



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Πειραματικές Αποδείξεις για την Επιταχυνόμενη Διαστολή του Σύμπαντος

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του

ΟΡΕΣΤΗ Π. ΠΑΥΛΟΥ

Επιβλέπων : Αλέξανδρος Κεχαγιάς
Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2013



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Πειραματικές Αποδείξεις για την Επιταχυνόμενη Διαστολή του Σύμπαντος

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ
του
ΟΡΕΣΤΗ Π. ΠΑΥΛΟΥ

Επιβλέπων : Αλέξανδρος Κεχαγιάς
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την

(Υπογραφή)

(Υπογραφή)

(Υπογραφή)

.....
Αλέξανδρος Κεχαγιάς
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2013

(Υπογραφή)

.....
ΟΡΕΣΤΗΣ Π. ΠΑΥΛΟΥ

Διπλωματούχος Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών Ε.Μ.Π.

© 2013 – All rights reserved

Περίληψη

Από την ανακάλυψη του διαστέλλοντος σύμπαντος, το 1927, από τον Lemaitre (και τον εμπειρικό νόμο του Edwin Hubble), μέχρι σήμερα, γίνεται μια έντονη προσπάθεια από τους Κοσμολόγους να δημιουργήσουν ένα πλήρες επιστημονικό μοντέλο του Σύμπαντος, το οποίο θα περιγράφει την αρχή, την εξέλιξη και την κατάληξή του. Η παρούσα διπλωματική εργασία ασχολείται με την περισυλλογή και την παράθεση των ερευνητικών αποτελεσμάτων και δεδομένων των μελετών των τελευταίων 20 χρόνων και των επιπλοκών τους σε Κοσμολογικά Μοντέλα. Ιδιαίτερα θα εξετασθούν τα συμπεράσματα από τις μετρήσεις για την επιταχυνόμενη διαστολή του Σύμπαντος, η κατάληξή του, καθώς και το φαινόμενο της Σκοτεινής Ενέργειας. Συγκεκριμένα θα παρατεθούν τα αποτελέσματα των ερευνητικών αποστολών του δορυφόρου WMAP, οι παρατηρήσεις Υπερκαινοφανών Τύπου 1A, τα φαινόμενα του Ασθενούς Βαρυτικού Εστιασμού (Weak Gravitational Lensing) και των Βαρυονικών Ακουστικών Ταλαντώσεων (BAO), καθώς και τα πρώτα δεδομένα της συνεχιζόμενης μελέτης του διαστημικού σκάφους Planck. Επίσης, θα ασχοληθούμε με το πρόγραμμα συνεργασίας “Dark Energy Survey” (DES), το οποίο αποσκοπεί στη συγκέντρωση των δεδομένων των παραπάνω πειραμάτων για καλύτερη μελέτη της επιταχυνόμενης διαστολής του Σύμπαντος, ενώ, θα γίνει και μια αναφορά στα μελλοντικά πειράματα και μελέτες που αφορούν το παρόν αντικείμενο. Τέλος, αναλύοντας τα δεδομένα και τη σημασία τους, τόσο στις σταθερές του Σύμπαντος, όσο και στην εξέλιξή του, θα εξετασθούν οι συνέπειες στα διάφορα προτεινόμενα Κοσμολογικά Μοντέλα.

Abstract

Since the discovery of the expansion of the Universe, in 1927, by Lemaitre (and the empirical law of Edwin Hubble), to date, a big effort has been made from Cosmologists to create a full scientific model of the Universe, which will be able to describe its beginning, its evolution and its eventual fate. This dissertation deals with the collection and exposition of research results and data from various studies, performed in the last 20 years, and their complications in Cosmological Models. Particularly, the results of the measurements for the accelerated expansion of the Universe, its fate, as well as the phenomenon of dark energy are presented and examined. More specifically, cited are the results of the satellite mission WMAP, the observations of Type 1A Supernovae, the phenomena of Weak Gravitational Lensing and Baryonic Acoustic Oscillations (BAO), as well as the first data results of the ongoing mission of the Planck spacecraft. We shall also present the collaborative project "Dark Energy Survey" (DES), which aims to help collect the data of the aforementioned experiments, to better study the accelerating expansion of the universe, after which a reference of future experiments and studies on the presented subject will be made. Finally, analyzing the data and their significance on both the constants of the Universe and its evolution, we shall examine the effects on various proposed Cosmological Models .

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Περίληψη/Abstract.....	5
------------------------	---

ΜΕΡΟΣ Α'

Μαθηματική – Θεωρητική Εισαγωγή

1)Εισαγωγή.....	13
1.1)Ιστορική Αναδρομή.....	13
1.2)Εισαγωγή στη Γενική Θεωρία της Σχετικότητας.....	14
1.3)Κοσμολογικό Μοντέλο του Big Bang.....	20
1.4)Η διαστολή του Σύμπαντος.....	21

ΜΕΡΟΣ Β'

Πειραματικά Δεδομένα

2)Αποστολές/Μετρήσεις.....	33
2.1)Εισαγωγικά.....	33
2.2)CMBR.....	36
2.2.1)Ανακάλυψη του CMB.....	36
2.2.2)Οι αποστολές COBE-WMAP.....	40
2.2.3)Μετρήσεις και Ανακαλύψεις WMAP.....	47
2.3)Υπερκαινοφανής Τύπου 1A.....	56
2.3.1)Είδη Υπερκαινοφανών Αστέρων.....	56
2.3.2)Υπερκαινοφανείς Τύπου Ia.....	61
2.3.3)Ερευνητικές Ομάδες (High-z και SCP).....	64
2.3.4)Ευρήματα-Μετρήσεις.....	65
2.4)Weak Gravitational Lensing.....	70
2.4.1)Βαρυτικός Εστιασμός.....	70
2.4.2)Ασθενής Βαρυτικός Εστιασμός.....	73
2.4.3)Κοσμολογικές Επιπτώσεις.....	77
2.5)Βαρυονικές Ακουστικές Ταλαντώσεις.....	79
2.5.1)Μέθοδος Ανίχνευσης.....	79
2.5.2)Έρευνες και Αποτελέσματα.....	82
2.6)Διαστημικό Σκάφος Planck.....	87
2.6.1) Η αποστολή.....	87
2.6.2) Παρατηρήσεις – Αποτελέσματα.....	92
2.7)Τρέχουσες και Μελλοντικές Αποστολές.....	97
2.7.1)Dark Energy Survey.....	97
2.7.2)PanSTARRS.....	99
2.7.3)Μελέτες για τη Σκοτεινή Ενέργεια.....	101

ΜΕΡΟΣ Γ'

Κοσμολογικά Μοντέλα

3)Κοσμολογικά Μοντέλα Σκοτεινής Ενέργειας.....	105
3.1)Μοντέλο Λ CDM.....	105
3.2)Κοσμολογική Σταθερά – Λ	108
3.3)Quintessence.....	111

3.4)K-Essence.....	116
3.5)Συνδυαζόμενη Σκοτεινή Ενέργεια.....	122
3.6)Ενοποιημένη Σκοτεινή Ενέργεια και Ύλη.....	129
3.7)Τροποποιημένη Βαρύτητα $f(R)$	131
3.8)Μοντέλο DGP.....	134
3.9)Ανομοιογενές Μοντέλο LTB.....	139
4)Συμπεράσματα.....	141
4.1)Σύνοψη.....	141
4.2)Επίλογος.....	144
Βιβλιογραφία.....	146

Μέρος Α'

***ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ -ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ
ΕΙΣΑΓΩΓΗ***

1. Εισαγωγή

Ας ξεκινήσουμε με μια σύντομη ιστορική αναδρομή των σημαντικότερων γεγονότων που σχετίζονται με την ανάπτυξη της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας και του μοντέλου του Big Bang. Στη συνέχεια θα γίνει μια πλήρως θεωρητική εισαγωγή διαφόρων εννοιών που σχετίζονται με το αντικείμενο, ενώ θα ακολουθήσει η παρουσίαση μαθηματικών εργαλείων και όρων, καθώς και ανάπτυξη των κοσμολογικών αρχών, θεωριών και μοντέλων.

1.1 Ιστορική Αναδρομή

Η κοσμολογία είναι η επιστημονική μελέτη του σύμπαντος ως ένα ενιαίο σύνολο, και ασχολείται με τη δημιουργία, την εξέλιξη και την κατάληξη του σύμπαντος.

Σήμερα, βασίζεται καθαρά στην παρατήρηση και σε επιστημονικές πειραματικές μεθόδους. Όμως η ιδέα της κοσμολογίας ξεκίνησε από την Φιλοσοφία που αναπτύχθηκε από αρχαίους πολιτισμούς σε μια προσπάθεια να εξηγήσουν την ύπαρξη και την συμπεριφορά του κόσμου γύρω τους (εξού και η ονομασία). Πολλοί μεγάλοι αρχαίοι πολιτισμοί όπως οι Έλληνες, οι Αιγύπτιοι, οι Βαβυλώνιοι και οι Κινέζοι από τη μια δημιούργησαν μύθους για να δικαιολογήσουν την ύπαρξή τους, αλλά από την άλλη, παράλληλα, άνθισε η Φυσική Φιλοσοφία, μέσα από την οποία εμφανίστηκαν οι πρώτοι αστρονόμοι. Τρανταχτά παραδείγματα είναι ο Ερατοσθένης ο Κυρηναίος (276-196 π.Χ.), ο οποίος κατάφερε να μετρήσει την περιφέρεια της Γης με σφάλμα ~300 km μετρώντας τη διαφορά στο ύψος της σκιάς που δημιουργούσε ο Ήλιος σε δύο διαφορετικές περιοχές στην Αίγυπτο, και ο Αρίσταρχος ο Σάμιος (310 – 230 π.Χ.), ο οποίος πρώτος πρότεινε το ηλιοκεντρικό μοντέλο και υπολόγισε τις αποστάσεις Γης – Σελήνης και Γης – Ήλιου καθώς και το λόγο των ακτινών τους.

Η φιλοσοφική ιδέα της κοσμολογίας σε συνδιασμό με την αστρονομία επανήλθε με την Αναγέννηση, όπου οι επιστήμονες είναι πλέον καλύτερα εξοπλισμένοι για πειραματική μελέτη. Μια νέα γενιά επιστημόνων, από τα πιο λαμπρά μυαλά που έζησαν ποτέ, παίρνει τα ηνία: ο Κοπέρνικος, ο Κέπλερ, ο Γαλιλαίος, ο Νεύτωνας αλλά και πολλοί άλλοι επιφέρουν μια επιστημονική επανάσταση. Το πείραμα και η παρατήρηση σε συνδυασμό με τη λογική εδραιώνονται ως αναγκαία εργαλεία της Φυσικής. Αναπτύσσονται μεγάλα κεφάλαια της Φυσικής, όπως η Μηχανική, η Οπτική, ο Ηλεκτρομαγνητισμός και η Θερμοδυναμική.

Στη σύγχρονη φυσική (20ος αι.) συναντάμε τη Θεωρία της Σχετικότητας και την Κβαντομηχανική οι οποίες προσπαθούν να εξηγήσουν τους νόμους που διέπουν τα μεγάλα σώματα (Γαλαξίες, Άστρα, Πλανήτες) και τον μικρόκοσμο (Στοιχειώδη Σωματίδια, Φερμιόνια, Μποζόνια). Οι κλάδοι αυτοί ονομάστηκαν Αστροφυσική και Σωματιδιακή Φυσική, αντίστοιχα.

Έτσι, βλέπουμε τον τρόπο με τον οποίο ο άνθρωπος άρχισε να ασχολείται με μεγάλα ερωτήματα που αφορούν το σύμπαν, όπως το μέγεθος και ο τρόπος και η πορεία εξέλιξής του. Αρχικά, αντιλήφθηκε πως η Γη περιφέρεται γύρω από τον Ήλιο, και πως αυτός ο Ήλιος περιφέρεται γύρω από το κέντρο ενός Γαλαξία, και πως αυτός ο Γαλαξίας δεν είναι παρά ένας μέσος Γαλαξίας μέσα σε μια τεράστια θάλασσα από Γαλαξίες, σε ένα σύμπαν το οποίο δεν έχει κανένα “κέντρο”. Αυτό είναι που οδήγησε, μετά από πολλούς αιώνες παρατήρησης και έρευνας, στην επικρατούσα, σήμερα, θεωρία για την αρχή και την εξέλιξη του σύμπαντος, την Θεωρία της Μεγάλης Έκρηξης (Big Bang theory).

Με βάση την Θεωρία της Μεγάλης Έκρηξης, πριν από 13.7 δισεκατομμύρια χρόνια όλο το γνωστό σύμπαν δεν ήταν παρά μερικά μίλιμετρα σε διάμετρο, σε μια πολύ θερμή και πυκνή κατάσταση. Έπειτα, ακουλήθηκε μια απότομη διαστολή, ο ονομαζόμενος “Πληθωρισμός” από αυτή την κατάσταση στο πολύ πιο ψυχρό και τεράστιο σύμπαν που

παρατηρούμε σήμερα. Μπορούμε να ανιχνεύσουμε τα απομεινάρια της πρωταρχικής αυτής κατάστασης ως την Μικροκυματική Κοσμική Ακτινοβολία Υποβάθρου (Cosmic Microwave Background Radiation – CMBR), η οποία ακόμα είναι διάχυτη παντού στον ουρανό, μέσω μικροκυματικών ανιχνευτών.

Στη συνέχεια της εργασίας θα παρουσιαστεί, πρώτα, το μοντέλο του Big Bang και οι θεωρητικές του βάσεις, και έπειτα, το πώς τροποποιήθηκε αυτό από τις ανακαλύψεις και τις παρατηρήσεις του WMAP.

Εδώ θα παρουσιάσουμε κάποια μαθηματικά εργαλεία τα οποία είναι αναγκαία για την πλήρη κατανόηση των μετρήσεων των πειραμάτων και αποστολών που θα αναφερθούν στη συνέχεια. Μια πιο εκτενής ανάλυση των συμπερασμάτων που εξάγονται από τα αποτελέσματα αυτών των μελετών, θα γίνει προς το τέλος της εργασίας.

1.2 Εισαγωγή στη Γενική Θεωρία της Σχετικότητας

Σύντομα μετά τη δημοσίευση της “Ειδικής Θεωρίας της Σχετικότητας” το 1905, ο Einstein προσπάθησε να βρει τρόπο για το πώς να συμπεριλάβει τη βαρύτητα στο νέο σχετικιστικό πλαίσιο του. Ήταν προφανές πλέον, πως η Νευτώνια εξήγηση της βαρύτητας δεν μπορούσε να “επιβιώσει” σε σχετικιστικά πλαίσια. Κι αυτό διότι μέσω της Νευτώνιας εξίσωσης για τη βαρύτητα, θεωρούνται δύο θέσεις μαζών $r_1(t)$ και $r_2(t)$ την ίδια χρονική στιγμή:

$$F_{12} = \frac{G m_1 m_2}{|\vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t)|^2}$$

Όμως ο Einstein μέσω της Ειδικής Θεωρίας της Σχετικότητας έδειξε πως για διαφορετικά σώματα σε διαφορετικά συστήματα αναφοράς, ο ταυτόχρονος επίσης διαφέρει. Ενώ ο Νεύτωνας, με τη θεωρία της βαρύτητάς του, προβλέπει πως το ίδιο αδρανειακό σύστημα ισχύει για όλους τους παρατηρητές σε ένα απόλυτο χώρο, ο Einstein έδειξε πως για διαφορετικούς παρατηρητές ισχύουν διαφορετικά συστήματα αναφοράς στο χώρο. Άρα, η έννοια του χώρου αλλάζει: δεν αποτελεί πλέον ένα απόλυτο, αφηρημένο μαθηματικό μέγεθος, αλλά είναι μια οντότητα με εσωτερική δομή. Ένα άλλο συμπέρασμα είναι πως ο χώρος δεν μπορεί να καθοριστεί παρά μόνο σε όρους μέτρησης αποστάσεων μεταξύ σωμάτων, αφού δεν έχει καθοριστεί ποτέ μια μέθοδος ανίχνευσής της ύπαρξής του χωρίς τη χρήση τέτοιων μετρήσεων.

Έτσι καταλήγουμε στην *γενική αρχή της σχετικότητας*: Όλοι οι φυσικοί νόμοι μπορούν να εκφραστούν με μορφές ανεξάρτητες από το εκάστοτε σύστημα αναφοράς. Όλοι οι παρατηρητές θεωρούνται ισότιμοι και θα καταλήγουν σε πανομοιότυπα συμπεράσματα για την εξέλιξη ενός φυσικού συστήματος. Ή αλλιώς: *Όλα τα συστήματα αναφοράς είναι ισοδύναμα σε σχέση με τη διαμόρφωση των θεμελιωδών νόμων της φυσικής.*

Αρχή της Ισοδυναμίας

Το 1907, ένα απλό νοητικό πείραμα, που περιλάμβανε έναν παρατηρητή σε ελεύθερη πτώση, ήταν η απαρχή για την οκταετή έρευνα του Einstein πάνω στη σχετικιστική θεωρία της βαρύτητας. Η πιο σημαντική διάκριση μεταξύ Γενικής και Ειδικής Σχετικότητας είναι η “Αρχή της Ισοδυναμίας”. Για να είμαστε σε θέση να την μελετήσουμε, ας ξεκινήσουμε παραθέτοντας την ισοδυναμία μεταξύ αδρανειακής και βαρυτικής μάζας. Αρχικά εφαρμόζουμε την ίδια δύναμη σε διαφορετικές μάζες, μετρώντας τις αντίστοιχες επιταχύνσεις:

$$F = M_1 a_1 = M_2 a_2 \rightarrow \frac{M_2}{M_1} = \frac{a_1}{a_2}$$

Επίσης έχουμε τη δύναμη που ασκείται βαρυτικά σε ένα σώμα μάζας M_β από τη Γη μάζας M_γ :

$$F = \frac{G M_\beta M_\gamma}{R^2} \rightarrow M_\beta = \frac{F R^2}{G M_\gamma}$$

Έστω τώρα η αδρανειακή μάζα M_a ενός σώματος, το οποίο επιταχύνεται με πτώση κοντά στην επιφάνεια της Γης. Για δύο σώματα (1 και 2) έχουμε:

$$M_{a1} \alpha_1 = \frac{G M_{\beta1} M_\gamma}{R^2} \text{ και } M_{a2} \alpha_2 = \frac{G M_{\beta2} M_\gamma}{R^2}$$

Διαιρώντας κατά μέλη τις δύο εξισώσεις παίρνουμε:

$$\frac{M_{a1} \alpha_1}{M_{a2} \alpha_2} = \frac{M_{\beta1}}{M_{\beta2}} \rightarrow \frac{M_{a1}}{M_{\beta1}} = \frac{M_{a2}}{M_{\beta2} \alpha_1}$$

Στο κενό όμως, όλα τα σώματα πέφτουν με την ίδια επιτάχυνση, όπως έχει διαπιστωθεί πειραματικά (ένα ενδιαφέρον πείραμα αποτελεί η ελεύθερη πτώση του σφυριού και του φτερού - “Hammer and Feather” - που διενεργήθηκε στη Σελήνη). Άρα $\alpha_1 = \alpha_2$ και καταλήγουμε στο λόγο αδρανειακής μάζας προς τη μάζα βαρύτητας:

$$\frac{M_{a1}}{M_{\beta1}} = \frac{M_{a2}}{M_{\beta2}}$$

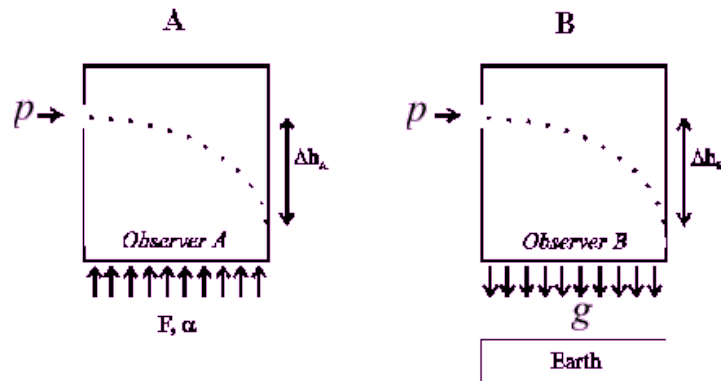
Συμπεραίνουμε λοιπόν, πως ο λόγος αυτός είναι σταθερός, που σημαίνει ότι καταλήξαμε στην ισοδυναμία αδρανειακής και βαρυτικής μάζας.

Μπορούμε εύκολα να δούμε την ισοδυναμία δυναμικής επιτάχυνσης (a) με την βαρυτική επιτάχυνση (g):

$$F = ma = G \frac{Mm}{R^2} \rightarrow a = g \text{ όπου } g = G \frac{M}{R^2}$$

Αυτό αποτελεί και την **Αρχή της Ισοδυναμίας**. Η σημασία αυτής της έννοιας για τον Einstein αποτέλεσε, όπως εξομολογήθηκε ο ίδιος “την ευτυχέστερη ιδέα” της ζωής του. Και η σπουδαιότητα αυτής της αρχής είναι πράγματι τεράστια. Διότι, με αυτό το απλό νοητικό πείραμα, ο Einstein δείχνει πως η βαρυτική επίδραση σε ένα σώμα δεν μπορεί να θεωρηθεί τίποτα περισσότερο από μια απλή επιτάχυνση. Ένα σώμα σε ελεύθερη πτώση, κατ' επέκταση, μπορεί να θεωρηθεί ακίνητο, ενώ το έδαφος (Γη) να θεωρηθεί ότι κινείται προς αυτό το σώμα με την ίδια επιτάχυνση.

Φυσικό επακόλουθο αυτής της ιδιότητας, αποτελεί το φαινόμενο κάμψης της τροχιάς του φωτός (φωτονίου) από ένα αρκετά ισχυρό βαρυτικό πεδίο. Για τη σύλληψη αυτού του φαινομένου ας θεωρήσουμε το εξής νοητικό πείραμα: Ένας παρατηρητής που βρίσκεται μέσα σε ένα ανελκυστήρα ο οποίος περιέχει 2 σχισμές (μία στα δεξιά και μία στα αριστερά του), και επιταχύνεται με μεγάλη επιτάχυνση, η οποία αντιστοιχεί σε μεγάλη βαρυτική επιτάχυνση. Επομένως τα φωτόνια που εισέρχονται στον ανελκυστήρα από αριστερά, για αρκετά μεγάλη επιτάχυνση (βαρύτητα) δεν θα μπορέσουν να εξέλθουν από τα δεξιά. Αυτό το φαινόμενο για το σύστημα αναφοράς του παρατηρητή (ο οποίος επιταχύνεται με τον ανελκυστήρα), παρατηρείται σαν κάμψη της τροχιάς των φωτονίων. Συμπερασματικά, μεγάλα βαρυτικά πεδία μπορούν να προκαλέσουν ακόμα και κάμψη της ίδιας της τροχιάς του φωτός. Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται το νοητικό πείραμα αυτό:



Πέρα όμως από αυτό το νοητικό πείραμα, έχουν γίνει αρκετές παρατηρήσεις/πειράματα για την επιβεβαίωση της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας και των ιδιοτήτων και επιπτώσεών της. Δύο τέτοια πειράματα, τα οποία έγιναν αρχικά, είναι τα ακόλουθα:

(α) Εκτροπή της τροχιάς φωτονίων από το βαρυντικό πεδίο του Ήλιου: Ο Arthur Eddington ανέλαβε μια ερευνητική αποστολή η οποία έλαβε χώρα κατά την Ηλιακή έκλειψη στις 29 του Μάη 1919 στο νησί Πρίνσιπε κοντά στην Αφρική. Κατά την μελέτη του αυτή παρατήρησε φαινόμενο εκτροπής γωνίας φ :

$$\varphi \approx \tan \varphi \approx \frac{|u_x|}{c} \approx \frac{2GM_{\text{Ήλιου}}}{R_{\text{Ήλιου}} c^2} \quad \text{όπου } u_x = \text{ταχύτητα φωτονίων κάθετα στην κίνησή τους}$$

(β) Μετατόπιση του περιηλίου του Ερμή: Ένα από τα μεγαλύτερα προβλήματα που αντιμετώπισε η βαρυντική θεωρία του Νεύτωνα μπορούσε τώρα να εξηγηθεί με τη χρήση της ΓΘΣ. Το παρατηρήσιμο περιήλιο του Ερμή έδειχνε μεγάλες ασυνάφειες με την μέχρι τότε επικρατούσα Νευτώνεια βαρύτητα, η οποία προέβλεπε διαφορά στην γωνία της τροχιάς κατά 43" [λεπτά της μοίρας]. Η ΓΘΣ έρχεται να προσθέσει τη διαφορά αυτή και να καλύψει το σφάλμα στις μετρήσεις, θεωρώντας το λόγο u^2/c^2 ως μη-μηδενικό και ίσο με 2.6×10^{-8} . Η διόρθωση στη διαφορά της παρατηρούμενης γωνίας γίνεται μέσω του:

$$\delta\theta = 2\pi \frac{u^2}{c^2}$$

Από την δημοσίευση της ΓΘΣ από τον Einstein το 1915 μέχρι σήμερα έχουν γίνει πολλά ακόμα πειράματα και μετρήσεις, οι οποίες επιβεβαιώνουν τις προβλέψεις της. Η σημασία της ΓΘΣ, τόσο σε επιστημονικό/πρακτικό επίπεδο, όσο και σε φιλοσοφικό, είναι αναμφισβήτητα τεράστια.

Εξίσωση Πεδίου Einstein

Ας μελετήσουμε τώρα το πώς περιγράφει η Γενική Θεωρία της Σχετικότητας τη βαρύτητα. Στη Νευτώνεια βαρύτητα, η περιγραφή της βαρύτητας γίνεται με τις παρακάτω εκφράσεις:

$$\alpha = -\nabla \Phi \quad \nabla^2 \Phi = 4\pi G\rho$$

Η αριστερά, αποτελεί την έκφραση για την επιτάχυνση ενός σώματος υπό βαρυντικό δυναμικό και περιγράφει το πως ένα βαρυντικό πεδίο επηρεάζει τη συμπεριφορά της ύλης, ενώ, στα δεξιά, η διαφορική έκφραση του Poisson για το δυναμικό συναρτήσει της πυκνότητας μάζας και της βαρυντικής σταθεράς του Νεύτωνα αποτελεί την περιγραφή του πως η ύλη καθορίζει το

βαρυτικό πεδίο.

Για τη γενίκευση των φυσικών νόμων από τον επίπεδο στον καμπύλο χωροχρόνο όμως, χρησιμοποιείται η αρχή του “minimal-coupling”. Η αρχή αυτή διέπεται από την ακόλουθη μεθοδολογία:

(α) Θεωρούμε ένα φυσικό νόμο, ο οποίος ισχύει σε αδρανειακές συντεταγμένες του επίπεδου χωροχρόνου

(β) Εξάγουμε την τανυστική του μορφή (αναλλοίωτη)

(γ) Συμπερασματικά, ο νόμος αυτός παραμένει αληθής στον καμπύλο χωροχρόνο

Από τις πιο πάνω εξισώσεις του Νεύτωνα, η δεύτερη (διαφορική εξ. Poisson) υποδεικνύει ότι το βαρυτικό πεδίο είναι υπολογίσιμο όταν είναι γνωστή η κατανομή ύλης στο χωροχρόνο.

Έτσι αναζητούμε μια τανυστική ποσότητα που να περιγράφει την κατανομή της ύλης σε οποιοδήποτε σύστημα αναφοράς στο χωροχρόνο. Μια τέτοια ποσότητα αποτελεί ο **τανυστής ορμής-ενέργειας (Stress-Energy Tensor)**:

$$T_{\mu\nu} = g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} T^{\alpha\beta}$$

ο οποίος έχει τη μορφή:

$$T^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} \rho c^2 & E v_x & E v_y & E v_z \\ P_x & T_{xx} & P_x v_y & P_x v_z \\ P_y & P_y v_x & T_{yy} & P_y v_z \\ P_z & P_z v_x & P_z v_y & T_{zz} \end{bmatrix}$$

όπου:

ρc^2 : Πυκνότητα Ενέργειας – Μάζας

P^m : Πυκνότητα Ορμής

$E u^m$: Πυκνότητα Ροής Ενέργειας

$P^m u^m$: Πυκνότητα Ροής Ορμής

T^m : Πυκνότητα Κινητικής Ενέργειας κατά άξονα

Ο τανυστής αυτός επίσης έχει μηδενική απόκλιση:

$$\partial_\nu T_{\mu\nu} = 0$$

και συσχετίζεται με τον **μετρικό τανυστή** $g_{\mu\nu}$ (επίσης μηδενικής απόκλισης), έτσι ώστε να ισχύει:

$$T^{\mu\nu} = \kappa g^{\mu\nu}$$

όπου το κ = σταθερά. Αυτό όμως υπονοεί το ότι, για ένα σημείο με μηδενική μάζα και ενέργεια θα λαμβάνουμε $T^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = 0$, κάτι το οποίο δεν ισχύει. Επίσης, μέσω της ανάγκης για μια προσεγγιστική (πλέον) ερμηνεία του νόμου της βαρύτητας από τη διαφορική έκφραση του Poisson, επιβάλλεται η ύπαρξη ενός συναλλοίωτου τανυστή δεύτερης τάξεως, ο οποίος να περιλαμβάνει παραγώγους δευτέρας τάξεως του $g_{\mu\nu}$ και μηδενική απόκλιση για $T^{\mu\nu}$. Μια τέτοια ποσότητα βρίσκουμε στον τανυστή **Riemann $R^{\mu\nu}$** , ο οποίος κατασκευάζεται από τα σύμβολα Christoffel και τις πρώτες παραγώγους τους. Για τον τανυστή αυτό ισχύει:

$$\partial_\nu R^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \partial_\mu R$$

όπου το R = *βαθμωτή καμπυλότητα (βαθμωτή Ricci)*. Μετά από καταβίβαση δεικτών πέρνουμε τη μορφή:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\kappa T_{\mu\nu}$$

Θέτοντας ως $T_{00} = \rho$ και $g_{00} = -(1+2\Phi)$ συμπεραίνουμε ότι λαμβάνουμε την τη διαφορική έκφραση του Poisson, άρα οδηγούμαστε ορθώς στη Νευτώνεια βαρύτητα. Άρα ο έλεγχος της έκφρασης είναι επιτυχής. Μέσω αυτής της κανονικοποίησης λαμβάνουμε την **Εξίσωση**

Πεδίου του Einstein, η οποία εκφράζει το πώς η καμπυλότητα του χωροχρόνου αντιδρά στην παρουσία ενέργειας και ορμής:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

Κοσμολογική Σταθερά

Μια ενδιαφέρουσα πιθανότητα εμφανίστηκε σχεδόν αμέσως μέσω της φύσης της εξίσωσης πεδίου του Einstein: Ενώ στη μη-βαρυτική φυσική μετρήσιμες είναι μόνο οι μεταβολές των ενεργειακών καταστάσεων, στη βαρύτητα μας ενδιαφέρει η τιμή της ενέργειας (όχι μόνο οι μεταβολές). Άρα υποδεικνύεται η πιθανότητα ύπαρξης μιας **ενέργειας κενού**, μια χαρακτηριστική πυκνότητα ενέργειας που υπάρχει στον κενό χώρο. Μια τέτοια πυκνότητα ενέργειας δεν θα πρέπει να έχει προτιμώμενη κατεύθυνση στο χώρο (αναλλοίωτη). Έτσι θα πρέπει να επιδεικνύεται αναλλοίωτη σε μετασχηματισμό Lorentz. Ο τανυστής $T_{\mu\nu}$, τότε θα πρέπει:

$$T^{(vac)}_{\mu\nu} = -\rho_{vac} g_{\mu\nu}$$

Σε σύγκριση με τον τανυστή ορμής-ενέργειας τέλειου ρευστού: $T_{\mu\nu} = (\rho + p)U_\mu U_\nu + pg_{\mu\nu}$, σε τέλειο ρευστό στο κενό, έχουμε ισότροπη πίεση: $p_{vac} = -\rho_{vac}$. Διαχωρίζοντας την εξίσωση πεδίου του Einstein στο μέρος ύλης και το μέρος κενού:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G (T_{\mu\nu(M)} - \rho_{vac} g_{\mu\nu})$$

Ο Einstein, μετά την δημοσίευση της ΓΘΣ, επιχείρησε να προσθέσει ένα όρο τον οποίο ονόμασε “**Κοσμολογική Σταθερά**”, έτσι ώστε να δικαιολογήσει τα μέχρι τότε δεδομένα, που ήθελαν το Σύμπαν να είναι στατικό. Ο ίδιος, αργότερα, αποκάλεσε αυτή του την κίνηση ως το μεγαλύτερο του σφάλμα (“biggest blunder”). Παρότι η μεθοδολογία του Einstein ήταν λανθασμένη και τα κίνητρά του εσφαλμένα, η επιπρόσθετη αυτή κοσμολογική σταθερά ήρθε να γίνει ένας από τους ισχυρότερους υποψήφιους για τη φύση της, παρατηρούμενης από πολλά πειράματα μέχρι σήμερα (τα οποία ακολουθούν στο Μέρος Β'), Σκοτεινής Ενέργειας, με τη μορφή αυτής της ενέργειας κενού! Η γενική μορφή της Εξίσωσης Πεδίου του Einstein συμπεριλαμβανομένου του όρου της “Κοσμολογικής Σταθεράς – Λ ” έχει ως εξής:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

Τελικά παρατηρούμε πως η Κοσμολογική Σταθερά ισούται με την εισαγωγή μιας πυκνότητας κενού (προηγούμενη εξίσωση):

$$\rho_{vac} = \frac{\Lambda}{8\pi G}$$

Η ύπαρξη, η μορφή και η φύση αυτής της σταθεράς, θα μελετηθούν προς το τελευταίο μέρος της εργασίας (Μέρος Γ'), σε ένα πλαίσιο παρουσίασης των συμπερασμάτων που εξάγονται από τις έρευνες που διεξήχθησαν μέχρι σήμερα πάνω στο αντικείμενο (Μέρος Β').

Λύσεις Schwarzschild

Η λύση των εξισώσεων του Einstein προϋποθέτει φυσικές παραδοχές, όπως το ότι η πηγή του πεδίου έχει σφαιρική ή αξονική συμμετρία και ότι ο χωροχρόνος σε μεγάλες αποστάσεις από την πηγή είναι επίπεδος. Ίσως την πιο σημαντική λύση των εξισώσεων αυτών από τον Schwarzschild διέπεται από σφαιρική συμμετρία και στατικότητα.

Για την κατασκευή αυτών των λύσεων επιβάλλεται πρώτα να γίνουν κάποιες υποθέσεις/παραδοχές σε χωροχρόνο συντεταγμένων (r, θ, ϕ, t) :

- (α) Ο χωροχρόνος να είναι σφαιρικά συμμετρικός, έτσι ώστε οι συντελεστές της μετρικής να παραμένουν αναλλοίωτοι κατά την αναστροφή των περιστροφών (θ σε $-\theta$ και φ σε $-\varphi$).
- (β) Ο χωροχρόνος να είναι στατικός, έτσι ώστε οι συντελεστές της μετρικής να παραμένουν αναλλοίωτοι σε χρονική αναστροφή (t σε $-t$).
- (γ) Μια λύση κενού που να ικανοποιεί το $T_{\alpha\beta} = 0$.
- (δ) Η μετρική να ακολουθεί την ταυτότητα: $(-, +, +, +)$.

Με βάση τις πρώτες δύο παραδοχές, παίρνουμε τους εξής μετασχηματισμούς (χρονικό και συντεταγμένων):

$$g'_{\mu 4} = g_{\mu 4} = -g_{\mu 4} = 0 \quad (\mu \neq 4) \quad \text{ομοίως: } g_{\mu 3} = 0 \quad (\mu \neq 3) \quad \text{και } g_{\mu 2} = 0 \quad (\mu \neq 2)$$

όπου θεωρήθηκε η αντιστοιχία $(r, \theta, \varphi, t) = (1, 2, 3, 4)$. Άρα η μετρική πρέπει να γράφεται στη μορφή:

$$ds^2 = g_{11} dr^2 + g_{22} d\theta^2 + g_{33} d\varphi^2 + g_{44} dt^2$$

όπου οι 4 συντελεστές της μετρικής είναι ανεξάρτητοι της συντεταγμένης χρόνου t .

Ακολουθώντας προσπαθούμε να απλοποιήσουμε τους συντελεστές αυτούς. Σε μια υπερεπιφάνεια, με σταθερά τα t , θ και φ , ο συντελεστής g_{11} της χωρικής συντεταγμένης r θα πρέπει να εξαρτάται μόνο από το r . Επιδιώκουμε κάτι παρόμοιο και για τον συντελεστή g_{44} . Όμως σε υπερεπιφάνειες σταθερών t και r , επιβάλλεται η μετρική να είναι αυτή μιας 2-σφαίρας: $d\mathbf{l}^2 = r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)$. Άρα μέχρι τώρα έχουμε τα εξής:

$$g_{11} = A(r) \quad g_{44} = B(r) \quad g_{22} = r^2 \quad g_{33} = r^2 \sin^2 \theta$$

και η προτεινόμενη μετρική:

$$ds^2 = A(r) dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + B(r) dt^2$$

Ας επιχειρήσουμε τώρα να βρούμε τα $A(r)$ και $B(r)$. Σε αυτό θα μας βοηθήσουν τα **σύμβολα Christoffel**. Τα σύμβολα αυτά είναι πίνακες πραγματικών αριθμών που περιγράφουν, σε συντεταγμένες, τα αποτελέσματα των παράλληλων μεταφορών σε καμπύλες επιφάνειες και, γενικότερα, πολλαπλότητες. Εδώ χρησιμοποιούμε τα εξής σύμβολα με την αντιστοιχία $(0, 1, 2, 3) = (t, r, \theta, \varphi)$:

$$\Gamma_{ik}^0 = \begin{bmatrix} A'/(2A) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -r/A & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r \sin^2 \theta / A & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -B'/(2A) \end{bmatrix} \quad \Gamma_{ik}^1 = \begin{bmatrix} 0 & 1/r & 0 & 0 \\ 1/r & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sin \theta \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\Gamma_{ik}^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1/r & 0 \\ 0 & 0 & \cot \theta & 0 \\ 1/r & \cot \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \Gamma_{ik}^3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & B'/(2B) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ B'/(2B) & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Για την επίλυση των $A(r)$ και $B(r)$ ακολουθούμε τις εξισώσεις κενού πεδίου: $\mathbf{R}_{\alpha\beta} = \mathbf{0}$, και επιβάλλοντας την προσέγγιση Ασθενούς-πεδίου από τις Νευτώνιες λύσεις, τελικά λαμβάνουμε:

$$A(r) = \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)^{-1} \quad \text{και} \quad B(r) = -c^2 \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)$$

Έχουμε τώρα την τελική **μετρική Schwarzschild**:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) - c^2 \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right) dt^2$$

Ο όρος $r_s = (2Gm)/(c^2)$ αποτελεί την **ακτίνα Schwarzschild**, η οποία αποτελεί το όριο κατά το οποίο, εάν η μάζα ενός σφαιρικού αντικειμένου (π.χ. Άστρου) περιορίζεται σε αυτό, η ταχύτητα διαφυγής από την επιφάνειά του ισούται με την ταχύτητα του φωτός – c .

1.3 Το μοντέλο του *Big Bang*

Τις τελευταίες δεκαετίες, η ΓΘΣ έχει περάσει από μια σειρά από σκληρές δοκιμασίες. Μετά την εισαγωγή της, κάποιοι επιστήμονες, συμπεριλαμβανομένου και του Einstein, προσπάθησαν να εφαρμόσουν τη νέα βαρυτική δυναμική στο σύμπαν στο σύνολό του. Σε αυτό το σημείο απαιτείται μια υπόθεση σχετικά με το πώς η ύλη είναι κατανεμημένη στο σύμπαν. Η πιο απλή υπόθεση είναι ότι αν παρατηρήσει κάποιος τα περιεχόμενα του σύμπαντος με αρκετά κακή “όραση”, θα ήταν περίπου το ίδιο παντού και προς κάθε κατεύθυνση. Δηλαδή, η ύλη στο σύμπαν είναι ομοιογενής και ισότροπη, κατά μέσο όρο σε πολύ μεγάλες κλίμακες. Αυτό ονομάζεται η **Κοσμολογική Αρχή**. Αυτή η υπόθεση δοκιμάζεται συνεχώς, καθώς παρατηρείται συνεχώς η κατανομή των γαλαξιών σε όλο και μεγαλύτερες κλίμακες. Η μικροκυματική κοσμική ακτινοβολία υποβάθρου (CMBR), η θερμότητα σαν απομεινάρια από το Big Bang, έχει μια θερμοκρασία η οποία είναι εξαιρετικά ομοιόμορφη στο σύνολο του ουράνιου χάρτη. Το γεγονός αυτό υποστηρίζει σθεναρά την άποψη ότι το αέριο που εξέπεμψε αυτή την ακτινοβολία, πολύ καιρό πριν, ήταν πολύ ομοιόμορφα κατανεμημένο.

Αυτές οι δύο ιδέες (Γενική Σχετικότητα και Κοσμολογική Αρχή) αποτελούν το σύνολο της θεωρητικής βάσης για την κοσμολογία του Big Bang, οδηγώντας σε πολύ συγκεκριμένες προβλέψεις για παρατηρήσιμες ιδιότητες του σύμπαντος. Το μοντέλο μιας Θερμής Μεγάλης Έκρηξης, προβλέπει ότι το Σύμπαν προήλθε από ένα απειροελάχιστο σημείο άπειρης θερμοκρασίας και πυκνότητας, και διαστάληκε ομοιόμορφα (Κοσμολογική Αρχή) σε μεγάλες κλίμακες, ενώ ταυτόχρονα ψύχθηκε. Αυτό το μοντέλο αποτελεί μέχρι σήμερα το πιο επιτυχημένο και μελετημένο μοντέλο, αφού προβλέπει τις πιο κάτω παρατηρήσεις:

- (α) Την ύπαρξη της ακτινοβολίας του CMB
- (β) Τη διαστολή του Σύμπαντος (Hubble)
- (γ) Η ηλικία του Σύμπαντος είναι συγκρίσιμη με την ηλικία των αντικειμένων μέσα σε αυτό
- (δ) Εξηγεί ικανοποιητικά την ανάπτυξη της δομής στο Σύμπαν
- (ε) Την αυθονία των ελαφρών στοιχείων στο Σύμπαν (όπως π.χ. Ήλιο, Υδρογόνο σε μορφή Δευτερίου, Λίθιο)

1.4 Η διαστολή του Σύμπαντος

Σύμφωνα με τις παρατηρήσεις ότι το Σύμπαν εμφανίζεται να είναι κατά προσέγγιση ομογενές και ισότροπο σε κλίμακες μεγαλύτερες των μερικών εκατοντάδων Megaparsecs, η κατανομή των γαλαξιών και της ακτινοβολίας μπορεί να προσεγγιστεί ως ένα *Κοσμολογικό Τέλειο Ρευστό*, το οποίο περιέχει ως “σωματίδια” τους διάφορους γαλαξίες κλπ. Η ανακάλυψη από τον Edwin Hubble το 1929 της διαστολής του Σύμπαντος, σήμαινε ότι οι αποστάσεις μεταξύ κάθε δυάδας γαλαξιών μεγαλώνουν με το χρόνο.

1.4.1 Γενική Χωρική Μετρική FRW

Όμως, ας εισάγουμε πρώτα τη μετρική η οποία συνάδει με το μοντέλο του Big Bang, δηλαδή την Κοσμολογική Αρχή και τη ΓΘΣ, καθώς και με ένα διαστελλόμενο σύμπαν. Η μετρική αυτή αναπτύχθηκε από τους **Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker** και είναι γνωστή με τα αρχικά **FRW** ή απλώς **RW**. Αυτή η μετρική περιγράφει την απλούστερη περίπτωση ομογενούς και ιστροπικής κοσμολογικής γεωμετρίας, και έχει επίπεδο στοιχείο μήκους:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

όπου $a(t)$ είναι μια συνάρτηση της χρονικής συντεταγμένης t , και ονομάζεται **συντελεστής κλίμακας**. Αφού ο χωροχρόνος στη μετρική μπορεί να διακριθεί σε χρόνο (dt^2) και ομογενείς – ιστροπικές χωρικές γεωμετρίες (dS^2), με τη μορφή: $ds^2 = -dt^2 + dS^2$, όπου $dS^2 = a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2)$, φαίνεται η αντιστοιχία σε ομογενές – ιστροπικό κοσμολογικό μοντέλο.

Εκφραζόμενη σε πολικές συντεταγμένες, η επίπεδη μετρική FRW:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)[dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)]$$

Εάν το $a(t)$ αυξάνει με το χρόνο, συνεπάγεται ότι το στοιχείο μήκους ds^2 της FRW περιγράφει ένα διαστελλόμενο σύμπαν. Αυτό διαπιστώνεται εάν θεωρήσουμε την απόσταση μεταξύ των συντεταγμένων των κοσμικών γραμμών: $d_{\text{coord}} = (\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2)^{1/2}$. Τότε η φυσική τους απόσταση σε μια επιφάνεια σταθερού χρόνου $d(t)$, ορίζεται ως:

$$d(t) = a(t) d_{\text{coord}}$$

Πιο πάνω περιγράφηκε η *επίπεδη μετρική RW*. Ας προσπαθήσουμε τώρα να εξάγουμε τη γενική χωρική μετρική RW, για τα μοντέλα FRW. Υπάρχουν μόνο 3 δυνατές εκδοχές για το στοιχείο μήκους dS^2 . Η πρώτη αποτελεί την επίπεδη μετρική που παραθέσαμε πιο πάνω. Ας μελετήσουμε τώρα τις άλλες δύο.

– Κλειστά Μοντέλα FRW:

Η επιφάνεια μιας μοναδιαίας σφαίρας σε ένα υποθετικό τετραδιάστατο, επίπεδο Εθκλείδιο χώρο αντιστοιχεί σε μια τρι-σφαίρα. Χρησιμοποιώντας ορθογώνιες συντεταγμένες $X^a = (W, X, Y, Z)$ η επιφάνειά της γράφεται:

$$\delta_{ab} X^a X^b = W^2 + X^2 + Y^2 + Z^2 = 1$$

Ένα σημείο στην επιφάνεια της τρι-σφαίρας υπολογίζεται από τις τετρα-διάστατες πολικές συντεταγμένες:

$$\begin{aligned} X &= \sin\chi \sin\theta \cos\varphi, & Z &= \sin\chi \cos\theta \\ Y &= \sin\chi \sin\theta \sin\varphi, & W &= \cos\varphi \end{aligned}$$

όπου το πεδίο ορισμού δίνεται από τις: $0 \leq \chi \leq \pi$, $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

Τελικά, για κλειστό μοντέλο FRW παίρνουμε τη μετρική:

$$dS^2 = d\chi^2 + \sin^2\chi (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)$$

– **Ανοικτά Μοντέλα FRW:**

Η τρίτη δυνατή εκδοχή για το στοιχείο μήκους dS^2 , είναι η γεωμετρία ενός παραβολοειδούς Lorentz, που αποτελείται από την αναλογία μιας τρισ-διάστατης επιφάνειας σφαίρας στον τετρα-διάστατο Ευκλείδειο χώρο. Με χρήση των συντεταγμένων $X^a = (T, X, Y, Z)$, η εξίσωση του μοναδιαίου παραβολοειδούς εκφράζεται ως:

$$\eta_{\alpha\beta} X^{\alpha} X^{\beta} = -T^2 + X^2 + Y^2 + Z^2 = -1$$

Οι τετρα-διάστατες πολικές συντεταγμένες υπερβολοειδούς είναι:

$$X = \sinh\chi \sin\theta \cos\varphi, \quad Z = \sinh\chi \cos\theta$$

$$Y = \sinh\chi \sin\theta \sin\varphi, \quad W = \cosh\chi$$

με πεδίο ορισμού: $0 \leq \chi \leq \infty, 0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

Το στοιχείο μήκους του υπερβολοειδούς είναι:

$$dS^2 = d\chi^2 + \sinh^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

Γενική Μετρική FRW

Άρα το στοιχείο μήκους καθενός εκ των τριών πιθανών ομογενών - ισότροπων κοσμολογικών μοντέλων συνοψίζεται με τον τύπο:

$$dS^2 = d\chi^2 + X (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

όπου το X ισούται με:

X	Γεωμετρία
$\sin^2\chi$	κλειστό
χ^2	επίπεδο
$\sinh^2\chi$	ανοικτό

με $r = \sin\chi$ (κλειστό), $r = \chi$ (επίπεδο) και $r = \sinh\chi$ (ανοικτό).

Οι τρεις εκδοχές του στοιχείου μήκους μπορούν να ενοποιηθούν στην εξής μορφή:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right]$$

Η πιο πάνω αποτελεί τη **Γενική Μετρική FRW**, για την οποία ισχύουν $k = +1, 0, -1$ για κλειστό, επίπεδο και ανοικτό σύμπαν αντίστοιχα.

1.4.2 Κοσμολογικές Παραμέτρους

Στο σημείο αυτό, καλό είναι να εισηγηθούν κάποιοι όροι και σχέσεις, χρήσιμοι για την μελέτη και την εξήγηση των φαινομένων που μελετούνται στην εργασία.

Ερυθρή Μετατόπιση

Η ερυθρή μετατόπιση (**redshift**) αποτελεί το φαινόμενο κατά το οποίο το μήκος κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ενός αντικειμένου το οποίο απομακρύνεται από ένα παρατηρητή αυξάνεται, δηλαδή μετατοπίζεται προς το ερυθρό άκρο του φάσματος. Η ερυθρή μετατόπιση είναι ένα αποτέλεσμα της εφαρμογής του *σχετικιστικού φαινομένου Doppler*. Ο τύπος που μας δίνει την ερυθρή μετατόπιση για ένα ουράνιο σώμα εξάγεται με τον εξής τρόπο:

$$\lambda = \frac{u}{c} \quad \lambda_{\text{παρατηρούμενο}} = (c + v) T_{\text{παρατηρητή}}, \quad \text{όπου } v = \text{ταχύτητα απομάκρυνσης}$$

Όμως ο παρατηρητής βλέπει την περίοδο του φωτός ως χρονικά διεσταλμένη, άρα το παρατηρούμενο μήκος κύματος γίνεται:

$$\lambda_{\text{παρ}} = (c+v) T_0 \gamma = \frac{(c+v) T_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{(c+v) \lambda_{\text{πηγής}}}{c \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\lambda_{\text{παρ}} = \sqrt{\frac{(1+\frac{v}{c})(1+\frac{v}{c})}{(1+\frac{v}{c})(1-\frac{v}{c})}} \lambda_{\text{πηγής}} = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \lambda_{\text{πηγής}}$$

$$\frac{\lambda_{\text{παρ}}}{\lambda_{\text{πηγής}}} = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \text{ όπου χρησιμοποιήσαμε τους μετασχηματισμούς: } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \text{ και } \beta = \frac{v}{c}$$

Ως **ερυθρή μετατόπιση z** θεωρούμε τη διαφορά μεταξύ μήκους κύματος μεταξύ παρατήρησης – πηγής προς το μήκος κύματος της πηγής. Αντίστοιχα λαμβάνεται και ως η διαφορά μεταξύ συχνότητας μεταξύ παρατήρησης – πηγής προς την παρατηρούμενη συχνότητα:

Μήκος Κύματος	Συχνότητα
$z = \frac{\lambda_{\text{παρ}} - \lambda_{\text{πηγής}}}{\lambda_{\text{πηγής}}}$	$z = \frac{f_{\text{πηγής}} - f_{\text{παρ}}}{f_{\text{παρ}}}$
$1 + z = \frac{\lambda_{\text{παρ}}}{\lambda_{\text{πηγής}}}$	$1 + z = \frac{f_{\text{πηγής}}}{f_{\text{παρ}}}$

Σε κοσμολογικές κλίμακες, το φαινόμενο της ερυθρής μετατόπισης εξάγεται με χρήση της πρόβλεψης για ένα ομογενές και ισοτροπικό Σύμπαν από τη Θεωρία της Γενικής Σχετικότητας, χρησιμοποιώντας την *επίπεδη* μετρική FRW. Ένας εκπεμπόμενος φωτεινός παλμός, κινείται πάνω σε φωτοειδή καμπύλη:

$$ds^2 = 0 = -dt^2 + a^2(t) dr^2$$

Στο χρονικό διάστημα εκπομπής (t_e) – λήψης (t_0), ο παλμός διανύει χωρική απόσταση R. Για μια ακολουθία παλμών σε ίσα χρονικά διαστήματα μήκους δt_e , η κυκλική συχνότητα γίνεται: $\omega_e = 2\pi/\delta t_e$. Το χρονικό διάστημα μεταξύ παλμών κατά τη λήψη συμβολίζεται με δt_0 . Για την R ισχύει:

$$R = \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{a(t)}$$

Αφού το ολοκλήρωμα πρέπει να διαφέρει στο πάνω όριο κατά μια μικρή διαστολή και στο κάτω κατά μια μικρή συστολή, η συνολική μεταβολή πρέπει να είναι μηδενική, άρα:

$$\frac{\delta t_0}{a(t_0)} - \frac{\delta t_e}{a(t_e)} = 0 \rightarrow \frac{\omega_0}{\omega_e} = \frac{a(t_e)}{a(t_0)}$$

Αυτή η εξίσωση, αν και προκύπτει από την επίπεδη μετρική FRW, ισχύει και για κάθε άλλο ομογενές, ισοτροπικό μοντέλο. Σε ένα διαστελόμενο σύμπαν, η $a(t)$ αυξάνεται καθώς αυξάνεται το t, ο λόγος $a(t_e)/a(t_0)$ θα είναι μικρότερος της μονάδας, και έτσι η συχνότητα

λήψης $\omega_0 < \omega_e$. Εξού και το φαινόμενο της ερυθρής μετατόπισης. Έτσι τελικά:

$$1+z = \frac{\lambda_{\text{παρ}}}{\lambda_{\text{πηγής}}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{\omega_0}{\omega_e} = \frac{a(t_e)}{a(t_0)}$$

Σταθερά του Hubble

Για γαλαξίες που βρίσκονται αρκετά κοντά, έτσι ώστε η μέτρηση της απόστασής τους να είναι εφικτή, η ταχύτητα απομάκρυνσης V και η παρατηρούμενη απόσταση d , συνδέονται μέσω μιας γραμμικής σχέσης, που ονομάζεται **νόμος του Hubble**:

$$V = H_0 d$$

Η σταθερά H_0 , ονομάζεται σταθερά (ή παράμετρος) του Hubble.

Ας θεωρήσουμε τώρα, ένα γαλαξία σε κοντινή απόσταση κατά τη στιγμή λήψης. Η απόστασή του δίνεται από τη σχέση:

$$d = a(t_0) R$$

Από την εξίσωση φωτοειδούς ακτίνας: $\Delta t^2 = a^2(t_0) R^2$, συνεπάγεται ότι η διαφορά $\Delta t = d$, και $t_e = t_0 - d$. Για μικρά d , παίρνουμε ποσοστιαία μεταβολή του μήκους κύματος:

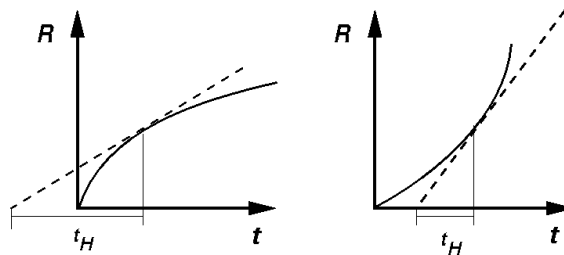
$$z = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\dot{a}(t_0)}{a(t_0)} d$$

Έτσι, η σταθερά Hubble, σε σχέση με τη γεωμετρία του χωροχρόνου (μέσω του συντελεστή κλίμακας):

$$H_0 = H(t_0) = \frac{\dot{a}(t_0)}{a(t_0)}$$

Η σταθερά αυτή μετριέται σε μονάδες [**(km/s)/Mpc**], αλλά ουσιαστικά έχει διαστάσεις αντίστροφου χρόνου, του ονομαζόμενου *χρόνου Hubble*: t_H . Ο χρόνος αυτός δεν αποτελεί τίποτα παραπάνω από ένα συμβατικό χρόνο (μια πρώτη εκτίμηση) για την ηλικία του σύμπαντος, όπως φαίνεται πιο κάτω:

$$t_H = \frac{1}{H_0} = 9.78 \text{ Gyr}$$



Υλη, Ακτινοβολία και Κενό

Στα μοντέλα FRW γίνεται η υπόθεση ενός απλοποιημένου κοσμολογικού μοντέλου το οποίο απαρτίζεται από τρία μη αλληλεπιδρόντα στοιχεία: την *ασυμπίεστη ύλη*, την *ακτινοβολία* και το *κενό*. Το γαλαξιακό συνεχές προσεγγίζεται από ασυμπίεστο αέριο (σκόνη),

αφού η κίνηση ενός τυπικού γαλαξία παράγει μια θερμική ενέργεια πολύ μικρότερη της ενέργειας ηρεμίας. Στην ακτινοβολία συμπεριλαμβάνονται τα φωτόνια του CMBR και τα νετρίνα (εκτός των άλλων). Στο κενό αποδίδεται επίσης ένα ποσοστό ενέργειας.

Ας δούμε τώρα πως εφαρμόζεται ο *πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος* στην Κοσμολογία, για τα μοντέλα FRW. Για να μην έχουμε παραβίαση της ισοτροπίας, η ροή ενέργειας προς οποιαδήποτε συγκεκριμένη κατεύθυνση δεν πρέπει να ξεχωρίζει από την ροή προς οποιαδήποτε άλλη. Δηλαδή, η ροή θερμότητας οφείλει να μηδενική, αφού η θερμοκρασία T εξαρτάται μόνο από το χρόνο (ομογένεια). Σύμφωνα με τον πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, για οποιαδήποτε μεταβολή όγκου, $d(\Delta V)$, σε όγκο ΔV , που περιέχει ένα συγκεκριμένο αριθμό σωματιδίων, η μεταβολή στη συνολική ενέργεια του όγκου είναι το έργο που παράγεται πάνω του, μείον τη διαρροή θερμότητας. Για αντίστοιχες μεταβολές ενέργειας $d(\Delta E)$:

$$d(\Delta E) = -p d(\Delta V)$$

όπου p = πίεση, ενώ η ενέργεια στον όγκο (ΔE) είναι $(\rho \Delta V)$, με ρ = συνολική πυκνότητα ενέργειας. Σε ένα όγκο συντεταγμένων $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$, το φυσικό μέγεθος του όγκου δίνεται από τις συντεταγμένες ΔV_{coord} μέσω:

$$\Delta V = a^3(t) \Delta V_{\text{coord}}$$

Μέσω των δύο προηγούμενων σχέσεων, και διαιρώντας με dt :

$$\frac{d}{dt}(\rho a^3(t) \Delta V_{\text{coord}}) = -p \frac{d}{dt}(a^3(t) \Delta V_{\text{coord}})$$

Μετά από απλοποίηση του ΔV_{coord} (ανεξάρτητο του χρόνου), λαμβάνουμε τον **πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για την Κοσμολογία**:

$$\frac{d}{dt}[\rho(t) a^3(t)] = -p(t) \frac{d}{dt}[a^3(t)]$$

ο οποίος είναι συνεπής με ένα ομογενές – ισοτροπικό κοσμολογικό μοντέλο.

Ας δούμε τώρα πως εφαρμόζεται αυτός ο νόμος στους τρεις τύπους ενέργειας:

- Ύλη:

Με την προσέγγιση των γαλαξιών ως ασυμπίεστο αέριο, η εσωτερική ενέργεια είναι μηδενική, άρα η *πυκνότητα ενέργειας* $-\rho_m$, ισούται με την υπόλοιπη πυκνότητα ενέργειας των γαλαξιών:

$$\frac{d}{dt}[\rho_m(t) a^3(t)] = 0 \quad \rightarrow \quad \rho_m(t) = \rho_m(t_0) \left[\frac{a(t_0)}{a(t)} \right]^3$$

όπου t = παρούσα χρονική στιγμή. Άρα η πυκνότητα ύλης εξαρτάται εξ ολοκλήρου από τον συντελεστή κλίμακας $a(t)$.

- Ακτινοβολία:

Η πυκνότητα ενέργειας ρ_r και η πίεση p_r , ενός αερίου ακτινοβολίας μέλανος σώματος σε θερμοκρασία T :

$$p_r = \frac{1}{3} \rho_r = g \frac{\pi^2 (k_B T)^4}{30 (\hbar c)^3}$$

με g = αριθμός βαθμών ελευθερίας των σωματιδίων μηδενικής μάζας ηρεμίας ($g=2$ για φωτόνια και $g=3.4$ για φωτόνια και τα 3 είδη νετρίνων) και k_B = σταθερά Boltzmann.

Μέσω του πρώτου Θερμ. Νόμου:

$$\rho_r(t) = \rho_r(t_0) \left[\frac{a(t_0)}{a(t)} \right]^4 \quad \text{και} \quad T(t) = T(t_0) \left[\frac{a(t_0)}{a(t)} \right]$$

Συμπερασματικά, η θερμοκρασία μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα του συντελεστή κλίμακας. Δηλαδή, εάν το Σύμπαν ξεκίνησε από ένα Big Bang, με $a = 0$, είχε άπειρη αρχική τιμή θερμοκρασίας, ενώ ψύχθηκε ραγδαία κατά τη διαστολή του. Ενώ σήμερα η ύλη κυριαρχεί της ακτινοβολίας, στο πρώιμο Σύμπαν, συνέβαινε το αντίθετο. Υπήρξε μια αρχική

τιμή για ένα μικρότερο $a(t)$ και όπου το $\rho_r > \rho_m$, άρα το Σύμπαν κυριαρχήτω από ακτινοβολία. Αυτό συνέβαινε όταν το Σύμπαν είχε το 10^{-3} του τωρινού μεγέθους, αφού $a(t_0)/a(t) \sim 10^{-3}$, και έτσι στο μεγαλύτερο μέρος της ιστορίας του, στο Σύμπαν κυριαρχεί η ύλη.

- Κενό:

Όσον αφορά την πυκνότητα ενέργειας κενού, ρ_v , θα μελετήσουμε την περίπτωση που είναι σταθερή στο χώρο και το χρόνο και έχει θετική τιμή (όπως δείχνουν οι παρατηρήσεις που παρατείνονται στο Μέρος Β' πάνω στη Σκοτεινή Ενέργεια). Από τον πρώτο Θερμ. Νόμο:

$$p_v = -\rho_v$$

Η πυκνότητα ενέργειας κενού γράφεται ως:

$$\rho_v = \frac{c^4 \Lambda}{8\pi G}$$

όπου Λ = Κοσμολογική Σταθερά. Για μη-μηδενική ενέργεια κενού, έχουμε διαστολή του Σύμπαντος επ' αόριστον, ενώ οι ενέργειες ύλης και ακτινοβολίας μειώνονται.

1.4.3 Εξίσωση Friedmann

Η εξίσωση Einstein σε συνδυασμό με τη μετρική RW για μια πηγή τέλειου ρευστού, οδηγούν σε ένα σύνολο κοσμικών εξισώσεων, τις εξισώσεις Friedmann. Στο σημείο αυτό, θα εξάγουμε τις εξισώσεις Friedmann, μέσω των εξισώσεων του Einstein. Όπως εξηγήσαμε η εξίσωση πεδίου του Einstein έχει ως εξής:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}$$

Αριστερά αναπαριστάται η γεωμετρία ενώ στο δεξί μέλος, η πηγή βαρύτητας. Ο ταυιστής ενέργειας – ορμής $T_{\mu\nu}$, στην περίπτωση προσέγγισης της ύλης ως τέλειου ασυμπίεστου ρευστού για μετρική $g_{\mu\nu}$:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)v_{\mu\nu} - p g_{\mu\nu}$$

όπου ρ = πυκνότητα, p = πίεση και $v_{\mu\nu}$ = η ταχύτητα του ρευστού.

Η $\mu\nu=00$ της εξίσωσης Einstein δημιουργεί την **πρώτη εξίσωση Friedmann**:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda}{3}$$

και για $\mu\nu=11$ παίρνουμε την **εξίσωση Friedmann για την επιτάχυνση**:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} (\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}$$

Μέσω της διατήρησης ενέργειας στη ΓΘΣ, η δεύτερη μπορεί να γραφτεί ως:

$$\dot{\rho} + 3 \frac{\dot{a}}{a} (\rho + p) = 0$$

Η **Γενική Εξίσωση Friedmann**, χρησιμοποιώντας το σύμβολο $k = +1, 0, -1$ για τις πιθανές γεωμετρίες των μοντέλων FRW είναι:

$$\dot{a}^2 - \frac{8\pi\rho}{3} a^2 = -k$$

ενώ ειδικότερα, για $k=0$, έχουμε την **επίπεδη εξίσωση Friedmann**:

$$\dot{a}^2 - \frac{8\pi\rho}{3} a^2 = 0$$

με το ρ στις πιο πάνω να αναπαριστά τη συνολική πυκνότητα ενέργειας και ύλης. Ας υπενθυμίσουμε ότι στα πιο πάνω μπορούμε να αντικαταστήσουμε τους όρους της επιτάχυνσης του συντελεστή κλίμακας ως προς τον συντελεστή κλίμακας με τη σταθερά Hubble, αφού όπως δείξαμε πιο πάνω:

$$H_0 = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \rightarrow \text{επίπεδη Friedmann: } H_0^2 - \frac{8\pi\rho_0}{3} = 0$$

Η πυκνότητα στον παρόντα χρόνο, ενός επίπεδου μοντέλου, ονομάζεται *κρίσιμη πυκνότητα* και ορίζεται ως:

$$\rho_{crit} = \frac{3 H_0^2}{8\pi} = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \quad [g/cm^3]$$

για $h = H_0/100$ [(km/s)/Mpc].

Η ολική πυκνότητα ρ , κατανέμεται σε πυκνότητα ύλης, ακτινοβολίας και κενού. Οι σχετικοί λόγοι στον παρόντα χρόνο εκφράζονται ως εξής:

$$\Omega_m = \frac{\rho_m(t_0)}{\rho_{crit}}, \quad \Omega_r = \frac{\rho_r(t_0)}{\rho_{crit}}, \quad \Omega_\Lambda = \frac{\rho_\Lambda(t_0)}{\rho_{crit}}$$

για την ύλη (μάζα), την ακτινοβολία και το κενό αντίστοιχα.

Σε επίπεδα μοντέλα έχουμε: $\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda = \Omega = 1$.

Με κανονικοποίηση του παρόντος συντελεστή κλίμακας ως $a(t_0) = 1$, η ολική πυκνότητα συναρτήσει του συντελεστή κλίμακας γράφεται:

$$\rho(a) = \rho_{crit} \left(\Omega_\Lambda + \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} \right)$$

Είμαστε σε θέση τώρα, να ξαναγράψουμε την επίπεδη εξ. Friedmann ως εξής:

$$\frac{1}{2 H_0^2} \dot{a}^2 + U_{eff}(a) = 0$$

όπου το U_{eff} = ενεργό δυναμικό και ισούται με:

$$U_{eff}(a) = \frac{-1}{2} \left(\Omega_\Lambda a^2 + \frac{\Omega_m}{a} + \frac{\Omega_r}{a^2} \right)$$

Στη συνέχεια θε μελετήσουμε εις βάθος το τι σημαίνει η κυριαρχία από κάθε είδος πυκνότητας για το επίπεδο μοντέλο FRW, αλλά αρχικά ας δούμε τι συμπεραίνουμε με απλές αντικαταστάσεις:

- **Σύμπαν κυριαρχούμενο από Ύλη:** $\Omega_m = 1, \Omega_r = 0, \Omega_\Lambda = 0$

$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0} \right)^{2/3}$$

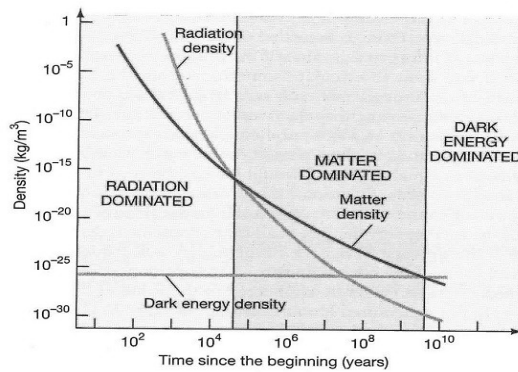
- **Σύμπαν κυριαρχούμενο από Ακτινοβολία:** $\Omega_m = 0, \Omega_r = 1, \Omega_\Lambda = 0$

$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/2}$$

- **Σύμπαν κυριαρχούμενο από Κενό:** $\Omega_m = 0, \Omega_r = 0, \Omega_\Lambda = 1$

$$a(t) = e^{H(t-t_0)} \quad \text{όπου: } H^2 = \frac{8\pi\rho_\Lambda}{3} = \frac{\Lambda}{3}$$

Έτσι παρατηρούμε πως και στις τρεις περιπτώσεις το Σύμπαν διαστελλεται επ' άπειρο, ενώ στις περιπτώσεις κυριαρχίας ακτινοβολίας και ύλης, παρουσιάζεται μια ιδιομορφία για $a=0$ σε χρόνο $t=0$. Σε αυτή την περίπτωση η πυκνότητα απειρίζεται, και έχουμε τη στιγμή της Μεγάλης Έκρηξης. Όσο για την περίπτωση κυριαρχίας του κενού, το $a=0$ για $t = -\infty$. Στο διάγραμμα πιο κάτω φαίνεται η εξέλιξη που προκύπτει από τα τρία αυτά στοιχεία, όπως έχει παρατηρηθεί στο δικό μας Σύμπαν. Ξεχωρίζουν οι τρεις φάσεις κυριαρχίας: αρχικά της ακτινοβολίας (απαρχή), μετά της ύλης (παρόν) και εν τέλει η κυριαρχία του κενού (μέλλον) που προβλέπεται για ένα διαστελλόμενο σύμπαν.



