



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



YÜKSEK LİSANS

**FARKLI KARANLIK ENERJİ MODELLERİ İÇİN EVREN
DİNAMİĞİNİN İNCELENMESİ**

Nilay BOSTAN

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

Danışman

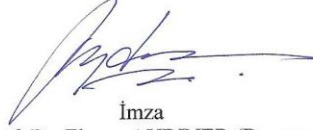
Prof. Dr. Ekrem AYDINER

Haziran, 2015

İSTANBUL

Bu çalışma 02/06/2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

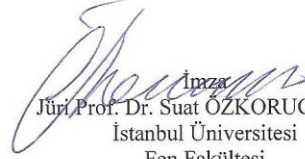
Tez Jürisi:



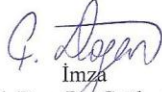
İmza
Prof. Dr. Ekrem AYDINER (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



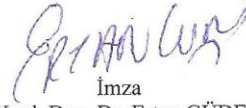
İmza
Jüri Prof. Dr. Teoman TURGUT
Boğaziçi Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi



İmza
Jüri Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



İmza
Jüri Yard. Doç. Dr. Çağlar DOĞAN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



İmza
Jüri Yard. Doç. Dr. Ertan GÜDEKLİ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Bu alışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliđinin 48081 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Bu tez çalışmasının tamamlanmasında desteklerini esirgemeyen çok değerli danışman hocam sayın Prof. Dr. Ekrem AYDINER'e teşekkür ederim.

Yüksek Lisans tez aşaması sürecinde burs aldığım Türk Petrol Vakfı'na maddi desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

Manevi desteğini hep yanımda hissettiğim, annem ve kardeşime çok teşekkür ederim. Hayatımın kısa bir dönemini beraber geçirebildiğim babam Atalay BOSTAN'ı sevgi ve saygı ile anıp, varlığı süresince hayatıma kattığı değerler için çok teşekkür ederim.

Haziran, 2015

Nilay BOSTAN

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ	vi
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	vii
ÖZET.....	ix
SUMMARY	x
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR	6
2.1. HIZLANARAK GENİŞLEYEN EVREN	6
2.2. EVRENİN DİNAMİĞİ.....	8
2.3. EVRENİN GEOMETRİSİ.....	13
2.4. EINSTEIN ALAN DENKLEMLERİ.....	21
2.5. FRIEDMANN-ROBERTSON-WALKER EVRENİ	26
2.6. KARANLIK MADDE VE KARANLIK ENERJİ	37
2.6.1. Karanlık Madde	38
2.6.2. Karanlık Enerji.....	39
2.6.2.1. Kozmolojik Sabit	40
2.6.2.2. Hızlanarak Genişleyen Evren için Alternatif Karanlık Enerji Modelleri	42
2.6.2.3. Karanlık Enerjinin Gözlemsel Kanıtları	59
2.7. EVRENİN OLUŞUMU VE SONLANMA SENARYOLARI.....	69
2.7.1. Büyük Patlama Modeli	69
2.7.2. Evrenin Sonlanma Senaryoları	74
3. MALZEME VE YÖNTEM	77
3.1. İDEAL AKIŞKAN TANIMLAMASI.....	77
3.2. SKALAR TENSÖR TANIMLAMASI	81
3.3. SONLU, GELECEK ZAMAN TEKİLLİĞİ.....	85
3.4. RASTLANTI (COINCIDENCE) PROBLEMİ	85

4. BULGULAR	87
4.1. SÖNÜMLÜ KARANLIK ENERJİ MODELİ.....	87
4.1.1. İdeal Akışkan Tanımlaması	89
4.1.2. Skalar Tensör Tanımlaması	97
4.2. SÖNÜMLÜ SALINIM KARANLIK ENERJİ MODELİ	99
4.2.1. İdeal Akışkan Tanımlaması	101
4.2.2. Skalar Tensör Tanımlaması	109
4.3. KARANLIK ENERJİ MODELLERİNİN TUTARLILIĞI.....	111
4.3.1. Phantom Olmayan Dönemden, Phantom Döneme Geçiş	112
4.3.2. Sonlu, Gelecek Zaman Tekillikleri	116
4.3.3. Rastlantı (Coincidence) Problemi	120
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	122
KAYNAKLAR	124
ÖZGEÇMİŞ.....	135

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 2.1: İki boyutta pozitif, sıfır ve negatif eğrilikli evrenler.	19
Şekil 2.2: Yoğunluk parametresine bağlı olarak evrenin şekilleri.	36
Şekil 2.3: Evrenin durumu ve eğrilik parametresi.	37
Şekil 2.4: Hubble Uzay Teleskopu ile çekilen, Tip Ia Süpernova, SN1994D.	67
Şekil 2.5: CMB tarihi (http://map.gsfc.nasa.gov/media/081031/index.html).	73
Şekil 4.1: Durum denklemi parametresinin, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t=[0,7]$ aralığındaki değişimi.	90
Şekil 4.2: Enerji yoğunluğunun, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t=[0,7]$ aralığındaki değişimi.	91
Şekil 4.3: Hubble parametresinin, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,7]$ aralığındaki değişimi.	92
Şekil 4.4: Hubble parametresinin birinci mertebeden türevinin, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,7]$ aralığındaki değişimi.	93
Şekil 4.5: İvmelenme parametresinin, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,7]$ aralığındaki değişimi.	94
Şekil 4.6: Basıncın, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,7]$ aralığındaki değişimi.	95
Şekil 4.7: Durum denklemi parametresinin, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,10]$ aralığındaki değişimi.	101
Şekil 4.8: Enerji yoğunluğunun, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,8]$ aralığındaki değişimi.	102
Şekil 4.9: Hubble parametresinin, Sönümlü Salınlı Karanlık Enerji Modeli için $t=[0,7]$ aralığındaki değişimi.	104
Şekil 4.10: Hubble parametresinin birinci mertebeden zamana göre türevinin, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,6]$ aralığındaki değişimi.	105
Şekil 4.11: İvmelenme parametresinin, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,8]$ aralığındaki değişimi.	106
Şekil 4.12: Basıncın, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,8]$ aralığındaki değişimi.	107

Şekil 4.13: (4.46) daki Hubble parametresinin zamana göre değişim grafiği ($\omega = 5$).	112
Şekil 4.14: (4.47) de elde edilen ifadenin zamana göre değişim grafiği ($\omega = 5$).	113
Şekil 4.15: (4.48) de elde edilen enerji yoğunluğunun zamanla değişim grafiği ($\omega = 2$).	115
Şekil 4.16: (4.49) da elde edilen basıncın zamanla değişimini gösteren grafiği ($\omega = 2$).	116

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 2.1: Einstein ve Newton fiziği arasındaki temel farklar.	11
Tablo 2.2: FRW modeli için, farklı durumlara karşılık gelen Friedmann denklemlerinin çözümleri.	34

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
E	: Enerji
p	: Basınç
ρ	: Enerji yoğunluğu
ϕ	: Skalar alan
Ω	: Evrenin toplam yoğunluk parametresi
w	: Durum denklemleri parametresi
H	: Hubble parametresi
c	: Işık hızı
α	: Ölçek faktörü
z	: Kırmızıya kayma
V	: Potansiyel enerji
k	: Eğrilik parametresi
S	: Eylem
κ	: Gravitasyonel çiftlenim sabiti
Λ	: Kozmolojik sabit
$g_{\mu\nu}$: Uzay-zaman metrik tensörü
g	: $\det(g_{\mu\nu})$
$G_{\mu\nu}$: Einstein tensörü
$R_{\mu\nu}$: Ricci tensörü
R	: Ricci skaları
$R^{\beta}_{\mu\nu\alpha}$: Riemann tensörü
G	: Gravitasyonel sabit
$T_{\mu\nu}$: Enerji-momentum tensörü
$\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}$: Christoffel sembolü
ρ_c	: Evrenin kritik yoğunluğu
ρ_0	: Evrenin bugünkü yoğunluğu
$V(\phi)$: Skalar alandaki etkileşme potansiyeli
$\Omega(\phi)$: Skalar alandaki kinetik terim fonksiyonu
L_m	: Maddenin Lagranjyen yoğunluğu
L	: Lagranjyen
\dot{H}	: Hubble parametresinin birinci metrebeden türevi
ω	: Frekans
t	: Zaman
η	: Konformal zaman
δ^{ν}_{μ}	: Kroneker delta
\vec{F}	: Kuvvet
m	: Kütle
\vec{a}	: İvme
λ	: Dalga boyu

\vec{j}	: Momentum yoğunluğu
q	: Yavaşlama parametresi
d_L	: Parlaklık Mesafesi
∂_μ	: Kovaryant türev
h	: Planck sabiti
\vec{p}	: Momentum
H_0	: Hubble parametresinin bugünkü değeri
K	: Kelvin
$f(R)$: R 'ye bağlı herhangi bir fonksiyon
ρ_m	: Maddenin enerji yoğunluğu
ρ_r	: Radyasyonun enerji yoğunluğu
ρ_{vak}	: Vakumun (boşluğun) enerji yoğunluğu
Ω_m	: Maddenin yoğunluk parametresi
Ω_r	: Radyasyonun yoğunluk parametresi
Ω_{vak}	: Vakumun (boşluğun) yoğunluk parametresi

Kısaltmalar

Açıklama

FRW	: Friedmann-Robertson-Walker
CMBR	: Kozmik Mikrodalga Ar dalan Işınması
CDM	: Soğuk Karanlık Madde
HDM	: Sıcak Karanlık Madde
SN Ia	: Ia tipi Süpernova
COBE	: Kozmik Ar dalan Keşfi
WMAP	: Wilkinson Mikrodalga Anizotropisinin Gözlemsel Araştırılması
ÖRT	: Özel Rölativite Teorisi
GRT	: Genel Rölativite Teorisi
LSS	: Geniş Ölçek Yapısı
ΛCDM	: Lambda-Soğuk Karanlık Madde
SCM	: Standart Kozmoloji Modeli
SCDM	: Standart Soğuk Karanlık Madde
WIMP	: Zayıf etkileşen kütleli parçacıklar
SEC	: Güçlü enerji durumu
WEC	: Zayıf enerji durumu
vac	: Vakum (boşluk)
EoS	: Durum denklemi
HST	: Hubble Uzay Teleskobu
GUT	: Büyük Birleşme Teorisi
BP	: Büyük Patlama
BPN	: Büyük Patlama Nükleosentezi

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FARKLI KARANLIK ENERJİ MODELLERİ İÇİN EVREN DİNAMİĞİNİN İNCELENMESİ

Nilay BOSTAN

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ekrem AYDINER

Evrenin büyük bir kısmını oluşturan karanlık enerjinin, evreni sürekli olarak genişlettiği ve galaksileri birbirlerinden uzaklaştırdığı varsayılmaktadır. Evrenin büyük bir kısmının karanlık enerjiden oluştuğunun düşünülmesinden dolayı, evrenin dinamiğinin anlaşılabilmesi için karanlık enerjinin yapısı belirlenmelidir. Evrenin doğasını anlayabilmek için, kozmolojik gözlemlerden elde edilen sonuçlar ile uyum içerisinde olan çeşitli teorik karanlık enerji modelleri önerilmiştir. Bu nedenle, bu tezde karanlık enerjisi tanımlayabilecek, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli ve Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli olarak isimlendirilen iki model tanımlanarak, evrenin dinamiği incelenmiştir. Bu tanımlanan iki model cinsinden, evrene ait çeşitli fiziksel nicelikler elde edilmiştir. İlk olarak karanlık enerjinin ideal akışkan gibi davrandığını varsayarak, ideal akışkan tanımlaması yaparak, belirlediğimiz iki model için çeşitli fiziksel nicelikler elde edilmiştir. İkinci olarak, karanlık enerjinin ideal akışkan yerine skalar alan gibi davrandığını düşünüp, skalar tensör tanımlaması yaparak, bu iki model için fiziksel nicelikler elde edilmiştir. Bunlara ek olarak bu çalışma içerisinde, ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının, belirlediğimiz iki model için, matematiksel olarak denk oldukları görülmüştür. Evrenin sonlanmasını tanımlayacak olan sonlu, gelecek zaman tekilliklerini, evrenin genişliyor olması gözönüne alınarak varsaydığımız Hubble parametresi için inceledik. Son olarak ise sönümlü salınım karanlık enerji modelinin hem durum denklemi hem de skalar tensör tanımlaması için rastlantı (coincidence) problemine çözüm olabileceğini gösterdik.

Haziran 2015, sayfa 145.

Anahtar kelimeler: Kozmoloji, Karanlık Enerji, Kozmik Hızlanma.

SUMMARY

M.Sc. THESIS

INVESTIGATION OF UNIVERSE DYNAMICS FOR DIFFERENT DARK ENERGY MODELS

Nilay BOSTAN

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Ekrem AYDINER

A large part of the universe consists of dark energy which is supposed that both expanded to universe continuously and moved away galaxies from each other. Due to the fact that it is thought a big portion of universe comprises with dark energy, for understanding of dynamics of universe, dark energy's structure is determined. Finding out nature of dark energy, a lot of theoretical models are proposed to consistent with results of cosmological observations. Therefore, in this thesis, for describing to the dark energy, two models which are namely as Exponential Decaying Dark Energy Model and Damped Oscillating Dark Energy Model are suggested to the investigate to dynamics of universe. In terms of these two models, some physical quantities of universe are obtained. Firstly, we supposed that dark energy behaves like an ideal fluid, by making of ideal fluid description, several physical quantities are obtained to these two models. Secondly, we assumed that dark energy behaves like scalar field instead of an ideal fluid, by making of scalar tensor description, physical quantities are obtained for these two models. In addition to this, we show that ideal fluid description and scalar tensor description are mathematically equivalent for these two models. We examine finite, future time singularities, taking into account of universe is expanding for supposing that Hubble parameter. Lastly, in order to the damped oscillating dark energy model, we show that both equation of state and scalar tensor description may solve coincidence problem.

June 2015, page 145.

Keywords: Cosmology, Dark Energy, Cosmic Acceleration.

1. GİRİŞ

1998 yılında, iki bağımsız grup (Riess ve diğ.,1998, Perlmutter ve diğ.,1999) tarafından yapılan çalışmalarda, izotrop ve homojen evrenin geniş ölçeklerde, hızlanarak genişlediği sonucu başarılı bir şekilde açıklanmıştır. Ia tipi süpernovaların gözlemleri ile yapılan bu çalışmaların sonuçlarından, Albert Einstein'ın durağan evren fikri yerini kesin olarak hızlanarak genişleyen evren fikrine bıraktı. Hızlanarak genişleyen evrenin ortaya çıkması ile birlikte, Kozmologlar, evren için uygun modeller bulmaya çalıştılar. Temel olarak, Einstein denklemlerinin sol tarafı değiştirilerek yani modifiye Einstein Kütle Çekim Teorileri tanımlanarak veya denklemlerin sağ tarafı yani evrendeki maddenin doğası tartışılarak yeni modellerin ortaya çıkması sağlandı. Teorik ve gözlemsel sonuçlardan elde edilen bilgilerden, evrenin negatif basınca sahip ve yapısı bilinmeyen bir akışkan ile dolu olduğu ortaya çıkmıştır. Bu durumun ise, güçlü enerji durumunu ($\rho + p \geq 0, \rho + 3p \geq 0$) ihlal ederek, şu $\rho + 3p < 0$ durumu sağladığı görülür. Bu doğası bilinmeyen ve kozmik hızlanmaya neden olan akışkan karanlık enerji olarak isimlendirilir. Bu akışkanın, evrenin enerji yoğunluğunun yaklaşık %73 ünü oluşturduğu gözlemlerden elde edilmiştir. karanlık enerjinin ortaya çıkması ile birlikte, karanlık enerji rolü oynayacak etkin farklı adaylar aranmaya başlandı. CMB gözlemlerinden evrenin düz olduğu ($\Omega_{top} = 1$) belirlendi ve ayrıca LSS den elde edilen, madde yoğunluğunun düşük bir değere sahip olması ($\Omega_{mad} < 0.4$) ile birlikte, kozmik hızlanmaya neden olabilecek durumun, Einstein'ın durağan evreni oluşturmak için denklemlerine koyduğu fakat daha sonra Hubble'ın genişleyen evreni keşfinden sonra ortadan kaldırılan kozmolojik sabit olduğu düşünölmeye başlandı. CMB+LSS sonuçlarından, başlangıçtaki adyabatik salınımlara dayanarak teorik bir model varsayımı yapıldı. Bu varsayıma göre, karanlık enerji bileşeninin iki yapıdan oluştuğu ve bu yapıların ise CDM ve Kozmolojik Sabit olduğu Λ CDM yani Lambda-Soğuk Karanlık Madde modeli ortaya çıkmıştır. Bu model, evrenin oluşumunu ve yapısını açıklayan Standart Model ile uyum içerisindedir ve ayrıca evrenin ilk zamanlarda radyasyon, daha sonra ise sırasıyla, madde ve karanlık enerji ile dolu olduğunu, evrenin son zamanlardaki hızlanarak genişlemesinin ise karanlık enerjiden kaynaklandığını

söyler. Bu teorik modele göre kozmik hızlanmayı açıklamak için en basit aday, vakum veya kozmolojik sabit olarak isimlendirilen, pozitif enerji yoğunluğunun ve negatif basıncının ilişkisi yani durum denklemi şu şekilde $p_{vak} = -\rho_{vak}$ olduğu varsayılan bir akışkan olduğu öne sürülmüştür. Vakum durumunu açıklayan en genel durum denklemi, $p = w\rho$ olduğu için, kozmik hızlanma için durum denklemi parametresinin (w), -1 'e tam olarak eşit olduğu ortaya çıkmaktadır. Ama gözlemsel çalışmalardan yani CMB deneyi sonuçları, Hubble Uzay Teleskobu ile ölçülen Hubble parametresi, Ia tipi süpernovaların parlaklık ölçümleri ve geniş ölçek yapısı verilerinden, bu parametrenin $-1.62 < w < -0.74$ aralığında değişim gösterdiği belirlenmiştir. Durum denklemi parametresinin, teorik ve gözlemsel çalışmalar için farklı değerlerde olduğu ortaya çıkmıştır. Gözlem sonuçlarından, durum denklemi parametresinin değişken olduğu yani bu parametrenin sabit olmadığı ortaya çıkmaktadır. Bundan dolayı, bu dinamik değişimler için vakum durumundaki denge ortadan kalkmaktadır. Bu pertürbatif değişimleri tanımlayabilmek için, durum denklemi $\delta\rho \neq w\delta\rho$ olmalıdır. Pertürbatif değişimlerden dolayı, durum denklemi parametresinin (w)' -1 den farklı değerler aldığı görülmektedir. Bu durumdan dolayı, karanlık enerji bileşeni için olası adaylar ortaya çıkmıştır. Gözlemler, dinamik karanlık enerji durumunu ortaya çıkarmışlardır. Bundan dolayı, Kozmolojik sabite alternatif senaryolar, quintessence (Wetterich, 1988; Liddle ve Scherrer, 1999), phantom (Caldwell, 2002; Onemli ve Woodard, 2004) ve quintom (Feng, Wang ve Zhang, 2005) durumlarıdır. Bu durumlar altında, karanlık enerji skalar alan olarak tanımlanmıştır. Skalar alan varlığında evren, madde baskın duruma girer ve evrenin genişlemesi üsteldir. Ayrıca bu senaryolara da alternatif olarak, birçok karanlık enerji modelleri ortaya çıkmıştır, bu modellerin neredeyse tümünde Kütle Çekim Teorisinin modifiye hali kullanılmıştır. Ayrıca, erken evrende birbirlerinden çok farklı değerlerde olan karanlık enerji ve karanlık madde yoğunluklarının şimdilerde birbirlerine çok yakın değerlerde oldukları gözlenmiştir. Bu durum ise ünlü kozmik rastlantı (coincidence) problemi olarak bilinmektedir. Bu problem için çeşitli sonuçlar bulunmuştur (Leon ve Saridakis,2010; Jimenez ve Maroto2009; Jamil ve Saridakis,2010). Bu probleme etkin çözümler bulmak için, karanlık enerji ve karanlık madde arasında çiftlenim olmalıdır. Bu da, madde baskın evrenden karanlık enerji baskın evrene geçiş için bir miktar enerji aktarımının gerektiğini göstermiştir.

karanlık enerjinin başlangıcını ve doğasını anlayabilmek için son yıllarda öne sürülen alternatif modeller ile karanlık enerjinin davranışını belirleyen durum denklemi parametresinin değerinin belirlenmesi, Kozmik Rastlantı (coincidence) Problemi ve erken zamandaki hızlanma periyodu (enflasyon anı) ile geç zamandaki hızlanma durumunun birleşiminin açıklanması gibi durumlar ele alınmıştır. Karanlık enerjinin durum denklemi parametresinin belirlenebilmesi için birçok model önerilmiştir. Bu modellerde karanlık enerji, sabit durum denklemi parametresi, homojen-olmayan durum denklemi parametresi, zamana bağlı durum denklemi parametresi vs. gibi durumlar altında incelenip, evren dinamiğinin anlaşılması için çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Ama genel olarak, Evren dinamiğinin belirlenebilmesi için, durum denklemi parametresinin zamanla periyodik olarak değiştiği ayrıca homojen ve izotropik evren ile uyum içerisinde olan, zamanla değişim gösteren basınç ve enerji yoğunluğu cinsinden tanımlanan Salınlı karanlık enerji modelleri üzerinde durulmuştur ve bu modellerin kozmolojik veriler ile uyumlu olduğu görülmüştür. Bu çalışmalarda, ideal akışkan tanımlaması ve skalar-tensör tanımlaması formülasyonları kullanılarak Evrenin dinamiği incelenmiştir. Buna ek olarak, bu iki formülasyonun salınlı karanlık enerji modelleri için, FRW çerçevesinde, birbirleriyle matematiksel olarak denk oldukları gösterilmiştir. Ayrıca, bu modellerin rastlantı (coincidence) problemini çözebileceği düşünülüp, bu problem için yeni çözümler oluşturulmuştur. Biz de bu tez çalışmasında, durum denklemi parametresini zamana bağlı fonksiyon olarak ele alıp, modellerimiz için ideal akışkan tanımlaması ve skalar tensör tanımlaması yaparak, Evren dinamiğini inceleyeceğiz. Modellerimiz açısından, bu iki tanımlamanın matematiksel olarak denk formülasyonlar olduklarını göstereceğiz. Bizim belirlediğimiz karanlık enerji modelleri şu şekilde isimlendirilmiştir: Sönümlü fonksiyon içeren Karanlık Enerji Modeli ve Sönümlü Salınım fonksiyonu içeren Karanlık Enerji Modelidir. Evrende sadece karanlık enerjinin varlığı durumu için, fiziksel niceliklerin ideal akışkan tanımlaması ve skalar tensör tanımlaması yapılacaktır. Bu iki tanımlamanın, bu durum için, matematiksel olarak denk formülasyonlar oldukları gösterilecektir. Ayrıca, evrende karanlık enerji ve maddenin birarada oldukları durum, hem ideal akışkan tanımlaması ile hem de skalar tensör tanımlaması ile incelenecektir. Bu inceleme ise, karanlık enerji ile maddenin çiftlenim halinde oldukları ve olmadıkları durumlar için ayrı ayrı yapılacaktır. Bu incelemeden elde edilen sonuçların ideal akışkan tanımlamasına matematiksel olarak denk formülasyonlar oldukları gösterilecektir. Son olarak, tüm bu bulduğumuz fiziksel

niceliklerin zamanla nasıl davranış gösterdikleri grafikler ile gösterilip, bu niceliklerin bilinen teorik sonuçları ile bizim elde ettiğimiz sonuçlar karşılaştırılacaktır.

