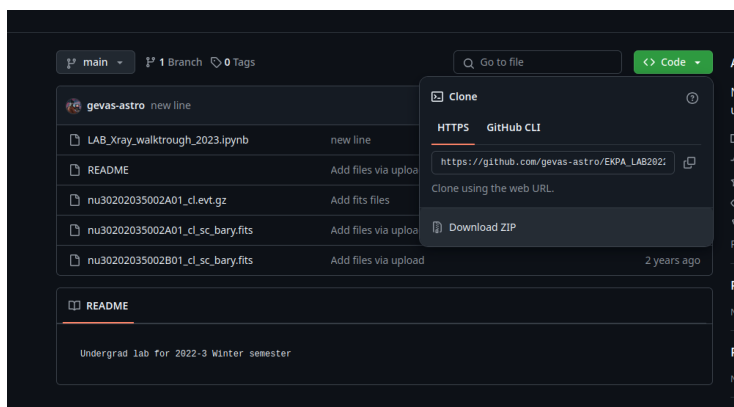
Βήματα εργαστηρίου

Άσκηση: Μελέτη προσαύξησης μάζας και μεταβολής στροφορμής σε ένα ULX πάλσαρ. Θα μελετήσουμε την πηγή NGC 300 ULX-1, γνωστή και ως SN 2010da. Η θεωρία που χρειάζεται βρίσκεται στο Κεφάλαιο 1 (ενότητα 1.3).

Μέρος 1: Χρονική ανάλυση — spin-up του αστέρα νετρονίων

Πραγματοποιείται στο εργαστήριο (Jupyter notebook). Διαβάστε τα βήματα και το notebook πριν το εργαστήριο.

Αποθετήριο: https://github.com/gevas-astro/EKPA_LAB2022W_XRay — notebook: LAB_Xray_walkthrough_2026.ipynb



Σχήμα 8: Το αποθετήριο του εργαστηρίου στο GitHub. Από το κουμπί «Code» επιλέγουμε «Download ZIP».

Βήματα:

1. Δημιουργούμε έναν φάκελο εργασίας με τα αρχικά του ονόματός μας και τον AM (π.χ. AB2020007). Από το GitHub κατεβάζουμε το αποθετήριο ως zip και το αποσυμπιέζουμε μέσα στον φάκελο εργασίας. Οδηγίες για το λογισμικό (conda, Jupyter, python) δίνονται στο φυλλάδιο του εργαστηρίου.
2. Τα δεδομένα είναι λίστες φωτονίων του NuSTAR (αρχεία *_cl.evt.gz και *_cl_sc_bary.fits, για τους δύο ανιχνευτές FPMA και FPMB). Τα αρχεία bary έχουν χρόνους διορθωμένους στο βαρύκεντρο του Ηλιακού Συστήματος. Ελέγξτε στο header του αρχείου (κλειδί DATE-OBS) την ημερομηνία της παρατήρησης: θα τη χρειαστείτε στο Μέρος 2.
3. Επιλέγουμε τα φωτόνια της πηγής (κυκλική περιοχή γύρω από την πηγή) και ενέργειες 3–30 keV ($E = 0.04 \times \text{PI} + 1.6 \text{ keV}$).
4. Κατασκευάζουμε τη χρονοσειρά και βλέπουμε την καμπύλη φωτός. Θα παρατηρήσετε περιοδικά κενά: σκεφτείτε από πού προέρχονται (τροχιά του NuSTAR γύρω από τη Γη).
5. Αναζητούμε περιοδικό σήμα με τη μέθοδο **epoch folding**: για κάθε δοκιμαστική συχνότητα «διπλώνουμε» τα φωτόνια σε φάση, φτιάχνουμε το προφίλ του παλμού και υπολογίζουμε το χ^2 του προφίλ ως προς ένα επίπεδο (σταθερό) μοντέλο. Η σωστή συχνότητα είναι αυτή που

μεγιστοποιεί το χ^2 (το προφίλ απέχει περισσότερο από το επίπεδο). Θα χρησιμοποιήσουμε τόσο έτοιμες συναρτήσεις (Stingray) όσο και μια δική μας απλή συνάρτηση.