Διαιρώντας, τώρα την Γενική Εξ. Friedmann, με $a^2(t)$ και επιλύοντάς την ως προς τον παρόντα χρόνο t_0 , καταλήγουμε στη γενίκευσή της, για καμπυλωμένα μοντέλα FRW:

$$H_0^2 - \frac{8\pi \rho_0}{3} = \frac{-k}{a_0^2}$$

Η ρ_0 εκφράζει την τωρινή ολική πυκνότητα ενέργειας. Εάν αυτή η πυκνότητα ρ_0 , είναι μεγαλύτερη της κρίσιμης πυκνότητας, ρ_{crit} , το Σύμπαν είναι θετικά καμπυλωμένο και κλειστό ($k = +1$). Για $\rho_0 < \rho_{crit}$, τότε έχουμε Σύμπαν αρνητικά καμπυλωμένο και ανοικτό ($k = -1$). Στην περίπτωση που $\rho_0 = \rho_{crit}$, το Σύμπαν είναι χωρικά επίπεδο ($k = 0$). Γι' αυτόν ακριβώς το λόγο, η πυκνότητα ρ_{crit} ονομάζεται κρίσιμη πυκνότητα.

Άρα οι δύο παράμετροι που καθορίζουν εάν το Σύμπαν είναι ανοικτό, κλειστό ή επίπεδο, είναι ο σταθερά του Hubble H_0 και η τωρινή πυκνότητα ρ_0 . Ο λόγος πυκνοτήτων χρησιμοποιείται στην κοσμολογία για τον προσδιορισμό των μοντέλων FRW και γράφεται ως:

$$\Omega = \frac{\rho_0}{\rho_{crit}}$$

Με βάση αυτή τη σχέση, λαμβάνουμε τα τρία διαφορετικά μοντέλα FRW: ανοικτό, κλειστό και επίπεδο για τις τιμές του Ω : $\Omega > 1$, $\Omega < 1$ και $\Omega = 1$ αντίστοιχα.

Οι λύσεις της επίπεδης εξίσωσης Friedmann, μπορούν να εκφράσουν ποιοτικά ένα μοντέλο σύμπαντος FRW για τις τρεις διαφορετικές συνιστώσες του κοσμολογικού συνεχούς ξεχωριστά (π.χ. για ένα σύμπαν κυριαρχούμενο από ύλη), αλλά το Σύμπαν μας περιέχει ύλη, ακτινοβολία και (πολύ πιθανό) ενέργεια κενού ταυτόχρονα. Γι' αυτό το λόγο, καλό είναι τώρα να μελετήσουμε και την περίπτωση της γενικής εξίσωσης Friedmann.

Θα επιχειρήσουμε εδώ να αναδιατυπώσουμε την γενική εξ. Friedmann συναρτήσει αδιάστατων μεταβλητών μετά από αλλαγή κλίμακας, έτσι ώστε να κατανοήσουμε τα μοντέλα ποιοτικά και ποσοτικά. Σε αυτή την αλλαγή κλίμακας, θα χρησιμοποιήσουμε τις μεταβλητές στον παρόντα χρόνο t_0 . Για παράδειγμα, μπορούμε να ορίσουμε ένα αδιάστατο μέτρο του συντελεστή κλίμακας ως:

$$\tilde{a}(t) = \frac{a(t)}{a_0}$$

όπου ως a_0 εκφράζουμε των συντελεστή κλίμακας στον παρόντα χρόνο, κάτι το οποίο θα εφαρμόσουμε και στη συνέχεια. Μέσω αυτού του αδιάστατου συντελεστή κλίμακας, μπορεί να εκφραστεί και η ερυθρή μετατόπιση συγκινούντων γαλαξιών ως: $\tilde{a} = 1/(1+z)$.

Ας εκφράσουμε έτσι κάποιους άλλους σημαντικούς όρους:

- **Χρόνος Hubble:** $\tilde{t} = \frac{t}{t_H} = H_0 t$
- **Κρίσιμη Πυκνότητα:** $\rho_r(t) = \frac{\rho_{crit} \Omega_r}{(\tilde{a}(t))^4}$ κλπ. για τις τρεις πυκνότητες.
- **Καμπυλότητα Ορίζοντα:** $\Omega_c = \frac{-k}{(H_0 a_0)^4}$ (νέο μέγεθος)

Με βάση αυτά τα μεγέθη, εάν η γενική εξ. Friedmann υπολογιστεί σε χρόνο t_0 (παρόν), δίνει:

$$\Omega_r + \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_c = 1$$

με το είδος του σύμπαντος να εξαρτάται και πάλι από την τιμή του k , μέσα στο Ω_c .

Τώρα η **Γενική Εξ. Friedmann** γράφεται ως εξής:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\tilde{a}}{d\tilde{t}} \right)^2 + U_{eff}(\tilde{a}) = \frac{\Omega_c}{2}$$

όπου το ενεργό δυναμικό U_{eff} , ορίζεται ως:

$$U_{eff} = \frac{-1}{2} \left(\Omega_\Lambda \tilde{a}^2 + \frac{\Omega_m}{\tilde{a}} + \frac{\Omega_r}{\tilde{a}^2} \right)$$

Λύνοντας αυτή την εξίσωση Friedmann, μπορούμε να πάρουμε ένα αποτέλεσμα για το **συντελεστή κλίμακας $a(t)$** αλλά και για τη θέση μας στο χρόνο t_0 . Μέσω του ορισμού για το \tilde{a} , παίρνουμε και την τωρινή ηλικία ως t_0 :

$$a(t) = \frac{1}{H_0 |\Omega_c|^{1/2}} \tilde{a}(H_0 t) \quad t_0 = \frac{\tilde{t}_0}{H_0}$$

Συνεπώς, φαίνεται πως ένα μοντέλο *FRW* καθορίζεται πλήρως (ειδικά και γενικά) από τις τέσσερις κοσμολογικές παραμέτρους: \mathbf{H}_0 , $\mathbf{\Omega}_r$, $\mathbf{\Omega}_m$, $\mathbf{\Omega}_\Lambda$. Ένας βασικός στόχος της παρατηρησιακής κοσμολογίας είναι να προσδιορίσει τις τιμές των κοσμολογικών παραμέτρων και να καθορίσει το Σύμπαν μας, όπως θα δούμε στο Μέρος Β' της εργασίας. Ο στόχος της θεωρητικής κοσμολογίας είναι να εξηγήσει το γιατί υπάρχουν οι συγκεκριμένες τιμές, κάτι με το οποίο θα ασχοληθούμε στο Μέρος Γ'.

Μέρος Β'

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ

2. Αποστολές/Μετρήσεις

2.1 Εισαγωγικά

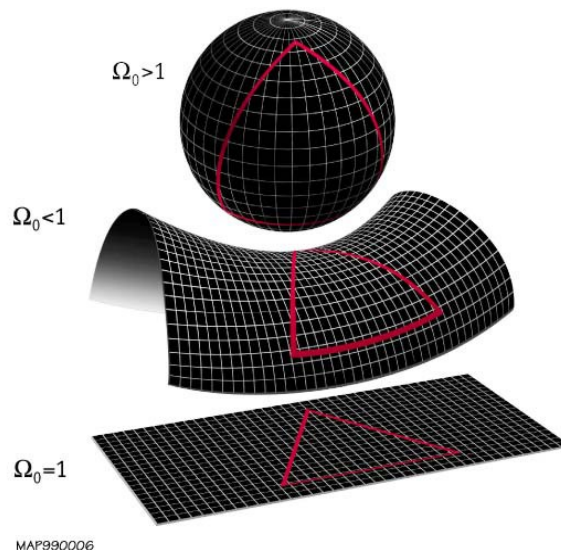
Η μορφή και δομή του Σύμπαντος

Λαμβάνοντας υπόψη την υπόθεση ότι η ύλη στο σύμπαν είναι ομοιογενής και ισότροπη (Κοσμολογική Αρχή), μπορεί να αποδειχθεί ότι η αντίστοιχη στρέβλωση του χωροχρόνου μπορεί να έχει μόνο μία από τρεις μορφές, όπως φαίνεται σχηματικά στην παρακάτω εικόνα:

(α) Μπορεί να είναι "θετικά" κυρτή σαν την επιφάνεια μιας σφαίρας και πεπερασμένη σε έκταση. ($\Omega_0 > 1$)

(β) Μπορεί να είναι "αρνητικά" κυρτή σαν μια σέλα και άπειρη σε έκταση. ($\Omega_0 < 1$)

(γ) Μπορεί να είναι "επίπεδη" και άπειρος σε έκταση – η συνήθης αντίληψή μας για το χώρο. ($\Omega_0 = 1$)



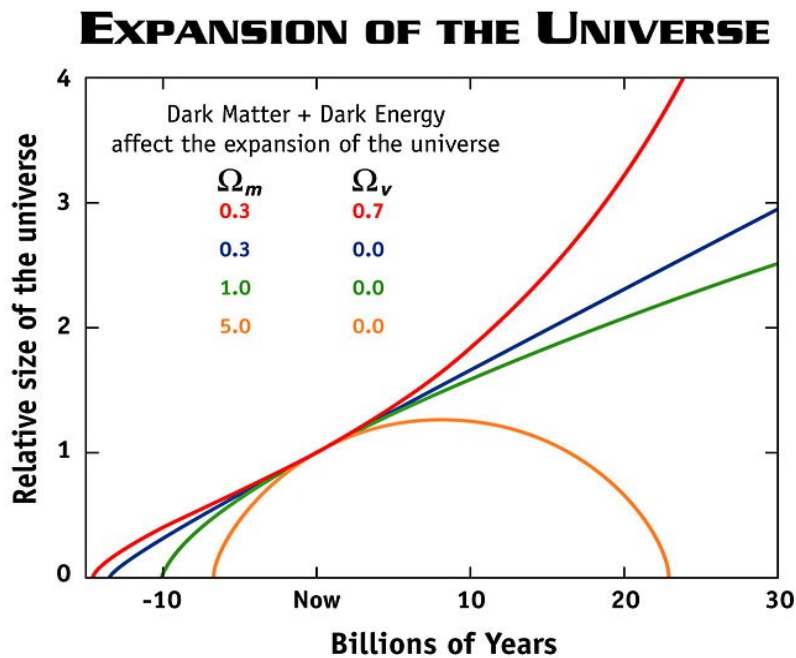
Ένας βασικός περιορισμός της εικόνας που παρουσιάζεται εδώ είναι ότι μπορούμε να απεικονίσουμε μόνο την καμπυλότητα του διδιάστατου επιπέδου ενός πραγματικού τριδιάστατου χώρου! Σημειώστε ότι, σε ένα κλειστό σύμπαν, θα μπορούσαμε να ξεκινήσουμε ένα ταξίδι μακριά σε μια κατεύθυνση και, με το πέρασμα αρκετού χρόνου, θα επιστρέφαμε στην αφετηρία σας. Σε ένα άπειρο σύμπαν, ποτέ δεν θα υπήρχε επιστροφή.

Επειδή το σύμπαν έχει πεπερασμένη ηλικία (~13.7 εκατομμύρια χρόνια) μπορούμε να δούμε μόνο μια πεπερασμένη απόσταση στο διάστημα: ~13,7 δισεκατομμύρια έτη φωτός. Αυτό είναι ο αποκαλούμενος ορίζοντας μας. Το μοντέλο του Big Bang δεν επιχειρεί να περιγράψει αυτή την περιοχή του διαστήματος η οποία είναι αρκετά μακριά από τον ορίζοντά μας - ο χωροχρόνος θα μπορούσε κάλλιστα να είναι αρκετά διαφορετικός εκεί έξω. Είναι πιθανό ότι το σύμπαν έχει μια πιο περίπλοκη παγκόσμια τοπολογία από αυτό που απεικονίζεται εδώ. Για παράδειγμα θα μπορούσε να έχει το σχήμα ενός Torus (ντόνατ).

Η ύλη παίζει κεντρικό ρόλο στην κοσμολογία. Αποδεικνύεται ότι η μέση πυκνότητα της ύλης προσδιορίζει με μοναδικό τρόπο τη γεωμετρία του σύμπαντος (μέχρι και τους

περιορισμούς που προαναφέρθηκαν). Αν η πυκνότητα της ύλης είναι μικρότερη από τη λεγόμενη κρίσιμη πυκνότητα (Ω_0), το σύμπαν είναι ανοικτό και άπειρο. Αν η πυκνότητα είναι μεγαλύτερη από την κρίσιμη πυκνότητα, το σύμπαν είναι κλειστό και πεπερασμένο. Αν η πυκνότητα είναι ίση ακριβώς με την κρίσιμη πυκνότητα, το σύμπαν είναι επίπεδο, αλλά ακόμα πιθανώς άπειρο. Η τιμή της κρίσιμης πυκνότητας είναι πολύ μικρή: αντιστοιχεί σε περίπου 6 άτομα υδρογόνου ανά κυβικό μέτρο, μια εκπληκτικά καλή προσέγγιση του κενού, από επίγεια πρότυπα! Ένα από τα βασικά επιστημονικά ερωτήματα της κοσμολογίας σήμερα είναι: ποια είναι η μέση πυκνότητα της ύλης στο σύμπαν μας; Παρόλο που η απάντηση δεν είναι ακόμα γνωστή με σιγουριά, φαίνεται να είναι πολύ κοντά στην κρίσιμη πυκνότητα (δηλαδή στο $\Omega_0=1$).

Λαμβάνοντας υπόψη το νόμο της βαρύτητας και μια υπόθεση σχετικά με το πώς η ύλη είναι κατανομημένη, το επόμενο βήμα είναι η μελέτη της δυναμικής του σύμπαντος - πώς ο χώρος και η ύλη εξελίσσεται με το χρόνο. Οι λεπτομέρειες εξαρτώνται από κάποιες περαιτέρω πληροφορίες για την ύλη του σύμπαντος, δηλαδή την πυκνότητα και την πίεσή του, αλλά η γενική εικόνα που προκύπτει είναι ότι το σύμπαν ξεκίνησε από ένα πολύ μικρό όγκο, το γεγονός που αργότερα ονομάστηκε ως “Big Bang”, με ένα αρχικό ρυθμό διαστολής. Ένα βασικό ερώτημα για τη μοίρα του σύμπαντος είναι το κατά πόσον ή όχι η έλξη της βαρύτητας είναι αρκετή για να ανατρέψει τελικά τη διαστολή και να προκαλέσει το σύμπαν να καταρρεύσει πίσω στον εαυτό του (Big Crunch). Στην πραγματικότητα, πρόσφατες παρατηρήσεις έχουν δείξει ότι: *η διαστολή του σύμπαντος επιταχύνεται, αυξάνοντας την πιθανότητα ότι η εξέλιξη του σύμπαντος κυριαρχείται σήμερα από μια παράξενη μορφή της ύλης που έχει μια αρνητική πίεση.*



Η παραπάνω εικόνα δείχνει μια σειρά από πιθανά σενάρια, για το σχετικό μέγεθος του σύμπαντος έναντι του χρόνου: η πιο κάτω καμπύλη (πορτοκάλι) αντιπροσωπεύει ένα κλειστό σύμπαν, υψηλής πυκνότητας, το οποίο διαστέλλεται για αρκετά δισεκατομμύρια χρόνια, αλλά τελικά καταρρέει κάτω από το βάρος του. Η δεύτερη κάτω (πράσινη) καμπύλη αντιπροσωπεύει μια επίπεδη, κρίσιμη πυκνότητα του σύμπαντος κατά την οποία ο ρυθμός ανάπτυξης είναι συνεχώς επιβραδυνόμενος. Η μέση (μπλε) καμπύλη δείχνει ένα ανοικτής, χαμηλής πυκνότητας σύμπαν, η επέκταση του οποίου είναι, επίσης, επιβραδυνόμενη, αλλά όχι τόσο όσο στην κρίσιμη πυκνότητα του σύμπαντος, γιατί η έλξη της βαρύτητας δεν είναι τόσο ισχυρή. Η πάνω (κόκκινη) καμπύλη δείχνει ένα σύμπαν στο οποίο ένα μεγάλο ποσοστό της

μάζας/ενέργειας του ίσως να είναι στο κενό του διαστήματος, γνωστή ως “κοσμολογική σταθερά”, που πολύ πιθανόν πρόκειται για την “σκοτεινή ενέργεια” που προκαλεί την επιταχυνόμενη διαστολή του σύμπαντος. Υπάρχουν αυξανόμενες ενδείξεις σύμπαν ακολουθεί την κόκκινη καμπύλη.

Μέχρι αυτό το σημείο, η μόνη υπόθεση που έχουμε κάνει σχετικά με το σύμπαν είναι ότι η ύλη της είναι κατανεμημένη ομογενώς και ισότροπα σε μεγάλες κλίμακες. Υπάρχουν μια σειρά από παραμέτρους σε αυτή την ομάδα μοντέλων του Big Bang που πρέπει να καθοριστούν από τις παρατηρήσεις μας για το σύμπαν. Οι σημαντικότερες από αυτές είναι: η γεωμετρία του σύμπαντος (ανοικτή, κλειστή ή επίπεδη), ο παρόν ρυθμός διαστολής (τη σταθερά του Hubble), η συνολική διάρκεια της διαστολής, το παρελθόν και το μέλλον, το οποίο καθορίζεται από την κλασματική πυκνότητα των διαφόρων τύπων της ύλης στο σύμπαν.

Όπως προαναφέρθηκε, η γεωμετρία και η εξέλιξη του Σύμπαντος καθορίζονται από την κλασματική συμβολή των διαφόρων τύπων ύλης. Από τη στιγμή που και η ενεργειακή πυκνότητα και η πίεση συμβάλλουν στη δύναμη της βαρύτητας της Γενικής Σχετικότητας, οι κοσμολόγοι ταξινομούν τους τύπους ύλης από την "εξίσωση της κατάστασης" (η σχέση μεταξύ πιέσεων και ενεργειακής πυκνότητας). Το βασικό σύστημα ταξινόμησης είναι:

-Ακτινοβολία: Αποτελείται από άμαζα ή σχεδόν άμαζα σωματίδια που κινούνται με την ταχύτητα του φωτός, όπως τα φωτόνια και τα νετρίνα. Αυτή η μορφή της ύλης χαρακτηρίζεται από μια μεγάλη θετική πίεση.

-Βαρυονική ύλη: Αυτό είναι η “συνηθισμένη ύλη”, η οποία αποτελείται κυρίως από νετρόνια, πρωτόνια και ηλεκτρόνια. Αυτή η μορφή της ύλης ουσιαστικά δεν έχει καμία πίεση κοσμολογικής σημασίας.

-Σκοτεινή Ύλη: Αυτή αναφέρεται γενικά σε μια “εξωτική” μορφή μη-βαρυονικής ύλης, που αλληλεπιδρά μόνο ασθενώς με την συνηθισμένη ύλη. Αν και δεν έχει ποτέ παρατηρηθεί άμεσα στο εργαστήριο, έχουμε υποπτευθεί την ύπαρξή της προ πολλού, για λόγους που αναφέρονται πιο κάτω. Αυτή η μορφή της ύλης δεν έχει επίσης καμία κοσμολογικά σημαντική ενεργειακή πίεση.

-Σκοτεινή Ενέργεια: Αυτή είναι μια πραγματικά παράξενη μορφή της ύλης, ή ίσως μια ιδιότητα του κενού, που χαρακτηρίζεται από μια μεγάλη, αρνητική πίεση. Αυτή είναι η μόνη μορφή της ύλης που μπορεί να προκαλέσει την επιτάχυνση της διαστολής του σύμπαντος.

Αναζητώντας απαντήσεις

Ένα από τα κύρια προβλήματα στην κοσμολογία σήμερα, είναι να προσδιοριστεί η σχετική και η συνολική πυκνότητα (ενέργεια ανά μονάδα όγκου) σε κάθε μία από τις πιο πάνω μορφές της ύλης, δεδομένου ότι αυτό είναι ουσιαστικής σημασίας για την κατανόηση της εξέλιξης και της τελικής μοίρας του σύμπαντος.

Η θεωρία του Big Bang, αφήνει μεγάλα περιθώρια για διαφοροποιήσεις στις παραμέτρους της ίδιας της δομής και της συμπεριφοράς του σύμπαντος. Αυτές οι “ελεύθερες παράμετροι” είναι σημαντικές, αλλά πρέπει να καθορίζονται από παρατηρήσεις, και όχι θεωρία. Στο σημείο αυτό, ας απευθυνθούμε σε κάποια από τα ερωτήματα που παραμένουν στη θεωρία αυτή, τα οποία θα ερευνηθούν στην παρούσα μελέτη:

- Από ποιά είδη ύλης και ενέργειας είναι γεμάτο το σύμπαν;
- Με ποιά ταχύτητα διαστέλλεται το σύμπαν σήμερα;
- Ποιά είναι η ηλικία του σύμπαντος;
- Ποιο είναι το σχήμα (γεωμετρία) του σύμπαντος; Ανοιχτό, επίπεδο ή κλειστό;
- Ποια είναι η τελική μοίρα του σύμπαντος;

2.2 CMBR

Όπως προαναφέρθηκε, η θεωρία του Big Bang προβλέπει ότι στο πρώιμο σύμπαν κυριαρχούν πολύ υψηλές θερμοκρασίες και ότι, κατά τη διαστολή του, το αέριο μέσα σε αυτό ψύχεται. Έτσι το σύμπαν πρέπει να είναι γεμάτο με ακτινοβολία που είναι κυριολεκτικά κατάλοιπο της θερμότητας που έχει απομείνει από το Big Bang, το οποίο ονομάζεται “Μικροκυματική Κοσμική Ακτινοβολία Υποβάθρου”(Cosmic Microwave Background Radiation), ή CMBR.

2.2.1 Ανακάλυψη του CMB

Την ύπαρξη του CMB είχαν προβλέψει πρώτοι οι Ralph Alpher, Robert Herman και George Gamow το 1948, ως μέρος της εργασίας τους στη νουκλεοσύνθεση του Big Bang. Παρατηρήθηκε για πρώτη φορά κατά λάθος το 1965 από τους *Arno Penzias* και *Robert Wilson* στα εργαστήρια Bell Telephone στο Murray Hill, New Jersey. Η ακτινοβολία αυτή ενεργούσε ως μια πηγή περιττού θορύβου σε ένα ραδιοφωνικό δέκτη που κατασκεύαζαν. Συμπτωματικά, οι ερευνητές στο κοντινό πανεπιστήμιο του Princeton, με επικεφαλής τους Robert Dicke και Dave Wilkinson, συμπεριλαμβανομένων της επιστημονικής ομάδας του WMAP, είχαν επινοήσει ένα πείραμα για να ανιχνεύσουν το CMB. Όταν άκουσαν για την παρατήρηση στο Bell Labs, αμέσως κατάλαβαν ότι το CMB είχε βρεθεί. Το αποτέλεσμα ήταν δύο μελέτες του *Astrophysical Journal* (vol. 142 του 1965): μία από Penzias και Wilson εξηγώντας τις παρατηρήσεις τους λεπτομερώς, και ένα από Dicke, Peebles, Roll, και Wilkinson δίνοντας την κοσμολογική ερμηνεία. Οι Penzias και Wilson μοιράστηκαν το βραβείο Νόμπελ Φυσικής το 1978 για την ανακάλυψή τους.

ISOTROPY OF THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND



MAP990004

Σήμερα, η ακτινοβολία CMB είναι πολύ ψυχρή, μόνο $2.725^\circ \text{Kelvin}$, έτσι αυτή η ακτινοβολία παρατηρείται κατά κύριο λόγο στο τμήμα μικροκυμάτων του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, και είναι αόρατη με γυμνό μάτι. Ωστόσο, γεμίζει το σύμπαν και μπορεί να ανιχνευθεί από παντού. Στην πραγματικότητα, αν μπορούσαμε να δούμε τα μικροκύματα, το σύνολο του ουρανού θα έλαμπε με μια εκπληκτικά ομοιόμορφη λάμψη, σε κάθε κατεύθυνση. Η εικόνα πιο πάνω δείχνει μια απεικόνιση ψευδούς χρώματος της θερμοκρασίας (φωτεινότητας) του CMB για τον πλήρη ουρανό (προβάλλεται σε ένα ωοειδές σχήμα, παρόμοιο με ένα χάρτη της Γης). Η θερμοκρασία είναι ομοιόμορφη σε βαθμό καλύτερο από το ένα τοις χιλίσις! Αυτή η ομοιογένεια είναι ένας καθοριστικός παράγοντας για να ερμηνευτεί η ακτινοβολία ως απομεινάρι του Big Bang. Στην πραγματικότητα, πολλοί επιστήμονες έχουν προσπαθήσει να επινοήσουν εναλλακτικές εξηγήσεις για την πηγή αυτής της ακτινοβολίας, αλλά καμιά δεν έχει πετύχει.

Γιατί μελετάμε το CMB

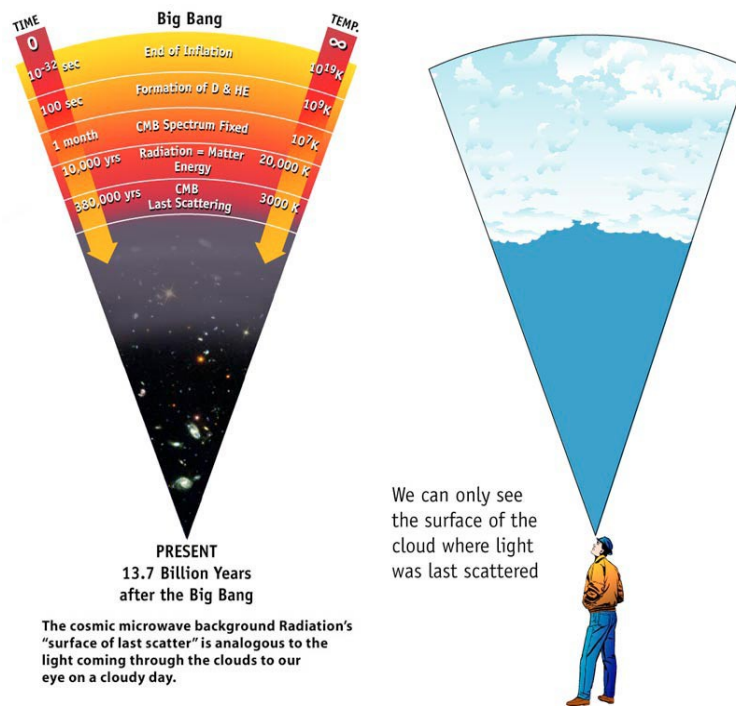
Δεδομένου ότι το φως ταξιδεύει με πεπερασμένη ταχύτητα, οι αστρονόμοι παρατηρώντας μακρινά αντικείμενα κοιτάζουν στο παρελθόν. Τα περισσότερα από τα αστέρια που φαίνονται με γυμνό μάτι στο νυχτερινό ουρανό είναι 10 έως 100 έτη φωτός μακριά. Έτσι, τα βλέπουμε όπως ήταν 10 έως 100 χρόνια πριν. Παρατηρούμε το γαλαξία της Ανδρομέδας, τον πλησιέστερο μεγάλο γαλαξία, όπως ήταν περίπου 2,5 εκατομμύρια χρόνια πριν. Οι αστρονόμοι παρατηρώντας μακρινούς γαλαξίες με το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble μπορούν να τους δουν όπως ήταν μόνο μερικά δισεκατομμύρια χρόνια μετά το Big Bang. Η ακτινοβολία CMB εκπέμφθηκε μόνο μερικές εκατοντάδες χιλιάδες χρόνια μετά το Big Bang, πολύ πριν τη δημιουργία αστεριών ή γαλαξιών. Έτσι, μελετώντας λεπτομερώς τις φυσικές ιδιότητες της ακτινοβολίας, μπορούμε να μάθουμε για τις συνθήκες που επικρατούσαν στο σύμπαν, σε πολύ μεγάλες κλίμακες, δεδομένου ότι η ακτινοβολία που βλέπουμε σήμερα έχει ταξιδέψει πάνω από μια τόσο μεγάλη απόσταση, και σε πολύ πρώιμα χρόνια.

Η προέλευση του CMB

Μια από τις πιο εντυπωσιακές παρατηρήσεις του 20ου αιώνα είναι ότι το σύμπαν διαστέλλεται. Αυτή η επέκταση συνεπάγεται ότι το σύμπαν ήταν μικρότερο, πυκνότερο και πιο ζεστό στο μακρινό παρελθόν. Όταν το ορατό σύμπαν είχε τη μισό μέγεθός του σημερινού, η πυκνότητα της ύλης ήταν οκτώ φορές μεγαλύτερη και η μικροκυματική ακτινοβολία υποβάθρου ήταν δύο φορές πιο ζεστή. Όταν το ορατό σύμπαν ήταν ένα τοις εκατό του παρόντος μεγέθους του, το κοσμικό υπόβαθρο μικροκυμάτων ήταν εκατό φορές πιο ζεστό (273 βαθμούς πάνω από το απόλυτο μηδέν ή 0 βαθμούς Κελσίου, η θερμοκρασία στην οποία το νερό παγώνει και σχηματίζει πάγο στην επιφάνεια της Γης). Εκτός από την μικροκυματική κοσμική ακτινοβολία υποβάθρου, το πρώιμο σύμπαν ήταν γεμάτο με ζεστό αέριο υδρογόνο, με πυκνότητα περίπου 1000 άτομα ανά κυβικό εκατοστό. Όταν το ορατό σύμπαν ήταν μόνο 1/100,000,000 του παρόντος μεγέθους του, η θερμοκρασία του ήταν 273 εκατομμύρια βαθμούς πάνω από το απόλυτο μηδέν και η πυκνότητα της ύλης ήταν συγκρίσιμη με την πυκνότητα του αέρα στην επιφάνεια της Γης. Σε τέτοιες θερμοκρασίες, το υδρογόνο ιονιζόταν πλήρως, σε ελεύθερη πρωτόνια και ηλεκτρόνια. Δεδομένου ότι το σύμπαν ήταν τόσο ζεστό στο μεγαλύτερο μέρος της πρώιμης ιστορίας του, δεν υπήρχαν άτομα στο πρώιμο σύμπαν, μόνο ελεύθερα ηλεκτρόνια και πυρήνες. Τα φωτόνια του κοσμικού υποβάθρου μικροκυμάτων σκεδάζονταν πολύ εύκολα από τα ηλεκτρόνια. Έτσι, τα φωτόνια περιπλανιόντουσαν μέσα από το πρώιμο σύμπαν, όπως ακριβώς και οπτικό φως περιπλανιέται μέσα σε μια πυκνή ομίχλη. Αυτή η διαδικασία πολλαπλής σκέδασης είχε ως αποτέλεσμα την παραγωγή του “μέλανος” φάσματος των φωτονίων. Σύμφωνα με τη θεωρία του Big Bang, το φάσμα συχνοτήτων της CMB θα πρέπει να έχει τη μορφή αυτού του φάσματος. Αυτό μετρήθηκε πράγματι με εκπληκτική ακρίβεια από το πείραμα FIRAS, με το δορυφόρο COBE της NASA.

“Επιφάνεια Τελευταίας Σκέδασης”(Surface of Last Scatter)

Τελικά, το σύμπαν ψύχεται επαρκώς (κάτω από 2967° Kelvin), έτσι ώστε τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια να μπορούν να συνδυαστούν για να σχηματίσουν ουδέτερο υδρογόνο. Αυτό υπολογίζεται πως συνέβη περίπου 380,000 χρόνια μετά το Big Bang (από μετρήσεις του WMAP), όταν το σύμπαν ήταν περίπου έντεκα τοις εκατό του παρόντος μεγέθους του. Φωτόνια του κοσμικού υποβάθρου μικροκυμάτων αλληλεπιδρούν πολύ ασθενώς με το ουδέτερο υδρογόνο.



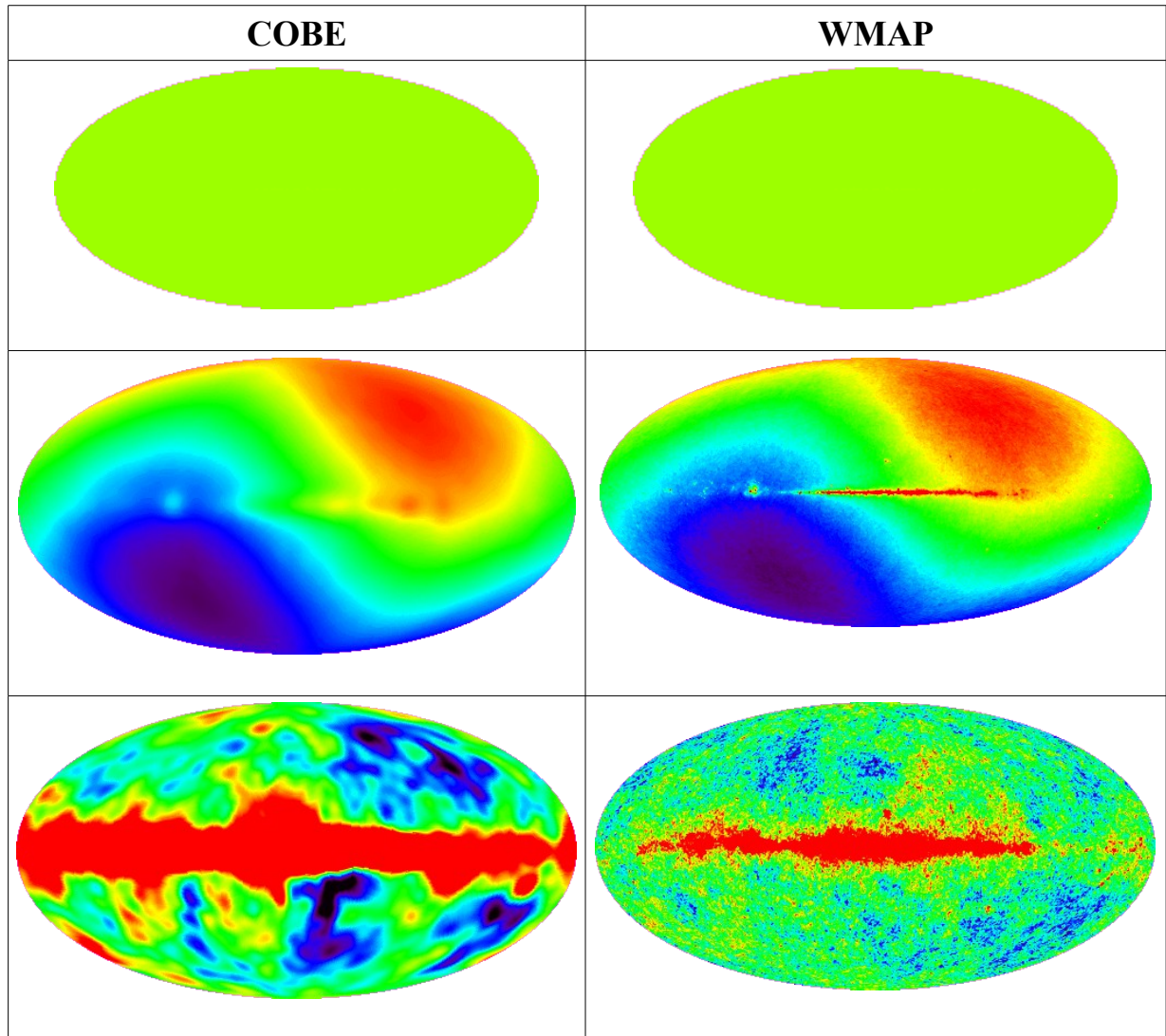
Η συμπεριφορά των φωτονίων του CMB που κινούνταν μέσα στο πρώιμο σύμπαν είναι ανάλογη με τη διάδοση του ορατού φωτός μέσα από την ατμόσφαιρα της Γης. Σταγονίδια νερού σε ένα σύννεφο είναι πολύ αποτελεσματικά για σκέδαση φωτός, ενώ το φως κινείται ελεύθερα μέσα από τον καθαρό αέρα. Έτσι, σε μια συννεφιασμένη μέρα, μπορούμε να δούμε καθαρά μέχρι τα σύννεφα, αλλά δεν μπορεί κανείς να δει μέσα από αυτά. Οι κοσμολόγοι μελετώντας την κοσμική μικροκυματική ακτινοβολία υποβάθρου μπορούν να “κοιτάξουν” μέσα από ένα μεγάλο μέρος του σύμπαντος πίσω στο χρόνο, μέχρι να γίνει αδιαφανές: 380,000 χρόνια μετά το Big Bang. Αυτό το “τείχος” του φωτός ονομάζεται “επιφάνεια της τελευταίας σκέδασης” καθώς ήταν η τελευταία φορά που τα περισσότερα από τα φωτόνια του CMB σκεδάζονται πάνω στην ύλη. Κατά τη δημιουργία χαρτών της θερμοκρασίας του CMB, χαρτογραφούμε αυτή την επιφάνεια της τελευταίας σκέδασης.

Όπως φαίνεται από τα πιο πάνω, ένα από τα πιο εντυπωσιακά χαρακτηριστικά του κοσμικού υποβάθρου μικροκυμάτων είναι η ομοιομορφία του. Μόνο με πολύ ευαίσθητα μέσα, όπως τα COBE και WMAP, μπορούμε να ανιχνεύσουμε τις διακυμάνσεις της θερμοκρασίας σε αυτό. Με τη μελέτη αυτών των διακυμάνσεων, μπορούμε να μάθουμε για την προέλευση των γαλαξιών και της μεγάλης κλίμακας δομές των γαλαξιών και μπορούν να μετρήσουν τις βασικές παραμέτρους της θεωρίας του Big Bang.

Διακυμάνσεις στο κοσμικό υπόβαθρο μικροκυμάτων

Οι μικρές μεταβολές της θερμοκρασίας ή διακυμάνσεις (της τάξης του ενός ανά εκατομμύριο) μπορούν να προσφέρουν μια τεράστια ενόραση όσο αφορά την προέλευση, την εξέλιξη, και το περιεχόμενο του σύμπαντος. Όταν παρατηρήθηκε για πρώτη φορά ο ουρανός μικροκυμάτων, πριν από τριάντα χρόνια, παρατηρήθηκε ότι ήταν σχεδόν ομοιόμορφος. Με τη βελτίωση των μέσων παρατήρησης, εντοπίστηκε η διπολική ανισοτροπία. Τέλος, το 1992, ο δορυφόρος Cosmic Background Explorer (COBE) εντόπισε τις κοσμολογικές διακυμάνσεις της θερμοκρασίας στο υπόβαθρο μικροκυμάτων. Πολλά μέλη της επιστημονικής ομάδας της WMAP είχαν βοηθήσει στο πρόγραμμα COBE και στην κατασκευή του διαστημοπλοίου. Η παρατήρηση αυτή του COBE επιβεβαιώθηκε από την έρευνα Far-InfraRed (FIRS).

Στη σύγκριση των παρακάτω εικόνων, οι εικόνες στα αριστερά, που δημιουργήθηκαν από την επιστημονική ομάδα COBE, παρουσιάζουν τρεις εικόνες ψευδούς χρώματος του ουρανού, όπως φαίνεται σε συχνότητες μικροκυμάτων. Οι εικόνες στα δεξιά, δείχνουν μια προσομοίωση του τι ανίχνευσε το WMAP. Σημειώστε ότι το WMAP ανιχνεύει πολύ πιο λεπτά χαρακτηριστικά από τους ουράνιους χάρτες του COBE. Αυτή η επιπλέον γωνιακή ανάλυση επιτρέπει στους επιστήμονες να εξάγουν πολλές πρόσθετες πληροφορίες, σχετικά με τις συνθήκες στις απαρχές του σύμπαντος.



Ο προσανατολισμός των χαρτών είναι τέτοιος ώστε το επίπεδο του Γαλαξία να διατρέχει οριζόντια το κέντρο της κάθε εικόνας. Οι μετρήσεις δείχνουν τη θερμοκρασία του ουρανού μικροκυμάτων σε μια κλίμακα όπου το μπλε είναι 0° Kelvin (απόλυτο μηδέν) και το κόκκινο είναι 4° Kelvin. Η θερμοκρασία φαίνεται εντελώς ομοιόμορφη σε αυτήν την κλίμακα. Η πραγματική θερμοκρασία του CMB είναι 2.725 Kelvin. Το μεσαίο ζεύγος εικόνων, δείχνουν τον ίδιο χάρτη που εμφανίζεται σε μια κλίμακα όπου το μπλε αντιστοιχεί σε 2.721° Kelvin και το κόκκινο είναι 2.729° Kelvin. Το μοτίβο στη δεύτερη γραμμή εικόνων είναι η “διπολική ανισοτροπία” που προκύπτει από την κίνηση του Ήλιου σε σχέση με το υπόλοιπο κοσμικό υπόβαθρο μικροκυμάτων. Το κάτω ζεύγος εικόνων, δείχνει τον ουρανό μικροκυμάτων μετά αφότου η διπολική ανισοτροπία έχει αφαιρεθεί από το χάρτη. Η κατάργηση αυτή εξαλείφει τις περισσότερες από τις διακυμάνσεις στο χάρτη: αυτές που απομένουν είναι τριάντα φορές μικρότερες. Σε αυτό το χάρτη, οι θερμές περιοχές, που εμφανίζονται με κόκκινο χρώμα, είναι $0,0002^\circ$ Kelvin θερμότερες από τις κρύες περιοχές, με μπλε χρώμα.

- Οι κύριες πηγές για τις διακυμάνσεις που φαίνονται στο τελευταίο ζεύγος εικόνων:
- Εκπομπές από τον γαλαξία μας, που κυριαρχούν στον ισημερινό του χάρτη.
 - Διακυμάνσεις εκπομπών από την άκρη του ορατού σύμπαντος κυριαρχούν τις περιοχές μακριά από τον ισημερινό.
 - Υπάρχει επίσης εναπομείναντας θόρυβος στους χάρτες από τα ίδια τα όργανα, αλλά αυτός ο θόρυβος είναι αρκετά μικρός σε σύγκριση με τα σήματα σε αυτούς τους χάρτες.

Αυτές οι κοσμικές διακυμάνσεις της θερμοκρασίας μικροκυμάτων πιστεύεται ότι **αποτελούν το ίχνος των διακυμάνσεων της πυκνότητας της ύλης στο πρώιμο σύμπαν, όπως αυτές αποτυπώθηκαν λίγο μετά το Big Bang**. Υπό αυτές τις συνθήκες, αποκαλύπτουν πολλά για το πρώιμο σύμπαν και την προέλευση των γαλαξιών και τη μεγάλης κλίμακας δομή στο σύμπαν.

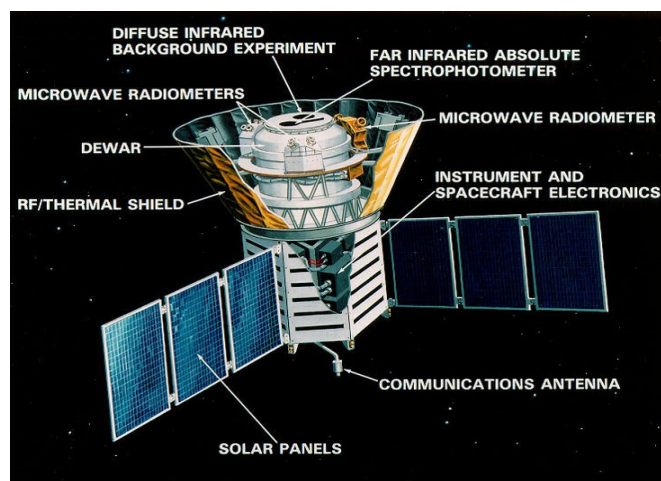
2.2.2 Οι αποστολές COBE-WMAP

Δορυφόρος COBE

Το 1974, η NASA εξέδωσε μια “Ανακοίνωση Ευκαιρίας(Announcement of Opportunity)” σε ερασιτέχνες αστρονόμους με διαστημικά σκάφη μικρού έως μεσαίου μεγέθους, για να πάρουν μέρος στο πρόγραμμα “Explorer 66”. Από τις 121 αιτήσεις, μόνο 3 ασχολούνταν με την Κοσμική Ακτινοβολία Υποβάθρου (CMB). Δύο χρόνια αργότερα η NASA δημιούργησε μια επιτροπή από τα 3 αυτά projects, η οποία πρότεινε ένα πρόγραμμα “πολικής τροχιάς” με το όνομα “COBE” που θα περιείχε τα εξής όργανα:

- *Differential Microwave Radiometer (DMR)*: ένα όργανο ανίχνευσης μικροκυμάτων, το οποίο ανιχνεύει αλλαγές/ανισοτροπίες του CMB.
- *Far-InfraRed Absolute Spectrophotometer (FIRAS)*: ένα φασματοφωτόμετρο που μετρά το φάσμα του CMB.
- *Diffuse InfraRed Background Experiment (DIRBE)*: ένα πολυκυματικό ανιχνευτή υπέρυθρων για την ανίχνευση εκπομπών σκόνης.

Τα 3 κύρια όργανα αλληλοεπικαλύπτονταν διαδοχικά για καλύτερη “ανάλυση” και καθαρότητα της μικροκυμματικής εικόνας και για να ξεχωρίσουν καλύτερα τα σήματα μεταξύ του ηλιακού συστήματος, του Γαλαξία μας και του CMB.



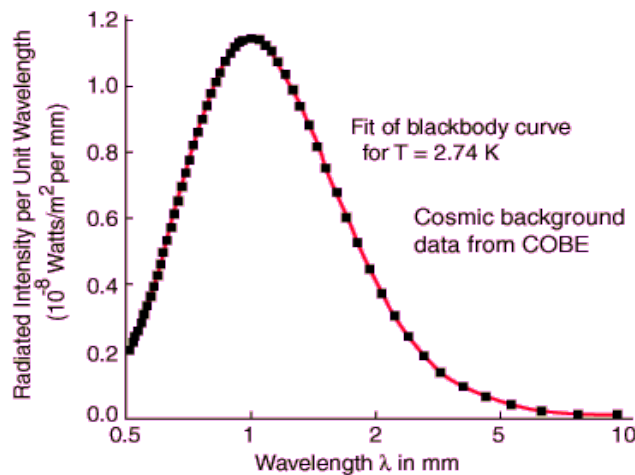
Η κατασκευή του δορυφόρου ξεκίνησε το 1981 στο Goddard Space Flight Center και εκτοξεύτηκε στις 18 Νοεμβρίου του 1989. Τέθηκε σε ηλιοσύγχρονη τροχιά σε ύψος 900km με

κλίση 99° έτσι ώστε να μην επηρεάζεται από τη ραδιενέργεια της Γης, αλλά ούτε και από τα φορτισμένα σωματίδια στις ραδιενεργούς ζώνες της Γης σε μεγαλύτερα υψόμετρα.

Καμπύλη Μελανός Σώματος του CMB

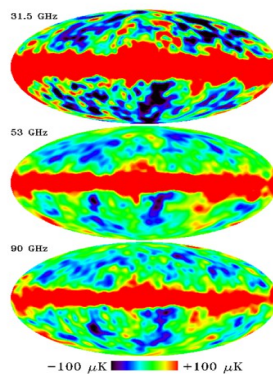
Το 1987 μια ομάδα επιστημόνων του UC Berkeley και Nagoya University ανακοίνωσε την ανακάλυψη πως η ακτινοβολία του CMB δεν συνάδει με αυτή ενός πραγματικού μελανού σώματος.

Το FIRAS, όμως, ένα από τα όργανα του COBE, ανακάλυψε αργότερα πως το CMB ταιριάζει απόλυτα με την θεωρητική καμπύλη του μελανού σώματος σε θερμοκρασίες 2.7°K, αποδεικνύοντας έτσι την πιο πάνω ανακοίνωση λάνθασμένη. Οι μετρήσεις του FIRAS έγιναν σε μια περιοχή 7 του ουρανού, έναντι ενός εσωτερικού μελανού σώματος. Το συμβολόμετρο του FIRAS κάλυπτε μεταξύ 2 και 95 cm⁻¹ σε δύο δεσμούς διαχωρισμένους στα 20 cm⁻¹.



Εγγενής Ανισοτροπία του CMB

Το DMR πέρασε 4 χρόνια ανιχνεύοντας την ανισοτροπία της κοσμικής ραδιενέργειας υποβάθρου, σχηματίζοντας τον πλήρη ουράνιο χάρτη του, αφαιρώντας γαλακτικές και δίπολα σε διάφορες συχνότητες. Οι διακυμάνσεις του CMB είναι εξαιρετικά αμυδρές, μόνο ένα στις 100,000 συγκρινόμενες με τη μέση θερμοκρασία των 2.73°K του ραδιενεργού πεδίου.



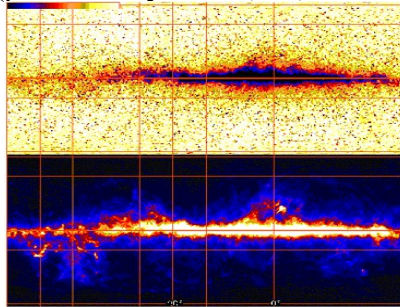
Data obtained at each of the three DMR frequencies— 31.5, 53, and 90 GHz— following dipole subtraction.

Η Μικροκυματική Κοσμική Ακτινοβολία Υποβάθρου είναι κατάλοιπο του Big Bang και οι διακυμάνσεις είναι το αποτύπωμα της πυκνότητας αντίθεσης στο νεαρό σύμπαν. Οι διακυμάνσεις στην πυκνότητα είναι το αίτιο για τη δημιουργία των σχηματισμών που παρατηρούνται σήμερα στο σύμπαν: συστάδες από γαλαξίες και τεράστιες περιοχές χωρίς γαλαξίες.

Ανίχνευση Νεαρών Γαλαξιών

Το DIRBE ανίχνευσε 10 νέους far-InfraRed γαλαξίες σε μια περιοχή που δεν είχε προηγουμένως παρατηρηθεί, όπως επίσης και 9 άλλους υποψήφιους σπειροειδείς γαλαξίες. Οι γαλαξίες που εντοπίστηκαν μεταξύ $140\text{-}240\ \mu\text{m}$ προσέφεραν πληροφορίες για την VCD (Very Cold Dust), όσον αφορά τη θερμοκρασία και τη μάζα τους.

Εκτός των άλλων ανακαλύψεων, το όργανο DIRBE διεξήγαγε μελέτες πάνω στη διαπλανητική σκόνη (IPD – InterPlanetary Dust) και διαπίστωσε ότι η προέλευσή τους είναι από απομεινάρια αστεροειδών (μελετώντας στα 12, 25, 50 και $100\ \mu\text{m}$).



Το DIRBE παρείχε επίσης ένα μοντέλο του Γαλαξιακού δίσκου όπως φαίνεται από την πλευρά του ηλιακού συστήματος. Με βάση τις μετρήσεις του, ο Ήλιος βρίσκεται 8.6 kpc από το Γαλαξιακό κέντρο, 15.6 kpc πάνω από το μέσο του δίσκου, ο οποίος έχει ακτινικό και κάθετο μήκος στα 2.64 και 0.333 kpc , αντίστοιχα. Για τη δημιουργία αυτού του μοντέλου, η διαπλανητική σκόνη έπρεπε να αφαιρεθεί. Παρατηρήθηκε ότι αυτό το σύννεφο σκόνης, ονομαζόμενο “Ζωδιακό Φως” (Zodiacal Light), δεν έχει ως επίκεντρο τον Ήλιο, αλλά μερικά εκατομμύρια χιλιόμετρα μακριά του, λόγω της βαρυτικής επίδρασης του Κρόνου και του Δία.

Πέρα από τις επιστημονικές παρατηρήσεις του COBE πολλά ερωτήματα παρέμειναν αναπάντητα. Η παρατήρηση του διαγαλαξιακού φωτισμού υποβάθρου (EBL – Extragalactic Background Light) μπορεί να επιφέρει σημαντικές γνώσεις για την κοσμολογική ιστορία της δημιουργίας άστρων, μετάλλων και σκόνης, και για την μετατροπή αστρικού φωτός σε υπέρυθρες εκπομπές σκόνης.

Μελετώντας τα αποτελέσματα του DIRBE και FIRAS μεταξύ 140 και $5000\ \mu\text{m}$, παρατηρούμε ότι η ένταση του EBL είναι $\approx 16\ \text{nW}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$. Αυτό συνάδει με την ενέργεια που εκκλείεται κατά τη νουκλεοσύνθεση και αποτελεί το 20-50% της ολικής ενέργειας που εκκλείεται κατά την δημιουργία ηλίου και μετάλλων σε όλη την ιστορία του σύμπαντος. Αυτή η ένταση συνεπάγεται, επίσης, ότι πάνω από 5-15% της βαρυονικής πυκνότητας μάζας έχει μεταποιηθεί σε ήλιο και βαρύτερα στοιχεία μέσα σε άστρα. Ο COBE έκανε παρατηρήσεις για το ρυθμό δημιουργίας άστρων, και βοήθησε στον υπολογισμό του φάσματος του EBL. Με βάση τις παρατηρήσεις του COBE, ο ρυθμός αυτός με μετατόπιση προς το ερυθρό, για $z \approx 1.5$, είναι μεγαλύτερος από το ρυθμό που προτείνεται από τις υπεριώδης-οπτικές παρατηρήσεις, κατά το διπλάσιο. Αυτή η υπερβάλλουσα αστρική ενέργεια πρέπει να παράγεται κυρίως από τεράστια άστρα σε γαλαξίες επικαλυμμένους από σκόνη που ακόμα να ανακαλυφθούν ή από γνωστά νεφελώματα με πολλά άστρα.

Δύο από τους βασικούς ερευνητές COBE, George Smoot και John Mather, έλαβαν το Βραβείο Νόμπελ Φυσικής το 2006 για την ανακάλυψη της μελανο-σωματικής μορφής και ανισοτροπίας της κοσμικής μικροκυματικής ακτινοβολίας υποβάθρου. Σύμφωνα με την

επιτροπή Νόμπελ: “το COBE μπορεί επίσης να θεωρηθεί ως το σημείο εκκίνησης για την κοσμολογία ως επιστήμη ακριβείας”.

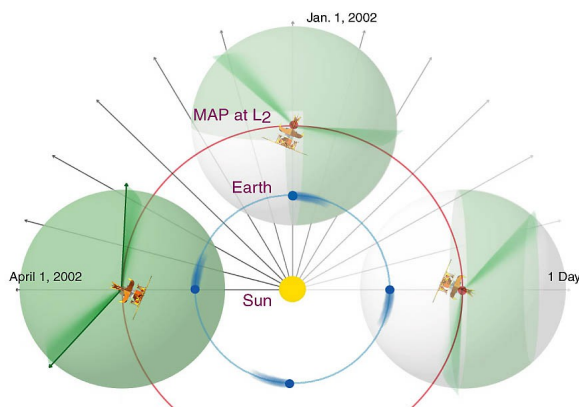
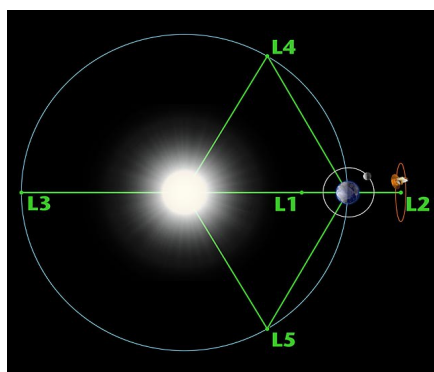
Δορυφόρος WMAP

Μετά την απόσυρση του το 1993, το COBE άφησε πίσω του ένα ανεκπλήρωτο κενό. Αυτό το κενό ήρθε να συμπληρώσει μια νέα αποστολή που προτάθηκε στη NASA το 1995 και επιλέγηκε τον Απρίλη του 1996, με το όνομα “MAP” ή “Explorer 80”. Στις 30 Ιουνίου 2001, η NASA εκτόξευσε την επακόλουθη αποστολή, της οποίας ηγείτο ο κύριος ερευνητής του DMR (όργανο του COBE) Charles L. Bennett. Ο δορυφόρος εκτοξεύτηκε από το Cape Canaveral Air Force Station πάνω σε ένα “Med-Lite Delta II 7425-10” όχημα και μπήκε σε μια L_2 (Lagrangian 2) τροχιά, αρχικά για μια 27μηνια αποστολή. Η αποστολή όμως επεκτάθηκε για πολλά ακόμα χρόνια συλλογής υψηλής ποιότητας πληροφοριών. Το 2003, το “MAP” μετονομάστηκε *WMAP* προς τιμήν του κοσμολόγου Todd David Wilkinson(1935-2002) ο οποίος υπήρξε μέλος της επιστημονικής ομάδας της αποστολής. Το WMAP είναι 45 φορές πιο ευαίσθητο, με 33 φορές την γωνιακή ανάλυση COBE προκατόχου του δορυφόρου.



Η τροχιά

Το διαστημικό σκάφος έφτασε σε τροχιά κατά Lagrange 2 την 1 Οκτωβρίου 2001 και έγινε έτσι, η πρώτη αποστολή παρατηρητών CMB με μόνιμη θέση εκεί. Η θέση του αυτή, (1,5 εκατομμύρια χιλιόμετρα από τη Γη – ή 4 φορές μεγαλύτερη της απόστασης Γης-Σελήνης) σκιάζεται από τον Ήλιο, τη Γη, και τη Σελήνη, έτσι ώστε να επιτρέπονται χαμηλότερες θερμικές διαταραχές. Για να δει το σύνολο του ουρανού, χωρίς να κοιτάζει προς τον ήλιο, το WMAP ακολούθησε μια διαδρομή γύρω από L_2 σε τροχιά Lissajous ca. 1,0 - 10 βαθμούς. Το τηλεσκόπιο περιστρεφόταν μία φορά κάθε 2 λεπτά και 9 δευτερόλεπτα (0.464 rpm) και επεξεργαζόταν με ρυθμό 1 περιστροφής ανά ώρα.



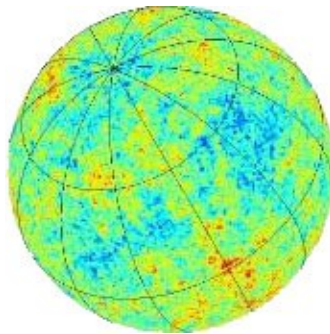
Το πιο πάνω διάγραμμα (εικόνα δεξιά) δείχνει την τροχιά με την οποία το WMAP συλλέγει

δεδομένα από την πλήρη ουρανό σε μια περίοδο έξι μηνών. Επειδή το WMAP έπρεπε πάντοτε να βλέπει μακριά από τον ήλιο, δεν μπορούσε να δει όλα τα τμήματα του ουρανού, μέχρι να περιστραφεί γύρω από τον ήλιο με τον ίδιο ρυθμό όπως η Γη.

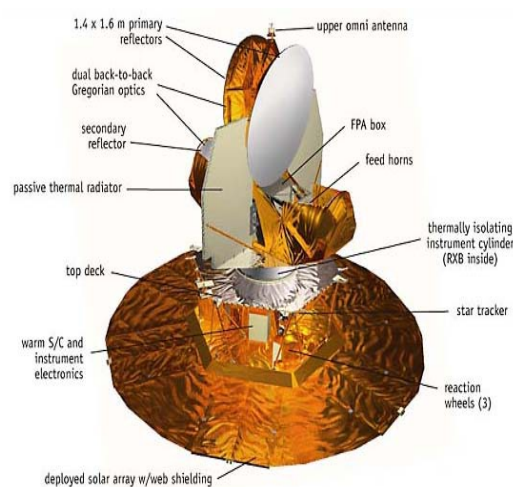
Ο μαθηματικός Joseph-Louis Lagrange ανακάλυψε πέντε ειδικά σημεία (εικόνα αριστερά), που βρίσκονται κοντά σε τροχιά γύρω από δύο μάζες, όπου μια τρίτη, μικρότερη μάζα, μπορεί να τεθεί σε τροχιά σε σταθερή απόσταση από τις μεγαλύτερες μάζες. Πιο συγκεκριμένα, τα σημεία Lagrange αποτελούν θέσεις όπου η βαρυτική έλξη των δύο μεγάλων μαζών ισούται ακριβώς με την κεντρομόλος δύναμη που απαιτείται για να περιστραφούν. Από τα πέντε σημεία Lagrange, τρία είναι ασταθή(L1,L2,L3) και δύο είναι σταθερά(L4, L5).

Ο στόχος

Ο στόχος του WMAP ήταν η μέτρηση της διαφοράς θερμοκρασίας της ακτινοβολίας του κοσμικού υποβάθρου μικροκυμάτων (CMB). Οι ανισοτροπίες στη συνέχεια χρησιμοποιούνται για τη μέτρηση της γεωμετρίας του σύμπαντος, το περιεχόμενο, και η εξέλιξη, και να δοκιμάσουν το μοντέλο του Big Bang, και την κοσμική θεωρία του πληθωρισμού. Γι 'αυτό, δημιουργείται ένας πλήρης ουράνιος χάρτης του CMB, με μια γωνιακή ανάλυση τουλάχιστον 0.3° , μια ευαισθησία των $20 \mu\text{K}$ ανά τετραγωνικού pixel, με συστηματικά αντικείμενα περιορισμένα σε $5 \mu\text{K}$ ανά pixel. Ο χάρτης περιέχει 3,145,728 pixels, και χρησιμοποιεί το σύστημα "HEALPix" για να αναλύσει τη σφαίρα (πιο κάτω).



Το διαστημικό σκάφος

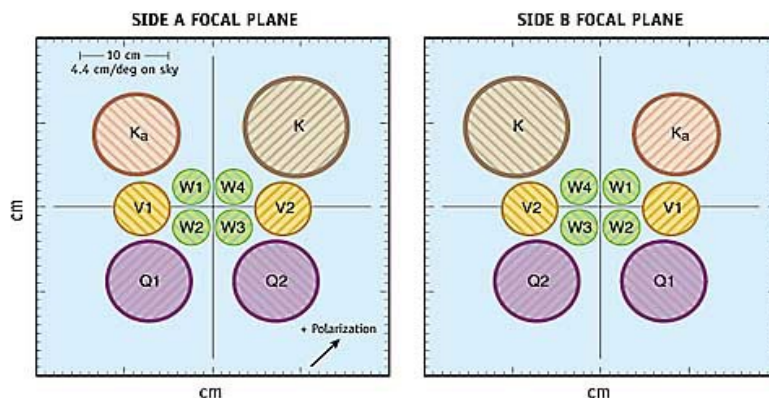


Το όργανο WMAP αποτελείται από δύο back-to-back, συμμετρικά τηλεσκόπια που

παράγουν δύο εστιακά επίπεδα, Α και Β, στις αντίθετες πλευρές του άξονα συμμετρίας του σκάφους. Μια σειρά δέκα κυματοειδών feeds βρίσκονται σε κάθε επίπεδο εστίασης και μεταφοράς ενέργειας για τα ηλεκτρονικά συστήματα ενίσχυσης.

Ο σχεδιασμός ανακλαστήρα ενσωματώνει δύο back-to-back off-axis Γρηγοριανά τηλεσκόπια με $1,4m \times 1,6m$ πρωτοβάθμιους ανακλαστήρες και $0,9m \times 1,0m$ δευτεροβάθμιους ανακλαστήρες. Ο εκτός άξονα Γρηγοριανός οπτικός σχεδιασμός παράγει επαρκή εστιακό επίπεδο, ενώ ικανοποιεί τους περιορισμούς τοποθέτησης του οπτικού συστήματος στον πύραυλο “Δέλτα”. Η κύρια εστίαση είναι ανάμεσα στα πρωτεύοντα και τα δευτερεύοντα. Οι επιφάνειες ανακλαστήρα είναι σχηματισμένες (δηλαδή έχουν σχεδιαστεί με σκόπιμες αναχωρήσεις από κωνικές τομές) για βέλτιστη απόδοση. Κάθε πρωτεύον είναι ένα σχηματισμένο ελλειπτικό τμήμα ενός παραβολοειδούς με 1.4m ημι-μικρό άξονα και 1.6m ημι-βασικό άξονα. Κατά μήκος του οπτικού άξονα, ο πρωτεύον έχει κυκλική διατομή με διάμετρο της τάξης του 1,4m. Το 99,5% περικυκλωμένο σημείο ενέργειας διαμέτρου μικρότερης από 1 cm πάνω από μια περιοχή 15x15cm από το εστιακό επίπεδο, και λιγότερο από 0,33 cm πάνω από την κεντρική περιοχή των 8x8cm. Οι ανακλαστήρες είναι κατασκευασμένοι από Korex υλικό σύνθετου άνθρακα.

Οι διατάξεις των τροφοδοτικών και οι κατευθύνσεις πόλωσης για τα 10 τροφοδοτικά σε κάθε εστιακό επίπεδο φαίνεται παρακάτω. Υπάρχει ένα ζευγάρι των τροφοδοτικών σε 22 GHz (K-band), ένα ζευγάρι στα 30 GHz (Ka-band), δύο ζεύγη σε κάθε 40 και 60 GHz (Q και V-bands, αντίστοιχα) και 4 ζεύγη σε 90 GHz (W-band). Ο μεγαλύτερος αριθμός των διαύλων, σε υψηλότερες συχνότητες είναι σχεδιασμένος για να παρέχει σχεδόν ίδια ευαισθησία σε κάθε συχνότητα, καθώς οι δέκτες υψηλότερης συχνότητας είναι εγγενώς πιο θορυβώδεις.



Οι δέκτες έχουν διαφορεικά πεδίομετρα πόλωσης ευαισθησίας για μέτρηση της διαφοράς ανάμεσα σε δύο ακτίνες του τηλεσκοπίου. Το σήμα ενισχύεται με HEMT ενισχυτές χαμηλού θορύβου. Υπάρχουν 20 τροφοδοτικά, 10 σε κάθε κατεύθυνση, από την οποία ένα πεδίομετρο συλλέγει ένα σήμα. Η μέτρηση είναι η διαφορά στο ουράνιο σήμα από αντίθετες κατευθύνσεις. Ο διαχωρισμός του αζιμούθιου κατεύθυνσης είναι 180 μοίρες και η συνολική γωνία είναι 141 μοίρες. Για να αποφευχθεί η συλλογή σημάτων από τον γαλαξία Milky Way, το WMAP χρησιμοποιεί πέντε διακριτές ζώνες ραδιοσυχνοτήτων, από 23 GHz έως 94 GHz.

Τα όργανα του WMAP

Συχνότητες (GHz)	22	30	40	60	90
------------------	----	----	----	----	----

Μήκη κύματος (mm)	13.6	10.0	7.5	5.0	3.3
# καναλιών	4	4	8	8	16
# ραδιομέτρων	2	2	4	4	8
Ανάλυση (FWHM degrees)	0.93	0.68	0.53	0.35	<0.23
Ευαισθησία (μK, 0.3° x 0.3° pixel)	~35	~35	~35	~35	~35
Ραδιόμετρο	Differential pseudo-correlation with polarization				
Κάτοπτρα	Dual Gregorian; 1.4m x 1.6m primaries				
Θερμότητα	Passive radiative cooling to < 95 K				
Κατασκευή	Composite / aluminum				
Εστιακό Επίπεδο	3.5° x 3.5° field of view				
Ευστοχία	0.6° control (elevation); 1.8' knowledge				

Γενικά στοιχεία για το WMAP:

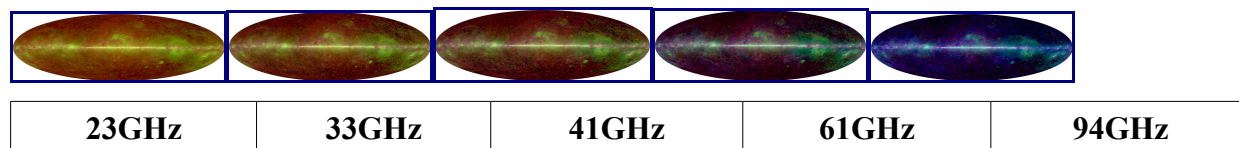
Πλεονασμός	Primarily single string
Διάρκεια	27 months; fuel limit > 3 years
Μάζα	840 kg
Τροχιά	L2 (1-10° Lissajous orbit)
Πορεία	Lunar assist with phasing loops
Επικοινωνίες	2 omnis during phasing loops Medium gain antenna for downlinks after lunar flyby
Uplinks	Once weekly to schedule downlinks
Downlinks	Once daily; Deep Space Network always in view
Downlink data rate from L2	667 kbps to 70 m dish; 16 min/day
Προώθηση	Blow-down hydrazine with 8 thrusters
Έλεγχος σε υψόμετρο	2 star trackers, 2 gyros, coarse & fine Sun sensors, 3 reaction wheels for scanning
Spin rate / Precession rate	0.464 rpm (~2 min per spin) 0.017 rpm (1 hr per precession); 22.5° cone about

	WMAP-Sun line
Δομή/Υλικό	Composite / aluminum
Ισχύς	419 W; 3.1 m ² GaAs/Ge array, 22.5° off full Sun 23 A-hr NiH battery; no eclipses
Thermal	Passively cooled with radiators, solar array shades instrument; MLI and gamma-alumina cylinder isolates spacecraft from instrument

Αφαίρεση ακτινοβολίας από το προσκήνιο (foreground):

Το WMAP παρατηρούσε σε πέντε συχνότητες, οι οποίες επιτρέπουν τη μέτρηση και αφαίρεση της μόλυνσης από το προσκήνιο (από τον Γαλαξία μας και εξω-γαλαξιακές πηγές) του CMB. Οι φασματικές ιδιότητες αυτών των εκπομπών συμβάλλουν με διαφορετικά ποσά για τις πέντε συχνότητες, πράγμα που επιτρέπει την ταυτοποίηση και την αφαίρεσή τους. Η μόλυνση αυτή απομακρύνεται με διάφορους τρόπους. Κατ' αρχάς, αφαιρούνται χάρτες εκπομπών από τις μετρήσεις του WMAP. Έπειτα, χρησιμοποιούνται γνωστές φασματικές τιμές των στοιχείων για τον εντοπισμό τους. Τέλος, ταυτίζονται τα δεδομένα θέσης και των φασμάτων των εκπομπών από το προσκήνιο, χρησιμοποιώντας επιπλέον σύνολα δεδομένων.

Το πενταετές μοντέλο εκπομπής από το προσκήνιο, για διαφορετικές συχνότητες:



2.2.3 Μετρήσεις και Ανακαλύψεις WMAP

Όπως έχει προαναφερθεί, το WMAP ήταν σε τροχιά για 9 χρόνια (2001-2010). Άρχισε να παίρνει μετρήσεις και να παρουσιάζει αποτελέσματα από το 2003 και από τότε, συλλέγονται και μελετούνται κάθε 2 χρόνια. Παρακάτω, παρουσιάζονται σταδιακά αυτές οι μετρήσεις ανά χρονολογική σειρά, όπου φαίνεται η πορεία του ερευνητή προς τα τελευταία, πιο ακριβή και αξιόπιστα αποτελέσματα.