Özetle, tez şu şekilde organize edilmiştir: İkinci bölümde, ilk olarak tezin ana hattını oluşturan hızlanarak genişleyen evren tanımlanacaktır. Daha sonra ise, yaptığımız hesaplamaların altyapısını oluşturan matematiksel tanımlamalar yapıp, Evrenin dinamiği tanıtılacaktır. Kozmolojinin temelini oluşturan, Einstein Alan Denklemleri sunulup ve hesaplarımız için gerekli olan, durum denklemi parametresi, Hubble parametresi, enerji yoğunluğu ve basınç gibi ifadeler tanımlanacaktır. Ayrıca, FRW modeli incelenip, karanlık enerji ve karanlık madde tanımlanıp, alternatif karanlık enerji modellerinden bahsedilecektir. Son olarak, evrenin başlangıç senaryosu olarak görülen Büyük Patlama Modeline ve Evrenin Sonlanma Senaryolarına yer verilecektir. Üçüncü bölümde ise, ideal akışkan gibi davranan karanlık enerjiyi tanımlayabilmek için gerekli olan ideal akışkan tanımlaması ile skalar alan gibi davranan karanlık enerjiyi tanımlayan skalar tensör tanımlaması yapılarak, evrene ait fiziksel niceliklerin nasıl elde edilebileceğini gösterdik. Dördüncü bölümde ise, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli ve Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için tanımlanan zamana bağlı durum denklemi parametresi kullanılarak, ilk olarak evrende sadece karanlık enerjinin bulunması halinde Hubble parametresi, Hubble parametresinin birinci mertebeden türevi, ivmelenme parametresi, enerji yoğunluğu ve basınç gibi fiziksel nicelikler için ideal akışkan tanımlaması yapılacaktır. Daha sonra, karanlık enerji ve maddenin birlikte olduğu durum için karanlık enerji ile maddenin çiftlenim halindeki oldukları durum ve çiftlenim halinde olmadıkları durum ayrı ayrı incelenecektir. Yine aynı bölüm içerisinde, karanlık enerjinin ideal akışkan yerine skalar alan gibi davrandığı düşünülüp, bu durum için, ilk önce evrende sadece skalar alanın var olduğu durum ve daha sonra skalar alan ile maddenin birlikte oldukları durum için, skalar alan ve maddenin çiftlenim durumları ile çiftlenim halinde olmadıkları durumlar için evrene ait fiziksel niceler ayrı ayrı hesaplanacaktır. Bunlara ek olarak, bu iki tanımlamanın fiziksel olarak farklı anlama sahip olmalarına rağmen, matematiksel olarak denk formülasyonlara sahip oldukları gösterilecektir. İncelediğimiz karanlık enerji modelleri için elde edilen fiziksel niceliklerin, zamana bağlı olarak nasıl değişim gösterdikleri grafiklerle gösterilecektir. Ayrıca, evrende hem karanlık enerji hem de madde varken ki durum için, uygun ölçek faktör seçimi ile evrenin phantom dönemi ve phantom olmayan dönemi tanımlanacak

olup bu durum için zamana bağı durum denklemi parametresi elde edilecektir. Evrenin sonlu, gelecek zaman tekillikleri tanımladığımız Hubble parametresi için incelenecektir. Dördüncü bölümde ise son olarak, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için rastlantı (coincidence) probleminin çözülebileceği gösterildi. Tezin son bölümü olan beşinci bölümde ise, yaptığımız hesaplamalar sonucunda elde ettiğimiz bulgular tartışılarak çalışma sonlandırılacaktır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. HIZLANARAK GENİŞLEYEN EVREN

Kütle Çekim Teorisine göre, bütün cisimler birbirlerini çekerler. Newton'un bu Çekim Teorisinin aksine, aralarında çok büyük mesafeler bulunan galaksiler için, kütle çekimin bilinen durumdan çok farklı bir davranış gösterdiği sonucu ortaya çıkmıştır ve evrenin farklı çekimsel özelliklere sahip karanlık enerji olarak isimlendirilen, yapısı bilinmeyen bir akışkan ile dolu olduğu düşünülmüştür. Bundan dolayı, Standart Model tarafından tanımlanan dört temel kuvvet ve GRT nin ötesinde yeni bir fizik ortaya çıkmaktadır. Gözlemlerden elde edilen bilgilere göre bu bilinmeyen yapıdaki madde, evrenin genişlemesini hızlandırıyor. Bu durum kozmik hızlanma olarak isimlendirilmektedir. Kozmik hızlanma, fizikte en çok dikkat çeken ve henüz çözülememiş önemli bir problemdir ve uzun süredir Kozmoloji araştırmalarında önemli bir yer tutmaktadır. SN Ia tipi süpernovaların mesafe ölçümlerinden, evrenin genişleyerek hızlandığı ortaya çıktı fakat bu hızlanarak genişlemeden sorumlu olan fiziksel bir yasa henüz yoktur. Teorik olarak bilinen en iyi açıklama, Einstein'ın 1917 yılında denklemlerine koyduğu ve daha sonra Edwin Hubble'ın 1929 yılında evrenin genişlediğini ortaya çıkarması ile en büyük hatam dediği kozmolojik sabitidir. Einstein denklemlerindeki kozmolojik sabitin özellikleri $\rho = \frac{\Lambda c^4}{8\pi G}$ enerji yoğunluklu ve $p = -\rho$ basınçlı homojen bir akışkana tam olarak benzemektedir. Bu durum, negatif basınçlı karanlık enerji ya da quintessence olarak yorumlanmıştır ve maddenin kütle çekimsel itmesine denk geldiği görülmüştür. Kozmolojik sabitin, hesaplanan değerinin, gözlemlerden elde edilen değerden çok büyük olduğu görülmüştür (ince ayar problemi). Bu durum, klasik dünyada probleme yol açmazken, Kuantum Teorisi açısından probleme yol açmaktadır. Çünkü Kuantum Teorisine göre beklenen durum, bu sabitin değerinin sıfır olmasıdır ve ayrıca Kozmolojik sabitin gravitasyonel etkileri, sanal parçacıkların etkilerine benzemektedir. Renormalizasyon, sanal parçacıkların enerji yoğunluğunu sıfır noktasında seçmemize izin veriyor ama temel Lagranjiyen terimleri için bu durum tutarsızdır. Bu durumlardan dolayı, karanlık enerjiyi tanımlayabilecek yeni teoriler

gerekmıştır. Bu teoriler, evrenin, negatif basınçlı akışkan yani karanlık enerji ile dolu olduğunu ve bu enerjinin kozmik hızlanmaya neden olduğunu varsaymaktadırlar.

Evrenin bileşenlerini araştırmak ve bu bileşenlerin yoğunluk oranlarını belirlemek, modern kozmolojinin temelini oluşturmuştur. SCM, 1990' ların sonunda, evrenin homojen ve izotropik olduğunu, içeriğinin ise baryonik madde, baryonik olmayan madde ve yapısı bilinmeyen karanlık enerjiden oluştuğunu ortaya çıkarmıştır ve ayrıca CMB gözlemlerinden, evrenin geometrisinin neredeyse düz olduğu ($\Omega_{top} \cong 1$) anlaşılmıştır. Yapılan son araştırmalardan (Bernardis ve diğ.,2000; Netterfield ve diğ.,2002; Spergel ve diğ.,2003; Tegmark ve diğ.,2004; Barwick ve diğ.,2004), kritik yoğunluk birimi cinsinden, baryonlar için, $\Omega_b = 0.044 \pm 0.004$, baryonik olmayan maddeler için $\Omega_{KM} = 0.23 \pm 0.04$ ve karanlık enerji için ise $\Omega_{KE} = 0.73 \pm 0.04$ olarak elde edilmiştir. Fakat karanlık enerji henüz gözlenemedi ve de doğası hakkında bilinenler çok çok azdır. Bu bileşenin yapısının belirlenmesi günümüz biliminde merak edilen önemli bir konudur ve bu durumdan dolayı çeşitli teoriler ortaya çıkmıştır. Kozmik hızlanmanın fiziğini belirlemek için, deneysel veya gözlemsel karanlık enerji çalışmaları çok büyük hedef haline gelmiştir. Karanlık enerji ve/veya alternatif kütle çekim teorileri, kozmolojik sabitin ortadan kalkmasının gerekliliğinden bahsetmelerine rağmen, şimdiye kadar geliştirilmiş tüm teorik çalışmalarda alışık olunmayan küçük bir parametre ve/veya başlangıç koşullarına bağlı ince ayar gerekmektedir. Ayrıca bunlarla birlikte yeni bir soru daha ortaya çıkmıştır: Evren, son zamanlarda yavaşlama durumundan, hızlanma durumuna neden geçiş yapmıştır? Bu durum rastlantı (coincidence) problemi olarak bilinmektedir. Birçok model olmasına rağmen, hiç bir mevcut model bu sorulara tam olarak cevap verememiştir. Kozmik hızlanmanın açıklanabilmesi için çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Bunlar, Kozmolojik Sabit, Karanlık Enerji, Alternatif Kütle Çekim Teorileri vs.dir. Ama bu çalışmaların hiç biri deneyler kadar doğru sonuç verememektedir. Bu bakımdan, Kozmolojide, bilinen en iyi nicelik olan, akışkanın basıncı ile enerji yoğunluğu arasında ilişki kuran durum denklemi parametresi ($w = \frac{p}{\rho}$) ile karanlık enerjinin açıklanabileceği düşünülmüştür. Bu parametre, evrenin genişleme tarihi hakkında bilgi verebilir ve ayrıca kozmik hızlanmanın zamanla nasıl değişim gösterdiğini açıklayabilir. Eğer kozmik hızlanmaya kozmolojik sabit neden oluyorsa, teorik olarak bu parametre sabit bir değerdedir ($w = -1$) ve bu durum açısından, gelecekteki genişleme, üstel bir genişlemedir. Buna

karşılık, karanlık enerji ve alternatif gravite teorileri $w \neq -1$ durumunu öngörmektedir. Son zamanlarda yapılan gözlemlerden ise bu parametrenin değerinin $w \cong -1 \pm 0,1$ olduğu ortaya çıkmıştır. Bu parametrenin değerinin, -1 den ne kadar uzak olduğu konusunda ortak bir görüş henüz mevcut değildir. w nın bu dinamik durumu, Kozmolojik sabite alternatif bir durum olarak, bu parametrenin zamanla değişen bir nicelik olabileceğini göstermektedir ve ayrıca kozmik hızlanma tarihi hakkında daha fazla bilgiye ulaşabilmek için, bu parametrenin zamanla değişen bir fonksiyon ile tanımlanabileceğini öngörmektedir.

2.2. EVRENİN DİNAMIĞI

Newton Çekim Teorisine göre, aralarında r mesafesi bulunan kütleleri farklı olan iki maddenin, birbirine uyguladıkları çekici etkiyi ifade eden kuvvet şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$F = \frac{GMm}{r^2} \quad (2.1)$$

Bu kuvvet yasası ters kare yasasına uymaktadır. Ters kare yasasına göre kuvvetin büyüklüğü cisimlerin arasındaki mesafenin karesiyle ters orantılıdır ve bu yasaya göre, uzay ve zaman birbirlerinden farklı ve değişmez olgulardır.

Newton Fiziği, üç ilke, Mutlak Uzay ve Mutlak Zaman kavramlarına dayanır. Yani Newton Fiziği şu beş durum altında incelenir:

- a) Eylemsizlik Prensibi
 - b) Dinamiğin Temel Prensibi ($\vec{F} = m \cdot \vec{a}$)
 - c) Etki-Tepki Prensibi
 - d) Mutlak Uzay
 - e) Mutlak Zaman
- Mutlak Uzay: Cismin hareketinin referans sisteminden tamamen bağımsız olması durumudur.
 - Mutlak Zaman: Zamanın her referans sistemi için aynı akmasıdır.

Ancak bu durumlar altında Newton Fiziği ortaya çıkar. Eksenleri paralel iki referans üçlüsü düşünülürse, Klasik Mekanik Kanunlarını değişmez bırakan koordinat dönüşümleri Galile Dönüşüm Formülleridir.

Maxwell, 19.yüzyılda ışığın ve bütün elektromagnetik dalgaların yayılımını açıklayan Elektromagnetik Teoriyi geliştirdi. Elektromagnetik dalgaları açıklayabilmek için Esir diye bir kavram ortaya atıldı. Esir, elektromagnetik dalgaların yayılmasını, bozulan ortamın esnekliğiyle açıklar. Bu esir ortamı evreni tamamen doldurmaktadır. Esir, her yeri dolduran mutlak bir ortamdır. Bunların yanında Elektromagnetik Teorinin matematiksel yapısı, Galile dönüşümlerine göre invaryant değildir. Eğer invaryant olsaydı, sistemlerin birbirlerine göre görelî hızları ne olursa olsun, ışık her zaman c hızıyla yayılacaktı. Bu durum için, ışığın yayılması Galile sistemlerine göre değişmez değildir. Daha sonra esir kavramını açıklamak için Michelson ve Morley tarafından düzenlenen deney düzeneği kuruldu. Bu deney, tek renkli bir kaynaktan çıkan ışığın yarı saydam bir ayna aracılığıyla biri hareket yönünde, biri de ona dik iki bölüme ayrılıp eşit mesafeler alarak aynalardan geçip tekrar birleşip girişim saçakları meydana getirmelerine dayanır. Meydana gelen girişim saçaklarının durumu belirlendikten sonra deney aleti 90° döndürülüp saçaklarda oluşan kayma miktarı ölçülerek yerin esire göre mutlak hızı bulunabilecektir (Özdemir,1981;82). Fakat deney sonucunda, girişim saçaklarında herhangi bir kayma gözlenmemiştir. Yani bunun anlamı da, yer esire göre hareket etmiyor, ya da esir diye bir kavram yoktur. Bu deneyden alınan olumsuz sonuçlarla Einstein 1905 yılında, ışığın yayılması, uzayın izotrop yani eş-yönlü olmasından kaynaklandığını ve esir diye bir ortamın olmadığını gösterdi. Tüm bu durumlardan yararlanarak Einstein şu iki ilkeyi sonuçlandırmıştır:

- i) Işığın eş-yönlü yayılma ilkesi yani ışık, kaynağından bağımsız olarak her yönde aynı c hızı ile yayılır.
- ii) Özel Rölativite Teorisi: Bütün fizik yasaları Galile sistemlerinde değişmezdirler.

Ama Elektromagnetizma kanunları Galile Dönüşümlerine göre değişmez değildir, o zaman ÖRT kanunlarının değişmez kalmasını sağlayan dönüşüm grupları bulunmalıdır. Bu dönüşümler özel durumlar altında Galile dönüşümlerine indirgenmelidir. Bu dönüşümler Lorentz dönüşümleri olarak adlandırılır ve referans çerçevesinden bağımsız olarak ışık hızının nasıl gözlemleneceğini açıklarlar aynı zamanda Özel Rölativite

Teorisiyle uyum içindedirler. Lorentz Dönüşümleri, iki gözlemci tarafından ölçülen uzay ve zaman ölçümlerinin, birbirleri arasında nasıl bir ilişki içerisinde olduklarını açıklar. Bu dönüşümler, hızları farklı olan gözlemcilerin farklı uzunluklar, farklı zamanlar ve olayların sıralamalarını farklı olarak göreceklarini gösterirler. Galile Dönüşümü, ışık hızından çok küçük hızlar için iyi bir yaklaşımdır. Lorentz Dönüşümleri, lineer dönüşümlerdir. Bu uzayda, dönme olabilir. Dönme olmayan dönüşüm ise Lorentz artışı olarak tanımlanır. Lorentz Dönüşümleri, herhangi iki olay arasındaki uzay aralığını Minkowski uzayında korur. Sabit uzay-zamanda olay dönüşümlerini tanımlamak için, hiperbolik dönme olan Minkowski uzayı elde edilir ve bu Lorentz dönüşümlerinin genel kümesi Poincare grubu olarak bilinir.

ÖRT' ye göre fizik yasaları, bütün eylemsizlik sistemleri için tamamen eşdeğerdir. Fizik yasalarını ifade eden temel denklemler, Newton Mekaniğinden farklı olarak Lorentz Dönüşümlerine göre kovaryant bir biçimde ifade edilirler. Newton'a göre mutlak uzay ve mutlak zaman kavramları vardır. Yani başka bir deyişle, uzay ve zaman birbirinden bağımsızdır ve Newton Mekaniğinde fizik yasaları, Galile dönüşümlerine göre değişmezdir. Bir mekanik sistemi ivmeli referans sistemlerinde incelersek, sistemle ilişkisi olmayan sahte kuvvetler ortaya çıkar, bundan dolayı ivmeli sistemlerdeki hareket yasaları, eylemsizlik sistemlerindekiyle farklı olarak ifade edilirler. Bu sahte kuvvetlerin doğada var olan gerçek kuvvetlerden farklı oldukları görülmektedir ve bu kuvvetler, Newton Mekaniği çerçevesinde eylemsizlik kuvvetleri olarak adlandırılmış olup mutlak uzay isimli ayrıcalıklı bir referans sisteminde mutlak hareketin belirleyicisi olmuşlardır. Fakat Mach'a göre, mutlak hareket olamaz, ancak görelî hareketlerin fizikte bir anlamı vardır. Mutlak uzay kavramını ortadan kaldırıp, eylemsizlik kuvvetlerinin kökeninin cisimlerin kütlelerinden dolayı olduğunu ortaya çıkarmıştır. Bir cismin eylemsizliğinin evrendeki diğer cisimlere bağlı olduğunu belirleyen ifadeye Mach İlkesi adı verilir. Bu ilkeye göre, sahte eylemsizlik kuvvetleriyle gerçek kütle çekim kuvvetleri arasında bir eşdeğerlik vardır. Uygun birimler altında, uzayın sınırlı bir bölgesi için, eylemsizlik kütlesi ile kütle çekimsel kütle birbirine eşittir. Bu da zayıf eşdeğerlik ilkesi olarak bilinir. Buna ek olarak, yine sınırlı bir bölge için, sahte eylemsizlik kuvvetleriyle gerçek kütle çekim kuvvetleri birbirinden ayırt edilemez. Bu da yerel eşdeğerlik ilkesi olarak tanımlanır. O halde, herhangi bir gözlemci kütle çekimsel alanla eylemsizlik alanının ortak noktalarını belirleyebilir, tek başlarına olan büyüklüklerini belirleyemez.