6. Η παρατήρηση διαρκεί ~ 300 ks (~ 3.5 ημέρες). Στο διάστημα αυτό η περίοδος αλλάζει, οπότε μια αναζήτηση σε όλα τα δεδομένα μαζί δεν είναι αρκετά ακριβής. Χωρίζουμε τα δεδομένα σε μικρότερα τμήματα (όσα κρίνετε κατάλληλα) και βρίσκουμε τη συχνότητα σε κάθε τμήμα. **Προσοχή:** τα κενά λόγω της τροχιάς (~ 96 min) δημιουργούν δευτερεύουσες κορυφές (aliases) στο περιοδόγραμμα σε απόσταση $\sim 1/(96 \text{ min}) \approx 1.7 \times 10^{-4}$ Hz από την κύρια κορυφή. Ελέγξτε ότι σε κάθε τμήμα επιλέγετε τη σωστή κορυφή.
7. Φτιάχνουμε διάγραμμα συχνότητας ως προς τον χρόνο και το προσαρμόζουμε με γραμμικό μοντέλο $\nu(t) = \nu_0 + \dot{\nu}(t - t_{ref})$. Επιλέξτε ως t_{ref} το μέσο της παρατήρησης. Από την προσαρμογή βρίσκουμε τον ρυθμό spin-up $\dot{\nu}$ και το σφάλμα του.

Το διάγραμμα $\nu(t)$ με την προσαρμογή και η τιμή του $\dot{\nu}$ με το σφάλμα της θα συμπεριληφθούν στην εργασία σας.

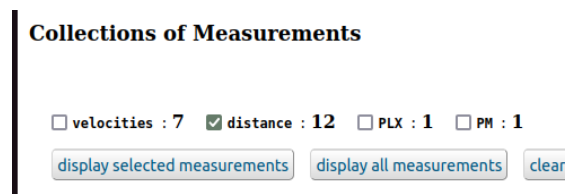
Μέρος 2: Ροή ακτινοβολίας, λαμπρότητα και ρυθμός προσαύξησης

Τρίτο 45λεπτο του εργαστηρίου: μπορεί να ολοκληρωθεί στο σπίτι.

Σε αυτό το μέρος εκτιμούμε τον ρυθμό προσαύξησης $\dot{m}$ έμμεσα, από τη λαμπρότητα της πηγής, και εξετάζουμε πόσο εξαρτάται το αποτέλεσμα από την προέλευση των δεδομένων. Σε κάθε βήμα σημειώστε την τιμή που χρησιμοποιείτε, από πού προέρχεται, και πόσο αβέβαιη είναι.

2α. Απόσταση

1. Στο Simbad (<https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/>) αναζητούμε την πηγή (basic search) και τον γαλαξία στον οποίο ανήκει, τον NGC 300.
2. Στη σελίδα του γαλαξία, στην ενότητα «Collections of Measurements $\rightarrow$ distance», θα βρείτε πολλές μετρήσεις απόστασης (Σχήμα 9). Μια πληρέστερη συλλογή υπάρχει στη βάση NED (<https://ned.ipac.caltech.edu>), στην ενότητα των αποστάσεων που δεν βασίζονται στην ερυθρομετάθεση (redshift-independent distances).
3. **Ποια απόσταση επιλέγετε και γιατί:** Κάθε μέτρηση βασίζεται σε διαφορετική μέθοδο (π.χ. μεταβλητοί Κηφείδες, άκρο του κλάδου των ερυθρών γιγάντων — TRGB) και έχει διαφορετική ακρίβεια. Η μικρότερη αναγραφόμενη αβεβαιότητα δεν σημαίνει απαραίτητα την πιο αξιόπιστη τιμή. Σημειώστε το εύρος των τιμών: θα το χρησιμοποιήσετε ως εκτίμηση της συστηματικής αβεβαιότητας.

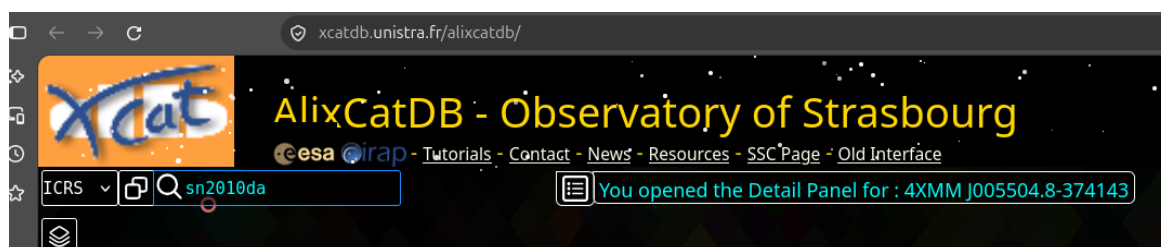


Σχήμα 9: Στιγμιότυπο από το Simbad: για τον NGC 300 υπάρχουν πολλές μετρήσεις απόστασης.