Το κύριο αποτέλεσμα της αποστολής είναι οι διάφοροι ελλειπτικοί χάρτες του CMB φάσματος, κατά τη διάρκεια των ετών. Αυτές οι ελλείψεις παρουσιάζουν την κατανομή της θερμοκρασίας που έχει “φωτογραφίσει” η ομάδα του WMAP, από τις παρατηρήσεις της από το τηλεσκόπιο της αποστολής. Μετρήθηκαν με τη θερμοκρασία που λαμβάνεται από μια ερμηνεία του νόμου του Planck, του Κοσμικού Υποβάθρου Μικροκυμάτων. Ο χάρτης καλύπτει ολόκληρο τον ουρανό. Τα αποτελέσματα περιγράφουν την κατάσταση του σύμπαντος μόνο 380,000 χρόνια μετά το “Big Bang”, η οποία συνέβη περίπου 13.700 εκατομμύρια χρόνια πριν από το χρόνο μας. Κατά αυτή την περίοδο, η θερμοκρασία του σύμπαντος έπεσε στο σημείο όπου οι πυρήνες θα μπορούσαν να συνδυαστούν με τα ηλεκτρόνια για να δημιουργηθούν ουδέτερα άτομα. Ως αποτέλεσμα, τα φωτόνια δεν

αλληλεπιδρούν συχνά με την ύλη, το σύμπαν έγινε διαφανές, δημιουργήθηκε η μικροκυματική κοσμική ακτινοβολία υποβάθρου και στη συνέχεια έχουμε τη δημιουργία δομής. Το υπόβαθρο των μικροκυμάτων είναι πολύ ομοιογενές σε θερμοκρασία (οι σχετικές αποκλίσεις από τη μέση τιμή, η οποία προς το παρόν εξακολουθεί να είναι $2,7^\circ \text{Kelvin}$, είναι μόνο της τάξης των 5×10^{-5}). Οι διακυμάνσεις της θερμοκρασίας που αντιστοιχούν στις τοπικές κατευθύνσεις, παρουσιάζονται μέσα από διαφορετικά χρώματα (οι "κόκκινες" κατευθύνσεις είναι θερμότερες, οι "μπλε" κατευθύνσεις ψυχρότερες από τον μέσο όρο). Όλα τα στοιχεία του WMAP είναι προσιτά στο κοινό και έχουν υποβληθεί σε προσεκτική εξέταση. Σε αυτό το σημείο θα παρουσιάσουμε μια σειρά αποτελεσμάτων και ελέγχων, η σημασία και η κατανόηση των οποίων μπορεί να μην γίνεται άμεσα εμφανής, αλλά θα ξεκαθαριστεί σταδιακά στη συνέχεια της εργασίας.

Αποτελέσματα 1ου χρόνου

Στις 11 Φεβρουαρίου 2003, με βάση τα δεδομένα του πρώτου έτους από το WMAP, η NASA δημοσίευσε την μέχρι τότε πιο σύγχρονη υπολογιζόμενη ηλικία, τη σύνθεση, και την εικόνα του σύμπαντος, που "περιέχει τέτοια εκπληκτική λεπτομέρεια, που μπορεί να είναι ένα από τα πιο σημαντικά επιστημονικά αποτελέσματα των τελευταίων χρόνων". Σύμφωνα με το περιοδικό "Science", το WMAP ήταν η πιο σημαντική ανακάλυψη της χρονιάς για το 2003. Τα δημοσιευμένα αποτελέσματα αυτής της αποστολής ήταν πρώτα και δεύτερα στη λίστα "Super Hot Εργασίες στην Επιστήμη το 2003". Από τα περισσότερα αναφερόμενα έγγραφα στη φυσική και την αστρονομία όλων των εποχών, στη βάση δεδομένων SPIRES, μόνο τρεις έχουν δημοσιευθεί από το 2000, και οι τρεις δημοσιεύσεις του WMAP.

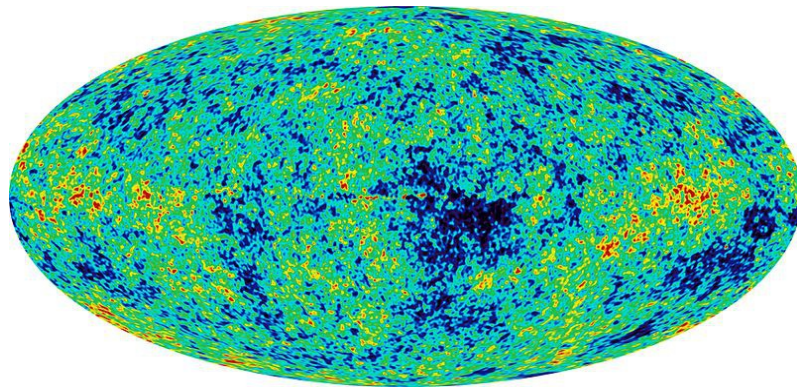
Με βάση το μοντέλο *Lambda-CDM* (παράγραφος 3.1), η ομάδα του WMAP παρήγαγε κοσμολογικές παραμέτρους από το πρώτο έτος του δορυφόρου WMAP. Τρία σύνολα δίνονται παρακάτω: Στο πρώτο και στο δεύτερο σετ βρίσκονται τα δεδομένα του WMAP. Η διαφορά είναι η προσθήκη των φασματικών δεικτών, που αποτελούν προβλέψεις ορισμένων πληθωριστικών μοντέλων. Το τρίτο σύνολο δεδομένων συνδυάζει τους περιορισμούς του WMAP με εκείνους από άλλα πειράματα CMB (ACBAR και CBI), και τους περιορισμούς από το "2dF Galaxy Redshift Survey" και μετρήσεις του "Lyman alpha forest". Υπάρχουν εκφυλισμού μεταξύ των παραμέτρων, οι πιο σημαντικοί μεταξύ n_s και τ . Τα λάθη που δίνονται είναι 68% έμπιστα.

Κοσμολογικές παράμετροι του WMAP – Αποτελέσματα 1ου χρόνου

Παράμετρος	Σύμβολο	Best fit (WMAP μόνο)	Best fit (WMAP, extra παραμέτροι)	Best fit (all data)
Σταθερά Hubble ($\text{km/Mpc}\cdot\text{s}$)	H_0	72 ± 5	70 ± 5	$71 + 4$ $- 3$
Βαρυονικό περιεχόμενο	$\Omega_b h^2$	0.024 ± 0.001	0.023 ± 0.002	0.0224 ± 0.0009
Περιεχόμενη Ύλη	$\Omega_m h^2$	0.14 ± 0.02	0.14 ± 0.02	$0.135 + 0.008$ $- 0.009$
Οπτικό βάθος έως τον επανιονισμό	τ	$0.166 + 0.076$ $- 0.071$	0.20 ± 0.07	0.17 ± 0.06

Πλάτος	A	0.9 ± 0.1	0.92 ± 0.12	0.83 ± 0.09 -0.08
Βαθμωτός Δείκτης Φάσματος	n_s	0.99 ± 0.04	0.93 ± 0.07 -0.07	0.93 ± 0.03
Πλάτος διακυμάνσεων στα $8h^{-1}$ Mpc	σ_8	0.9 ± 0.1	—	0.84 ± 0.04
Ηλικία του Σύμπαντος (Gy)	t_0	13.4 ± 0.3	—	13.7 ± 0.2
Συνολική Πυκνότητα	Ω_{tot}	—	—	1.02 ± 0.02

Ο χάρτης του CMB 1ου χρόνου:



Χρησιμοποιώντας τα βέλτιστα δεδομένα και θεωρητικά μοντέλα, η ομάδα του WMAP καθόρισε την εποχή σημαντικών παγκόσμιων γεγονότων, συμπεριλαμβανομένης της ερυθρής μετατόπισης του επαναϊονισμού (17 ± 4), την ερυθρή μετατόπιση της αποσύνδεσης (1089 ± 1) (και την ηλικία του σύμπαντος σε αποσύνδεση 379^{+8}_{-7} ka) και την ερυθρή μετατόπιση ύλης/ακτινοβολίας ($3,233^{+194}_{-210}$). Καθόρισαν ότι το πάχος της “επιφάνειας τελευταίας σκέδασης” (surface of last scatter) είναι 195 ± 2 σε μετατόπιση προς το ερυθρό, ή 118^{+3}_{-2} ka. Καθόρισαν, επίσης, την τρέχουσα πυκνότητα βαρυονίων ως $2.5 \pm 0.1 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$ και το λόγο των φωτονίων προς τα βαρυόνια ως $6.1^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{10}$. Η ανίχνευση του WMAP ενός πρόωρου επαναϊονισμού απέκλεισε τη θεωρητική “θερμή σκοτεινή ύλη”.

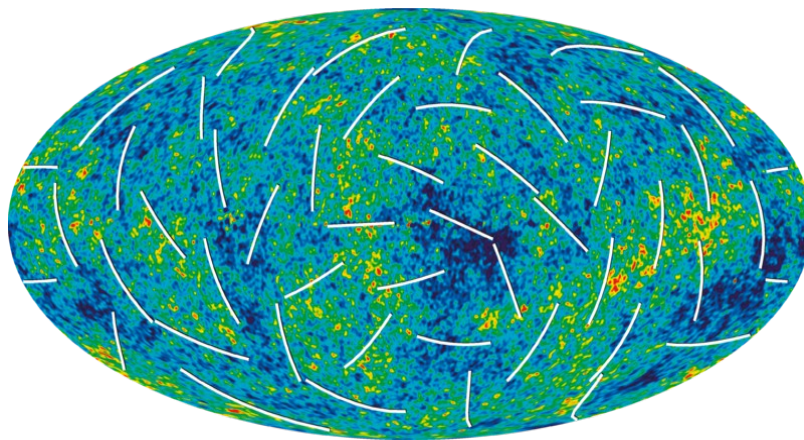
Αποτελέσματα 3ου χρόνου

Τα στοιχεία του 3ου έτους του WMAP κυκλοφόρησαν στις 17 Μαρτίου 2006. Τα δεδομένα περιλαμβάνουν μετρήσεις της θερμοκρασίας και της πόλωσης του CMB, η οποία προέβλεπε περαιτέρω επιβεβαίωση του Lambda-CDM μοντέλου (standard model) και νέα στοιχεία προς υποστήριξη της θεωρίας του πληθωρισμού. Τα δεδομένα του 3ου έτους του WMAP από μόνα τους, δείχνουν ότι το σύμπαν πρέπει να περιέχει σκοτεινή ύλη. Οι πληροφορίες έτυχαν υπολογισμού, τόσο χρησιμοποιώντας μόνο τα δεδομένα του WMAP, αλλά και με ένα μείγμα από περιορισμούς παραμέτρων από άλλα μέσα, συμπεριλαμβανομένων και άλλων πειραμάτων CMB (ACBAR, CBI και BOOMERANG), SDSS, “2dF Survey Redshift Galaxy”, το “Legacy Survey Supernova” και τους περιορισμούς της σταθεράς του Hubble, από το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble.

Κοσμολογικές παράμετροι του WMAP – Αποτελέσματα 3ου χρόνου

Παράμετρος	Σύμβολο	Best fit (WMAP μόνο)
Σταθερά Hubble ($\text{km}/\text{Mpc}\cdot\text{s}$)	H_0	$73.2+3.1$ -3.2
Βαρυονικό περιεχόμενο	$\Omega_b h^2$	0.0229 ± 0.00073
Περιεχόμενη Ύλη	$\Omega_m h^2$	$0.1277+0.0080$ -0.0079
Οπτικό βάθος επανιονισμού	τ	0.089 ± 0.030
Βαθμωτός δείκτης φάσματος	n_s	0.958 ± 0.016
Πλάτος διακυμάνσεων στα $8h^{-1} \text{ Mpc}$	σ_8	$0.761+0.049$ -0.048
Ηλικία του Σύμπαντος (Gy)	t_0	$13.73+0.16$ -0.15
Λόγος Τανυστή-Βαθμωτού	r	< 0.65

Ο χάρτης του CMB 3ου χρόνου:



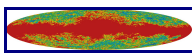
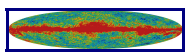
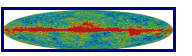
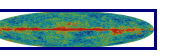
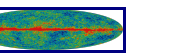
Αποτελέσματα 5ου χρόνου

Το στοιχείο του πέμπτου έτους του WMAP κυκλοφόρησε στις 28 Φεβρουαρίου 2008. Τα δεδομένα περιλαμβάνουν: νέα στοιχεία για το κοσμικό υπόβαθρο των νετρίνων, αποδείξεις ότι πήρε πάνω από 500 εκατομμύρια χρόνια για να επανιονιστούν (re-ionization), τα πρώτα αστέρια στο σύμπαν και νέους περιορισμούς για τον κοσμικό πληθωρισμό.

Η βελτίωση των αποτελεσμάτων προήλθε τόσο από το ότι είχαμε επιπλέον 2 χρόνια μετρήσεων (το σύνολο δεδομένων που τρέχει από τα μεσάνυχτα στις 10 Αυγούστου 2001 έως

τα μεσάνυχτα της 9ης Αυγούστου 2006), όσο και στις βελτιωμένες τεχνικές επεξεργασίας δεδομένων και ένα καλύτερο εξοπλισμό του οργάνου. Γίνεται, επίσης, χρήση των παρατηρήσεων στα 33 GHz, για την εκτίμηση των κοσμολογικών παραμέτρων (ενώ προηγουμένως μόνο τα κανάλια 41 GHz και 61 GHz είχαν χρησιμοποιηθεί). Τέλος, βελτιωμένες μάσκες χρησιμοποιήθηκαν για την αφαίρεση της ακτινοβολίας από το προσκήνιο (foreground). Τα πενταετή δεδομένα του WMAP συνδυάστηκαν και με μετρήσεις από τα “Υπερκαινοφανή Τύπου Ia” (AEE) και τις “Βαρυονικές Ακουστικές Ταλαντώσεις” (BAO). Το ελλειπτικό σχήμα του WMAP skymap είναι το αποτέλεσμα μιας προβολής Mollweide.

Οι πενταετής χάρτες του WMAP σε διαφορετικές συχνότητες με προσκήνιο(κόκκινο χρώμα)

				
23 GHz	33 GHz	41 GHz	61 GHz	94 GHz

Οι μετρήσεις έθεσαν περιορισμούς σχετικά με το περιεχόμενο του σύμπαντος κατά τη χρονική στιγμή που το CMB εκπέμφθηκε: Μέχρι τότε το 10% του σύμπαντος αποτελείται από νετρίνα, 12% από άτομα, 15% από φωτόνια και 63% από σκοτεινή ύλη. Η συμβολή της σκοτεινής ενέργειας κατά αυτή τη χρονική στιγμή ήταν αμελητέα. Περιορίσε επίσης, το περιεχόμενο του σημερινού σύμπαντος: 4,6% άτομα, 23% σκοτεινή ύλη και 72% σκοτεινή ενέργεια.

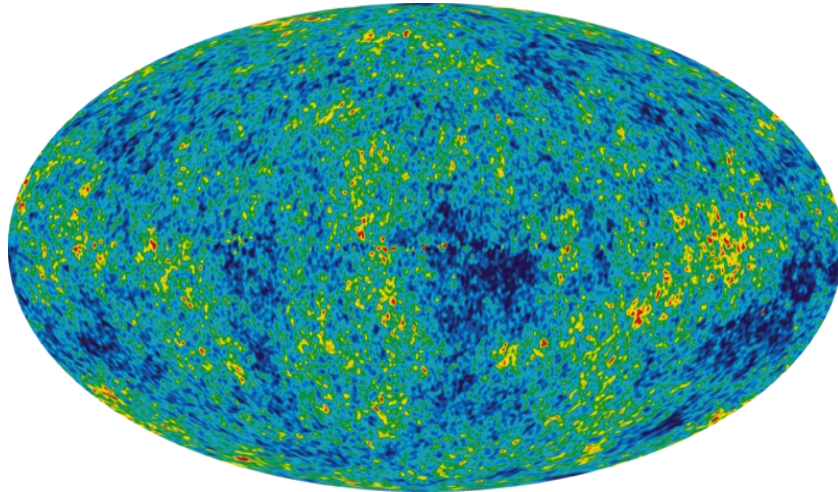
Τα δεδομένα, που φαίνονται παρακάτω, θέτουν όρια στο ύψος του λόγου του tensor/scalar: $r < 0,22$ (95% βεβαιότητα), το οποίο καθορίζει το επίπεδο στο οποίο τα βαρυτικά κύματα επηρεάζουν την πόλωση του CMB, και, επίσης, θέτει όρια στο ποσό της αρχέγονης μη-Γκαουσιανότητας (non-gaussianity). Βελτιωμένοι περιορισμοί τέθηκαν στην ερυθρή μετατόπιση του επαναϊονισμού, η οποία είναι: 10.9 ± 1.4 , στην ερυθρή μετατόπιση της αποσύνδεσης: $1,090.88 \pm 0.72$ (καθώς και στην ηλικία του σύμπαντος σε αποσύνδεση, $376.971^{+3.162}_{-3.167}$ ka) και την ερυθρή μετατόπιση της ύλης/ακτινοβολία: $3,253^{+89}_{-87}$. Ο εξωγαλαξιακός κατάλογος επεκτάθηκε έτσι ώστε να συμπεριλάβει άλλες 390 πηγές, και εντοπίστηκε μεταβλητότητα στην εκπομπή από τον Άρη και τον Κρόνο.

Κοσμολογικές παράμετροι του WMAP – Αποτελέσματα 5ου χρόνου

Παράμετρος	Σύμβολο	Best fit (WMAP μόνο)	Best fit (WMAP + SNe + BAO)
Σταθερά Hubble ($\text{km}/\text{Mpc}\cdot\text{s}$)	H_0	$71.9^{+2.6}_{-2.7}$	70.5 ± 1.3
Βαρυονικό Περιεχόμενο	$\Omega_b h^2$	0.02273 ± 0.00062	$0.02267^{+0.00058}_{-0.00059}$
Περιεχόμενο Ψυχρής Σκοτεινής Ύλης (CDM)	$\Omega_c h^2$	0.1099 ± 0.0062	0.1131 ± 0.0034
Περιεχόμενο Σκοτεινής Ενέργειας	Ω_Λ	0.742 ± 0.030	0.726 ± 0.015

Οπτικό βάθος επανιονισμού	τ	0.087 ± 0.017	0.084 ± 0.016
Βαθμωτός δείκτης φάσματος	n_s	0.963 ± 0.014 -0.015	0.960 ± 0.013
Τρέχον δείκτης φάσματος	$dn_s / d \ln k$	-0.037 ± 0.028	-0.028 ± 0.020
Πλάτος διακυμάνσεων στα $8h^{-1}$ Mpc	σ_8	0.796 ± 0.036	0.812 ± 0.026
Ηλικία του Σύμπαντος (Gy)	t_0	13.69 ± 0.13	13.72 ± 0.12
Συνολική Πυκνότητα	Ω_{tot}	1.099 ± 0.100 -0.085	1.0050 ± 0.0060 -0.0061
Λόγος Τανυστή-Βαθμωτού	r	< 0.43	< 0.22

Ο χάρτης του CMB 5ου χρόνου:



Αποτελέσματα 7ου χρόνου – Τελικά αποτελέσματα

Τα επταετή στοιχεία WMAP κυκλοφόρησαν στις 26 Ιανουαρίου 2010. Αυτά είναι και τα τελευταία δεδομένα που παρουσιάζει το WMAP. Σύμφωνα με αυτά, το Σύμπαν είναι $13,75 \pm 0,11$ δις. ετών. Με την ανακοίνωση αυτών των αποτελεσμάτων, ερευνήθηκαν διάφοροι ισχυρισμοί για ασυνέπειες με το καθιερωμένο μοντέλο (*standard model*). Οι περισσότερες έχουν δείξει ότι δεν είναι στατιστικά σημαντικές, και πιθανόν να οφείλονται σε επιλογή εκ των υστέρων (όπου φαίνεται μια παράξενη απόκλιση, αλλά αποτυγχάνει να εξετάσει σωστά το πόσο σκληρά κάποιος έχει ψάξει - μια απόκλιση με 1:1000 πιθανότητα θα βρεθεί, αν κάποιος προσπαθήσει χίλιες φορές). Για τις αποκλίσεις που παραμένουν, δεν υπάρχει καμία εναλλακτική κοσμολογική ιδέα (για παράδειγμα, φαίνεται να υπάρχει συσχέτιση με τον

εκλειπτικό πόλο). Φαίνεται πολύ πιθανό αυτές να οφείλονται σε άλλες επιδράσεις, όπως επισημαίνεται και στην αναφορά, σε διάφορες απροσδιοριστίες στην ακρίβεια της μορφής της δέσμης και σε άλλα πιθανά μικροπροβλήματα των οργάνων και της ανάλυσης.

Η άλλη επιβεβαίωση της μεγάλης σημασίας των αποτελεσμάτων, είναι το συνολικό ποσό της ύλης/ενέργειας στο Σύμπαν με τη μορφή της σκοτεινής ενέργειας - 72,8% (με σφάλμα 1,6%) ως φόντο “μη-σωματίδιων” και η σκοτεινή ύλη - 22,7% (με σφάλμα 1,4%) των μη-βαρυονικής(υπο-ατομικά) σωματιδιακής ενέργειας. Αυτό αφήνει στην ύλη, ή στα βαρυονικά σωματίδια (άτομα) μόνο το 4,56% (με σφάλμα 0,16%).

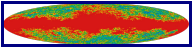
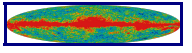
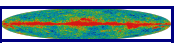
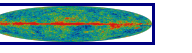
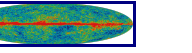
Κοσμολογικές παράμετροι του WMAP – Αποτελέσματα 7ου χρόνου

Παράμετρος	Σύμβολο	Best fit (WMAP μόνο)	Best fit (WMAP + SNe + BAO)
Ηλικία του Σύμπαντος (Gy)	t_0	13.75±0.13	13.75±0.11
Σταθερά Hubble ($\text{km/Mpc}\cdot\text{s}$)	H_0	71.0±2.5	70.4+1.3 -1.4
Βαρυονικό Περιεχόμενο	Ω_b	0.0449±0.0028	0.0456±0.0016
Φυσική Βαρυονική Πυκνότητα	$\Omega_b h^2$	0.02258+0.00057 -0.00056	0.02260±0.00053
Πυκνότητα Σκοτεινής Ύλης	Ω_c	0.222±0.026	0.227±0.014
Πυκνότητα Φυσικής Σκοτεινής Ύλης	$\Omega_c h^2$	0.1109±0.0056	0.1123±0.0035
Πυκνότητα Σκοτεινής Ενέργειας	Ω_Λ	0.734±0.029	0.728+0.015 -0.016
Πλάτος διακυμάνσεων στα $8h^{-1}$ Mpc	σ_8	0.801±0.030	0.809±0.024
Βαθμωτός δείκτης φάσματος	n_s	0.963±0.014	0.963±0.012
Οπτικό βάθος επανιονισμού	τ	0.088±0.015	0.087±0.014

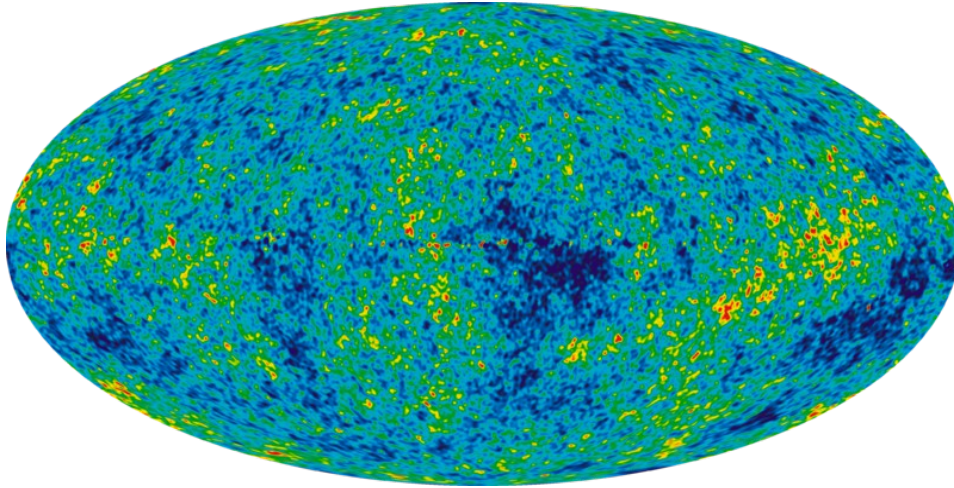
Διάφορες παράμετροι για εκτεταμένη μοντέλα (οι παράμετροι θέτουν όρια στις αποκλίσεις από το μοντέλο Lambda-CDM)

Παράμετρος	Σύμβολο	Best fit (WMAP μόνο)	Best fit (WMAP + SNe + BAO)
Συνολική Πυκνότητα	Ω_{tot}	1.080+0.093 -0.071	1.0023+0.0056 -0.0054
Λόγος Τανυστή-Βαθμωτού, $k_0=0.002 \text{ Mpc}^{-1}$	r	<0.36 (95% CL)	<0.24 (95% CL)
Τρέχον δείκτης φάσματος, $k_0=0.002 \text{ Mpc}^{-1}$	$dn_s / dlnk$	-0.034±0.026	-0.022±0.020

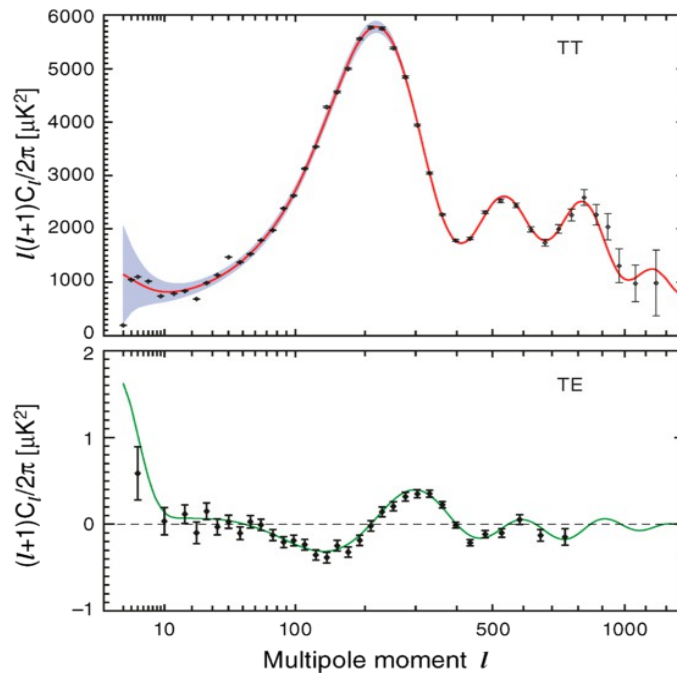
Οι επταετής χάρτες του WMAP σε διαφορετικές συχνότητες με προσκλήνιο

				
23 GHz	33 GHz	41 GHz	61 GHz	94 GHz

Ο χάρτης του CMB 7ου χρόνου:



Πιο κάτω παρουσιάζεται η θερμοκρασία και πόλωση του φάσματος της ενέργειας που προέρχεται από τα 7-ετή δεδομένα του WMAP. Τα δεδομένα παρουσιάζονται ως σημεία, ενώ οι καμπύλες αντιστοιχούν στο βέλτιστο μοντέλο Lambda-CDM, και οι σκιασμένες περιοχές οριοθετούν την κοσμική διακύμανση σχετικά με το μοντέλο.



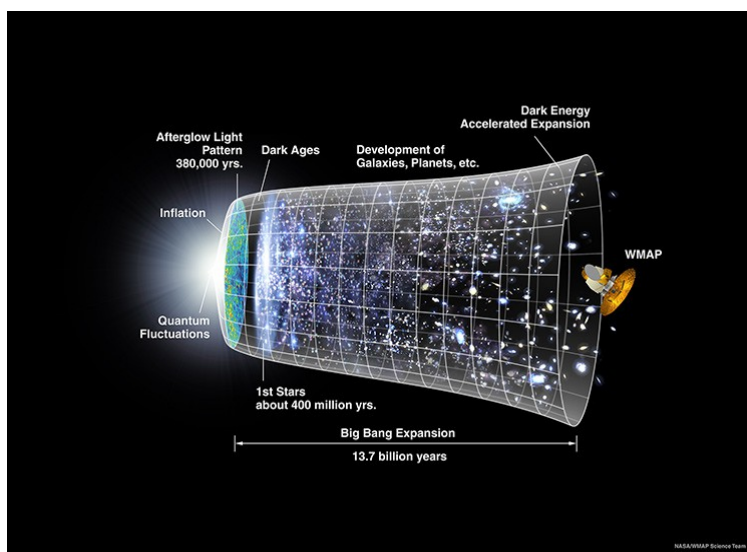
Σύνοψη αποτελεσμάτων και επιτευγμάτων WMAP

Από τον Οκτώβριο του 2010, το διαστημικό σκάφος WMAP βρίσκεται σε νεκρή τροχιά (graveyard orbit), μετά από 9 χρόνια λειτουργίας. Το “*Astronomy and Physics Senior Review panel*” της NASA ενέκρινε συνολικά 9 χρόνια λειτουργίας WMAP, μέχρι το Σεπτέμβριο του 2010. Ας ανακεφαλαιώσουμε τα αξιοσημείωτα ευρήματα της αποστολής.

Οι μετρήσεις του WMAP έπαιξαν το βασικό ρόλο στη δημιουργία του τρέχοντος καθιερωμένου μοντέλου της κοσμολογίας. Τα στοιχεία του, ταιριάζουν πολύ καλά με ένα σύμπαν που κυριαρχείται από σκοτεινή ενέργεια, με τη μορφή της κοσμολογικής σταθεράς. Άλλα κοσμολογικά δεδομένα είναι επίσης συνεπή, περιορίζοντας αρκετά το μοντέλο. Σε αυτό το Λ -CDM μοντέλο του σύμπαντος, η ηλικία του σύμπαντος είναι $13,75 \pm 0,11$ δισεκατομμύρια χρόνια. Η αποφασιστικότητα της αποστολής WMAP για να ανακαλύψει την ηλικία του σύμπαντος με ακρίβεια καλύτερη του 1%, αναγνωρίστηκε από το βιβλίο Guinness.

Ο σημερινός ρυθμός διαστολής του σύμπαντος (σταθερά Hubble) μετρήθηκε: $70,5 \pm 1,3$ [$\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$]. Το περιεχόμενο του σύμπαντος αποτελείται σήμερα από $4,56\% \pm 0,15\%$ συνήθους βαρυονική ύλη, $22,8\% \pm 1,3\%$ ψυχρή Σκοτεινή Ύλη (CDM), η οποία ούτε εκπέμπει, ούτε απορροφά το φως, και το $72,6\% \pm 1,5\%$ είναι Σκοτεινή Ενέργεια με τη μορφή της κοσμολογικής σταθεράς που επιταχύνει τη διαστολή του σύμπαντος. Λιγότερο από το 1% του σημερινού περιεχομένου του σύμπαντος είναι σε νετρίνα, αλλά οι μετρήσεις του WMAP έχουν ανακαλύψει, για πρώτη φορά το 2008, ότι τα δεδομένα “προτείνουν” την ύπαρξη ενός κοσμικού υποβάθρου νετρίνων. Το σύνολο των δεδομένων προτείνει μια επίπεδη Ευκλείδεια γεωμετρία, με το δείκτη της ενεργειακής πυκνότητας της κυρτότητας με κρίσιμη πυκνότητα: $0.0179 < \Omega_k < 0.0081$ (95% βεβαιότητα). Οι μετρήσεις του WMAP υποστηρίζουν επίσης το κοσμικό μοντέλο του πληθωρισμού.

Ορισμένες πτυχές των δεδομένων είναι στατιστικά ασυνήθιστες για το καθιερωμένο μοντέλο της κοσμολογίας. Για παράδειγμα, η μεγαλύτερη γωνιακή κλίμακα μετρήσεων - η τετραπολική ροπή - είναι κάπως μικρότερη από το μοντέλο που προβλέπεται, αλλά αυτή η διαφορά δεν είναι ιδιαίτερα σημαντική. Επίσης, η έρευνα συνεχίζεται πάνω σε ένα μεγάλο ψυχρό σημείο και άλλα χαρακτηριστικά στοιχεία μεγαλύτερης σημασίας. Στις 14 Μαΐου 2009, είχαμε την εκτόξευση του διαστημικού σκάφους “Planck”, ως μια επακόλουθη αποστολή του WMAP. Το Planck είχε ως στόχο να παρατηρήσει κι αυτό το CMB και να βελτιώσει τις μετρήσεις που έγιναν από το WMAP, τόσο στην συνολική ένταση όσο και στην πόλωση.



2.3 Υπερκαινοφανείς Τύπου 1A

2.3.1 Είδη Υπερκαινοφανών Αστέρων

Υπερκαινοφανής αστέρες ονομάζονται οι αστρικές εκρήξεις που σηματοδοτούν το τέλος της ζωής ενός άστρου, κατά τις οποίες το άστρο γίνεται 10^9 φορές φωτεινότερο από τον Ήλιο και εκπέμπει τόση ενέργεια, όση αναμένεται να εκπέμψει ο Ήλιος καθ' όλη τη διάρκεια της ζωής του. Η έκρηξη αποβάλλει ένα μεγάλο ποσοστό ή το σύνολο της ύλης του αστέρα, με ταχύτητα έως 30.000 km/s, δημιουργώντας ένα κρουστικό κύμα στον περιβάλλοντα διαστρικό χώρο. Αυτό το κρουστικό κύμα σαρώνει ένα κέλυφος αερίου και σκόνης που ονομάζεται κατάλοιπο υπερκαινοφανούς.

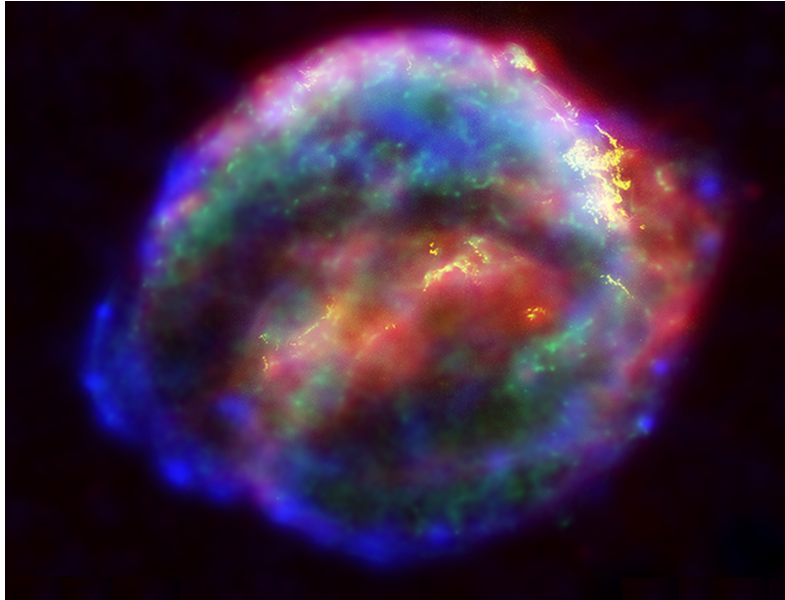
Ο αρχαιότερος καταγεγραμμένος υπερκαινοφανής αστέρας (Supernova), το SN 185 παρατηρήθηκε από Κινέζους αστρονόμους το 185 μ.Χ.. Ο φωτεινότερος υπερκαινοφανής που καταγράφηκε ήταν ο SN 1006 (το 1006 μ.Χ.) ο οποίος περιγράφεται λεπτομερώς από Κινέζους και Ισλαμιστές αστρονόμους. Άλλα παραδείγματα αποτελούν ο SN 1054 ο οποίος δημιούργησε το "Νεφέλωμα του Κάβουρα" (Crab Nebula), ενώ οι SN 1572 και SN 1604 ήταν οι τελευταίοι υπερκαινοφανής του Γαλαξία μας παρατηρήσιμοι με γυμνό οφθαλμό και επηρέασαν σημαντικά την εξέλιξη της Αστρονομίας στην Ευρώπη. Υπολείμματα υπερκαινοφανών υποδεικνύουν ότι το φαινόμενο συμβαίνει κατά μέσο όρο 3 φορές ανά αιώνα στον Γαλαξία μας. Ο ρόλος τους είναι σημαντικός στον εμπλουτισμό του διαστρικού μέσου με διάφορα στοιχεία υψηλής μάζας, καθώς και στον σχηματισμό νέων άστρων.

Οι πρώτες μελέτες υπερκαινοφανών διεξήχθησαν από τους Walter Baade και Fritz Zwicky στο Παρατηρητήριο στο όρος Wilson το 1930. Ο Baade και Zwicky ήταν επίσης και οι πρώτοι που χρησιμοποίησαν τον όρο 'Supernova' (υπερκαινοφανής) σε μια από τις διαλέξεις τους. Η ονομασία των υπερκαινοφανών, όπως καθορίζεται από το IAU (International Astronomical Union) προβλέπει τα 2 πρώτα γράμματα ως 'SN' (Supernova), τα οποία ακολουθούνται από το έτος ανακάλυψης και την αρίθμηση της ανακάλυψης με βάση τα γράμματα του αλφαβήτου (πρώτα με κεφαλαία και έπειτα με μικρά γράμματα). Δηλαδή π.χ.: το 5ο υπερκαινοφανές που καταγράφεται το 2005 ονομάζεται 'SN 2005E'.

Οι αναζητήσεις για υπερκαινοφανής εμπίπτει σε δύο γενικές κατηγορίες: εκείνες που εστιάζονται σε γεγονότα σχετικά κοντινής απόστασης και εκείνες που ψάχνουν για εκρήξεις πιο μακριά. Λόγω της διαστολής του σύμπαντος, η απόσταση ενός απομακρυσμένου αντικειμένου, με γνωστό φάσμα εκπομπής, μπορεί να εκτιμηθεί με τη μέτρηση της μετατόπισης Doppler (ή redshift). Κατά μέσο όρο, τα πιο μακρινά αντικείμενα απομακρύνονται με μεγαλύτερη ταχύτητα από ότι πιο κοντινά, και έτσι έχουν μεγαλύτερη μετατόπιση προς το ερυθρό (redshift). Έτσι, η αναζήτηση διαχωρίζεται μεταξύ της υψηλής και χαμηλής μετατόπισης προς το ερυθρό, με το όριο να βρίσκεται γύρω στο φάσμα μετατόπισης $z = 0,1-0,3$, όπου το z είναι ένα αδιάστατο μέγεθος μέτρησης της μετατόπισης της συχνότητας του φάσματος.



Οι έρευνες υψηλής μετατόπισης προς το ερυθρό (high redshift), συνήθως περιλαμβάνουν την παρατήρηση των καμπυλών φωτός των υπερκαινοφανών. Αυτές, καθώς και οι παρατηρήσεις υπερκαινοφανών χαμηλής μετατόπισης προς το ερυθρό, χρησιμοποιούνται ως πρότυπο για βαθμονόμηση στη δημιουργία διαγραμμάτων της καμπύλης Hubble, κάτι με το οποίο θα ασχοληθούμε στη συνέχεια.



Εικόνα 1: Τα υπολείμματα του Υπερκαινοφανή του Kepler SN 1604 με συνδιασμό ακτίνων-X, Υπέρυθρων και ακτίνων

Ένα υπερκαινοφανές μπορεί να προκληθεί από ένα εκ δύο φαινομένων: Την *κατάρρευση του πυρήνα ενός γιγάντιου αστέρα (i) ή λόγω ξαφνικής αναζωπύρωσης της πυρηνικής σύντηξης σε ένα ήδη εκφυλισμένο αστέρα (ii).*

(i) Ένα γιγάντιο άστρο, μετά τον κορεσμό της καύσιμης ύλης του (υδρογόνου) καταρρέει βαρυτικά μέσα στον εαυτό του όταν η μάζα του πυρήνα ξεπεράσει το όριο *Chandrasekhar* ($1.44 M \sim 2.864 \times 10^{30} \text{ kg}$) όπου η ηλεκτρονική απωστική πίεση εκφυλισμού δεν είναι αρκετή για να αντέξει την βαρυτική δύναμη, έτσι ώστε να δημιουργήσει ένα Αστέρα Νετρονίου ή ακόμα και μια Μελανή Οπή. Αυτή η ξαφνική κατάρρευση απελευθερώνει αρκετή βαρυτική δυναμική ενέργεια που μπορεί να προκαλέσει υπερκαινοφανή αστέρα.

(ii) Ένας εκφυλισμένος λευκός νάνος μπορεί να συγκεντρώσει αρκετή ύλη από ένα άστρο-σύντροφο, είτε μέσω προσαύξησης είτε μέσω συγχώνευσης, έτσι ώστε να αυξηθεί η θερμοκρασία του πυρήνα του, να προκληθεί ανάφλεξη της σύντηξης του άνθρακα, που έχει ως αποτέλεσμα μια ανεξέλεγκτη πυρηνική σύντηξη, η οποία, διαταράσσοντας τον αστέρα, απελευθερώνει μεγάλα ποσά ενέργειας (“Θερμικός Δραπέτης”).

Στην πρώτη κατηγορία υπερκαινοφανών (i) ανοίκουν τα **Τύπου 1b/c** και τα **Τύπου II** (τα οποία χωρίζονται σε **Τύπου II P/L/N** και **Τύπου IIb**). Στην δεύτερη κατηγορία (ii) ανοίκουν τα υπερκαινοφανή **Τύπου 1a**.

Όσον αφορά την κατηγοριοποίηση των υπερκαινοφανών, οι αστρονόμοι τα κατατάσσουν ανάλογα με τις *καμπύλες φωτός* (light curves) τους και τις *γραμμές απορρόφησης* των διαφόρων χημικών στοιχείων που εμφανίζονται στα φάσματά τους. Η πρώτη διαίρεση γίνεται με βάση την παρουσία ή όχι του Υδρογόνου. Αν το φάσμα ενός υπερκαινοφανούς περιέχει γραμμές υδρογόνου (γνωστή ως σειρά Balmer στο οπτικό τμήμα του φάσματος) κατατάσσεται ως Τύπου II, και εάν όχι, ως Τύπου I. Σε κάθε ένα από αυτούς τους δύο τύπους, υπάρχουν υποδιαίρεσεις ανάλογα με την παρουσία ή απουσία γραμμών από

άλλα στοιχεία, ή το σχήμα της καμπύλης φωτός (ένα γράφημα του μεγέθους του υπερκαινοφανούς ως συνάρτηση του χρόνου).

Τύπου I

Τα Τύπου I υπερκαινοφανή υποδιαιρούνται βάσει των φασμάτων τους, με τα Τύπου Ia που δείχνει μια εντόνως ιονισμένη γραμμή απορρόφησης πυριτίου. Τα Τύπου I χωρίς αυτή την έντονη γραμμή ταξινομούνται ως τύπου Ib και Ic, με τα Ib να παρουσιάζουν έντονες ουδέτερες γραμμές ηλίου και τα τύπου Ic να μην τις παρουσιάζουν. Οι καμπύλες φωτός τους είναι παρόμοιες, αν και των Τύπου Ia είναι γενικά φωτεινότερες στην κορυφή φωτεινότητας. Η καμπύλη φωτός, ωστόσο, δεν διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στην κατάταξη των Τύπου I.

Τύπου II

Τα Τύπου II, επίσης υποδιαιρούνται με βάση τα φάσματα τους. Ενώ τα πλείστα Τύπου II παρουσιάζουν πολύ ευρείες γραμμές εκπομπής, κάτι το οποίο υποδεικνύει ταχύτητες επέκτασης πολλών χιλιάδων χιλιομέτρων ανά δευτερόλεπτο, ορισμένα έχουν σχετικά στενά χαρακτηριστικά φάσματα. Αυτά ονομάζονται *Τύπου II_n*, όπου το “n” σημαίνει “narrow” (στενό).

Κάποιοι υπερκαινοφανείς, όπως τα SN 1987K και SN 1993J, δείχνουν να αλλάζουν τύπους: εμφανίζουν γραμμές υδρογόνου σε πρώιμους χρόνους, αλλά, έπειτα από μια περίοδο εβδομάδων ή μηνών, αρχίζουν να 'κυριαρχούνται' από γραμμές ηλίου. Ο όρος *Τύπος II_b* χρησιμοποιείται για την περιγραφή του συνδυασμού χαρακτηριστικών που συνήθως σχετίζονται με τους υπερκαινοφανείς Τύπου II και Ib.

Τα Τύπου II με φυσιολογικά φάσματα τα οποία κυριαρχούνται από ευρείες γραμμές υδρογόνου, που παραμένουν κατά τη διάρκεια της εξασθένησης, ταξινομούνται με βάση τις καμπύλες φωτός τους. Τα πιο κοινού τύπου, εμφανίζουν ένα διακριτικό “πλατώ” την καμπύλη λίγο μετά τη μέγιστη φωτεινότητα, όπου η οπτική φωτεινότητά τους παραμένει σχετικά σταθερή για αρκετούς μήνες, πριν να συνεχιστεί η πτώση. Αυτά ονομάζονται *Τύπου II-P*. Αρκετά σπανιότερα είναι τα *Τύπου II-L*, τα οποία δεν εμφανίζουν αυτό το “πλατώ”. Το “L” σημαίνει “linear” (γραμμική) -αν και η καμπύλη φωτός δεν είναι ακριβώς μια ευθεία γραμμή .



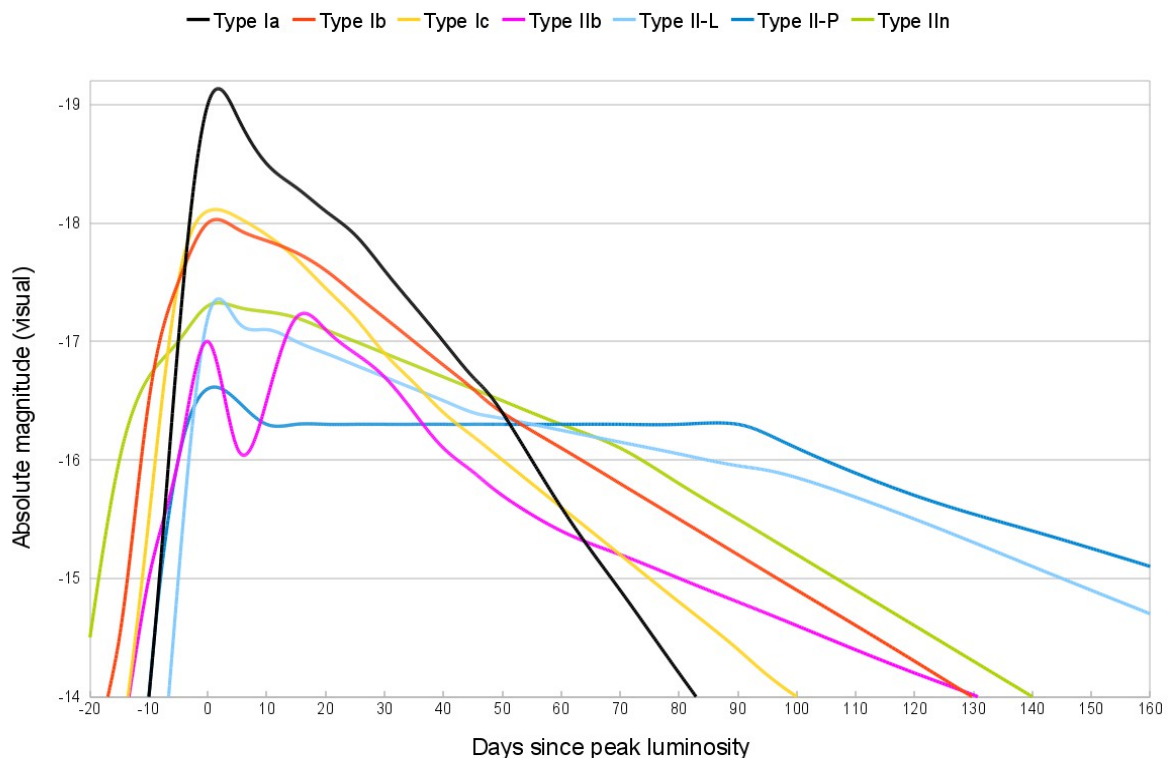
2. Εικόνα: Εδώ φαίνεται ο υπερκαινοφανής SN 1987A πριν και μετά, όπως παρατηρήθηκ από τον David Malin και το Anglo Australian Observatory. Ο SN 1987A ανακαλύφθηκε στις 23 Φεβρουαρίου 1987, και παρόλο που το φως του πήρε 170.000 χρόνια για να φτάσει στη Γη, έγινε εύκολα ορατό με γυμνό μάτι. Ήταν ο πιο κοντινό και ο πιο φωτεινός Υπερκαινοφανής, παρατηρήσιμο από τη Γη τα τελευταία 350 χρόνια.

Πιο κάτω ακολουθούν 2 πίνακες: Ο πρώτος (“Ταξινόμηση Υπερκαινοφανών”) ταξινομεί τα διαφορετικά είδη υπερκαινοφανών, ενώ ο δεύτερος (“Καμπύλη Φωτός”) αναλύει συγκριτικά κάποια χαρακτηριστικά των Καμπύλων Φωτός τους.

Ταξινόμηση Υπερκαινοφανών

Τύπου I Χωρίς Υδρογόνο	Τύπου Ia Παρουσιάζει μια μεμονωμένη γραμμή ιονισμένου πυριτίου (Si II) στα 615.0 nm, κοντά στο μέγιστο της καμπύλης φωτός		“Θερμικός Δραπέτης”
	Τύπου Ib/Ic Ασθενής ή χωρίς χαρακτηριστικά απορρόφησης πυριτίου	Τύπου Ib Εμφανίζει μια γραμμή μη-ιονισμένου ηλίου (He I) στα 587,6 nm	
Τύπου II Με Υδρογόνο		Τύπου Ic Ασθενής ή καθόλου ήλιο	
	Τύπου II-P/L/n Τύπου II σε ολόκληρο το φάσμα	Τύπου II-P/L Χωρίς στενές (narrow) γραμμές	Κατάρρευση Πυρήνα
		Τύπου II-L Εμφανίζει γραμμική μείωση της καμπύλης φωτός (γραμμική ως μέγεθος ως προς το χρόνο)	
		Τύπου IIn Μερικές στενές (narrow) γραμμές	
	Τύπου IIb Αλλαγές φάσματος ώστε να μετατραπεί σε Τύπου Ib		

Καμπύλη Φωτός



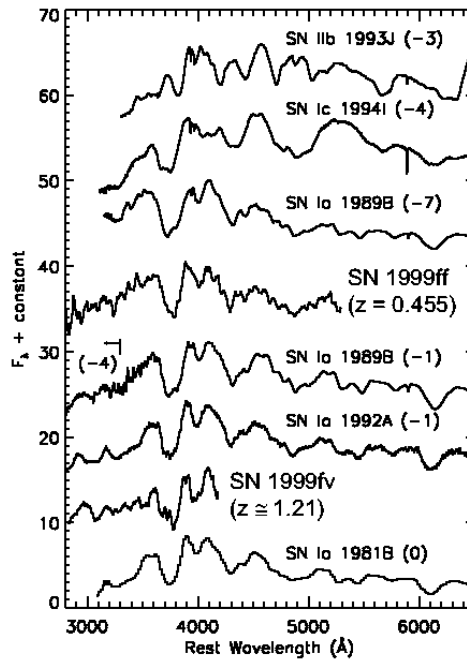
Φυσικά Χαρακτηριστικά Υπερκαινοφανών ανά Τύπο

Type ^a	Μέση Κορυφή (Απόλυτο Μέγεθος)	Προσεγγιστική Ενέργεια (foe~10 ⁴⁴ joules)	Μέρες μέχρι κορυφαία φωτεινότητα	Μέρες από κορυφαία έως 10% φωτεινότητα
Ia	-19	1	περίπου 19	~ 60
Ib/c(ασθενή)	~-15	0.1	15-25	άγνωστο
Ib	~-17	1	15-25	40-100
Ic	~-16	1	15-25	40-100
Ic(έντονα)	μέχρι -22	> 5	~ 25	~ 100
II-b	~-17	1	~ 20	~ 100
II-L	~-17	1	~ 13	~ 150
II-P(ασθενή)	~-14	0.1	~ 15	άγνωστο
II-P	~-16	1	~ 15	“Πλατώ”, μετά 50
IIh	~-17	1	12-30	50-150
IIh(έντονα)	μέχρι -22	> 5	> 50	> 100

*Απόλυτο Μέγεθος (M) = Φαινόμενο Μέγεθος (m) που θα είχε το ουράνιο σώμα σε απόσταση 10 parsecs (~ 32.6 έτη φωτός)

$M = m - \mu$ (όπου μ =συντελεστής απόστασης= $5 \log_{10}(d) - 5$, και d=απόσταση σε parsecs).

Πιο κάτω φαίνονται οι συγκρίσεις ανάμεσα στις φωτεινές καμπύλες υπερκαινοφανών διάφορων τύπων:



2.3.2 *Υπερκαινοφανείς Τύπου Ia*

Οι υπερκαινοφανείς Τύπου Ia είναι μεγάλης σημασίας, αφού αποτελούν την πιο αξιόπιστη μέθοδο μέτρησης αποστάσεων σε κοσμολογικές κλίμακες, δηλαδή για αποστάσεις μεγαλύτερες από 1000 Mpc (~3260 έτη φωτός).

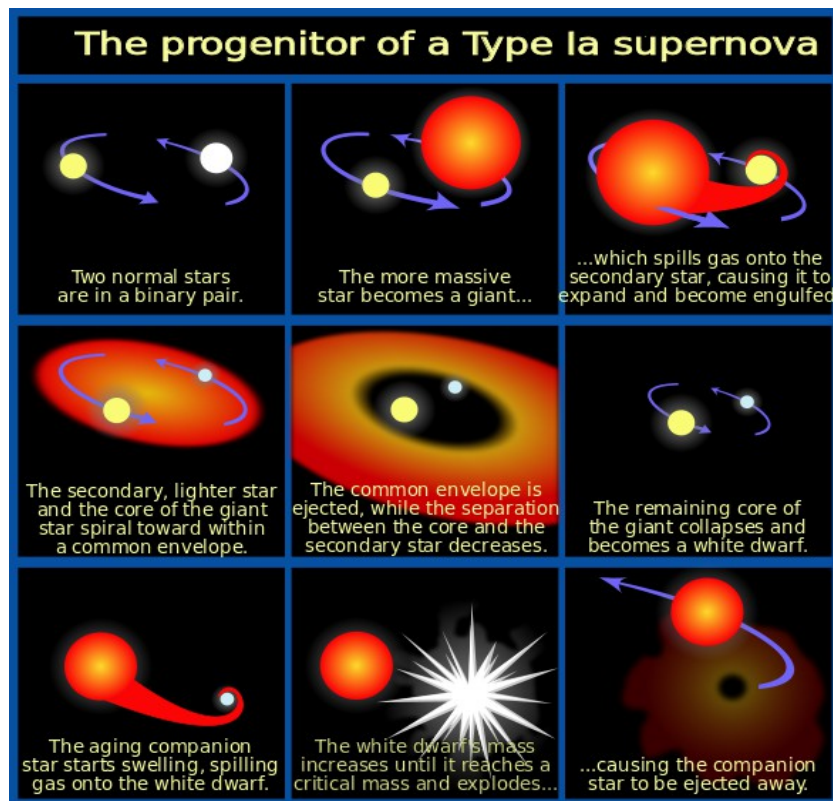
Οι λευκοί νάνοι άνθρακα-οξυγόνου με χαμηλό ρυθμό περιστροφής, περιορίζονται σε μάζες $< 1,38$ ηλιακές μάζες. Πέρα από αυτό το μέγεθος, θα ξαναάψουν και σε ορισμένες περιπτώσεις προκαλείται έκρηξη υπερκαινοφανούς αστέρα. Εάν ένας λευκός νάνος επαυξάνει σταδιακά τη μάζα του, απορροφώντας ένα δυαδικό σύντροφο, η γενική υπόθεση είναι ότι ο πυρήνας του θα φτάσει σε θερμοκρασία ανάφλεξης της σύντηξης άνθρακα. Εάν ο λευκός νάνος συγχωνευτεί με ένα άλλο άστρο, θα υπερβεί στιγμιαία το όριο και θα αρχίσει να καταρρέει, που πάλι έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της θερμοκρασίας του πέρα από το όριο ανάφλεξης της πυρηνικής σύντηξης. Λίγα δευτερόλεπτα μετά την έναρξη της πυρηνικής σύντηξης, ένα σημαντικό μέρος της ύλης του λευκού νάνου υποβάλλεται σε μια θερμικά ανεξέλεγκτη αντίδραση (όπου η αύξηση της θερμοκρασίας αλλάζει τις συνθήκες προκαλώντας περαιτέρω αύξηση της θερμοκρασίας κλπ.), απελευθερώνοντας αρκετή ενέργεια ($1-2 \times 10^{44}$ J) ώστε να προκληθεί αποσύνδεση του αστέρα μέσω έκρηξης υπερκαινοφανούς.

Τρόποι δημιουργίας Υπερκαινοφανών Τύπου Ia:

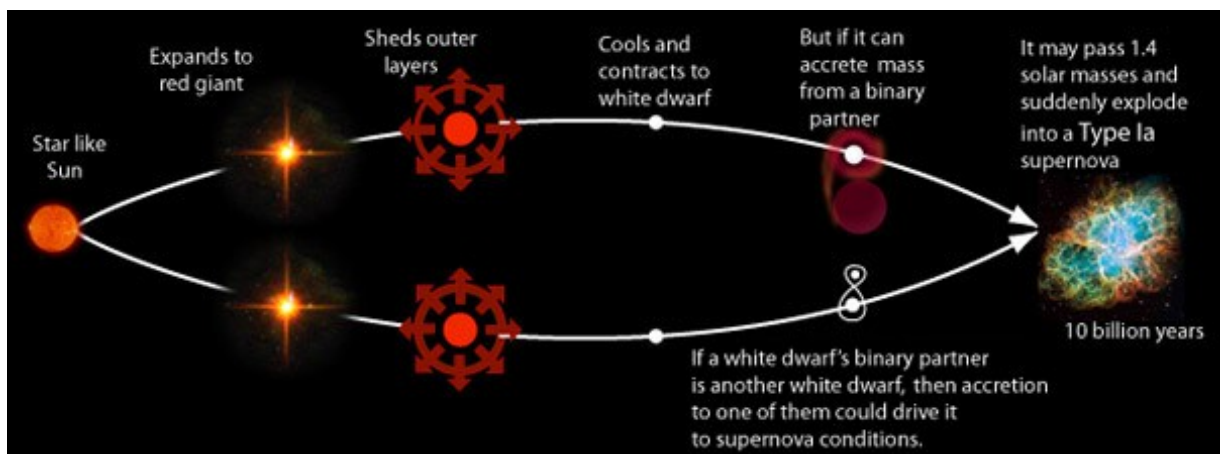
(i)Μονά Εκφυλισμένοι Προγόνου: Ένα μοντέλο σχηματισμού υπερκαινοφανούς αυτής της κατηγορίας, είναι ένα κλειστό δυαδικό σύστημα αστέρων. Το δυαδικό σύστημα αυτών των αστέρων-προγόνων αποτελείται από αστέρες κύριας ακολουθίας, με τον πρωτεύον να διαθέτει περισσότερη μάζα από τον δευτερεύον. Όντας μεγαλύτερος σε μάζα, ο κύριος αστέρας είναι ο πρώτος του ζεύγους ο οποίος εξελίσσεται σε ασυμπτωτικό γίγαντα, όπου το μέγεθος του επεκτείνεται σημαντικά. Εάν οι δύο αστέρες μοιράζονται ένα κοινό περίβλημα, τότε το σύστημα μπορεί να χάσει σημαντικά ποσά μάζας, καθώς και να επέλθει μείωση της στροφορμής, της τροχιακής ακτίνας και της περιόδου. Μετά τον εκφυλισμό του πρωτεύοντος σε λευκό νάνο, ο δευτερεύον εξελίσσεται σε κόκκινο γίγαντα και έτσι αρχίζει η μαζική πρόσφυση πάνω στο πρωτεύον. Κατά τη διάρκεια αυτής της κοινής τελικής φάσης, οι δύο αστέρες πλησιάζουν με μια σπειροειδή κίνηση, καθώς χάνεται γωνιακή ορμή. Η προκύπτουσα τροχιά μπορεί να έχει περίοδο μερικών ωρών. Εάν η προσαύξηση συνεχιστεί για αρκετά μεγάλο χρονικό διάστημα, ο λευκός νάνος (πρωτεύον αστέρας) μπορεί τελικά να προσεγγίσει το όριο Chandrasekhar = 1.44 ηλιακές μάζες. Ο σύντροφος του λευκού νάνου θα μπορούσε επίσης να είναι ένας αστέρας διαφορετικής φάσης, συμπεριλαμβανομένου ενός υπογίγαντα ή (αν η τροχιά είναι αρκετά κοντινή), ακόμη και ενός αστέρα κύριας ακολουθίας. Έχει υπολογιστεί ότι τα “Μονά εκφυλισμένου προγόνου” αποτελούν λιγότερο από το 20% του συνόλου των υπερκαινοφανών Τύπου Ia.

(ii)Διπλά Εκφυλισμένοι Προγόνου: Ένας δεύτερος πιθανός μηχανισμός για την ενεργοποίηση ενός υπερκαινοφανούς Τύπου Ia, είναι η συγχώνευση δύο λευκών νάνων ή ενός λευκού νάνου και ενός αστέρα νετρονίων, η συνδυαζόμενη μάζα των οποίων υπερβαίνει το όριο Chandrasekhar, και η προκύπτουσα συγχώνευση ονομάζεται λευκός νάνος μάζας superChandrasekhar. Σε μια τέτοια περίπτωση, η συνολική μάζα δεν περιορίζεται από το όριο Chandrasekhar (=1.44 ηλιακές μάζες). Οι συγκρούσεις μοναχικών αστέρων στο Γαλαξία μας συμβάνουν μόνο μία φορά κάθε 107-1013 χρόνια. Πολύ σπανιότερα από τις εμφανίσεις novae. Οι συγκρούσεις εμφανίζονται να συμβαίνουν με μεγαλύτερη συχνότητα στις πυκνές περιοχές των πυρήνων σφαιρικών συμπλεγμάτων (globular clusters). Ένα πιθανό σενάριο είναι η σύγκρουση ενός δυαδικού συστήματος αστέρων, ή μεταξύ δύο δυαδικών συστημάτων που περιέχουν λευκούς νάνους. Αυτή η σύγκρουση μπορεί να προκαλέσει ένα στενό δυαδικό

σύστημα λευκών νάνων. Η τροχιά τους ελαττώνεται με αποτέλεσμα την συγχώνευσή τους σε κοινό περίβλημα. Ένας λευκός νάνος συνδέεται με *εκφυλισμό ηλεκτρονίων*. Ο ηλεκτρονικός εκφυλισμός είναι μια αστρική εφαρμογή της Απαγορευτικής Αρχής του Pauli: “Δύο ηλεκτρόνια δεν μπορούν να καταλάβουν ταυτόσημες καταστάσεις, ακόμα και υπό την πίεση καταρρέοντως αστέρα πολλών ηλιακών μαζών”. Καθώς ο αστέρας συσσωρεύεται τα ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν όλες τις χαμηλότερες ενεργειακές καταστάσεις, και αναγκάζονται να καταλάβουν όλο και μεγαλύτερες, δημιουργώντας αρκετή πίεση για να εμποδίσουν την περαιτέρω βαρυτική κατάρρευση (λευκός νάνος). Από την άλλη, ένας αστέρας νετρονίων συνδέεται με *εκφυλισμό νετρονίων*, αντίστοιχα.



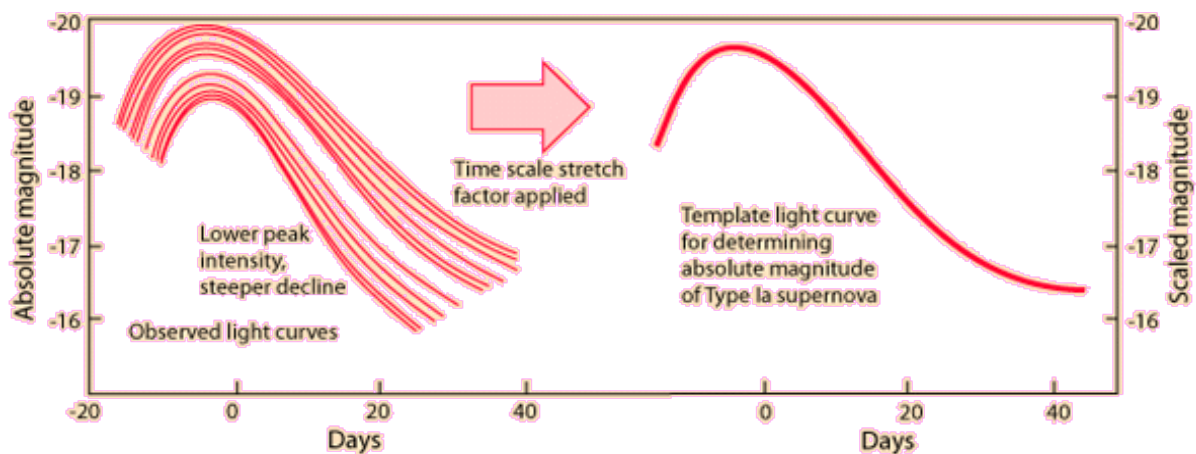
Σε μια μελέτη που βασίστηκε σε φάσματα SDSS παρατηρήθηκαν 15 δυαδικά συστήματα από τους 4.000 εξεταζόμενους λευκούς νάνους, υποδεικνύοντας μια συγχώνευση δύο λευκών νάνων κάθε 100 χρόνια στο Γαλαξία μας. Το ποσοστό αυτό αντιστοιχεί στον αριθμό των υπερκαινοφανών Τύπου Ia που ανιχνεύθηκαν στην Γαλαξιακή περιοχή μας.



Μια κρίσιμη πτυχή αυτών των μοντέλων είναι ότι συνεπάγεται πως ένας υπερκαινοφανής Τύπου Ia συμβαίνει όταν η μάζα διέρχεται από το όριο Chandrasekhar = 1,44 ηλιακές μάζες, και ως εκ τούτου όλα ξεκινούν ουσιαστικά στην ίδια μάζα. Θα περίμενε κανείς ότι η ενεργειακή ισχύς της έκρηξης που προκύπτει θα είναι πάντα η ίδια. Δεν είναι τόσο απλό, αλλά φαίνεται να έχουν καμπύλες φωτός αρκετά όμοιες, κάτι το οποίο δείχνει ότι μπορεί να σχετίζονται με ένα κοινό πρότυπο.

Όσον αφορά τις φωτεινές καμπύλες των SNe Τύπου Ia, έχουν πολύ χαρακτηριστικές γραφικές παραστάσεις της φωτεινότητας συναρτήσει του χρόνου. Κοντά στο χρόνο της μέγιστης φωτεινότητας, το φάσμα περιέχει γραμμές στοιχείων ενδιάμεσων από το οξυγόνο προς ασβέστιο. Αυτά είναι τα κύρια συστατικά των εξωτερικών στρωμάτων του άστρου. Μήνες μετά την έκρηξη, όταν τα εξωτερικά στρώματα έχουν επεκταθεί μέχρις ότου γίνουν διαφανή, το φάσμα κυριαρχείται από το φως που εκπέμπεται από υλικό κοντά στον πυρήνα του άστρου, δηλαδή από βαρέα στοιχεία τα οποία συντέθηκαν κατά τη διάρκεια της έκρηξης (κυρίως ισότοπα κοντά στη μάζα του σιδήρου). Η ραδιενεργός διάσπαση του Νικελίου-56 μέσω του Κοβαλτίου-56 σε Σίδηρο-56 παράγει υψηλής ενέργειας φωτόνια που κυριαρχούν την παραγώμενη/εκτινασόμενη ενέργεια από τον μέσο μέχρι τον τελικό χρόνο της διαδικασίας.

Οι Carroll και Ostlie συνοψίζουν το χαρακτήρα ενός υπερκαινοφανούς Τύπου Ia με τη δήλωση ότι στη μέγιστη φωτεινότητα φτάνουν κατά μέσο όρο το μέγιστο μέγεθος (στο μπλε και στις ορατές ζώνες του μήκους κύματος): με ένα τυπικό σφάλμα < 0.3 μεγεθών (magnitudes). Οι καμπύλες φωτός τους διαφέρουν κατά ένα συστηματικό τρόπο: η μέγιστη φωτεινότητα και ο μετέπειτα ρυθμός μείωσης της φωτεινότητάς τους είναι αντιστρόφως ανάλογα.



Η παραπάνω γραφική παράσταση, είναι μια ποιοτική γραφική των δεδομένων που υποβάλλονται από τον Perlmutter (Physics Today 56, No.4, 53, 2003). Παρουσιάζει τα αποτελέσματα των μελετών των καμπυλών φωτός υπερκαινοφανών Τύπου Ia που οδήγησαν σε δύο προσεγγίσεις για την τυποποίηση αυτών των καμπυλών. Οι παραπάνω καμπύλες απεικονίζουν τη “μέθοδο επέκτασης”, κατά την οποία οι καμπύλες έχουν επεκταθεί ή συμπιεστεί στο χρόνο, και το τυποποιημένο μέγιστο καθορίζεται από τον συντελεστή επέκτασης. Με μια τέτοια επέκταση, όλες οι παρατηρούμενες καμπύλες στα αριστερά συγκλίνουν προς την καμπύλη του προτύπου στα δεξιά με πολύ μικρή διασπορά. Μια άλλη μέθοδος για την τυποποίηση των καμπυλών ονομάζεται “πολυχρωματική καμπύλη φωτός” (MCLs). Συγκρίνει τις καμπύλες φωτός σε μια οικογένεια παραμετρικών καμπυλών φωτός για να δώσει το απόλυτο μέγεθος του υπερκαινοφανούς κατά τη μέγιστη φωτεινότητα. Η μέθοδος MCLs επιτρέπει την ερυθροποίηση και τη ρύθμιση έντασης της επίδρασης της διαστρικής σκόνης που πρέπει να ανιχνευθεί και να αφαιρεθεί.