Aslında ÖRT, Mach'ın düşünceleriyle örtüşmemektedir. ÖRT, Newton Mekaniği gibi uzay ve zaman kavramlarını mutlak olarak almaz, ikisinin birleşimi olan uzay-zamanın mutlaklığının varlığı ortaya çıkmaktadır. Yani tüm fizik yasaları, ivmesiz sistemlerde Lorentz değişmezdir. Einstein'ın amacı mutlak uzay düşüncesini ortadan kaldırmaktı ve uzun çalışmalar sonucunda Özel Rölativite Teorisinin geliştirilememesine neden olan eylemsizlik kuvvetlerini ortadan kaldırmayı başarmıştır. Einstein, cisimlerin eylemsizliğini madde ve enerjiye bağlamıştır.

ÖRT ilk olarak, Michelson-Morley deneyinde ışığın boş bir uzayda homojen ve izotrop biçimde yayılmasından dolayı ortaya çıkmıştır, Albert Einstein bu durum için fizik yasalarını tekrardan gözden geçirmiş ve Newton Mekaniği ile Elektromagnetik Teoriyi, Galile sistemleri için değişmez bir biçimde ifade etmiştir. İşte bu değişmezliği sağlayan dönüşüm ifadeleri Lorentz dönüşümleridir. ÖRT ye göre hiç bir durum, ışık hızından daha hızlı hareket edemez. Bundan dolayı kütle çekim açısından bu durumun göz önünde bulundurulması gerekir. Ayrıca Gravitasyonun Alan Denklemleri, Lorentz dönüşümlerine göre invaryant değildir.

Tablo 2.1: Einstein ve Newton fiziği arasındaki temel farklar.

Einstein Fiziği	Newton Fiziği
Dinamik uzay-zaman	Mutlak uzay, mutlak zaman
Uzay-zaman Lorentz invaryanttır (zaman genişmesi, boy kısalması söz konusudur ama eş-zamanlılık yoktur)	Uzay, Galile dönüşümlerine göre invaryanttır (eş-zamanlılık vardır)
Ayrıcalıklı sistemler yoktur (Fizik yasaları her yerde aynıdır)	Ayrıcalıklı eylemsiz sistemler vardır (mutlak uzayda, durağan ya da sabit hızlı hareket)
Sonlu ve sabit bir hız vardır. Hiçbir madde c ışık hızından hızlı yayılamaz	Işık hızı sonsuzdur
Hız üst bir limite sahiptir, c	Hızın üst bir limiti yoktur
Kütle-çekim, uzay-zaman yapısına göre değişir	Kütle-çekim bir kuvvettir
Geodezik denklem $\frac{d^2x^\mu}{d\lambda^2} = -\Gamma_{\nu\kappa}^\mu \frac{dx^\nu}{d\lambda} \frac{dx^\kappa}{d\lambda}$	Newton'un İkinci Yasası $\frac{d^2x^i}{dt^2} = -\delta^{ij} \frac{\partial\theta}{\partial x^j}$
Uzay-zaman eğridir ve kütleli parçacıklar eğri geodezikler boyunca hareket ederler ve bu durum şu metrikle tanımlanır $ds^2 = g_{\alpha\beta}(x) dx^\alpha dx^\beta$	Kütle Φ alanı yaratır ve diğer m kütlelerinde kuvvete yol açar $F = -\nabla\Phi$
Einstein Alan Denklemi $G_{\alpha\beta} = 8\pi G T_{\alpha\beta}$	Poisson denklemi $\nabla^2\theta(x) = 4\pi G \rho_m$

Einstein 1905 yılında öne sürdüğü ÖRT ile yeni fikirler ortaya atmıştır. Mutlak uzay kavramı ortadan kalktı onun yerine, hem uzay hem de zaman boyutu içeren Dört Boyutlu Uzay-Zaman kavramı oluştu. ÖRT' deki Dört Boyutlu Uzay-Zaman hala düz Minkowski Uzay-Zamanıdır. Işık hızı gözlemciden bağımsız olarak sabit ve sonlu bir değer alır.

Genel Rölativite İlkesi veya Genel Kovaryans İlkesi, fizik yasalarının birinden diğerine jakobiyeni sıfırdan farklı, sürekli ve türetilbilir koordinat dönüşümleriyle geçilebilen ve tüm referans sistemleri için aynı şekilde ifade edilebileceğini söyler. Einstein'ın Genel Rölativite Teorisi, dört boyutlu Riemannsal uzay-zamanda fizik yasalarının kovaryant şekilde ifade edilebilmesini sağlar.

ÖRT' yi başarılı bir şekilde açıklayan Einstein, ÖRT ile Newton'un Kütle-Çekim Teorisini genelleştirerek kütle çekimin uzay-zamanda tanımlanmasının sağlandığı, Genel Rölativite Teorisini 1915 yılında yayımladı. Kütle çekimin varlığından dolayı, uzay-zaman eğrilir. Bu uzay-zaman eğriliği, madde ve radyasyonun, enerji ve momentumuyla ilişkilidir. GRT' nin bütün önerileri deney ve gözlemler ile kanıtlanmıştır. Einstein, 1905 yılında ÖRT' yi açıkladıktan sonra görelî durumu kütle çekimle birlikte nasıl ifade edebileceğini düşünmeye başladı. Birçok çalışmanın ardından, günümüzde Einstein Alan Denklemleri olarak bilinen çalışmasını sonlandırdı ve denklemler Einstein'ın yeni kuramının yapıtaşlarını oluşturdu, bu denklemler, herhangi bir maddenin varlığında uzay ve zamanın nasıl etkileneceğini belirleyen denklemlerdir.

GRT, kütle-çekimin metrik uygulamasıdır. Geometrisi dört boyutlu uzay-zamanı (üç uzay, bir zaman) belirten psüdo-Riemannian geometrisi ile uzay-zamanda bulunan madde (enerji-momentum) arasındaki ilişkiyi kuran Einstein denklemlerinin temelini oluşturur. GRT, genel kovaryanslığı yansıtır, yani fizik yasaları bütün gözlemciler için aynıdır. Evrenin geometrisi ve maddenin enerji-momentum tensörü birbirine eşitlenerek Einstein Alan Denklemleri elde edilir. Bu denklemlerin bilinen en iyi tam çözümleri; Schwarzschild çözümü, Reissner-Nordström çözümü, Kerr metriği, FLRW ve de Sitter evrenleridir. Büyük teorik görüşün tam çözümleri ise Gödel evrenini, Taub-Nut çözümünü ve anti-de Sitter uzayını içerir.

Kozmolojinin geçerli modelleri kozmolojik sabiti içeren Einstein Alan Denklemlerine dayanır. Bu denklemin homojen ve izotrop çözümleri olan FLRW çözümleri, evreni modellemek için olanak sağlar. Bu model ilk olarak Friedmann tarafından tanımlanmıştır ve daha sonra geometrik bakış açısı Robertson ve Walker tarafından ortaya çıkarılmıştır. Bu model artık FRW modeli olarak bilinmektedir. Bütün gözlemler kozmolojik sabit içeren FRW modellerinin geniş ölçeklerdeki uzay-zaman geometrisiyle uyumlu olduğunu göstermiştir. Einstein'ın madde ile uzay-zamanı ele alan, alan denklemleri Genel Rölativite Teorisinin evrene uygulanmasını sağlamıştır. GRT, dört boyutlu psüdo-Riemannian uzaydaki genel koordinat sistemindeki noktalarla belirlenir ve bu noktalar x^μ ($\mu = 0,1,2,3$) ler ile ifade edilir. Bu ifadeden uzay-zaman tanımlaması yapılır. Topolojik bir uzay, metrik ile tasvir edilir. Metrik, uzaklık anlamına gelmektedir ve bu uzaklık fonksiyonu kümedeki elemanların arasındaki mesafeyi belirler. Metrik bağlantılı uzayın her bir noktasında bir uzunluk birimi tanımlanmıştır.

2.3. EVRENİN GEOMETRİSİ

Evrenin geometrisi metrik ile temsil edilir. Bu bölümde bu konu kısaca ele alınacaktır.

- Kozmolojik İlke:

Geniş ölçeklerde, evrenin bir biçim olduğu varsayılmaktadır. Bu düşünce, Kozmolojik İlke olarak isimlendirilmiştir. Bu İlke, iki durum ile açıklanmaktadır:

- 1) Evren homojendir. Yani, evren içerisinde ayrıcalıklı bir yer yoktur.
- 2) Evren izotropiktir. Yani, evren her yönde aynı özelliklere sahiptir.

Gözlemsel kanıtlar, evrenin genişlediğini ortaya çıkardı. Bunun anlamı ise, erken evrende, galaksilerin bugünküne göre bize daha yakın olduklarıdır. Genişleyen evrende koordinat bağlantısı ölçek faktör ile tanımlanır. Ölçek faktör, fiziksel mesafe ile birlikte koordinat mesafesini birbirine bağlar. Bu da metrik sayesinde gerçekleşir. Metrik, genişleyen evren tahminleri için gerekli bir niceliktir.

- Metrik Türleri

İki boyutlu Kartezyen ve Polar koordinatlarda metrik tanımlaması şu şekildedir:

Kartezyen koordinatlarda:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 \quad (2.2)$$

Polar koordinatlarda:

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 \quad (2.3)$$

Genel olarak iki boyutta koordinatlara bağlı metrik şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$ds^2 = \sum_{i,j=1,2} g_{ij} dx^i dx^j \quad (2.4)$$

g_{ij} , 2×2 olan simetrik bir matristir ve şu şekilde gösterilir:

Kartezyen koordinatlar için:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Polar koordinatlar için:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & r^2 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Metriğin en büyük avantajı, kütle çekimi de kapsıyor olmasıdır. Klasik Newton Mekaniğinde, kütle çekim dış kuvvettir ve parçacıklar gravitasyonel alanda hareket ederler. GRT' de ise, kütle çekim metrikle bağlanmıştır ve parçacıklar eğri uzay-zamanda hareket ederler.

Dört boyutta metrik ifadesi ise şu şekilde tanımlanır:

$$ds^2 = \sum_{\mu,\nu=0}^3 g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (2.7)$$

Bu ifadede, $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ tür ve aynı zamanda dx^0 , zaman koordinatı ve dx^i ise uzay koordinatlarıdır.

Üç boyutta, herhangi bir vektör üç bileşene sahiptir. Örnek olarak, $X^i \Rightarrow i = 1, 2, 3$ tür. Herhangi iki vektörün nokta çarpımı ise şu şekilde tanımlanır:

$$\vec{X} \cdot \vec{Y} = \sum_{i=1}^3 X^i \cdot Y^i \equiv X^i \cdot Y^i \quad (2.8)$$

Bu ifadede, tekrarlanan indisler üzerinden toplam vardır. Bu da Einstein toplama kuralı olarak isimlendirilmektedir. Ayrıca, metrik, tensörlerin indirme kaldırma indisleri ile birlikte kullanılır:

$$g^{\alpha\beta} = g^{\alpha i} g^{\beta\sigma} g_{i\sigma} \quad (2.9)$$

Bu metrik tensörde, $i = \beta$ seçimi altında şu durum elde edilir:

$$g^{i\sigma} g_{\beta\sigma} = \delta_{\beta}^i \quad (2.10)$$

Bu denklemdeki δ_{β}^i ifadesi, Kroneker deltadır ve şu şekilde tanımlanır:

$$\delta_{\beta}^i = \begin{cases} 1 & i = \beta \\ 0 & i \neq \beta \end{cases} \quad (2.11)$$

Kozmolojide metriğin işareti genel olarak, $(-, +, +, +)$ seçilir. Ayrıca metrik, koordinatların değerleri ve ds^2 fiziksel aralığının fiziksel ölçümleri arasındaki ilişkinin kurulabilmesini sağlar.

1. Düz Minkowski Uzay-Zaman Metriği:

Dört boyutlu uzay-zamanda, metrik ifadesi ($c=1$) şu şekildedir:

$$ds^2 = -dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 = \eta_{ab} dx^a dx^b \quad (2.12)$$

Bu metrikte, iki nokta arasındaki en kısa yol doğrularla ifade edilir. η_{ab} , Minkowski metrik tensörünü ifade eder. Öklitselimsidir.

$$\eta_{ab} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Bu matris ifadesi kısaca şu şekilde de gösterilebilir:

$$\eta_{ab} = \text{köşeg.} [-1,1,1,1] \quad (2.14)$$

Bu metrik tensörün, köşegen olmasının sebebi, evrenin homojen ve izotrop olmasından dolayıdır.

2. Eğri üç boyutlu Uzay metriği:

En genel olarak metrik ifadesi şu şekilde tanımlanır:

$$ds^2 = g_{ab} dx^a dx^b \quad (2.15)$$

g_{ab} , kovaryant ve ikinci mertebeden simetrik bir tensördür. Bu durum ise şu şekilde gösterilir:

$$g_{ab} = g_{ba} \quad (2.16)$$

Bu kovaryant metrik tensörünün, kontravaryant bileşenleri, kovaryant bileşenler yardımıyla bulunabilir:

$$g^{ab} = (g_{ab})^{-1} \quad (2.17)$$

Homojen ve izotrop, üç boyutlu eğri uzay için metrik ifadesi şu şekilde elde edilir:

$$ds^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (2.18)$$

3. Genişleyen düz Uzay-Zaman metriği:

Bu metrik ifadesinde, homojen ve izotrop evrenin genişlemesini ifade eden ölçek faktör, $a(t)$ ifadesi bulunmaktadır. Genişleyen evren için metrik ifadesi şu şekilde tanımlanır:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)[dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)] \quad (2.19)$$

Bu metrik ifadesinin sahip olduğu metrik tensörün matris gösterimi ise şu şekildedir:

$$g_{ab} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a^2(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2(t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a^2(t) \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

4. Genişleyen eğri Uzay-Zaman metriği:

Gerçek gravitasyon alanları, öklitselimsi olmayan, ancak yerel olarak öklitselimsi bir metriğe indirgenebilen, daha genel bir metrik ifadesiyle, uzay-zaman yapısı içerisinde tanımlanırlar. GRT için metrik ifadesi şu şekildedir:

$$ds^2 = g_{ab}dx^a dx^b \quad (2.21)$$

Olayların, dört boyutlu Riemannsal uzay-zaman içerisinde, GRT ilkelerine göre açıklanıyor olunması fizikteki dinamiği geometrileştirmek anlamına gelmektedir. Genişleyen eğri uzay-zaman metriği şu şekildedir:

$$ds^2 = g_{ab}dx^a dx^b = -dt^2 + a^2(t)\Omega_{ij}(x)dx^i dx^j \quad (2.22)$$

t : zaman koordinatı, x^1, x^2, x^3 ise uzaysal koordinatları, Ω_{ij} ise üç boyutlu homojen ve izotropik uzay üzerindeki maksimum simetriye sahip uzaysal metrik tensörü gösterir. $a(t)$, ölçek faktördür ve evrenin genişlemesini ifade eder, yani metriğin belirli bir t anındaki uzaysal kesitinin büyüklüğünü verir ve ölçek faktörün değişimi evrenin yoğunluğuna bağlıdır. (2.22)'deki metrik ifadesi daha genel olarak şu şekilde yazılabilir:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \begin{cases} d\chi^2 + \sin^2\chi(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) & \text{kapalı uzay} \\ d\chi^2 + \chi^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) & \text{düz uzay} \\ d\chi^2 + \sinh^2\chi(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) & \text{açık uzay} \end{cases} \quad (2.23)$$

$$r = \begin{cases} \sin\chi & \text{kapalı} \\ \chi & \text{düz} \\ \sinh^2\chi & \text{açık} \end{cases} \quad (2.24)$$

Bu şekildeki r tanımlaması altında metrik ifadesi, daha genel halde şu şekilde yazılabilir:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right] \quad (2.25)$$

Bu metrik ifadesi, kovaryant ve kontravaryant metrik tensör bileşenleri cinsinden gösterilebilir:

Metrik tensörün, kovaryant formu:

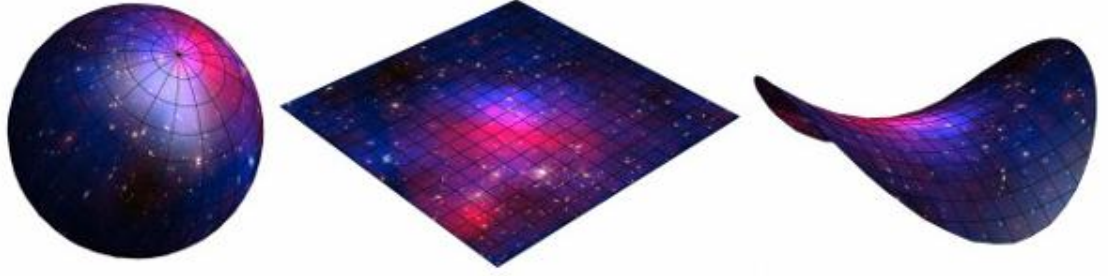
$$g_{ab} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{a^2(t)}{1 - kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2(t)r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a^2(t)r^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Bu metrik tensörün, kontravaryant formu ise:

$$g^{ab} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1 - kr^2}{a^2(t)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{a^2(t)r^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{a^2(t)r^2 \sin^2 \theta} \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

şeklindedir. Bu metrik tensöre sahip metriğin Kozmolojide özel bir yeri vardır. Robertson-Walker (RW) metriği, Friedmann-Robertson-Walker (FRW) ya da Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) metriği olarak da bilinmektedir. 1922 yılında Friedmann tarafından elde edilmiştir. 1920'lerin sonunda daha genel hali Robertson tarafından, 1930 ve 1935 yıllarında da Walker tarafından geliştirilmiştir. t , zaman koordinatı (kozmik zaman); $a(t)$, zamanın bir fonksiyonudur ve evrenin genişlemesinden sorumludur. k ise uzayın eğriliğini ifade eden bir sabittir ve sadece üç değer alabilir.

$$k = \begin{cases} -1 & \text{açık (hiperbolik ; negatif eğrilikli) uzay} \\ 0 & \text{düz (sıfır eğrilikli) uzay} \\ +1 & \text{kapalı (küresel ; pozitif eğrilikli) uzay} \end{cases} \quad (2.28)$$



Şekil 2.1: İki boyutta pozitif, sıfır ve negatif eğrilikli evrenler.