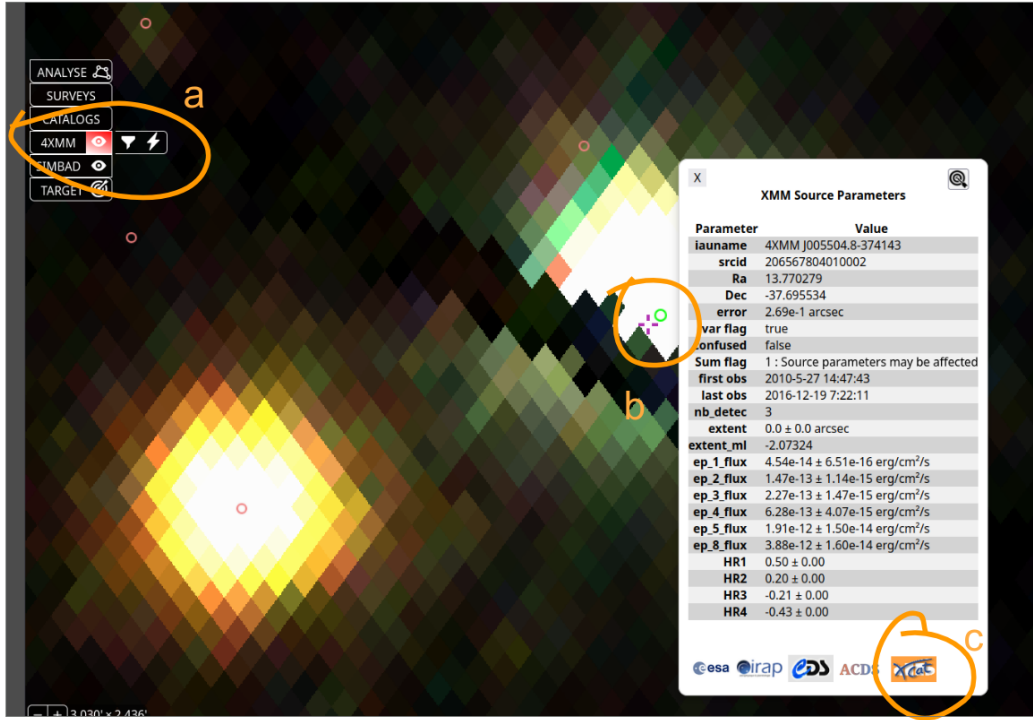
2β. Ροή ακτινοβολίας από τον κατάλογο του XMM-Newton

1. Μεταβαίνουμε στο XCatDB (<https://xcatdb.unistra.fr>, <https://xcatdb.unistra.fr/alixcatdb/>), μια διαδικτυακή βάση με τον κατάλογο πηγών του XMM-Newton και προϊόντα ανάλυσης (εικόνες, φάσματα, χρονοσειρές).
2. Αναζητούμε την πηγή γράφοντας το όνομά της (π.χ. «SN 2010da») ή τις συντεταγμένες της στο πεδίο αναζήτησης (Σχήμα 10), και την επιλέγουμε στον χάρτη (Σχήμα 11).
3. Στο «Details» βλέπουμε τις παρατηρήσεις του XMM-Newton και τη ροή ακτινοβολίας ($\text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2}$) σε κάθε μία· στο «Gallery» υπάρχουν φάσματα και χρονοσειρές (Σχήμα 12, και το εικονίδιο  για το φάσμα).
4. Μας ενδιαφέρουν οι παρατηρήσεις **0791010101** και **0791010301**. **Ελέγξτε τις ημερομηνίες τους** (και τη διάρκειά τους) και συγκρίνετε με την ημερομηνία της παρατήρησης NuSTAR του Μέρους 1 (κλειδί DATE-OBS): είναι ταυτόχρονοι· Αυτό είναι σημαντικό, γιατί η λαμπρότητα της πηγής μεταβάλλεται· η ροή πρέπει να αντιστοιχεί στην ίδια περίοδο με τη μέτρηση του $\dot{\nu}$.
5. **Σημειώστε τη ροή του καταλόγου F_{XMM}** (ζώνη 0.2–12 keV) στις δύο παρατηρήσεις.