Οι Carroll και Ostlie δίνουν ως παράδειγμα προσδιορισμού απόστασης του υπερκαινοφανούς Τύπου Ia SN 1963p στο γαλαξία NGC 1084 που είχε ένα μετρημένο εμφανή μπλε μέγεθος $B = m = 14,0$ σε μέγιστη φωτεινότητα. Υπήρξε μια μετρούμενη εξαφάνιση $A = 0,49$ μεγέθους. Χρησιμοποιώντας το πρότυπο μεγίστου $M = 19.6$ ως “πρότυπο κερί” (standard candle) παίρνουμε μια απόσταση από τον υπερκαινοφανή:

$$d = 10^{(m - M - A + 5)/5} = 41.9 \text{ Mpc}$$

*Οι αβεβαιότητες αποστάσεων είναι γύρω στο 5% ή ~ 0.1 του συντελεστή απόστασης $m - M$.

2.3.3 *Ερευνητικές Ομάδες (High-z και SCP):*

Η ερευνητική ομάδα υπερκαινοφανών High-z (High-z Supernova Search Team) ήταν μια διεθνής συνεργασία στην κοσμολογία, η οποία χρησιμοποίησε τους υπερκαινοφανείς Τύπου Ia με σκοπό να “χαρτογραφήσει” τη διαστολή του σύμπαντος. Το “High-z” αναφέρεται στο γεγονός ότι μελετήθηκαν υπερκαινοφανείς με μεγάλη μετατόπιση στο ερυθρό ($z = \text{redshift}$). Η ομάδα ιδρύθηκε το 1994 από τον Brian P. Schmidt, ο οποίος τότε ήταν μεταδιδακτορικός ερευνητής στο Πανεπιστήμιο του Χάρβαρντ, και το Nicholas B. Suntzeff, ένα αστρονόμο από το προσωπικό στο Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) στη Χιλή. Η αρχική ομάδα συστάθηκε για πρώτη φορά για έρευνα στις 29 Σεπτεμβρίου 1994, μετά από μια πρόταση που ονομαζόταν “A Pilot Project to Search for Distant Type Ia Supernova to the CTIO Inter-American Observatory”. Η αρχική ομάδα όπως αναφέρθηκε στην πρώτη πρόταση για παρατήρηση ήταν: Nicholas Suntzeff (PI), Brian Schmidt (Co-I), Άλλοι Co-Is: R. Chris Smith, Robert Schommer, Mark M. Phillips, Mario Hamuy, Roberto Aviles, Jose Maza, Adam Riess, Ρόμπερτ Κίρσνερ, Jason Spiromilio, και Bruno Leibundgut. Στην αρχική ομάδα είχαν δοθεί 4 νύχτες παρακολούθησης στο τηλεσκόπιο CTIO Victor M. Blanco, τις νύχτες της 25 Φεβρουαρίου, 1995, και 6, 24 και 29 του Μάρτη, 1995. Το πιλοτικό πρόγραμμα οδήγησε στην ανακάλυψη του υπερκαινοφανούς SN1995Y.

Η ομάδα επεκτάθηκε σε περίπου 20 αστρονόμους, οι οποίοι βρίσκονταν στις Ηνωμένες Πολιτείες, την Ευρώπη, την Αυστραλία και τη Χιλή. Χρησιμοποίησαν το τηλεσκόπιο Victor M. Blanco για να ανακαλύψουν υπερκαινοφανείς Τύπου Ia για μετατόπιση προς το ερυθρό μέχρι και $z = 0,9$. Τα ευρήματα επαληθεύτηκαν με τα φάσματα που λήφθηκαν κυρίως από τα τηλεσκόπια Keck Observatory και το Νότιο Ευρωπαϊκό Παρατηρητήριο.

Χρησιμοποιώντας το τηλεσκόπιο 4 μέτρων Cerro Tololo (CTIO) και το τηλεσκόπιο 3,5 μέτρων Καναδά-Γαλλίας-Χαβάης 3,5 (CFHT), ήταν σε θέση να μελετήσουν ένα κομμάτι του ουρανού μεγαλύτερο από το μέγεθος του φεγγαριού, κάθε 5 λεπτά, σε ένα επίπεδο αμυδρότητας, το οποίο τους επέτρεπε να ανιχνεύσουν υπερκαινοφανείς Τύπου Ia σε αποστάσεις μισές του μήκους του Σύμπαντος. Οι υπερκαινοφανείς Τύπου Ia είναι πολύ σπάνιοι, αλλά κάθε εικόνα που έπαιρναν περιείχε περίπου 50.000 γαλαξίες. Με αυτά τα τηλεσκόπια μπορούσαν να μελετήσουν περισσότερο από ένα εκατομμύριο γαλαξίες σε μια νύχτα, και να βρουν δεκάδες υπερκαινοφανείς.

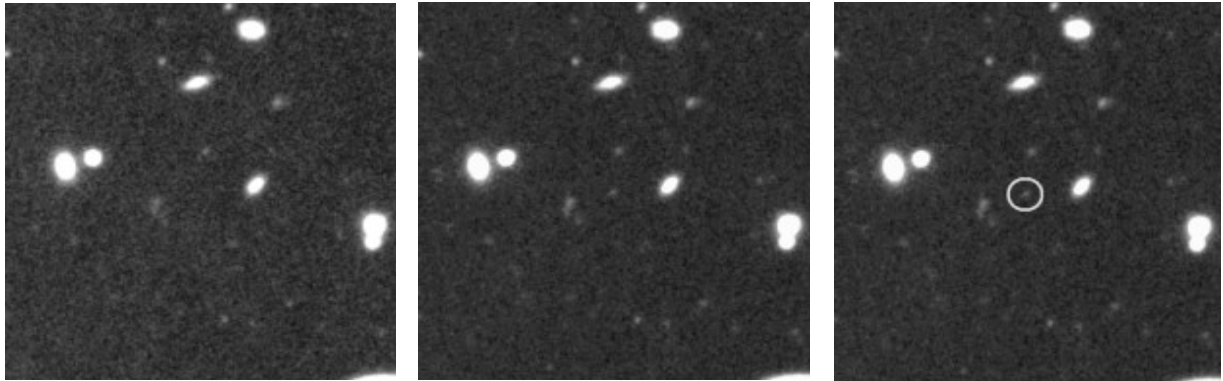


Τηλεσκόπιο CTIO



Τηλεσκόπιο CFHT

Με το τηλεσκόπιο CFHT (Καναδά-Γαλλίας-Χαβάης), μπορούσαν μερικές φορές να σαρώσουν τον ουρανό 10 δέκα φορές πιο αργά, και να εξετάσουν 4 φορές πιο αμυδρά. Αυτό τους επέτρεπε να ανιχνεύσουν ακόμα πιο μακρινά αντικείμενα, όπως ο SN 1999fv (ονομαζόμενο Dudley DoRight – οι τρεις εικόνες κάτωθι), το οποίο βρισκόταν σε απόσταση 9×10^9 ετών φωτός και απομακρύνεται με ταχύτητα 80% της ταχύτητας του φωτός, και ήταν το πιο μακρινό σουπερνόβα που είχε εντοπιστεί μέχρι τότε. Από τότε έχουν εντοπιστεί ακόμα πιο μακρινά υπερκαινοφανή από το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble. Το πιο μακρινό είναι το “SN Wilson” ή “UDS10Wil”, σε απόσταση 10×10^9 ετών φωτός (επίσης Τύπου Ia) εντοπίστηκε τον Απρίλιο του 2013.



Επειδή μελέτησαν τον ουρανό σε τέτοια επίπεδα αμυδρότητας, ο ουρανός παρουσιάζοταν γεμάτος με γαλαξίες, και συνήθως εντοπίζονται μέχρι και 4 υπερκαινοφανείς σε ένα τμήμα του ουρανού ίσο με 1/2 του μεγέθους της πανσελήνου. Αυτά εμφανίζονται μέσω σύγκρισης δύο εικόνων οι οποίες λήφθηκαν από την ίδια περιοχή του ουρανού με ένα μήνα διαφορά. Μετά από προσεκτική ευθυγράμμιση και ρύθμιση για να γίνουν οι δύο εικόνες όσο το δυνατόν πιο ταυτοσίμες, η πρώτη εικόνα αφαιρείται από τη δεύτερη, έτσι ώστε να εμφανιστούν οποιαδήποτε νέα αντικείμενα.

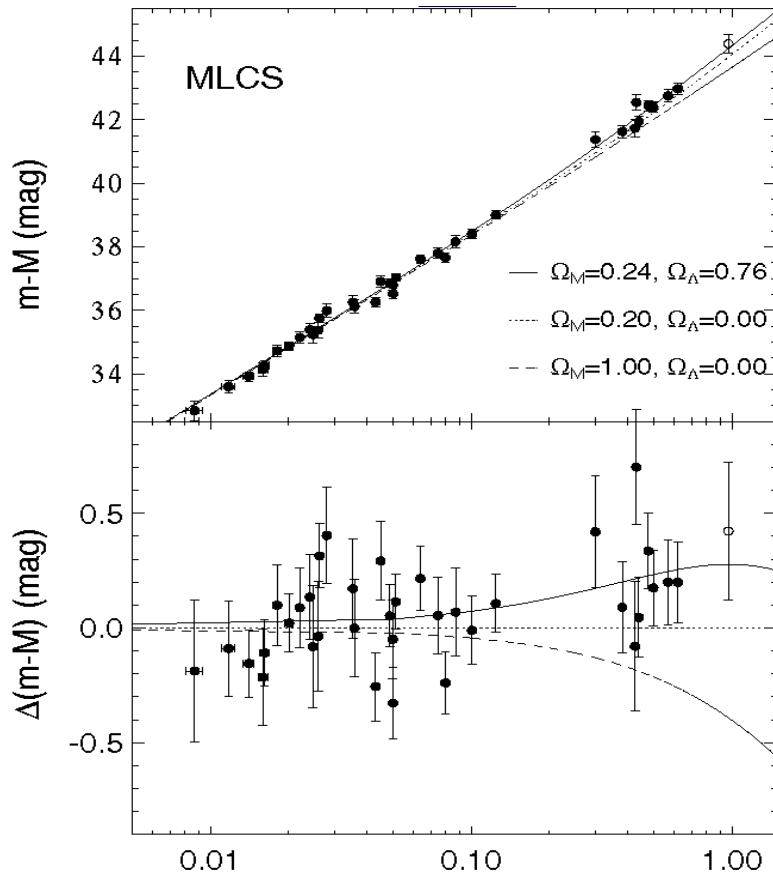
Σε μια μελέτη το 1998 με επικεφαλής τον Adam Riess, η ομάδα High-z ήταν η πρώτη που δημοσίευσε στοιχεία που αποδεικνύουν ότι η διαστολή του Σύμπαντος *επιταχύνεται* (Riess et al. 1998, AJ, 116, 1009, υποβλήθηκαν 13 του Μάρτη 1998 και έγιναν αποδεκτά το Μάιο 1998). Η ομάδα διοικείται από τον Brian P. Schmidt του Παρατηρητηρίου Mount Stromlo, η οποία αποτελούσε μέρος του Εθνικού Πανεπιστημίου της Αυστραλίας. Η ομάδα αργότερα δημιούργησε το project ESSENCE με επικεφαλής τον Christopher Stubbs του Πανεπιστημίου του Harvard και την ομάδα Higher-z με επικεφαλής τον Adam Riess του Πανεπιστημίου Johns Hopkins και του Space Telescope Science Institute.

Το 2011, οι Riess και Schmidt, μαζί με Saul Perlmutter του Supernova Cosmology Project, απονεμήθηκαν με το Νόμπελ Φυσικής για το έργο τους αυτό, οι λεπτομέρειες του οποίου παρουσιάζονται στη συνέχεια.

2.3.4 Ευρήματα – Μετρήσεις:

Οι δύο αυτές ομάδες (*High-z Supernova Team* και *Supernova Cosmology Project*) μελέτησαν λεπτομερώς Supernovae Τύπου Ia, για μετατοπίσεις στο ερυθρό (redshifts): $0.16 \leq z \leq 0.97$. Τα δεδομένα παρουσιάστηκαν το 1998 με τα παρακάτω *διαγράμματα Hubble*:

(i) High-z Supernova Team:

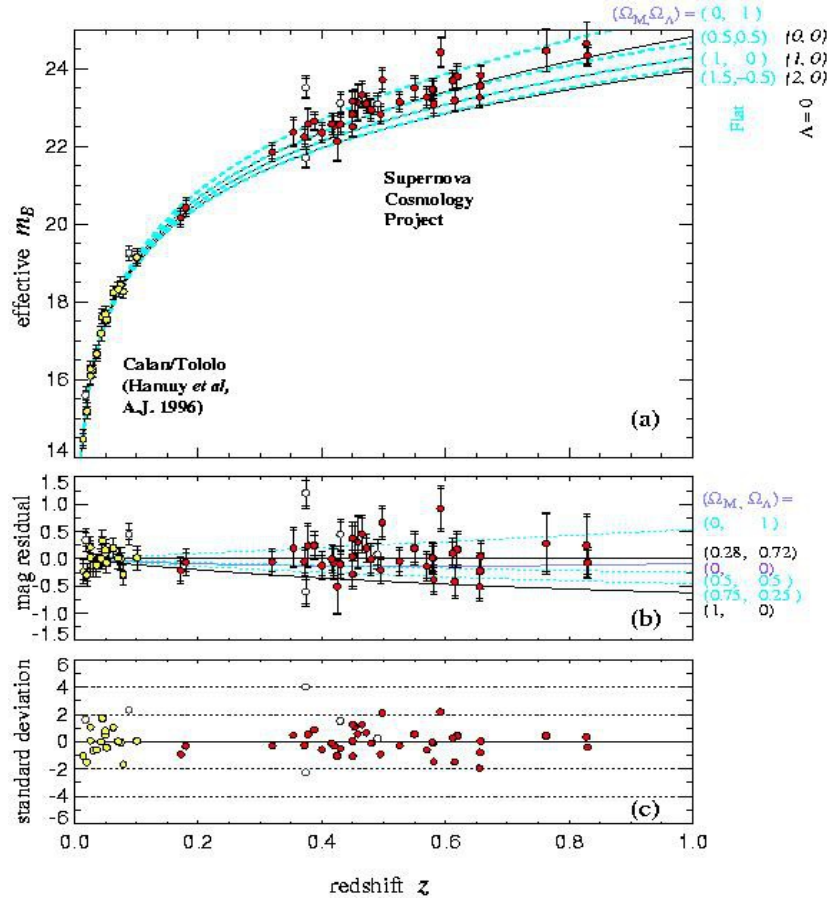


Ο Συντελεστής Απόστασης = f (redshift) από την ομάδα High-Z Supernova. Οι γραμμές αντιπροσωπεύουν προβλέψεις από τα κοσμολογικά μοντέλα με καθορισμένες παραμέτρους. Το δεύτερο διάγραμμα δείχνει τη διαφορά μεταξύ του παρατηρούμενου συντελεστή απόστασης σε σύγκριση με αυτόν που προβλέπεται από το μοντέλο ανοιχτού σύμπαντος. Η παραπάνω γραφική περιγραφή τις 3 περιοχές που χωρίζονται από τα προβλεπόμενα μοντέλα, κάτω: αυτό του Κλειστού Σύμπαντος (η βαρύτητα υπερνικά τελικά την διαστολή), ενδιάμεσα: του Επίπεδου Σύμπαντος (η διαστολή συνεχίζει με πολύ αργούς ρυθμούς επ' άπειρον) και πάνω: του Ανοιχτού Σύμπαντος (επιταχυνόμενη διαστολή – προβλέπεται μια κοσμολογική σταθερά). Όπως φαίνεται και στα δύο διαγράμματα, η παρατηρούμενη καμπύλη βρίσκεται στην περιοχή του Ανοιχτού Σύμπαντος (επιταχυνόμενη διαστολή).

Κάπου εδώ καλό είναι να θυμηθούμε την παραμετρική εξίσωση της ολικής πυκνότητας του Σύμπαντος: Η συνολική πυκνότητα του Σύμπαντος ισούται με το άθροισμα της πυκνότητας μάζας της συνήθους (βαρυονικής) ύλης (και σκοτεινής ύλης), της πυκνότητας των σχετικιστικών σωματιδίων (φωτόνια και νετρίνο) και της πυκνότητας της σκοτεινής ενέργειας (ή κοσμολογικής σταθεράς). Η συνολική πυκνότητα ισούται με 1 για ένα Σύμπαν κρίσιμης πυκνότητας:

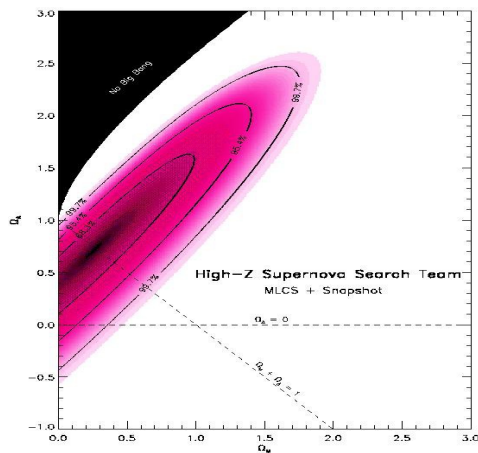
$$\Omega = \Omega_M + \Omega_{rel} + \Omega_\Lambda, \text{ όπου } \Omega = \rho/\rho_c \text{ και } \Omega_{cr} = 1$$

(ii) Supernova Cosmology Project:

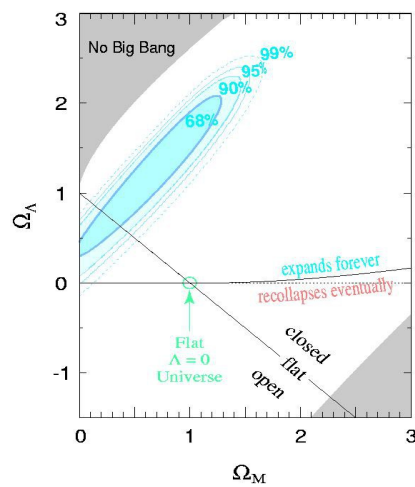


(α) Στο πρώτο διάγραμμα παρουσιάζεται και πάλι ο **Συντελεστής απόστασης (effective) $m-M = f(\text{redshift } z)$** . Οι κόκκινες κουκίδες (μεγαλύτερο redshift), αποτελούν τις μετρήσεις του Supernova Cosmology Project. (β) Εδώ συγκρίνονται οι μετρήσεις των υπολοίπων του συντελεστή, συγκρινόμενα με προτεινόμενα μοντέλα (γαλάζιες γραμμές) τα οποία προτείνουν $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0,1)$, $(0.5,0.5)$ και $(0.75,0.25)$. Τα δεδομένα δείχνουν να ακολουθούν $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.28,0.72)$. (γ) Εδώ δίνεται η τυπική απόκλιση από την κανονικοποιημένη καμπύλη.

Οι πιο κάτω γραφικές, δείχνουν τα όρια των πυκνοτήτων Ω_M και Ω_Λ , με βάση την υπόθεση ότι το Σύμπαν κυριαρχείται από ύλη και κενό, όπως ορίστηκαν από τις δύο ομάδες.



High-z Supernova Team



Supernova Cosmology Project

Είναι σαφές ότι τα διαστήματα εμπιστοσύνης των πλάνων των Ω_M και Ω_Λ είναι συνεπή και για τις δύο ομάδες, με το Supernova Cosmology Project να παρουσιάζει κάπως αυστηρότερους περιορισμούς, αφού το ίδιο έχει λάβει περισσότερα δεδομένα. Το εκπληκτικό εύρημα είναι ότι και οι δύο ομάδες συνιστούν μια θετική κοσμολογική σταθερά, και αποκλείουν το παραδοσιακό $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$, το πιο απλό και προτιμότερο σενάριο.

Ακολουθώντας, παρουσιάζονται τα συμπεράσματα, των δύο ερευνών, όπως παρατίθενται από τον ίδιο τον Adam Reiss και την ομάδα του Supernova Cosmology Project (Reiss et al., 1998):

1. Ανακαλύψαμε ότι οι φωτεινές αποστάσεις καλά παρατηρούμενων SNe σε redshift $0.16 \leq z \leq 0.97$ ξεπερνούν τις προβλέψεις ενός Σύμπαντος χαμηλής πυκνότητας-μάζας ($\Omega_M \approx 0.2$) κατά ένα παράγοντα 0.25 έως 0.28. Μια εξήγηση αποτελεί μια θετική κοσμολογική σταθερά με ακρίβεια 99.7% (3.0σ) έως >99.9% (4.0σ), χρησιμοποιώντας το πλήρες δείγμα των SNe Τύπου Ia.

2. Οι αποστάσεις των SNe Τύπου Ia που μετρήθηκαν με δύο μεθόδους, είναι σύμφωνες με μια επιταχυνόμενη διαστολή ($q_0 \leq 0$), κατά ακρίβεια 99.5% (2.8σ) έως >99.9% (3.0σ), όπου $q_0 = \Omega_M/2 - \Omega_\Lambda$, χρησιμοποιώντας την υπόθεση πως $\Omega_M \geq 0$.

3. Τα δεδομένα συνιστούν αιώνια διαστολή ως την τελική μοίρα του Σύμπαντος κατά 99.7% (3.0σ) έως >99.9% (4.0σ).

4. Εκτιμούμε την ηλικία του Σύμπαντος γύρω στα 14.2 ± 1.5 Gyr, συμπεριλαμβανομένων συστηματικών σφαλμάτων.

5. Οι παρούσες συστηματικές αβεβαιότητες που παρουσιάζονται λόγω “grey extinction”, τη μεροληπτική επιλογή δειγμάτων, την εξέλιξη, ένα τοπικό κενό, weak gravitational lensing και τυχόν “μολυσμένα” δείγματα δεν παρέχουν ένα πειστικό υποκατάστατο για μια θετική κοσμολογική σταθερά. Απαιτούνται περαιτέρω μελέτες για να αθοριστεί η πιθανή επίδραση της κάθε συστηματικής αβεβαιότητας.

Δεδομένης της σημασίας αυτών των αποτελεσμάτων, είναι φυσικό να αναρωτηθούμε τι επίπεδο εμπιστοσύνης θα πρέπει να έχουμε σε αυτά. Υπάρχουν μια σειρά από πιθανές πηγές συστηματικού σφάλματος που έχουν θεωρηθεί από τις δύο ομάδες. Τα δύο πιο ανησυχητικά πιθανά σφάλματα έγγεινται σε διαφορές μεταξύ των υπερκαινοφανών Τύπου Ia σε υψηλές και χαμηλές συχνότητες (redshifts) και στον κίνδυνο εξαφάνισης μέσω διαγαλαξιακής σκόνης.

Υπάρχει επίσης η πιθανότητα το γεγονός ότι η παρέμβαση ασθενούς εστιασμού (weak lensing) μπορεί να αλλάξει την σχέση απόστασης-μεγέθους, αλλά αυτό φαίνεται να έχει πολύ μικρή επίδραση σε ρεαλιστικά σύμπαντα (D. E. Holz et al., 1998). Και οι δύο αυτές επιδράσεις έχουν εξεταστεί προσεκτικά, και πιστεύεται ότι είναι ασήμαντες, αν και απαιτείται καλύτερη κατανόηση έτσι ώστε να εξαχθούν σαφή συμπεράσματα.

Ως θερμοπυρηνικές εκρήξεις λευκών νάνων, οι υπερκαινοφανείς Τύπου Ia μπορεί να συμβούν σε μια ευρεία ποικιλία περιβαλλόντων. Κατά συνέπεια, ένα απλό επιχείρημα κατά της εξέλιξης είναι ότι τα περιβάλλοντα υψηλού redshift, ενώ χρονολογικά νεότερα, θα πρέπει να είναι ένα υποσύνολο όλων των πιθανών περιβαλλόντων χαμηλού redshift, τα οποία περιλαμβάνουν περιοχές που είναι “νεότερες” όσον αφορά τη χημική και αστρική εξέλιξη. Παρ' όλα αυτά, ακόμη και ένα μικρό ποσοστό εξέλιξης θα μπορούσε να καταστρέψει την ικανότητά μας να προσδιορίσουμε την αξιοπιστία των κοσμολογικών παραμέτρων. Στα αρχικά τους papers, οι ομάδες παρουσίασαν εντυπωσιακή συνοχή στις φασματικές και φωτομετρικές ιδιότητες των υπερκαινοφανών Τύπου Ia πάνω σε μια ποικιλία redshifts και περιβαλλόντων (π.χ. στους ελλειπτικούς γαλαξίες εναντίον των σπирάλ). Πιο πρόσφατα, ωστόσο (Reiss et al., 1999) παρουσίασαν προκαταρκτικές ενδείξεις για μια συστηματική διαφορά στις ιδιότητες των υπερκαινοφανών υψηλού και χαμηλού redshift, υποστηρίζοντας ότι οι “χρόνοι ανόδου” (από την αρχική έκρηξη μέχρι τη μέγιστη φωτεινότητα) ήταν υψηλότερες σε γεγονότα μεγαλύτερης μετατόπισης προς το ερυθρό (redshift). Εκτός από το

ζήτημα του κατά πόσον τα υπάρχοντα δεδομένα υποστηρίζουν τη διαπίστωση αυτή, δεν είναι άμεσα σαφές εάν η διαφορά αυτή έχει σημασία για τους προσδιορισμούς απόστασης: πρώτον, διότι ο “χρόνος ανόδου” δεν χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της απόλυτης φωτεινότητας στο μέγιστό της, και δεύτερο, διότι, μια διαδικασία που επηρεάζει μόνο τα πολύ πρώιμα στάδια της καμπύλης φωτός είναι πιθανότερο να προκαλείται από διαφορές στα εξωτερικά στρώματα των προγόνων, κάτι το οποίο μπορεί να έχει αμελητέα επίδραση στην ολική παραγωγή ενέργειας. Παρ' όλα αυτά, οποιαδήποτε ένδειξη εξέλιξης θα μπορούσε να θέσει σε αμφισβήτηση τις θεμελιώδεις παραδοχές πίσω από το πρόγραμμα αυτό. Συνεπώς, είναι απαραίτητη η βελτίωση της ποιότητας τόσο των δεδομένων όσο και των θεωριών, έτσι ώστε αυτά τα ζητήματα να μπορούν να διευθετηθούν με αποφασιστικότητα.

Εκτός από την εξέλιξη, η σκίαση από διαγαλαξιακή σκόνη είναι η κορυφαία ανησυχία για την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων σουπερνόβα. Η φυσιολογική διαστρική σκόνη δεν καλύπτει εξίσου σε όλα τα μήκη κύματος, αλλά σκορπίζει κατά προτίμηση το μπλε φως, με αποτέλεσμα το γνωστό φαινόμενο της “ερυθροποίησης”. Φασματικές μετρήσεις από τις δύο ομάδες, αποκαλύπτουν μια αμελητέα ποσότητα ερυθρότητας, γεγονός που σημαίνει ότι οποιαδήποτε υποθετική σκόνη πρέπει να είναι της ποικιλίας των “ευγενών γκρι αερίων”. Η δυνατότητα αυτή έχει ερευνηθεί από πολλούς (π.χ. A.N. Aguire, *Astrophysics Journal*, 1999). Αυτές οι μελέτες έχουν δείξει ότι ακόμη και η γκρίζα σκόνη είναι πολύ περιορισμένη από παρατηρήσεις: πρώτον, είναι πιθανό να είναι διαγαλαξιακή και όχι μέσα σε γαλαξίες, αλλιώς θα οδηγούσε σε πρόσθετη διασπορά των μεγεθών των υπερκαινοφανών. Και δεύτερο, η διαγαλαξιακή σκόνη θα απορροφούσε υπεριώδη και οπτική ακτινοβολία και θα την εξέπεμπε εκ νέου σε υπέρυθρα μήκη κύματος, κάτι το οποίο θα οδηγούσε σε αυστηρούς περιορισμούς στις παρατηρήσεις της υπέρυθρης κοσμολογικής ακτινοβολίας υποβάθρου. Έτσι, ενώ η δυνατότητα σκίασης δεν έχει εξαλειφθεί εντελώς, απαιτεί ένα νέο είδος σκόνης η οποία είναι ήδη πολύ περιορισμένη (και μπορεί να αποκλειστεί από περαιτέρω παρατηρήσεις).

Συνεπώς, σύμφωνα με την καλύτερη σημερινή μας κατανόηση, τα αποτελέσματα των υπερκαινοφανών δείχνουν ένα επιταχυνόμενο Σύμπαν και πιθανότατα να είναι αξιόπιστα. Ωστόσο, τα πιθανά αυτά συστηματικά σφάλματα δεν πρέπει να αμεληθούν από μελλοντικές μελέτες. Μελλοντικά πειράματα, συμπεριλαμβανομένης της πρότασης για δορυφόρο αφιερωμένο αποκλειστικά στην κοσμολογία των υπερκαινοφανών (S.N.A.P. 2020), αφενός, θα μας βοηθήσουν να βελτιώσουμε την κατανόησή μας της φυσικής των σουπερνόβα και θα επιτρέψουν τον καλύτερο προσδιορισμό της σχέσης απόστασης/ερυθρής μετατόπισης με επαρκή ακρίβεια ώστε να γίνει διάκριση μεταξύ των αποτελεσμάτων μιας κοσμολογικής σταθεράς και τα πιο “πεζά” αστροφυσικά φαινόμενα.

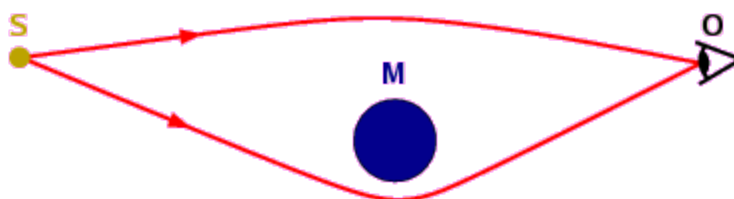
2.4 Weak Gravitational Lensing

2.4.1 Βαρυτικός Εστιασμός (Gravitational Lensing):

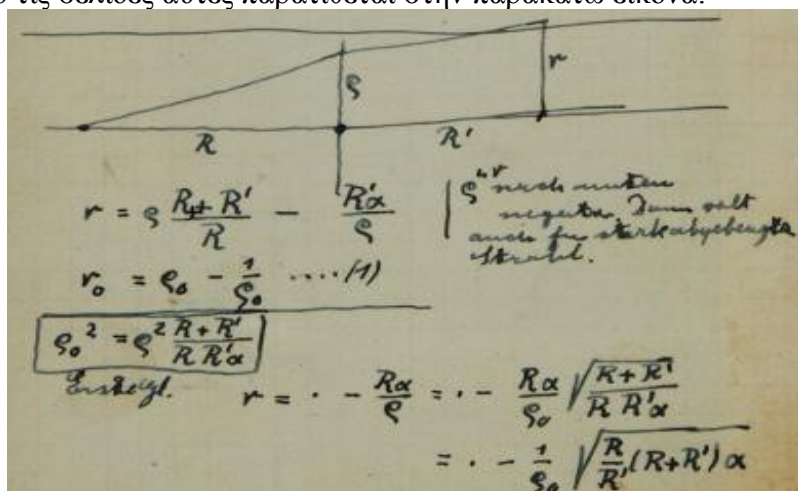
Ιστορική Αναδρομή

Η εξαγωγή του συμπεράσματος της εκτροπής του φωτός από το βαρυτικό πεδίο του ήλιου από τον Albert Einstein, και η συμφωνία μεταξύ της ποσοτικής πρόβλεψης για την εν λόγω εκτροπή με βάση τη θεωρία της γενικής σχετικότητας και τις παρατηρήσεις που έγιναν από μία εκστρατευτική ομάδα υπό την ηγεσία του Eddington (1882-1944), αποτελούν ένα από τα πιο γνωστά επεισόδια στην ιστορία της γενικής σχετικότητας. Ωστόσο, υπάρχει ένα λιγότερο γνωστό, αλλά πολύ στενά συνδεδεμένο γεγονός. Ήδη από το 1912, τρία χρόνια πριν από την τελική ανακάλυψή του στη διαμόρφωση της γενικής σχετικότητας, ο Einstein έγραψε μια συνοπτική περιγραφή μιας από τις σημαντικότερες συνέπειες της εκτροπής του φωτός: Η δυνατότητα ενός (γεωμετρικού) βαρυτικού φακού (gravitational lens).

Ένας τέτοιος φακός αποτελείται από μια μάζα M η οποία εκτρέπει το φως από μια μακρινή πηγή φωτός S , με τέτοιο τρόπο ώστε το φως φτάνει σε έναν παρατηρητή O ακολουθώντας δύο διαφορετικές διαδρομές. Κατά συνέπεια, ο O παρατηρεί δύο διακριτές εικόνες του S :



Einstein κατέγραψε πρόχειρα τις βασικές ιδιότητες αυτής της διεργασίας, του Βαρυτικού Εστιασμού, σε ένα από τα σημειωματάριά του, με την ευκαιρία της επίσκεψης στο Βερολίνο τον Απρίλιο του 1912. Εκείνη την εποχή, είχε συναντήσει με τον αστρονόμο Erwin Freundlich (1885-1964), με τον οποίο συζήτησε διαφορετικές δυνατότητες ελέγχου των ιδεών του, χρησιμοποιώντας αστρονομικές παρατηρήσεις. Το σημειωματάριο περιείχε σκίτσα καθώς και τις βασικές φόρμουλες που απαιτούνται για την περιγραφή της επίδρασης του φακού. Μία από τις σελίδες αυτές παρατίθεται στην παρακάτω εικόνα:



Στα χρόνια που ακολούθησαν, η ιδέα ενός βαρυτικού φακού έκανε την εμφάνισή της σε μια σειρά από διαφορετικές εκδόσεις. Ο ίδιος ο Einstein αναφέρει το φαινόμενο σε μια

γραπτή επιστολή στις 15 Δεκεμβρίου του 1915 προς τον φίλο του Heinrich Zangger (1874-1957), καθηγητή Ιατροδικαστικής στο Πανεπιστήμιο της Ζυρίχης. Ένα σύντομο άρθρο που γράφτηκε από τον φυσικό Ολιβερ Λοτζ (1851-1940), το οποίο είχε τον βαρυτικό εστιασμό σαν θέμα, δημοσιεύτηκε στο περιοδικό Nature. Επιπλέον, τον βαρυτικό εστιασμό συζητεί ο Eddington στο βιβλίο του “Χώρος, Χρόνος και η Βαρύτητα” (Space, Time and Gravity), το οποία δημοσιεύθηκε το 1920. Επίσης και σε ένα άρθρο στο διάσημο περιοδικό Astronomische Nachrichten, έχει συγγράψει ο Ρώσος φυσικός Orest Chwolson (1852-1934). Ωστόσο, όλοι οι συγγραφείς συμφωνούσαν ότι το φαινόμενο δεν μπορούσε να παρατηρηθεί - ότι δεν υπήρχε καμία πιθανότητα για επίγεια παρατήρηση του φαινομένου από αστρονόμους, να βρουν δηλαδή ένα βαρυτικό φακό στον ουρανό.

Το 1936, τον Einstein επισκεύθηκε ένας Τσέχος ερασιτέχνης μηχανικός με το όνομα του Rudi W. Mandl. Ο Mandl είχε καταλήξει σε κάποιες παρόμοιες ιδέες, μεταξύ των οποίων και η ιδέα ενός άστρου που ενεργεί ως βαρυτικός φακός. Ο Mandl είχε προχωρήσει ακόμα περισσότερο πιθανολογώντας πως αστρικό φως υψηλής έντασης, εστιαζόμενο από ένα τέτοιο φακό, μπορεί να έχει επηρεάσει τη βιολογική εξέλιξη εδώ στη Γη, μέσω αύξησης του ποσοστού των γενετικών μεταλλάξεων. Στις συζητήσεις τους, ο Einstein παραδέχτηκε ότι η ιδέα ενός βαρυτικού φακού ήταν αρκετά χρήσιμη, αλλά προσπάθησε να πείσει τον Mandl να εγκαταλείψει τους αλλόκοτους συλλογισμούς του. Ερωτηθείς από τον Mandl να δημοσιεύσει σχετικά με το θέμα του βαρυτικού εστιασμού, ο Einstein αρχικά αρνήθηκε, επικαλούμενος το γεγονός ότι το φαινόμενο ήταν μη παρατηρήσιμο. Αλλά ο Mandl επέμενε, και τελικά ο Einstein συμφώνησε σε μια σύντομη δημοσίευση στο περιοδικό Science (1936), η οποία περιείχε τις φόρμουλες τις οποίες είχε εξάγει 24 χρόνια πριν:

**LENS-LIKE ACTION OF A STAR BY THE
DEVIATION OF LIGHT IN THE
GRAVITATIONAL FIELD**

SOME time ago, R. W. Mandl paid me a visit and asked me to publish the results of a little calculation, which I had made at his request. This note complies with his wish.

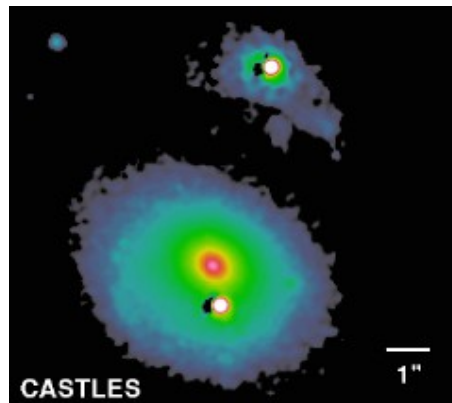
The light coming from a star A traverses the gravitational field of another star B , whose radius is R_0 . Let there be an observer at a distance D from B and at a distance x , small compared with D , from the extended central line \overline{AB} . According to the general

Αμέσως μετά το σύντομο αυτό άρθρο του Einstein, ακολούθησε μια σειρά άρθρων από γνωστούς επιστήμονες, οι οποίοι συνέχισαν εκεί που είχε μείνει ο Einstein. Ο Fritz Zwicky (1898-1974), ένας αστρονόμος στο Ινστιτούτο Τεχνολογίας της Καλιφόρνια, συζήτησε τη δυνατότητα παρατήρησης του εστιασμού ως αποτέλεσμα της τότε πρόσφατης ανακάλυψης ενός εξωγαλαξιακού νεφελώματος (άλλους γαλαξίες). Οι τυπικές μάζες, τα μεγέθη και οι αποστάσεις μεταξύ των γαλαξιών είναι τέτοιες ώστε οι διπλές εικόνες από ένα μακρινό γαλαξία πρέπει να είναι πολύ πιο συχνές από τις διπλές εικόνες αστέρων: Η ευθυγράμμιση ενός πιο κοντινού αντικειμένου, ενός πιο μακρινού αντικειμένου και ενός παρατηρητή εδώ στη Γη, είναι πολύ πιο πιθανό να γίνει για γαλαξίες παρά για άστρα. Ο Henry Norris Russell, αστρονόμος από το Princeton, δημοσίευσε ένα άρθρο στο οποίο υπέθεσε τους κατοίκους ενός υποθετικού πλανήτη σε τροχιά γύρω από το Λευκό Νάνο-σύντροφο του άστρου Σείριος. Τι θα έβλεπαν κατά τη διάρκεια μιας ολικής έκλειψης, όταν, από την άποψη αυτών των κατοίκων, ο Λευκός Νάνος θα βρισκόταν μπροστά από τον πιο μακρινό Σείριο; Καθώς οι Λευκοί Νάνοι είναι πολύ συμπαγή αντικείμενα, όταν το φως από τον Σείριο θα περνούσε δίπλα από το σύντροφο θα εκτρεπόταν σημαντικά. Αναμφισβήτητα, αυτή η μικρή δημοσίευση του Einstein

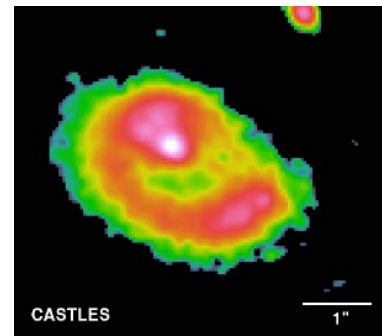
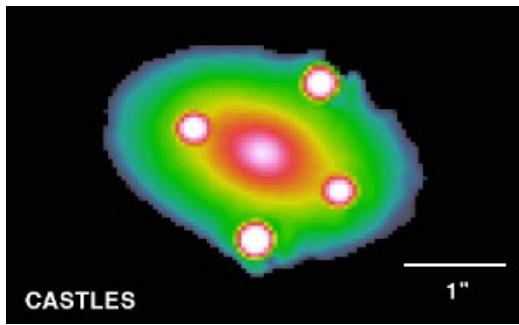
είχε δώσει αξιοπιστία στην ιδέα του βαρυτικού εστιασμού, και η ιδέα έγινε μέρος της γενικής γνώσης των θεωρητικών αστρονόμων.

Η ανακάλυψη των κβάζαρ στις αρχές του 1960 οδήγησε σε ανανέωση του ενδιαφέροντος για τη θεωρία του βαρυτικού εστιασμού, με σημαντική συνεισφορά από τους Yu. C. Klimov, S. Liebes Jr. και S. Refsdal. Τα κβάζαρ είναι εξωγαλαξιακά αντικείμενα, πολύ μακρινά και εξαιρετικά φωτεινά. Αυτές οι ιδιότητες ενός μακρινού κβάζαρ (ως πηγή φωτός) σε συνδυασμό με ένα λιγότερο μακρινό γαλαξία (μάζα εκτροπής) τα κάνουν τους ιδανικούς υποψηφίους για ένα παρατηρήσιμο βαρυτικός φακός. Μέχρι τότε, τα διάφορα μοντέλα βαρυτικού εστιασμού υπό συζήτηση ήταν ήδη πολύ πιο περίπλοκα από ότι πρώτα υπολογίστηκε. Στην πραγματικότητα, η περιγραφή ενός βαρυτικού φακού είναι απλή μόνο στην προσέγγιση των γεωμετρικών αντικειμένων, με τις ακτίνες φωτός που εκπέμπονται από το σημείο-πηγή να εκτρέπονται υπό ένα βαρυτικό πεδίο, με τέλεια σφαιρική συμμετρία. Σε οποιαδήποτε ρεαλιστική κατάσταση ούτε η πηγή φωτός, ούτε η μάζα του φακού θα παρουσιάζουν τέλεια συμμετρία. Ένα παράδειγμα είναι μια τετραπλή εικόνα που κατανέμεται ομοιόμορφα γύρω από μια κεντρική εικόνα (ωστόσο, η κεντρική εικόνα δεν είναι συνήθως ορατή) - η κοσμική εκδοχή ενός τετράφυλλου τριφυλλιού, και ονομάζεται “Σταυρός του Einstein” (Einstein's cross). Άλλα παραδείγματα περιλαμβάνουν πολλαπλές εικόνες, δακτυλίδια και άλλα παρόμοια σχήματα, ή παραμορφώσεις-τόξα (arc-like). Οι εξαγόμενες περιγραφικές εξισώσεις του Einstein είναι ανεπαρκείς, όταν ασχολείται κανείς με αυτές τις εικόνες. Περιγράφονται με σημαντικά πιο περίπλοκα μοντέλα που βασίζονται στη γενική σχετικότητα. Τέτοια μοντέλα παράγουν υπονήφια σχήματα για πιθανές εικόνες βαρυτικού εστιασμού, και τότε είναι στο χέρι των αστρονόμων να εντοπίσουν στον ουρανό τις παρόμοιες, αντιπροσωπευτικές πραγματικές εικόνες.

Ο πρώτος βαρυτικός φακός βρέθηκε το 1979, από τους Dennis Walsh, Robert F. Carswell και Ray J. Weymann, οι οποίοι προσδιόρισαν το διπλό κβάζαρ Q0957+561 ως η διπλή εικόνα ενός και του αυτού μακρινού κβάζαρ, που παράγεται από ένα βαρυτικό φακό. Όπως φαίνεται από τη Γη, η γωνιακή απόσταση μεταξύ των δύο εικόνων είναι περίπου έξι δευτερόλεπτα του τόξου, το ίδιο με το φαινόμενο μέγεθος ενός συμπαγούς δίσκου (CD) παρατηρούμενου από απόσταση τεσσάρων χιλιομέτρων! Η παρακάτω εικόνα είναι μια εικόνα λανθάνοντως-χρώματος (false-color) του εν λόγω κβάζαρ:



Ακολουθούν άλλα δύο παραδείγματα που ακολούθησαν την παρατήρηση του πρώτου βαρυτικού φακού. Αριστερά: Ένας “Σταυρός του Einstein” που σχηματίζεται από το κβάζαρ QSO 2237+0305, ο οποίος ανακαλύφθηκε το 1985. Δεξιά: Μια πηγή ραδιοκυμάτων με την αστρονομική ονομασία MG1131+0456, η οποία κατέληξε να είναι το πρώτο παράδειγμα ενός “δακτυλίου Einstein”, με διάμετρο 1,75 δευτερολέπτων του τόξου:



Σήμερα, οι αστρονόμοι γνωρίζουν δεκάδες συστήματα με πολλαπλές εικόνες, καθώς και μερικά “δαχτυλίδια του Einstein”. Στα τέλη του 2005, η CfA - Arizona Space Telescope Lens Survey (*CASTLeS*) αρίθμησε 64 καθαρά συστήματα φακών με πολλαπλές εικόνες, καθώς και 18 μη επιβεβαιωμένα υποψήφια συστήματα.

Στον εικοστό πρώτο αιώνα, ο βαρυτικός εστιασμός είναι ένας ιδιαίτερα ενεργός τομέας αστροφυσικής έρευνας. Από το πρώτο συνέδριο αφιερωμένο αποκλειστικά στον βαρυτικό εστιασμό πραγματοποιήθηκε στη Λιέγη, στη Γαλλία, το 1983, πραγματοποιήθηκαν παρόμοια διεθνή συνέδρια κάθε χρόνο. Ο λόγος της ανάπτυξης του τομέα είναι ότι, σήμερα, ο βαρυτικός εστιασμός αποτελεί κάτι πολύ περισσότερο από απλώς ένα ενδιαφέρον φαινόμενο της γενικής σχετικότητας. Τώρα που ένας σημαντικός αριθμός συστημάτων φακών έχουν εντοπιστεί, ο εστιασμός χρησιμοποιείται όλο και περισσότερο ως ένα εργαλείο παρατήρησης, επιτρέποντας στους αστρονόμους να απαντήσουν αστροφυσικά καθώς και κοσμολογικά ερωτήματα, από τις εκτιμήσεις του ποσού της Σκοτεινής Ύλης που περιέχεται στη μάζα του φακού μέχρι και τον προσδιορισμό των θεμελιωδών παραμέτρων στα διάφορα μοντέλα της Μεγάλης Έκρηξης.

2.4.2 Ασθενής Βαρυτικός Εστιασμός:

Ο Ασθενής Βαρυτικός Εστιασμός (Weak Gravitational Lensing) αφορά τη *διάτμηση* (*shear*) των εικόνων μακρινών γαλαξιών, λόγω της διαφορικής παραμόρφωσης των γειτονικών ακτίνων φωτός. Το σήμα είναι μικρό, επάγοντας μια ελλειπτικότητα της τάξης του 1%. Ενώ αυτό είναι αμελητέο σε σύγκριση με το ενδογενές σχήμα μεμονωμένων γαλαξιών, μπορεί να μετρηθεί στατιστικά χρησιμοποιώντας τη συνοχή των διατμήσεων εστιασμού στον ουρανό. Τις τελευταίες δύο δεκαετίες έχει καταστεί δυνατό να μετρηθούν αυτές οι αλλαγές για να μελετηθεί η κατανομή της σκοτεινής ύλης στο Σύμπαν. Οι πρώτες μετρήσεις χρησιμοποίησαν εστιασμό από συστάδες γαλαξιών (galaxy clusters). Πιο πρόσφατα, οι μετρήσεις κοσμικής διάτμησης έχουν γίνει σε “πεδία κενού”, χωρίς τη χρήση οποιασδήποτε γνώσης της δομής στο προσκήνιο.

Ας δούμε τώρα πως γίνεται ο υπολογισμός/μέτρηση της διάτμησης του εστιασμού.

Εάν η πηγή είναι μικρή, το αποτέλεσμα είναι μια (επανα)χαρτογράφηση της επιφανειακής κατανομής της φωτεινότητας της πηγής - f^s :

$$f^{\text{obs}}(\theta_i) = f^s(A_{ij}\theta_j)$$

όπου A είναι ο πίνακας παραμόρφωσης (Jacobian μετασχηματισμός):

$$A = \partial \delta \theta_i / \partial \theta_j = (\delta_{ij} - \Psi_{ij}) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix}$$

όπου έχουμε εισαγάγει το δισδιάστατο δυναμικό εστιασμού Ψ . Η σύγκλιση εστιασμού (κ) είναι ένα βαθμωτό μέγεθος και δίνεται μια προβολή του πεδίου διακύμανσης της πυκνότητας μάζας:

$$\kappa(\theta) = \frac{1}{2} \nabla^2 \Psi(\theta) = \int d\chi W(\chi) \delta[\chi, \chi\theta]$$

με τη Λαπλασιανή να δίνεται χρησιμοποιώντας την προσέγγιση επίπεδου ουρανού ως $\nabla^2 \equiv \partial^2 / \partial \theta^2$ και χ είναι η παράλληλα κινούμενη απόσταση (υποθέσαμε ένα χωρικά επίπεδο Σύμπαν). Σημειώστε ότι η χ σχετίζεται με μετατόπιση προς το ερυθρό z (redshift) μέσω της σχέσης $d\chi = dz / H(z)$, όπου $H(z)$ είναι η παράμετρος Hubble. Η εξίσωση αποδοτικότητα του εστιασμού $W(\chi)$ δίνεται από:

$$W(\chi) = \frac{3}{2} \Omega_{m0} H_0^2 \alpha^{-1}(\chi) \chi \int d\chi_s n_s(\chi_s) \frac{\chi_s - \chi}{\chi_s}$$

όπου $n_s(\chi_s)$ είναι η μεταβλητή επιλογής γαλαξιών-πηγών συγκεκριμένης μετατόπισης προς το ερυθρό και H_0 είναι η σταθερά του Hubble σήμερα ($H_0 = 100h \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$). Αν όλοι οι γαλαξίες-πηγές βρίσκονται σε μια ενιαία ερυθρή μετατόπιση z_s , τότε $n_s(\chi) = \delta_D(\chi - \chi_s)$. Στην εξίσωση του πίνακα παραμόρφωσης, εισάγαμε τα συστατικά της διάτμησης $\gamma \equiv \gamma_1 + i\gamma_2$, η οποία μπορεί επίσης να γραφτεί ως $\gamma = \gamma^* \exp(2i\alpha)$, όπου α είναι η γωνία προσανατολισμού της διάτμησης. Οι καρτεσιανές συνιστώσες του πεδίου διατμήσεως σχετίζονται με το δυναμικό εστιασμού μέσω:

$$\gamma_1 = \frac{1}{2} (\Psi_{11} - \Psi_{22}) \quad \text{και} \quad \gamma_2 = \Psi_{12}$$

Κατά τον ασθενή βαρυτικό εστιασμό, η σύγκλιση (γ) δίνει τη μεγέθυνση (αύξηση σε μέγεθος) μιας εικόνας και η διάτμηση δίνει την ελλειπτικότητα που προκαλείται σε μια αρχικά κυκλική εικόνα. Σύμφωνα με την παραδοχή ότι οι γαλαξίες είναι τυχαία προσανατολισμένοι στην απουσία εστιασμού, η δύναμη του βαρυτικού πεδίου μπορεί να συναχθεί από τις μετρούμενες ελλειπτικότητες ενός συνόλου πηγών. Εν απουσία στρεβλώσεων της παρατήρησης, η παρατηρούμενη ελλειπτικότητα e^{obs} σχετίζεται με την μη-εστιασμένη e^{int} μέσω:

$$e^{obs} = \frac{e^{int} + \gamma}{1 + \gamma^* e^{int}}$$

όπου $e \simeq [(1-\beta/a)/(1+b/a)] \exp(2i\alpha)$ για μια έλλειψη με τους μεγάλο και μικρό άξονες να είναι οι a και b , αντίστοιχα, και α ως τη γωνία προσανατολισμού. Ο γ^* είναι ο μιγαδικός συζυγής της διάτμησης εστιασμού. Η μέση αξία του $e^{obs} \approx \gamma$ σε ασθενές εστιασμό. Πιο συγκεκριμένα, η παρατηρήσιμη, είναι η μειωμένη διάτμηση $\gamma/(1-\kappa)$. Ως εκ τούτου, έχουμε αντικειμενική μέτρηση των σχημάτων των γαλαξιών στο υπόβαθρο (οι οποίοι αποτελούν το μικρό, ασθενές άκρο του γαλαξιακού δείγματος).

Για την ποσοτικοποίηση του σήματος εστιασμού, μετράμε τις συναρτήσεις συσχέτισης της διάτμησης από καταλόγους σχημάτων γαλαξιών. Η συνάρτηση συσχέτισης δύο σημείων της διάτμησης, για γαλαξίες-πηγές σε i -ωστή και j -ωστή ερυθρή μετατόπιση, ορίζεται ως:

$$\xi_{\gamma_i \gamma_j}(\theta) = \langle \gamma_i(\theta_1) \cdot \gamma_j^*(\theta_2) \rangle$$

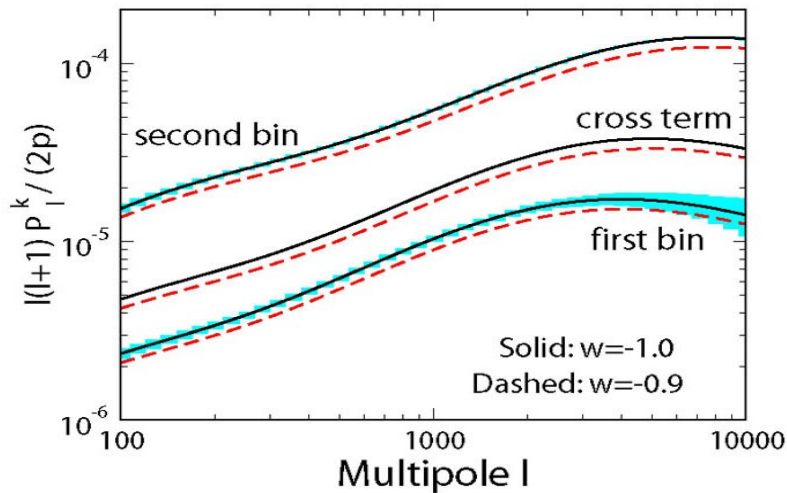
με $\theta = |\theta_1 - \theta_2|$. Η συνάρτηση δύο σημείων της σύγκλισης είναι ταυτόσημη με εκείνη της διάτμησης. Είναι χρήσιμο να χωρίσουμε το ξ_γ σε δύο διαφορετικές συναρτήσεις συσχέτισης με τη χρήση της “αποσύνθεσης $+/\times$ ”: η συνιστώσα $+$ ορίζεται παράλληλα ή κάθετα προς τη γραμμή που συνδέει τα δύο σημεία που λήφθηκαν, ενώ το \times ορίζεται κατά γωνία 45° . Αυτό μας επιτρέπει να καθορίσουμε το περιστροφικό αναλλοίωτο της συνάρτησης

συσχετισμού δύο σημείων της διάτμησης: $\xi_{+}(\theta) = \langle \gamma_{i+}(\theta_1) \gamma_{j+}(\theta_2) \rangle$, και $\xi_{\times}(\theta) = \langle \gamma_{i\times}(\theta_1) \gamma_{j\times}(\theta_2) \rangle$. Η συνάρτηση συσχέτισης (πιο πάνω) δίνεται από $\xi_{\gamma_i \gamma_j} = \xi_{+} + \xi_{\times}$.

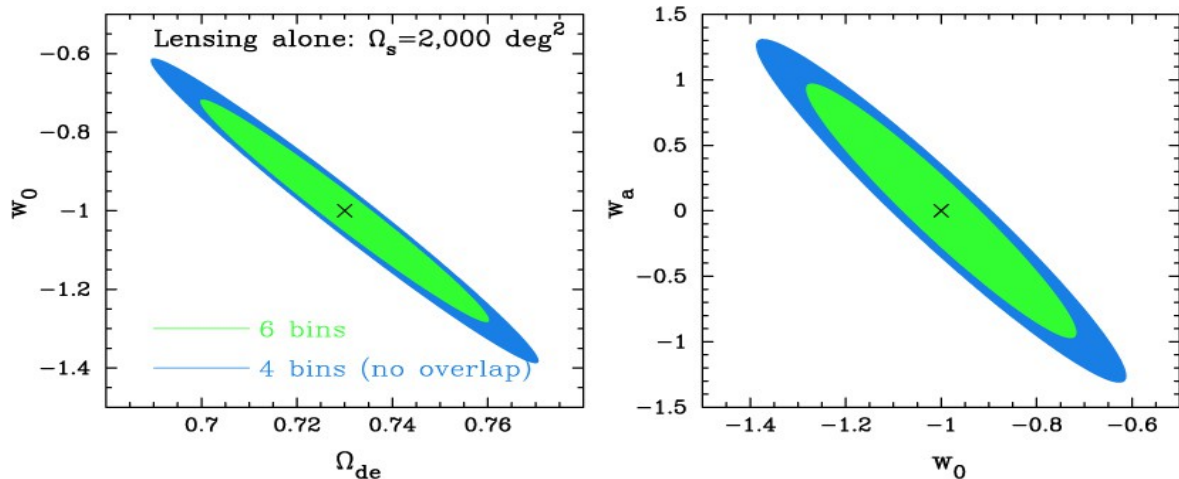
Το φάσμα ισχύος της διάτμησης για γωνιακό κυματαριθμό l , είναι ο μετασχηματισμός Fourier της $\xi_{\gamma_i \gamma_j}(\theta)$. Είναι πανομοιότυπο με το φάσμα ισχύος της σύγκλισης και μπορεί να εκφραστεί ως προβολή του φάσματος ισχύος της πυκνότητας μάζας P_{δ} . Για γαλαξίες-πηγές σε i -ωστή και j -ωστή ερυθρή μετατόπιση, έχουμε:

$$C_{\gamma_i \gamma_j}(l) = \int_0^{\infty} dz \frac{W_i(z) W_j(z)}{\chi(z)^2 H(z)} P_{\delta}\left(\frac{l}{\chi(z)}, z\right)$$

Αυτή η εξίσωση δείχνει πώς τα παρατηρήσιμα φάσματα ισχύος διάτμησης-διάτμησης (shear-shear) είναι ευαίσθητα, τόσο στους γεωμετρικούς παράγοντες που δίνονται από $W_i(z)$ και $W_j(z)$, καθώς και στην ανάπτυξη δομής που περιέχεται στο φάσμα ισχύος πυκνότητας μάζας P_{δ} . Και τα δύο είναι ευαίσθητα σε σκοτεινή ενέργεια και την ενδεχόμενη εξέλιξή της, η οποία καθορίζει τα σχετικά πλάτη στα φάσματα που φαίνονται στο πιο κάτω διάγραμμα. Η P_{δ} περιέχει επίσης πληροφορίες σχετικά με το αρχέγονο φάσμα ισχύος και άλλες παραμέτρους, όπως οι μάζες των νετρίνων. Σε τροποποιημένες θεωρίες της βαρύτητας, το σχήμα και η χρονική εξέλιξη της πυκνότητας του φάσματος ισχύος μπορεί να διαφέρει από εκείνη ενός μοντέλου σκοτεινής ενέργειας, ακόμα και ένα που έχει την ίδια διαστολή. Ο εστιασμός είναι ένα ισχυρό μέσο ελέγχου για τροποποιήσεις των εξισώσεων της βαρύτητας. Η συμφωνία με άλλες μεθόδους ανίχνευσης μέσω εφαρμογής εστιασμού είναι κρίσιμη, ειδικά με το CMB και με τις μετρήσεις των σχέσεων απόστασης-ερυθρής μετατόπισης Υπερκαινοφανών Τύπου Ia και τις βαρυονικές ακουστικές ταλαντώσεις στο φάσμα ισχύος του γαλαξία (ένα θέμα που θα συζητηθεί στη συνέχεια).



Τα φάσματα ισχύος εστιασμού που κατασκευάστηκαν από γαλαξίες, χωρίζονται σε δύο μεγάλες “ομάδες” ερυθρής μετατόπισης: Δύο auto-φάσματα και ένα cross-φάσμα. Οι στερεές καμπύλες είναι οι προβλέψεις του μοντέλου Λ -CDM, οι οποίες περιλαμβάνουν μη-γραμμική εξέλιξη. Οι διακεκομμένες καμπύλες είναι οι προβλέψεις για ένα μοντέλο σκοτεινής ενέργειας με $w=-0.9$. Σημειώτεον ότι τουλάχιστον τέσσερις ή πέντε “ομάδες” ερυθρής μετατόπισης αναμένεται να είναι χρήσιμες από μια τέτοια έρευνα, κάτι που οδηγεί σε πολλά άλλα μετρημένα φάσματα ισχύος.



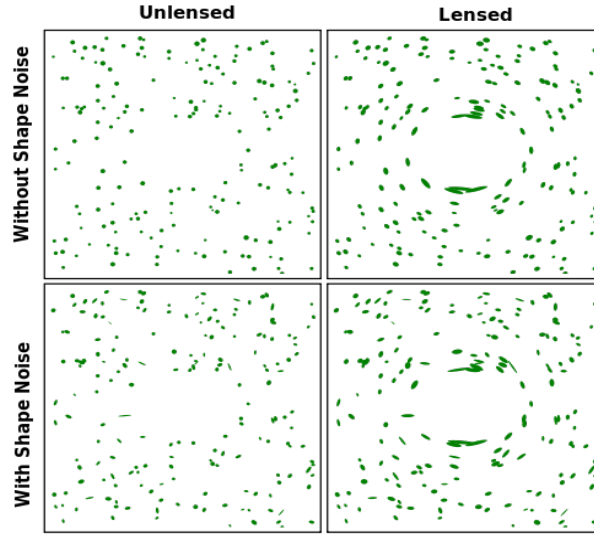
Εδώ έχουμε τις καμπύλες Σκοτεινής Ενέργειας (με επίπεδο εμπιστοσύνης = 68,3%) από φάσματα ισχύος του εστιασμού. Οι εκτιμώμενες μη-Γκαουσιανές συνδιασπορές μεταξύ των φασμάτων ισχύος περιλαμβάνονται μέσα στους περιορισμούς. Αυτές οι προβλέψεις, δεν περιέχουν τις πιο πρόσφατες μετρήσεις (από το δορυφόρο Planck κλπ.) ούτε περιλαμβάνουν συστηματικά σφάλματα.

Συστηματικά Σφάλματα:

Οι μετρήσεις στον ασθενή εστιασμό είναι επιρρεπείς σε μια σειρά από συστηματικά σφάλματα. Η πρώτη κατηγορία σφαλμάτων προκύπτει κατά τη μέτρηση των σχημάτων των γαλαξιών. Αλλά υπάρχουν άλλες πηγές σφαλμάτων που εισέρχονται στην εκτίμηση των κοσμολογικών παραμέτρων. Οι πρωτογενείς πηγές συστηματικών σφαλμάτων μπορούν να χωριστούν ως εξής:

- Γνώση της PSF
- Διόρθωση της PSF και βαθμονόμηση της διάτμησης
- Εγγενής ευθυγραμμίσεις
- Φωτομετρικά redshifts
- Μη-γραμμικό φάσμα ισχύος/επίδραση από βαρυόνια

Αν και κάθε ένα από αυτά τα σφάλματα είναι καλά μελετημένο και μπορεί να διαμορφωθεί, μικρά υπολείμματα στις διορθώσεις τους, μπορεί να είναι συγκρίσιμα με στατιστικά σφάλματα στις μετρήσεις εστιασμού. Οι πρώτες δύο πηγές σφαλματος απορρέουν απευθείας από το PSF (point spread function – συνάρτηση διασποράς σημείων). Ακόμη και σε διαστημικά δεδομένα, το πεπερασμένο μέγεθος του κατόπτρου και η πολύπλοκη οπτική του τηλεσκοπίου μπορούν να οδηγήσει σε διασπορά PSF. Σε επίγεια δεδομένα, η κατάσταση είναι ακόμα χειρότερη, λόγω των ατμοσφαιρικών αναταράξεων. Τέλος, η εικόνα λαμβάνεται σε διακριτά pixels (τα οποία μπορεί να μην είναι τετραγωνικά), με έναν ανιχνευτή που μπορεί να πάσχει από ανεπάρκειες μεταφοράς ή άλλες μη-γραμμικότητες. Ο συνδυασμός αυτών οδηγεί σε αμφισβήτηση των παρατηρούμενων εικόνων, ενώ η ανισοτροπία του PSF εισάγει ευθυγραμμίσεις στα σχήματα των γαλαξιών. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση του πλάτους του σήματος εστιασμού. Ως εκ τούτου, για να εξαχθεί το πραγματικό σήμα εστιασμού, πρέπει να καθοριστεί το αρχικό σχήμα του γαλαξία: αυτό απαιτεί κάποιας μορφής αποσυνέλιξη υπό την παρουσία θορύβου. Επομένως δεν προκαλεί έκπληξη το γεγονός ότι η ανάπτυξη των μεθόδων που μπορεί να αποτρέψουν αυτά τα σφάλματα που προκαλεί το PSF είναι σημαντική στις έρευνες εστιασμού.



Τα υπόλοιπα συστηματικά σφάλματα είναι σημαντικά αν θέλουμε να ερμηνεύσουμε σωστά το σήμα εστιασμού και να το συγκρίνουμε με ένα κοσμολογικό μοντέλο. Οι εγγενής ευθυγραμμίσεις προκαλούνται από το βαρυτικό πεδίο, το οποίο μπορεί να προκαλέσει το σχήμα ενός γαλαξία να ευθυγραμμιστεί με ένα άλλο λόγω άμεσων αλληλεπιδράσεων. Οι αβεβαιότητες των φωτομετρικών redshifts (ερυθρές μετατοπίσεις) μπορούν να συμβάλουν στην παραγωγή συστηματικών σφαλμάτων, διότι τα κοσμολογικά συμπεράσματα των μετρήσεων εστιασμού εξαρτώνται λεπτομερώς στην εκτίμηση της φωτομέτρησης των ερυθρών μετατοπίσεων. Τέλος, οι θεωρητικές προβλέψεις του μοντέλου μπορεί να εμπεριέχουν αβεβαιότητες λόγω μη-γραμμικής βαρυτικής ομαδοποίησης και της φύσης των βαρυονικών αερίων που επηρεάζουν το φάσμα ισχύος. Μια άλλη επιπλοκή είναι το γεγονός ότι δεν παρατηρούμε τη διάτμηση άμεσα, αλλά τη μειωμένη διάτμηση $\gamma/(1 + \kappa)$ αντ' αυτού.

2.4.3 Κοσμολογικές Επιπτώσεις

Πιο κάτω παρουσιάζεται ένας πίνακας με τις πιο πρόσφατες ερευνητικές ομάδες. Το μέγεθος της περιοχής που κάλυψε/μελέτησε η κάθε έρευνα φαίνεται στην 1η στήλη, και η συνοπτική τιμή του μεγέθους φασματικής ισχύος σ_8 στη 2η στήλη, καθώς και η τιμή σκοτεινής ενέργειας μέσω της καταστατικής εξίσωσης, w (όπου είναι διαθέσιμη) στα δεξιά. Οι τιμές σ_8 παρουσιάζονται για σταθερά Ω_m για να ελεγχθεί η σταθερότητα του μετρούμενου εύρους του εστιασμού στις διάφορες έρευνες. Τα μεγάλα διαστήματα εμπιστοσύνης (σφάλματα) στις σ_8 απαιτούν μια κοινή ανάλυση με τα δεδομένα από το CMB. Επίσης, δεδομένου ότι οι μελέτες αυτές έχουν ασχοληθεί με την περιθωριοποίηση και τη συστηματικότητα των σφαλμάτων με διαφορετικούς τρόπους, οι άμεσες συγκρίσεις είναι δύσκολες.

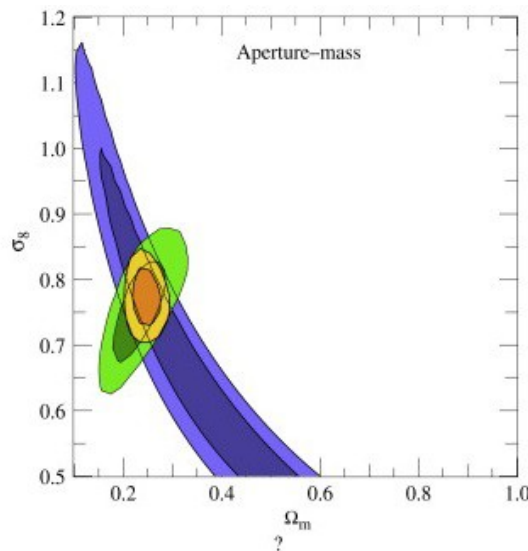
Survey	Area [deg ²]	$\sigma_8 (\Omega_m = 0.3)$	w
RCS	53	0.65 ± 0.07	-----
VIRMOS	8.5	0.83 ± 0.06	-----
CTIO	70	0.81 ± 0.15	-0.89 ± 0.21
GaBoDS	13	0.78 ± 0.08	-----
CFHTLS	57	0.71 ± 0.04	< -0.5
COSMOS	2	$0.87^{+0.09}_{-0.7}$	-----

Η περιορισμένη γνώση μας για πηγές ερυθρής μετατόπισης εξακολουθεί να είναι μια

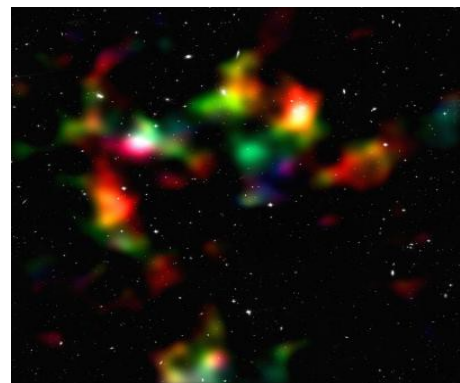
σημαντική πηγή αβεβαιότητας σε πολλές έρευνες γύρω από τον εστιασμό. Αυτή η γνώση μας βελτιώνεται γρήγορα, όμως, χάρη στις “πολυ-χρωματικές” έρευνες, όπως οι έρευνες COMBO-17, COSMOS και CFHTLS. Αυτό οδήγησε σε βελτιωμένες αναλύσεις από τις RCS, VIRMOS, Garching-Bonn Deep Survey (GaBoDS) και την CFHTLS (Canada-France-Hawaii-Telescope Legacy Survey). Λόγω έλλειψης τομογραφικών μετρήσεων, τα πλείστα αποτελέσματα μετρήσεων εστιασμού περιορίζουν μόνο συνδιασμούς των Ω_m και σ_8 . Οι διάφορες εκτιμήσεις για τα σ_8 παρατίθενται στον πιο πάνω πίνακα με την υιοθέτηση ενός κοσμολογικού μοντέλου Λ -CDM με $\Omega_m = 0,3$ ως σημείο αναφοράς. Η *συνδιαζόμενη μέση τιμή* του σ_8 από τις πιο πρόσφατες μετρήσεις είναι $\sigma_8 = 0,75 \pm 0,03$ με $\chi^2 = 7,4$ με 5 βαθμούς ελευθερίας. Η συμφωνία μεταξύ αυτών των αποτελεσμάτων είναι απολύτως λογική (με την πιθανότητα ενός μεγαλύτερου χ^2 να είναι =0,19). Ωστόσο, ότι αυτό το στατιστικό σφάλμα αγνοεί οποιαδήποτε από τα κοινά συστηματικά.