Bu metrik tensör ifadeleri, uzay-zaman geometrisini tanımlar. Dört boyutlu bir Riemann uzayını betimler. Bu ifadenin varlığında, uzay-zamanın geometrisiyle gravitasyon arasındaki matematiksel ifadelerin varlığı görülmektedir. Riemannsal bir uzayda eğer bir noktanın üzerine hiçbir kuvvet etki etmiyorsa o nokta durgundur, ya da uzayın bir eğrisi boyunca hareket eder. Bu eylemsizlik ilkesi, Riemannsal uzayda noktanın geodezik ilkesi olarak tanımlanır. Geodezik ilkede, metrik uzayda iki nokta arasındaki en kısa yolu belirleyen eğriler, geodezik eğrilerdir. $x^\lambda = x^\lambda(b)$ eğrisini belirleyen denkleme geodezik denklem denir. Bu denklem şu şekilde ifade edilir:

$$\frac{d^2 x^\lambda}{db^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \frac{dx^\mu}{db} \frac{dx^\nu}{db} = 0 \quad (2.29)$$

Bu denklemdeki, $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$ ifadeleri Christoffel sembolleridir. Bu semboller, tensörel özellik göstermezler ve simetriktirler. Minkowski uzayında, eğer dış kuvvetler rol oynamıyorsa parçacıklar düz çizgilerde yollarına devam ederler. Daha genel uzay-zamanlarda ise düz çizgiler geodeziklerle yer değiştirir. Genişleyen evrende kuvvet yokken ki durum için Newton Yasasını genelleştirirsek, yani bu durum için serbest parçacığın Kartezyen koordinatlardaki ($x^i = (x, y)$), hareket denklemleri şu şekildedir:

$$\frac{d^2 x^i}{dt^2} = 0 \quad (2.30)$$

Ama polar koordinatlar, $x^i = (r, \theta)$, olduğu için, taban vektörler, düzlem durumuna göre değişkenlik gösterir. Bu durum ise şu şekilde tanımlanır:

$$\frac{dx^i}{dt} = \left(\frac{dx^i}{dx'^j} \right) \frac{dx'^j}{dt} \quad (2.31)$$

Bu denklemdeki, parantez içerisindeki terim, bir tabandan diğerine geçiş için dönüşüm matrisidir ve Jacobi determinanı olarak bilinir. Polar koordinatlar için bu dönüşüm lineer değildir ve bazı dönüşüm kuralları gerekir.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dx^i}{dx'^j} \right) = \frac{dx'^k}{dt} \frac{\partial^2 x^i}{\partial x'^k \partial x'^j} \quad (2.32)$$

Bundan dolayı, geodezik denklem şu şekilde olur:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{dx^i}{dx'^j} \frac{dx'^j}{dt} \right] = \frac{\partial x^i}{\partial x'^j} \frac{d^2 x'^j}{dt^2} + \frac{\partial^2 x^i}{\partial x'^j \partial x'^k} \frac{dx'^k}{dt} \frac{dx'^j}{dt} \quad (2.33)$$

Bu dönüşüm matrisini tersiyle çarparsak, Kartezyen olmayan tabandaki geodezik denklem şu şekilde elde edilir:

$$\frac{d^2 x'^s}{dt^2} + \left[\left(\left\{ \frac{\partial x}{\partial x'} \right\}^{-1} \right)_i^s \frac{\partial^2 x^i}{\partial x'^j \partial x'^k} \right] \frac{dx'^k}{dt} \frac{dx'^j}{dt} = 0 \quad (2.34)$$

Bu denklemdeki parantez içerisindeki terim Christoffel sembollerine karşılık gelmektedir. Bu semboller şu şekilde gösterilir:

$$\Gamma_{jk}^s = \left[\left(\left\{ \frac{\partial x}{\partial x'} \right\}^{-1} \right)_i^s \frac{\partial^2 x^i}{\partial x'^j \partial x'^k} \right] \quad (2.35)$$

Metrik tensör cinsinden ise Christoffel sembolleri şu şekilde ifade edilir:

$$\Gamma_{jk}^s = \frac{1}{2} g^{sa} (\partial_\mu g_{ka} + \partial_k g_{ja} - \partial_a g_{jk}) \quad (2.36)$$

- Kırmızıya Kayma:

İki olay arasındaki kırmızıya kayma, dalga boyundaki değişim oranıyla belirlenir. Bu durum şu şekilde tanımlanır:

$$z_{\text{yayılan}} = \frac{\lambda_{\text{gözlemlenen}} - \lambda_{\text{yayılan}}}{\lambda_{\text{yayılan}}} \quad (2.37)$$

Eğer gözlem bugüne aitse, $a_{\text{gözlemlenen}} = a_0 = 1$, bu durum için elde edilen denklem:

$$a_{\text{yayılan}} = \frac{1}{1 + z_{\text{yayılan}}} \quad (2.38)$$

Bu durumdan görülüyor ki, foton yayılırken bir nesnenin kırmızıya kayması, ölçek faktörünü belirler.

2.4. EINSTEIN ALAN DENKLEMLERİ

Albert Einstein'ın Genel Rölativite Teorisi, madde ve enerji tarafından eğrilen uzay-zamanı tanımlar. İlk olarak 1915 yılında, Einstein tarafından tensör denklemi tanıtıldı, Einstein Alan Denklemi yerel olarak eğri uzay-zamanı $G_{\mu\nu}$ Einstein tensörüyle, uzay-zamanın yerel enerji-momentumunu $T_{\mu\nu}$ tensörüyle ifade eder. Einstein alan denklemlerinin çözümleri metrik tensörün bileşenleridir ve parçacıkların yörüngeleri (geodezikleri), geodezik denklem kullanılarak belirlenir. Yani, Einstein, GRT ile kütleçekimi uzay-zamanın bükülmesinden yola çıkarak tanımlamıştır.

GRT, Riemann geometrisiyle belirlenen uzay-zaman geometrisi ile enerji yoğunluğu ve momentumun etkileşimini belirler. Bu teoride, uzay-zamanın eğriliği ve değişimi Einstein Alan Denklemleri ile elde edilir.

Dört boyutlu uzay-zamanda Einstein'ın GRT alan denklemleri şu şekilde tanımlanır:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = -\Lambda g_{\mu\nu} + \kappa^2 T_{\mu\nu} \quad (2.39)$$

Bu denklemin sol tarafı, uzay-zamanın geometrik özelliklerini, sağ tarafı ise uzay-zamanın fiziksel yapısını gösterir. Bu alan denklemleri lineer değildir ve çözümü zor olan diferansiyel denklemlerdir. Ancak, bazı fiziksel şartlar konularak, çözümlerine ulaşılabilir. Bu denklemlerin ortaya çıkmasından, çok kısa süre sonra, Karl Schwarzschild bu alan denklemlerinin, sıfırdan farklı çözümünü bulmayı başardı. Bu çözüm Schwarzschild metriği olarak bilinir. Bu metrik ile kara deliklerin temelleri

ortaya atılmıştır. Schwarzschild çözümünün elektrik yüklü cisimler için olan hali Reissner-Nordström çözümüne ulaşıldı. Bu çözüm elektrik yüklü kara delikler için kullanılmaktadır. 1917 yılında, Einstein Teorisini, evrenin bütününe uygular ve kozmolojinin görelî haline adım atılmış olur. GRT, evrenin genişlemekte ya da büzülmeğe olduğunu açıklarken, Einstein evrenin durağan olduğunu düşünmüştür ve bunu sağlamak için denklemlerine kozmolojik sabit eklemiştir. Bu denklem, ilk olarak kozmolojik sabitsiz olarak yazılmıştır. Ancak, Einstein evren için bir model oluşturmak istediğinde böyle bir sabitin olması gerektiğini düşünmüştür. Fakat 1929 yılında Hubble, evrenin durağan olmadığını gözlemlerle ortaya çıkardı ve evrenin genişlediğiyle ilgili çalışmalar yaptı. Evrenin genişlediğine dair gözlemlerden sonra, Einstein, denklemlerine koyduğu kozmolojik sabite ‘hayatımın en büyük hatası’ demiştir. Einstein evren modeli denen ilk evren modelini; 1917’de de Sitter’ in kozmolojik sabitli, 1922’de Friedmann’ın kozmolojik sabitsiz, 1927’de Eddington ve Lemaitre’nin kozmolojik sabitli evren modelleri izlemiştir. Bütün bu evren modelleri, evrenin izotrop ve homojenliğine dayandırılarak açıklanmıştır.

GRT, ÖRT’ nin yasalarıyla tamamen uyum halindedir ve Newton Teorisinin açıklayamadığı bazı durumlara cevap vermektedir. 1919 yılında, Eddington tarafından yönetilen keşif, tam Güneş tutulması sırasında yıldız ışığının Güneş tarafından aynı GRT’ nin bahsettiği gibi büküldüğünü doğrulamıştır ve Einstein’ ın çalışmaları ün kazanmıştır. GRT’ nin tanımlanması ile evrenin tanımlanması yapıldı ve matematik formalizmi oluşmaya başladı.

Einstein Alan Denklemlerinin yapısı incelenirse:

- Riemann eğrilik tensörü:

Eğri uzay-zamanın özellikleri Riemann eğrilik tensörüyle verilir, bu tensörel ifadeyi bulmak için Christoffel sembolleri kullanılır. Bu eğrilik tensörü şu şekilde ifade edilir:

$$R^{\mu}_{\nu\kappa\lambda} = \frac{\partial \Gamma^{\mu}_{\nu\lambda}}{\partial x^{\kappa}} - \frac{\partial \Gamma^{\mu}_{\nu\kappa}}{\partial x^{\lambda}} + \Gamma^{\mu}_{\alpha\kappa} \Gamma^{\alpha}_{\nu\lambda} - \Gamma^{\mu}_{\alpha\lambda} \Gamma^{\alpha}_{\nu\kappa} \quad (2.40)$$

- Ricci tensörü:

Bir geometrinin, Öklid uzayından sapmasının ölçüsünü Ricci eğrilik tensörü verir, Riemann eğrilik tensörüne uygulanan büzülme işleminden elde edilir:

$$R_{\mu\nu} = R_{\mu\alpha\nu}^{\alpha} \quad (2.41)$$

Bu Ricci tensörü, ikinci mertebeden simetrik bir tensördür.

- Ricci skaleri:

Ricci eğrilik skaleri, Ricci eğrilik tensörünün izinden bulunur.

$$R = R_{\mu}^{\mu} = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \quad (2.42)$$

Einstein Alan Denklemlerinin, enerji-momentum korunumunu garantilediğini Bianchi özdeşliği ifade eder. Bianchi özdeşliği ise şu şekilde tanımlanır:

$$G^{\mu\nu}; \nu = 0 \quad (2.43)$$

Bu durumda, şu eşitlikte sağlanmaktadır:

$$T^{\mu\nu}; \nu = 0 \quad (2.44)$$

Evrenin matematiksel modeli için GRT' nin alan denklemleri kullanılır. Evrenin madde ve enerjisi hakkındaki bilgiyi ise $T_{\mu\nu}$ enerji-momentum tensörünün uygun seçimleriyle elde edebiliriz. Fakat madde ve enerjiyi tam olarak yansıtabilecek enerji-momentum tensörü yoktur. Bundan dolayı, en basit olarak ideal haller için yazılmaktadır.

- Enerji-Momentum Tensörü:

GRT' de; kütle, uzay-zaman eğriliğinin kaynaklarından biridir. Enerji-momentum tensörü $T_{\mu\nu}$, olası enerji kaynaklarını içerir ve uzay-zamanın eğrilmesine yol açar. Yoğunluk ve dört momentum akısını tanımlar; $(E, -p_x, -p_y, -p_z)$. Bir başka şekilde ifade edilecek olursa, enerji-momentum tensörü bir bölgedeki enerji ve momentum yoğunluğunu veya enerji momentum akısını açıklar. Kütle-enerji denkliği ilkesi altında kütle birimini enerji birimine, enerji birimini kütle birimine dönüştürür. Bu tensör, uzay-

zaman bölgesi içindeki bütün kütle ve enerjiyi tanımlar. Dört boyutlu uzay-zamandaki ikinci mertebeden bir tensör olup, on altı adet bileşene sahiptir ve ortonormal tabanda, 4×4 lük bir matris ile temsil edilir ve bu matris şu şekildedir:

$$T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} T^{00} & T^{01} & T^{02} & T^{03} \\ T^{10} & T^{11} & T^{12} & T^{13} \\ T^{20} & T^{21} & T^{22} & T^{23} \\ T^{30} & T^{31} & T^{32} & T^{33} \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

Bu matrisin elemanları ise şu şekilde tanımlanır. Burada, $T^{00} = T^{tt} : x^0 = t$ sabit zamanı boyunca olan p^0 enerji akısını tanımlar. Yani T^{00} , enerji yoğunluğunu tanımlar. $T^{0i} : x^i$ yönündeki enerji akısıdır. $T^{i0} : momentum$ yoğunluğunun i . bileşenine karşılık gelir. $T^{ij} (i \neq j) : j$ yönündeki momentumun i bileşeninin akısına karşılık gelir. $T^{ii} : basıncı$ tanımlarken, $T^{00}, T^{10}, T^{20}, T^{30}$ yoğunluk bileşenlerini tanımlar.

Görüldüğü gibi, enerji-momentum tensörü uzay-zaman bölgesinin bütün durağan ve dinamik özelliklerini gösterir. Bu tensör, simetrik bir tensördür. Bundan dolayı sadece on adet bağımsız bileşene sahiptir. Enerji ve momentum korunumunu genel bir metrikle birleştiren denklem, korunum denklemidir. Bu korunum denklemi şu şekilde tanımlanır:

$$T^{\mu\nu};\nu = 0 \quad (2.46)$$

Öte yandan, Minkowski metriği limitinde, kovaryant türev normal türeve indirgenir. Bu durum şu şekilde ifade edilir:

$$\frac{\partial T^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0 \quad (2.47)$$

$\mu = t = 0$ durumunda, enerji korunumu için süreklilik denklemi bulunur. Süreklilik denklemi fizikte şu şekilde tanımlanır:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \quad (2.48)$$

GRT' de en çok kullanılan enerji-momentum tensörü şunlardır: Vakum, Toz, Mükemmel akışkan.

- Vakum: En basit olası enerji-momentum tensörüdür ve bütün değerleri sıfırdır.

$$T^{\mu\nu} = 0 \quad (2.49)$$

Bu tensör, uzay bölgesi içinde madde, enerji ve alanların olmadığı duruma karşılık gelir.

- Toz: Yüksüz, etkileşimsiz özdeş parçacıkların zamana bağlı yayılımlarını düşünürsek, GRT açısından bu durum toz olarak tanımlanır. Tozu tarif eden, enerji momentum tensörü ise şu şekilde ifade edilir:

$$T^{\mu\nu} = \rho u^\mu u^\nu \quad (2.50)$$

\vec{u} : Dört hızı tanımlar. $\vec{u} = (1,0,0,0)$ dir. Toz durumu için enerji-momentum tensörünün matris gösterimi ise şu şekilde gösterilir:

$$T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

- Mükemmel akışkan: Sadece yoğunluk ve basınç parametreleri ile tanımlanır.

Bu akışkana ait enerji-momentum tensörü ise şu şekilde ifade edilir:

$$T^{\mu\nu} = (\rho + p)u^\mu u^\nu + pg^{\mu\nu} \quad (2.52)$$

Bu tensörün matris gösterimi ise şu şekildedir:

$$T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

$p \rightarrow 0$ limitinde, mükemmel akışkan yaklaşık olarak toza indirgenir. Görüldüğü gibi $T^{00} = \rho$, $T^{11} = T^{22} = T^{33} = p$ dir.

Bir fiziksel sistemi belirleyebilmek için, akışkanın enerji yoğunluğu ile basıncı arasında bir ilişki kurulmalıdır. Bütün ideal akışkanlar için, şu şekilde bir durum denklemi sağlanır:

$$p = w\rho \quad (2.54)$$

RW metriği, bu parametrenin zamana bağlı değişim göstermesine izin verir. Ama sıradan bir enerji kaynağı için, bu parametre bir sabittir. Rölativistik olmayan soğuk madde (toz vb.) için basınç yoktur yani $w = 0$, rölativistik madde ve radyasyon (ışınım) için $w = \frac{1}{3}$ ve kozmolojik sabit için ise $w = -1$ dir.

- Vakum Alan Denklemleri

Vakum durumuna ait alan denklemlerini elde etmek için, enerji-momentum tensörünün sıfır olması gerekmektedir. Yani, simetrik olan Einstein tensörünün özdeş olarak sıfır olması anlamına gelmektedir. Bu durum şu şekilde tanımlanır:

$$T_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} = 0 \quad (2.55)$$

Bu durumda, alan denklemleri şu hale indirgenir:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 0 \quad (2.56)$$

Bu denklemin her iki tarafını $g^{\mu\nu}$ ile çarparsak:

$$g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} R = 0 \quad (2.57)$$

Sonuç olarak,

$$R - 2R = 0 \quad (2.58)$$

durumu elde edilir ve bundan dolayı $R = 0$ formundaki, Vakum Alan Denklemleri şu ifade ile tanımlanır:

$$R_{\mu\nu} = 0 \quad (2.59)$$

2.5. FRIEDMANN-ROBERTSON-WALKER EVRENİ

Evrenin dinamiği, Einstein denklemleri ile tanımlanır ve bu denklemler lineer değildirler. Ama basit analitik çözümlerine özel simetrilerin varlığında ulaşılabilir. FRW metriği, evrenin geniş ölçeklerde homojen ve izotrop olduğu varsayımına dayanır. Erken zamanlarda meydana gelen homojenlikten küçük sapmalar evrenin dinamik tarihi

hakkında önemli bilgiler verir. Yapı içerisindeki, gravitasyonel değişimlerden dolayı meydana gelen başlangıçtaki küçük yoğunluk pertürbasyonları, evrende bugünlerde de görülmektedir. Sıcaklık anizotropileri ise CMBR ile gözlemlendi ve erken evrendeki enflasyonun (ani üstel genişleme) kuantum salınımlarından kaynaklandığına inanıldı.

Bu bölümde; bizim yaptığımız çalışmaların altyapısını oluşturan, homojen ve izotropik evrenin temel özelliklerini inceleyeceğiz.

FRW metriği şu şekilde tanımlanır:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (2.60)$$

Bu ifadede, r, θ, ϕ uzaysal koordinatlarıdır; $a(t)$ ise zamana bağlı ölçek faktördür. Einstein denklemleri, ölçek faktörünü, evrendeki madde içeriğiyle belirlememize izin verir.

Bu metrik, sadece hareketi tanımlar. Metrikteki k sabiti, uzay-zamanın uzaysal kısmının geometrisini tanımlar; kapalı, düz ve açık evrenler için sırasıyla $+1, 0$ ve -1 değerlerini alır.

Bu metrik, daha uygun olarak şu formda yazılır:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)[d\chi^2 + f_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)] \quad (2.61)$$

Bu ifadede, $f_k(\chi)$ şu şekilde tanımlanır:

$$f_k(\chi) = \begin{cases} \sin\chi, & k = +1 \\ \chi, & k = 0 \\ \sinh\chi, & k = -1 \end{cases} \quad (2.62)$$

FRW metriğinden, Einstein tensörü şu şekilde elde edilir:

$$G^{00} = \frac{3}{a^2}(\dot{a}^2 + k) \quad (2.63)$$

$$G^{11} = G^{22} = G^{33} = -\frac{1}{a^2}(2\ddot{a}a + \dot{a}^2 + k) \quad (2.64)$$

\dot{a} : a nın zamana göre türevini belirtir.

Mükemmel akışkan formun enerji-momentum tensörü ise şu şekildedir:

$$T_{\nu}^{\mu} = \text{köşeg.}(-\rho, p, p, p) \quad (2.65)$$

İzotropi, RW koordinatlarında akışkanın değişmeden kalmasını gerektirir ve homojenlik ise $\rho = \rho(t)$ ve $p = p(t)$ durumlarını gerektirir. FRW metriği bu durumlarla birlikte kullanıldığında elde edilen denklemler Friedmann denklemleridir.

Friedmann denklemleri şu şekilde tanımlanırlar:

Birinci Friedmann denklemi:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (2.66)$$

İkinci Friedmann denklemi:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \quad (2.67)$$

Basınç ve yoğunluk birbirlerinden bağımsız fonksiyonlar değildir ve aralarındaki ilişki süreklilik denklemiyle kurulur. Bu süreklilik denklemi Bianchi özdeşliği kullanılarak elde edilir.

Bianchi özdeşliğinden elde edilen süreklilik denklemi şu şekildedir:

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (2.68)$$

Kozmolojide, basınç/yoğunluk oranının genel olarak sabit olduğu düşünülmektedir. Bu orana durum denklemi denilmektedir. Bu orandan elde edilen sabit katsayı ise durum denklemi parametresi olarak adlandırılır.

Eğer süreklilik denkleminde, w biliniyorsa, kırmızıya kayma ile birlikte enerji yoğunluğu ölçeğinin nasıl olduğu belirlenebilir ve bu durum ise şu şekilde tanımlanır:

$$\dot{\rho} + 3H(1 + w)\rho = 0 \quad (2.69)$$

Bu denklemi çözersek,

$$\rho = \rho_0 a^{-3(1+w)} \quad (2.70)$$

şeklinde bir çözüm elde ederiz ve bu denklemde, $a = 1$ iken, ρ_0 evrenin yoğunluğuna karşı gelir.

- FRW' de Rölativistik olmayan madde (Toz) baskın evren modeli:

Bu modele göre evren basınçsızdır, yani $|p| \ll \rho = \rho c^2$ dir. Baryonlar ve Karanlık Madde için iyi bir yaklaşıklıkır. Kırmızıya kayma durumu için, $\rho \propto a^{-3}$ ve $a(t) \propto (t - t_0)^{\frac{2}{3}}$ durumları elde edilir. $\rho V \propto \rho a^3$ (toplam kütle) korunur. Ayrıca toz baskın evrende $w = 0$ dir.

- FRW' de Radyasyon baskın evren modeli:

Bu modele göre kütlelessiz parçacıkların gazı yani fotonlardan veya erken zamandaki nötrinolardan oluşan bir evrendir. Durum denklemi $p = \rho/3$ tür. Kırmızıya kaymadan $\rho \propto a^{-4}$ ve $a(t) \propto (t - t_0)^{\frac{1}{2}}$ bulunur. a nın ek faktörü, kırmızıya kaymadan dolayı fotonun enerji kaybı olarak yorumlanır. $w = 1/3$ tür.