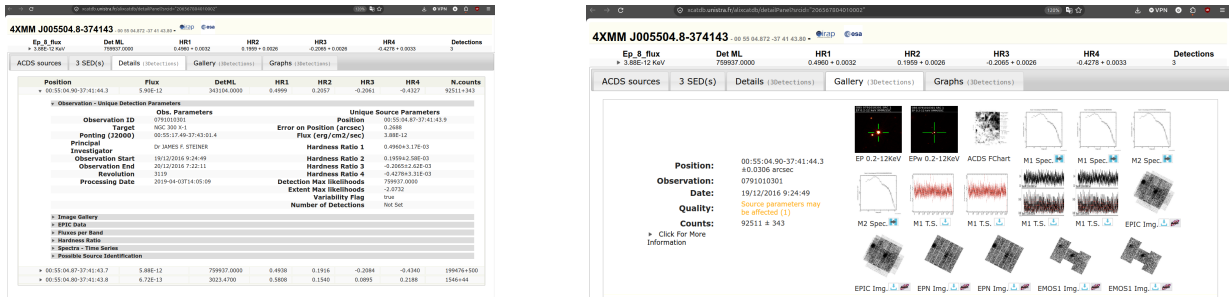
Προσοχή — τι ακριβώς είναι η ροή του καταλόγου· Στον κατάλογο 4XMM η «συνολική» ροή αντιστοιχεί στη ζώνη 0.2–12 keV και υπολογίζεται από τον ρυθμό καταμέτρησης υποθέτοντας ένα **γενικό** φάσμα (νόμος δύναμης με δείκτη 1.7 και μικρή απορρόφηση, $N_H = 3 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$). είναι η **παρατηρούμενη** (απορροφημένη) ροή.



Σχήμα 10: Πεδίο αναζήτησης ονόματος (sn2010da) ή συντεταγμένων στο XCatDB.



Σχήμα 11: Η περιοχή του ουρανού γύρω από την NGC 300 ULX-1 (SN 2010da). Βήματα: (a) αριστερά διαλέγουμε τον κατάλογο 4XMM, (b) επιλέγουμε την πηγή μας, (c) κλικ στο εικονίδιο XCat.



Σχήμα 12: Καρτέλες «Details» και «Gallery» στο XCatDB.

2γ. Ροή από ευρυζωνική φασματική ανάλυση

Το XMM-Newton μετρά σε περιορισμένη ενεργειακή ζώνη, ενώ το φάσμα της πηγής εκτείνεται σε υψηλότερες ενέργειες (όπως δείχνουν τα δεδομένα NuSTAR). Για να εκτιμήσουμε τη συνολική ροή χρειάζεται ευρυζωνική φασματική ανάλυση. Οι Carpano et al. (2018) ανέλυσαν ταυτόχρονα τα φάσματα XMM-Newton και NuSTAR και εκτίμησαν βολομετρική λαμπρότητα $L \approx 4.7 \times 10^{39}$ erg/s για απόσταση 1.88 Mpc. Αυτό αντιστοιχεί σε ροή $F_{broad} \approx 1.1 \times 10^{-11}$ ergs $^{-1}$ cm $^{-2}$, την οποία θεωρούμε εκτίμηση της βολομετρικής ροής, με αβεβαιότητα $\sim 10\%$ λόγω της φασματικής μοντελοποίησης. Χρησιμοποιήστε αυτή τη ροή μαζί με τη δική σας τιμή απόστασης.

Υπολογίστε τον λόγο F_{XMM}/F_{broad} . Ο λόγος αυτός είναι στην ουσία μια βολομετρική διόρθωση: τι ποσοστό της συνολικής ροής «βλέπει» ο κατάλογος. Γιατί διαφέρουν οι δύο τιμές; (Σκεφτείτε την ενεργειακή ζώνη, την απορρόφηση και το γενικό φασματικό μοντέλο που υποθέτει ο κατάλογος.)

2δ. Λαμπρότητα και ρυθμός προσαύξησης

Υπολογίστε τη λαμπρότητα $L = 4\pi d^2 F_{broad}$ και, από τη σχέση [3], τον ρυθμό $\dot{m}$ (σε g/s και σε $M_\odot/\text{yr}$). Επαναλάβετε με F_{XMM} , σαν να μην είχαμε το ευρυζωνικό φάσμα.

Μέρος 3: Μαγνητικό πεδίο

Υποθέτουμε ότι όλη η ροπή οφείλεται στην προσαύξηση (σχέση [5]).