Μετά από συνδιασμό δεδομένων με τα αποτελέσματα του WMAP, λαμβάνουμε τις τιμές $\Omega_m = 0,248 \pm 0,019$ και $\sigma_8 = 0,771 \pm 0,029$. Αυτά είναι σε πλήρη συμφωνία με την προηγούμενη ανάλυση μέσω εστιασμού από την έρευνα CTIO. Τα αποτελέσματα αυτά είναι επίσης σε συμφωνία με πρόσφατες μελέτες του αριθμού πυκνότητας συστάδων γαλαξιών. Επίσης, έχουμε δύο “πρόχειρες” μετρήσεις του w , δηλαδή της *καταστατικής εξίσωσης σκοτεινής ενέργειας*, παρουσιάζονται για 2 από τις έρευνες.

Στο παρακάτω διάγραμμα παρουσιάζονται οι κοινοί περιορισμοί μεταξύ των Ω_m και σ_8 από το CFHTLS (με *μωβ*) και WMAP3 (με *πράσινο*). Τα αποτελέσματα του CFHTLS βασίζονται σε στατιστική “μάζας οπής” (δηλαδή μέσω συνέλιξης χαρτών εστιασμού με ένα φίλτρο λειτουργίας μιας συγκεκριμένης κλίμακας, το σήμα εστιασμού ενισχύεται σε σχέση με το θόρυβο) σε κλίμακες που κυμαίνονται από 2' - 230'. Οι συνδυαζόμενοι περιορισμοί από τον ασθενή εστιασμό και το CMB υποδεικνύονται από την *πορτοκαλί* περιοχή, επιδεικνύοντας εξαιρετική συμφωνία.



Τον Μάρτιο του 2010, μια ερευνητική ομάδα του Hubble Space Telescope, με επικεφαλή τον Tim Schrabback από το παρατηρητήριο του Leiden, παρουσίασε αποτελέσματα μιας εντατικής μελέτης περισσότερων από 446.000 γαλαξιών μέσα στο πρόγραμμα παρατηρήσεων της έρευνας COSMOS (Cosmological Evolution Survey), τα οποία αποτελούν την μεγαλύτερης έρευνας που έχει ποτέ διεξαχθεί με το Hubble. Κατά την έρευνα COSMOS, το Hubble φωτογράφησε 575 ελαφρά επικαλυμμένες όψεις του ίδιου



μέρους του Σύμπαντος, με την βοήθεια της Σύνθετης Κάμερας για Έρευνες (ACS) που βρίσκεται πάνω στο τηλεσκόπιο. Χρειάστηκαν σχεδόν 1000 ώρες παρατηρήσεων για να ληφθούν αυτές οι εικόνες. Εκτός από τα δεδομένα του Hubble, οι ερευνητές χρησιμοποίησαν στοιχεία για μετατοπίσεις προς το ερυθρό, από επίγεια τηλεσκόπια για να προσδιορίσουν τις αποστάσεις των 194.000 γαλαξιών που ερευνήθηκαν. Μαζί με τη δημιουργία ενός πολύ πιο λεπτομερούς χάρτη του Σύμπαντος, η έρευνα επιβεβαίωσε, ανεξάρτητα από άλλες την επιταχυνόμενη διαστολή του Σύμπαντος. Στα δεξιά της προηγούμενης σελίδας, φαίνεται η κατανομή της συνολικής μάζας (και σκοτεινής ύλης) που δημιούργησε το COSMOS.

Μελλοντικές Μελέτες

Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται κάποιες από τις παρούσες και μελλοντικές μελέτες με σκοπό την μελέτη του Ασθενούς Βαρυτικού Εστιασμού:

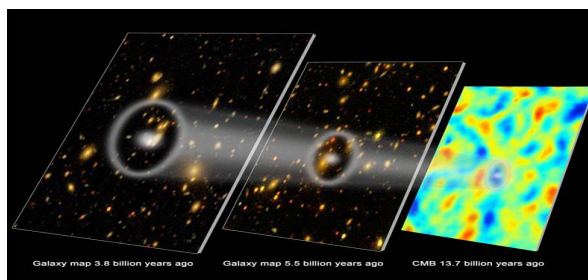
Survey	Start	Area [deg ²]	neff [arcmin ⁻²]	Ground/Space
PanSTARRS	2010	30,000	~4	ground
KiDS	2011	1500	~10	ground
Subaru	2012	2,000	~20-30	ground
DES	2013	5000	~10	ground
LSST	>2014	20,000	~30-40	ground
SNAP	>2015	4,000	~100	space
DUNE	>2015	20,000	~40	space

2.5 Βαρυονικές Ακουστικές Ταλαντώσεις

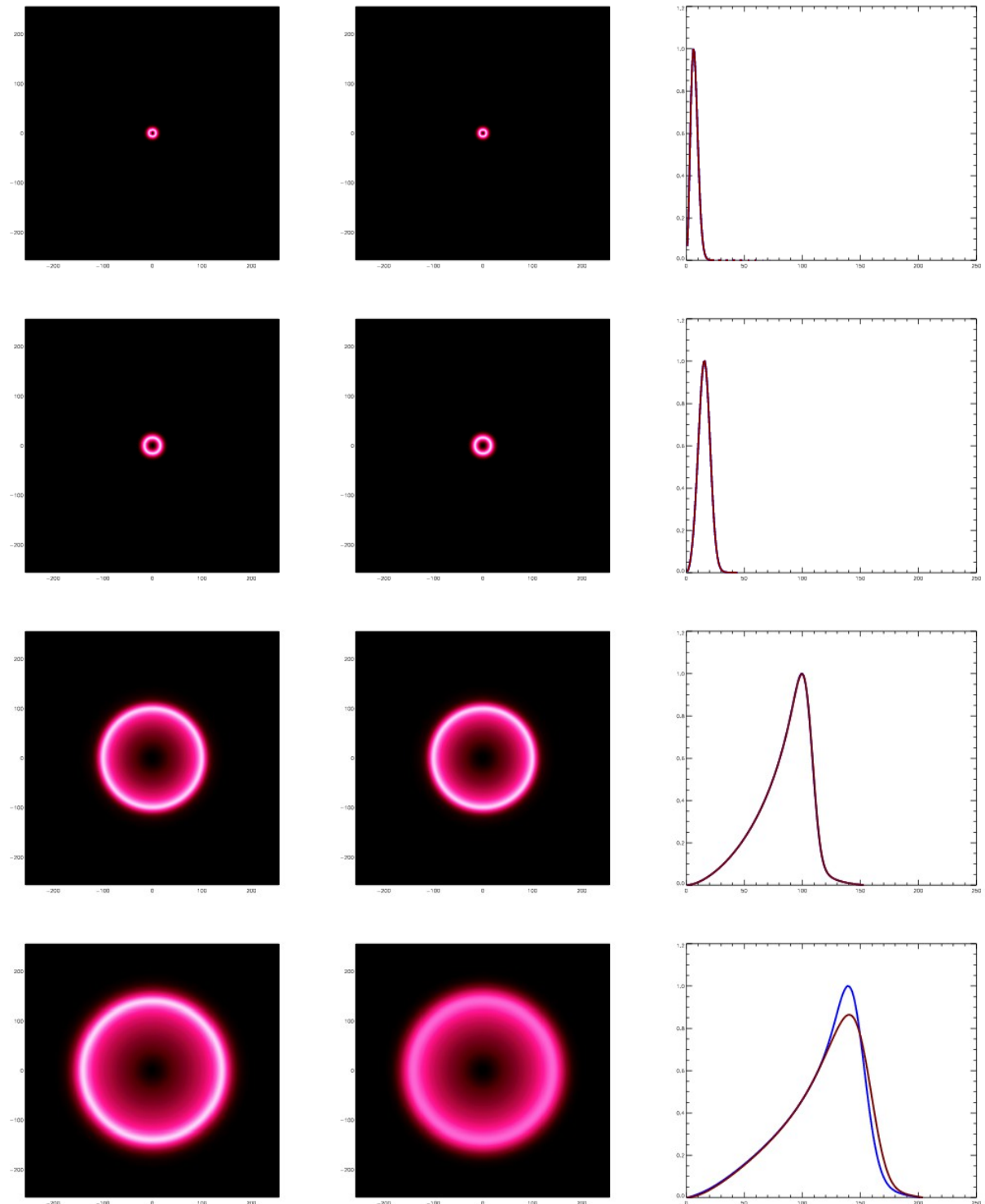
2.5.1 Μέθοδος Ανίχνευσης

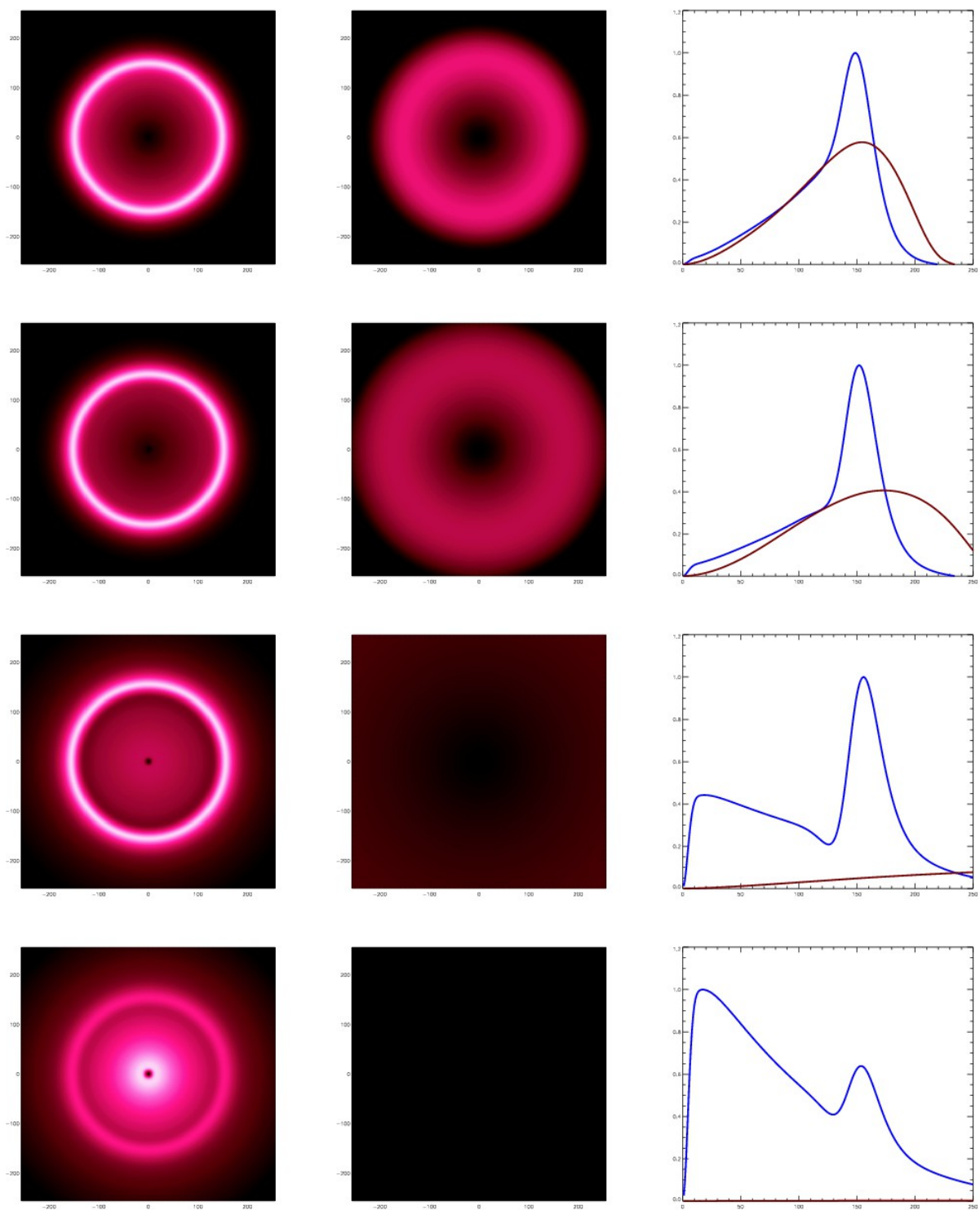
Όπως είδαμε και στο κεφάλαιο 2.1 (CMB-WMAP) περίπου 380.000 χρόνια μετά το Big Bang, το σύμπαν ψύχεται κάτω από 3.000 °K, επιτρέποντας στους πυρήνες υδρογόνου και στα ηλεκτρόνια να συνδεθούν σε ένα ουδέτερο αέριο. Σε αυτό το αέριο, η φωτεινή θερμότητα του Σύμπαντος είναι ξαφνικά σε θέση να διανύσει μεγάλες αποστάσεις, και μάλιστα μπορεί να ταξιδεύσει ουσιαστικά αμετάβλητη μέχρι τα τηλεσκόπια στη Γη, όπου ανιχνεύεται ως η κοσμική μικροκυματική ακτινοβολία υποβάθρου. Ωστόσο, στο πλάσμα αυτού του νεαρού Σύμπαντος, η βαρυτική έλξη στις υπερβολικά πυκνές περιοχές αντισταθμίζεται από τις ανισορροπίες πίεσης από τα φωτόνια και τη θερμότητα που βρίσκονται παγιδευμένα στο πλάσμα. Αυτή η πίεση είναι τόσο μεγάλη ώστε οι διαφορές πυκνότητας, οι οποίες πιστεύεται ότι προέρχονται από το πρώτο δευτερόλεπτο μετά το Big Bang, δεν αυξάνονται λόγω βαρύτητας, αλλά ταλαντεύονται σαν ηχητικά κύματα. Κάτι ανάλογο με τα ηχητικά κύματα στον αέρα: Πακέτα του αέρα μεγάλης πυκνότητας έχουν μεγαλύτερη πίεση και επομένως διαστέλλονται, έτσι ώστε να μετατραπούν σε χαμηλής πυκνότητας πακέτα, με πολύ λιγότερη πίεση και το αντίθετο. Το πρώιμο Σύμπαν δημιουργεί ηχητικά κύματα σε όλα τα μήκη κύματος, αλλά το τέλος της εποχής του πλάσματος στα 380.000 χρόνια επιβάλλει ένα καθορισμένο μέγεθος και επομένως αφήνει μια συχνότητα συντονισμού. Αυτή η κλίμακα επιβεβαιώθηκε από τις παρατηρήσεις του CMB, οι οποίες παρουσίασαν μια χαρακτηριστική κλίμακα για θερμές και κρύες περιοχές περίπου 1° γωνιακής μοίρας.

Αντίστοιχα, μπορεί κανείς να καταλήξει πως αυτά τα ηχητικά κύματα είχαν εκπεμπθεί από αρχικά υπέρ-πυκνές περιοχές. Μια συγκεκριμένη τοποθεσία θα μπορούσε να ξεκινήσει να γίνεται υπερβολικά πυκνή, τόσο σε σκοτεινή ύλη όσο και σε φυσικά αέρια. Ωστόσο, τα αέρια μεγάλης πυκνότητας έχουν επίσης και πολύ μεγάλη πίεση, που έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός σφαιρικού ηχητικού κύματος το οποίο εξαπλώνεται στο περιβάλλον μέσο με ταχύτητα ~57% της ταχύτητας του φωτός. Στα πρώτα 1 εκατομμύριο χρόνια του Σύμπαντος, αυτό το ηχητικό κύμα διαστέλλεται σε μια ακτίνα που σήμερα είναι περίπου 500 εκατομμύρια έτη φωτός σε διάμετρο. Μετά από αυτό το πρώτο εκατομμύριο χρόνια, ξαναδημιουργείται μια υπερβολικά πυκνή περιοχή στην αρχική τοποθεσία, λόγω της σκοτεινής ύλης και ενός μικρού υπερπυκνού σφαιρικού δακτυλίου στην ακτίνα των 500 εκατομμυρίων ετών φωτός που προκαλείται από το αέριο. Η σκοτεινή ύλη παραμένει στο κέντρο ενώ το αέριο που αποτελείται από βαρυόνια και πρωτόνια διαστέλλεται και δημιουργεί αυτό το σφαιρικό (ηχητικό) κύμα. Και οι δύο αυτές τις περιοχές αρχίζουν να προσελκύουν επιπλέον ύλη, έτσι ώστε σήμερα, οι περιοχές είναι πολύ πιθανό να σχηματίσουν γαλαξίες. Φυσικά, το σύμπαν αποτελείται από πολλές τέτοιες υπερπυκνές περιοχές, των οποίων τα σφαιρικά κύματα επικαλύπτονται. Η βασική ακτίνα μπορεί ακόμη να ανιχνευθεί στατιστικών και προβλέπεται πως οι γαλαξίες είναι ελαφρώς πιο πιθανό να διαχωρίζονται από 500 εκατομμύρια έτη φωτός (~150 Mpc) από ότι είναι να διαχωρίζονται από 400 ή 600 εκατομμύρια έτη φωτός.



Στα πιο κάτω γραφήματα παρουσιάζεται αυτή τη διαδικασία για μια μόνο διαταραχή στο πλάσμα του νεαρού Σύμπαντος. Το πλάσμα είναι εντελώς ομοιόμορφο, εκτός από ένα περίσσειμα ύλης. Η υψηλή πίεση οδηγεί το αέριο (βαρυόνια) + τα φωτόνια του ρευστού προς τα έξω. Η πυκνότητα των **βαρυονίων** φαίνεται στην *αριστερή* εικόνα, η πυκνότητα των **φωτονίων** στη *μεσαία* και η γραφική παράσταση μάζας της διαταραχής ως συνάρτηση της απόστασης, **mass=f(distance)** στα *δεξιά* (η απόσταση δίνεται σε Megaparsecs – Mpc):





Όπως φαίνεται, αρχικά (εικόνες 1-3), τα φωτόνια και τα βαρυόνια κινούνται προς τα έξω μαζί, με την ακτίνα και των δύο να κινείται με ταχύτητες $\sim 57\%$ της ταχύτητας του φωτός. Αυτό συνεχίζεται για 380.000 χρόνια. Μετά από 380.000 χρόνια, το Σύμπαν έχει ψυχθεί αρκετά έτσι ώστε τα πρωτόνια αρχίζουν να συλλαμβάνουν ηλεκτρόνια και σχηματίζουν ουδέτερο Υδρογόνο. Αυτό αποσυνδέει τα βαρυόνια από τα φωτόνια και έτσι τα φωτόνια συνεχίζουν να απομακρύνονται με υψηλές ταχύτητες ενώ τα βαρυόνια φαίνεται να επιβραδύνονται μέχρι να μείνουν σχεδόν στάσιμα (εικόνες 4-6). Τα φωτόνια έχουν γίνει σχεδόν ομοιόμορφα, αλλά τα βαρυόνια παραμένουν υπερβολικά πυκνά σε ένα κέλυφος ακτίνας $\sim 150\text{Mpc}$. Επιπλέον, το μεγάλο πηγάδι βαρυτικού δυναμικού, αρχίζει να ελκύει ύλη πίσω σε αυτό (εικόνα 7). Καθώς

μεγαλώνει η διαταραχή με ένα παράγοντα $O(z=1000)^*$ τα βαρυόνια και η Σκοτεινή Ύλη φτάνουν σε κατάσταση ισορροπίας πυκνότητας με πηλίκο W_b/W_m . Έτσι, στην τελική εικόνα έχουμε την αρχική ακτίνα – κορυφή στα 150 Mpc, και μια νέα κορυφή να δημιουργείται στο κέντρο. Η διαφορά αυτή μεταξύ κορυφών ονομάζεται “Ηχητικός ορίζοντας”.

* Ο παράγοντας $O(z=\text{redshift})$ δίνεται από τον τύπο για την χωρική επιπεδότητα για διάφορα $d(z)$:
 $d(z_1+z_2)=d(z_1)+d(z_2)+O(\text{καμπυλότητα})$.

Η φυσική της διάδοσης των βαρυονικών κυμάτων στο πρώιμο σύμπαν είναι αρκετά απλή, έτσι ώστε δίνεται η δυνατότητα στους κοσμολόγους να προβλέψουν το μέγεθος του “Ηχητικού Ορίζοντα”. Επιπλέον το CMB παρέχει μια μέτρηση αυτής της κλίμακας με υψηλή ακρίβεια. Οι Βαρυονικές Ακουστικές Ταλαντώσεις (BAO) μπορούν να προσθέσουν στο σώμα των γνώσεών μας σχετικά με την επιτάχυνση του Σύμπαντος συγκρίνοντας τις παρατηρήσεις του Ηχητικού Ορίζοντα σήμερα (χρησιμοποιώντας τις συστάδες γαλαξιών) με τον Ηχητικό Ορίζοντα κατά τη στιγμή του ανασυνδυασμού (χρησιμοποιώντας το CMB). Έτσι λέγεται πως οι BAO παρέχουν ένα “Πρότυπο Χάρακα” (Standard Ruler), παρόμοιο με το “Πρότυπο Κερί” των Υπερκαινοφανών Τύπου Ia, με το οποίο μπορούμε να κατανοήσουμε καλύτερα τη φύση της επιτάχυνσης της διαστολής, εντελώς ανεξάρτητα από την τεχνική των Υπερκαινοφανών Τύπου Ia.

Η μέθοδος εξαγωγής συμπερασμάτων μέσω παρατήρησης των BAO είναι η εξής:

α) Διεξαγωγή έρευνας των ιχνοθετών (tracers) του πεδίου πυκνότητας ύλης (π.χ. Γαλαξίες).

β) Υπολογισμός του φάσματος ισχύος του πεδίου πυκνότητας ύλης σε διάφορα redshifts.

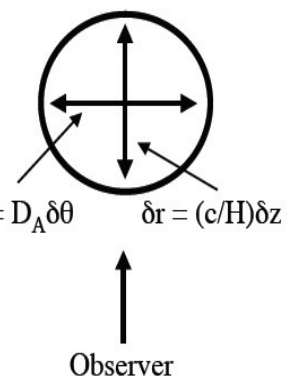
γ) Μέτρηση της γωνίας που σχηματίζεται από τον ηχητικό ορίζοντα BAO στο φάσμα ισχύος ύλης σε διαφορετικά redshifts

δ) Υπολογισμός του $d_A(z) = \Delta\chi/\Delta\theta$ και του $H(z)$, τα οποία χρησιμοποιούνται για περιορισμούς στα κοσμολογικά μοντέλα.

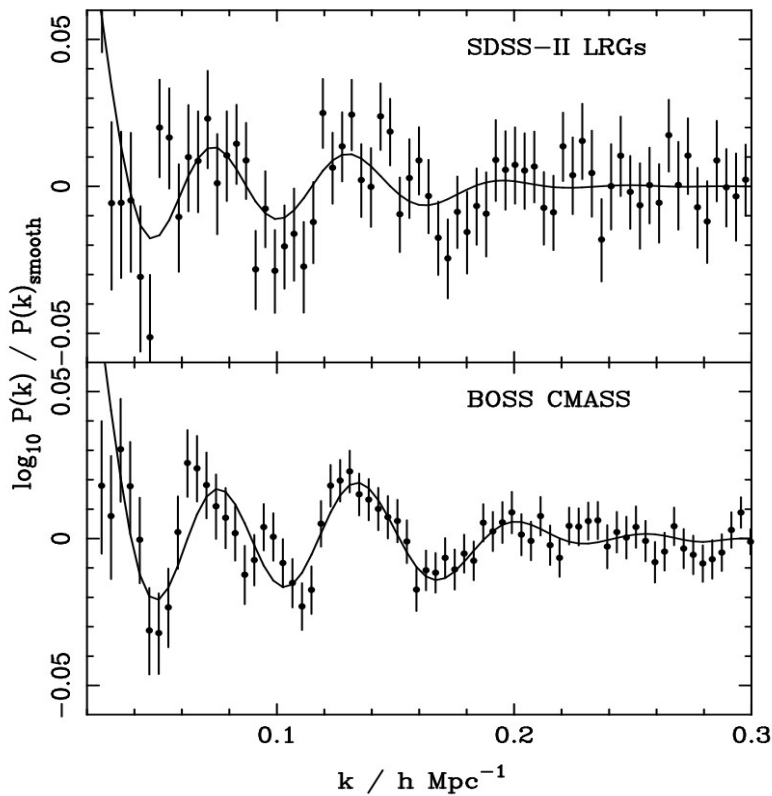
2.5.2 Έρευνες και Αποτελέσματα

Σήμερα, οι Βαρυονικές Ακουστικές Ταλαντώσεις πιστεύεται πως είναι η μέθοδος η οποία είναι “λιγότερο επηρεασμένη από συστηματικά σφάλματα και για την οποία έχουμε τα πιο αξιόπιστους πόρους που χρειάζονται, έτσι ώστε να φέρουμε εις πέρας μια έρευνα προεπιλεγμένης ακρίβειας” (Albrecht et al. 2006). Τα ηχητικά κύματα που παρατηρούνται ως απομεινάρια του πρώιμου Σύμπαντος χρησιμοποιούνται για τον καθορισμό της απόστασης ως συνάρτηση της ερυθρής μετατόπισης (redshift), μέσω μέτρησης της γωνίας που σχηματίζεται με χρήση της κλίμακας αυτού του “Προτύπου Χάρακα”.

Η κλίμακα ακουστικής ταλάντωσης εξαρτάται από την ταχύτητα του ήχου και το χρόνο διάδοσης. Αυτές εξαρτώνται από το λόγο μάζας/ακτινοβολίας ($\Omega_m h^2$) και το λόγο βαρυονίων/φωτονίων ($\Omega_b h^2$). Μετρώντας την κλίμακα αυτή κατά μήκος και κατά πλάτος της γραμμής όρασης μπορεί κανείς να μετρήσει δύο κοσμολογικές αποστάσεις, την παράμετρο Hubble $H(z)$ και την απόσταση γωνιακής διαμέτρου $d_A(z)$, στην ερυθρή μετατόπιση της συγκεκριμένης έρευνας. Η βαθμονόμηση των $d_A = D_A \delta\theta$ μετρήσεων αυτών σε απόλυτες μονάδες (π.χ., μέτρα ή Mpc), δεδομένου ότι είναι συνδεδεμένη με το CMB, είναι ανεξάρτητη της σταθεράς Hubble, σε αντίθεση με τις μετρήσεις υπερκαινοφανών ή άλλους δείκτες αποστάσεων βαθμονομημένων στην τοπική ροή Hubble (Hubble flow).



Μια από τις μεγαλύτερες έρευνες Βαρυονικών Ακουστικών Ταλαντώσεων, αποτελεί η έρευνα της ομάδας **SDSS-III** (Sloan Digital Sky Survey) ονόματι “**BOSS**” (Baryon Oscillations Spectroscopic Survey), η οποία ξεκίνησε το φθινόπωρο του 2009 και συνεχίζεται μέχρι και την άνοιξη του 2014. Το BOSS θα χαρτογραφήσει τη χωρική κατανομή των φωτεινών κόκκινων γαλαξιών (*LRGs*) και κβάζαρ για να ανιχνεύσει την χαρακτηριστική κλίμακα που αποτυπώθηκε από τις BAO στο πρώιμο σύμπαν. Αυτές οι ακουστικές ταλαντώσεις βαρυονίων έχουν μετρηθεί στην κατανομή γαλαξιών, όπως απεικονίζεται στο πιο κάτω διάγραμμα, όπου φαίνεται το φάσμα ισχύος των διακυμάνσεων των γαλαξιών ως συνάρτηση της κλίμακας (που παρουσιάζεται εδώ ως κυματάριθος, k). Έχει αφαιρεθεί η οποιαδήποτε συνιστώσα εξομάλινσης έτσι ώστε να φανούν πιο έντονα οι ταλαντώσεις, οι οποίες αποτελούν το εν λόγω σήμα BAO. Οι δύο πίνακες δείχνουν τα προηγούμενα αποτελέσματα από **SDSS-II DR7 LRGs** (επάνω) και τα νέα αποτελέσματα για $z = 0.55$ από το δείγμα του **BOSS DR9** (CMASS, κάτω). Η συνεχόμενη καμπύλη δημιουργείται με αφαίρεση σφαλμάτων και σε καλύτερο συνδυασμό του κοσμολογικού μοντέλου από τα BOSS και SDSS-II. Όταν ολοκληρωθεί η έρευνα, τα σφάλματα στις μετρήσεις του BOSS θα μειωθούν περαιτέρω, και θα μετρηθούν, επίσης, ταλαντώσεις σε πολλές άλλες ερυθρές μετατοπίσεις.



Το BOSS θα καθορίσει την γωνιακή απόσταση με ακρίβεια 1% σε ερυθρή μετατόπιση $z = 0,3$ και $z = 0,55$ χρησιμοποιώντας την κατανομή γαλαξιών. Θα μετρήσει επίσης τη διανομή των γραμμών απορρόφησης των κβάζαρ, σε $z = 2.5$, αποδίδοντας μία μέτρηση της απόστασης της γωνιακής διαμέτρου, στις πιο πάνω ερυθρές μετατοπίσεις, με ακρίβεια 1,5%. Θα μετρηθεί, επίσης, η παράμετρος Hubble $H(z)$ (ρυθμός διαστολής) με ακρίβεια 1-2% στις ίδιες ερυθρές μετατοπίσεις. Οι μετρήσεις αυτές θα αποτελέσουν σοβαρά τεστ για τις επικρατούσες θεωρίες της σκοτεινής ενέργειας και την προέλευση της επιταχυνόμενης διαστολής.

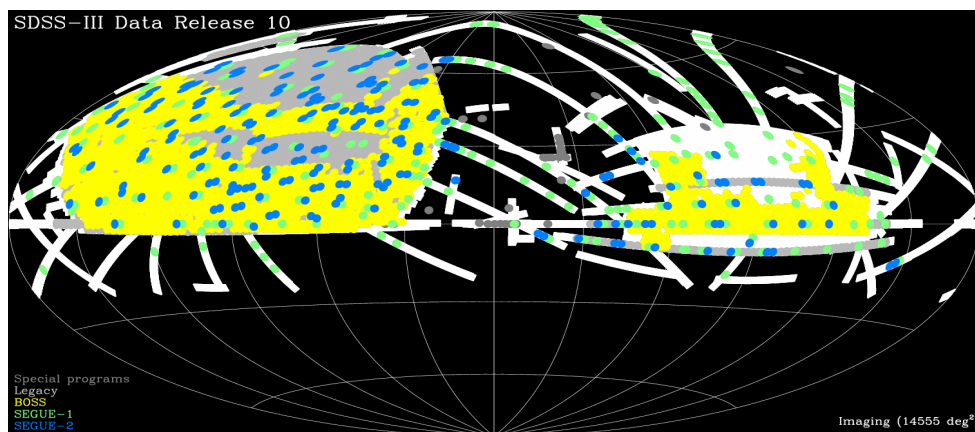
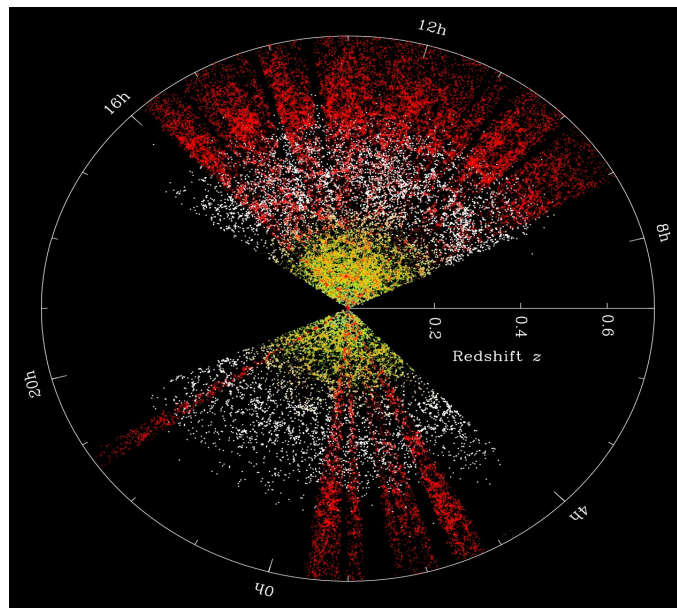
Τον Ιούλιο του 2013 παρουσιάστηκαν τα πιο πρόσφατα δεδομένα από τις

παρατηρήσεις του BOSS (Data Release 10). Τα δεδομένα περιλαμβάνουν τα σχεδόν-υπέρυθρα φάσματα 57,454 άστρων τα οποία παρατηρήθηκαν με τον φασματογράφο APOGEE (Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment), καθώς και περισσότερα από 684,000 νέα οπτικά φάσματα με το φασματογράφο BOSS, και νέες διορθώσεις και περιορισμούς στα προηγούμενα δεδομένα του BOSS. Στο DR10, το BOSS αύξησε το δείγμα φασμάτων σε 1,515,000 (από 831,000 που δημοσιεύτηκαν με το DR9). Επιπλέον, όλα αυτά τα φάσματα έχουν παρατηρηθεί με μια πολύ βελτιωμένη ανάλυση. Μέχρι σήμερα, έχουν συνολικά ληφθεί 3,358,200 οπτικά φάσματα από τους φασματογράφους των ερευνών SDSS και BOSS. Στο DR10 συμπεριλαμβάνεται επίσης γαλαξιακή φασματική ανάλυση για όλους τους γαλαξίες στο οπτικό φάσμα. Οι μετρούμενες παράμετροι περιλαμβάνουν αστρικές μάζες, χρονολογίες αστρικών σχηματισμών και μετρήσεις φασματικής γραμμής εκπομπής.

Στις δύο εικόνες που ακολουθούν φαίνονται τα δεδομένα που έχουν ληφθεί μέχρι τον Ιούλιο του 2013, από την έρευνα BOSS αλλά και από προηγούμενες παρατηρήσεις.

Πάνω: Αυτό το διάγραμμα δείχνει την κατανομή των μαζικών γαλαξιών στον ουρανό. Με κόκκινο, φαίνονται οι **νέοι γαλαξίες BOSS** με υψηλότερη ερυθρή μετατόπιση (μεγαλύτερη απόσταση) από την προηγούμενη έρευνα SDSS φωτεινών ερυθρών γαλαξιών (LRG) δείγμα που φαίνεται με λευκό χρώμα. Οι συνήθεις (MAIN) γαλαξίες του SDSS απεικονίζονται με κίτρινο χρώμα.

Κάτω: Η απεικόνιση και η οπτική φασματοσκοπική κάλυψη των δεδομένων από τα DR10 σε Ισημερινές συντεταγμένες (κεντραρισμένη στις 90 μοίρες).



Συνολική κάλυψη επουράνιας απεικόνισης	14,555 τετραγωνικές μοίρες [d ²]
Σύνολο οπτικών φασμάτων γαλαξιών	1,880,584
Σύνολο οπτικών φασμάτων κβάζαρ	312,309
Σύνολο οπτικών αστρικών φασμάτων	269,615
Υπεριώδη αστρικά φάσματα	57,454

Πιο πάνω παρουσιάζονται αριθμητικά τα σύνολα των παρατηρούμενων γαλαξιών, κβάζαρ και άστρων μετά τα DR10 τον Ιούλιο του 2013. Στον πιο κάτω πίνακα παρουσιάζονται κάποια επιπλέον δεδομένα των παρατηρήσεων BOSS DR10:

Συνολική έκταση της απεικόνισης (συμπεριλαμβανομένων των επικαλύψεων)	31,637 [d ²]															
Μέγεθος ατομικής εικόνας	1361x2048 pixels (0.0337 d ²)															
Αριθμός επιμέρους εικόνων	938,046															
Αριθμός καταγεγραμμένων αντικειμένων	1,231,051,050															
Αριθμός επιμέρους ανιχνεύσεων	932,891,133															
Αριθμοί πρωτογενών πηγών	Σύνολο: 469,053,874 Άστρα: 260,562,744 Γαλαξίες: 208,478,448 Άγνωστα: 12,682															
Effective μήκη κύματος και περιορισμοί μεγέθους (95% πληρότητα για σημειακές πηγές)	<table border="1"> <thead> <tr> <th>u</th> <th>g</th> <th>r</th> <th>i</th> <th>z</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>3551 Å</td> <td>4686 Å</td> <td>6165 Å</td> <td>7481 Å</td> <td>8931 Å</td> </tr> <tr> <td>22.0</td> <td>22.2</td> <td>22.2</td> <td>21.3</td> <td>20.5</td> </tr> </tbody> </table>	u	g	r	i	z	3551 Å	4686 Å	6165 Å	7481 Å	8931 Å	22.0	22.2	22.2	21.3	20.5
u	g	r	i	z												
3551 Å	4686 Å	6165 Å	7481 Å	8931 Å												
22.0	22.2	22.2	21.3	20.5												

*Τα αρχικά στην τελευταία γραμμή σημαίνουν: u=ultraviolet, g=green, r=red, i=infrared και z=ζωνοπερατό φίλτρο των 900nm.

Με τις τελευταίες μετρήσεις από το BOSS, σε ερυθρές μετατοπίσεις μεταξύ $z=0.43$ και $z=0.70$, χρησιμοποιώντας δύο διαφορετικές μεθόδους οι οποίες παρέχουν έμπιστες μετρήσεις της θέσης της ακουστικής κορυφής κατά μήκος της γραμμής της όρασης, λήφθηκε η απόσταση γωνιακής διαμέτρου d_A και η παράμετρος Hubble $H(z)$. Η απόσταση γωνιακής διαμέτρου δίνεται από την: $d_A = r(\chi)/(1+z)$, όπου χ = απόσταση μεταξύ δύο σωμάτων και

$$r(\chi) = \begin{cases} \frac{\sin(\sqrt{-\Omega_k} H_0 \chi)}{(H_0 \sqrt{|\Omega_k|})} & \Omega_k < 0 \\ \chi & \Omega_k = 0 \\ \frac{\sinh(\sqrt{\Omega_k} H_0 \chi)}{(H_0 \sqrt{|\Omega_k|})} & \Omega_k > 0 \end{cases}$$

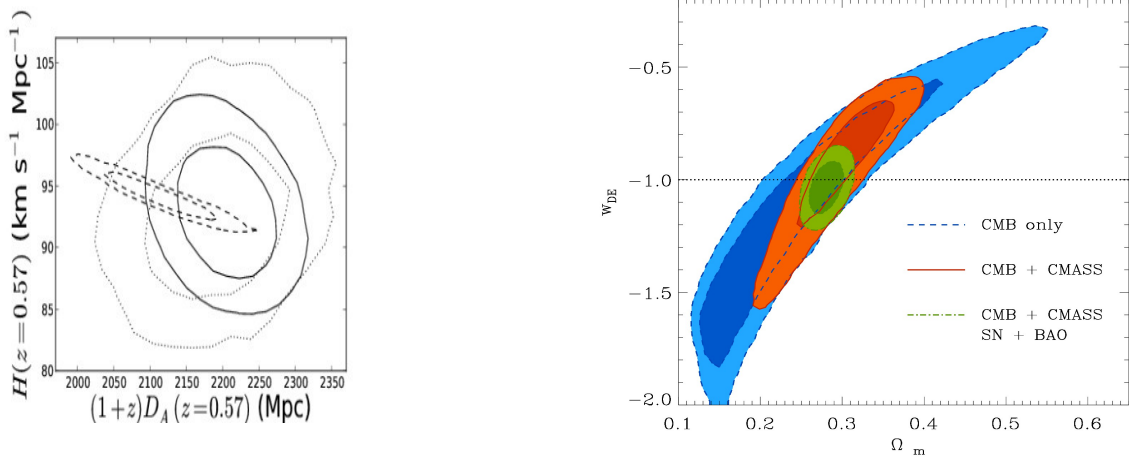
Τα αποτελέσματα για μια μέση ερυθρή μετατόπιση $z=0.57$ δείχνουν: $d_A(0,57) = 1408 \pm 45$ Mpc και $H(0,57) = 92.9 \pm 7.8$ km/s/Mpc (Anderson et. al, March 2013).

Πιο κάτω παρουσιάζονται δύο διαγράμματα που συγκρίνουν τους περιορισμούς στις σταθερές που λήφθηκαν από την έρευνα BOSS καθώς και τις τελευταίες μετρήσεις του CMB από το WMAP:

Αριστερά: Οι περιορισμοί μεταξύ $H(z)$ και $d_A(z)$ για $z=0.57$ (όπως πιο πάνω). Με συνεχείς γραμμές εμφανίζονται τα δεδομένα του BOSS ενώ με διακεκομμένες φαίνονται δεδομένα από το WMAP και SNe.

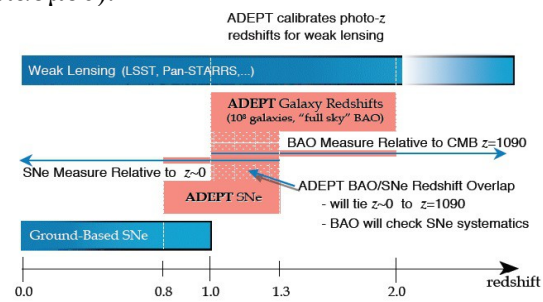
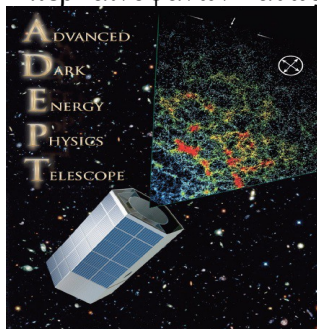
Δεξιά: Οι περιορισμοί μεταξύ της παραμέτρου της καταστατικής εξίσωσης Σκοτεινής Ενέργειας w_{DE} και της πυκνότητας μάζας Ω_m . Οι κεντρικοί περιορισμοί είναι ο συνδιασμός των

δεδομένων του CMB (WMAP), των SNe και των BAO από τα BOSS και CMASS (DR9). Το διάγραμμα δείχνει $w_{DE} = -1$ και $\Omega_m = 0.28$ τα οποία υποστηρίζουν το μοντέλο Λ CDM.



Εκτός από τα τελικά αποτελέσματα που θα παρουσιάσει η έρευνα BOSS το 2014, προγραμματίζονται και χρηματοδοτούνται πολλές άλλες έρευνες για τη μελέτη της Σκοτεινής Ενέργειας μέσω παρατήρησης των BAO και του Ασθενούς Βαρυτικού Εστιασμού. Ένα από αυτά είναι και το τηλεσκόπιο Large Synoptic Survey Telescope (LSST) το οποίο θα ξεκινήσει να κτίζεται το φθινόπωρο του 2014 και θα πραγματοποιήσει τις πρώτες του παρατηρήσεις το 2020-2022. Θα παράγει μια έρευνα ευρέος πεδίου στα 0.3-1.1 μικρά, για πάνω από 20,000 [d2] του νότιου οθρανού, χρησιμοποιώντας ένα επίγειο τηλεσκόπιο 8.4m. Η κάμερα που θα χρησιμοποιηθεί είναι ανάλυσης 3200 Megapixel, που θα αποτελεί τότε τη μεγαλύτερη ψηφιακή κάμερα στον κόσμο. Κάθε νύχτα θα υπολογίζονται δεδομένα μεγέθους 30 terabytes, ενώ το πρόγραμμα προβλέπεται να ξεπεράσει τα 10 χρόνια ζωής.

Ένα άλλο πρόγραμμα που επελέγει από τη NASA για χρηματοδότηση το 2006 και βρίσκεται στο τελικό στάδιο προετοιμασίας για εκτόξευση, είναι το τηλεσκόπιο ADEPT (Advanced Dark Energy Physics Telescope). Μελέτες όπως αυτές που εκτελεί το BOSS έχουν ως στόχο την παρατήρηση γαλαξιών με ερυθρή μετατόπιση $z < 1$, ενώ τηλεσκόπια όπως το ADEPT έχουν ως στόχο την παρατήρηση γαλαξιών ερυθρής μετατόπισης $1 < z < 2$ και επιβάλλεται η παρατήρηση έξω από την ατμόσφαιρα. Το ADEPT προτάθηκε ως μέρος της γενικότερης έρευνας για τη Σκοτεινή Ενέργεια “Joint Dark Energy Mission” (JDEM) και θα παρατηρήσει τα 3/4 του ουρανού μέσω ενός τηλεσκοπίου 1.3m χρησιμοποιώντας υπέρυθη φασματοσκοπία. Υπολογίζεται η μελέτη 100 εκατομμυρίων διαφορετικών ερυθρών μετατοπίσεων (20 φορές μεγαλύτερος αριθμός από προηγούμενες έρευνες), συμπεριλαμβανομένων Υπερκαινοφανών Τύπου Ia με $z \sim 1.3$. Το ADEPT σκοπεύει επίσης να υπολογίσει τις τιμές $d_A(z)$ και $H(z)$ εκ νέου για Βαρυτικές Ακουστικές Ταλαντώσεις. Πιο κάτω φαίνεται ένα διάγραμμα που δείχνει σε ποια z θα εκτελεστεί η κάθε μελέτη (BAO, Υπερκαινοφανών καθώς και Ασθενούς Εστιασμού).



2.6 Διαστημικό Σκάφος Planck

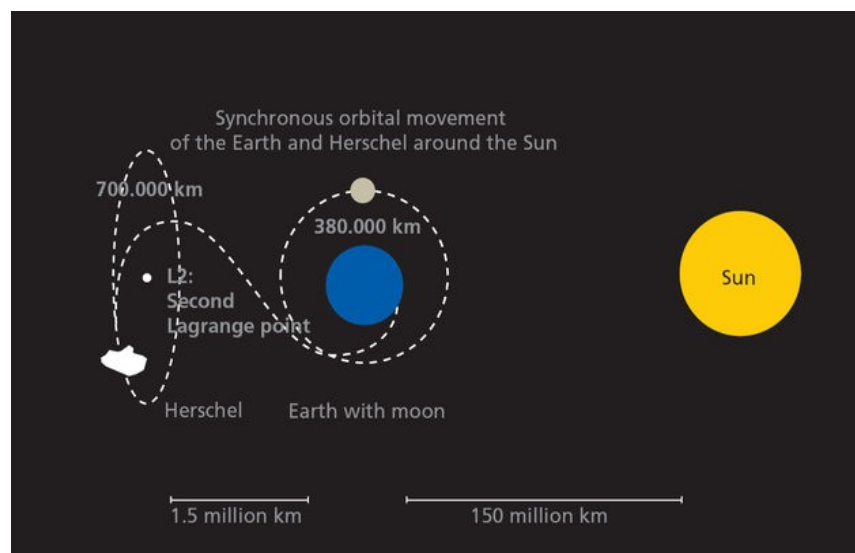
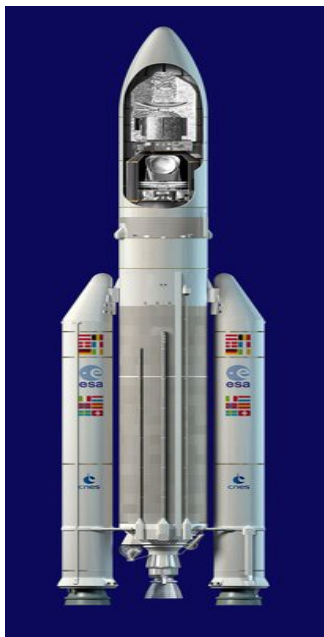
Όπως προαναφέρθηκε στο κεφάλαιο 2.2, η περαιτέρω παρατήρηση του CMB με καλύτερα και πιο σύγχρονα όργανα μέτρησης είναι αναγκαία για την επέκταση της κατανόησής μας, όσον αφορά την απαρχή, την εξέλιξη αλλά και το μέλλον του Σύμπαντος μέσω προσδιορισμού ποσοτήτων όπως η παράμετρος Hubble και το ποσοστό Σκοτεινής Ενέργειας και η φύση της. Το διαστημικό σκάφος Planck σχεδιάστηκε για αυτόν ακριβώς τον σκοπό.

2.6.1 Η αποστολή

Στις 14 Μαΐου 2009, εκτοξεύτηκε ο δορυφόρος Planck, μαζί με το υπέρυθρο παρατηρητήριο Herschel της ESA, μέσα σε εκτοξευτικό πυραυλικό σκάφος “Ariane 5”, από το Ευρωπαϊκό εκτοξευτήριο του Guiana Space Centre στην Γαλλική Guiana στη Νότια Αμερική. Κατά την εκτόξευση, τα Herschel-Planck συνδυαζόμενα είχαν περίπου 11m ύψος και 4.5m πλάτος, με βάρος περίπου 5.7 τόνους. Χωρίστηκαν αμέσως μετά την εκτόξευση, κατευθύνθηκαν σε διαφορετικές τροχιές και λειτουργούν ανεξάρτητα.

Το Planck τέθηκε σε τροχιά Langrangian 2 (L2) στο σύστημα Γης-Ήλιου, σε μια απόσταση 1.5 εκατομύρια χιλιομέτρων από τη Γη, όπου και μπορεί να κάνει παρατηρήσεις ανεπηρέαστο από τη θερμότητα Γης/Ήλιου/Σελήνης, έτσι ώστε να μην επηρεάζεται η ευαισθησία των οργάνων. Το σκάφος έφτασε σε αυτή την τροχιά περίπου 60 ημέρες μετά την εκτόξευση και μπήκε σε μια ελλειπτική τροχιά 6 μηνών γύρω από το L2 σε μια μέση απόσταση 400,000km. Κάθε μήνα επιβάλλεται μικρά μανουβραρίσματα για διόρθωση της τροχιάς του σκάφους, αφού μικροσκοπικές διαταράξεις πιθανόν να το βγάλουν εκτός τροχιάς.

Το σκάφος βρίσκεται υπό τον χειρισμό της Ομάδας Ελέγχου Πτήσης (FCT) στο Mission Operations Centre (MOC) στο Κέντρο Διαστημικών Λειτουργιών της ESA (ESOC) στο Darmstadt της Γερμανίας. Η ομάδα διατηρεί την απαραίτητη επικοινωνία με το σκάφος μέσω των deep-space αντένων New Norcia και Cebreros της ESA. Το σήμα επικοινωνίας χρειάζεται περίπου 10 δευτερόλεπτα να διανύσει την απόσταση μεταξύ Planck-Γης. Το σκάφος επικοινωνεί με τη Γη για περίπου 3 ώρες κάθε μέρα κατά τη διάρκεια των οποίων η ομάδα “κατεβάζει” τα απαραίτητα δεδομένα και παρατηρήσεις και “ανεβάζει” νέες εντολές την επόμενη μέρα. Στις εικόνες πιο κάτω παρουσιάζεται ο πύραυλος “Ariane 5” που μετέφερε τα σκάφη Planck και Herschel στο διάστημα (αριστερά) και η απόσταση-τροχιά του Planck γύρω από τη θέση L2 (δεξιά).



Σκοπός

Όπως προαναφέρθηκε, ο κύριος σκοπός της αποστολής του Planck είναι συμπλήρωση και βελτίωση των παρατηρήσεων του δορυφόρου WMAP της NASA, ο οποίος είχε παρατηρήσει τις ανισοτροπίες του CMB με μεγαλύτερες γωνιακές αναλύσεις και πολύ χαμηλότερες ευαισθησίες. Το Planck αποτελεί επίσης μια σημαντική πηγή πληροφοριών σχετικά με διάφορα κοσμολογικά και αστροφυσικά θέματα, τα οποία παρατήθενται στη συνέχεια. Οι κύριοι στόχοι του Planck είναι οι εξής:

- **Ανιχνεύσεις υψηλής ανάλυσης** τόσο της συνολικής έντασης όσο και της πόλωσης του αρχέγονων ανισοτροπιών του CMB.

- Η δημιουργία ενός **καταλόγου των συστάδων γαλαξιών** μέσω του φαινομένου Sunyaev-Zel'dovich (**SZ effect**). Το φαινόμενο αυτό είναι το αποτέλεσμα ηλεκτρονίων υψηλών ενεργειών, τα οποία διαστρεβλώνουν την παρατηρούμενη ακτινοβολία CMB, μέσω αντίστροφης σκέδασης Compton, όπου φωτόνια χαμηλών ενεργειών λαμβάνουν επιπλέον ποσό ενέργειας από συγκρούσεις με τα ηλεκτρόνια.

- Παρατηρήσεις **βαρυτικού εστιασμού του CMB**, καθώς και το ολοκληρωμένο φαινόμενο Sachs-Wolfe (**SW effect**). Κατά αυτό το φαινόμενο, τα φωτόνια του CMB μετατοπίζονται προς το ερυθρό βαρυτικά, παρουσιάζοντας το CMB ως άνισο. Αυτό αποτελεί και την κύρια πηγή των διακυμάνσεων που παρατηρούνται στο CMB για γωνιακές κλίμακες άνω των 10° .

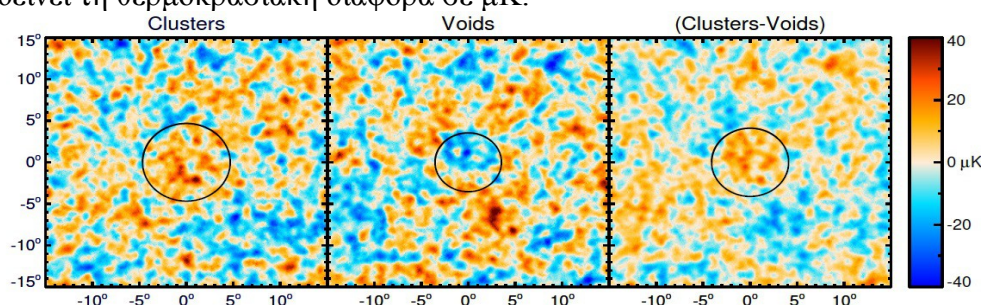
- Παρατηρήσεις **φωτεινών εξωγαλαξιακών ραδιοκυμάτων** (ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες στο κέντρο ενός γαλαξία) και **υπέρυθρων πηγών** (γαλαξιακή σκόνη).

- Παρατηρήσεις λεπτομερειών του **Γαλαξία μας (Milky Way)**, όπως το διαστρικό μέσο, η κατανομή συγχροτρονικών εκπομπών και μετρήσεις του Γαλαξιακού μαγνητικού πεδίου.

- **Μελέτες/Ερευνες του Ηλιακού Συστήματος**, συμπεριλαμβανομένων των πλανητών, αστεροειδών, κομητών και του ζωδιακού φωτός.

- Περαιτέρω **έλεγχος θεωριών πληθωρισμού (inflation)** και **αρχέγονα βαρυτικά κύματα**, δηλαδή ανιχνεύσιμα κύματα που βρίσκονταν στο πρώιμο Σύμπαν, κατά τη διάρκεια του πληθωρισμού, στρεβλώνοντας τον χωροχρόνο και τα οποία εμπεριέχουν πληροφορίες για το μηχανισμό αυτό και τις ενέργειες που έλαβαν χώρα κατά αυτόν. Η ανίχνευση τέτοιων κυμάτων θα αποτελέσει ισχυρό αποδεικτικό στοιχείο για την θεωρία του πληθωρισμού.

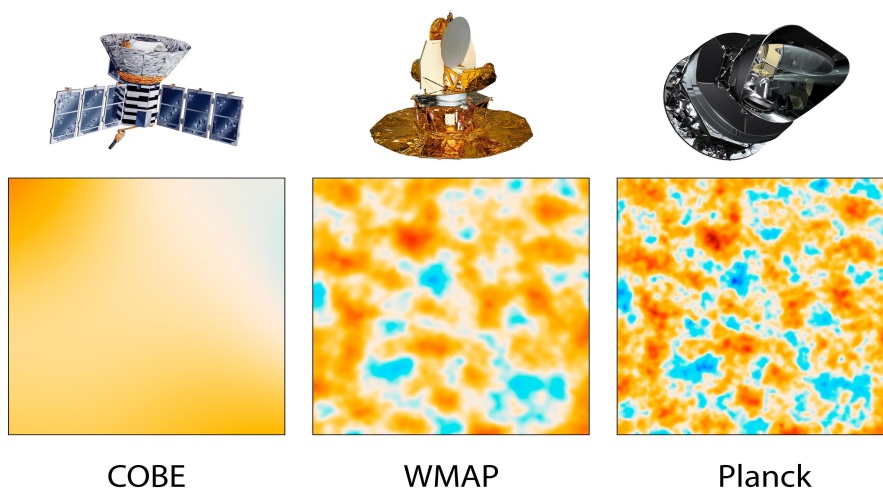
Στην εικόνα πιο κάτω, παρουσιάζεται το φαινόμενο Sachs-Wolfe από παρατηρήσεις του Planck. Από αριστερά προς δεξιά πρώτα παρουσιάζεται μια ομάδα 50 υπερ-συστάδων γαλαξιών, μετά μια ομάδα 50 υπερ-κενών και τέλος η διαφορά μεταξύ τους. Η δεξιότερη κλίμακα δείνει τη θερμοκρασιακή διαφορά σε μK .



Το Planck έχει υψηλότερη ανάλυση και ευαισθησία από τον WMAP, επιτρέποντάς της την εξέταση του φάσματος ισχύος του CMB σε πολύ μικρότερες κλίμακες (3 φορές μικρότερες). Μπορεί να παρατηρήσει, επίσης, σε 9 ζώνες συχνοτήτων, αντί των 5 του WMAP, με στόχο τη βελτίωση των αστροφυσικών μοντέλων του προσκηνίου.

Αναμένεται ότι οι περισσότερες μετρήσεις του Planck θα πρέπει να περιορίζονται από το πόσο καλά μπορεί να αφαιρεθεί το προσκηνίο, και όχι από την επίδοση του ανιχνευτή ή το μέγεθος διάρκειας της αποστολής, ένας ιδιαίτερα σημαντικός παράγοντας για τις μετρήσεις της πόλωσης. Η κυρίαρχη ακτινοβολία στο προσκηνίο εξαρτάται από τη συχνότητα, αλλά θα μπορούσε να περιλαμβάνει την συγχροτρονική ακτινοβολία από τον Γαλαξία μας σε χαμηλές συχνότητες, και γαλαξιακή σκόνη στις υψηλές συχνότητες.

Παρακάτω παρουσιάζεται η σύγκριση μεταξύ των παρατηρήσεων των τριών αποστολών (COBE, WMAP και Planck), με δείγμα το ίδιο κομμάτι ουρανού. Η διαφορά και η βελτίωση στη λεπτομέρεια και την ανάλυση από τον Planck είναι εμφανής.



Το διαστημικό σκάφος

Το Planck (φαίνεται στην άνω εικόνα στα δεξιά) συναρμολογήθηκε στο Cannes Mandelieu Space Center από την Thales Alenia Space και αποτελεί την τρίτη αποστολή μέσου μεγέθους (M3) του προγράμματος Horizon 2000 Scientific Programme της European Space Agency (ESA). Το Planck έχει τη δυνατότητα να περιστρέφεται με μία περιστροφή το λεπτό (1rpm) σε άξονα που έχει ως στόχο τον Ήλιο, με στόχευση απόλυτου σφάλματος μικρότερου από 37 λεπτά του τόξου. Χρησιμοποιεί αυτή την περιστροφή σταθεροποίησης για να σαρώσει τον ουρανό, παρατηρώντας τουλάχιστον το 95% του ουρανού, κατά τις δύο χωριστές περιόδους παρατήρησης σε ένα διάστημα 15 μηνών.

Στον πίνακα πιο κάτω παρατήθενται κάποιες πληροφορίες για το διαστημικό σκάφος:

Διαστάσεις	4.20x4.22 m (ύψος x πλάτος)
Μάζα	1.95 τόνοι κατά την εκτόξευση
Σκάφος	Περιστροφική σταθεροποίηση, 1 rpm
Καθρέπτης Τηλεσκοπίου	1.9x1.5 m πρωτεύον κάτοπτρο
Μάζα Τηλεσκοπίου	205 kg με τη μονάδα εστιακού επιπέδου
Διάρκεια παρατηρήσεων	>15 μήνες, περιορισμένο από την αποδόμηση του συστήματος ψύξης

Τροχιά λειτουργίας	Τροχιά Lissajous σε μέση απόσταση 400,000 km από την L2
Προώθηση	Υδραζίνη, 12 προωθητήρες x 20 Newton ο καθένας, 4 προωθητήρες x 1 Newton ο καθένας
Φωτοβολταϊκές συστοιχίες	Επίπεδες, σταθερή τριπλή-ένωση, Πάνελ φωτοκυττάρων Γαλλίου-Αρσενιδίου (Gallium-Arsenide) στο πίσω μέρος Περιοχή Φωτοβ. συστοιχιών: 13 m ²
Μπαταρίες	Μπαταρίες ιόντων λιθίου 39 Ah
Επικοινωνία	3 x κεραίες χαμηλής απόδοσης 1 x κεραία μέσης απόδοσης

Τηλεσκόπιο

Το τηλεσκόπιο του Planck αποτελείται από ένα πρωτεύον κάτοπτρο, 1.9x1.5 m σε διάμετρο και ζυγίζει μόνο 28 κιλά. Το αποτελεσματικό (effective) άνοιγμα του τηλεσκοπίου είναι 1.5 m. Έχει σχεδιαστεί ώστε να είναι αρκετά σταθερό για να αντέξει τις αναταράξεις της εκτόξευσης, και τις διαφορές θερμοκρασίας κατά την εκτόξευση, όταν βρίσκεται σε θερμοκρασία περιβάλλοντος περίπου 300 K, ενώ η λειτουργία σε θερμοκρασία περίπου 40 K.

Είναι κατασκευασμένο από πλαστικό ενισχυμένο με ανθρακονήματα και είναι επικαλυμμένο με μια λεπτή ανακλαστική στρώση (ανακλαστικότητα > 99,5%) από αλουμίνιο, τόσο ομαλή που οποιεσδήποτε ανωμαλίες στην επίστρωση είναι μικρότερες από 5 μικρά σε μέγεθος. Το τηλεσκόπιο περιβάλλεται από ένα μεγάλο διάφραγμα που ελαχιστοποιεί τις ανεπιθύμητες φωτεινές παρεμβολές από τη Γη, τον Ήλιο και τη Σελήνη, και ψύχεται διαχέοντας-ακτινοβολώντας τη θερμότητα στο χώρο.

Όργανα

Το Planck φέρει δύο επιστημονικά όργανα: το **High Frequency Instrument** (Όργανο Υψηλών Συχνοτήτων), ή **HFI**, και το **Low Frequency Instrument** (Όργανο Χαμηλών Συχνοτήτων) ή **LFI**. Οι ανιχνευτές τους μετατρέπουν τη μικροκυματική και τη ραδιοκυματική ακτινοβολία που ανιχνεύεται από το τηλεσκόπιο σε πολύ ακριβείς χάρτες του ουρανού μικροκυμάτων. Οι ανιχνευτές του Planck διαθέτουν την υψηλότερη ευαισθησία και γωνιακή ανάλυση, για ένα διαστημικό “παρατηρητήριο” σε αυτά τα μήκη κύματος. Η γωνιακή ανάλυση δείχνει το μικρότερο διαχωρισμό μεταξύ των περιοχών του ουρανού τις οποίες οι ανιχνευτές είναι σε θέση να διακρίνουν. Όσο μικρότερος είναι ο διαχωρισμός, τόσο πιο έντονη (καλύτερη) θα είναι η πληροφορία μας (όμοια με την “οξύτητα” όρασης).

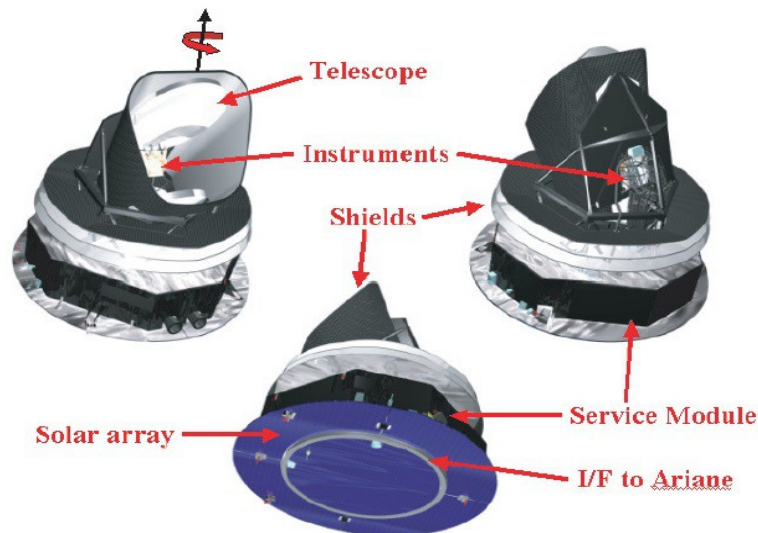
Και τα δύο όργανα μπορούν να ανιχνεύσουν τόσο τη συνολική ένταση όσο και την πόλωση των φωτονίων, και μαζί καλύπτουν μια περιοχή συχνοτήτων από περίπου 830 GHz (30 - 857 GHz). Οι κορυφές του φάσματος της ακτινοβολίας του CMB βρίσκονται σε συχνότητα 160,2 GHz. Τα παθητικά και ενεργητικά συστήματα ψύξης του Planck βοηθούν τα όργανά του να διατηρούν τη θερμοκρασία των -273,05 °C, ή 0,1 βαθμούς Κελσίου πάνω από το απόλυτο μηδέν (0 βαθμοί Kelvin = -273,15 °C). Από τον Ιούλιο του 2009, το Planck είναι το πιο ψυχρό, γνωστό σε εμάς, αντικείμενο στο διάστημα.

Το **LFI** έχει τρεις ζώνες συχνοτήτων, που καλύπτουν το φάσμα των 30-70 GHz, που καλύπτει τις περιοχές μικροκυμάτων – υπερύθρων ακτινοβολιών του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Οι ανιχνευτές χρησιμοποιούν τρανζίστορ υψηλής ηλεκτρονιακής κινητικότητας (high-electron-mobility transistors).

Συχνότητα (GHz)	Εύρος Ζώνης ($\Delta\nu/\nu$)	Ανάλυση (arcmin)	Ευαισθησία (Ολική Ένταση) $\Delta T/T$, παρατήρηση 14 μηνών (10^{-6})	Ευαισθησία (Πόλωση) $\Delta T/T$, παρατήρηση 14 μηνών (10^{-6})
30	0.2	33	2.0	2.8
44	0.2	24	2.7	3.9
70	0.2	14	4.7	6.7

Το **HFI** είναι “ευαίσθητο” μεταξύ **100 και 857 GHz**, χρησιμοποιώντας 48 βολομετρικούς ανιχνευτές, που κατασκευάστηκαν στο JPL/Caltech, οπτικά συζευγμένους με το τηλεσκόπιο μέσω ψυχρής οπτικής (cold optics), με μια διαμόρφωση τριπλού-κέρατος (triple-horn) και οπτικά φίλτρα, που κατασκευάστηκαν από τη Σχολή Φυσικής και Αστρονομίας του Πανεπιστημίου του Κάρντιφ. Αυτές οι συγκροτήσεις ανιχνευτών διαιρούνται σε 6 ζώνες συχνοτήτων (επικεντρωμένες στα 100, 143, 217, 353, 545 και 857 GHz), το καθένα με ένα εύρος ζώνης = 33%. Από αυτές τις έξι, μόνο οι τέσσερις χαμηλότερες έχουν τη δυνατότητα να μετρήσουν την πόλωση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Οι δύο υψηλότερες δεν το κάνουν.

Συχνότητα (GHz)	Εύρος Ζώνης ($\Delta\nu/\nu$)	Ανάλυση (arcmin)	Ευαισθησία (Ολική Ένταση) $\Delta T/T$, παρατήρηση 14 μηνών (10^{-6})	Ευαισθησία (Πόλωση) $\Delta T/T$, παρατήρηση 14 μηνών (10^{-6})
100	0.33	10	2.5	4.0
143	0.33	7.1	2.2	4.2
217	0.33	5.5	4.8	9.8
353	0.33	5.0	14.7	29.8
545	0.33	5.0	147	N/A
857	0.33	5.0	6700	N/A



Η NASA έπαιξε ένα ρόλο στην ανάπτυξη της αποστολής και συνέβαλε στην ανάλυση των επιστημονικών δεδομένων. Το Jet Propulsion Laboratory της NASA κατασκεύασε

κομμάτια των οργάνων, συμπεριλαμβανομένων των βολομέτρων του HFI, ένα cryocooler 20 Kelvin (για τα HFI και LFI), καθώς και τεχνολογία ενίσχυσης για το LFI.

Η μονάδα υπηρεσιών (ή service module – SVM), δηλαδή το μέρος του σκάφους το οποίο περιέχει τα διάφορα συστήματα υποστήριξης, σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε από τη Thales Alenia Space στο Τορίνο. Η συνολική κατασκευή, συντήρηση, εκτόξευση κλπ. του Planck ανήλθε σε κόστος γύρω στα € 700 εκατομύρια ευρώ.