- FRW' de Mükemmel akışkan baskın evren modeli:

Bu modele göre, evren mükemmel akışkan ile dolu ise, durum denklemi parametresi şu şekilde tanımlanır:

$$w = \frac{p}{\rho} \quad (2.71)$$

w nın sabit olduğu varsayılmaktadır. $k = 0$ durumu için Friedmann denklemlerini çözersek, Hubble parametresini, ölçek faktörü ve enerji yoğunluğunu elde edebiliriz.

FRW için Hubble parametresini şöyle tanımlayabiliriz:

$$H = \frac{2}{3(1+w)(t - t_0)} \quad (2.72)$$

Öte yandan ölçek faktör:

$$a(t) \propto (t - t_0)^{\frac{2}{3(1+w)}} \quad (2.73)$$

ve enerji yoğunluğu:

$$\rho \propto a^{-3(1+w)} \quad (2.74)$$

şeklinde tanımlanabilir.

- FRW' de Kozmolojik sabit (vakum) baskın evren modeli:

FRW' de bu durum şu denklem ile ifade edilir:

$$T^{\mu\nu} = \frac{\Lambda}{8\pi G} g^{\mu\nu} \quad (2.75)$$

Bu denklemdeki, $\frac{\Lambda}{8\pi G}$ terimi enerji yoğunluğuna karşılık gelir ve bu durum için $p = -\rho$ yani $w = -1$ dir. Kozmolojik sabit baskın durumda, evren genişledikçe enerji yoğunluğu sabit kalmaktadır. Sabit enerji yoğunluğu için, birinci Friedmann denkleminde Hubble oranının sabit olduğu bulunur. Bundan dolayı, ölçek faktörün zamanla değişimi şu şekilde olmalıdır:

$$a \propto e^{Ht} \quad (2.76)$$

Bu durum ise, de Sitter evrenini tanımlar.

Bu denklemlerdeki, t_0 sabittir. Tüm bu durumlar, evrenin yavaşlayarak genişlemesi durumuna karşılık gelir. Fakat yapılan gözlemsel çalışmalardan evrenin genişlemesinin hızlandığı kanıtlanmıştır. İkinci Friedmann denkleminde hızlanarak genişleyen evren için durum denklemi parametresi bulunabilir. Bu denklemde, $\rho + 3p < 0$ durumu göz önünde tutularak hızlanarak genişlemenin meydana geleceği durum denklemi parametresi elde edilebilir.

Hızlanarak genişleyen evren için durum denklemi parametresi şu şekildedir:

$$w < -\frac{1}{3} \quad (2.77)$$

Hızlanarak genişleyen evreni açıklamak için bu durum denklemi parametresini sağlayan ilginç özelliklere sahip olan ve ‘karanlık enerji’ olarak isimlendirilen bununla birlikte evrenin enerji yoğunluğunun bu tanımlanamayan durum ile baskın olduğu sonucu ortaya çıkmaktadır.

a yarıçaplı, ρ enerji yoğunluklu homojen bir küre düşünürsek, bu küre içerisindeki m kütleli nokta parçacık için, Newton’un hareket denklemi şu şekilde tanımlanır:

$$m\ddot{a} = -\frac{Gm}{a^2} \left(\frac{4\pi a^3 \rho}{3} \right) \quad (2.78)$$

Bu denklemden şu ifade elde edilebilir:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \rho \quad (2.79)$$

Bu denklem, ikinci Friedmann denklemi ile karşılaştırıldığında, bu denklemde basınç teriminin olmadığı görülmektedir. Bu durum, Einstein denklemlerinin rölativistik etkilerinden dolayıdır. Ayrıca bu durumdan, Newton Teorisinin, gözlemler ile kanıtlanan hızlanarak genişleyen evreni desteklemediği görülmektedir. Newton Teorisine göre evren yavaşlayarak genişlemektedir. Tüm bu durumlardan, hızlanarak genişleme için büyük negatif basıncın gerekliliği ortaya çıkmaktadır. Yani, evrenin hızlanmasına sebep olan karanlık enerjinin büyük negatif basınca sahip olduğu görülmektedir. Ek olarak, son gözlemler durum denklemi parametresinin, -1 den küçük olduğunu gösterdi ve bu özel durum, hayalet (phantom) karanlık enerji bileşenine ve diğer gerekli durumların ortaya çıkmasına neden olmuştur. Einstein denklemleri içerisindeki, Λ teriminden dolayı, üstel genişleme meydana gelmektedir. Bu terim, 1917 yılında, Einstein’ın öne sürdüğü durağan evren fikrinden dolayı ortaya çıkmıştır. Fakat 1929 yılında Hubble’ın evrenin genişlediğinin keşfinden sonra, bu sabitin herhangi bir açıklaması kalmamıştı. Daha sonra birçok teorik çalışma yapılmasına rağmen, bu sabit için tam olarak açıklanan bir durum yoktur. Fakat Amerikalı ve Avrupalı bilim adamlarından oluşan bir ekip tarafından yapılan bağımsız gözlem çalışmalarından, 1998 yılında, evrenin genişleme ölçümlerinin sonuçları yayımlandı. Bu çalışmaların ortak sonuçlarına göre, SCM’ nin aksine evrenin genişlemesinin hızlandığı görüldü. Yani, evren sadece genişlemiyor aynı zamanda genişlemesi hızlanıyor. Bu durum, Kozmoloji

için tamamen bir sürprizdi. SCM evrenin yavaşladığını söylerken, yüksek kırmızıya kayan Ia tipi süpernovaların gözlemleriyle yapılan çalışmalardan evrenin hızlandığı ortaya çıktı (Perlmutter ve diğ., 1998,1999; Riess ve diğ., 1998; Gornevich ve diğ., 1998). Hızlanan evrenden sorumlu olan, bilinmeyen madde formları veya madde alanları olmalıydı. Evrenin hızlanarak genişlediğinin gözlemsel keşfinden sonra, bu sabitin aslında evrenin başlangıcını ve doğasını tanımlayabilmek için çok önemli olduğu ortaya çıkmıştır. Bu sabitin, evrenin hızlanmasına neden olan karanlık enerjiyi açıklayabileceği düşünülmektedir.

Kozmolojik sabitin varlığında ise Einstein alan denklemleri şu şekildedir:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (2.80)$$

Bu denklemlerin FRW metriği için elde edilen, Friedmann denklemleri ise şu şekilde tanımlanır:

Birinci Friedmann denklemi:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.81)$$

İkinci Friedmann denklemi:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.82)$$

Kozmolojik sabitin, negatif büyük basınca karşılık geldiği bu denklemlerden de görülmektedir ve bundan dolayı, ayrıca itici etkisinin olduğu sonucuna da ulaşılmaktadır.

- Düz evren için Friedmann denklemleri

Homojen genişleyen evrendeki ölçek faktörün değişimini anlamak için, sadece Einstein denklemlerinin zaman bileşenine gerek vardır.

$$R_{00} - \frac{1}{2}g_{00}R = 8\pi GT_{00} \quad (2.83)$$

Düz evren için, Birinci Friedmann denklemini oluşturur:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho \quad (2.84)$$

En basit form olarak, GRT evrenin ya genişlediğini ya da büzüldüğünü söyler. Einstein, evreni durağan olarak düşünüp, denklemlerine genişlemeyi durduran yeni bir terim ekledi. Friedmann, durağan olmayan ve de genişleyen evren modellerini öne sürdü, bu modellere evrenin Friedmann modelleri denmektedir.

Tablo 2.2 de sunulacak olan parametrelerin açıklaması şu şekildedir:

η ve t , arasındaki ilişki şu şekilde verilir:

$$\eta = \int \frac{dt}{a(t)} \quad (2.85)$$

Bu durum altında, konformal zamana bağlı ölçek faktör şu şekilde tanımlanır:

$$a(\eta) = a_m \begin{cases} \sinh\eta, & k = -1 \\ \eta & k = 0 \\ \sin\eta & k = +1 \end{cases} \quad (2.86)$$

a_m : integrasyon sabitidir.

Tüm bu şartlar altında, şu ifade elde edilir:

$$t = a_m \begin{cases} (\cosh\eta - 1), & k = -1 \\ \frac{\eta^2}{2}, & k = 0 \\ (1 - \cos\eta), & k = +1 \end{cases} \quad (2.87)$$

Tablo 2.2: FRW modeli için, farklı durumlara karşılık gelen Friedmann denklemlerinin çözümleri.

EVREN		ÖZELLİKLERİ
1)	Eğrilik baskın evren	$k \neq 0$, (sadece negatif eğrilik), $\rho_i = 0 \forall i$, $\alpha(t) \propto t$, $t_0 = H_0^{-1}$, $\ddot{a}(t) = 0 \forall t$.
a)	Uzaysal olarak düz evren	$k = 0, \rho \neq 0, \alpha(t) \propto t^{\frac{2}{3}(1+w)}$, $t_0 = \frac{2}{3(1+w)} H_0^{-1}, \ddot{a}(t) < 0$
b)	Rölativistik olmayan madde baskın evren	$p = 0, w = 0, \alpha(t) \propto t^{\frac{2}{3}}, t_0 = \frac{2}{3} H_0^{-1}$
c)	Rölativistik madde baskın evren	$p = \frac{1}{3}\rho, w = \frac{1}{3}, \alpha(t) \propto t^{\frac{1}{2}}, t_0 = \frac{1}{2} H_0^{-1}$
2) İki bileşenli Evrenler		
a)	Açık + Rölativistik olmayan madde baskın evren	$k = -1, p = 0, \Omega_0 < 1$, $\alpha(\eta) = \frac{\Omega_0}{2(1 - \Omega_0)} (\cosh \eta - 1)$
b)	Kapalı + Rölativistik olmayan madde baskın evren	$k = 1, p = 0, \Omega_0 > 1$, $a(\theta) = \frac{\Omega_0}{2(\Omega_0 - 1)} (1 - \cos \theta)$, $t(\theta) = \frac{\Omega_0}{2H_0(\Omega_0 - 1)^{\frac{3}{2}}} (\theta - \sin \theta)$
c)	Açık + Rölativistik madde baskın evren	$k = -1, p = \frac{1}{3}\rho, \Omega_0 < 1$ $\alpha(\eta) = \sqrt{\frac{\Omega_0}{1 - \Omega_0}} \sinh \eta$ $t(\eta) = \frac{\sqrt{\Omega_0}}{H_0(1 - \Omega_0)} (\cosh \eta - 1)$
d)	Kapalı + Rölativistik madde baskın evren	$k = 1, p = \frac{1}{3}\rho, \Omega_0 > 1$ $\alpha(\theta) = \sqrt{\frac{\Omega_0}{\Omega_0 - 1}} \sin \theta$ $t(\theta) = \frac{\sqrt{\Omega_0}}{H_0(\Omega_0 - 1)} (1 - \cos \theta)$

- Kozmolojik Parametreler:

Eğer evren kritik yoğunluğa sahip değilse, uzaysal eğrilik terimini içerir. Ayrıca, vakum enerjisi bugünlerde sıfırdan farklıdır ve çok önemli hale gelmiştir. Yoğunluk; madde, radyasyon ve vakum bileşenlerine ayrılarak tanımlanır:

$$\rho = \rho_m + \rho_r + \rho_{vak} \quad (2.88)$$

Benzer olarak, yoğunluk parametresi de şu şekilde yazılır:

$$\Omega = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_{vak} \quad (2.89)$$

Bu parametreler ise enerji yoğunluğu cinsinden şu şekilde tanımlanırlar:

$$\Omega_m \equiv \frac{\rho_m}{\rho_c}, \quad \Omega_r \equiv \frac{\rho_r}{\rho_c}, \quad \Omega_\Lambda \equiv \frac{\rho_{vak}}{\rho_c} \equiv \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (2.90)$$

Ω_m, Ω_r ve Ω_Λ zamanın fonksiyonudur. ρ_{vak} sabit olmasına rağmen, $\rho_c(t)$ sabit değildir. Ω_m, Ω_r ve Ω_Λ yoğunluk parametrelerinin şimdiki değerlerini ifade eder ve eğer başka bir zamandaki değerleri belirlenecekse $\Omega_m(t), \Omega_r(t)$ ve $\Omega_\Lambda(t)$ olarak yazılabilir. Bundan dolayı şu denklem yazılabilir:

$$\Omega_0 \equiv \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda \quad (2.91)$$

Şimdiki radyasyon yoğunluğu çok küçük ($\Omega_r \sim 10^{-4}$) olduğu için, şu denklem elde edilir:

$$\Omega_0 \equiv \Omega_m + \Omega_\Lambda \quad (2.92)$$

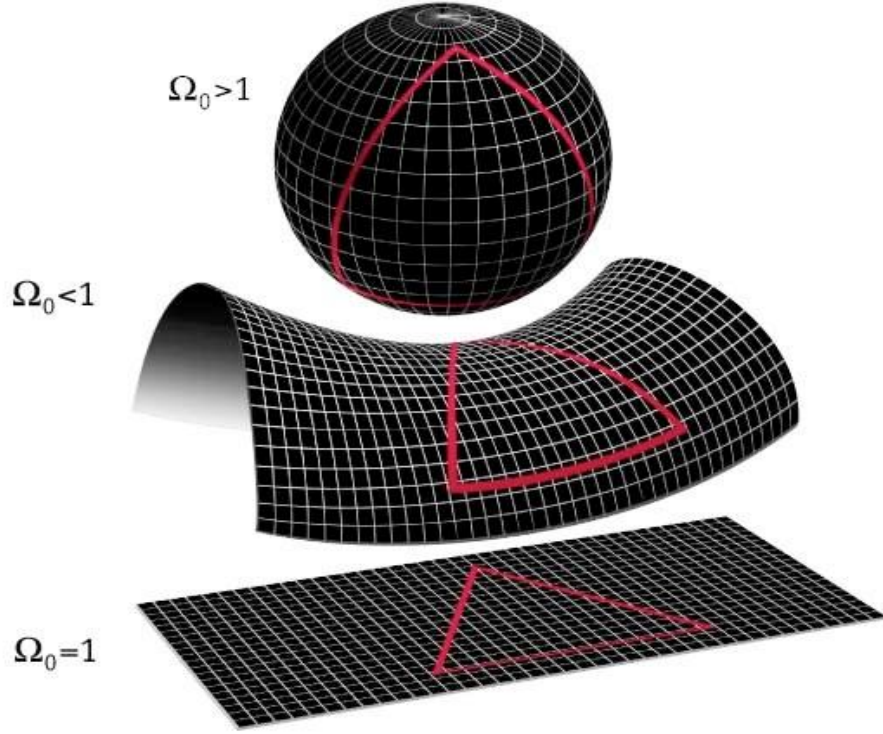
Radyasyon yoğunluğunun CMB sıcaklığı olduğu tam olarak bilindiği için, Ω_r kozmoloji parametresi olarak düşünülemez. FRW kozmoloji modeli, üç kozmolojik parametrenin (H_0, Ω_m ve Ω_Λ) şimdiki değerini belirleyebilir. Gözlemler, $\Omega_m \sim 0.3$ ve $\Omega_\Lambda \sim 0.7$ olduğunu gösterdi.

Ayrıca yoğunluk parametresi ifadesine göre evrenin şekli belirlenebilir:

$\Omega_0 > 1$: Kapalı (Sonlu) Evren

$\Omega_0 < 1$: Açık (Sonsuz) Evren

$\Omega_0 = 1$: Düz (Sonsuz) Evren



Şekil 2.2: Yoğunluk parametresine bağlı olarak evrenin şekilleri.

Birinci Friedmann denklemi şu formda tekrardan yazılabilir:

$$\Omega(t) - 1 = \frac{k}{(aH)^2} \quad (2.93)$$

Bu denklemdeki; Ω , boyutsuz yoğunluk parametresi ise şu şekilde tanımlanır:

$$\Omega(t) \equiv \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)} \quad (2.94)$$

Birinci Friedmann denkleminden $k = 0$ için, düz uzayın kritik yoğunluğu elde edilebilir.

Kritik yoğunluk ifadesi ise şu şekilde tanımlanır:

$$\rho_c(t) = \frac{3H^2(t)}{8\pi G} \quad (2.95)$$

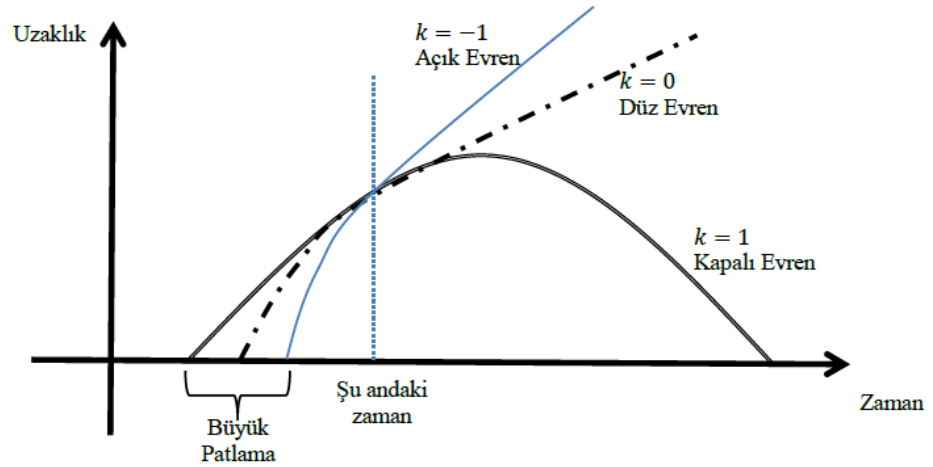
Evrenin uzaysal geometrisi, madde dağılımıyla belirlenir ve şu şekilde ifade edilir:

$$\Omega > 1 \text{ ya da } \rho > \rho_c \rightarrow k = +1$$

$$\Omega = 1 \text{ ya da } \rho = \rho_c \rightarrow k = 0$$

$$\Omega < 1 \text{ ya da } \rho < \rho_c \rightarrow k = -1$$

Gözlemler, şimdiki evrenin neredeyse uzaysal olarak düz geometride olduğunu gösterdiler. Bu durumda, $\Omega \cong 1$ değerine sahip olmalıdır. Bu durumun, erken evrendeki enflasyonun doğal bir sonucu olduğu ortaya çıkmıştır. Bundan dolayı, biz de çalışmamızda, evreni düz ($k = 0$) olarak düşüneceğiz.



Şekil 2.3: Evrenin durumu ve eğrilik parametresi.

2.6. KARANLIK MADDE VE KARANLIK ENERJİ

1998 yılındaki, iki bağımsız çalışma ekibi tarafından Ia Tipi süpernovalar ile yapılan çalışmalardan elde edilen sonuçlar, evrenin hızlanarak genişlediğini ortaya çıkardı. Kozmologlar, son zamanlarda kütle-çekiminin sebep olduğu yavaşlamayı, SCM ile

uyumlu olarak $q = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2}$ gibi bir parametre olarak belirlidiler. Fakat kozmologların belirlediği bu parametrenin, gözlem sonuçlarıyla karşılaştırıldığında birbirleriyle uyumsuz oldukları görüldü. Bundan dolayı, kozmik hızlanmanın gözlemsel keşfi, Kozmoloji için çok önemli bir gelişmedir. Bu durum, hızlanan evrenden sorumlu olan bilinmeyen madde türlerinin veya madde alanlarının varlığına kanıt oluşturuyordu. Gözlemlerden, elde edilen sonuçlara göre, $\Omega_{baryon} \cong 0.04$ ve $\Omega_{toplam} = 1.02 \pm 0.02$ dir. Parçacık fiziğinin standart modeli tarafından tanımlanan, baryonlar (madde) veya atomlar evrenin yaklaşık %4'ünü oluştururlar. Evrenin geri kalan kısmını ise %23 oranında Karanlık Madde, %73 oranında ise karanlık enerji oluşturur. Bundan dolayı, kozmik hızlanmanın bu karmaşık durumu için, karanlık madde ve karanlık enerji yapılarının kayıp parçacık oldukları düşünülmektedir.