1. Από τη σχέση [7], με τον $\dot{\nu}$ του Μέρους 1, τη $\dot{m}$ του 2δ και $\xi = 0.5$, $M = 1.4 M_\odot$, $R = 10 \text{ km}$, $I = \frac{2}{5}MR^2$, υπολογίστε το B_s .
2. Επαναλάβετε με τη $\dot{m}$ που προκύπτει από την F_{XMM} . Πόσο αλλάζει το B_s ? Εξηγήστε το με βάση την εξάρτηση του B_s από τη $\dot{m}$ στη σχέση [7].
3. **Αβεβαιότητες.** Για καθεμία από τις ποσότητες του Πίνακα 1, υπολογίστε πόσο μεταβάλλεται το B_s στα άκρα του εύρους της, κρατώντας τις υπόλοιπες σταθερές. Ποια κυριαρχεί;
4. Είναι η τιμή του B_s λογική; Συγκρίνετε με τυπικά πάλσαρ ακτίνων X (10^{12} – 10^{13} G) και μάγναστρα (10^{14} – 10^{15} G).

Πίνακας 1: Προϋπολογισμός αβεβαιοτήτων για το B_s .

Ποσότητα	Εύρος	Επίδραση στο B_s
$\dot{\nu}$	$\pm 1\sigma$ από την προσαρμογή	
απόσταση d	εύρος τιμών στο Simbad	
ροή F_{broad}	$\pm 10\%$	
ξ	0.3–1	
M	1.4–2.8 $M_\odot$	

Κανόνες

- Το εργαστήριο ξεκινά στις 14:00· με το ακαδημαϊκό τέταρτο, το μάθημα αρχίζει αυστηρά στις 14:15. Η καθυστερημένη προσέλευση έχει συνέπειες (ενδεχομένως απουσία και επανάληψη).
- Οι εργασίες παραδίδονται εντός της προθεσμίας που θα οριστεί στο τέλος του τετραώρου (συνήθως 1 εβδομάδα). Η εκπρόθεσμη παράδοση συνεπάγεται βαθμολογική ποινή.
- Μπορείτε να συζητάτε με συναδέλφους τα βήματα, τις ερμηνείες και τα προβλήματα της ανάλυσης. Ωστόσο, για να ωφεληθείτε από το εργαστήριο, το προγραμματιστικό κομμάτι (notebook) πρέπει να το δουλέψετε όσο πιο ανεξάρτητα μπορείτε, και κάθε φοιτητής/τρια ολοκληρώνει τα βήματα στο δικό του/της notebook.
- **Χρήση εργαλείων τεχνητής νοημοσύνης:** Επιτρέπεται η χρήση εργαλείων TN (π.χ. ChatGPT, Claude) και του διαδικτύου για βοήθεια στον κώδικα. Το κείμενο της εργασίας, οι υπολογισμοί και η ερμηνεία των αποτελεσμάτων πρέπει να είναι δικά σας. Δηλώστε σύντομα (π.χ. σε υποσημείωση) αν και πώς χρησιμοποιήσατε τέτοια εργαλεία. Να είστε έτοιμοι να εξηγήσετε προφορικά κάθε βήμα της εργασίας σας.
- Η εργασία γράφεται ατομικά, χωρίς αντιγραφή περιεχομένου (αριθμών, εικόνων, κειμένου) από άλλες εργασίες. Περί λογοκλοπής: <https://eclass.uoa.gr/modules/document/file.php/PHS387/plagiarism%20AUTH.pdf>

Εργασία για το σπίτι

Μορφή και περιεχόμενο:

- **Έκταση:** έως 2 σελίδες (11–12 pt). Δεν χρειάζεται θεωρία· αν όμως χρησιμοποιείτε μια αναλυτική σχέση, γράψτε την και εξηγήστε τους όρους. Δεν χρειάζεται να παραδώσετε κώδικα.
- **Απαραίτητα σχήματα:** (I) περιοδόγραμμα (αποτελέσματα αναζήτησης περιόδου), ιδανικά για περισσότερα από ένα τμήματα· (II) εξέλιξη της συχνότητας (ή της περιόδου) με τον χρόνο για την παρατήρηση NuSTAR, με το μοντέλο της προσαρμογής. Μπορείτε να προσθέσετε όποιο άλλο σχήμα κρίνετε χρήσιμο. **Όλα τα σχήματα πρέπει να έχουν λεζάντα, μονάδες στους άξονες και αναφορά στο κείμενο.**
- **Θεωρία:** μπορείτε να χρησιμοποιήσετε απευθείας τη σχέση [7] για το B_s (μπορείτε να επιβεβαιώσετε με πράξεις την ορθότητά της), αρκεί να εξηγήσετε κάθε όρο της σχέσης στην εργασία σας.
- **Αποτελέσματα:** ο ρυθμός $\dot{\nu}$ (και $\dot{P}$) με το σφάλμα του, η $\dot{m}$, και ως τελικό αποτέλεσμα το B_s με την αβεβαιότητά του. Διαχωρίστε, όπου γίνεται, το στατιστικό σφάλμα από τη συστηματική αβεβαιότητα. Είναι η τιμή του B_s λογική· Συγκρίνετε με τυπικές τιμές για πάλσαρ ακτίνων X (10^{11} – 10^{13} G) και μάγναστρα/magnetar (10^{14} – 10^{15} G).
- **Αβεβαιότητες.** Για τις μετρήσεις σας εφαρμόζετε θεωρία σφαλμάτων (διάδοση σφαλμάτων). Στην ανάλυση όμως κάνουμε και παραδοχές ή χρησιμοποιούμε τιμές από τη βιβλιογραφία· εκεί η διάδοση σφαλμάτων μπορεί να μην εφαρμόζεται, αλλά πρέπει να αναφέρετε την επίπτωση της παραδοχής. Αν μια παράμετρος παίρνει τιμές σε ένα εύρος $[A_{\min}, A_{\max}]$, υπολογίστε πώς επηρεάζεται το τελικό αποτέλεσμα. Συμπεριλάβετε τον Πίνακα 1 του Μέρους 3. **Ποια είναι η μεγαλύτερη πηγή αβεβαιότητας·**
- **Βιβλιογραφία:** για κάθε τιμή που δεν μετρήσατε οι ίδιοι (π.χ. απόσταση, ροή), αναφέρετε την πηγή. Η αναφορά μπορεί να γίνει μέσα στο κείμενο (π.χ. «Carpano et al. 2018») ή ως υποσημείωση με URL.

Ευχαριστίες

Συγγραφέας: Γ. Βασιλόπουλος.

Επιμέλεια και σχόλια: Δέσποινα Χατζηδημητρίου & Μαρίλινα Γκόννη

Το κείμενο επιμελήθηκε με τη βοήθεια του Claude (Anthropic).

Βιβλιογραφία

- F. D. Seward & P. A. Charles, *Exploring the X-ray Universe* (Cambridge University Press).
- J. Frank, A. King & D. Raine, *Accretion Power in Astrophysics*, 3rd ed. (Cambridge University Press, 2002).
- E. M. Schlegel, *The Restless Universe: Understanding X-ray Astronomy in the Age of Chandra and Newton* (Oxford University Press).
- B. W. Carroll & D. A. Ostlie, *Εισαγωγή στη Σύγχρονη Αστροφυσική* (ελληνική έκδοση): κεφ. 7.6 (όριο Eddington), κεφ. 11 (AN και πάλσαρ); ch. 18 στην αγγλική έκδοση (προσαύξηση, ακτίνα Alfvén).
- P. Ghosh & F. K. Lamb 1979, ApJ, 234, 296 — Accretion by rotating magnetic neutron stars. III. Accretion torques and period changes in pulsating X-ray sources. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1979ApJ...234..296G/abstract>
- M. Bachetti et al. 2014, Nature, 514, 202 — discovery of the first ULX pulsar (M82 X-2). <https://arxiv.org/abs/1410.3590>
- S. Carpano et al. 2018, MNRAS, 476, L45 — discovery of pulsations in NGC 300 ULX-1: <https://arxiv.org/abs/1802.10341>
- G. Vasilopoulos et al. 2018, A&A, 620, L12 — spin evolution of NGC 300 ULX-1: <https://arxiv.org/abs/1811.11907>
- G. Vasilopoulos et al. 2019, MNRAS, 488, 5225 — spin-up, super-Eddington accretion and outflows: <https://arxiv.org/abs/1905.03740>
- K. Anastasopoulou et al. 2022, MNRAS, 513, 1400 — bolometric corrections: <https://arxiv.org/abs/2204.01749>
- A. A. Mushtukov & S. S. Tsygankov — review of highly magnetised accreting X-ray pulsars: <https://arxiv.org/abs/2204.14185>
- A. King, J.-P. Lasota & M. Middleton 2023, New Astronomy Reviews, 96, 101672 — review of ULXs. <https://arxiv.org/abs/2302.10605>
- D. A. Leahy et al. 1983, ApJ, 266, 160 (epoch folding); R. Buccheri et al. 1983, A&A, 128, 245 (Z_n^2); D. Huppenkothen et al. 2019, ApJ, 881, 39 (Stingray).