Παροπλισμός – Τέλος Αποστολής

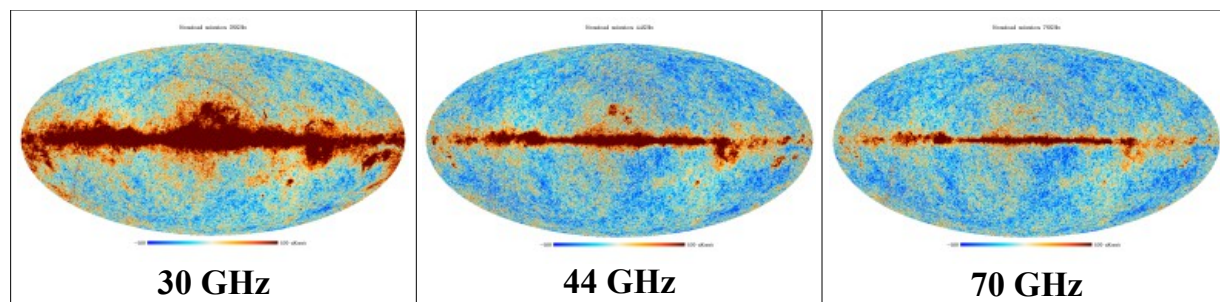
Στις 13 Ιανουαρίου 2012, αναφέρθηκε ότι η ενσωματωμένη προμήθεια του υγρού Ηλίου-3 που χρησιμοποιήτω στον ψύκτη διάλυσης του Planck είχε εξαντληθεί, και ότι τα HFI θα έχουν καταστεί άχρηστοι μέσα σε λίγες ημέρες. Μέχρι την ημερομηνία αυτή, το Planck είχε ολοκληρώσει πέντε πλήρεις σαρώσεις του CMB, που υπερβαίνει τον αρχικό στόχο των δύο. Τα LFI (ψύχονταν από Ήλιο-4) αναμενόταν να παραμείνουν σε λειτουργία για άλλους έξι έως εννέα μήνες. Το LFI συνέχισε να χρησιμοποιείται έως ότου έληξαν οι επιστημονικές παρατηρήσεις στις 3 Οκτωβρίου 2013. Το διαστημικό σκάφος πραγματοποίησε ελιγμό στις 9 Οκτωβρίου για να απομακρυνθεί από τη Γη και το σημείο L2, τοποθετώντας το σε μια ηλιοκεντρική τροχιά, ενώ η απενεργοποίηση του φορτίου σημειώθηκε στις 19 Οκτωβρίου. Το Planck στις 21 Οκτωβρίου, έλαβε εντολή εξάντλησης του υπολοίπου της παροχής καυσίμου. Οι δραστηριότητες παθητικοποίησης έγιναν αργότερα, συμπεριλαμβανομένης της αποσύνδεσης της μπαταρίας και την απενεργοποίηση των μηχανισμών προστασίας. Η τελική εντολή απενεργοποίησης, η οποία έθεσε τον πομπό του διαστημικού σκάφους εκτός λειτουργίας, εστάλη στο Planck στις 23 Οκτωβρίου 2013 12:10:27 UTC.

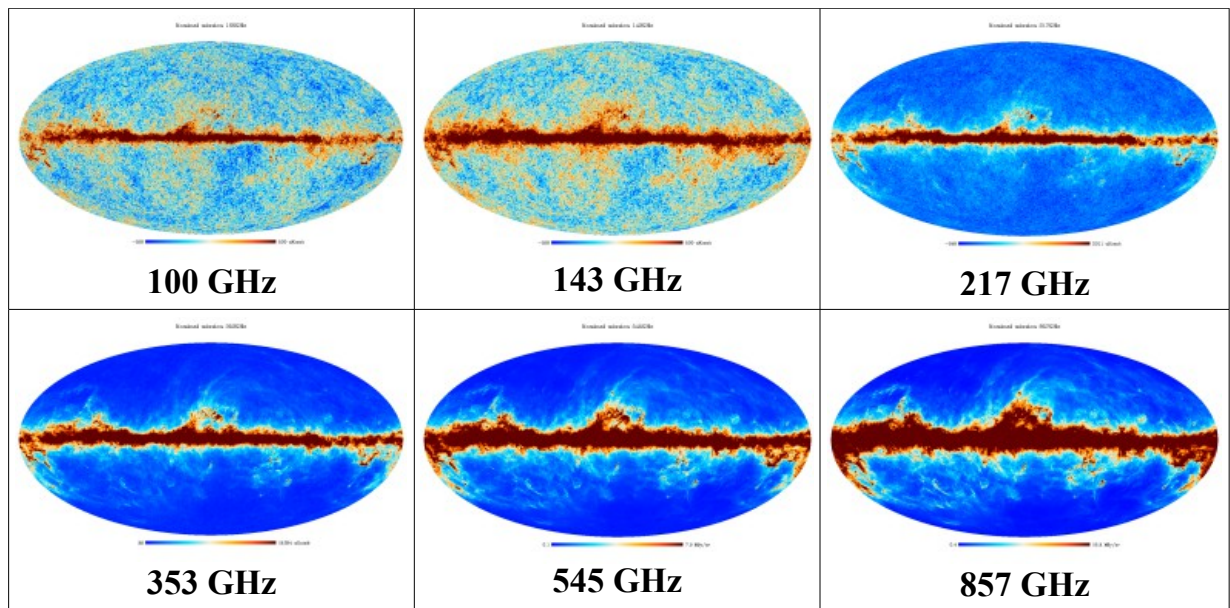
Η αποστολή του σκάφους Planck είχε έτσι συνολική διάρκεια επιχειρήσεων 4 χρόνων 5 μηνών και 9 ημερών, και αποτέλεσε την πρώτη Ευρωπαϊκή αποστολή για μελέτη της ακτινοβολίας CMB.

2.6.2 Παρατηρήσεις – Ανακαλύψεις

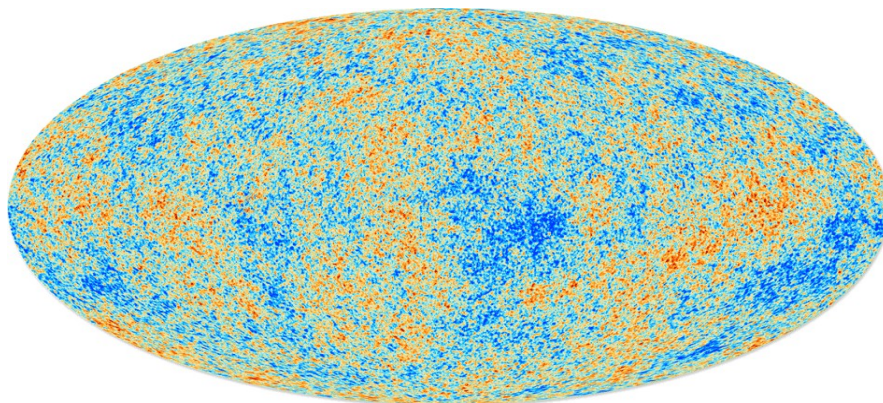
Στις 21 Μαρτίου 2013, η ευρωπαϊκή ερευνητική ομάδα πίσω από το σκάφος Planck κυκλοφόρησε το ολοκληρωμένο πακέτο δεδομένων από την αποστολή, το οποίο συμπεριλαμβάνει και τον τελικό χάρτη του κοσμικού υποβάθρου μικροκυμάτων ολόκληρου ουρανού. Ένα από τα μεγαλύτερα συμπεράσματα των παρατηρήσεων είναι πως το Σύμπαν είναι ελαφρώς μεγαλύτερο σε ηλικία απ' ότι έδειξαν προηγούμενες μετρήσεις: Η ηλικία του Σύμπαντος μετρήθηκε στα 13.82 Gy. Σε συνδιασμό με άλλα δεδομένα και περιορισμούς, η καλύτερα προσαρμοσμένη τιμή (best fit) της ηλικίας είναι: **13.798 ± 0.037 Gy**.

Πιο κάτω παρουσιάζονται οι χάρτες ουρανού που παρατηρήθηκαν από τα όργανα του Planck, για τις διαφορετικές παρατηρήσιμες συχνότητες, χωρίς αφαίρεση του θορύβου από το Γαλαξία μας κλπ.:

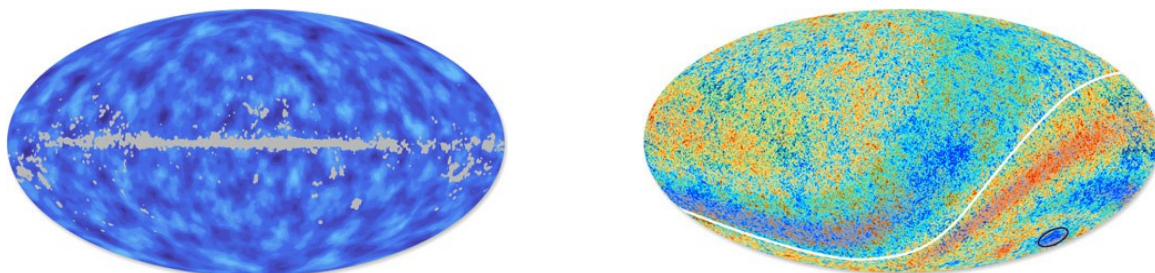




Ο τελικός χάρτης ουρανού του Planck:



Το Planck αποκάλυψε επίσης κάποιους άλλους σημαντικούς χάρτες κατά τις ερευνές του, όπως οι δύο κάτωθι χάρτες. Αριστερά, ο χάρτης *βαρυτικής στρέβλωσης του φωτός*, όπου περιοχές με μεγαλύτερη μάζα φαίνονται πιο σκούρες, ενώ περιοχές με λιγότερη μάζα φαίνονται πιο ανοιχτόχρωμες (η γκρίζα ζώνη αποτελεί το Γαλαξία μας). Δεξιά, ο χάρτης *θερμοκρασιακών ανωμαλιών*, ο οποίος επιβεβαιώνει το γεγονός πως το πρότυπο θερμοκρασίας στο πρώιμο σύμπαν ήταν ελαφρώς ασυμμετρικό. Οι περιοχές όπου υπάρχει ανωμαλία έχουν χρωματιστεί πιο έντονα για να φαίνονται καλύτερα: Το βόρειο ημισφαίριο του σύμπαντος (πάνω από τον Ήλιο) εμφανίζεται ελαφρώς ψυχρότερο από το νότιο ημισφαίριο (κάτω από τον Ήλιο). Ένα απροσδόκητο, έντονα ψυχρό σημείο, είναι κυκλωμένο. Αυτό έρχεται σε αντίθεση με την επικρατέστερη ιδέα ενός ισοτροπικού Σύμπαντος.



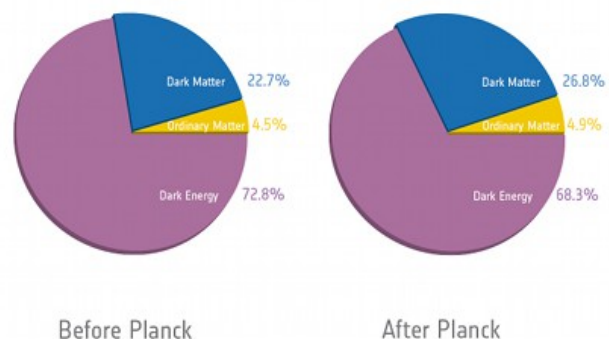
Επεξεργαζόμενοι αυτούς τους χάρτες, οι επιστήμονες της αποστολής Planck ήταν σε

θέση να εξάγουν τα ζητούμενα δεδομένα για να επιβάλουν τους κατάλληλους περιορισμούς στις κοσμολογικές παραμέτρους και σταθερές. Στον πίνακα που ακολουθεί παρατίθενται πρώτα οι μετρήσεις στις προσαρμοσμένες τιμές του Planck και μετά τα καλύτερα τελικά δεδομένα που έχουμε σε συνδυασμό μεταξύ μετρήσεων του Planck και άλλων.

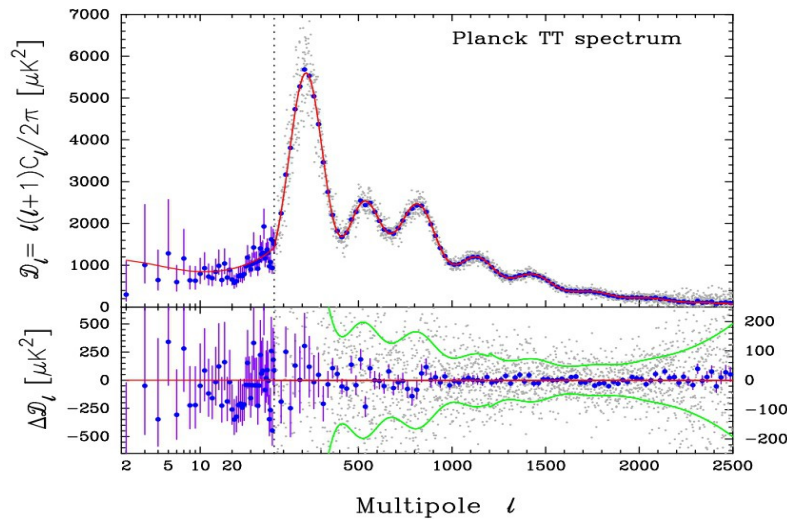
<i>Παράμετρος</i>	<i>Σύμβολο</i>	<i>Μετρήσεις Planck</i>	<i>Planck + WP + highL + BAO</i>
Ηλικία του Σύμπαντος (Gy)	t_0	13.819	13.798 ± 0.037
Σταθερά Hubble (km/Mpc*s)	H_0	67.11	67.80 ± 0.77
Φυσική Πυκνότητα Βαρυονίων	$\Omega_b h^2$	0.022068	0.02214 ± 0.00024
Φυσική Πυκνότητα Ψυχρής Σκοτεινής Ύλης (CDM)	$\Omega_c h^2$	0.12029	0.1187 ± 0.0017
Πυκνότητα Σκοτεινής Ενέργειας	Ω_Λ	0.6825	0.692 ± 0.010
Διακυμάνσεις Πυκνότητας στα $8h^{-1} \text{ Mpc}$	σ_8	0.8344	0.826 ± 0.012
Βαθμωτός δείκτης φάσματος	n_s	0.9624	0.9608 ± 0.0054
Οπτικό βάθος επανιονισμού	τ	0.0925	0.092 ± 0.013

Όπως φαίνεται τα νέα δεδομένα του Μαρτίου 2013, μετά τη συμβολή του Planck συνιστούν μια αλλαγή στην *παράμετρο Hubble* $H_0 = 67.80 \pm 0.77$ [(km/s)/Mpc], δηλαδή μια αλλαγή στην προτεινόμενη τιμή των τελευταίων δεδομένων του WMAP ποσοστού 4.7% (τα δεδομένα 7ου έτους WMAP έδειχναν το $H_0 \sim 71$ [(km/s)/Mpc]). Άρα, συμπερασματικά, τα κοσμολογικά σώματα όπως οι γαλαξίες απομακρύνονται μεταξύ τους με χαμηλότερες ταχύτητες απ' ό,τι υπολογιζόταν προηγουμένως.

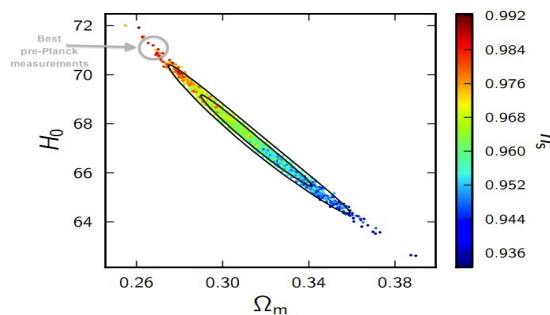
Όσον αφορά τα δεδομένα των πυκνοτήτων των διαφορετικών ειδών της ύλης του Σύμπαντος, οι αλλαγές στα δεδομένα παρουσιάζονται στο διάγραμμα στα δεξιά. Με τα νεότερα δεδομένα του Planck, η πυκνότητα Σκοτεινής Ενέργειας (Ω_Λ) αποτελεί το **68.25%** της συνολικής πυκνότητας του Σύμπαντος. Αυτό αφήνει ένα ποσοστό **31.75%** για την συνολική πυκνότητα Ύλης (Ω_m), το οποίο δίνει ποσοστά στην πυκνότητα Βαρυονίων $\Omega_b=4.9\%$ και στην πυκνότητα Σκοτεινή Ύλης $\Omega_c=26.8\%$.

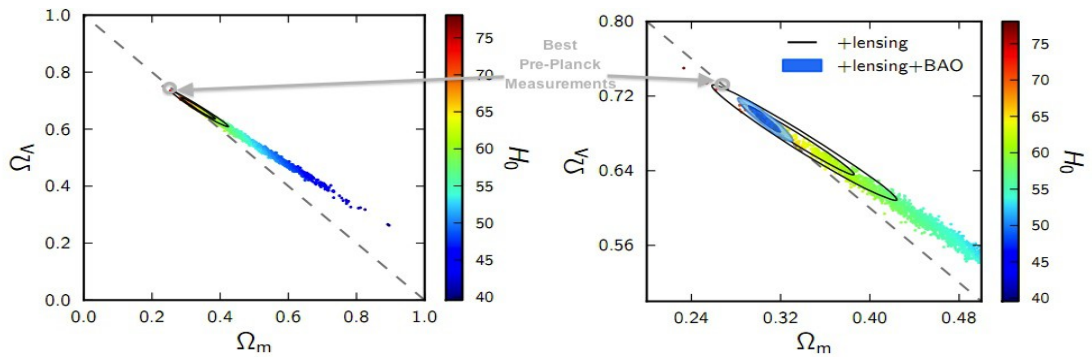


Το βέλτιστο **φάσμα ισχύος της θερμοκρασίας του CMB**, όπως μετρήθηκε από το Planck φαίνεται στην παρακάτω εικόνα, και καλύπτει ένα ευρύ φάσμα από πολύπολα: $l=2-2479$. Το φάσμα ισχύος μεταξύ $l = 2-49$, προέρχεται από έναν αλγόριθμο διαχωρισμού στοιχείων, ονόματι Commander, ο οποίος εφαρμόστηκε σε χάρτες πάνω από το 91% του ουρανού, σε συχνότητες 30-353 GHz. Οι ασυμμετρικές γραμμές σφάλματος που σχετίζονται με αυτό το φάσμα είναι σε όρια εμπιστοσύνης = 68% (στα οποία συμπεριλαμβάνεται και η αβεβαιότητα που οφείλεται στην αφαίρεση του προσκηνίου). Για πολύπολα: $l > 50$, το φάσμα προέρχεται συνδυάζοντας με βέλτιστο τρόπο τα φάσματα ισχύος στην περιοχή συχνοτήτων = 100-217 GHz, και τη διόρθωση για τους λόγω αφαίρεσης του προσκηνίου. Η κόκκινη γραμμή αποτελεί τη βέλτιστη καμπύλη αυτού του αρχέγονου φάσματος ισχύος.



Όπως προαναφέρθηκε στην προηγούμενη σελίδα, η παράμετρος Hubble: $H_0 = 67.80 \pm 0.77 [km/Mpc*s]$. Πιο λεπτομερώς, η παράμετρος του Hubble βρίσκεται μεταξύ των 66.1 και 68.5 με σιγουριά 68%, και μεταξύ των 64.9 και 69.7 με πιθανότητα 95%. Ο **βαθμωτός δείκτης φάσματος** (ο οποίος συμβολίζεται με “ n_s ”), περιγράφει πώς οι διακυμάνσεις πυκνότητας αλλάζουν με την κλίμακα. Ένας δείκτης $n_s = 1$ σημαίνει ότι οι διακυμάνσεις είναι οι ίδιες σε όλες τις κλίμακες. Το n_s είναι μια παράμετρος του μοντέλου Λ CDM, και επηρεάζει τις χαρακτηριστικές κλίμακες-μεγέθους στον σχηματισμό δομής (όπου μια μικρή προσαρμογή έχει και μικρή επίδραση). **Πληθωριστικά μοντέλα**, από την άλλη πλευρά, προτείνουν συγκεκριμένες τιμές (και συχνά, φάσματα) για το n_s . Το Planck δείχνει μια τιμή του βαθμωτού δείκτη φάσματος $n_s = 0.96$ με σιγουριά 5-σίγμα, μια τιμή η οποία εξακολουθεί να είναι πολύ συμβατή με τα τρέχοντα μοντέλα του πληθωρισμού. Το θέμα των πληθωριστικών μοντέλων μελετάται περαιτέρω στη συνέχεια της εργασίας. Η παρακάτω εικόνα δείχνει τις τιμές της παραμέτρου Hubble σε συνδυασμό με την πυκνότητα ύλης (οι 2 ελλείψεις αποτελούν τις πιθανότητες 68% και 95%), καθώς και χρωματίζεται ο μετρούμενος δείκτης n_s .





Στα πιο πάνω γραφήματα, παρουσιάζονται οι ίδιοι περιορισμοί (68% και 95%), αυτή τη φορά όμως για την **πυκνότητα Σκοτεινής Ενέργειας**, σε σύγκριση με προηγούμενες μετρήσεις, ενώ το δεξιότερο αποτελεί τις διορθωμένες τιμές συνδυαζόμενες με Βαρυτικό Εστιασμό και BAO.

Καταληκτικά, συμπεραίνουμε ότι με τα αποτελέσματα που παρουσίασε το σκάφος Planck σε σύγκριση με προηγούμενα δεδομένα, η ποσότητα Σκοτεινής Ύλης μειώθηκε, ενώ οι ποσότητες Βαρυονίων και Σκοτεινής Ύλης αυξήθηκαν. Επίσης μειώθηκε η παράμετρος Hubble και η ηλικία του Σύμπαντος αυξήθηκε. Η λεπτομέρεια των παρατηρήσεων και η ακρίβεια των αποτελεσμάτων σε ένα τόσο σύντομο χρονικό διάστημα από τον Planck, παρέχουν ισχυρά εργαλεία στον πειραματικό έλεγχο διαφόρων κοσμολογικών μοντέλων καθώς και για την φύση μεταβλητών και σταθερών, τα οποία θα μελετηθούν στη συνέχεια με σκοπό την παρουσίαση και τη θεώρηση των πιθανότερων μοντέλων που εξηγούν και συμπίπτουν με αυτές.

2.7 Τρέχουσες και Μελλοντικές Έρευνες

2.7.1 Dark Energy Survey

Η Έρευνα Σκοτεινής Ενέργειας (DES) είναι ένα παρατηρησιακό και υπολογιστικό πρόγραμμα που αποτελείται από περισσότερους από 200 επιστήμονες από διαφορετικές 25 οργανώσεις σε έξι χώρες, οι οποίοι συνεργάζονται για να ερευνήσουν ένα μεγάλο τμήμα του ουρανού στο νότιο ημισφαίριο με χρήση εξοπλισμού τελευταίας τεχνολογίας. Το πρόγραμμα τέθηκε σε λειτουργία επισήμως στις 31 Αυγούστου του 2013. Θα παρατηρηθεί το 1/8 του ουρανού (5,000 d²) με πρωτόγνωρη λεπτομέρεια για 5 χρόνια χρησιμοποιώντας τη νέα Κάμερα Σκοτεινής Ενέργειας (DECam) τοποθετημένη στο τηλεσκόπιο 4m Blanco στο Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), στις Άνδεις της Χιλής. Θα καταγράφει πληροφορίες για πάνω από 300,000,000 γαλαξίες, 100,000 συστάδες γαλαξιών και 4,000 νέα Υπερκαινοφανή. Η έρευνα DES θα συνεργάζεται με άλλες έρευνες που μπορεί να παρέχουν πρόσθετα στοιχεία σχετικά με τους παρατηρούμενους γαλαξίες. Οι έρευνες αυτές περιλαμβάνουν το South Pole Telescope (SPT), την έρευνα Sloan Digital Sky Survey (SDSS), η οποία προαναφέρθηκε, και το Vista Hemisphere Survey (VHS). Η παρατηρήσεις θα γίνουν με μια κάμερα με 570 Megapixels η οποία σχεδιάστηκε στο Fermilab, Illinois και σήμερα αποτελεί την πιο ισχυρή κάμερα του είδους της. Με κάθε στιγμιότυπο, οι επιστήμονες θα είναι σε θέση να παρατηρήσουν το φως από περισσότερους από 100,000 γαλαξίες μέχρι και 8 δισεκατομμύρια έτη φωτός μακριά.



Το τηλεσκόπιο Blanco (4m) στο CTIO στη Χιλή

Η έρευνα θα χρησιμοποιήσει τις εξής μεθόδους:

- α) Υπερκαινοφανείς Τύπου Ia
- β) Βαρυονικές Ακουστικές Ταλαντώσεις
- γ) Συστάδες Γαλαξιών
- δ) Ασθενής Βαρυτικός Εστιασμός

Μία από τις καινοτομίες του DES είναι η δυνατότητα να διενεργεί και τις τέσσερις μεθόδους ανίχνευσης της σκοτεινής ενέργειας σε μια μόνο εγκατάσταση. Τα δεδομένα που θα συλλέγονται θα υποβάλλονται σε επεξεργασία στο Εθνικό Κέντρο για Εφαρμογές Υπερυπολογιστών (NCSA) στο Πανεπιστήμιο του Illinois στην Urbana, και στη συνέχεια θα παραδίδονται σε συνεργάτες επιστήμονες και στο κοινό. Οι δύο πρώτες μέθοδοι (SNe και BAO) περιορίζουν τη διαστολή του σύμπαντος στο σύνολό της και αναφέρονται ως “καθαρά

γεωμετρικές”. Οι δύο τελευταίες (WL και GC) μετρούν τόσο τη διαστολή του σύμπαντος και την εξέλιξη δομών μεγάλης κλίμακας. Η σύγκριση των αποτελεσμάτων μεταξύ στις δύο πρώτες και τις τελευταίες δύο ανιχνεύσεις θα μπορούσαν να αποκαλύψουν νέα δεδομένα που θα βοηθήσουν στην ανανέωση της κατανόησης της βαρύτητας. Επιπλέον η σύγκριση μεταξύ των δεδομένων από τις 4 έρευνες θα βοηθήσει στον καλύτερο έλεγχο και επιβεβαίωση των δεδομένων που θα λαμβάνονται.

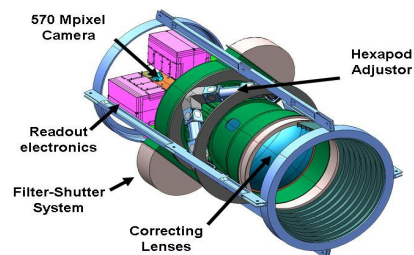
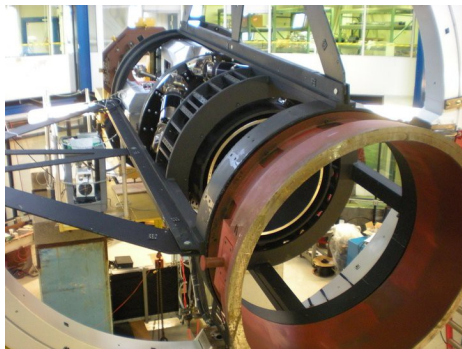
Dark Energy Camera (DECam)

Για να επιτευχθεί η λεπτομερής ανίχνευση αυτών των μακρινών σωμάτων πρέπει, ταυτόχρονα με την παρατήρηση ενός μεγάλου κομματιού του ουρανού, να χρησιμοποιηθούν όργανα ευαίσθητα σε ακτινοβολία ερυθρής μετατόπισης. Για να πετύχει αυτό το σκοπό η κάμερα του DES αποτελείται από τα εξή κύρια όργανα:

- α) Μια κάμερα με ανιχνευτές CCD* στα 570 Megapixels
- β) Ένα σύστημα ηλεκτρονικής ένδειξης χαμηλού θορύβου
- γ) Ένα οπτικό διορθωτή ευρέος-πεδίου
- δ) Ένα σύστημα συνδυασμού διαγράμματος-φίλτρου (shutter-filter)
- ε) Ένα εξαποδικό ρυθμιστή που θα επιφέρει σταθερότητα

*Charged-coupled devices

Στις εικόνες πιο κάτω φαίνεται η τελειοποιημένη κάμερα DECam που θα χρησιμοποιηθεί (αριστερά) και η τοποθεσία των πιο πάνω οργάνων (δεξιά):



α) Κάμερα CCD 570 Megapixels: Το εστιακό πεδίο της κάμερας αποτελείται από 62 2048x4096 CCDs. Επιπλέον υπάρχουν 4 καθοδηγητικά (guider) 2048x2048 CCD και 8 εστιακά και ευθυγραμμιστικά 2048x2048 CCD. Η κβαντική απόδοση αυτών των CCD με αντι-ανακλαστική επίστρωση έχει βελτιστοποιηθεί στο κόκκινο για να είναι >90% στα 900nm και >60% στα 400-1000nm. Η DECam θα λειτουργήσει σε -100°C προκειμένου να ελαχιστοποιηθεί ο θόρυβος και το σκοτεινό ρεύμα με ψυκτικό από υγρό άζωτο. Για να αποφευχθεί η συμπύκνωση υδρατμών στην επιφάνεια των CCD, η DECam θα λειτουργεί σε εξαιρετικά χαμηλή πίεση κενού 10^{-6} Torr.

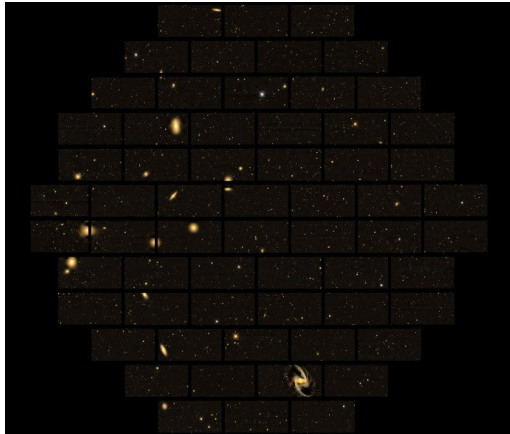
β) Σύστημα χαμηλού θορύβου: Αυτό το σύστημα θα περιορίσει το θόρυβο έτσι ώστε σε παραγωγή εικόνας 130,000 ηλεκτρονίων, θα υπάρχει θόρυβος μόνο 25 ηλεκτρονίων. Αυτό βοηθά στην παραγωγή και επεξεργασία κάθε εικόνας σε χρόνο μόλις 17s.

γ) Οπτικός διορθωτής ευρέος-πεδίου: Παρέχει πεδίο ορατότητας 2.2 βαθμών σε 0.27" ανά pixel. Ο μεγαλύτερος από τους φακούς αυτούς έχει διάμετρο 98cm και βάρος 172kg.

δ) Σύστημα συνδυασμού shutter-filter: Ο εναλλακτής φίλτρου έχει χωρτικότητα μέχρι και 8 φίλτρα, διαμέτρου 62cm, και θα χρησιμοποιεί πέντε φίλτρα (g,r,i,z και Y). Με τη σύγκριση της σχετικής ποσότητας του φωτός που ανιχνεύεται μέσα από κάθε φίλτρο για κάθε αντικείμενο σε μια εικόνα, οι αστρονόμοι μπορούν να κάνουν μια πολύ καλή εκτίμηση της

ερυθρής μετατόπισης του κάθε αντικειμένου.

Η πιο κάτω σύνθετη εικόνα (αριστερά), αποτελεί μια από τις πρώτες λήψεις του προγράμματος DES με την DECam μέσω της οποίας θα μελετηθούν Υπερκαινοφανείς και Συστάδες Γαλαξιών. Τα περιγράμματα αποτελούν κάθε μια από τις 62 συσκευές CCD. Αυτή η εικόνα περικλύει μια έκταση 2 d^2 του ουρανού με ανάλυση 520 Megapixels. Ένα κομμάτι εμφανίζεται σε μεγέθυνση πιο κάτω: Ο γαλαξίας NGC 1398 βρίσκεται στη Γαλαξιακή Συστάδα Fornax, περίπου 65,000,000 έτη φωτός από τη Γη. Είναι 135,000 έτη φωτός σε διάμετρο, ελαφρώς μεγαλύτερος από το δικό μας γαλαξία, και περιέχει περισσότερα από ένα δισεκατομμύριο άστρα.



Μέσα από εικόνες σαν τις πιο πάνω φαίνεται ο βαθμός λεπτομέρειας που επιτυγχάνεται, καθώς και το μέγεθος της αποστολής, ακόμα και μέσα στις πρώτες ημέρες διεξαγωγής της έρευνας. Υπάρχουν πολλές παρόμοιες έρευνες που διεξάγονται ή βρίσκονται στο στάδιο του σχεδιασμού, κάτι το οποίο σημαίνει πως θα έχουμε ένα τεράστιο αριθμό πληροφοριών και συμπερασμάτων οι οποίες θα μας βοηθήσουν να μάθουμε περισσότερα για τη φύση της Σκοτεινής Ενέργειας και την Κοσμολογία, μέσα στα επόμενα χρόνια.

2.7.2 *PanSTARRS*

Το Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System (PanSTARRS) είναι μια σειρά από αστρονομικές κάμερες, τηλεσκόπια και υπολογιστικές εγκαταστάσεις που ερευνά τον ουρανό σε συνεχή βάση, συμπεριλαμβανομένων αστρομετρίας και φωτομετρίας αντικειμένων τα οποία έχουν ήδη εντοπιστεί. Κατά την παρατήρηση, αναμένεται να ανακαλυφθούν τυχόν διαφορές από προηγούμενες παρατηρήσεις στις ίδιες περιοχές του ουρανού, ένας πολύ μεγάλος αριθμός νέων αστεροειδών, κομητών, μεταβλητών αστέρων και άλλων ουράνιων αντικειμένων. Πρωταρχική αποστολή του είναι να ανιχνεύσει αντικείμενα κοντά στη Γη που απειλούν με σύγκρουση και αναμένεται να δημιουργήσει μια βάση δεδομένων όλων των αντικειμένων που είναι ορατά από τη Χαβάη (τα τρία τέταρτα του συνόλου του ουρανού) μέχρι φαινόμενο μέγεθος ίσο με 24. Το PanSTARRS χρηματοδοτείται σε μεγάλο βαθμό από την Πολεμική Αεροπορία των ΗΠΑ μέσω των ερευνητικών εργαστηρίων τους. Το πρώτο τηλεσκόπιο του PanSTARRS, το PS1, βρίσκεται στην κορυφή του Haleakalā στο Maui της Χαβάης, και τέθηκε σε πλήρη λειτουργία και σύνδεση στις 6 Δεκεμβρίου 2008, υπό την διοίκηση του Πανεπιστημίου της Χαβάης. Το PS1 ξεκίνησε με

πλήρες ωράριο παρατηρήσεις της επιστήμης στις 13 Μαΐου 2010 και το πρόγραμμα “Επιστημονική Αποστολή” του PS1 είναι σε εξέλιξη, με δράσεις που χρηματοδοτούνται από το PS1 Scientists Consortium ή PS1SC, μια κοινοπραξία που συμπεριλαμβάνει το Max Planck Society στη Γερμανία, το National Central University στην Ταϊβάν, το Εδιμβούργο, το Durham και το Queen's Belfast University στο Ηνωμένο Βασίλειο, καθώς και τα πανεπιστήμια Johns Hopkins και Harvard στις Ηνωμένες Πολιτείες.

Έχοντας ολοκληρώσει την έρευνα PS1, το PanSTARRS επικεντρώνεται τώρα στην οικοδόμηση του PS2, για το οποίο το πρώτο φως αναμένεται το 2013, και στη συνέχεια την πλήρη σειρά τεσσάρων τηλεσκοπίων, το PS4. Ολοκληρώνοντας τη σειρά των τεσσάρων τηλεσκοπίων εκτιμάται ένα συνολικό κόστος γύρω στα 100 εκατομμύρια δολάρια ΗΠΑ για το πλήρες εγχείρημα. Μεταξύ πολλών άλλων, το πρόγραμμα MDF (Medium-Deep Field) του PS1 παρατήρησε 112 SNe Τύπου Ia, σε μια προσπάθεια μελέτης της φύσης της Σκοτεινής Ενέργειας.

Παρατηρήσεις

Στις 14 Οκτωβρίου 2013, δημοσιοποιήθηκε το πρώτο δείγμα επεξεργασίας των παρατηρήσεων και μετρήσεων της έρευνας από τα 112 SNe Τύπου Ia σε ερυθρές μετατοπίσεις $0.03 < z < 0.65$. Τα αποτελέσματα, αν και πρώιμα, παρουσιάζουν κάποιες αρκετά ενδιαφέρουσες μετρήσεις και παρατήθενται στη συνέχεια. Η ίδια η ομάδα, κατά τη δημοσίευση δήλωσε πως στο εγγύς μέλλον θα ολοκληρωθεί η μελέτη >300 SNe, κάτι το οποίο θα δώσει μεγαλύτερες ακρίβειες και λεπτομέρειες στις μετρήσεις και τους περιορισμούς των σφαλμάτων.

Η ομάδα του PS1 δούλεψε με τον εξής τρόπο: Χρησιμοποιώντας το σύνολο των αποστάσεων και ερυθρών μετατοπίσεων από τα δείγματα, περιόρισαν τα πιθανά κοσμολογικά μοντέλα. Πρωτίστως, υποθέτοντας το μοντέλο Λ CDM, το οποίο προβλέπει καταστατική εξίσωση Σκοτεινής Ενέργειας (w) ως $w = -1$, μέτρησαν τους περιορισμούς για τα Ω_m και Ω_Λ .

Χρησιμοποιώντας μόνο το δείγμα του PS1 οι πυκνότητες βρίσκονται: $\Omega_m = 0.212^{+0.040}_{-0.208}$ και

$\Omega_\Lambda = 0.800^{+0.149}_{-0.241}$, συμπεριλαμβανομένων συστηματικών σφαλμάτων. Αυτοί οι περιορισμοί

παρουσιάζονται στο αριστερό γράφημα του πρώτου σετ γραφημάτων που ακολουθούν. Τα στοιχεία για την ύπαρξη Σκοτεινής Ενέργειας όταν δεν υποθέτεται ένα επίπεδο Σύμπαν, μέσω των δειγμάτων SNe βρίσκεται σε βεβαιότητα 99.999%. Σε συνδυασμό με τους περιορισμούς από τα SNe, BAO, CMB και H_0 , λαμβάνονται οι τιμές: $\Omega_m = 0.270^{+0.018}_{-0.015}$ και

$\Omega_\Lambda = 0.722^{+0.015}_{-0.016}$ οι οποίες παρουσιάζονται στο δεύτερο σετ γραφημάτων στα αριστερά.

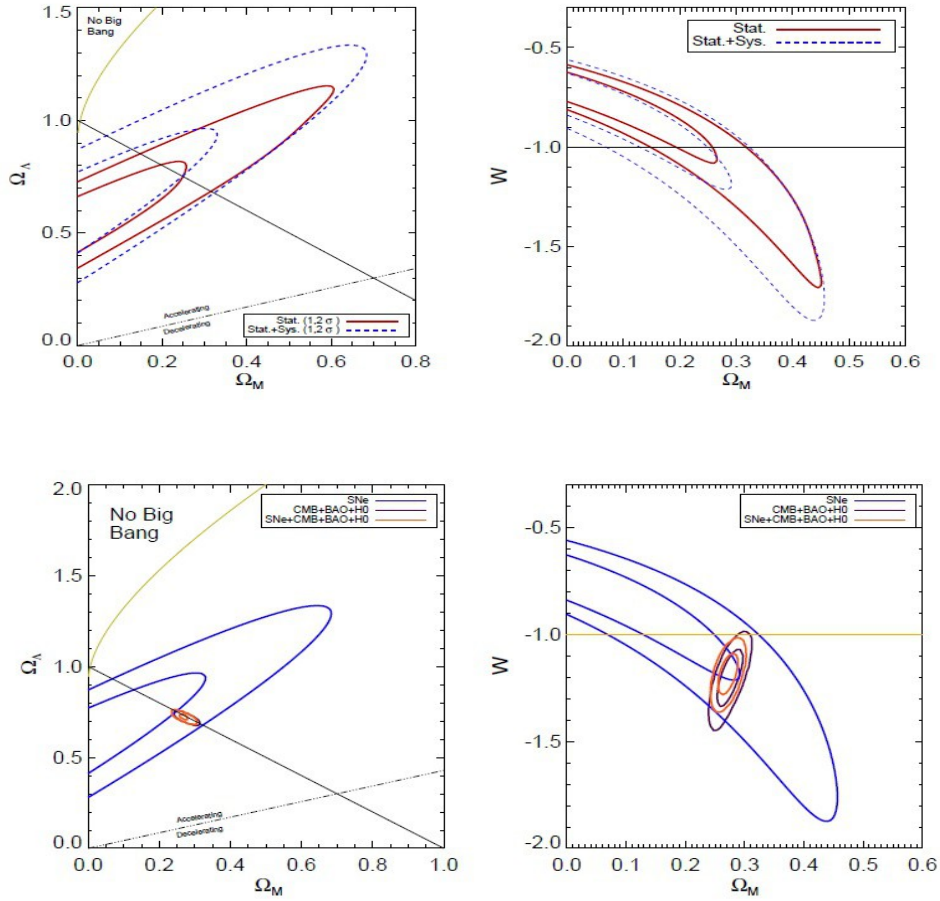
Κατά δεύτερον, έγινε χαλάρωση της παραδοχής μιας κοσμολογικής σταθεράς, **επιχειρώντας τη μέτρηση του w** . Αυτό το μοντέλο έχει την ονομασία w CDM (μελετάται στο επόμενο κεφάλαιο), και υποθέτει ένα Σύμπαν με $\Omega_k = 0$. Για το δείγμα μόνο του PS1 (SNe), λήφθηκε:

$w = -1.015^{+0.319}_{-0.201} (Stat) + 0.164^{+0.164}_{-0.122} (Sys)$ (όπου τα Stat και Sys αναφέρονται στα στατιστικά και

συστηματικά σφάλματα αντίστοιχα), και φαίνεται στο δεξί γράφημα στο πρώτο σετ. Στο δεύτερο σετ γραφημάτων, δεξιά, παρουσιάζεται ο συνδυασμός και πάλι, μεταξύ PS1 (SNe),

BAO, CMB και H_0 με περιορισμούς στα: $\Omega_m = 0.277^{+0.010}_{-0.012}$ και $w = -1.186^{+0.076}_{-0.065}$.

Ακολουθεί ένας πίνακας με τη σύνοψη αυτών των αποτελεσμάτων.



	Stat Only		Stat+Sys		Stat Only		Stat+Sys	
	Ω_M	Ω_Λ	Ω_M	Ω_Λ	Ω_M	w	Ω_M	w
PS1-lz only	$0.187^{+0.034}_{-0.183}$	$0.713^{+0.101}_{-0.199}$	$0.212^{+0.040}_{-0.308}$	$0.800^{+0.149}_{-0.341}$	$0.182^{+0.150}_{-0.180}$	$-0.943^{+0.273}_{-0.190}$	$0.189^{+0.144}_{-0.186}$	$-1.015^{+0.319}_{-0.201}$
PS1-lz+PL+BAO+ H_0	$0.270^{+0.016}_{-0.015}$	$0.722^{+0.012}_{-0.016}$	$0.270^{+0.018}_{-0.015}$	$0.722^{+0.013}_{-0.016}$	$0.283^{+0.012}_{-0.009}$	$-1.141^{+0.052}_{-0.045}$	$0.277^{+0.010}_{-0.012}$	$-1.186^{+0.076}_{-0.065}$

Ο λόγος της απόκλισης των μετρήσεων του PS1 είναι η έλλειψη παρατηρήσεων SNe μεγάλων z . Όπως φαίνεται στα γραφήματα οι μετρήσεις του PS1 είναι μέσα στα πλαίσια εμπιστοσύνης 2σ , σε σύγκριση με τις μετρήσεις των Planck(CMB)+BAO+ H_0 . Ο συνδυασμός όλων αυτών των μετρήσεων μαζί παρουσιάζει ένα $w = -1.186$ σε επίπεδο σιγουριάς 2.4σ με το $w = -1$. Αυτή η παρατήρηση δεν συνάδει με το προτεινόμενο κοσμολογικό μοντέλο της κοσμολογικής σταθεράς το οποίο θα παρουσιαστεί στη συνέχεια.

2.7.3 Μελέτες για τη Σκοτεινή Ενέργεια

Υπάρχουν πολλά άλλα πειράματα τα οποία βρίσκονται σε εξέλιξη ή προγραμματίζονται για το μέλλον, με στόχο την παρατήρηση κάποιων από τα φαινόμενα που δίνουν στοιχεία για τη Σκοτεινή Ενέργεια: Τα Υπερκαινοφανή Τύπου Ia, τις BAO, το CMB και τον Ασθενή Βαρυτικό Εστιασμό. Στον πιο κάτω πίνακα, γίνεται μια απλή ταξινόμηση των κύριων ερευνών ανάλογα με το στάδιο στο οποίο βρίσκονται: 1^ο Στάδιο – ολοκληρωμένες έρευνες με δημοσιοποιημένα αποτελέσματα, 2^ο Στάδιο – έρευνες σε εξέλιξη, 3^ο Στάδιο – έρευνες που θα ξεκινήσουν στο εγγυές μέλλον και 4^ο Στάδιο – μακροχρόνιες μελλοντικές έρευνες.

<i>Μελέτες</i>	SNe Τύπου Ia	CMB	BAO	Ασθενής Εστιασμός
<i>1^ο Στάδιο</i>	Higher-Z Team, SNLS, ESSENCE, NSF, CSP, CfA, Palomar QUEST Survey	COBE, TOCO, BOOMERang, Maxima, WMAP, Planck	2dFGRS, SDSS, SDSS II, 6dFGRS, WiggleZ	CFHTLS
<i>2^ο Στάδιο</i>	Pan-STARRS1, HST, KAIT	SPT, ACT	SDSS III, BOSS, APOGEE, LAMOST, WEAVE, DES	Pan-STARRS1, DLS, KIDS, DES
<i>3^ο Στάδιο</i>	DES, Pan-STARRS4, ALPACA, ODI	ALPACA, CCAT	HETDEX, BigBOSS, ALPACA, SuMIRe	Pan-STARRS4, ALPACA, ODI
<i>4^ο Στάδιο</i>	LSST, WFIRST	EPIC, LiteBIRD, B-Pol	LSST, SKA, WFIRST, Euclid	LSST, SKA, WFIRST, Euclid

Μέρος Γ'

ΚΟΣΜΟΛΟΓΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ

3. Κοσμολογικά Μοντέλα Σκοτεινής Ενέργειας

3.1 Μοντέλο Λ CDM

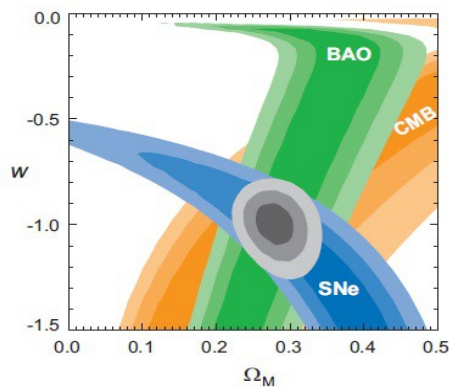
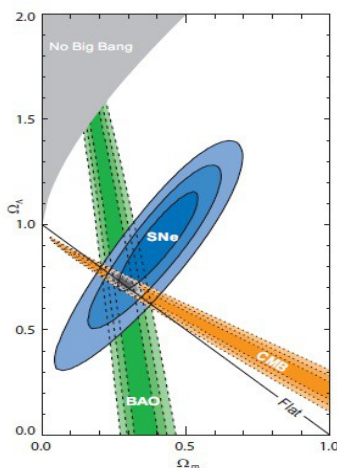
Το μοντέλο Λ -CDM ή *Lambda-CDM*, αποτελεί το πιο μελετημένο και υποστηριζόμενο μοντέλο για το Big Bang, τον Πληθωρισμό, καθώς και για τη μετέπειτα εξέλιξη του Σύμπαντος, μέχρι και σήμερα. Το κύριο χαρακτηριστικό του μοντέλου, όπως προαναφέρθηκε, είναι το γεγονός ότι συμπεριλαμβάνει την Σκοτεινή Ενέργεια υπό τη μορφή μιας *κοσμολογικής σταθεράς* – Λ , για την εξήγηση της φαινόμενης επιτάχυνσης της σημερινής κοσμολογικής διαστολής, αλλά και τη *Ψυχρή Σκοτεινή Ύλη* (*Cold Dark Matter*) η οποία αποσκοπεί στο να εξηγήσει κάποιες ασυνέπειες της ΓΘΣ με διάφορες παρατηρήσεις (όπως τη φαινόμενη μάζα κάθε γαλαξία σε σχέση με τις ταχύτητες περιστροφής του). Ονομάζεται ως το “καθιερωμένο μοντέλο της κοσμολογίας του Big Bang”, καθώς προσπαθεί να εξηγήσει:

- την ύπαρξη και τη δομή του CMB
- την μεγάλης κλίμακας δομή των γαλαξιακών σμηνών (CDM)
- τη κατανομή στοιχείων όπως το υδρογόνο, το ηλίο, το δευτέριο και το λίθιο
- την επιταχυνόμενη κοσμική διαστολή που παρατήρησαν πολλά πειράματα, μέσω μελέτης μακρινών γαλαξιών, υπερκαινοφανών Τύπου Ia, CMB, BAO κλπ.

Το μοντέλο αυτό αναπτύχθηκε τη δεκαετία του 1990 και υποθέτει ότι σε μεγάλες (κοσμολογικές) κλίμακες επικρατεί η ΓΘΣ. Χρησιμοποιώντας τη μετρική FRW, τις εξισώσεις Friedmann και τις καταστατικές εξισώσεις, εξηγεί τις παρατηρήσεις για την εξέλιξη του Σύμπαντος μετά την περίοδο της τελευταίας σκέδασης.

Γενικά, η ύπαρξη κάποιας μορφής σκοτεινής ενέργειας υποστηρίζεται πλέον από ισχυρά παρατηρησιακά δεδομένα. Πιο κάτω παρουσιάζονται τα διαγράμματα σύγκρισης περιορισμών που λήφθηκαν από έρευνες του CMB, των SNe Τύπου Ia και των BAO. Η πιο σκούρα περιοχή στο κέντρο, αποτελεί τη σύγκλιση των αποτελεσμάτων αυτών των μελετών. Στην αριστερά γραφική παράσταση δίνεται η *σχέση Σκοτεινής Ενέργειας – Ύλης*:

$\Omega_\Lambda = f(\Omega_m)$, ενώ στη δεξιά δίνεται η σχέση της παραμέτρου καταστατικής εξίσωσης ($w = p/\rho$) με τη Σκοτεινή Ύλη: $w = f(\Omega_m)$.



Το Λ CDM αποτελεί το πιο απλό μοντέλο που είναι σε γενικές γραμμές σύμφωνο με τα μέχρι τώρα παρατηρούμενα φαινόμενα. Ωστόσο, μια σημαντική μειονότητα των αστροφυσικών αμφισβητούν την εγκυρότητα του μοντέλου. Λόγω κάποιων αποκλίσεων από τις παρατηρήσεις, γίνεται μια έντονη προσπάθεια τα τελευταία χρόνια για την επέκταση του μοντέλου Λ CDM μέσα από άλλα, όπως αυτό της πεμπτουσίας (*quintessence*) και της κινητικής πεμπτουσίας (*K-Essence*), καθώς και μια προσπάθεια ανάπτυξης άλλων μοντέλων όπως αυτά της τροποποιημένης Νευτώνειας δυναμικής, της τροποποιημένης βαρύτητας και ενοποίησης μεταξύ Σκοτεινής Ύλης – Ενέργειας.

Ψυχρή Σκοτεινή Ύλη (*Cold Dark Matter*)

Όσον αφορά τις ιδιότητες της Σκοτεινής Ύλης, έχουν προταθεί τρεις υποψήφιες μορφές Σκοτεινής Ύλης, οι οποίες χαρακτηρίζονται από την απόσταση την οποία μπορούσαν να καλύψουν τα φωτόνια στο πρώιμο Σύμπαν, το επονομαζόμενο “μήκος ελεύθερης ροής”:

- **Ψυχρή Σκοτεινή Ύλη** – σωματίδια με μήκος ελεύθερης σκέδασης \ll μέγεθος πρωτογαλαξία.
- **Θερμή Σκοτεινή Ύλη** – σωματίδια με μήκος ελεύθερης σκέδασης \approx μέγεθος πρωτογαλαξία.
- **Καυτή Σκοτεινή Ύλη** – σωματίδια με μήκος ελεύθερης σκέδασης \gg μέγεθος πρωτογαλαξία.

Κατά την Θερμή και Καυτή θεωρία, τα σωματίδια γίνονται μη-σχετικιστικά μέσα στο πρώτος έτος μετά τη Μεγάλη Έκρηξη, κάτι που δεν συνάδει με τη δημιουργία γαλαξιών και συστάδων γαλαξιών. Στη θεωρία CDM, η δομή αναπτύσσεται “ιεραρχικά”, από κάτω προς τα πάνω (*bottom-up*), με μικρά αντικείμενα να καταρρέουν κάτω από τη δική τους βαρύτητα αρχικά, και να συγχωνεύονται σε μια συνεχή “ιεραρχία” έτσι ώστε να σχηματίσουν όλο και πιο μεγάλα και πιο ογκώδη αντικείμενα. Στη θεωρία της Καυτής Σκοτεινής Ύλης, η οποία ήταν δημοφιλής στις αρχές της δεκαετίας του 1980, η δομή δεν εξελίσσεται ιεραρχικά, αλλά μορφοποιείται μέσω κατακερματισμού (*top-down*), με τα μεγαλύτερα υπερσμήνη να σχηματίζονται πρώτα, και στη συνέχεια να κατακερματίζονται σε μικρότερα κομμάτια όπως ο Γαλαξίας μας. Οι προβλέψεις της Καυτής και Θερμής Σκοτεινής Ύλης διαφωνούν με τις παρατηρήσεις των δομών μεγάλης κλίμακας, ενώ το πρότυπο CDM σε γενικές γραμμές συμφωνεί με την εξέλιξη της δομής που παρατηρείται στο Σύμπαν.

Η Ψυχρή Σκοτεινή Ύλη είναι μια υποθετική μορφή ύλης η οποία αλληλεπιδρά ασθενώς με την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (σκοτεινή) και της οποίας τα σωματίδια κινούνται με ταχύτητες πολύ χαμηλότερες της ταχύτητας του φωτός (ψυχρή). Η θεωρία για την ύπαρξη αυτής της ύλης δημοσιεύτηκε πρώτη φορά το 1984 από τους Primack, Blumenthal, Moore-Faber (H.P.A.) και Rees (H.B.). Σκοπός δημιουργίας της θεωρίας αυτής είναι να εξηγήσει το πώς οι ομαλές συνθήκες που επικρατούσαν στο πρώιμο Σύμπαν (CMB) οδήγησαν στις τοπικές ανομοιογένειες που παρατηρούμε σήμερα όπως είναι οι γαλαξίες και οι συστάδες γαλαξιών.

Η Σκοτεινή Ύλη ανιχνεύεται μόνο μέσω της βαρυτικής αλληλεπίδρασής της με την συνηθισμένη ύλη και ακτινοβολία. Ως εκ τούτου, είναι πολύ δύσκολο να καθοριστεί ποια είναι τα συστατικά της CDM. Οι υποψήφιοι εμπίπτουν γενικά σε τρεις κατηγορίες:

1. Τα **Αξιόνια**, τα οποία είναι πολύ ελαφρά σωματίδια με ένα συγκεκριμένο τύπο αυτο-αλληλεπίδρασης που τα κάνει ένα κατάλληλο υποψήφιο σωματίδιο για CDM. Τα

αξιόνια έχουν το θεωρητικό πλεονέκτημα ότι η ύπαρξή τους λύνει το *πρόβλημα Ισχυρής CP-Συμμετρίας* στην QCD (Κβαντική Χρωμοδυναμική), αλλά δεν έχουν εντοπιστεί μέχρι σήμερα.

11. Τα **MACHOs** ή **Μαζικά Συμπαγή Αντικείμενα Φωτοστέφανου** (*Massive Compact Halo Objects*), που αποτελούν μεγάλα, συμπαγή αντικείμενα, όπως οι μαύρες τρύπες, οι αστέρες νετρονίων, οι λευκοί νάνοι, πολύ αμυδρά άστρα, ή μη-φωτεινά αντικείμενα όπως είναι οι πλανήτες. Η αναζήτηση για αυτά γίνεται με τη χρήση βαρυτικού εστιασμού για να δούμε το αποτέλεσμα αυτών των αντικειμένων σε γαλαξίες στο παρασκήνιο. Οι περισσότεροι ειδικοί πιστεύουν ότι οι περιορισμοί που έχουν ληφθεί από αυτές τις παρατηρήσεις αποκλείουν τα MACHOs ως βιώσιμα υποψήφια σωματίδια σκοτεινής ύλης.
11. Τα **WIMPs**, τα σωματίδια της Σκοτεινής Ύλης είναι **Μαζικά Σωματίδια Ασθενούς Αλληλεπίδρασης** (*Weakly Interacting Massive Particles*), Δεν υπάρχει επί του παρόντος γνωστό σωματίδιο με τις απαιτούμενες ιδιότητες, αλλά πολλές επεκτάσεις του *Καθιερωμένου Μοντέλου της σωματιδιακής φυσικής προβλέπουν τέτοια σωματίδια*. Η αναζήτηση για τα WIMPs περιλαμβάνει απόπειρες άμεσης ανίχνευσης από πολύ ευαίσθητους ανιχνευτές, καθώς και προσπάθειες παραγωγής τους με επιταχυντές σωματιδίων. Τα WIMPs γενικά θεωρούνται ως ο πλέον υποσχόμενος υποψήφιος για τη Σκοτεινή Ύλη. Τα πειράματα DAMA/NaI και ο διάδοχός του DAMA/LIBRA, που διεξάγονται την τελευταία δεκαετία, με χρονιαίες αναβαθμίσεις, ανακοίνωσαν την πιθανή άμεση ανίχνευση των σωματιδίων της Σκοτεινής Ύλης που περνούν από τη Γη, αλλά πολλοί επιστήμονες παραμένουν επιφυλακτικοί, καθώς τα αποτελέσματα του DAMA δεν συμπίπτουν με τα μηδενικά αποτελέσματα άλλων ερευνών.

Παρόλη την υποστήριξη της θεωρίας της CDM από τις περισσότερες παρατηρήσεις, αρκετές διαφορές έχουν προκύψει μεταξύ των προβλέψεων του μοντέλου αυτού και των παρατηρήσεων των γαλαξιών και των συστάδων τους:

- Το “*πρόβλημα ακμής φωτοστέφανου*” (*cuspy halo problem*): Η Σκοτεινή Ύλη με ψυχρά σωματίδια προβλέπει ότι η κατανομή πυκνότητας των φωτοστέφανων Σκοτεινής Ύλης θα είναι πολύ πιο κορυφωμένη από ότι παρατηρείται σε γαλαξίες μέσω διερεύνησης της καμπύλης περιστροφής τους.
- Το “*πρόβλημα έλλειψης δορυφόρων*” (*missing satellites problem*): Προβλέπεται μεγαλύτερος αριθμός μικρών γαλαξιών-νάνων (γαλαξίες με περίπου το ένα χιλιοστό της μάζας του Γαλαξία μας) από ότι παρατηρείται.

Όλα αυτά τα προβλήματα έχουν μια σειρά από προτεινόμενες λύσεις, και παραμένει ασαφές πόσο σημαντική είναι η πρόκληση που αντιπροσωπεύουν για το μοντέλο του CDM.

3.2 Κοσμολογική Σταθερά - Λ

Ένα από τα πιο σημαντικά, άμεσα συμπεράσματα που μπορούν να εξαχθούν από τα αποτελέσματα των πιο πάνω ερευνών, είναι ότι η πιο δημοφιλής εξήγηση της φύσης της Σκοτεινής Ενέργειας στην επιστημονική κοινότητα είναι η ύπαρξη μιας *κοσμολογικής σταθεράς* Λ . Τα δεδομένα των πλείστον πειραμάτων βρίσκονται σε εξαιρετική συμφωνία γύρω από πυκνότητα ενέργειας αυτής της σταθεράς, την οποία δεν αποκλείει η Γενική Θεωρία της Σχετικότητας, όπως δείξαμε στο υποκεφάλαιο 1.2. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι αυτή η σταθερά αποτελεί την απλούστερη λύση στο αίνιγμα της επιταχυνόμενης διαστολής του Σύμπαντος.

Ο ίδιος ο Einstein, επιδιώκοντας λύσεις για ένα στατικό σύμπαν (στο οποίο ισχύει $\alpha=0$) πρότεινε την ύπαρξη ενός επιπρόσθετου όρου στην εξίσωση πεδίου του. Ονόμασε τον όρο αυτό “ενέργεια κενού” αλλά σήμερα επικρατεί η ονομασία “Κοσμολογική Σταθερά”. Η προτεινόμενη *εξίσωση πεδίου του Einstein*, με τον όρο αυτό γίνεται:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

Με αυτή την τροποποίηση, οι δύο Εξισώσεις Friedmann γίνονται:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda}{3} \quad \text{και} \quad \frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3} (\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}$$

Για θετικές τιμές, το Λ συμπεριφέρεται σαν μια αποθητική δύναμη. Για τέλειο ρευστό ο τανυστής $T_{\mu\nu}$, παίρνει τη μορφή:

$$T_{\mu\nu} = (p + \rho) U_{\mu} U_{\nu} + p g_{\mu\nu}$$

Για να κρατήσουμε το αναλλοίωτο Lorentz, η κοσμολογική σταθερά δεν πρέπει να έχει προτιμώμενη κατεύθυνση, και έτσι ο πρώτος όρος της πιο πάνω πρέπει να ισούται με μηδέν, το οποίο προϋποθέτει:

$$p_{\Lambda} = -\rho_{\Lambda}$$

Εδώ μπορούμε να εισάγουμε τον όρο της *καταστατικής εξίσωσης*, w , ο οποίος περιγράφει τη σχέση μεταξύ της πίεσης και της πυκνότητας σε ένα υλικό, σύμφωνα με: $w = \mathbf{p}/\rho$, δηλαδή το *λόγο της πίεσης προς την πυκνότητα*. Εδώ παρατίθενται μερικά παραδείγματα από την καταστατική εξίσωση κοινών υγρών. Όταν η ύλη είναι σε κατάσταση ηρεμίας (ασυμπίεστη σκόνη) έχουμε $w = 0$, αλλά κατά την αύξηση ταχύτητας (v) μέχρι $v \rightarrow c$, η καταστατική εξίσωση αυξάνεται μέχρι $w \rightarrow 1/3$.

Καταστατική Εξίσωση (w)	
<i>Ακτινοβολία</i>	1/3
<i>Ύλη (ασυμπίεστη)</i>	0
<i>Καμπυλότητα</i>	-1/3
<i>Κοσμολογική Σταθερά</i>	-1
<i>Ύλη (γενικά)</i>	$0 < w < 1/3$
<i>Πεμπτουσία (Quintessence)</i>	$-1 < w < -1/3$

Όπως φαίνεται και στον πίνακα, για την κοσμολογική σταθερά, λόγω του αναλλοίωτου

Lorentz, η καταστατική εξίσωση επιβάλλεται να ισούται με: $w_A = p_A / \rho_A = -1$.

Ο τανυστής $T_{\mu\nu}$, γίνεται τότε ίσος με: $T_{\mu\nu(A)} = p_A g_{\mu\nu} = -\rho_A g_{\mu\nu}$.

Έτσι, εφαρμόζοντας αυτό τον τανυστή στην εξίσωση πεδίου του Einstein, η κοσμολογική σταθερά και η ενέργεια κενού γίνονται ταυτόσιμες στην ΓΘΣ, εάν ισχύει για την πυκνότητα κενού:

$$\rho_A = \rho_{vac} = \frac{\Lambda}{8\pi G}$$

Εδώ μπορούμε επίσης να αναφερθούμε στη *δράση Einstein – Hilbert*, η οποία αποτελεί τη δράση η οποία εξάγει τις εξ. πεδίου του Einstein μέσω της *αρχής ελάχιστης δράσης*. Το βαρυτικό μέρος αυτής της δράσης δίνεται από τη σχέση:

$$S = \frac{1}{2k} \int R \sqrt{-g} d^4 x$$

όπου $g = \det(g_{\mu\nu})$, $R = \text{βαθμωτή Ricci}$ και $k = 8\pi G c^4$. Συμπεριλαμβανομένου του Langrangian όρου (L_M) και της κοσμολογικής σταθεράς, η δράση γίνεται:

$$S = \int \left[\frac{1}{2k} (R - 2\Lambda) + L_M \right] \sqrt{-g} d^4 x + S_M$$

με τον όρο S_M να αποτελεί τη *δράση της ύλης*.

Πέρα από την επιτυχία της στις παρατηρήσεις και τις προβλέψεις, η κοσμολογική σταθερά παρουσιάζει κάποια προβλήματα. Υπάρχουν δύο κύρια προβλήματα με την κοσμολογική σταθερά: Το πρώτο είναι το ερώτημα γιατί η ενέργεια κενού είναι τόσο μικρή και δεν ασκεί καμιά βαρυτική επίδραση, και το δεύτερο είναι το γιατί εμφανίζεται συγκρίσιμη με την παρούσα πυκνότητα μάζας (Συνήθης Ύλη και Σκοτεινή Ύλη). Ας μελετήσουμε περαιτέρω αυτά τα προβλήματα.

Πρόβλημα Λεπτομερούς-Ρύθμισης (Fine-Tuning)

Χρησιμοποιώντας κάποια απλά φυσικά επιχειρήματα στην κβαντική θεωρία πεδίου, δεν εξηγείται το γιατί η παρατηρήσιμη κοσμολογική σταθερά παρουσιάζεται τόσο μικρή. Κβαντομηχανικά, ξέρουμε ότι η ελάχιστη ενεργειακή κατάσταση ενός σωματιδίου είναι:

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega$$

Μπορούμε να θεωρήσουμε ένα κβαντομηχανικό πεδίο ως ένα άπειρο σύνολο αρμονικών ταλαντωτών στην ελάχιστη ενεργειακή κατάσταση, έτσι ώστε η ελάχιστη ενέργεια του πεδίου να είναι άπειρη. Αλλά, εισάγοντας την **κλίμακα Planck**, η οποία μας δίνει το όριο εξήγησης κβαντομηχανικών φαινομένων υπό βαρυτική επίδραση, M_{pl} , παίρνουμε για την πυκνότητα κενού:

$$\rho_A \sim \hbar M_{pl}^4$$

με την κλίμακα Planck να ισούται με: $M_{pl} = (8G)^{-1/2} \sim 10^{18}$ GeV, και έτσι παίρνουμε:

$$\rho_A \sim (10^{18} \text{ GeV})^4 \sim 2 \times 10^{110} \text{ erg/cm}^3$$

Οι σημερινές κοσμολογικές παρατηρήσεις όμως, συνιστούν πυκνότητα μεγέθους:

$$\rho_A^{obs} \sim (10^{-12} \text{ GeV})^4 \sim 2 \times 10^{-10} \text{ erg/cm}^3$$

δηλαδή γίνεται λόγος για μια διαφορά 120 τάξεων μεγέθους μεταξύ θεωρητικών προβλέψεων

και παρατηρήσεων. Αυτή το σφάλμα έχει χαρακτηριστεί ως “η χειρότερη θεωρητική πρόβλεψη στην ιστορία της φυσικής!” και αποτελεί ένα από τα μεγαλύτερα ζητήματα της σύγχρονης φυσικής.

Λαμβάνοντας υπ' όψιν τις θεωρίες υπερσυμμετρίας (supersymmetry), ο αριθμός των φερμιονικών και μποζονικών βαθμών ελευθερίας ισούται. Οι διακυμάνσεις ανά βαθμό ελευθερίας της ενέργειας κενού είναι ίσες σε μέγεθος αλλά αντίθετες σε πρόσημο για φερμιόνια και μποζόνια ίδιας μάζας. Έτσι αλληλοδιαγράφονται και η συνολική ενέργεια κενού στην υπερσυμμετρία ισούται με μηδέν. Παρατηρώντας το πως η υπερσυμμετρία παραβιάζεται στη φύση σήμερα, τα υπερσυμμετρικά ζεύγη μπορούν να έχουν διαφορετικές μάζες τάξεως $\Lambda^4_{\text{SU SY}}$. Η τιμή της υπερσυμμετρικής κλίμακας πέδησης $\Lambda^4 \approx 1 \text{ TeV}$ και έτσι η πυκνότητα ενέργειας κενού γίνεται: $\rho_\Lambda \sim (10^3 \text{ GeV})^4$, το οποίο είναι 60 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερο του παρατηρήσιμου.

Πρόβλημα Σύμπτωσης (Coincidence)

Η κοσμολογική σταθερά δεν μειώνεται καθώς το Σύμπαν διαστέλλεται, ενώ η πυκνότητα ύλης μειώνεται αντιστρόφως ανάλογα με τον όγκο. Αυτό συνεπάγεται την ύπαρξη μιας μόνο φευγαλέας στιγμής του κοσμολογικού χρονικού διαστήματος, κατά την οποία η πυκνότητα της ύλης θα ήταν συγκρίσιμη σε μέγεθος με την πυκνότητα της ενέργειας κενού. Πολλοί υποστηρίζουν ότι *το να ζούμε σε εκείνη τη στιγμή είναι πάρα πολύ απίθανο για να αποτελεί μια σύμπτωση*. Αυτό έχει ονομαστεί ως το πρόβλημα της σύμπτωσης, και έχει προκαλέσει τη δημιουργία πολλών θεωριών πέραν της κοσμολογικής σταθεράς, με πιο γενικές μορφές της σκοτεινής ενέργειας, οι οποίες μπορούν να μεταβάλλονται με την πάροδο του χρόνου.

Μια απόπειρα εξήγησης αυτού του φαινομένου πιο γενικά, γίνεται από την *Ανθρωπική Αρχή*. Με βάση αυτή, εάν η ενέργεια κενού ήταν τόσο μεγάλη σε μια προηγούμενη εποχή, δεν θα υπήρχε η πιθανότητα να δημιουργηθεί δομή στο Σύμπαν, όπως γαλαξίες, άστρα, πλανήτες και τελικά ευφυής μορφή ζωής. Με άλλα λόγια, *οι παρατηρητές θα παρατηρούν τις συνθήκες στις οποίες επιτρέπεται να υπάρξουν παρατηρητές*. Κατ' επέκταση, η παρατηρούμενη τιμή του ρ_Λ πρέπει να επιτρέπει την εξέλιξη των παρατηρητών (ευφυούς μορφής ζωής). Κάτι τέτοιο όμως προϋποθέτει την ύπαρξη ενός “*Πολυσύμπαντος*”, με πολλαπλές Μεγάλες Εκρήξεις και διαφορετικές τιμές σταθερών όπως η ρ_Λ . Αν και ελκιστική φιλοσοφικά, η ανθρωπική αρχή δεν ικανοποιεί την επιστημονική κοινότητα, αφού ο κύριος στόχος της είναι η εξήγηση του παρατηρούμενου Σύμπαντος μέσα από Πρώτες Αρχές.