2.6.1. Karanlık Madde

Karanlık maddenin ve karanlık enerjinin doğasının şimdilerde bilinmiyor olmasına rağmen, bu iki durumda doğada baryonik olmadıkları düşünülmektedir. Baryonik olmayan Karanlık Madde; yayılmayan, soğrulmayan ve ışıktan saçılmayan bir yapıya sahiptir ayrıca hareketi ihmal edilebilirdir. Bundan dolayı, CDM olarak isimlendirilir. Genel olarak, HDM ve CDM arasındaki fark, parçacıkların kütleleriyle belirlenir. Baryonik olmayan HDM parçacıklarının, sıcak oldukları için rölativistik oldukları, yani çok yüksek hıza sahip oldukları varsayılmaktadır. Buna karşılık, CDM parçacıklarının hızları küçüktür yani rölativistik değildir. Baryonik olmayan Karanlık Madde, ışıkla veya herhangi bilinen bir baryonik maddeyle etkileşime girmez. Bundan dolayı, WIMP olarak bilinirler. SCDM, $\Omega_m = 1$ olduğunu varsayarken, Λ CDM yani CDM ve Λ kozmolojik terimi içeren Karanlık Madde modeli, $\Omega_m = 0.3$ olduğunu varsayar. Bu modele ek olarak çeşitli Karanlık Madde adayları mevcuttur. WIMP arasında en favori olanlardan biri nötralinolardır, bu parçacıklar 100-1000 GeV lik parçacıklardır ve fermiyonik partneri ayar ya da Higgs bozonlarıdır. CDM için diğer adaylar; çok zayıf psüdo Goldstone bozonudur ve bu bozon aksiyon olarak bilinen bir teorik temel parçacıktır, çözümüne ise parçacık fiziğindeki güçlü CP probleminden ulaşılabilir (Masso,2003). Diğer adaylar ise şunlardır; Sicim teorisi nedenli moduli alanlar (Brustein, 1998), 10^{14} GeV kütleli süper ağır parçacıklar, aksiyonun süper-partneri Wimpzillas aksino ve gravitonun süper-partneri gravitinodur. Karanlık Maddenin

parçacıklardan oluştuğu varsayılmasına rağmen, basınçsız CDM için durum denklemi parametresi $w_{CDM} = 0$ dir.

2.6.2. Karanlık Enerji

Karanlık enerjinin varlığı, hızlanarak genişleyen evrenin keşfiyle öne sürülmüştür. İkinci Friedmann denkleminde, hızlanan evrenin basıncının negatif olduğu görülmüştür. Eğer baryonik madde ve CDM baskın ise evrenin genişlemesi yavaşlar. İki bağımsız grubun 1998 yılındaki SN Ia ölçüm sonuçlarından, evrenin yavaşladığının bulunması bekleniyordu. Ama bunun yerine, iki grupta bu duruma ters olarak, evrenin hızlanarak genişlediğini keşfetti. İkinci Friedmann denklemindeki yeni negatif basınca karşılık gelen evrenin enerjisi keşfedildi. Eğer $w < -\frac{1}{3}$ ise, ikinci Friedmann denklemine göre, evren sadece tek bir bileşen tarafından hızlandırılıyor. Akışkanlar ise, $\rho + 3p \geq 0$ veya $w \geq -\frac{1}{3}$ durumunu sağlarlar ve bu da SEC olarak nitelendirilir. Bu durumdan dolayı, hızlanma durumu için, karanlık enerjinin SEC' yi ihlal ettiği bulunur. Diğer bir enerji durumu ise WEC yani $\rho + p \geq 0$ veya $w \geq -1$ dir.

Kozmologlar'a göre, evrenin genişleyerek hızlanmasının açıklanmış olması şimdilerde çok büyük bir gelişmedir. İlk değişim 1917 yılında Einstein tarafından, kütle-çekimsel itmeyi tanımlayan ve durağan evrenin elde edilmesini sağlayan kozmolojik sabit olarak isimlendirilen bir terim ekleyerek gerçekleşmiştir. Daha sonra, 1929 yılında Hubble'ın evrenin genişlediğini keşfetmesiyle bu terim ortadan kalktı. Karanlık enerjinin bazı modelleri, bu kozmolojik sabitin tanımlanmasına yöneliktir. Parçacık Fizikine göre, vakumun enerji yoğunluğu kozmolojik sabite eşittir. Fakat bu durumun tutarsız olduğu görülmüştür ve bu durum kozmolojik sabit problemi (Weinberg, 1980) olarak bilinmektedir.

Sonuç olarak, $w = -1$ sabit durum denklemi parametresi, son zamanlardaki kozmik hızlanmada rol oynar. Genel olarak bu durum Kozmolojik Sabit olarak bilinmektedir. Fakat bazı çalışmalarda bu değer tam olarak -1'e eşit olmadığı, -1'e çok yakın değerlerde olduğu görülmüştür. Bu çalışmalardan bazıları, $w < -1$, $w > -1$ durum denklemi parametresine sahip skalar alanların varlığıdır, bu durumlar quintessence alanı ya da phantom durumu olarak isimlendirilirler. Durum denklemi parametresi

farklılıkları için, Kozmolojik Sabite alternatif olacak birçok karanlık enerji modeli öne sürülmüştür.

2.6.2.1. Kozmolojik Sabit

Kozmolojik sabit, karanlık enerji için en basit durumdur ($w = -1$). Çeşitli kozmolojik gözlemler; kozmolojik sabitin karanlık enerji için en ideal yapı olduğunu öne sürmektedirler (Padmanabhan, 2006). 1917 yılında Einstein, denklemlerini Mach ilkesiyle uyumlu hale getirmek için kozmolojik sabit fikrini ortaya attı ve durağan Einstein evrenini öne sürdü. 1922 yılında, Friedmann kozmolojik sabit yerine, madde baskın genişleyen evren tanımladı (Sahni ve diğ., 2000). Friedmann kozmoloji modeli, Hubble'ın genişleyen evreni keşfinden sonra SCM olarak kabul edildi ve bundan dolayı Einstein'ın durağan evren fikri ve pozitif Λ terimi ortadan kalktı. Ama kozmolojik sabitin önemi, 1968 yılında Zeldovich tarafından, sıfır nokta vakum salınımlarının sahip olduğu Lorentz invariant form olan $p_{vak} = -\rho_{vak}$ ile ilk olarak gösterildi, bu yapı Λ için durum denklemdir. Bundan dolayı $T_{\mu\nu}^{vak} = \Lambda g_{\mu\nu}$ ile vakumun enerji-momentumunun, matematiksel olarak Λ ya denk olduğu görüldü.

1970' de, süper-simetrisinin keşfi kozmolojik sabit problemi için dönüm noktası oldu, bozonların ve fermiyonların varlığından dolayı, vakum enerjisinin süper-simetrik teoriye katkısı ortadan kalkmaktadır. Ama şimdiki evrende, düşük sıcaklıklarda süper simetrisinin kırıldığı düşünülmektedir. Sonuç olarak, erken evrende kozmolojik sabit yok oluyor ve sıcaklık yeterince düştüğünde bu sabit tekrar ortaya çıkıyor. Erken zamandaki enflasyon anında, Λ 'nın değeri çok büyük iken, buna karşılık gözlemlerden elde edilen bugünkü değeri ise çok küçüktür bu da aslında yeni bir probleme yol açmaktadır. Pozitif Λ terimi, 1970 ve 1980'lerde kurulan enflasyon modelleriyle ele alınmıştır, vakum polarizasyonunun yapısı, skalar alan çiftlenimi durumundaki zayıf zamana bağlı Λ terimine benzemektedir. Ama sicim teorisi veya süper çekim teorileriyle kozmolojik sabit problemine yeni çözümler aranmaktadır.

- Kozmolojik Sabit Problemleri (Weinberg, 1989)

Kozmik hızlanmaya en basit aday olan kozmolojik sabit durumunda, enerji yoğunluğu kuantum vakumuyla ilişkilidir. Fakat kozmolojik sabit ile kozmik hızlanma ilişkisinin çeşitli problemleri vardır. Birincisi, bu değer, teorik tahminlerdeki değeri,

gözlemlerden daha büyüktür. Diğer bir problem ise, şimdilerde gözlemlenen vakum enerji yoğunluğu ile madde yoğunluğu değerleri arasındaki benzerliktir. Evren genişlerken, bu iki enerji yoğunluğu farklı şekilde değişirken, bu iki durumun evrenin toplam enerji yoğunluğuna katkısı şimdiki zamanda aynı büyüklüktedir.

1) İnce Ayar (Fine- Tuning) Problemi:

Kozmolojik Sabitin kökeni eğer vakum enerjisi ise, bu durum enerji ölçeğinde önemli bir probleme yol açar. Bu problem, harmonik salıncı ele alınarak açıklanabilir. Harmonik salıncının potansiyeli $V(x) = \frac{1}{2}\omega^2x^2$ dir. Bu parçacık $x = 0$ durumunda hareketsiz olup, minimum potansiyele sahiptir. Fakat bu durumda, parçacığın hem konumu hem de momentumu bilindiği için, Heisenberg Belirsizlik İlkesi gereğince, Kuantum Mekaniği için geçersiz bir durum oluşur. Ayrıca bu durum için, minimum enerji $E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$ dir. Laboratuvarlarda yapılan Casimir etkisi olarak bilinen çalışmalardan elde edilen vakum salınım ölçümlerinden ve kozmolojik gözlemler sonucunda elde edilen bilgilerden, gözlemlenen enerji yoğunluğunun, teorik olarak elde edilen yoğunluktan çok küçük olduğudur (Carroll,2001). Bu durum fizik tarihinde, en kötü teorik tahmin tutarsızlığı olarak görülmektedir. Bazı süper simetrik teorilere göre, kozmolojik sabitin değeri tam olarak sıfıra eşit olduğu tahmin edilmektedir. Bu teorilerde, fermiyonların ve bozonların serbestlik dereceleri aynıdır. Aynı kütleyle sahip fermiyonlarla bozonların serbestlik derecelerinin oranı vakum salınımlarına oranı eşit büyüklükte olup ters işaretlisidir. Bu durumdan dolayı, fermiyon ve bozonların katkısı birbirini yok ediyor ve toplam vakum enerji yoğunluğu sıfır oluyor. Bu durum doğada henüz gözlenemediği için, bu problem çözülüyor ve ayrıca süper simetrinin bugünlerde kırıldığı bilinmektedir.

2) Rastlantı (Coincidence) Problemi:

Diğer bir kozmolojik sabit problemi ise, bu sabitin değerinin sadece küçük olması değil, erken evrende madde yoğunluğu ile vakum enerji yoğunluğu birbirlerinden çok farklıyken, son zamanlarda neden birbirleriyle neredeyse aynı değere sahip oldukları problemi ortaya çıkmaktadır. Bu problem rastlantı (coincidence) problemi olarak bilinmektedir.

2.6.2.2. Hızlanarak Genişleyen Evren için Alternatif Karanlık Enerji Modelleri

Karanlık enerji problemi veya evrenin şimdilerde neden hızlanarak genişlediği 21. yüzyılda en temel teorik problem olarak düşünülmektedir (Copeland ve diğ., 2006, Padmanabhan, 2006). Bu problem için, çeşitli karanlık enerji modelleri çözülmeye çalışılıyor. Ayrıntılı olarak, skalar alan (quintessence veya phantom) modelleri, karmaşık durum denkleminde (EoS) sahip karanlık akışkan modeli, fermiyonlar ile kurulan daha karmaşık olan teoriler, abelyan ya da abelyan olmayan vektör teorileri, sicim/M teorisi ve yüksek boyutlar vb. gibi modeller mevcuttur. Bu modellere rağmen, hala karanlık enerji için tatmin edici bir açıklama yoktur. Fakat bu çalışmalar geç zamandaki hızlanmanın ve karanlık enerjinin belirlenebilmesi için çok cazip durumdadırlar.

Bu teorilerin elde edebileceği sonuçlar şu şekilde özetlenebilir:

- 1) Modifiye kütle çekim teorileri, karanlık enerjinin çözülebilmesi için alternatif modeller sunar. Kozmik hızlanma, evrenin genişlemesiyle, $\frac{1}{R}$ teriminin küçük eğriliklerde baskın olduğu göz önüne alınarak basit bir şekilde açıklanabilir.
- 2) Modifiye kütle çekim teorileri, erken zamandaki enflasyonu ve geç zamandaki hızlanmayı, küçük ve büyük eğrilikli uygun kütle çekimsel terimler sayesinde açıklayabilir. Hatta bazı modifiye teorilerinin, sicim/M teorisini açıklayabileceği düşünülmektedir.
- 3) Bu teoriler, karanlık enerjinin ve karanlık maddenin birleşiminin açıklanması için temel oluşturabilirler.
- 4) Evrenin phantom fazına girdiği varsayılırsa, modifiye kütle çekimin, phantom olmayan fazdan phantom fazına geçişi için herhangi bir bilinmeyen forma gerek duymadan bu durumu tanımlayabileceği düşünülmektedir.
- 5) Bu teoriler sayesinde, evrenin yavaşlama durumundan hızlanma durumuna geçişindeki değişim açıklanabilir.
- 6) Etkin karanlık enerjinin baskınlığı da bu teorilerle açıklanabilir. Bunun sonucunda, rastlantı (coincidence) probleminin evrenin genişlemesi için basit bir çözümü bulunabilir.
- 7) Ayrıca, modifiye kütle çekim teorilerinin yüksek enerji fiziğindeki hiyerarşi probleminin açıklanması ya da üç temel kuvvetin birleşimi olan Büyük Birleşme

Teorisi (GUT) ile kütle çekim kuvvetinin birleşim problemini açıklayabileceği beklenmektedir.

Bu modelleri tanımlayacak olursak:

- Modifiye $f(R)$ teorisi:

Hızlanan FRW evreni için bu teoriler, skalar tensör teorileriyle yeniden yazılabilirler. Bu teoriler, geç zamandaki evrenin kozmik hızlanmasını tanımlayabilirler.

Genel dört boyutlu eylem ifadesi şu şekildedir:

$$S = d^4(x)\sqrt{-g}\{f(R) + L_m\} \quad (2.96)$$

Modifiye $f(R)$ teorisi çerçevesinde, hareket denklemi ise şu şekilde tanımlanır:

$$0 = \frac{1}{2}g_{\mu\nu}f(R) - R_{\mu\nu}f'(R) - \nabla_\mu\nabla_\nu f'(R) - g_{\mu\nu}\nabla^2 f'(R) + \frac{1}{2}T_{\mu\nu} \quad (2.97)$$

Madde yokken genel eylem ifadesinden elde edilecek Ricci tensörü için hareket denklemi ise şu şekildedir:

$$0 = 2f(R) - Rf'(R) \quad (2.98)$$

Bu denklemlerin pozitif çözümleri, de Sitter evrenine karşılık gelir. Negatif çözümleri ise, anti de Sitter evrenidir.

CMB ışıması gözlemlerinden elde edilen uzaysal olarak düz evren için FRW formundaki metrik ifadesi:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \sum_{i=1}^3 (dx^i)^2 \quad (2.99)$$

İlk yazılan hareket denklemini, madde yokken ki FRW çerçevesinde yazarsak şu durum elde edilir:

$$0 = -\frac{1}{2}f(R) + 3(H^2 + \dot{H})f'(R) - 6\frac{\dot{H}}{H}f''(R) - 18H^2\frac{d}{dt}\left(\frac{\dot{H}}{H^2}\right)f''(R) \quad (2.100)$$

Bu ifadede, tanımlı olan Ricci eğrilik skaleri şu şekildedir:

$$R = 12H^2 + 6\dot{H} \quad (2.101)$$

de Sitter uzayındaki, hızlanmayı tanımlayan kozmolojik çözümler, $H = sbt$ ve $a(t) \propto e^{Ht}$ formundadır, fakat quintessence ve phantom kozmolojileri için şu durumlar elde edilir:

$$a = \begin{cases} a_0 t^{h_0}, h_0 > 0 \rightarrow \text{quintessence} \\ a_0 (t_s - t)^{h_0}, h_0 < 0 \rightarrow \text{phantom} \end{cases} \quad (2.102)$$

Quintessence ve phantom alanları cinsinden, hızlanma bu şekilde tanımlanmaktadır.

Herhangi bir A alanı cinsinden ise, (2.96) eylemi şu şekilde yazılabilir:

$$S = d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{\kappa^2} \{f'(A)(R - A) + f(A) + \mathcal{L}_{mad}\} \right] \quad (2.103)$$

Bu ifade, Jordan eylemidir.

$g_{\mu\nu} \rightarrow e^\sigma g_{\mu\nu}$ konformal dönüşümleri kullanıldığında, Einstein eylemi şu şekilde elde edilir:

$$S_E = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{\kappa^2} \left(R - \frac{3}{2} g^{\rho\sigma} \partial_\rho \sigma \partial_\sigma \sigma - V(\sigma) + \mathcal{L}_{mad}^\sigma \right) \right] \quad (2.104)$$

Bu eylem ifadesi içerisindeki potansiyel ifadesi şu şekilde tanımlanır:

$$V(\sigma) = \frac{A}{f'(A)} - \frac{f(A)}{f'(A)^2} \quad (2.105)$$

Einstein eyleminde, madde ile skalar alan (σ) çiftlenir.

Jordan çerçevesinde, etkin durum denklemi parametresi ise şu şekildedir:

$$w_{et} = \frac{p}{\rho} = -1 - \frac{2\dot{H}}{3H^2} \quad (2.106)$$

Kozmolojide, Einstein ve Jordan çerçeveleri arasında bir ilişki (Faraoni ve diğ., 1999) durumu mevcuttur.

Karanlık enerji için, alternatif kütle çekim teorilerine örnek olarak (Nojiri ve diğ.,2003) şu durumu verebiliriz:

$$f(R) = R - \frac{c}{(R - \Lambda_1)^n} + b(R - \Lambda_2)^m \quad (2.107)$$

Burada; $n, m, c, b > 0$ dır ve n, m kesirli sayı olabilir. Bu modelin kozmik hızlanma için geçerli olduğu ve ayrıca Güneş Sistemi testleriyle de uyumlu olduğu görüldü.

Bu $f(R)$ tanımlaması, (2.98) denklemi için şu formdadır:

$$0 = -R + \frac{(n+2)c}{(R - \Lambda_1)^n} + (m-2)^b (R - \Lambda_2)^m \quad (2.108)$$

$n = 1$ ve $m = 2$ iken şu denklem elde edilir:

$$R = R_{\pm} = \frac{\Lambda_1 \pm \sqrt{\Lambda_1^2 + 12c}}{2} \quad (2.109)$$

Eğer $c > 0$ ise, tek çözüm de Sitter uzayı ve diğer durum ise, anti de Sitter uzayına karşılık gelir. Eğer $-\frac{\Lambda_1^2}{12} < c < 0$ ve $\Lambda_1 > 0$ ise, bütün çözümler, de Sitter uzayı çözümlerini gösterir. Bundan dolayı, erken zamandaki enflasyon ile geç zamandaki hızlanmanın birleşimi bu durum ile açıklanabilir. Burada $\frac{1}{R}$ terimi kozmik hızlanmayı ifade ederken, yüksek türev terimleri ise erken zamandaki enflasyon rolünü oynar.

Düz FRW metriği için, Hubble oranı $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$ olarak tanımlanır ve eğrilik çok küçükken, (2.97) denkleminden $a \propto t^2$ elde edilir. Eğer şimdiki evren kuvvet yasasıyla genişliyorsa; şimdiki evrenin eğriliği, de Sitter evrenindeki çözümlere ($\Lambda_1 = 0$ için) göre çok küçüktür. Eğer R skaler eğriliği çok büyükse, $a \propto t^{-\frac{(m-1)(2m-1)}{m-2}}$ elde edilir. $\frac{(m-1)(2m-1)}{m-2} > 0$ iken, evren büzülür. Ama eğer zamanın yönünü değiştirirsek yani $t \rightarrow t_s - t$ durumu için, ters kuvvet yasası ile enflasyon meydana gelir ve $t = t_s$ de evrenin büyüklüğü iraksar. m kesirli ve $1 < m < 2$ iken, a pozitif kuvvetlidir ve evren kuvvet yasasıyla genişler.

Diğer bir alternatif kütle çekim teorilerine örnek ise (Nojiri ve diğ., 2004), şu şekilde verilebilir:

$$f(R) = R + \alpha' \ln \frac{R}{\mu^2} + \beta R^\mu \quad (2.110)$$

Bu durum, $m = 2$ için basitleşir. R nin sabit olduğu varsayılır ise şu durum elde edilir:

$$0 = 2f(R) - Rf'(R) = \tilde{f}(R) \equiv R + 2\alpha' \ln \frac{R}{\mu^2} - \alpha' \quad (2.111)$$

Eğer $\alpha' > 0$ ise, $\tilde{f}(R)$ monoton artan bir fonksiyondur ve $\lim_{R \rightarrow 0} \tilde{f}(R) = -\infty$ ve $\lim_{R \rightarrow \infty} \tilde{f}(R) = +\infty$ ise bu denklemin sadece tek bir çözümü vardır ve bu çözümde enflasyona karşılık gelmektedir. Diğer taraftan, eğer $\alpha' < 0$ ise, $\lim_{R \rightarrow 0} \tilde{f}(R) = \infty$ ve $\lim_{R \rightarrow \infty} \tilde{f}(R) = +\infty$ olur. $\tilde{f}'(R) = 1 + \frac{\alpha'}{R}$ olduğu için, $\tilde{f}(R)$ nin minimumu yani $\tilde{f}'(R) = 0$, $R = -2\alpha'$ ile verilir. Eğer $\tilde{f}(-2\alpha') > 0$ ise, bu denklemin çözümü yoktur. $\tilde{f}(-2\alpha') = 0$ ise, tek bir çözüm vardır ve $\tilde{f}(-2\alpha') < 0$ ise iki çözüm vardır. \sqrt{R} , evrenin genişleme oranına karşılık gelir, bu durumun çözümleri erken evrendeki enflasyona ve evrenin şimdiki hızlanmasına karşılık gelebilir.

Ayrıca, (Meng ve diğ., 2004) çalışmalarından;

$$f(R) = R + \gamma R^{-n} \left(\ln \frac{R}{\mu^2} \right)^n \quad (2.112)$$

Bu tanımlamadan, $n > -1$ için, R küçükken, ikinci terim Einstein teriminden daha baskın olur. Bu modelde, $a \sim t^{\frac{(n+1)(2n+1)}{n+2}}$ dir.

m 'ye bağıllık yoktur. Logaritmik faktör geçersizdir ve w_{et} şu şekilde olur:

$$w_{et} = -\frac{6n^2 + 7n - 1}{3(n+1)(2n+1)} \quad (2.113)$$

Eğer, $-1 < n < -\frac{1}{2}$ ya da $n > 0.287$ durumlarında w_{et} negatiftir.

$a \sim t^{\frac{(n+1)(2n+1)}{n+2}}$ için, $\frac{(n+1)(2n+1)}{n+2} > 1$ durumundan, evrenin hızlanma durumu için $n > 0.366$ dır.

- Madde çiftlenimli modifiye kütle çekim teorileri:

Modifiye kütle çekim teorileri; etkin phantom ya da quintessence karanlık enerjisini, negatif kinetik enerjiye sahip phantom skaları ya da negatif basınçlı ideal akışkana gerek olmadan açıklayabilir. İdeal akışkan olarak madde düşünülürse, durum denklemi, $p = w\rho$ şeklinde yazılabilir. Enerji korunum yasasından ise enerji yoğunluğu şu şekilde $\rho = \rho_0 a^{-3(1+w)}$ bulunur.

Bu durum için hareket denklemlerinin gerçek çözümleri ise şu şekildedir (Abdall ve diğ., 2005):

$$a = a_0 t^{h_0} \quad (2.114)$$

a_0 ve h_0 parametreleri ise şu şekilde tanımlanır:

$$h_0 \equiv \frac{2a}{3(1+w)} \quad (2.115)$$

$$a_0 \equiv \left[-\frac{6f_0 h_0}{\rho_0} (-6h_0 + 12h_0^2)^{a-1} \{(1-2a)(1-a) - (2-a)h_0\} \right]^{-\frac{1}{3(1+w)}} \quad (2.116)$$

f_0 sabittir.

$a = 1$ iken, $h_0 = \frac{2}{3(1+w)}$ olur.

Bu h_0 durumu için, w_{et} belirlenebilir. a_0 ifadesi kullanılarak etkin durum denklemi parametresi şu şekilde tanımlanır:

$$w_{et} = -1 + \frac{1+w}{a} \quad (2.117)$$

Bu duruma örnek olarak ise şu $f(R)$ modeli verilmiştir:

$$f(R) = \frac{1}{\kappa^2} (R - \gamma R^{-n} + \eta R^2) \quad (2.118)$$

Eğrilik çok küçük iken ikinci terim baskın olur ve $f_0 = -\frac{\gamma}{\kappa^2}$ ve $a = -n$ olur. Sonuçta, $n > 0$ ise, etkin phantom anı meydana gelir ve $w > -1$ olur. Phantom anı gelecekteki Big Rip tekilliğiyle ortaya çıkar (McInnes; 2002). Ama Big Rip tekilliği yakınlarında, eğrilik büyüktür ve son terim baskın hale gelir. Bu durumda, $\alpha = 2$ ve $w_{et} = \frac{-1+w}{2}$ olur.

Sonuç olarak; $w > -1$ etkin quintessence durumudur. $a < -1$ için, $w_{et} < -1$ phantom faz durumudur.

Bu durum, modifiye kütle çekim durumundan farklıdır. Ayrıca, $a > w + 1$ iken, $w_{et} < 0$ dır. Bundan dolayı, modifiye kütle çekim teorileri için; madde (quintessence) çiftleniminden quintessence (ya da phantom) meydana gelebilir. Bu da evrendeki karanlık enerji faz değişimini açıklamak için, herhangi bir çiftlenim olmayan durumdan daha kolay açıklanabilecek bir durumdur.

- Skalar-tensör teori denkliği:

$f(R)$ kütle çekimi bazı durumlar için, skalar tensör teorilerine denk olduğu görülür.

Skalar-tensör teorilerinin eylem ifadesi şu şekilde tanımlanır:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2\kappa^2} R - \frac{1}{2} \omega(\phi) \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \right\} \quad (2.119)$$

Bu eylemdeki kinetik terimin içerisindeki ifade şu şekilde tanımlanır:

$$\omega(\phi) = -\frac{2}{\kappa^2} h'(\phi) \quad (2.120)$$

Potansiyel terim ise şu şekilde tanımlanır:

$$V(\phi) = \frac{1}{\kappa^2} (h(\phi)^2 + h'(\phi)) \quad (2.121)$$

$h(\phi)$, ϕ skalar alanının bir fonksiyonudur.

FRW kozmolojisi için, $\phi = t$ ve $H = h(t)$ çözümleri tanımlanır.

ψ gibi bir alan tanımlanırsa (Capozziello ve diğ., 2006),

$$\psi = \int d\phi \sqrt{|\omega(\phi)|} \quad (2.122)$$

Bu alan için eylem ifadesi ise şu şekilde ifade edilir:

$$S = d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2\kappa^2} R \mp \frac{1}{2} \partial_\mu \psi \partial^\mu \psi - \tilde{V}(\psi) \right\} \quad (2.123)$$

Bu ifade, Einstein eylemidir. Kinetik terimin önündeki işaret, $\omega(\phi)$ nın işaretine bağlıdır. Eğer ω nın işareti ve bundan dolayı \dot{H} nın işareti pozitif (negatif) ise, kinetik terimin işareti $-(+)$ dır. Bundan dolayı, phantom fazında işaret her zaman pozitif iken, phantom olmayan fazda işaret her zaman negatiftir. Ayrıca, bu durumlardan, aynı FRW dinamiğinin, matematiksel olarak denk iki tanımlamadan elde edilebileceği görülür. Bu tanımlamalar; skalar-tensör tanımlaması ve ideal akışkan tanımlamasıdır.

ϕ yi, $\varphi: \phi = \phi(\psi)$ için çözümleri varsayılabilir. $\tilde{V}(\psi) \equiv V(\phi(\varphi))$ ile verilebilir.

ψ li kinetik terimin önündeki işaret negatif olduğu durumda, konformal dönüşüm

$$\left(g_{\mu\nu} \rightarrow e^{\pm\kappa\psi\sqrt{\frac{2}{3}}} \right) \text{ kullanılırsa, kinetik terim yok olur.}$$

- Phantom fazdan phantom olmayan faza geçiş:

Evrenin, modifiye kütle çekim teorisi için; phantom fazdan phantom-olmayan faza geçişinin durumlar nelerdir? Bu duruma örnek olarak de Sitter evreninin varlığındaki $f(R)$ kütle çekim teorisindeki cebirsel formundan elde edilebilirliği verilir (Cognola ve diğ., 2005).

Bu durum için, durum denklemleri parametresi zamana bağlı bir parametre olarak şu şekilde tanımlanır:

$$F(t) \equiv -\frac{2\dot{H}}{3H^2} \quad (2.124)$$

Bu denklemden aynı zamanda şu eşitlik görülmektedir:

$$F(t) = -1 + w_{et} \quad (2.125)$$

$F = 0$ durumu, phantom olmayan ($w_{et} > -1$ ya da $F > 0$) fazdan, phantom fazı ($w_{et} < -1$ ya da $F < 0$) arasındaki geçiş noktasıdır.

- Gauss-Bonnet (GB) kütle-çekim teorisi:

GB çiftlenimi ile skalar alanın rolü, geç zamandaki evreni tanımlayabilir. GB çiftlenimiyle, skalar alanın rolü geç zamandaki evreni tanımlayabilir. GB invariant terimi $G = R^2 - 4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma}$ eklenerek, eylem ifadesi bulunabilir:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2\kappa^2} R - \frac{\gamma}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) + f(\phi)G \right\} \quad (2.126)$$

Bu eylem ifadesindeki terimler şu şekilde tanımlanır:

ϕ ye bağlı potansiyel terim şu şekildedir:

$$V = V_0 e^{-\frac{2\phi}{\phi_0}} \quad (2.127)$$

ϕ ye bağlı sabit olan, $f(\phi)$ terimi şu şekilde tanımlanır:

$$f(\phi) = f_0 e^{\frac{2\phi}{\phi_0}} \quad (2.128)$$

$\gamma = \pm 1$ dir. Kanonik skalar için $\gamma = 1$ dir ama GB terimi içermez. Sadece $\gamma = -1$ iken, skalar, phantom gibi davranır.

FRW metriği için;

$$V_0 t_1^2 = -\frac{1}{\kappa^2(1+h_0)} \left\{ 3h_0^2(1-h_0) + \frac{\gamma\phi_0^2\chi^2(1-5h_0)}{2} \right\} \quad (2.129)$$

$$\frac{48f_0h_0^2}{t_1^2} = -\frac{6}{\kappa^2(1+h_0)} \left(h_0 - \frac{\gamma\phi_0^2\chi^2}{2} \right) \quad (2.130)$$

çözümleri elde edilir.

Bu durumda, $h_0 < 0$ durumu phantom kozmolojisine karşılık gelir ve her zaman karardır ama $h_0 > 0$ durumu phantom olmayan kozmoloji durumudur ve her zaman kararsızdır.

- Evrenin karanlık akışkanının, homojen olmayan durum denklemi:

Evrenin ideal akışkanla dolu olduğunu varsayarsak, $\dot{\rho} + 3H(\rho + p)$ enerji korunum yasası kullanılarak ρ ve p nin basit olarak sabit w için sağlanan durum denklemi şu şekildeyken $p = w\rho$ enerji yoğunluğu, $\rho = \rho_0 a^{-3(1+w)}$ şeklindedir. Düz evren için Birinci Friedmann denklemi yani $\frac{3}{\kappa^2} H^2 = \rho$ kullanılarak,

$w > -1$ için, ölçek faktör ifadesi şu şekilde elde edilir:

$$a = a_0 (t - t_1)^{\frac{2}{3(1+w)}} \quad (2.131)$$

$w \neq -1$ ($w < -1$) için, ölçek faktör ifadesi şu şekilde elde edilir:

$$a = a_0 (t_2 - t)^{\frac{2}{3(1+w)}} \quad (2.132)$$

$w = -1$ için ölçek faktör ifadesi ise şu şekilde elde edilir:

$$a = a_0 e^{\kappa t \sqrt{\frac{\rho_0}{3}}} \quad (2.133)$$

Bu durumlar, de Sitter evreni için bilinen çözümlerdir. Bu ifadelerdeki, t_1 ve t_2 ler ise integrasyon sabitleridir.

$w < -1$ için $t = t_2$ de sonlu zamanda Big Rip (Büyük Yırtılma) tekilliği görülür. Genel olarak, karanlık enerji evrenindeki, tekillikler farklı davranışta olabilirler. Gelecekteki tekillikleri sınıflandırmak için (Nojiri ve diğ., 2005) şu durumlar kullanılır:

Tip I (Big Rip): $t \rightarrow t_s, a \rightarrow \infty, \rho \rightarrow \infty$ ve $|p| \rightarrow \infty$

Tip II (sudden): $t \rightarrow t_s, a \rightarrow a_s, \rho \rightarrow \rho_s$ ya da 0 ve $|p| \rightarrow \infty$

Tip III: $t \rightarrow t_s, a \rightarrow a_s, \rho \rightarrow \infty$ ve $|p| \rightarrow \infty$

Tip IV: $t \rightarrow t_s, a \rightarrow a_s, \rho \rightarrow 0$ ve H 'nin yüksek türevleri iraksar.

t_s , a_s ve ρ_s sabit terimlerdir ve $a_s \neq 0$. I. Tip için, $w < -1$ durumu Büyük Yırtılma tekiliğine karşılık gelir. Tip II ani (sudden) gelecek tekiliğine karşılık gelir (Barrow, 2004), bu durumda a ve ρ sonlu ama p ıraksar. Tip III ise, $p = -\rho - A\rho^\alpha$ (Stefancic, 2005) modeline karşılık gelir. Bu homojen olmayan durum denklemlerinde tanımlamalarında, evrenin ideal akışkan ile dolu olduğu varsayılır ve GRT' de geçerli oldukları öngörülür.

Karanlık akışkan evreninin homojen olmayan durum denklemleri şu şekildedir:

$$p = -\rho - f(\rho) \quad (2.134)$$

Bu denklemlerde, $f(\rho) \propto \rho^\alpha$ dır ve α bir sabittir (Nojiri ve diğ., 2004). Bu durumda ölçek faktör şu şekilde bulunur:

$$a = a_0 \exp\left(\frac{1}{3} \int \frac{d\rho}{f(\rho)}\right) \quad (2.135)$$

Kozmolojik zaman ise şu şekildedir:

$$t = \int \frac{d\rho}{\kappa\sqrt{3}f(\rho)} \quad (2.136)$$

$f(\rho) = A\rho^\alpha$ (Nojiri ve diğ., 2005) örneği için şu sonuçlar bulunur:

$\alpha = \frac{1}{2}$ ya da $\alpha = 0$ durumlarında, herhangi bir tekillik gözlenmez.

$\alpha > 1$, $t \rightarrow t_0$ iken, enerji yoğunluğu $\rho \rightarrow \infty$ olur ve bundan dolayı da $|p| \rightarrow \infty$ dur.

Ölçek faktör (a) ise $\rho \rightarrow \infty$ olsa bile, sonlu bir değer alır. $\alpha > 1$ durumu ise Tip III tekiliğine karşılık gelir.

$\alpha = 1$ durumunda ise, eğer $A > 0$ ise, Büyük Yırtılma yada Tip I tekiliği meydana gelir ama $A \leq 0$ ise, herhangi bir gelecek tekiliği gözlenmez.

$\frac{1}{2} < \alpha < 1$ durumunda, $t \rightarrow t_0$ iken; ρ , $|p|$ ve a ıraksar. Eğer $A > 0$ ise, Tip I tekiliği oluşur.

$0 < \alpha < \frac{1}{2}$ durumunda, $t \rightarrow t_0$ iken, ρ , $|p| \rightarrow 0$ ve $a \rightarrow a_0$ dır.

Fakat,

$$\ln a \sim |t - t_0|^{\frac{\alpha-1}{\alpha-\frac{1}{2}}} \quad (2.137)$$

olur ve üstel ifade her zaman tamsayı olmadığından, a sonlu bile olsa, H nin yüksek türevleri ıraksar. Bundan dolayı, bu durum Tip IV tekiliğine karşılık gelir.

$\alpha < 0$ durumunda, $t \rightarrow t_0$ iken, $\rho \rightarrow 0$, $a \rightarrow a_0$ dır ama $|p| \rightarrow \infty$ dur. Bu durum ise Tip II tekiliğine karşılık gelir.

Karanlık akışkan için homojen olmayan durum denklemi, Hubble parametresine bağlı olarak seçilip incelenmiştir (Nojiri ve diğ., 2005).

Bu homojen olmayan durum denklemi şu şekilde tanımlanmıştır:

$$p = -\rho + f(\rho) + G(H) \quad (2.138)$$

Bu denklemde, $f(\rho) = -A\rho^\alpha - BH^{2\beta}$ seçilip, bu durum için tekillikler incelenmiştir (Nojiri ve diğ., 2005).

Diğer bir örnek durum ise şu şekildedir:

$$p = w\rho - \frac{2}{\kappa^2} \dot{H} - \frac{3(1+w)}{\kappa^2} H^2 \quad (2.139)$$

$\rho = \frac{3}{\kappa^2} H^2$ ve $p = -\frac{2}{\kappa^2} \dot{H} - \frac{3}{\kappa^2} H^2$ denklemlerinin, FRW denklemleri olmasından dolayı, bu durumun FRW kozmolojisinin bir çözümü olduğu anlaşılmaktadır.

Karanlık akışkanın, homojen olmayan durum denklemi (Capozziello, 2006), GRT' nin değişimiyle ekstra terimlerin nasıl ortaya çıktığını belirtir. Skalar tensör teorisinin eylem ifadesinden, ϕ skalar alanı için ρ ve p şu şekilde tanımlanır:

Enerji yoğunluğu ifadesi ise şu şekildedir:

$$\rho = \frac{1}{2} \omega(\phi) \dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (2.140)$$

Basınç ifadesi ise şu şekildedir:

$$p = \frac{1}{2} \omega(\phi) \dot{\phi}^2 - V(\phi) \quad (2.141)$$

Skalar alan, zaman koordinatına bağlı olarak seçilebilir. Bu durumda $\phi = t$ ve $H = f(t)$ durumları için kinetik ve potansiyel terimler şu şekilde tanımlanabilir:

Kinetik terimin bağlı olduğu terim:

$$\omega(\phi) = -\frac{2}{\kappa^2} f'(\phi) \quad (2.142)$$

Potansiyel terim ise:

$$V(\phi) = \frac{1}{\kappa^2} (3f(\phi)^2 + f'(\phi)) \quad (2.143)$$

Sonuç olarak enerji yoğunluğu ve basınç ifadeleri sırasıyla şu şekilde edilir:

$$\rho = \frac{3}{\kappa^2} f(\phi)^2 \quad (2.144)$$

$$p = -\frac{3}{\kappa^2} f(\phi)^2 - \frac{2}{\kappa^2} f'(\phi) \quad (2.145)$$

$\rho = f^{-1}\left(\kappa\sqrt{\frac{\rho}{3}}\right)$ için, homojen olmayan durum denklemi ise şu şekildedir:

$$p = -\rho - \frac{2}{\kappa^2} f' \left(f^{-1} \left(\kappa \sqrt{\frac{\rho}{3}} \right) \right) \quad (2.146)$$

Tüm bu durumlardan, skalar tensor teori ile karanlık akışkan tanımlamasının fiziksel özellikleri farklı olsa bile aynı FRW dinamiğini tanımlayabildikleri görülmektedir.

- Zamana bağlı durum denklemi parametresi:

Karanlık enerjinin davranışını belirleyebilmek için veya Evren dinamiğinin anlaşılabilmesi için, $p = w\rho$ durum denklemi artık şu şekilde tanımlanabilir (Prayas, 2008):

$$p = w(t)\rho \quad (2.147)$$

Bu denklemdeki, w parametresi artık bir sabit değildir, zamana bağlı bir fonksiyondur ve evrenin fiziksel özellikleri bu durum altında incelenebilir. Bu durumda, evrenin erken zamanlarına ait özellikler anlaşılabilir ve geç zamandaki özellikleriyle birleştirilebilir.

- Karanlık Enerjinin Skalar Alan Modelleri:

1) Quintessence Skalar Alanı:

Eğer; durum denklemi zamana bağlıysa, sabit durum denklemi durumu ortadan kalkar. Bu özellikteki modellerin sınıflandırılmasında, önemli çalışmalar (Wetterich, 1988; Ratra ve Peebles, 1988) yapılmıştır. Bu modeller, potansiyel terimin kinetik terimden baskın olduğuneve evrenin hızlanmasında negatif basıncın etkili olduğunu söylerler.

Bu alanlar için eylem ifadesi şu şekilde tanımlanır:

$$S = \int d^4(x) \sqrt{-g} \left(-\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right) \quad (2.148)$$

Bu ifadedeki, ϕ alanının uzaysal olarak homojen olduğu varsayılır. Bundan dolayı, enerji-momentum tensörü şu şekilde olur:

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - g_{\mu\nu}\left(\frac{1}{2}g^{\alpha\beta}\partial_\alpha\phi\partial_\beta\phi + V(\phi)\right) \quad (2.149)$$

ϕ skalar alanı için, Lagrangian yoğunluğu düz FRW evreni için şu şekildedir:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi\partial_\mu\phi - V(\phi) \quad (2.150)$$

Sırasıyla, basınç ve enerji yoğunluğu şu şekilde olur:

$$p = -T_\mu^\mu = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) \quad (2.151)$$

$$\rho = T_0^0 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (2.152)$$

Durum denklemi parametresi ise: $w = \frac{p}{\rho}$ ifadesinden şu şekilde elde edilir:

$$w = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)} \quad (2.153)$$

Üst nokta, kozmik zamana göre türevi ifade eder.