3.3 Quintessence (Πεμπτουσία)

Λόγω των εμφανών προβλημάτων του μοντέλου της κοσμολογικής σταθεράς, γίνονται πολλές απόπειρες εξήγησης της φύσης της σκοτεινής ενέργειας μέσω άλλων θεωριών. Η δυναμική του Σύμπαντος καθορίζεται από την γενική εξίσωση του Einstein:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

Μετασχηματίζοντας το αριστερό μέλος της εξίσωσης, λαμβάνουμε τροποποιημένα βαρυτικά μοντέλα. Αντίστοιχα, μετασχηματίζοντας το δεξί μέλος, λαμβάνουμε τροποποιημένα μοντέλα για την ύλη. Η ιδέα τροποποιημένων μοντέλων για την ύλη βρίσκεται στο γεγονός ότι ο τανυστής πίεσης-ενέργειας $T_{\mu\nu}$, εμπεριέχει ένα είδος εξωτικής ύλης, το οποίο προκαλεί μια αρνητική πίεση.

Την πρώτη εισήγηση για την επίλυση των προβλημάτων της κοσμολογικής σταθεράς, αποτελεί η **“Πεμπτουσία” (Quintessence)**. Η ονομασία υποδεικνύει την ύπαρξη ενός *πέμπτου στοιχείου*, πέρα από τα βαρυόνια, τη σκοτεινή ύλη, την ακτινοβολία και τη χωρική καμπυλότητα, το οποίο αποτελεί το συστατικό της κοσμικής πυκνότητας ενέργειας με αρνητική πίεση. Η βασική ιδέα της πεμπτουσίας είναι ότι η σκοτεινή ενέργεια είναι στη μορφή ενός *βαθμωτού πεδίου το οποίο μεταβάλλεται με το χρόνο*, και το οποίο ελαττώνεται αργά, προς το ελάχιστό του. Η πλήρης εξίσωση της δράσης Einstein – Hilbert συμπεριλαμβανομένης της πεμπτουσίας είναι:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{-1}{16\pi G} R + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi \partial_\nu \varphi - V(\varphi) \right] + S_M$$

Η εξέλιξη του βαθμωτού πεδίου περιγράφεται από την:

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V'(\varphi) = 0$$

όπου η φ θεωρήθηκε ως χωρικά ομογενής.

Η πυκνότητα ενέργειας και η πίεση του βαθμωτού αυτού πεδίου είναι:

$$\rho_\varphi = \frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 + V(\varphi) \quad , \quad p_\varphi = \frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 - V(\varphi)$$

με τον πρώτο όρο να αποτελεί την Κινητική Ενέργεια και τον όρο $V(\varphi) =$ δυναμική ενέργεια.

Η καταστατική εξίσωση και η παράμετρος w , γίνονται:

$$w_\varphi = \frac{p_\varphi}{\rho_\varphi} = \frac{\frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 - V(\varphi)}{\frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 + V(\varphi)}$$

με το w να κυμαίνεται μεταξύ $-1 < w < 1$. Από αυτό το πεδίο τιμών μας ενδιαφέρει το σύνολο των αρνητικών πιέσεων, δηλαδή το $-1 < w < 0$. Εάν το βαθμωτό πεδίο εξελίσσεται τόσο αργά έτσι ώστε ο όρος της κινητικής ενέργειας να είναι κατά πολύ μικρότερος του όρου της δυναμικής ενέργειας, τότε το $w \rightarrow -1$, και το βαθμωτό πεδίο συμπεριφέρεται όμοια με την κοσμολογική σταθερά.

Πήξη ή Τήξη

Στην πιο πάνω εξίσωση του βαθμωτού πεδίου, ο δεύτερος όρος “συμπεριφέρεται” σαν όρος τριβής. Για τις διάφορες τιμές αυτού του όρου μπορούμε να ταξινομήσουμε την πεμπτουσία σε δύο δυναμικά μοντέλα:

- Μοντέλο Τήξης:

Σε αυτό το μοντέλο, το πεδίο σε πρώιμους χρόνους έχει “παγώσει” από τον δεύτερο όρο τριβής, και δρα ως ενέργεια κενού. Όταν ο ρυθμός διαστολής ελαττώνεται κάτω από την τιμή $H < \sqrt{V''(\varphi)}$, τότε το πεδίο ξεκινά να κυλά προς τα κάτω έως το ελάχιστο, και το w αποκλίνει από το -1. Παραδείγματα αυτού του μοντέλου αποτελούν τα: $V(\varphi) = M^{4-\alpha}\varphi^\alpha$ με $\alpha > 0$ και $V(\varphi) = M^4 \exp(-\beta\varphi/M_P)$ για $\beta < \sqrt{24}\pi$.

- Μοντέλο Πήξης:

Εάν το πεδίο ήδη κυλά προς το ελάχιστό του και ο ρυθμός της μείωσης αυτής ελαττώνεται, έχουμε $H > \sqrt{V''(\varphi)}$. Σε αυτή την περίπτωση, το πεδίο έχει υπεραποσβεθεί και είναι προσεγγιστικά σταθερό. Παραδείγματα για αυτό το μοντέλο είναι τα: $V(\varphi) = M^{4+\alpha}\varphi^{-\alpha}$ και $V(\varphi) = M^{4+\alpha}\varphi^{-\alpha} \exp(-\gamma\varphi^2/M_P^2)$ με $\alpha > 0$. Στην πρώτη περίπτωση, η πυκνότητα ενέργειας του βαθμωτού πεδίου “ακολουθεί” (*tracks*) την πυκνότητα ενέργειας του υπερισχύοντος στοιχείου (ακτινοβολία, ύλη) σε πρώιμους χρόνους και τελικά υπερισχύει σε μετέπειτα χρόνους. Έτσι η συμπεριφορά αυτής της ακολουθίας (*tracker*) λύνει το πρόβλημα της σύμπτωσης.

Λύση Tracker

Επιλύοντας αυτή την ακολουθία (*tracker*) για το στοιχείο της πεμπτουσία, έχουμε την ακολουθία της πυκνότητας του παρασηνίου για το μεγαλύτερο μέρος της ιστορίας του Σύμπαντος, και μετά την πρόσφατη αύξησή της έτσι ώστε να κυριαρχήσει την πυκνότητα ενέργειας και να οδηγήσει το Σύμπαν σε μια περίοδο επιταχυνόμενης διαστολής.

Η απλούστερη μορφή λύσης του *tracker* λαμβάνεται ως η:

$$V(\varphi) = M^{4+\alpha} \varphi^{-\alpha}$$

όπου το $\alpha > 0$ και η τιμή για το M προσδιορίζεται μέσω της μετρούμενης τιμής του Ω_m . Ας μελετήσουμε τώρα τις δύο κύριες εποχές στο Σύμπαν, με αυτό το *tracker*: Το *πρώιμο Σύμπαν* και τη *μεταγενέστερη εποχή*.

- Πρώιμο Σύμπαν:

Σε αυτή την εποχή στο Σύμπαν κυριαρχούν η ακτινοβολία και η ύλη. Εάν το βαθμωτό πεδίο λαμβάνει τιμή κατά πολύ μικρότερη της μάζας Planck κατά την απαρχή, η πυκνότητα ενέργειάς του είναι αρχικά $\rho_Q \ll \rho_M$, όπου για το ρ_M (υπόβαθρο της πυκνότητας ενέργειας): $\rho_M = \rho_m + \rho_r$. Με χρήση της πιο πάνω εξίσωσης και της εξίσωσης κίνησης για βαθμωτό πεδίο παίρνουμε μια λύση για το πεδίο $\varphi(t)$ η οποία αρχικά αυξάνεται με:

$$\varphi(t) = \varphi_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{2}{2+\alpha}}$$

όπου θεωρήσαμε μια αδιάστατη ποσότητα $\tilde{t} = \frac{t}{t_0}$. Έτσι, το ρ_Q με τον θετικό όρο $V(\varphi)$

μειώνεται με $\tilde{t} = t^{\frac{-2\alpha}{2+\alpha}}$:

$$\rho_Q = \frac{1}{2} \varphi_0^2 \tilde{t} + M^{4+\alpha} \tilde{t} \sim \tilde{t} = t^{\frac{-2\alpha}{2+\alpha}}$$

Τώρα η ενεργειακή πυκνότητα ύλης και ακτινοβολίας, ρ_M , ελαττώνεται γρηγορότερα από την πιο πάνω εξίσωση, αφού:

$$\rho_M = \rho_m + \rho_r = \rho_{m,0} \left(\frac{a_0}{a_m}\right)^3 + \rho_{r,0} \left(\frac{a_0}{a_r}\right)^4 \sim t^{-2}$$

όπου ο συντελεστής κλίμακας για σύμπαν κυριαρχούμενο από ύλη συμπεριφέρεται ως $a_m(t) \sim t^{2/3}$ και για σύμπαν κυριαρχούμενο από ακτινοβολία ως $a_r(t) \sim t^{1/2}$. Άρα, η εποχή κυριαρχίας της ύλης δεν μπορεί να κρατήσει για πάντα, αφού τελικά επικρατεί το ρ_Q .

Ας ελέγξουμε τώρα εάν η λύση tracker πράγματι ακολουθεί το παρασκήνιο. Για να εξάγουμε μια σχέση μεταξύ την καταστατική εξίσωση του πεδίου W_Q και του παρασκηνίου W_M , χρησιμοποιούμε τις ποσότητες $\rho_Q \sim a^{-3(1+w_Q)}$ και $a \sim t^{\frac{2}{3(1+w_M)}}$:

$$\rho_Q \sim t^{\frac{-2\alpha}{2+\alpha}} \sim a^{-3(1+w_Q)} \sim t^{\frac{-2(1+w_Q)}{1+w_M}}$$

με το $Q =$ quintessence (πεμπτουσία) και το $M =$ παρασκήνιο (background). Συγκρίνοντας τις δυνάμεις του t στην τελευταία σχέση, παίρνουμε τελικά την καταστατική εξίσωση για τη λύση tracker:

$$w_Q \approx \frac{\frac{\alpha}{2} w_M - 1}{1 + \frac{\alpha}{2}}$$

η οποία ισχύει για τιμές $\rho_M \gg \rho_Q$. Στο παρακάτω γράφημα φαίνεται η γραφική παράσταση της ενεργειακής πυκνότητας ως προς την ερυθρή μετατόπιση, $\log(\rho) = f[1/(z+1)]$.

Για $\alpha \gg 1$, φαίνεται πως $W_Q \approx W_M$. Γενικά το W_Q εξαρτάται από το δυναμικό $V(\varphi)$ και από το W_M . Άλλο ένα αξιοσημείωτο χαρακτηριστικό είναι το γεγονός ότι το W_Q μειώνεται μέχρι και μια αρνητική τιμή (την αρνητική πίεση που επιζητούμε) ακολούθως της μετάβασης από την κυριαρχία της ακτινοβολίας στην εποχή κυριαρχίας της ύλης, ανεξαρτήτως της αρχικής τιμής του W_Q .

- Μετέπειτα Εποχή:

Ως μετέπειτα εποχή υπονοούμε την εποχή κατά την οποία κυριαρχεί η πεμπτουσία. Σε αυτή την εποχή, το ρ_Q γίνεται σχετικά μεγάλο και σε κάποιο χρονικό σημείο ξεπερνά το ρ_M . Ακολούθως το ρ_Q μειώνεται με αργούς ρυθμούς αναλόγως του:

$$\rho_Q \sim t^{\frac{-2\alpha}{4+\alpha}}$$

Αυτό συμβαίνει λόγω του ότι η τιμή $\varphi(t)$ του πεδίου αυξάνεται με ρυθμούς ανάλογους του:

$$\varphi(t) \sim t^{\frac{2}{4+a}}$$

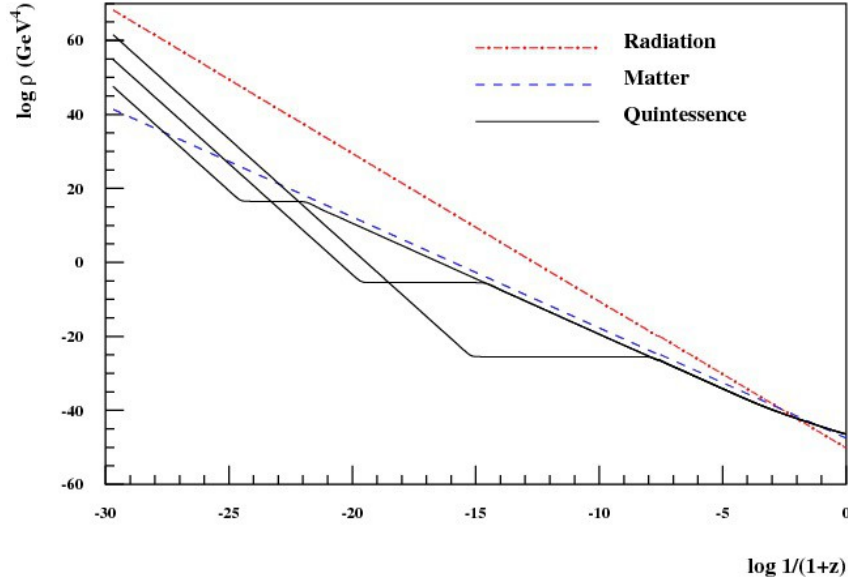
Ο ρυθμός διαστολής H , γίνεται τώρα $H \sim \sqrt{\rho_Q} \sim \sqrt{V(\varphi)} \sim t^{-a/(4+a)}$, έτσι ώστε ο συντελεστής κλίμακας $a(t)$ αυξάνεται σχεδόν εκθετικά:

$$\ln a(t) \sim t^{\frac{4}{4+a}}$$

Έτσι η πεμπτουσία οδηγεί την επιταχυνόμενη διαστολή του Σύμπαντος σε μετέπειτα χρόνους. Σε αυτή τη λύση η μετάβαση από την κυριαρχία ρ_M στην κυριαρχία ρ_Q λαμβάνει χώρα κοντά στον τωρινό χρόνο, έτσι ώστε και τα δύο (ρ_M, ρ_Q) να συμβάλλουν σήμερα στην κοσμική διαστολή.

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις για W_Q , τη λύση tracker για το $V(\varphi)$ και το πιο πάνω $\varphi(t)$, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι το $w_Q \approx -1$ για τη μετέπειτα εποχή, όπου το δυναμικό $V(\varphi)$ επικρατεί του όρου της κινητικής ενέργειας για $t \rightarrow \infty$.

Όπως υπονοεί και η ονομασία “λύση tracker” (tracker solution), η καταστατική εξίσωση W_Q ακολουθεί (tracks) αυτή του παρασκηνίου, W_M . Όταν κυριαρχεί η ακτινοβολία ($W_M = 1/3$), $W_Q \leq 1/3$ και το ρ_Q ελαττώνεται με χαμηλότερους ρυθμούς από το ρ_M . Τελικά το ρ_Q κυριαρχεί και το $W_Q \rightarrow -1$, καθώς το Σύμπαν εισέρχεται στη φάση της επιταχυνόμενης διαστολής του. Κατά τις μεταβάσεις από κυριαρχία ακτινοβολίας σε ύλη και από κυριαρχία ύλης σε πεμπτουσία, το W_Q μεταβάλλεται σχεδόν στιγμιαία. Όλα αυτά φαίνονται στην γραφική που ακολουθεί:



Το μεγάλο πλεονέκτημα της λύσης tracker είναι ότι, χάρη στην ύπαρξη μιας διαστάυρωσης, το μοντέλο δεν εξαρτάται πολύ από τις αρχικές συνθήκες για το πεδίο. Όσο διαφορετικές και να ήταν οι αρχικές συνθήκες, το βαθμωτό πεδίο συνεχίζει να κυλά προς τα κάτω αργά και τελικά οι λύσεις συμπεριφέρονται με παρόμοιο τρόπο. Αυτή είναι η συμπεριφορά “ελκυστή” (attractor) της λύσης tracker. Στην πραγματικότητα, ο αρχικός λόγος του tracker ρ_Q ως προς την πυκνότητα ύλης ρ_M μπορεί να ποικίλει για σχεδόν 100 τάξεις μεγέθους χωρίς να επηρεάζει την κοσμική ιστορία. Έτσι, το μοντέλο της πεμπτουσίας

προτείνει ότι η πυκνότητα της σκοτεινής ενέργειας είναι τόσο μικρή, επειδή το Σύμπαν είναι αρκετά παλιό. Μήπως αυτό σημαίνει ότι τα δύο προβλήματα της κοσμολογικής σταθεράς λύνονται; Η απάντηση είναι αρνητική. Για να φέρουμε την τιμή του ρ_0 , για την οποία $\rho_0 \approx \rho_M$ κοντά στην παρούσα κρίσιμη πυκνότητα: ρ_{c0} , χρειαζόμαστε και πάλι μια λεπτομερή-ρύθμιση (fine-tuning) του ενεργειακού δυναμικού.

Υπάρχει μια πρόχειρη εκτίμηση κατά την οποία, εάν θεωρήσουμε ότι η τιμή του πεδίου $\phi(t)$ κατά αυτή τη διασταύτωση είναι της τάξης της μάζας Planck, $M_{\text{pl}} = (8\pi G)^{-1/2}$, το βαθμωτό πεδίο εξελίσσεται πολύ αργά, έτσι ώστε $V(\phi) \approx \rho_\phi \approx \rho_{c0} = 3H_0^2/8\pi G$. Από την αρχική εξίσωση για το $V(\phi)$ έχουμε:

$$M^{4+a} \approx (8\pi G)^{-a/2} \rho_{c0} \approx (8\pi G)^{-1-a/2} H_0^2$$

Όμως η θεωρία της πεμπτουσίας δεν παρέχει καμία εξήγηση του γιατί το M πρέπει να παίρνει αυτή την τιμή. Πέρα απ' αυτό, για να μεταβάλλεται αργά το πεδίο σήμερα, ζητείται $\sqrt{V''}(\phi) \sim H_0$ το οποίο ανταποκρίνεται σε μια ενεργή μάζα (effective) m_ϕ του πεδίου ϕ . Έτσι πρέπει να έχουμε: $m_\phi \sim H_0 \sim 10^{-33}$ eV, το οποίο αποτελεί έναν πολύ μικρό αριθμό για τη σωματιδιακή φυσική. Αν και η θεωρία της πεμπτουσίας υποστηρίζεται και από κάποια πρόσφατα παρατηρησιακά αποτελέσματα (όπως την έρευνα Pan-STARRS1), αφήνει αναπάντητα αρκετά ερωτήματα.

3.4 K-Essence

Όπως είδαμε, το μοντέλο της πεμπτουσίας χρησιμοποιεί στην εξίσωση δράσης τον κανονικοποιημένο όρο κινητικής ενέργειας: $1/2 \partial^\mu \varphi \partial_\mu \varphi$ και τον όρο της δυναμικής ενέργειας: $V(\varphi)$. Μετασχηματίζοντας τον όρο της κινητικής ενέργειας, η μη-κανονικοποιημένη (μη-γραμμική) κινητική ενέργεια του βαθμωτού πεδίου μπορεί να οδηγήσει σε αρνητική πίεση, χωρίς να χρειαστεί η χρήση όρων δυναμικής ενέργειας. Οι όροι της μη-γραμμικής κινητικής ενέργειας θεωρούνται μικροί και συνήθως αγνοούνται, διότι η διαστολή θεωρείται ότι μετριάξει την κινητική ενέργεια με την πάροδο του χρόνου.

Η κύρια ιδέα του μοντέλου του *K-Essence* (όπου το K αντιστοιχεί στην κινητική ενέργεια) είναι να εξετάσει τι συμβαίνει στην περίπτωση που υπάρχει μια λύση δυναμικού ελκιστή η οποία οδηγεί τους μη-γραμμικούς όρους να παραμείνουν μη-αμελητέοι.

Ο πλήρης όρος της δράσης (συμπεριλαμβανομένου του όρου της *K-Essence*):

$$S = \int d^4 x \sqrt{-g} \left[\frac{-1}{16\pi G} R + p(\varphi, X) \right] + S_M$$

όπου $X =$ κανονικοποιημένη κινητική ενέργεια του πεδίου $= X \equiv \frac{1}{2} (\nabla \varphi)^2$, και η

Langrangian $p(\varphi, X)$ χρησιμοποιείται ως η πίεση p_K . Σε αυτό το μοντέλο έχουμε:

$$p_K = p(\varphi, X) = \frac{\tilde{p}(X)}{\varphi^2}$$

το οποίο μας δίνει και την επιθυμητή ιδιότητα για τη Σκοτεινή Ενέργεια. Για μικρά X , το $\tilde{p}(X) =$ σταθερό $+ X + O(X^2)$. Αγνοώντας τον μη-γραμμικό όρο $O(X^2)$ και λαμβάνοντας ένα επιπλέον δυναμικό, επιστρέφουμε στο μοντέλο της πεμπτουσίας (quintessence). Το βαθμωτό πεδίο για το οποίο αυτοί οι όροι κινητικής ενέργειας υψηλότερης τάξης παίζουν ένα βασικό ρόλο, είναι το μοντέλο του *K-Essence*. Η πυκνότητα ενέργειας του K -πεδίου είναι:

$$\rho_K = \frac{(2X_{\tilde{p},x} - \tilde{p})}{\varphi^2} \equiv \frac{\tilde{\rho}}{\varphi^2}$$

έτσι ώστε η καταστατική εξίσωση του K -πεδίου είναι:

$$w_K \equiv \frac{p_K}{\rho_K} = \frac{\tilde{p}}{\tilde{\rho}} = \frac{\tilde{p}}{2X_{\tilde{p},x} - \tilde{p}}$$

με τον συμβολισμό $[\tilde{p}, x]$ να σημαίνει ότι ο όρος είναι παράγωγο ως προς το X . Εάν ο Langrangian όρος p ικανοποιεί την προϋπόθεση: $X_{p,x} \ll p$ για ένα φάσμα τιμών για τα X και φ , τότε η καταστατική εξίσωση καταλήγει σε $p \approx -\rho$ και έτσι έχουμε τη λύση της επιταχυνόμενης διαστολής. Για να ικανοποιήσουμε αυτή την προϋπόθεση, πρέπει να βρούμε τη μορφή του $\tilde{p}(X)$.

Η ενεργός ταχύτητα του ήχου c_s για το *K-Essence* δίνεται από:

$$c_s^2 = \frac{p_{,x}}{\rho_{,x}} = \frac{\tilde{p}_{,x}}{\tilde{\rho}_{,x}}$$

Μέσω των παρατηρήσεων, συμπεραίνουμε ότι το Σύμπαν είναι προσεγγιστικά επίπεδης γεωμετρίας, άρα παραβλέπουμε τον όρο της καμπυλότητας στην Εξ. *Friedmann*:

$$H^2 \equiv \dot{N}^2 = \frac{8\pi G}{3} (\rho_M + \rho_K), \quad N \equiv \ln(\alpha)$$

Οι εξισώσεις της διατήρησης Ενέργειας στην K-Essence ($i \equiv K$) και οι όροι του παρασκηνίου ($i \equiv N$) είναι:

$$\frac{d\rho_i}{dN} = -3\rho_i(1+w_i)$$

με W_i = καταστατική εξίσωση για την αντίστοιχη ύλη (σκόνη και ακτινοβολία) ή K-Essence. Χρησιμοποιώντας τον προηγούμενο όρο της πυκνότητας ενέργειας στην εξίσωση διατήρησης, και θεωρώντας ένα ομογενές πεδίο ϕ , παίρνουμε:

$$\frac{dX}{dN} = \frac{-\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}_{,x}} \left[3(1+w_K) - 2\phi^{-1} \frac{\sqrt{2X}}{H} \right]$$

Ας θεωρήσουμε τώρα τις συνθήκες για να εξασφαλίσουμε τη σταθερότητα του πεδίου. Απαιτούμε θετική πυκνότητα ενέργειας:

$$\tilde{\rho} = 2X_{\tilde{\rho},x} - \tilde{\rho} > 0$$

με $c_s^2 > 0$ και την συνάρτηση $\tilde{\rho}(X)$ να αυξάνεται μονοτονικά με το X :

$$\tilde{\rho}_{,x} = 2X_{\tilde{\rho},xx} + \tilde{\rho}_{,x} > 0$$

Αρκετά βολικό είναι να χρησιμοποιήσουμε μια νέα μεταβλητή $y = 1/\sqrt{X}$ και να ξαναγράψουμε την πίεση και την πυκνότητα ενέργειας για το K-πεδίο:

$$p_K = \frac{g(y)}{\phi^2 y}, \quad \rho_K = \frac{-g'}{\phi^2}$$

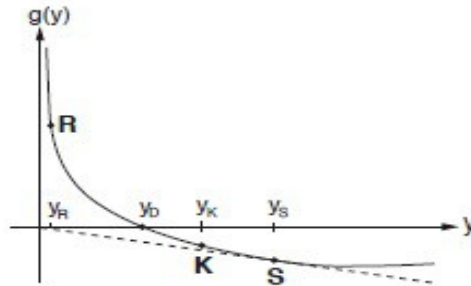
Σε αυτή την περίπτωση λαμβάνουμε την καταστατική εξίσωση και την ταχύτητα του ήχου ως:

$$w_K = \frac{-g}{yg'}, \quad c_s^2 = \frac{p'_K}{\rho'_K} = \frac{g - g'y}{g''y^2}$$

Οι συνθήκες σταθερότητας μετατρέπονται σε:

$$\tilde{\rho} = -g' > 0 \quad \text{και} \quad \tilde{\rho}_{,x} = \frac{1}{2}y^3 g'' > 0$$

Αναλόγως βλέπουμε ότι το g είναι μια συνάρτηση ελαττούμενης καμπύλης του y , μέσα από τις: $g' < 0$ και $g'' > 0$, όπως φαίνεται από την παρακάτω γραφική παράσταση $g=f(y)$. Τα σημεία R , S και K αντιστοιχούν στις διαφορετικές λύσεις ελκυστή που θα μελετηθούν στη συνέχεια, και αναφέρονται σε τρεις εποχές: **R = Κυριαρχία Ακτινοβολίας**, **S = Κυριαρχία Ύλης** (de Sitter) και **K = Κυριαρχία K-Essence**.



Ξαναγράφοντας την εξίσωση dX/dN ως προς τη νέα μεταβλητή, παίρνουμε την Εξ. Κίνησης του K-πεδίου:

$$\frac{dy}{dN} = \frac{3}{2} \frac{w_K(y) - 1}{r'(y)} \left[r(y) - \sqrt{\frac{\rho_K}{\rho_{tot}}} \right]$$

όπου:

$$r(y) \equiv \left(\frac{-9}{8} g'\right)^{1/2} y(1+w_K) = \frac{3}{2\sqrt{2}} \frac{(g-g'y)}{\sqrt{-g'}}$$

Από την dr/dN λαμβάνουμε:

$$\frac{d(\rho_K/\rho_{tot})}{dN} = 3 \frac{\rho_K}{\rho_{tot}} \left(1 - \frac{\rho_K}{\rho_{tot}}\right) (w_M - w_K(y))$$

Αυτές οι εξισώσεις κίνησης περιγράφουν τη δυναμική του μοντέλου K-Essence.

Λύσεις Ελκυστή

Εάν κάθε σημείο το οποίο βρίσκεται κοντά σε ένα σημείο A έλκεται από το A, τότε το σημείο A ονομάζεται “Ελκυστής”. Οι λύσεις ελκυστή για την K-Essence χωρίζονται σε δύο τύπους λύσεων: Ο πρώτος αποτελεί την **λύση tracker** (όπως είδαμε και προηγουμένως για την quintessence) κατά την οποία η K-Essence μιμείται την καταστατική εξίσωση του στοιχείου του παρασκηνίου που επικρατεί στο Σύμπαν. Ο δεύτερος αποτελεί μια λύση ελκυστή καταστατικής εξίσωσης για την K-Essence η οποία διαφέρει από την ύλη ή την ακτινοβολία.

Θέλουμε να έχουμε μια λύση ελκυστή $y(N)$ η οποία ικανοποιεί το $w_K(y(N)) = w_M =$ σταθερό. Για $y=y_{tr}$:

$$w_K(y_{tr}) = \frac{-g}{yg'} = w_M$$

και $\rho_K/\rho_{tot} =$ σταθερό έτσι ώστε η λύση να ικανοποιεί το: $y(N) = y_{tr} =$ σταθ.. Έτσι το y_{tr} μεταβάλλεται ανάλογα με την εποχή και το w_M . Το σημείο στο οποίο το y_{tr} ικανοποιεί αυτές της συνθήκες είναι αυτό το οποίο ονομάζουμε “λύση ελκυστή”. Εισάγοντας τις λύσεις $dy/dN=0$ και $d(\rho_K/\rho_{tot})/dN=0$ στις εξισώσεις κίνησης της K-Essence, παίρνουμε τη σχέση:

$$r^2 y_{tr} = \frac{\rho_K}{\rho_{tot}} < 1$$

όπου θεωρούμε $\rho_K < \rho_{tot}$.

Ας μελετήσουμε τώρα, τις τέσσερις πιθανές λύσεις ελκυστή της K-Essence κατά τις διαφορετικές εποχές. Εδώ θα χρησιμοποιήσουμε τις δύο πιο πάνω εξισώσεις, την $w_K(y_{tr})$ για να χαρακτηρίσουμε την κάθε λύση, και την $r^2 y_{tr}$ για να ελέγξουμε την ύπαρξη των λύσεων:

- **Ελκυστής Ακτινοβολίας**

Η ακτινοβολία έχει θετική πίεση και η πίεση της K-Essence (ρ_K) είναι ανάλογη της $g(y)$. Έτσι ο ελκυστής ακτινοβολίας πρέπει να βρίσκεται στην περιοχή $g(y) > 0$ και στην περιοχή $y < y_D$, όπου y_D είναι το σημείο που ικανοποιεί την εξίσωση $g(y_D) = 0$ (όπως φαίνεται στη γραφική παράσταση). Ο ελκυστής ακτινοβολίας ικανοποιεί την $w_K(y_R) = w_R = 1/3$.

Αντικαθιστώντας αυτό τον όρο στην εξίσωση $w_K(y_{tr})$:

$$y_R g'(y_R) = -3g(y_R)$$

Κατά την εποχή κυριαρχίας από την ακτινοβολία, η πυκνότητα ενέργειας της K-Essence έλκεται από τον ελκυστή ακτινοβολίας και σταθεροποιείται από τη σχέση:

$$\left(\frac{\rho_K}{\rho_{tot}}\right)_R = r^2(y_R) = -2g'(y_R) y_R^2$$

Η πιθανότερη περιοχή ισχύς για το $r^2 y_{tr} = (\rho_K/\rho_{tot})_R$ είναι $10^{-1} \sim 10^{-2}$, έτσι ώστε η κοσμική

επιτάχυνση να ξεκινήσει στην παρούσα εποχή. Εάν το είναι κατά πολύ μικρότερο του 10^{-2} , η πυκνότητα ενέργειας της K-Essence στο σημείο ισορροπίας μεταξύ ύλης-ακτινοβολίας είναι τόσο μικρή που δεν θα μπορούσε να ξεπεράσει την πυκνότητα ύλης όπως παρατηρείται σήμερα. Από την άλλη, εάν ο όρος αυτός ξεπερνούσε κατά πολύ το 10^{-1} , η διαστολή στο πρώιμο Σύμπαν θα ήταν τόσο έντονη που δεν θα επέτρεπε την πρωτογενή νουκλεοσύνθεση.

- **Ελκυστής Ύλης**

Ο ελκυστής ύλης αντιστοιχεί σε μηδενική πίεση, έτσι ώστε $w_K(y_D) = w_D = 0$, και $g(y_D)=0$ για $y=y_D$. Έτσι αυτός ο ελκυστής βρίσκεται στο σημείο κατά το οποίο το $g(y)$ περνά από το μηδέν. Για τον ελκυστή ύλης έχουμε:

$$\left(\frac{\rho_K}{\rho_{tot}}\right)_D = r^2(y_D) = \frac{-9}{8} g'(y_D) y_D^2$$

Όπως είδαμε και πιο πάνω, ο ελκυστής ύλης υπάρχει μόνο εάν $r^2 y_{tr} < 1$.

- **Ελκυστής de Sitter**

Ας θεωρήσουμε τώρα την φάση ισορροπίας μεταξύ ύλης-ακτινοβολίας και το σημείο κατά το οποίο η K-Essence είναι αμελητέα μικρή, $\rho_K \ll \rho_M$. Τότε έχουμε:

$$\left(\frac{\rho_K}{\rho_{tot}}\right)_S = r^2(y_S) \rightarrow 0$$

καθώς $y(N) \rightarrow y_S$. Αφού το $r \sim (1+w_K)$, τελικά παίρνουμε $w_K(y_S) \approx -1$ και:

$$g(y_S) = g'(y_S) y_S$$

όπου η εφαπτόμενη του $g(y)$ στο σημείο y_S περνά από το $g(y) = 0$. Ας σημειώσουμε ότι μπορούμε πάντα να βρούμε ένα τέτοιο σημείο y_S για μια συνάρτηση ελαττούμενης καμπύλης $g(y)$. Άρα ο ελκυστής de Sitter (S-ελκυστής) είναι ένα γενικό χαρακτηριστικό των μοντέλων της K-Essence.

Η υπόθεση ότι $\rho_K \ll \rho_M$ κατά την ισορροπία ύλης-ακτινοβολίας είναι αναγκαία έτσι ώστε να εξασφαλιστούν οι περιορισμοί για την νουκλεοσύνθεση. Σε αυτό το σενάριο, η K-Essence προσεγγίζει τον ελκυστή de Sitter αμέσως μετά την επικράτηση της ύλης και συμπεριφέρεται ως μια *κοσμολογική σταθερά*, $w_K \rightarrow -1$. Η πυκνότητα ενέργειας της K-Essence, ρ_K , μειώνεται σημαντικά και σταθεροποιείται σε μια συγκεκριμένη τιμή.

Εφόσον η πυκνότητα ύλης ρ_M μειώνεται καθώς η ρ_K παραμένει σταθερή, η πυκνότητα της K-Essence τελικά υπερτερεί της πυκνότητας ύλης. Σε αυτή την περιοχή, η σχέση $\rho_K \ll \rho_M$ δεν ισχύει και το K-πεδίο εισέρχεται στον *K-ελκυστή*, όπως θα περιγράψουμε στη συνέχεια.

- **K-Ελκυστής**

Όταν το ρ_K επικρατεί του ρ_M και κυριαρχεί, τότε $\rho_K/\rho_{tot} \rightarrow 1$, και ακολουθεί την σχέση: $r(y_K) = 1$ καθώς $y(N) \approx y_K$. Αυτή η λύση περιγράφει ένα *δυναμικό νόμο διαστολής του Σύμπαντος* ως εξής: Αντικαθιστώντας $r(y_K) = 1$ στην εξίσωση του $r(y)$:

$$1 + w_K(y_K) = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{1}{\sqrt{-g'_K y_K^2}} = \text{σταθερό}$$

και ακολούθως:

$$\alpha \sim t^{\frac{2}{3(1+w_k)}} = t^{\sqrt{-g'_k y_k^2/2}}$$

Εάν ισχύει $-g'_k y_k^2/2 > 1$, τότε η λύση περιγράφει τον δυναμικό νόμο του *Πληθωρισμού!*

Ας υποθέσουμε τώρα την ύπαρξη του K-Ελκυστή. Περιορίζουμε την περιοχή του μεταξύ $y_D < y_K < y_S$ έτσι ώστε το σύμπαν κυριαρχούμενο από K-Essence δεν έχει θετική πίεση. Εάν $r(y_D) > 1$ για παράδειγμα, δεν υπάρχει ο ελκυστής ύλης αλλά ο ελκυστής de Sitter [$r(y_S) = 0$], τότε ο K-Ελκυστής [$r(y_S) = 1$] πρέπει να περιορίζεται από την πιο πάνω περιοχή αφού η $r(y)$ είναι συνεχής συνάρτηση. Έτσι για $y > y_D$, έχουμε αρνητική πίεση [$g(y_K) < 0$] και επιβάλλεται ο δυναμικός νόμος της κοσμικής επιτάχυνσης. Από την άλλη, εάν $r(y_D) < 1$ για παράδειγμα, θα υπήρχε ελκυστής ύλης κατά τον οποίο:

$$r' = \frac{3}{4\sqrt{2}} \frac{g'' y}{\sqrt{-g'}} (w_K - 1)$$

και δεν θα υπήρχε σημείο $y = y_K > y_D$. Αυτό θα σήμαινε ότι δεν υπάρχει K-Ελκυστής για $y_D < y < y_S$.

Όπως αναφέρθηκε ανωτέρω, υπάρχουν δύο πιθανά σενάρια:

Το πρώτο χωρίς τον ελκυστή ύλης (Ελκυστές $R \rightarrow S \rightarrow K$) και ένα μαζί με τον ελκυστή ύλης (Ελκυστές $R \rightarrow S \rightarrow D$). Σύμφωνα με το πρώτο, η K-Essence έλκεται για $y = y_R$ στην κυριαρχούμενη από ακτινοβολία εποχή. Κατά την κυριαρχία ύλης, το ρ_K μειώνεται δραματικά κατά αρκετές τάξεις μεγέθους και η K-Essence μεταπίπτει σε ένα σημείο $y = y_D$. Καθώς $y \approx y_S$, το ρ_K “παγώνει” και ξεπερνά το ρ_M . Και τότε το y “χαλαρώνει” προς το y_K . Σε αυτό το σενάριο, το τωρινό Σύμπαν μας βρίσκεται στην περίοδο μεταξύ y_S και y_K .

Κατά το δεύτερο σενάριο, με τον ελκυστή ύλης [$r^2(y_D) < 1$], θεωρούμε και πάλι δύο περιπτώσεις: Εάν $r^2(y_D) = \left(\frac{\rho_K}{\rho_{tot D}}\right) \ll 1$, η K-Essence δεν θα μπορούσε ούτε να κυριαρχήσει σήμερα, ούτε να προκαλέσει κοσμική επιταχυνόμενη διαστολή. Στην περίπτωση που ισχύει $r^2(y_D) = \left(\frac{\rho_K}{\rho_{tot D}}\right) \rightarrow 1$, η διαστολή του σύμπαντος θα επιταχυνόταν πριν το K-πεδίο φτάσει το σημείο του ελκυστή ύλης. Σε αυτή την περίπτωση, η K-Essence φτάνει πρώτα στον ελκυστή de Sitter, “παγώνει” για μια πεπερασμένη χρονική περίοδο, έλκεται από τον ελκυστή ύλης, και τελικά η διαστολή του σύμπαντος επιβραδύνεται. Αυτό το σενάριο αποκαλείται “μετέπειτα ελκυστής ύλης” (late dust tracker). Σύμφωνα με αυτό το σενάριο, η κοσμική διαστολή επιστρέφει σε μια ασυμπίεστη κατάσταση, μη-επιταχυνόμενη στο μακρινό μέλλον.

Συγκρίνοντας K-Essence και Quintessence

Ο στόχος μας είναι να δημιουργήσουμε ένα μοντέλο το οποίο λύνει τα προβλήματα της κοσμολογικής σταθεράς. Από αυτή την άποψη, η συμπεριφορά του δυναμικού ελκυστή για την πεμπτουσία και την K-Essence έχει ένα *σημαντικό πλεονέκτημα*. Η κοσμική εξέλιξη σε αυτό το μοντέλο είναι ανεξάρτητη από αρχικές συνθήκες, επειδή το K-πεδίο έλκεται από την λύση ελκυστή όποτε αυτή αρχίζει. Επιπλέον, *επιλύει το πρόβλημα της σύμπτωσης* εξηγώντας γιατί η κοσμική επιτάχυνση ξεκινά σε ένα τόσο μετέπειτα στάδιο, αμέσως μετά την έναρξη της φάσης κυριαρχίας της ύλης. Όμως, *και τα δύο μοντέλα δεν λύνουν το πρόβλημα της ενέργειας κενού!*

Συγκρίνοντας με την λύση tracker στο μοντέλο της πεμπτουσίας, το πεδίο της πεμπτουσίας ακολουθεί την ακτινοβολία και την ύλη στο παρασκήνιο, και χρειάζεται μια λεπτομερή ρύθμιση της δυναμικής ενέργειας στο στάδιο μετάπτωσης πεμπτουσίας-ύλης. Αλλά το πεδίο της K-Essence ακολουθεί μόνο την ακτινοβολία στο παρασκήνιο και δεν χρειάζεται

ένα όρο δυναμικής ενέργειας, και έτσι δεν προκύπτει το πρόβλημα της λεπτομερούς ρύθμισης που παρουσιάζει η πεμπτουσία.

Για το σενάριο χωρίας ελκυστή ύλης, το w_K αυξάνεται σήμερα από -1 μέχρι την ασυμπτωτική τιμή ενός K-Ελκυστή. Η αριθμητική τιμή της ενεργού καταστατικής εξίσωσης, σε αυτή την περίπτωση, είναι $w_{\text{eff}} \approx -0.84$. Σύμφωνα με την λύση tracker της πεμπτουσίας, το Σύμπαν σήμερα βρίσκεται σε μια φάση μεταξύ $w = 0$ και $w = -1$, και η τιμή της ενεργού καταστατικής εξίσωσης είναι $w_{\text{eff}} \approx -0.75$. **Οι παρατηρήσεις από τα υπερκαινοφανή δείχνουν να συμπίπτουν με το μοντέλο της K-Essence.**

Από την άλλη, κατά την μετάπτωση από τον R-ελκυστή στον S-ελκυστή, υπάρχει μια φάση κατά την οποία το $w_K > 1$, για παράδειγμα η προϋπόθεση της ενεργειακής κυριαρχίας $\rho_K > |\rho_K|$ παραβιάζεται.

Αυτό σημαίνει ότι η ενέργεια της K-Essence μπορεί να ταξιδεύει με υπερφωτεινές ταχύτητες! Όμως, υπάρχουν πλήρως αμετάβλητες θεωρίες Lorentz με μη-καθιερωμένο κινητικό όρο, οι οποίες επιτρέπουν την παρουσία ταχυτήτων μεγαλύτερων αυτής του φωτός. Όντως, κάποιες μελέτες (E. Babichev, V. Mukhanov, and A. Vikman, 'k-Essence, superluminal propagation, causality and emergent geometry', JHEP 0802 (2008) και E. Babichev, V. Mukhanov, and A. Vikman, 'Superluminal' scalar elds and black holes', PoS QG-PH (2007)) δείχνουν πως, παρά την υπερφωτεινή ταχύτητα, *το παράδοξο της αιτιότητας δεν εγείρεται* μέσα σε αυτές και από αυτή την άποψη, τέτοιες θεωρίες δεν είναι λιγότερο “ασφαλείς” από (για παράδειγμα) την Γενική Θεωρία της Σχετικότητας.

3.5 Συνδυαζόμενη Σκοτεινή Ενέργεια και Ύλη

Για την επίλυση του προβλήματος σύμπτωσης, έχει γίνει μια διαφορετική απόπειρα ονομαζόμενη “Coupled Dark Energy” (Συνδυαζόμενη Σκοτεινή Ενέργεια). Κατά αυτή την θεωρία, μελετάται ένας συνδυασμός μεταξύ Σκοτεινής Ενέργειας και Σκοτεινής Ύλης, και πηγάζει κυρίως από το γεγονός ότι η πυκνότητα σκοτεινής ενέργειας είναι της ίδιας τάξης με την πυκνότητα σκοτεινής ύλης στο τωρινό Σύμπαν.

Οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των δύο, σε μορφή βαθμωτού πεδίου, περιγράφονται ακολουθώντας τις μετασχηματισμένες εξισώσεις διατήρησης ενέργειας:

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_m + 3H(\rho_m) &= \delta \\ \dot{\rho}_\phi + 3H(\rho_\phi + p_\phi) &= -\delta\end{aligned}$$

στις οποίες το δ = ένας όρος ενεργειακής ανταλλαγής. Οι δείκτες \mathbf{m} = Σκοτεινή Ύλη και ϕ = Σκοτεινή Ενέργεια. Εν συντομία, η κατασκευή ενός μοντέλου συνδυαζόμενης σκοτεινής ενέργειας ισούται με την εύρεση της σωστής μορφής του συνδυαστικού όρου δ . Υπάρχουν δύο σημαντικά παραδείγματα τύπων σύνδεσης:

$$\begin{aligned}\delta &= \kappa Q \rho_m \dot{\phi} \\ \delta &= \alpha H(\rho_m + \rho_\phi)\end{aligned}$$

όπου τα Q και α αποτελούν αδιάστατες σταθερές. Χρησιμοποιούμε επίσης τον όρο $\kappa^2 = 8\pi G$. Η πρώτη σχέση ονομάζεται “Συνδυασμός Τύπου I” (Coupling Type I) και η δεύτερη “Συνδυασμός Τύπου II” (Coupling Type II).

Coupling Type I

Χρησιμοποιώντας το πρώτο παράδειγμα, μελετάμε ένα μοντέλο συνδυαζόμενης πεμπτουσίας (coupled quintessence) υποθέτοντας ένα εκθετικό δυναμικό και ένα γραμμικό συνδυασμό. Η συνδυαζόμενη πεμπτουσία βαθμωτού πεδίου είναι:

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V_{,\phi} = -\kappa Q \rho_m$$

το οποίο αντιστοιχεί με: $\dot{\rho}_\phi + 3H(\rho_\phi + p_\phi) = -\kappa Q \rho_m \dot{\phi}$. Το δυναμικό ισούται με:

$$V_\phi = V_0 e^{-\kappa\lambda\phi}$$

Ο συντελεστής ύλης ακολουθεί τη σχέση:

$$\dot{\rho}_m + 3H(\rho_m) = \kappa Q \rho_m \dot{\phi}$$

Οι εξισώσεις Friedmann για την πεμπτουσία δίνονται από τις:

$$H^2 = \frac{\kappa^2}{3} \left(\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V + \rho_m + \rho_r \right)$$

$$\dot{H} = \frac{-\kappa^2}{2} \left(\dot{\phi}^2 + \rho_m + \frac{4}{3} \rho_r \right)$$

Εισάγουμε τώρα τις αδιάστατες σταθερές:

$$x = \frac{\kappa}{H} \frac{\dot{\phi}}{\sqrt{6}} , \quad y = \frac{\kappa}{H} \sqrt{\frac{V}{3}} , \quad z = \frac{\kappa}{H} \sqrt{\frac{\rho_r}{3}}$$

έτσι ώστε οι παράμετροι πυκνοντήτων γίνονται:

$$\Omega_\phi = x^2 + y^2 , \quad \Omega_r = z^2 , \quad \Omega_m = 1 - x^2 - y^2 - z^2$$

Αντικαθιστώντας τα πιο πάνω στις εξ. Friedmann και την εξ. βαθμωτού πεδίου για την πεμπουσία, παίρνουμε:

$$\begin{aligned} x' &= -3x + \frac{\sqrt{6}}{2} \lambda y^2 + \frac{1}{2} x (3 + 3x^2 - 3y^2 + z^2) - \frac{\sqrt{6}}{2} Q (1 - x^2 - y^2 - z^2) \\ y' &= \frac{-\sqrt{6}}{2} \lambda xy + \frac{1}{2} y (3 + 3x^2 - 3y^2 + z^2) \\ z' &= -2z \frac{1}{2} z (3 + 3x^2 - 3y^2 + z^2) \end{aligned}$$

όπου ' = d/dlna και $\lambda = -V_\phi/\kappa V$.

Τα κρίσιμα σημεία (ελκυστές) ικανοποιούν την: $x' = y' = z' = 0$. Η καταστατική εξίσωση βαθμωτού πεδίου γίνεται:

$$w_\phi = \frac{x^2 - y^2}{x^2 + y^2} = \text{σταθερό}$$

με την ενεργό καταστατική εξίσωση w_{eff} :

$$w_{\text{eff}} = \frac{p_{\text{tot}}}{\rho_{\text{tot}}} x^2 - y^2 + \frac{z^2}{3} = \Omega_\phi w_\phi + \Omega_r w_r$$

με το $w_{\text{eff}} < -1/3$ να είναι αρκετό για επιταχυνόμενη διαστολή.

Υπάρχει μόνο ένας ελκυστής που να επιτρέπει επιταχυνόμενη διαστολή και ταυτόχρονα να συμπεριλαμβάνει μια εποχή κυριαρχίας της ύλης. Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, το βαθμωτό πεδίο έχει πεπερασμένη και σχεδόν σταθερή πυκνότητα ενέργειας, κατά την κυριαρχία ύλης. Αυτή η εποχή, που βρίσκεται μεταξύ της κυριαρχίας της ακτινοβολίας (απαρχή) και της κυριαρχίας της επιτάχυνσης (μετέπειτα) ονομάζεται **εποχή κυριαρχίας Πεδίου-Υλης, ϕMDE** . Χαρακτηρίζεται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$(x, y, z) = \left(\frac{-\sqrt{6}Q}{3}, 0, 0 \right) , \quad \Omega_\phi = \frac{2Q^2}{3} , \quad w_\phi = 1 , \quad w_{\text{eff}} = \frac{2Q^2}{3}$$

Η ϕMDE ευθύνεται για τις διαφορές που παρατηρούνται κατά τη μελέτη της μη-συνδυαζόμενης πεμπουσίας. Για παράδειγμα, η εξέλιξη του συντελεστή κλίμακας κατά την ϕMDE δίνεται από:

$$a \propto t^{\frac{2}{3+2Q^2}}$$

Τελικά το πεδίο καταλήγει σε ελκυστή που χαρακτηρίζεται από τις:

$$(x, y, z) = \left(\frac{\lambda}{\sqrt{6}}, \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{6}}, 0 \right) , \quad \Omega_\phi = 1 , \quad w_\phi = \frac{\lambda^2}{3} - 1 , \quad w_{\text{eff}} = \frac{\lambda^2}{3} - 1$$

και ο συντελεστής κλίμακας εξελίσσεται ως προς το χρόνο σύμφωνα με: $a \propto t^{\frac{2}{\lambda^2}}$

Αυτός ο ελκυστής προκαλεί επιταχυνόμενη διαστολή για $\lambda^2 < 2$. Όταν το λ φτάσει αυτή την τιμή, η πυκνότητα ύλης μηδενίζεται. Έτσι, με βάση αυτό το μοντέλο, ο ελκυστής δεν έχει ακόμα φτάσει σε αυτή την τιμή στο τωρινό Σύμπαν, αλλά η διαστολή έχει ήδη αρχίσει να

επιταχύνεται. Τα δεδομένα από τη μελέτη του CMB περιορίζουν την *αδιάστατη σταθερά συνδυασμού* στις τιμές: $|Q| < 0.1$.

Coupling Type II

Στο Coupling τύπου I θεωρήσαμε συγκεκριμένο δυναμικό και επιβάλαμε ένα συνδυασμό. Στην δεύτερη περίπτωση συνδυασμού, Coupling Τύπου II, το δυναμικό και η δομή του συνδυασμού καθορίζονται από την προϋπόθεση: $\rho_m/\rho_\phi = \text{σταθερό}$.

Η εξίσωση συνδυασμού για το Coupling Τύπου II είναι:

$$\dot{\phi} [\dot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V_{,\phi}] = -\delta$$

όπου θυμίζουμε ότι το ϕ συμβολίζει ότι το παράγωγο είναι ως προς ϕ . Ορίζοντας τον συνδυασμό ως:

$$\delta = -3H\Pi_m = 3H\Pi_\phi$$

όπου η $\Pi_m = -\Pi_\phi$ είναι μια σχέση μεταξύ των ενεργών πιέσεων, τότε οι εξισώσεις πυκνοτήτων γίνονται:

$$\dot{\rho}_\phi + 3H(\rho_\phi + p_\phi + \Pi_\phi) = 0$$

Τώρα θεωρούμε την προϋπόθεση για τη λύση ελκυστή. Η χρονική εξέλιξη του λόγου πυκνοτήτων δίνεται από:

$$\left(\frac{\rho_m}{\rho_\phi}\right) = \frac{\rho_m}{\rho_\phi} \left[\frac{\dot{\rho}_m}{\rho_m} - \frac{\dot{\rho}_\phi}{\rho_\phi} \right]$$

Θέτοντας $\gamma_\phi = (\rho_\phi + p_\phi) / \rho_\phi$ και $\rho = \rho_m + \rho_\phi$ παίρνουμε:

$$\left(\frac{\rho_m}{\rho_\phi}\right) = -3H \frac{\rho_m}{\rho_\phi} \left[1 - \gamma_\phi + \frac{\rho}{\rho_m \rho_\phi} \Pi_m \right]$$

Για στατική λύση που ικανοποιεί την $(\rho_m/\rho_\phi) = 0$:

$$\Pi_m = -\Pi_\phi = \frac{\rho_m \rho_\phi}{\rho} (\gamma_\phi - 1)$$

Η πιο πάνω σε συνδυασμό με την εξίσωση για το δ δίνει:

$$\delta = -3H(\gamma_\phi - 1) \frac{\rho_m \rho_\phi}{\rho} = -3H(\gamma_\phi - 1) \frac{r}{r+1} \rho_\phi$$

όπου $r = \rho_m/\rho_\phi = \text{σταθερό}$.

Τώρα ας μελετήσουμε τη σταθερότητα αυτής της λύσης μέσω μιας μικρής διακύμανσης:

$$\frac{\rho_m}{\rho_\phi} = \left(\frac{\rho_m}{\rho_\phi}\right)_{st} + \varepsilon$$

Μέσω της εξίσωσης (ρ_m/ρ_ϕ) , και θέτοντας $\Pi_m = -c\rho$ όπου $c > 0$ έτσι ώστε να έχουμε συμμετρική αλληλεπίδραση στα ρ_m και ρ_ϕ , για διαταραχή πρώτου βαθμού:

$$\dot{\varepsilon} = 3Hc \frac{r^2 - 1}{r} \varepsilon$$

με τη λύση να είναι σταθερή για $r > 1$. Η τιμή της c είναι:

$$c = r \frac{1 - \gamma_\varphi}{(1 + r)^2}$$

με θετική τιμή για $\gamma_\varphi < 1$. Σήμερα, αφού ισχύει $p \approx p_\varphi$ η προϋπόθεση σταθερότητας είναι:

$$\frac{p}{\rho} - \frac{\Pi_m}{\rho_m} \leq 0$$

Ψάχνουμε μια λύση για αρνητική πίεση που δίνει $\gamma_\varphi < 1$. Από τις εξισώσεις για το δ , αυτό σημαίνει: $\Pi_m < 0$, $\delta < 0$:

$$\frac{\Pi_m}{\rho_m} \leq \frac{|p|}{\rho}$$

Από τις εξισώσεις διατήρησης ενέργειας (στην αρχή του υποκεφαλαίου) παίρνουμε $\rho_m \sim \rho_\varphi \sim \alpha^{-3(\gamma_\varphi + r)/(r+1)}$. Ο δυναμικός νόμος διαστολής συμβαίνει για:

$$r + 3\gamma_\varphi < 2$$

Η εξίσωση Friedmann και η εξέλιξη της πυκνότητας ενέργειας (ως προς το συντελεστή κλίμακας), μας δίνουν τελικά:

$$V(\varphi) = \frac{1}{6\pi G} \left(1 - \frac{\gamma_\varphi}{2}\right) \frac{1+r}{(\gamma_\varphi + r)^2} \frac{1}{t^2}$$

ή αλλιώς:

$$V(\varphi) = V_0 e^{-\lambda(\varphi - \varphi_0)} \quad \mu\epsilon: \quad \lambda = \sqrt{\frac{24\pi G}{\gamma_\varphi(1+r)}} (\gamma_\varphi + r)$$

Επίσης, ορίζοντας ένα όρο για το δυναμικό αλληλεπίδρασης ως: $V_{\text{αλλ},\varphi} = \frac{\delta}{\dot{\varphi}}$ παίρνουμε:

$$V_{\text{αλλ}} = \frac{-2r}{\gamma_\varphi + r} \frac{1 - \gamma_\varphi}{2 - \gamma_\varphi} V(\varphi)$$

Έτσι ο όρος του ενεργού δυναμικού:

$$V_{\text{eff}} = V(\varphi) + V_{\text{αλλ}}$$

και η εξίσωση *coupling* γίνεται:

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V_{\text{eff},\varphi} = 0$$

Ο περιορισμός για το δυναμικό νόμο διαστολής επιβάλλει στο λ τον περιορισμό:

$$\lambda^2 < 24\pi G \frac{(1 - \gamma_\varphi)^2}{(1 + r)\gamma_\varphi}$$

Σε αυτό το μοντέλο, το δυναμικό δεν εισάχθηκε από εμάς αλλά εξάχθηκε από το *coupling* το οποίο ικανοποιεί την αναγκαία προϋπόθεση για λύση ελκυστή. Αυτό που απολείπεται όμως, είναι μια εξήγηση για το πώς η αλληλεπίδραση λαμβάνει χώρα ακριβώς

κατά τη στιγμή της μετάβασης από την επιβράδυνση στην επιτάχυνση της διαστολής.

Μηχανισμός “Χαμελέοντα”

Όπως προαναφέραμε στο υποκεφάλαιο για την πεμπτουσία, το πεδίο μάζας της πεμπτουσίας πρέπει να είναι της τάξεως του H_0 . Εάν τη θεωρήσουμε ως ένα συνδυαζόμενο πεδίο με μάζα και υποθέσουμε ότι η αλληλεπίδραση είναι όσο δυνατή όσο η βαρύτητα, τότε το coupling πρέπει να διορθωθεί έτσι ώστε να περιοριστεί σε μια μικρή τιμή: $|Q| < 0.1$ έτσι ώστε να ικανοποιεί την αρχή της ισοδυναμίας, κατά την οποία θυμίζουμε ότι η βαρυτική και αδρανειακή μάζα είναι πανομοιότυπες και οι νόμοι για τη βαρύτητα είναι αναλλοίωτοι σε κάθε αδρανειακό σύστημα.

Υπάρχει μια εισήγηση, η οποία επιτρέπει στα βαθμωτά πεδία να έχουν coupling στην τάξη της μάζας. Κατά αυτό το μοντέλο, η μάζα του βαθμωτού πεδίου εξαρτάται από την τοπική πυκνότητα μάζας. Σε περιβάλλοντα υψηλής πυκνότητας, όπως η Γη, το πεδίο είναι τεράστιο, αλλά για χαμηλές πυκνότητες, όπως το Ηλιακό σύστημα, το πεδίο είναι ουσιαστικά ελεύθερο. Αυτό το μοντέλο βαθμωτού πεδίου ονομάζεται μηχανισμός “χαμελέοντα” (Chameleon mechanism) και οι ιδιότητές του μεταβάλλονται κατά την φύση του περιβάλλοντος.

Η δράση του βαθμωτού πεδίου χαμελέοντα δίνεται από:

$$S = \int d^4 x \sqrt{-g} \left[\frac{-1}{16\pi G} R + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi \partial_\nu \varphi - V(\varphi) \right] + \int d^4 x L_m(\psi_m^{(i)} g_{\mu\nu}^{(i)})$$

όπου το πρώτο ολοκλήρωμα ισούται με την κανονική δράση της πεμπτουσίας, ενώ το δεύτερο αποτελεί ένα όρο ύλης, συνδυασμένο με το βαθμωτό πεδίο χαμελέοντα. Κάθε πεδίο ύλης $\psi_m^{(i)}$ συνδυάζεται με μια μετρική $g_{\mu\nu}^{(i)}$ η οποία σχετίζεται με τη μετρική του Einstein $g_{\mu\nu}$ μέσω ενός μετασχηματισμού:

$$g_{\mu\nu}^{(i)} = e^{2\kappa\beta_i\varphi} g_{\mu\nu}$$

όπου οι β_i αποτελούν αδιάστατες σταθερές. Έτσι το βαθμωτό πεδίο φ αλληλεπιδρά με την ύλη μέσω αυτού του σύμμορφου εκθετικού όρου.

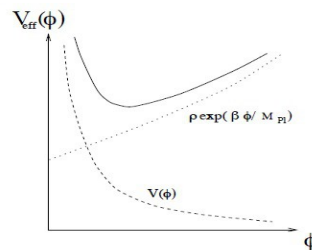
Το δυναμικό του πεδίου $V \rightarrow 0$ καθώς $\varphi \rightarrow \infty$ και $|V| \rightarrow \infty$ καθώς $\varphi \rightarrow 0$ ανάλογα με:

$$V(\varphi) = M^{4+n} \varphi^{-n}$$

Θεωρούμε τώρα, από την εξίσωση δράσης, τον όρο $\partial_\mu \partial^\nu \varphi \equiv \mathbf{V}_{\text{eff}}(\varphi)$ και, αφού για μη-σχετικιστικές μάζες έχουμε για τον τανυστή πίεση-ενέργειας: $g^{\mu\nu} T_{\mu\nu}(i) \approx \rho_i$ (όπου $\rho_i =$ πυκνότητα ενέργειας $= \rho_i e^{3\kappa\beta_i\varphi}$), έχουμε τελικά την εξίσωση:

$$V_{\text{eff}}(\varphi) \equiv V(\varphi) + \sum \rho_i e^{\kappa\beta_i\varphi}$$

Πιο κάτω φαίνεται μια γραφική παράσταση $V_{\text{eff}}(\varphi) = f(\varphi)$ για θετικά β_i . Το ενεργό δυναμικό V_{eff} παρουσιάζει κατώτατο σημείο.



Υπολογίζοντας το σημείο για το οποίο ισχύει: $V_{\text{eff},\varphi} = 0$ και $V_{\text{eff},\varphi\varphi} = m^2$, μπορούμε να προσδιορίσουμε την τιμή φ_{min} ως την τιμή του φ για την οποία το $V_{\text{eff}} \rightarrow \text{min}$ και η μάζα βρίσκεται σε m_{min} . Επίσης, για μεγαλύτερες τιμές των ρ παίρνουμε μικρότερα φ_{min} και μεγαλύτερα m_{min} , δηλαδή τα πιο πυκνά περιβάλλοντα ακολουθούν ένα πιο μαζικό πεδίο χαμηλότερα.

Ας δούμε τώρα μια λύση του μηχανισμού για ένα πυκνό, στατικό και σφαιρικά συμμετρικό αντικείμενο με ακτίνα R_c , ομογενή πυκνότητα ρ_c και συνολική μάζα

$$M_c = \frac{4\pi R_c^3 \rho_c}{3}. \text{ Η εξίσωση για το } V_{\text{eff}} \text{ γίνεται:}$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{2d\varphi}{rdr} = V_{,\varphi} + \kappa\beta\rho(r) e^{\kappa\beta\varphi}$$

με το αριστερό μέρος να ισούται με V_{eff} . Για $r < R_c$ είναι $\rho(r) = \rho_c$ και για $r > R_c$ είναι $\rho(r) = \rho_\infty$, με $\rho_\infty =$ περιβάλλουσα ομογενής πυκνότητα ύλης. Γράφουμε τις τιμές του φ για τις οποίες έχουμε V_{eff} σε κατώτατο με $\rho = \rho_c$ και ρ_∞ , ως φ_c και φ_∞ αντίστοιχα. Οι αντίστοιχες μάζες είναι m_c και m_∞ . Οι συνοριακές συνθήκες δίνονται από $d\varphi/dr = 0$ για $r = 0$ έτσι ώστε η λύση να είναι μη-μοναδική και τα $\varphi \rightarrow \varphi_\infty$ για $r \rightarrow \infty$ έτσι ώστε η δύναμη- φ σε ένα σωματίδιο να εκμηδενίζεται σε άπειρες αποστάσεις.

Ας θεωρήσουμε τώρα ένα μεγαλύτερο αντικείμενο. Στο εσωτερικό του, το V_{eff} φτάνει το κατώτατο για $\varphi \approx \varphi_c$. Εξωτερικά, το πεδίο εξελίσσεται καθώς $\varphi \sim \exp(-m_\infty r)/r$ και φτάνει το φ_∞ για $r \gg R_c$. Κατά την μετάβαση αυτή, για $r = R_c$, τα φ και $d\varphi/dr$ πρέπει να είναι συνεχή, άρα, λυνοντας την πιο πάνω εξίσωση:

$$\varphi(r) \approx -\varphi_\infty \left(1 - \frac{\kappa(\varphi_\infty - \varphi_c)}{6\beta\Phi_c}\right) \frac{R_c e^{-m_\infty(r-R_c)}}{r} + \varphi_\infty$$

όπου $\Phi_c = Gm_c/R_c$ είναι το Νευτώνειο δυναμικό για το αντικείμενο.

Λόγω συνέχειας, στο στο σημείο $r = R_c$ παρουσιάζεται ένας λεπτός φλοιός πάχους ΔR_c κάτω από την επιφάνεια, όπου το πεδίο μεγαλώνει, και $\Delta R_c/R_c \ll 1$ ενώ $\varphi_c \ll \varphi_\infty$. Τότε η λύση γίνεται:

$$\varphi(r) \approx -\left(\frac{\kappa\beta}{4\pi}\right) \left(\frac{3\Delta R_c}{R_c}\right) \frac{M_c e^{-m_\infty(r-R_c)}}{r} + \varphi_\infty$$

όπου το $\Delta R_c/R_c$ είναι:

$$\frac{\Delta R_c}{R_c} \approx \frac{\kappa(\varphi_\infty - \varphi_c)}{6\beta\Phi_c}$$

Στην περίπτωση μικρότερων αντικειμένων, για $\Delta R_c/R_c > 1$, η προϋπόθεση του λεπτού φλοιού δεν ισχύει. Τότε ο συνολικός όγκος του φλοιού $3\Delta R_c/R_c$ γίνεται ίσος με 1 και η εξωτερική λύση:

$$\varphi(r) \approx -\left(\frac{\kappa\beta}{4\pi}\right) \frac{M_c e^{-m_\infty(r-R_c)}}{r} + \varphi_\infty$$

Θεωρώντας το δυναμικό $V(\varphi) = M^{4+n} \varphi^{-n}$, και για τιμές $n = \beta = 1$, εφαρμόζοντάς το στη Γη, η οποία πρέπει να έχει ένα λεπτό φλοιό, βλέπουμε ότι η ακτίνα αλληλεπίδρασης

(αντιστρόφως ανάλογη του πεδίου μάζας) είναι της τάξεως του 1mm στη Γη και της τάξεως των $10 - 10^4$ A.U. (astronomical units) για το ηλιακό σύστημα.

Ο μηχανισμός χαμελέοντα με λεπτό φλοιό ικανοποιεί βαρυτικούς ελέγχους, τόσο στο εργαστήριο όσο και σε δεδομένα από το ηλιακό σύστημα. Επίσης προβλέπει ότι το μέγεθος παραβίασης της αρχής της ισοδυναμίας και μια πέμπτη δύναμη, είναι αρκετά μεγαλύτερα στο κενό παρά στη Γη. Η δύναμη χαμελέοντα για ένα σωματίδιο μάζας M και coupling β δίνεται από τη σχέση:

$$\vec{F}_\varphi = -\kappa\beta M \vec{\nabla} \varphi$$

έτσι ώστε το φ να θεωρείται δυναμικό μιας πέμπτης δύναμης.

Στη Γη, υπολογίζοντας το $\vec{\nabla} \varphi$ και αντικαθιστώντας την $\varphi(r)$ στην πιο πάνω, παίρνουμε μια πέμπτη δύναμη για μάζα M και coupling β_i της τάξης του:

$$\vec{F}_\varphi = \frac{-\kappa^2 \beta \beta_i}{4\pi} \left(\frac{3\Delta R_{\Gamma\eta\varsigma}}{R_{\Gamma\eta\varsigma}} \right) \frac{M_{\Gamma\eta\varsigma} M}{r^2}$$

Η Γη έχει ένα λεπτό φλοιό $\Delta R/R \ll 1$, άρα η πέμπτη δύναμη στη Γη είναι μειωμένη.

Για ένα δορυφόρο στο διάστημα, υπολογίζοντας το $\vec{\nabla} \varphi$, παίρνουμε μια σημαντική πέμπτη δύναμη μεταξύ δύο σωμάτων μάζας M_1 και M_2 με coupling β_1 και β_2 :

$$\vec{F}_\varphi = \frac{-\kappa^2 \beta_1 \beta_2}{4\pi} \frac{M_1 M_2}{r^2}$$

Τότε η συνολική βαρυτική δύναμη μαζί με την πέμπτη δύναμη λόγω μηχανισμού χαμελέοντα μεταξύ δύο μαζών δίνεται από:

$$|\vec{F}| = \frac{GM_1 M_2}{r^2} (1 + 2\beta_1 \beta_2)$$

έτσι η ενεργός σταθερά του Νεύτωνα είναι: $G_{eff} = G(1 + 2\beta_1 \beta_2)$.

Όσο για την παραβίαση της αρχής της ισοδυναμίας που προβλέπει αυτός ο μηχανισμός, παρατηρούμε ένα επιπλέον όρο για την επιτάχυνση: $\alpha_\varphi = -\kappa\beta \vec{\nabla} \varphi$ μέσα από την εξίσωση για τη δύναμη χαμελέοντα. Εδώ καλό είναι να αναφέρουμε και την παράμετρο Eotvos, η οποία μας δίνει τη διαφορά μεταξύ βαρυτικών και αδρανειακών επιταχύνσεων δύο σωμάτων διαφορετικής σύστασης, και είναι:

$$\eta \equiv \frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\alpha_\varphi}{\alpha_N}$$

όπου α_N είναι η Νευτώνεια επιτάχυνση στη Γη.

Εάν μελλοντικές έρευνες της βαρύτητας μέσω δορυφόρων παρατηρήσουν μια ενεργό σταθερά του Νεύτωνα η οποία διαφέρει κατά τάξεις μεγέθους από την μετρούμενη τιμή της εδώ στη Γη, ή εάν βρεθούν στοιχεία για παραβίαση της αρχής της ισοδυναμίας έξω από τα πειραματικά επιτρεπόμενα σφάλματα, όπως προβλέπει ο μηχανισμός χαμελέοντα, τότε αυτός θα αποτελεί ένα πολύ ισχυρό υποψήφιο για τη φύση της Σκοτεινής Ενέργειας.

3.6 Ενοποιημένη Σκοτεινή Ενέργεια και Ύλη

Αέριο Charlygin

Για να αποφευχθεί το πρόβλημα του fine-tuning του δυναμικού της πεμπτουσίας, αντί της μορφής ενός δυναμικού, στην καταστατική εξίσωση ενός εξωτικού ρευστού στο του παρασκηνίου. Αυτό το υγρό, ονομάζεται “Αέριο Charlygin” (**Charlygin gas**) και έχει την ακόλουθη καταστατική εξίσωση:

$$p = \frac{-A}{\rho^\alpha}$$

όπου A = θετική σταθερά και το α = μια παράμετρος (η οποία για το αέριο Charlygin κυμαίνεται μεταξύ $0 < \alpha \leq 1$). Αντικαθιστώντας αυτή την καταστατική εξίσωση στην εξίσωση διατήρησης ενέργειας, παίρνουμε:

$$\rho(t) = \left[A + \frac{B}{\alpha^{3(1+\alpha)}} \right]^{\frac{1}{1+\alpha}}$$

όπου B = μια σταθερά ολοκλήρωσης.

Στην εποχή του πρώιμου Σύμπαντος, έχουμε $\alpha \ll 1$ και η πυκνότητα ενέργειας του αερίου Charlygin είναι $\rho \sim \alpha^{-3}$, κάτι που αντιστοιχεί σε σύμπαν κυριαρχούμενο από ύλη. Στην μετέπειτα εποχή, με $\alpha \gg 1$, η πυκνότητα ενέργειας είναι $\rho \approx A^{1/(1+\alpha)} = \text{σταθερό}$, το οποίο αντιστοιχεί στο σύμπαν de Sitter. Έτσι, το αέριο Charlygin συμπεριφέρεται σαν Σκοτεινή Ύλη στην πρώιμη εποχή και σαν Σκοτεινή Ενέργεια στη μετέπειτα εποχή. Γι' αυτό το λόγο και αποκαλείται ως ένα ενοποιημένο μοντέλο Σκοτεινής Ενέργειας και Ύλης, με σκοπό να εξηγηθούν και τα δύο άγνωστα στοιχεία ως ένα συστατικό.

Η ενεργός ταχύτητα του ήχου του αερίου Charlygin:

$$c_s^2 = \frac{dp}{d\rho} = -\alpha w$$

όπου w = η παράμετρος της καταστατικής εξίσωσης για το αέριο. Μέσω των τριών άνωθι σχέσεων παίρνουμε:

$$c_s^2 = \alpha \left[1 + \frac{B/A}{\alpha^{3(1+\alpha)}} \right]^{-1}$$

Στο μοντέλο αερίου Charlygin, η ταχύτητα του ήχου είναι μικρή στην πρώιμη εποχή και αυξάνεται κατά τη μετέπειτα εποχή. Το πρόβλημα που παρουσιάζει αυτό το μοντέλο, είναι το ότι η μεγάλη ταχύτητα του ήχου κατά την μετέπειτα εποχή οδηγεί σε *αύξηση των ανομοιογενειών*. Εάν ίσχυε κάτι τέτοιο θα έπρεπε να παρατηρούμε διακυμάνσεις στο φάσμα ισχύος της ύλης για τεράστιων διαστάσεων αντικείμενα, κάτι το οποίο δεν έχει παρατηρηθεί. Οι παρατηρήσεις περιορίζουν το ανώτατο των τιμών για το α , σε όριο:

$$|\alpha| \leq 10^{-5}$$

Έτσι, το μοντέλο του αερίου Charlygin με $|\alpha| \gg 10^{-5}$ απορρίπτεται. Επίσης, το μοντέλο αυτό γίνεται πανομοιότυπο με το μοντέλο Λ CDM, για το οποίο ισχύει $\alpha = -1$ και $w = \text{σταθ.} = 0$ για την πρώιμη εποχή και $w = -1$ για τη μετέπειτα εποχή, με $c_s = -\alpha w = 1$ για την

τωρινή εποχή.

H K-Essence ως Ενοποιημένη Σκοτεινή Ενέργεια

Χρησιμοποιώντας την K-Essence ως ένα ενοποιημένο μοντέλο Σκοτεινής Ενέργειας και Ύλης, αποφεύγουμε το πρόβλημα που παρουσιάζει το μοντέλο του αερίου Charlygin.

Για τη Lagrangian πυκνότητα της K-Essence, $p(X)$, υποθέτουμε ότι το $p(X)$ μπορεί να επεκταθεί γύρω από το ακρότατό του $X = X_0$ ως:

$$p(X) = p_0 + p_2(X - X_0)^2$$

όπου p_0 και $p_2 =$ σταθερές. Η πίεση της K-Essence $p_K = p$ και η πυκνότητα ενέργειας $\rho_K = 2X_{p,x} - p$ ικανοποιούν την εξίσωση διατήρησης ενέργειας: $\dot{\rho}_K + 3H(\rho_K + p_K) = 0$ και ισχύει:

$$(p_{,x} + 2X_{p,xx})\dot{X} + 6H_{p,x}X = 0$$

όπου ας θυμίσουμε ότι ο συμβολισμός δείκτη ($,x$ ή p,x) δείχνουν ως προς ποια μεταβλητή γίνεται η παραγωγή.

Γύρω από τη λύση $X = X_0$ εισάγουμε μια μικρή διαταραχή: $\varepsilon \equiv \frac{X - X_0}{X_0} \ll 1$.

Σε συνδυασμό με τις πιο πάνω εξισώσεις για το $p(X)$, υπολογίζουμε:

$$\dot{\varepsilon} = -3H\varepsilon = \frac{\dot{X}}{X_0} \rightarrow X = X_0 \left[1 + \varepsilon_1 \left(\frac{\alpha}{\alpha_1} \right)^{-3} \right]$$

με τα ε_1 και α_1 να είναι νέες σταθερές. Επίσης $X \approx X_0$ όταν $\varepsilon_1 (\alpha/\alpha_1)^{-3} \ll 1$.

Από τις πιο πάνω παίρνουμε την καταστατική εξίσωση για τη K-Essence ως ενοποιημένη Σκοτεινή Ύλη:

$$w_K \simeq - \left[1 - \frac{4p_2}{p_0} X_0^2 \varepsilon_1 \left(\frac{\alpha}{\alpha_1} \right)^{-3} \right]^{-1}$$

Κατά την *πρώιμη εποχή*: $w_K \rightarrow 0$, ενώ κατά την *μετέπειτα εποχή*: $w_K \rightarrow -1$.

Η ενεργός ταχύτητα του ήχου, γίνεται:

$$c_s^2 \simeq \frac{1}{2} \varepsilon_1 \left(\frac{\alpha}{\alpha_1} \right)^{-3} \ll 1$$

και έτσι το πρόβλημα του αερίου Charlygin, της τεράστιας ταχύτητας του ήχου, αποφεύγεται.

3.7 Τροποποιημένη Βαρύτητα $f(R)$

Άλλο ένα μοντέλο που προτάθηκε τα τελευταία χρόνια, κυρίως για την εξήγηση της σύστασης των γαλαξιών και του φαινομένου της διατήρησης τροχιάς σε μεγάλες ταχύτητες, κάτι το οποίο υποδεικνύει μεγαλύτερα ποσά μάζας σε μεγάλα συστήματα από ότι υπολογίζεται μέσω της ΓΘΣ, είναι η *τροποποιημένη βαρύτητα*. Αυτό το μοντέλο έχει ως σκοπό να περιγράψει αυτό το περίσσειμα μάζας, το οποίο μέχρι σήμερα αποδίδεται στην ύπαρξη Σκοτεινής Ύλης.

Σε άλλα μοντέλα, τα οποία υπέθεσαν τροποποίηση της ύλης, έγινε μια τροποποίηση στο δεξί μέλος της εξίσωσης του Einstein:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

Τώρα, θεωρούμε μια τροποποίηση στο αριστερό μέλος. Έτσι, αντί της υπόθεσης ενός βαθμωτού πεδίου, τροποποιούμε τον όρο δράσης Einstein – Hilbert. Μπορούμε να θεωρήσουμε μια δράση με μεγαλύτερης τάξεως αναλλοίωτες καμπυλότητας, όπως:

$$S = \frac{-1}{16\pi G} \int d^4 x \sqrt{-g} (R + \alpha R^2 + \beta R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} + \gamma R^3 + \dots)$$

Σε γενικές γραμμές, ο όρος της βαρύτητας του Einstein προκαλεί δεύτερης τάξεως εξισώσεις κίνησης. Αλλά κάθε τροποποίηση της βαρύτητας Einstein επιφέρει παράγωγα μεγαλύτερου βαθμού, όπως για παράδειγμα, εκτός από βαρυτικά κύματα, το βαρυτικό πεδίο έχει επιπλέον βαθμούς ελευθερίας, συμπεριλαμβανομένου ενός βαθμωτού πεδίου.

Κοσμολογία και $f(R)$

Ας θεωρήσουμε τη δράση:

$$S = \frac{-1}{16\pi G} \int d^4 x \sqrt{-g} f(R) + \int d^4 x \sqrt{-g} L_M$$

στην οποία το $f(R)$ αποτελεί μια αυθαίρετη συνάρτηση της βαθμωτής καμπυλότητας R . Χρησιμοποιώντας το σύμμορφο μετασχηματισμό: $g_{\mu\nu} \rightarrow \tilde{g}_{\mu\nu} = (\partial f / \partial R) g_{\mu\nu}$, μπορούμε να δείξουμε ότι η θεωρία βαρύτητας παραγώγων μεγαλύτερου βαθμού (μορφή Jordan) είναι σύμμορφα αντίστοιχη της βαρύτητας Einstein με ένα επιπλέον βαθμωτό πεδίο (μορφή Einstein). Αυτή η θεωρία τροποποιημένης βαρύτητας ονομάζεται "**βαρύτητα $f(R)$** ". Μια ενδιαφέρουσα ιδιότητα της βαρύτητας $f(R)$ είναι το ότι ο πληθωρισμός προκαλείται μέσω του δυναμικού ενός βαθμωτού πεδίου.

Η πιο πάνω δράση, εφαρμόζοντας την πιο πάνω μετρική $g_{\mu\nu}$, δίνει την τροποποιημένη εξίσωση Einstein:

$$f_{,R} R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} f g_{\mu\nu} - \nabla_\mu \nabla_\nu f_{,R} + g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} \nabla_\mu \nabla_\nu f_{,R} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

με το δείκτη " R " να δείχνει παραγωγή ως προς R και το ∇_μ να δείχνει τη συναλλοίωτη παράγωγο κλπ. Το ίχνος της εξίσωσης Einstein δίνεται από την:

$$3 g^{\mu\nu} \nabla_\mu \nabla_\nu f_{,R} + f_{,R} R - 2f = 8\pi G g^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$$

με $g^{\mu\nu} T_{\mu\nu} = T = \rho_M - 3 p_M$.

Για να λάβουμε την πληθωριστική λύση, μελετούμε το σημείο de Sitter. Ο χώρος de Sitter αποτελεί μια λύση κενού ($T = 0$) με σταθερή θετική καμπυλότητα ($R = \text{σταθ.}$). Άρα ισχύει:

$$f_{,R} R - 2f = 0$$

Εάν ένα μοντέλο σκοτεινής ενέργειας της βαρύτητας $f(R)$ ικανοποιεί αυτή τη συνθήκη, εξάγεται τότε μια λύση de Sitter για τη μετέπειτα εποχή.

Θεωρώντας επίπεδη μετρική FRW, παίρνουμε τις τροποποιημένες εξισώσεις Friedmann:

$$3 f_{,R} H^2 = 8 \pi G \rho_m + (f_{,R} R - f)/2 - 3 H \dot{f}_{,R}$$

$$3 f_{,R} H^2 = 8 \pi G \rho_m + (f_{,R} R - f)/2 - 3 H \dot{f}_{,R}$$

οι οποίες γράφονται και ως:

$$\begin{aligned} 3 A H^2 &= 8 \pi G (\rho_m + \rho_{DE}) \\ -2 A \dot{H} &= 8 \pi G (\rho_m + \rho_{DE} + p_{DE}) \end{aligned}$$

με το $A = \text{σταθερά}$ και το $p_m = 0$. Τα ρ_{DE} και p_{DE} εξάγονται ανάλογα μέσα από την πιο πάνω τετράδα εξισώσεων, έτσι ώστε να ισχύουν. Για την καταστατική εξίσωση, τότε, έχουμε:

$$w_{DE} \equiv \frac{p_{DE}}{\rho_{DE}} = \frac{-2 A \dot{H} + 3 A H^2}{3 A H^2 - 8 \pi G \rho_m}$$

Για να έχουμε την εποχή κυριαρχίας της συνήθους ύλης θέτουμε στην πιο πάνω $A = 1$, ενώ η w_{DE} μπορεί να είναι μικρότερη του -1 .

Κοσμολογικοί και τοπικοί βαρυτικοί περιορισμοί

Σε μια προσπάθεια να λάβουμε τους περιορισμούς τους οποίους πρέπει να ικανοποιεί μια συνεπής θεωρία βαρύτητας $f(R)$, πρέπει να μελετηθεί το πως επηρεάζονται μεγάλης κλίμακας περιοχές αλλά και τοπικά βαρυτικά πεδία, έτσι ώστε να ξεχωρίσουμε το μοντέλο βαρύτητας $f(R)$ από το μοντέλο Λ CDM.

Αρχικά, βλέπουμε να ισχύουν δύο περιορισμοί: (1) Χρειαζόμαστε $f_{,R}(R) < 0$, για να αποφύγουμε την αντι-βαρύτητα. (2) Χρειαζόμαστε τον περιορισμό $f_{,RR}(R) > 0$, αφού η ενεργός μάζα του βαθμωτού πεδίου: $M_{f(R)}^2 \simeq 1/(3 f_{,RR})$, και θέλουμε να αποφύγουμε ταχυνική αστάθεια για το τετράγωνο αρνητικής μάζας. Από τις δύο αυτές *συνθήκες σταθερότητας* και τη συνθήκη για το σημείο de Sitter που αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, έχουμε σταθερότητα για:

$$M_{f(R)}^2 \simeq 1/(3 f_{,RR})$$

Η πρώτη εισήγηση θα ήταν της μορφής: $f(R) = -R + \alpha R^2$. Αυτή η λύση όμως δεν εξηγεί την τωρινή επιταχυνόμενη διαστολή, διότι: $R^2 \ll |R|$ στην τωρινή εποχή. Η επόμενη εισήγηση είναι: $f(R) = -R - \alpha/R^n$, με ($\alpha, n > 0$), επίσης απορρίπτεται από τους πιο πάνω περιορισμούς.

Παραδείγματα μοντέλων τα οποία ικανοποιούν τους πιο πάνω περιορισμούς είναι τα

παρακάτω:

$$f(R) = -R - \mu R_c \frac{(R/R_c)^{2n}}{(R/R_c)^{2n} + 1} \quad \mu \varepsilon \quad n, \mu, R_c > 0$$

$$f(R) = -R - \mu R_c \frac{(R/R_c)^{2n}}{(R/R_c)^{2n} + 1} \quad \mu \varepsilon \quad n, \mu, R_c > 0$$

$$f(R) = -R - \mu R_c \tanh\left(\frac{|R|}{R_c}\right) \quad \mu \varepsilon \quad \mu, R_c > 0$$

Αυτά τα μοντέλα ικανοποιούν τη σχέση $f(R=0) = 0$, και η κοσμολογική σταθερά εξαλείφεται για επίπεδο χωροχρόνο.

Το μοντέλο Λ CDM και η βαρύτητα $f(R)$ προβλέπουν διαφορετική ιστορία δημιουργίας δομής. Ας θυμίσουμε ότι για το μοντέλο Λ CDM ισχύει η συνάρτηση: $f(R) = -R - 2\Lambda$. Έχουμε μια ημι-προσεγγιστική διαφορική εξίσωση της *διαταραχής της πυκνότητας ύλης*:

$$\ddot{\delta}_m = 2H\dot{\delta}_m - 4\pi G_{\text{eff}}\rho_m\delta_m \simeq 0$$

όπου η ενεργός βαρυτική σταθερά G_{eff} δίνεται από:

$$G_{\text{eff}} \equiv \frac{-G}{f_{,R}} \frac{1 - 4mk^2/(\alpha^2 R)}{1 - 3mk^2/(\alpha^2 R)}, \quad \mu \varepsilon \quad m \equiv \frac{R f_{,RR}}{f_{,R}}$$

Εδώ το m = παράμετρος απόκλισης από το μοντέλο Λ CDM.

Για μικρή απόκλιση από το Λ CDM, δηλαδή: $-mk^2/(\alpha^2 R) \ll 1$, η ενεργός βαρυτική σταθερά G_{eff} είναι πολύ κοντά στη Νευτώνεια βαρυτική σταθερά G , έτσι ώστε ισχύει $\delta_m \propto t^{2/3}$ κατά την εποχή κυριαρχίας ύλης. Για μεγάλη απόκλιση όμως, ($\gg 1$), η $G_{\text{eff}} \simeq -4G/3 f_{,R}$ έτσι ώστε ισχύει $\delta_m \propto t^{(\sqrt{33}-1)/6}$. Στη συνέχεια θα μελετήσουμε ένα άλλο μοντέλο, το DGP, το οποίο θα δούμε πως υποθέτει κάτι παρόμοιο, δηλαδή ότι σε μικρές κλίμακες ισχύει η βαρύτητα Einstein, ενώ σε μεγάλες κλίμακες η τροποποιημένη βαρύτητα παίζει πιο σημαντικό ρόλο.

Υπολογίζοντας το φάσμα ισχύος της ύλης: $P_{\delta m} = |\delta_m|^2$, μπορούμε να μελετήσουμε κατά πόσον η βαρύτητα $f(R)$ πιθανώς να ισχύει στη φύση. Επίσης, η τροποποιημένη εξέλιξη της διαταραχής της ύλης επηρεάζει άμεσα το φάσμα ισχύος στον ασθενή εστιασμό. Σε περιοχές υψηλής πυκνότητας, η βαρύτητα $f(R)$ πρέπει να συμπίπτει με το μοντέλο Λ CDM, έτσι ώστε να είναι εντός των περιορισμών.

Πρόσφατα, μελετήθηκαν παρατηρήσεις της βαρυτικής ερυθρής μετατόπισης φωτός που προέρχεται από γαλαξίες σε σμήνη, σε επίπεδο εμπιστοσύνης 99%, με βάση αρχαιακά δεδομένα από τους Wojtak, Hansen και Hjorth, σε άρθρο το οποίο δημοσιοποιήθηκε στο περιοδικό “Nature” το φθινόπωρο του 2011 (Wojtak et al., 2011). Όπως αναφέρεται στην περίληψη του εγγράφου: “*Η μέτρηση συμφωνεί με τις προβλέψεις της Γενικής Σχετικότητας και την τροποποίησή της ώστε να εξηγήσει την κοσμική επιτάχυνση, χωρίς την ανάγκη για την Σκοτεινή Ενέργεια (f(R) θεωρία), αλλά δεν συνάδει με εναλλακτικά μοντέλα έχουν σχεδιαστεί για να αποφευχθεί η παρουσία της Σκοτεινής Ύλης.*”

Τα εναλλακτικά μοντέλα για τα οποία γίνεται λόγος στο άρθρο θα μελετηθούν στη συνέχεια της εργασίας, ενώ παράλληλα θα παρατεθούν και τα ευρήματα της έρευνας αυτής.

3.8 Μοντέλο DGP

Ας μελετήσουμε τώρα ένα άλλο μοντέλο, το *μοντέλο κοσμικών βράνων (brane world)* των *Dvali, Gabadadze και Porrati* (εξ' ού και τα αρχικά "DGP"). Εδώ προτείνεται ότι η κοσμική επιτάχυνση συμβολίζει την ελλειπή αντίληψή μας για τις βαρυτικές αλληλεπιδράσεις. Ας θεωρήσουμε τον 4-διάστατο χωροχρόνο μας ως μια *βράνη* η οποία είναι ενσωματωμένη σε ένα μεγαλύτερο 5-διάστατο χωροχρόνο Minkowski με άπειρου μεγέθους επιπλέον διαστάσεις. Όλα τα σωματίδια και οι δυνάμεις του καθιερωμένου μοντέλου είναι "φυλακισμένα" μέσα στην 4-διάστατη βράνη, ενώ η βαρύτητα κινείται ελεύθερα μέσα στο 5-διάστατο χωροχρόνο.

Κοσμολογία Βράνων

Η δράση του μοντέλου DGP είναι:

$$S = \frac{-M_{(5)}^3}{2} \int d^5 X \sqrt{-\tilde{g}} \tilde{R} - \frac{M_{pl}^2}{2} \int d^4 x \sqrt{-g} R + \int d^4 x \sqrt{-g} L_m$$

όπου ο όρος \tilde{g}_{AB} συμβολίζει τη μετρική των 5-διαστάσεων και το \tilde{R} είναι η βαθμωτή Ricci του, ενώ ο όρος $g_{\mu\nu}$ είναι η γνωστή μετρική (στη βράνη) και το R η αντίστοιχη βαθμωτή Ricci. Οι πρώτοι δύο όροι της δράσης αποτελούν τη δράση Einstein – Hilbert σε 5-διάστατο χωροχρόνο και στη βράνη αντίστοιχα. Ο τρίτος όρος είναι η δράση της ύλης, με L_m τη Langrangian ύλης περιορισμένη στη βράνη. Ο δεύτερος όρος προκύπτει είτε με κβαντομηχανικές διορθώσεις από την 5-διάστατη βαρύτητα, είτε μέσω coupling με ένα 5-διάστατο βαθμωτό πεδίο.

Τα κεφαλαία γράμματα, στους συμβολισμούς, χρησιμοποιούνται για τις 5-διάστατες ποσότητες ($A, B = 0,1,2,3,5$), ενώ οι συντεταγμένες της 4-διάστατης βράνης είναι x_μ ($\mu = 0,1,2,3$). Η επιπλέον συντεταγμένη συμβολίζεται με "y". Η μετρική στη βράνη δίνεται από:

$$g_{\mu\nu} = \partial_\mu X^A \partial_\nu X^B \tilde{g}_{AB}$$

$$g_{\mu\nu}(x) \equiv \tilde{g}_{\mu\nu}(x, y=0)$$

Όπως και σε προηγούμενα κεφάλαια, η 4-διάστατη μάζα Planck συμβολίζεται με M_{PL} , ενώ η 5-διάστατη με $M_{(5)}$. Η *κλίμακα διασταύρωσης* r_c ορίζεται ως:

$$r_c \equiv \frac{M_{PL}^2}{2M_{(5)}^3}$$

Εάν το χαρακτηριστικό μήκος της κλίμακας, $r \equiv \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ είναι πολύ μικρότερο της κλίμακας διασταύρωσης, r_c , η βαρύτητα συμπεριφέρεται ανάλογα με την συνήθη 4-διάστατη θεωρία. Αντιθέτως, σε *μεγάλες αποστάσεις*, η βαρύτητα "χάνεται" μέσα στον 5-διάστατο χώρο έτσι ώστε να παρατηρείται μια *αποδυναμωμένη βαρύτητα στη βράνη*. Άρα, η μεγαλύτερη διάσταση διαδραματίζει ένα σημαντικό ρόλο.

Το βαρυτικό δυναμικό ασθενούς πεδίου, σε σχέση με την κλίμακα διασταύρωσης είναι:

$$V(r) \sim r^{-1} \quad \text{για } r \ll r_c$$

$$V(r) \sim r^{-2} \quad \text{για } r \gg r_c$$

Ας δούμε τώρα πώς η επιπλέον διάσταση επηρεάζει την κοσμολογία της 4-διάστατης βράνης. Η μετρική 5-διάστατου χωροχρόνου είναι:

$$ds^2 = \tilde{g}_{AB} dx^A dx^B$$

Το 5-διάστατο στοιχείο γραμμής είναι:

$$ds^2 = N^2(t, y) dt^2 - A^2(t, y) \gamma_{i,j} dx^i dx^j - B^2(t, y) dy^2$$

όπου το γ_{ij} είναι συμμετρική 3-διάστατη μετρική και η υπερ-επιφάνεια της βράνης ορίζεται από $y = 0$. Οι συντελεστές της μετρικής είναι:

$$N(t, y) = 1 + \varepsilon |y| \dot{\alpha} (\dot{\alpha}^2 + k)^{-1/2}$$

$$A(t, y) = \alpha + \varepsilon |y| (\dot{\alpha}^2 + k)^{1/2}$$

$$B(t, y) = 1$$

με το $\varepsilon = \pm 1$ και το $\alpha(t) = 4$ -διάστατος συντελεστής κλίμακας. Για $y = 0$, λαμβάνουμε την 4-διάστατη μετρική FRW. Η εξίσωση Einstein σε 5-διαστάσεις είναι:

$$\tilde{G}_{AB} \equiv \tilde{R}_{AB} - \frac{1}{2} \tilde{R} \tilde{g}_{AB} = 0$$

Ο πρώτος όρος αποτελεί τον τανυστή Einstein σε 5-διαστάσεις. Έτσι η 4-διάστατη εξίσωση Einstein:

$$G_{\mu\nu} - \frac{1}{r_c} (K_{\mu\nu} - K g_{\mu\nu}) = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

με $K_{\mu\nu} =$ εξωγενής καμπυλότητα της βράνης. Η τροποποιημένη εξ. Friedmann:

$$H^2 + \frac{k}{\alpha^2} = \left(\sqrt{\frac{\rho}{3 M_{PL}^2} + \frac{1}{4 r_c^2} + \frac{\varepsilon}{2 r_c}} \right)^2$$

με $\rho =$ πυκνότητα ενέργειας του κοσμικού υγρού. Εάν ο πρώτος όρος της ρίζας είναι κατά πολύ μεγαλύτερος του δεύτερου, δηλαδή βρισκόμαστε στο πρώιμο Σύμπαν, η εξ. Friedmann παίρνει τη συνήθη της μορφή.

Για επίπεδη γεωμετρία ($k = 0$) η πιο πάνω εξίσωση:

$$H^2 - \frac{\varepsilon}{r_c} = \frac{\rho}{3 M_{PL}^2}$$

Στην περίπτωση: $H^{-1} \ll r_c$, ο δεύτερος όρος της πιο πάνω είναι αμελητέος και έχουμε:

$$H^2 = \frac{8\pi G \rho}{3}$$

Στην περίπτωση που: $H^{-1} \gg r_c$, ο δεύτερος όρος παίζει σημαντικό ρόλο και έχουμε δύο κοσμολογικές λύσεις:

Για $\varepsilon = -1$:

$$H \rightarrow H_\infty = \frac{\rho}{6 M_{(5)}^3}$$

Για $\varepsilon = +1$ (λύση de Sitter):

$$H \rightarrow H_\infty = \frac{1}{r_c}$$

Στη λύση de Sitter παρατηρούμε μια επιτάχυνση στη μετέπειτα εποχή. Αυτή η λύση παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον διότι οδηγεί το Σύμπαν σε αυτο-πληθρισμό χωρίς την ανάγκη της Σκοτεινής Ενέργειας. Επίσης, για να έχουμε αυτή την επιτάχυνση στη μετέπειτα εποχή, πρέπει:

$$r_c \sim H_0^{-1} \quad \text{άρα} \quad M_{(s)} = 10 - 100 \text{ MeV}$$

Παρατηρησιακός Έλεγχος

Ένας πολύ σημαντικός στόχος των παρατηρησιακών ελέγχων, είναι να ξεχωρίσουν τα μοντέλα της τροποποιημένης βαρύτητας από το μοντέλο Λ CDM. Ας ξαναγράψουμε την εξ. Friedmann, αυτή τη φορά ως προς τους όρους της ερυθρής μετατόπισης:

$$H^2(z) = H_0^2 \{ \Omega_k (1+z)^2 + (\sqrt{\Omega_{rc}} + \sqrt{\Omega_{rc} + \Omega_m (1+z)^3})^2 \}$$

όπου η ερυθρή μετατόπιση: $1+z = \alpha_0/\alpha$. Οι παράμετροι πυκνότητας είναι:

$$\Omega_m \equiv \frac{8\pi G}{3} \frac{\rho_{m,0}}{H_0^2 \alpha_0^3}, \quad \Omega_k \equiv \frac{-k}{H_0^2 \alpha_0^2}, \quad \Omega_{rc} \equiv \frac{1}{4r_c^2 H_0^2}$$

Αντικαθιστώντας αυτά στην εξ. Friedmann και θέτοντας $z = 0$, λαμβάνουμε τη *συνθήκη κανονικοποίησης*:

$$\Omega_k + (\sqrt{\Omega_{rc}} + \sqrt{\Omega_{rc} + \Omega_m})^2 = 1$$

που διαφέρει από την συνήθη σχέση: $\Omega_k + \Omega_m + \Omega_{DE} = 1$.

Για επίπεδο Σύμπαν ($\Omega_k = 0$) η συνθήκη γίνεται:

$$\Omega_{rc} = \left(\frac{1 - \Omega_m}{2} \right)^2, \quad \Omega_{rc} \leq 1$$

Συγκριτικά, παρατηρούμε ότι ο όρος Ω_{rc} παίζει παρόμοιο, αλλά διαφορετικό ρόλο από τον όρο Ω_{DE} , ενώ σε επίπεδο σύμπαν πάντα: $\Omega_{rc} < \Omega_{DE}$.

Για την απόσταση φωτεινότητας d_L τώρα ισχύει:

$$d_L(z) = \frac{1+z}{\sqrt{\Omega_k} H_0} S_k \left(H_0 \sqrt{\Omega_k} \frac{dx}{H(x)} \right)$$

με το $S_k(x)$ να ισούται με $\sin x$, x και $\sinh x$ για $k = 1, 0$ και -1 αντίστοιχα. Το φαινόμενο μέγεθος (*apparent magnitude*) δίνεται (σε Mpc) από:

$$m = M + 5 \log d_L + 25$$

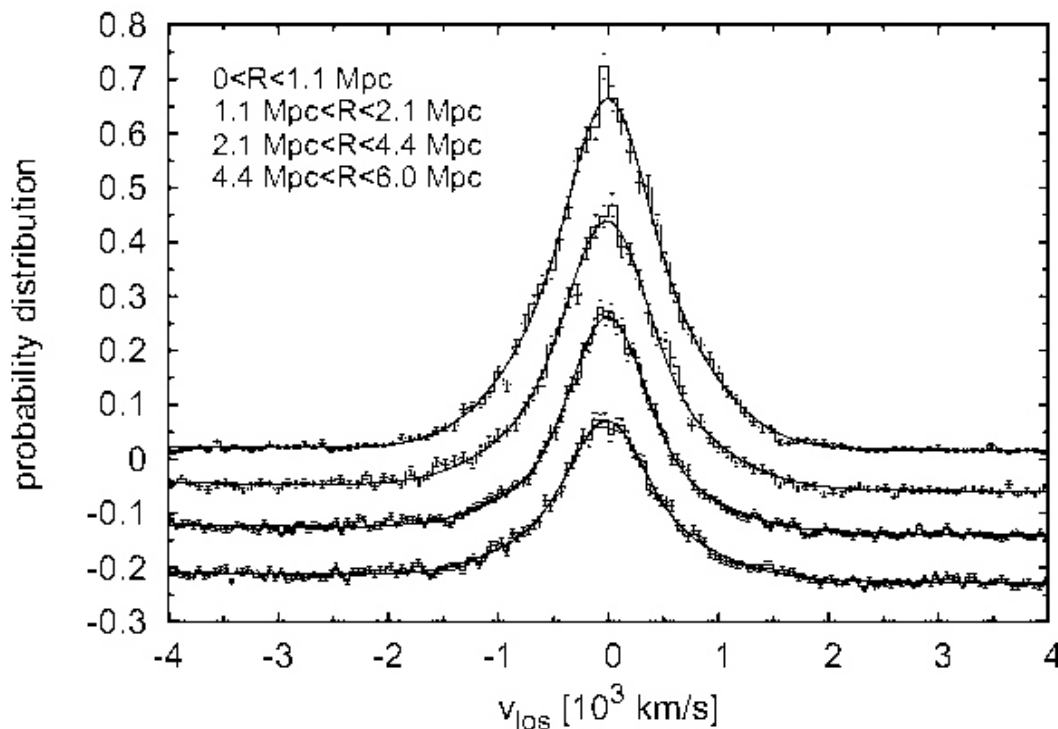
όπου το $M =$ *απόλυτο μέγεθος*. Λαμβάνοντας τους υπερκαινοφανείς Τύπου Ia ως “*πρότυπα κεριά*” και γνωρίζοντας την ακριβή τιμή του H_0 , το M είναι το ίδιο για όλους του

υπερκαινοφανείς, και έτσι μετρώντας τα φαινόμενα μεγέθη τους, μπορούμε να συγκρίνουμε το μοντέλο ευθέως με τις παρατηρήσεις των υπερκαινοφανών.

Πέρα από κάποιες “ελκυστικές” ιδιότητες, το μοντέλο DGP πάσχει από αστάθειες, αλλά και από παρατηρησιακά προβλήματα. Δεδομένα που συλλέγηκαν και παρουσιάστηκαν το φθινόπωρο του 2011, όπως αναφέραμε στο προηγούμενο υποκεφάλαιο, μελέτησαν ένα τεράστιο αρχείο υπερκαινοφανών Τύπου Ia, μετρήσεων πειραμάτων BAO και του CMB. Τα αποτελέσματα αυτής της έρευνας δείχνουν να είναι λιγότερο συμβατά με το μοντέλο αυτού του κεφαλαίου, και γενικά με μοντέλα τροποποιημένων εξισώσεων Friedmann, ενώ δείχνουν να ευνοούν μοντέλα που χρησιμοποιούν τη συνήθη εξίσωση Friedmann, όπως το Λ CDM. Ας δούμε τώρα πιο λεπτομερώς τα γενικά συμπεράσματα της έρευνας.

Οι ερευνητές πήραν δεδομένα από το Sky Survey Sloan Digital (SDSS) και τον κατάλογο Γκαουσιανού Μείγματος Φωτεινότερης Συστάδας Γαλαξιών (GMBCG), και έλεγξαν κατά πόσο είναι δυνατό να παρατηρηθεί η βαρυτική δέσμευση (gravitationally bound) των γαλαξιών μέσα στις συστάδες, αφότου αφαιρέθηκε η συνολική ροή Hubble (Hubble flow). Αν δεν μπορεί να παρατηρηθεί κάτι τέτοιο, οι παρακάτω καμπύλες (που παρουσιάζουν τις κατανομές ταχύτητας για διαφορετικές αποστάσεις) θα ήταν επίπεδες, αλλά το ημι-Γκαουσιανό σχήμα σε αυτές τις καμπύλες, δείχνει πως, στην πραγματικότητα, ότι αυτοί οι γαλαξίες είναι βαρυτικά δεσμευμένοι από τις συστάδες τους.

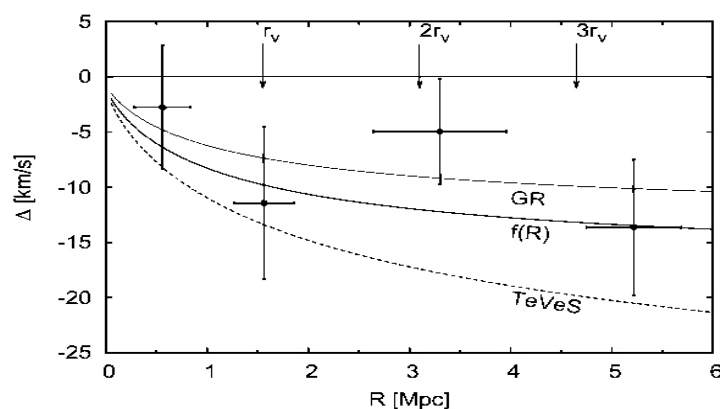
Έτσι αφού γνωρίζουμε για αυτή τη βαρυτική δέσμευση, ποιά είναι η **βαρυτική ερυθρή τους μετατόπιση**; Αυτό είναι εξαιρετικά δύσκολο να μετρηθεί, αφού αποτελεί την απόκλιση των δεδομένων (κουκκίδες) από τις Γκαουσιανές καμπύλες (μαύρες καμπύλες), η οποία είναι ελάχιστη, αλλά μετρίσιμη.



Με τα δεδομένα που έχουν συλλεχθεί μέχρι τώρα, η **Γενική Θεωρία της Σχετικότητας με Σκοτεινή Ύλη (και Σκοτεινή Ενέργεια)** αποτελούν την καλύτερη προσαρμογή (*best fit*), όπως φαίνεται στο πιο κάτω διάγραμμα σύγκρισης της απόκλισης του

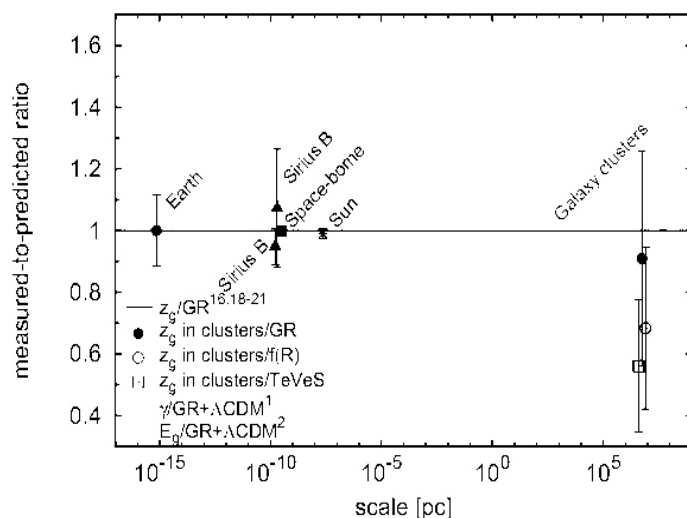
κάθε μοντέλου από την παρατήρηση. Μία από τις εναλλακτικές λύσεις που μελετήσαμε, η βαρύτητα $f(R)$ (η οποία αντικαθιστά την σκοτεινή ενέργεια, αλλά όχι και τη σκοτεινή ύλη), είναι μια ελαφρώς χειρότερη προσαρμογή, αλλά δεν αποκλείεται.

Στην πιο κάτω εικόνα, η κατώτερη καμπύλη με το όνομα “*TeVēS*” (Tensor-Vector-Scalar Gravity) αναπαριστά μια προτεινόμενη σχετικιστική θεωρία η οποία προσπαθεί να εξηγήσει τα φαινόμενα που προκαλούνται από την Σκοτεινή Ύλη, προσπαθώντας να την αποφύγει, χρησιμοποιώντας *Τροποποιημένη Νευτώνεια Δυναμική* (MoND – Modified Newtonian Dynamics). Η MoND αποτελεί μια θεωρία η οποία προτείνει μια τροποποίηση στην Νευτώνεια βαρύτητα έτσι ώστε να επιλυθεί το πρόβλημα γαλαξιακής περιστροφής, ενώ η διαφορά της με την TeVeS βρίσκεται στο ότι, η δεύτερη μπορεί να εξηγήσει το φαινόμενο του βαρυτικού εστιασμού ενώ η πρώτη αδυνατεί. Το σημαντικότερο δεδομένο όσον αφορά την θεωρία αυτή στο παρακάτω διάγραμμα, είναι ότι αυτή η θεωρία που επιχειρεί να αποφύγει την Σκοτεινή Ύλη, αποκλείεται από την ανάλυση.



Άλλη μια συγκριτική γραφική παράσταση των προβλέψεων κάθε μοντέλου, έναντι των παρατηρησιακών αποτελεσμάτων παρουσιάζεται στη συνέχεια. Εδώ με z_g συμβολίζεται η βαρυτική ερυθρή μετατόπιση, και συγκρίνονται θεωρίες της $\Gamma\Theta\Sigma$ (GR) με το μοντέλο Λ CDM με θεωρίες της $\Gamma\Theta\Sigma$ αυτής καθεαυτής, της τροποποιημένης βαρύτητας $f(R)$ και το μοντέλο *TeVēS*. Οι κάθετες ευθείες, συμβολίζουν τα περιθώρια σφάλματος.

Συμπεραίνουμε ότι τα μοντέλα $\Gamma\Theta\Sigma + \Lambda$ CDM βρίσκονται στην **καλύτερη συμφωνία με τις παρατηρήσεις**, το μοντέλο $f(R)$ βρίσκεται **οριακά εκτός ορίου σφάλματος** (αλλά δεν αποκλείεται), ενώ το *TeVēS* είναι **αρκετά εκτός των παρατηρήσεων** για να θεωρείται επιτυχημένο μοντέλο.



3.9 Ανομοιογενές Μοντέλο LTB

Αυτό το μοντέλο υποθέτει ότι ο λόγος της φαινόμενης επιταχυνόμενης διαστολής του Σύμπαντος δεν προκαλείται από μια μορφή Σκοτεινής Ενέργειας, αλλά από **ανομοιογένειες στην κατανομή ύλης**. Η βασική ιδέα είναι σε διαφορετικές περιοχές του Σύμπαντος υπάρχουν ανομοιογένειες για μεγάλες κλίμακες, π.χ. στη μορφή “φυσαλίδων” χαμηλής πυκνότητας, και ότι πιθανόν να ζούμε σε μια περιοχή με μια τέτοια ανομοιογένεια, που προκαλεί την φαινόμενη επιτάχυνση, ενώ έξω από αυτή την περιοχή, αλλού στο Σύμπαν, αυτό δεν παρατηρείται.

Η ιδέα βασίζεται στο ότι το Σύμπαν μπορεί να μην είναι ομοιογενές. Σε ένα ομοιογενές σύμπαν η διαστολή εξαρτάται μόνο από το χρόνο, ενώ σε ένα ανομοιογενές σύμπαν εξαρτάται από το χρόνο και το χώρο. Έτσι η παρατήρηση μεγαλύτερα επιταχυνόμενων απομακρυνόμενων αντικειμένων με χαμηλή ερυθρή μετατόπιση απότι για υψηλότερες ερυθρές μετατοπίσεις, σε ομοιογενές σύμπαν αυτό δίνει κοσμική επιτάχυνση, ενώ σε ανομοιογενές είναι αποτέλεσμα χωρικών διακυμάνσεων, με την επιτάχυνση αυτή να φαίνεται πιο έντονη σε κάποιες περιοχές του σύμπαντος.

Το πρώτο μοντέλο χαμηλής πυκνότητας κενού προτάθηκε από τον Tomita στη μορφή τοπικής ανομοιογένειας κενού, ξεχωριστό από την ομοιογενή FRW με ένα φλοιό μοναδικής μάζας. Στα όρια αυτού του φλοιού έχουμε μια *ασυνέχεια*. Αυτό το μοντέλο αναπτύχθηκε σε κάτι πιο ρεαλιστικό, με συνέχεια μετάβασης μεταξύ του εσωτερικού και του εξωτερικού του φλοιού αυτού. Έτσι, το μοντέλο αυτό υποθέτει ένα σύμπαν: *κυριαρχούμενο από ύλη, ισοτροπικό, αλλά ανομοιογενές*, με σφαιρικά συμμετρική ανομοιογένεια. Το μοντέλο εξηγείται από τη σφαιρικά συμμετρη μετρική **Lemaitre-Tolman-Bondi (LTB)**.

Μέχρι τώρα, έγινε χρήση της μετρικής FRW υποθέτοντας ένα ισοτροπικό και ομογενές σύμπαν. Για τη μελέτη αυτής της θεωρίας, πρέπει να απορρίψουμε την ομοιογένεια, και έτσι το στοιχείο γραμμής για *σφαιρικά συμμετρικό ανομοιογενές* σύμπαν δίνεται από:

$$ds^2 = dt^2 - X^2(r, t) dr^2 - R^2(r, t) d\Omega^2$$

Για την εξ. Einstein υποθέτουμε: $T_{\mu\nu} = \text{diag}(\rho, 0, 0, 0)$ που εμπεριέχει μόνο ύλη. Λύνοντας αυτή την εξίσωση για $G_{0l} = 0$ έχουμε:

$$X(r, t) = \frac{R'(r, t)}{\sqrt{1 + \beta(r)}}$$

Η πιο πάνω μετρική οδηγεί στη μετρική FRW για $R = \alpha(t)r$ και $\beta = -kr^2$.

Οι εξ. Einstein για LTB σύμπαν κυριαρχούμενο από ύλη είναι:

$$H_\kappa^2 + 2 H_\pi H_\kappa - \frac{\beta}{R^2} - \frac{\beta'}{RR'} = 8\pi G \rho$$

$$6 \frac{\ddot{R}}{R} + 2 H_\kappa^2 - 2 H_\pi H_\kappa - 2 \frac{\beta}{R^2} + \frac{\beta'}{RR'} = -8\pi G \rho$$

όπου $H_\kappa \equiv \dot{R}/R = \text{εγκάρσια συνάρτηση Hubble}$ και $H_\pi \equiv \dot{R}'/R' = \text{ακτινική Hubble}$.

Μέσω των δύο τελευταίων παίρνουμε:

$$2 R \ddot{R} + \dot{R}^2 = \beta \quad \rightarrow \quad H_\kappa^2 = \frac{\alpha}{R^3} + \frac{\beta}{R^2}$$

όπου το $\alpha = f(r)$. Έτσι τα α και β συμπεριφέρονται σαν *ύλη* και *καμπυλότητα* αντίστοιχα.

Ας θεωρήσουμε τώρα την παράμετρο επιβράδυνσης: $q_\kappa = -R\ddot{R}/\dot{R}^2$. Με τις πιο πάνω:

$$q_\kappa = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\alpha + \beta R}$$

Έτσι, για τιμές $\alpha \geq 0$, έχουμε επιβράδυνση, για ένα σύμπαν με $q_\kappa = 0.5$ (χωρικά επίπεδο, κυριαρχούμενο από ύλη). Άρα δεν υπάρχει επιτάχυνση για ανομοιογενές σύμπαν σε κυριαρχία ύλης.

Θεωρώντας $R(r,t=0) = 0 =$ στιγμή αποσύνθεσης φωτονίων από την ύλη (580.000 χρόνια μετά τη μεγάλη έκρηξη) και το σύμμορφο χρόνο: η με $d\eta = (\sqrt{\beta}/R) dt$, η λύση εξ. Einstein για το μοντέλο LTB:

$$R = \frac{\alpha}{2\beta} (\cosh\eta - 1) = \frac{\Omega_{m,0} r}{2\Omega_{k,0}} (\cosh\eta - 1)$$

$$t = \frac{\alpha}{2\beta^{3/2}} (\sinh\eta - \eta) = \frac{\Omega_{m,0}}{2H_{\kappa,0}\Omega_{k,0}^{3/2}} (\sinh\eta - \eta)$$

όπου $\alpha = H_{\kappa,0}^2 \Omega_{m,0} r^3$, $\beta = H_{\kappa,0}^2 \Omega_{k,0} r^2$.

Η δομή του κενού χαμηλής πυκνότητας που πιθανόν να προκαλεί την φαινόμενη επιτάχυνση εκφράζεται μέσω των:

$$\Omega_{m,0}(r) = \Omega_{\dot{\xi}\omega} + (\Omega_{\acute{m}\acute{e}\acute{s}\acute{a}} - \Omega_{\dot{\xi}\omega}) \left(\frac{1 - \tanh[(r-r_0)/2\Delta r]}{1 + \tanh[r_0/2\Delta r]} \right)$$

$$H_{\kappa,0}(r) = H_{\dot{\xi}\omega} + (H_{\acute{m}\acute{e}\acute{s}\acute{a}} - H_{\dot{\xi}\omega}) \left(\frac{1 - \tanh[(r-r_0)/2\Delta r]}{1 + \tanh[r_0/2\Delta r]} \right)$$

Το r_0 δίνει το μέγεθος αυτού του κενού και το Δr την πυκνότητα του μεταβατικού φλοιού.

Μέσω μετρήσεων του CMB, η τιμή του $\Omega_{\acute{m}\acute{e}\acute{s}\acute{a}}$ περιορίζεται μεταξύ $0.1 - 0.3$, ενώ $\Omega_{\dot{\xi}\omega} = 1$ για ασυμπτωτική επιπεδότητα. Μέσω αυτών και της παρατήρησης ότι $H_{\acute{m}\acute{e}\acute{s}\acute{a}} \approx 68$ [km/s/Mpc], το $H_{\dot{\xi}\omega} \approx 50$ [km/s/Mpc]. Τα δεδομένα από τα SNe Τύπου Ia, περιορίζουν τα r_0 και Δr στις τιμές: $r_0 = 2.3 \pm 0.9$ [Gpc] και $\Delta r/r_0 > 0.2$.

Οι παράμετροι πυκνωτήτων ύλης και καμπυλότητας:

$$\Omega_m = \frac{8\pi G \rho}{H_\kappa^2 + 2H_\pi H_\kappa} \quad \text{και} \quad \Omega_k = 1 - \Omega_m$$

και ο συνήθης όρος για ομογένεια λαμβάνεται για $H_\kappa = H_\pi$. Για σύγκριση μεταξύ του μοντέλου LTB και των παρατηρήσεων SNe Τύπου Ia, πρέπει να βρούμε την απόσταση *φωτεινότητας*. Αυτή δίνεται από τη σχέση:

$$d_L(z) = (1+z)^2 R(r, t(r))$$

η οποία σχετίζεται με την απόσταση γωνιακής διαμέτρου: $d_A(z) = R(r, t(r))$.

Το μοντέλο LTB συμφωνεί με τα δεδομένα από την παρατήρηση υπερκαινοφανών και την πρώτη ακουστική κορυφή που παρουσιάζουν οι μελέτες για την θερμοκρασία του φάσματος ισχύος του CMB, αλλά δεν ικανοποιεί τις παρατηρήσεις για όλο το φάσμα ισχύος.

Ένα σημαντικό πρόβλημα με το μοντέλο αυτό όμως, είναι το ότι υποθέτει ότι ζούμε σε ένα ξεχωριστό μέρος στο Σύμπαν, πολύ κοντά στο κέντρο μιας ανομοιογένειας, διαφορετικής φύσεως από το υπόλοιπο Σύμπαν. Αυτή η παραδοχή "a priori" θυμίζει τα προβλήματα που προσπαθήσαμε να καταπολεμήσουμε σε προηγούμενα κεφάλαια, το πρόβλημα της σύμπτωσης και της ανθρωπικής αρχής.

4. Συμπεράσματα

4.1 Σύνοψη

Εδώ παρουσιάζονται, εν συντομία, οι ιδιότητες του κάθε μοντέλου που μελετήθηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο, καθώς επίσης και τα προβλήματα που παρουσιάζει το καθένα.

Κοσμολογική Σταθερά – Λ

Η κοσμολογική σταθερά, και γενικότερα το μοντέλο Λ CDM, είναι η καλύτερα υποστηριζόμενη θεωρία για τη φύση της Σκοτεινής Ενέργειας, αλλά και η πιο απλή. Κατά το μοντέλο αυτό η παράμετρος της καταστατικής εξίσωσης για το κενό είναι *σταθερή*: $w = -1$. Οι πρόσφατες παρατηρήσεις από την έρευνα *Pan-STARRS1*, όμως υποδεικνύουν ότι η παράμετρος αυτή είναι $w \neq -1$. Το μοντέλο αυτό όμως, υποφέρει και από δύο άλλα, πολύ σημαντικά προβλήματα: Το πρόβλημα *λεπτομερούς ρύθμισης (fine-tuning)*, αφού παρατηρείται πυκνότητα Σκοτεινής Ενέργειας 120 τάξεις μεγέθους μικρότερη από τις θεωρητικές προβλέψεις, και το *πρόβλημα σύμπτωσης (coincidence)*, όπου οι πυκνότητες της Σκοτεινής Ενέργειας και Σκοτεινής Ύλης είναι της ίδιας τάξης μεγέθους σήμερα, ενώ το μοντέλο είναι βασισμένο στο γεγονός ότι η περιοχή και η εποχή του Σύμπαντος στην οποία βρισκόμαστε δεν είναι ξεχωριστές. Αυτά τα δύο προβλήματα δημιούργησαν την ανάγκη για την ανάπτυξη άλλων πιθανών μοντέλων, τα οποία καλύπτουν τις ελλείψεις του μοντέλου Λ CDM.

Πεμπτουσία (Quintessence)

Ένα άλλο πολύ δημοφιλές μοντέλο αποτελεί αυτό της πεμπτουσίας, κατά το οποίο η Σκοτεινή Ενέργεια συμπεριφέρεται σαν ένα *βαθμωτό πεδίο*, με *καταστατική εξίσωση η οποία μεταβάλλεται με το χρόνο* και λαμβάνει τιμές ανάλογα με μια *λύση ακολουθητή (tracker solution)* έτσι ώστε να ακολουθεί την καταστατική εξίσωση στο παρασκήνιο ανάλογα με το κυρίαρχο στοιχείο κατά το χρόνο αυτό (κυριαρχία ύλης ή ακτινοβολίας). Η χρήση της λύσης tracker επιτρέπει επίσης στο μοντέλο αυτό να είναι *ανεξάρτητο από αρχικές συνθήκες*, αλλά εμφανίζεται ένα πρόβλημα fine-tuning για τη δυναμική ενέργεια όπου: $\sqrt{V''(\varphi)} \sim H_0 \sim 10^{-33} eV$. Επιπλέον, η χρήση του μοντέλου πεμπτουσίας δεν δίνει λύση στο πρόβλημα fine-tuning της κοσμολογικής σταθεράς.

Κινητική Πεμπτουσία (K-Essence)

Ένα μοντέλο το οποίο επιτρέπει κοσμική επιτάχυνση κατά τη μετέπειτα εποχή, μέσω του μη-κανονικοποιημένου όρου κινητικής ενέργειας της Lagrangian. Μια λύση tracker παρουσιάζει τη δυνατότητα της ανεξαρτησίας από αρχικές συνθήκες και σε αυτό το μοντέλο. Η κυριότερη διαφορά του με το μοντέλο πεμπτουσίας, είναι το γεγονός ότι εδώ *το βαθμωτό πεδίο ακολουθεί μόνο την ακτινοβολία στο παρασκήνιο, κάτι που δεν παρουσιάζει πρόβλημα fine-tuning*. Το *πρόβλημα σύμπτωσης* της κοσμολογικής σταθεράς *επιλύεται* μέσω της

παρουσίας ενός ελκυστή αμέσως μετά την έναρξη της εποχής κυριαρχίας της ύλης. Όμως, ούτε η K-Essence είναι αρκετή για να εξηγήσει το πρόβλημα του μικρού μεγέθους της ενέργειας κενού. Ένα άλλο ενδιαφέρον χαρακτηριστικό αποτελεί το γεγονός ότι επιτρέπει υπερφωτεινές φασικές ταχύτητες ήχου, αλλά δεν εμφανίζεται αιτιακό παράδοξο.

Συνδυαζόμενη Σκοτεινή Ενέργεια

Εδώ θεωρείται ένας *συνδυασμός μεταξύ Σκοτεινής Ύλης και Ενέργειας*, με αφορμή το πρόβλημα σύμπτωσης (οι δύο είναι της ίδιας τάξης μεγέθους). Έτσι τα δύο αλληλεπιδρούν ενεργειακά. Μέσω παρατηρήσεων, όμως, ο συνδυασμός αυτός έχει περιοριστεί σε πολύ μικρή τιμή (*σταθερά συνδυασμού*: $|Q| < 0.1$), κάτι το οποίο μπορεί να αποφευχθεί χρησιμοποιώντας το *μηχανισμό χαμελέοντα*, κατά τον οποίο το βαθμωτό πεδίο συνδυάζεται (coupling) με την ύλη σε τάξη γύρω από τη μονάδα και *μεταβάλλει τη μάζα του ανάλογα με την τοπική πυκνότητα ύλης*. Αυτό το μοντέλο και ο μηχανισμός χαμελέοντα αναμένεται να ελεγχθούν κατά μελλοντικά πειράματα μέτρησης της *ενεργούς βαρυτικής σταθεράς* μέσω δορυφόρου.

Ενοποιημένα Μοντέλα Σκοτεινής Ενέργειας και Ύλης

Μελετούνται διάφορες απόπειρες ενοποίησης Σκοτεινής Ενέργειας και Σκοτεινής Ύλης σε ένα συντελεστή, όπου η καταστατική εξίσωση συμπεριφέρεται σαν *αέριο Charlygin*. Το αέριο Charlygin συμπεριφέρεται ως *Σκοτεινή Ύλη στο πρώιμο Σύμπαν και σαν Σκοτεινή Ενέργεια στη μετέπειτα εποχή* (σήμερα). Το μοντέλο όμως *προβλέπει μεγάλο αριθμό ανομοιογενειών* λόγω μεγάλης ταχύτητας ήχου, οι οποίες δεν παρατηρούνται και αποκλείονται μέσω ερευνών. Η μεγάλη αυτή ταχύτητα ήχου μπορεί να αποφευχθεί όταν εισαχθεί η K-Essence ως ενοποιημένη Σκοτεινή Ύλη, η οποία επιφέρει $w \rightarrow 0$ κατά το πρώιμο Σύμπαν και $w \rightarrow -1$ στη μετέπειτα εποχή.

Βαρύτητα $f(R)$

Το μοντέλο της βαρύτητας $f(R)$ θεωρεί *τροποποίηση της βαρύτητας Einstein*. Οι όροι βαρύτητας υψηλότερης τάξης στη Langrangian αντιστοιχούν στη βαρύτητα Einstein *συν ένα επιπλέον βαθμωτό πεδίο*, το οποίο εάν ικανοποιεί μια συνθήκη μπορεί να οδηγήσει σε επιταχυνόμενη διαστολή. Έτσι η βαρύτητα $f(R)$ θεωρείται παρόμοια με το μοντέλο της πεμπτουσίας. Επίσης, μέσω της χρήσης μηχανισμού χαμελέοντα επιλύονται κάποια τοπικά προβλήματα στο Ηλιακό Σύστημα. Παρουσιάζεται έντονο ενδιαφέρον για το μοντέλο αυτό και περαιτέρω παρατηρήσεις του φάσματος ισχύος της ύλης και του βαρυτικού εστιασμού μπορούν να ελέγξουν την εγκυρότητά του. Όπως είδαμε, προκαταρκτικά αποτελέσματα από έρευνες που μελέτησαν αρχειακά καταγεγραμμένες παρατηρήσεις γαλαξιών και των συστάδων τους, έδειξαν ότι το μοντέλο αυτό, ενώ *δεν είναι ο πιο καλά υποστηριζόμενος υποψήφιος για την εξήγηση της επιταχυνόμενης διαστολής*, δεν αποκλείεται.

Μοντέλο DGP

Χρησιμοποιώντας τη θεωρία χορδών, το μοντέλο υποθέτει ότι ζούμε σε μια *4-διάστατη βράνη εντός ενός 5-διάστατου πεδίου*. Το σύνολο των αλληλεπιδράσεων και των σωματιδίων

του καθιερωμένου μοντέλου βρίσκονται εγκλωβισμένα εντός της βράνης, ενώ μόνο η βαρύτητα μπορεί να υπάρξει στις 5 διαστάσεις. Αυτό προκαλεί τη βαρύτητα να εμφανίζεται πιο αποδυναμωμένη σε μεγάλες κλίμακες μέσα στη βράνη. Η τροποποιημένη εξ. Friedmann για το μοντέλο DGP επιτρέπει την επιτάχυνση της διαστολής, ενώ εξηγεί την αδυναμία της βαρύτητας σε σχέση με άλλες μορφές αλληλεπίδρασης μέσω της θεωρίας χορδών. Προσφέρει τη δυνατότητα επίλυσης του προβλήματος fine-tuning της κοσμολογικής σταθεράς, αλλά το μοντέλο παρουσιάζει έντονη απόκλιση σε παρατηρήσεις, έτσι που σχεδόν αποκλείεται από αυτές.

Ανομοιογενές LTB

Το ανομοιογενές μοντέλο LTB θεωρεί μια εντελώς διαφορετική υπόθεση σε σχέση με τα προηγούμενα: ότι η φαινόμενη κοσμική επιτάχυνση δεν είναι πραγματική. Εξετάζεται η περίπτωση στην οποία το Σύμπαν δεν είναι πλέον ισοτροπικό και ομοιογενές και η μετρική FRW δεν ισχύει. Μελετάται ένα Σύμπαν με ανομοιογένειες, και η περίπτωση να βρισκόμαστε μια από αυτές, ένα τεράστιο κενό χαμηλής πυκνότητας. Εάν παρατηρητές στο εσωτερικό ενός τέτοιου κενού μετρήσουν μεγαλύτερη επιτάχυνση για αντικείμενα χαμηλότερης ερυθρής μετατόπισης από αυτά υψηλότερης ερυθρής μετατόπισης, αυτό ερμηνεύεται σαν επιτάχυνση της διαστολής. Υπάρχουν πολλά αντικείμενα και δομές σε μεγάλες κλίμακες που παρουσιάζουν ανομοιογένειες, όπως για παράδειγμα το μεγάλο ψυχρό σημείο που παρατήρησε το σκάφος Planck, αλλά το μοντέλο αυτό αντιμετωπίζει σοβαρά προβλήματα: Οι παρατηρήσεις και οι περιορισμοί του CMB δεν ικανοποιούνται μέσω αυτού του μοντέλου και η υπόθεση ότι βρισκόμαστε σε ένα ξεχωριστό σημείο από το υπόλοιπο Σύμπαν (15 Mpc από το κέντρο του κενού) θυμίζει το πρόβλημα σύμπτωσης των άλλων μοντέλων, καθώς και την ανθρωπική αρχή (η οποία δεν έχει επιστημονικές αλλά φιλοσοφικές βάσεις).

Υπό μελέτη βρίσκονται επίσης και κάποιες άλλες θεωρίες, οι οποίες είναι ακόμα στα πρώιμα στάδια ανάπτυξής τους, και προσπαθούν εξηγήσουν κάποια προβλήματα των πιο πάνω μοντέλων (κυρίως της κοσμολογικής σταθεράς) σε συνδυασμό με άλλους μηχανισμούς. Παραδείγματα τέτοιων θεωριών αποτελούν: (α) “*Η ταλάντωση του πεδίου Higgs ως μια πηγή Σκοτεινής Ενέργειας*” (*A Higgs--Saw Mechanism as a Source for Dark Energy – 13 June 2013*) από τους Lawrence Krauss και James Bent, όπου γίνεται μια απόπειρα εξήγησης του προβλήματος fine-tuning μέσω της υπόθεσης ότι ταλαντώσεις στο πεδίο Higgs, όμοιες με τις ταλαντώσεις νετρίνων, μπορεί να ευθύνονται έως ένα βαθμό για την πυκνότητα ενέργειας κενού. (β) “*Ομόκεντροι κύκλοι στα δεδομένα του δορυφόρου WMAP μπορεί να παρέχουν ένδειξη βίαιης δραστηριότητας προ-Big Bang*” (*Concentric circles in WMAP data may provide evidence of violent pre-Big-Bang activity – 16 November 2010*) από τους Gurzadyan και Penrose, στην οποία εξετάζονται ομόκεντροι κύκλοι στο CMB ως πιθανές αποδείξεις για την υποστήριξη της θεωρίας “*Σύμμορφης Κυκλικής Κοσμολογίας*” (Conformal Cyclic Cosmology) όπου θεωρείται ότι το Σύμπαν μας αποτελεί ένα μόνο κομμάτι επαναλαμβανόμενων συμπάντων στα πλαίσια της ΓΘΣ με απαρχές μια σειρά από Μεγάλες Εκρήξεις.

Πέρα από το ενδιαφέρον που παρουσιάζουν οι μελέτες, προς το παρόν δεν αποτελούν καλά εδραιωμένες θεωρίες.

4.2 Επίλογος

Τα τελευταία χρόνια έχουν γίνει πολλές προσπάθειες κατανόησης της φύσης και της εξέλιξης του Σύμπαντος. Από τη ΓΘΣ του Einstein μέχρι τον νόμο του Hubble, και από την παρατήρηση του Κοσμικού Υποβάθρου Μικροκυμάτων (CMB) μέχρι σήμερα, οι γνώσεις μας για το Σύμπαν στο οποίο κατοικούμε καθώς και η ραγδαία εξέλιξη της τεχνολογίας στην παρατηρησιακή επιστήμη έχουν αλλάξει ριζικά τον τρόπο με τον οποίο αντιλαμβανόμαστε τη θέση μας σ' αυτό.

Όλες οι πρόσφατες κοσμολογικές έρευνες, με αποκορύφωμα την τελευταία δεκαετία, προσφέρουν ισχυρότατες αποδείξεις για τη σημερινή επιταχυνόμενη διαστολή του Σύμπαντος. Δεδομένα από ανεξάρτητες μελέτες του CMB, των Supernovae Τύπου Ia, των Βαρυονικών Ακουστικών Ταλαντώσεων (BAO), του Ασθενούς Βαρυτικού Εστιασμού (Weak Gravitational Lensing) και των συστάδων γαλαξιών, προτείνουν μια μορφή Σκοτεινής Ενέργειας η οποία αποτελεί το 68% της ολικής πυκνότητας ενέργειας του Σύμπαντος, η οποία άρχισε να κυριαρχεί στο Σύμπαν μετά τη δημιουργία της δομής που παρατηρούμε σήμερα. Η εξήγηση της φύσης αυτής της Σκοτεινής Ενέργειας μέσω θεωρητικών μοντέλων, τα οποία θα συμβαδίζουν με την πληθώρα δεδομένων που συνεχίζουμε να λαμβάνουμε, είναι ένα από τα μεγαλύτερα κοσμολογικά θέματα για την επιστημονική κοινότητα.

Όπως είδαμε σε αυτή την εργασία συγκεκριμένα μοντέλα, όπως αυτά της πεμπτουσίας (quintessence), της K-Essence και της τροποποιημένης βαρύτητας $f(R)$ αποτελούν πιθανούς υποψήφιους για την αντικατάσταση του Λ CDM ως το καθιερωμένο μοντέλο της κοσμολογίας, αλλά, ενώ επιλύουν τα προβλήματα του μοντέλου της Κοσμολογική Σταθεράς, παρουσιάζουν άλλα σημαντικά προβλήματα και δεν είναι τόσο καλά υποστηριζόμενα από παρατηρησιακά δεδομένα όσο το Λ CDM (δηλαδή η ΓΘΣ + κοσμολογική σταθερά). Κάποια άλλα μοντέλα, όπως το DGP και το ανομοιογενές LTB, αν και δεν υποστηρίζονται από τις παρατηρήσεις όσο τα υπόλοιπα, αποτελούν εντελώς διαφορετικές προσεγγίσεις για το Σύμπαν.

Αν και οι περισσότερες θεωρίες είτε δεν έχουν εξεταστεί αρκετά είτε δεν αποδεικνύονται ισχυροί αντίπαλοι του Λ CDM, μελετώντας τις, παρατηρούμε πολύ ενδιαφέροντες μηχανισμούς, όπως ο μηχανισμός χαμελέοντα ο οποίος δίνει αρκετά συγκεκριμένες προβλέψεις που μπορούν να ελεγχθούν πειραματικά, ή η κινητική πεμπτουσία (K-Essence) η οποία είναι αρκετά αυτο-συνεπής θεωρία.

Μετά τα σημαντικά δεδομένα του σκάφους Planck, ερευνητικές ομάδες και μελέτες όπως το Dark Energy Survey και το Pan-STARRS έχουν σκοπό να μελετήσουν με διάφορους τρόπους τεράστια κομμάτια του ουρανού και να καταγράψουν δεδομένα για πολλές χιλιάδες αντικείμενα στο κοντινό μέλλον. Τέτοιες μελέτες, καθώς και άλλες που προγραμματίζονται για να διεξαχθούν μέσα στα επόμενα χρόνια, θα δώσουν πολύ καλύτερους περιορισμούς στα κοσμολογικά μοντέλα για τη Σκοτεινή Ενέργεια, αλλά και πιο λεπτομερή ανάλυση της φύσης της, έτσι ώστε να υπάρχουν αρκετά γερές βάσεις για την ανάπτυξη πιο ολοκληρωμένων θεωριών, οι οποίες θα εξαλείψουν τα μεγάλα προβλήματα που παρουσιάζουν οι υπάρχουσες θεωρίες.

Βιβλιογραφία

- [1] James B. Hartle - *GRAVITY An Introduction to Einstein's General Relativity*. San Francisco:Addison Wesley, 2003
- [2] Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: “*Cosmological Interpretation*” - Komatsu, E., et.al. (2010)
- [3] Cosmic Background Explorer (COBE): “*COBE Mission Design, Spacecraft and Orbit*” - Bennett et.al. (1992)
- [4] “*Εισαγωγή στα Στοιχειώδη Σωματίδια & στην Κοσμολογία.*” - Ι.Δ. Βέργαδος, Σ.Δ. Λώλα, Η.Σ. Τριανταφυλλόπουλος - Αθήνα: Εκδόσεις Happy Box, 2011
- [5] “*Acceleration of the Universe*” – Liddle et.al. (2000)
- [6] “*Supernovae, Dark Energy, and the Accelerating Universe*” - Perlmutter et.al. (2003)
- [7] “*Supernovae, an accelerating universe and the cosmological constant*” - Kirshner (1999)
- [8] “*Weak Gravitational Lensing and its Cosmological Applications*” - Hoekstra, Jain (2008)
- [9] “*The Tenth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey: First Spectroscopic Data from the SDSS-III*”- Ahn et.al. (2013)
- [10] “*Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies*” - Eisenstein et.al. (2005)
- [11] “*The Acoustic Peak Primer*” - Eisenstein et.al. (2005)
- [12] “*Planck 2013 results. XVI. Cosmological Parameters*” - Planck Collaboration: Ade et.al. (2013)
- [13] “*Planck 2013 results. XV. CMB Power Spectra and likelihood*” - Planck Collaboration: Ade et.al. (2013)
- [14] “*Cosmological Constraints from measurements of Type IA Supernovae Discovered During the first 1.5 years of the Pan-STARRS1 Survey*” - Rest et.al. (2013)
- [15] “*Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*” - Riess et.al. (1998)
- [16] “*Brans-Dicke theory and the emergence of Λ CDM model*” - Hryeyna, Szydlowski (2013)
- [17] “*Dynamics of Dark Energy*” - Copeland et.al. (2006)
- [18] “*Gravitational Redshift of galaxies in clusters as predicted by General Relativity*” - Wojtak et.al. (2011)
- [19] “*Theoretical Models of Dark Energy*” - Yoo, Watanabe (2012)