Eğer $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$ ise, Quintessence alanı zamanla çok yavaş değişir ve yani $w \approx -1$ dir ve $\rho_{vak} \cong V[\phi(t)]$ olur.

Quintessence alanı için hareket denklemi, Klein Gordon denklemiyle ifade edilir:

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0 \quad (2.154)$$

(2.153) ifadesinden, w nın değerinin -1 ile $+1$ arasında zamanla değişim gösterdiği görülür (Frieman ve diğ., 2008). Yani, eğer $\dot{\phi}^2 < V(\phi)$ ise $w < -\frac{1}{3}$ tür ve eğer $\dot{\phi}^2 < \frac{2}{3}V(\phi)$ ise $w < -\frac{1}{2}$ dir.

Son yıllardaki kozmik hızlanmayı açıklamak için çeşitli quintessence alanları (Ratra ve Peebles,1988; Wetterich,1988; Ferreira ve Joyce,1998; Frieman ve diğ.,1998; Brax ve Martin,1999,2000; Sahni ve Wang, 2000; Sahni ve Starobinsky 2000; Urena Lopez ve

Matos,2000; Barreiro, Copeland ve Nunes, 2000; Zlatev, Wang ve Steinhardt,1999; Albrecht ve Skardis,2000) ortaya atılmıştır. Bu potansiyeller altında, evrenin geç zamandaki davranışı tanımlanmaya çalışıldı.

Olası karanlık enerji modeli elde etmek için; skalar alanın enerji yoğunluğu, radyasyon ve madde baskın alandan daha az baskınsa, hızlanan evrenin şimdiki gözlemlerinden geç zamanın özellikleri incelenebilir (Copeland ve diğ., 2006). Bundan dolayı barotropik bir akışkan ortaya çıkar ve bu durum, $w_m = \frac{p_m}{\rho_m}$ durum denklemi parametresine sahiptir. Homojen ve izotropik evren FRW metriğiyle tanımlanır. ϕ skalar alanının enerji momentum tensörü barotropik akışkanın varlığında şu forma sahiptir:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_\mu u_\nu + p g_{\mu\nu} \quad (2.155)$$

$u^\mu u_\mu = -1$ dir. Bu ifadede $\rho = \rho_m + \rho_\phi$ ve $p = p_m + p_\phi$ dir. ρ_ϕ ve p_ϕ , quintessence alanının, sırasıyla enerji yoğunluğu ve basıncıdır. Eğer w_m sabitse, $\rho_m = \rho_0 a^{-3(1+w)}$ olur ve w_ϕ ise dinamik bir değişken olur.

Normal madde alanı ve Quintessence'in enerji korunumunun birlikte olduğu Friedmann denklemleri ise şu şekildedir:

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{1}{3}(\rho_m + \rho_\phi) \quad (2.156)$$

$$\dot{\rho}_m + 3H\gamma_m\rho_m = 0 \quad (2.157)$$

$\Omega_m \equiv \frac{\rho_m}{\rho_c}$, $\Omega_\phi \equiv \frac{\rho_\phi}{\rho_c}$, $\Omega_k = -\frac{k}{(aH)^2}$ ve $\Omega = \Omega_m + \Omega_\phi$ dir ve evrenin kritik yoğunluğu ise, $\rho_c \equiv 3H^2$ dir.

2) Hayalet (phantom) alanı:

Son gözlemsel veriler; durum denklemi parametresinin -1 civarında değerler aldığını göstermiştir. Bu değer, quintessence alanları için $w \geq -1$ iken, phantom (hayalet) karanlık enerji modeli için $w < -1$ dir. Zar-evren modelleri yada Brans Dicke skalar tensor teorisi phantom enerjisine dayanır (Sahni ve diğ., 2003; Elizalde ve diğ., 2004).

Bu karanlık enerjinin en basit açıklaması, negatif kinetik enerjili skalar alan tarafından elde edilir (Caldwell, 2002). Evrenin homojen yoğunluğu; evrenin genişlemesine sebep olan yeni maddeler yaratır.

Phantom alanının eylem ifadesi ise şu şekilde tanımlanır:

$$S = \int d^4(x) \sqrt{-g} \left(\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right) \quad (2.158)$$

Bu ifadede, kinetik terimin işareti, quintessence alanının kinetik enerjisinin ters işaretlisidir. Phantom alanı için sırasıyla enerji yoğunluğu ve basınç ifadeleri şu şekildedir:

$$\rho = -\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (2.159)$$

$$p = -\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi) \quad (2.160)$$

Bu ifadelerden, durum denklemi parametresi ise şu şekilde elde edilir:

$$w = \frac{-\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi)}{-\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi)} \quad (2.161)$$

Yani, $\dot{\phi}^2 < V(\phi)$ için, $w < -1$ dir.

Çeşitli potansiyeller için (Carroll,2003; Sami ve Toporensky,2004; Cline ve diğ., 2004), phantom karanlık enerji modeli incelenmiştir.

Bu iki alan modeline ek olarak; K-essence (Chiba, 2000; Armendariz, 2000; Armendariz 2001), Takyon alanı (Padmanabhan,2002; Bagla ve diğ.,2003; Abramo ve Finelli,2003), Dilatonik Karanlık Enerji (Gasperini ve diğ., 2002; Damour ve diğ., 2002) ve Chaplyin gazı (Fabris ve diğ.,2002; Carturan ve Finelli 2002; Dev ve diğ., 2003) modelleri mevcuttur.

Karanlık enerjinin doğasını ve başlangıcını anlayabilmek için, çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Fakat henüz tam olarak net bir sonuç elde edilememiştir. Karanlık enerjinin bu bahsedilen teorik çalışmalarına aynı zamanda gözlemsel çalışmalarda eşlik

etmektedir. Gözlemsel çalışmaların, teorik sonuçlara göre daha tutarlı olduğu ve Karanlık enerjinin anlaşılabilmesi için daha yakın sonuçlara ulaşılabilmesini sağladıkları düşünülmektedir.

2.6.2.3. Karanlık Enerjinin Gözlemsel Kanıtları

- Parlaklık mesafesi:

1998 yılındaki hızlanarak genişleyen evrenin, gözlemsel kanıtları iki bağımsız grup tarafından Tip Ia Süpernovaları ile yapılmıştır (Perlmutter ve diğ., 1999; Riess ve diğ., 1998,1999). Evreni tanımlamak için kırmızıya kayma kullanılır. Bu durum, genişleyen evrenden dolayı yıldızlardaki yayılan ışık tayfının kırmızıya kayması ile ilişkilidir. λ , ölçek faktör oranıyla artar ve bu durumun etkisi z niceliğiyle tanımlanır. Bu durum şu şekilde ifade edilir:

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{a_0}{a} \quad (2.162)$$

Bu ifadedeki, sıfır alt indisi o ifadenin şimdiki zamandaki değerini gösterir.

Gözlemlerle ilgili önemli görüş, genişleyen evrenle ilgili olarak mesafenin belirlenmesidir. Genişleyen evrendeki mesafe ölçümü için çeşitli yöntemler mevcuttur. Mesafeyi, doğrudan yıldızların parlaklık mesafelerinden belirlemek bu yöntemlerden biridir. d_L mesafesi, parlaklık mesafesi olarak bilinir, astronomideki Süpernova gözlemlerinde önemli rol oynar. Minkowski uzay-zamandaki, kaynağın L_s mutlak parlaklığı ve d mesafesindeki enerji akısı $\mathcal{F} = \frac{L_s}{(4\pi d^2)}$ ile tanımlanır.

Genişleyen evren için ise d_L parlaklık mesafesine sahip, akı şu şekilde tanımlanır:

$$d_L^2 \equiv \frac{L_s}{4\pi\mathcal{F}} \quad (2.163)$$

FRW metriğinde, $\chi = 0$ 'daki gözlemcinin χ_s koordinat mesafesine yerleşmiş L_s mutlak parlaklıkta olan bir nesneden, yayılan ışığın enerjisi Δt_1 zaman aralığında ΔE_1 enerjisine karşılık gelir. χ_s yarıçaplı kürenin enerjisi ise ΔE_0 olsun. ΔE_1 ve ΔE_0 'ın $\chi = \chi_s$ ve $\chi = 0$ daki ışığın sırasıyla frekansları, $\Delta E_1 \propto \gamma_1$ ve $\Delta E_0 \propto \gamma_0$ ile orantılıdır.

L_s ve L_0 mesafeleri ise şu şekilde tanımlanır:

$$L_s = \frac{\Delta E_1}{\Delta t_1} \quad , \quad L_0 = \frac{\Delta E_0}{\Delta t_0} \quad (2.164)$$

Işığın hızı, $c = \gamma_1 \lambda_1 = \gamma_0 \lambda_0$ olarak tanımlanır. Burada, λ_1 ve λ_0 , $\chi = \chi_s$ ve $\chi = 0$ daki dalga boylarıdır.

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1} = \frac{\gamma_1}{\gamma_0} = \frac{\Delta t_0}{\Delta t_1} = \frac{\Delta E_1}{\Delta E_0} = 1 + z \quad (2.165)$$

$\gamma_0 \Delta t_0 = \gamma_1 \Delta t_1$ sonucuna ulaşılabilir.

Bu denklemlerin birleşiminden şu durum tanımlanabilir:

$$L_s = L_0(1 + z)^2 \quad (2.166)$$

χ yönü boyunca seyahat eden ışık, şu geodezik denklemi sağlar:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)d\chi^2 = 0 \quad (2.167)$$

Bu durumda, elde edilen durum şu şekildedir:

$$\chi_s = \int_0^{\chi} d\chi = \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \frac{1}{a_0 H_0} \int_0^z \frac{dz'}{h(z')} \quad (2.168)$$

$\dot{z} = -H(1 + z)$ ve FRW metriğinden, $t = t_0$ daki kürenin alanı, $S = 4\pi(a_0 f_k(\chi_s))^2$ ile verilir.

Sonuç olarak, gözlenen enerji akısı şu şekildedir:

$$\mathcal{F} = \frac{L_0}{4\pi(a_0 f_k(\chi_s))^2} \quad (2.169)$$

Tüm bu tanımlamalar altında, genişleyen evren için parlaklık mesafesi şu şekilde tanımlanır:

$$d_L = a_0 f_k(\chi_s)(1 + z) \quad (2.170)$$

Düz FRW için, $f_k(\chi) = \chi$ için parlaklık mesafesi tanımlanması ise şöyledir:

$$d_L = \frac{1+z}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{h(z')} \quad (2.171)$$

$d_L(z)$ cinsinden, $H(z)$ Hubble oranı şu şekildedir:

$$H(z) = \left\{ \frac{d}{dz} \left(\frac{d_L(z)}{1+z} \right) \right\}^{-1} \quad (2.172)$$

Gözlemlerden parlaklık mesafesini belirleyerek, evrenin genişleme oranı bulunabilir.

Evrenin şimdiki bütün bileşenlerini (rölativistik olmayan parçacıklar, rölativistik parçacıklar, kozmolojik sabit vs.) içeren enerji yoğunluğu ifadesi ise şu şekildedir:

$$\rho = \sum_i \rho_i^{(0)} \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-3(1+w_i)} = \sum_i \rho_i^{(0)} (1+z)^{3(1+w_i)} \quad (2.173)$$

w_i ve $\rho_i^{(0)}$, her bir bileşen için sırasıyla durum denklemi ve şimdiki enerji yoğunluğu tanımlamalarıdır.

Hubble parametresi ise şu şekilde verilir:

$$H^2 = H_0^2 \sum_i \Omega_i^{(0)} (1+z)^{3(1+w_i)} \quad (2.174)$$

$\Omega_i^{(0)}$, her bir parçacığın şimdiki yoğunluk parametresidir ve şu şekilde gösterilir:

$$\Omega_i^{(0)} \equiv \frac{8\pi G \rho_i^{(0)}}{(3H_0^2)} = \frac{\rho_i^{(0)}}{\rho_k^{(0)}} \quad (2.175)$$

Sonuç olarak, düz geometrideki parlaklık mesafesi şu şekilde tanımlanır:

$$d_L = \frac{1+z}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\sum_i \Omega_i^{(0)} (1+z')^{3(1+w_i)}}} \quad (2.176)$$

Bu parlaklık mesafesi, düz evrenin ($w_m = 0$ ve $w_\Lambda = -1$) durumları için ve $\Omega_m^{(0)} + \Omega_\Lambda^{(0)} = 1$ durumu tutarlıdır. z nin küçük değerleri için, $d_L \cong \frac{z}{H_0}$ dir. Bu tanımlamadan dolayı, parlaklık mesafesi artarsa, kozmolojik sabit baskın evren görülür.

- Süpernova Ia' dan elde edilenler:

Son zamanlardaki hızlanan evren için, yüksek kırmızıya kayan süpernovaların parlaklık mesafelerinin gözlemleri doğrudan kanıt oluştururlar.

Kaynağın m görünür büyüklüğü ile mutlak büyüklüğü M nin, d_L parlaklık mesafesiyle ilişkisi (Sahni ve Starobinsky,2000; Padmanabhan, 2003) şu şekildedir:

$$m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{Mpc} \right) + 25 \quad (2.177)$$

Beyaz cüce yıldızlarının kütlesi, Chandrasekhar kütlesine ulaştığında Tip Ia Süpernovalar gözlenir. Bu durumda; z , M mutlak büyüklükten bağımsızdır. Nesnelere gözlemleyebildiğimiz sürece, m görünür büyüklüğü ve zyi ölçebiliriz.

1998 yılındaki, Perlmutter ve diğ.[Süpernova kozmoloji projesi (SCP)] tarafından $z = 0.18 - 0.83$ mesafeli kırmızıya kayan 42 SN Ia keşfedildi, buna karşılık Riess ve diğ. [Yüksek- z süpernova takımı (HSST)] ise $z = 0.16 - 0.62$ mesafeli 14 SN Ia ve 34 yakın SNe Ia keşfedildi. Düz evren varsayımıyla ($\Omega_m^{(0)} + \Omega_\Lambda^{(0)} = 1$), Perlmutter ve diğ., $\Omega_m^{(0)} = 0.28$ değerini buldu. Bu durum, şimdiki evrenin enerji yoğunluğunun yaklaşık %70 nin Karanlık enerjiden oluştuğunu gösterdi. 2004 yılında Riess ve diğ., tarafından 16 yüksek kırmızıya kayan yani $z > 1,25$ olan SN Ia ölçümü Hubble Uzay Teleskobuyla (HST) yapıldı. Önceki 170 bilinen SN Ia verilerini içeren rapora göre, evrenin yavaşlama durumundan hızlanma durumuna geçişinin %99 seviyesinde olduğu görüldü. En iyi değer, $\Omega_m^{(0)} = 0.29$ olduğu bulundu. Kozmolojik sabit olmadan, madde baskın durumun ($\Omega_m^{(0)} = 0.29$) verileriyle uygun olmadığı görüldü (Gong,2005). Süpernova araştırma projesi (SNLS), yüksek kırmızıya kayan süpernovaların verilerinin, CMB gözlemleriyle uyumlu olduğunu gösterdi. Bu durumda, kozmolojik standartlar altında, $z \sim 1$ kırmızıya kayma değeriyle başlayan hızlanarak genişlemenin, geç zamanda başladığı anlaşılmış oldu.

Yavaşlama parametresi ise şu şekilde tanımlanabilir:

$$q(z) = \frac{3 \sum_i \Omega_i^{(0)} (1 + w_i) (1 + z)^{3(1+w_i)}}{2 \sum_i \Omega_i^{(0)} (1 + z)^{3(1+w_i)}} - 1 \quad (2.178)$$

İki bileşenli düz kozmoloji için, evren hızlanan faza ($q < 0$) girmiştir.

$$z < z_c \equiv \left(\frac{2\Omega_\Lambda^{(0)}}{\Omega_m^{(0)}} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \quad (2.179)$$

$\Omega_m^{(0)} = 0.3$ ve $\Omega_\Lambda^{(0)} = 0.7$ iken, $z_c = 0.67$ olur. Bu da, evren tarihi boyunca hızlanarak genişlemenin neden son zamanlardameydana geldiği problemi olan Rastlantı (coincidence) Probleminin ortaya çıkmasına sebep olmuştur. Sonuç olarak, şimdiki gözlemler evrenin yavaşlama durumundan hızlanma durumuna geçtiğini gösterdi. Gözlemlere göre, $z > 0.3$ dür ve SN Ia değerlerine göre, Ω için en iyi değerler; madde ve karanlık enerji katkısının bir arada olduğu durumdur.

- Evrenin yaşı ve kozmolojik sabit:

Evrenin şimdiki yaşı t_0 ve en yaşlı yıldız topluluklarının yaşı t_s nin karşılaştırılmasıyla, kozmolojik sabitin varlığı için ilginç bir kanıt oluşmuştur. $t_0 > t_s$ gerekliliği için, bu durum normal madde formundaki düz kozmoloji modeli ile tutarlı değildir. Kozmolojik sabitin varlığında, bu yaş tutarsızlığı çözümlenmelidir. En yaşlı yıldızsal nesnenin yaşı birçok grup tarafından belirlendi. Örneğin, Milky Way içindeki, küresel kümelerin yaşı belirlendi, mesafeden bağımsız metot kullanılarak $t_1 = 13.5 \pm 2$ Gyr olarak belirlendi (Jimenez ve diğ., 1996). Beyaz cüceler kullanılarak (Richer ve diğ., 2002; Hansen ve diğ., 2002) M4 küresel kümesinin yaşı $t_1 = 12.7 \pm 0.7$ Gyr olarak bulundu. Λ CDM modeli varsayımından, WMAP3 datalarından $t_0 = 13.73$ 'ün en iyi veri olduğunu ve bunun da evrenin yaşı olduğu varsayılmıştır.

ρ enerji yoğunluklu Friedmann denklemlerinden, evrenin yaşı hesaplanabilir. Üç katkı durumu ($w_m = 0$: basınçsız toz, $w_r = 1/3$: radyasyon, $w_\Lambda = -1$: kozmolojik sabit) olduğu varsayımı altında şu durum elde edilir:

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_r^0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-4} + \Omega_m^0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-3} + \Omega_\Lambda^0 - \Omega_K^0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-2} \right] \quad (2.180)$$

Bu ifadede, $\Omega_K^0 \equiv \frac{K}{(a_0^2 H^2)}$ dir.

Evrenin yaşı ise bu durumda, şu şekilde hesaplanabilir:

$$t_0 = \int_0^{t_0} dt = \int_0^\infty \frac{dz}{H(1+z)} = \int_0^\infty \frac{dz}{H_0 x [\Omega_r^0 x^4 + \Omega_m^0 x^3 + \Omega_\Lambda^0 - \Omega_K^0 x^2]^{1/2}} \quad (2.181)$$

Bu ifadede, $x(z) \equiv 1 + z$ dir.

Radyasyon baskın periyod, evrenin toplam yaşına göre çok kısa bir süre olduğu için, bu denklemdeki radyasyon terimi ihmal edilebilir. Bundan dolayı, $\Omega_r^0 = 0$ alınabilir.

Kozmolojik sabitin olmadığı durumda ($\Omega_\Lambda^0 = 0$), $\Omega_K^0 = \Omega_m^0 - 1$ olduğu için evrenin yaşı, (2.181) şu şekilde hesaplanır:

$$t_0 = \frac{1}{H_0} \int_0^\infty \frac{dz}{(1+z)^2 \sqrt{1 + \Omega_m^0 z}} \quad (2.182)$$

Düz evren için ise $\Omega_K^0 = 0$ ve $\Omega_m^0 = 1$ durumlarında şu ifade sağlanır:

$$t_0 = \frac{2}{3H_0} \quad (2.183)$$

Bu ifadeden, $t_0 = 8 - 10$ Gyr elde edilir ve bu sonuç yıldızların yaşı olan $t_0 = 11 - 12$ Gyr ile tutarsızdır. Bundan dolayı, kozmolojik sabit olmayan düz evren, ciddi bir yaş problemi meydana getirir.

Hubble Uzay Teleskobu gözlemlerinden (Freedman ve diğ., 2001), Hubble parametresi şu şekilde bulunur:

$$H_0^{-1} = 9.776 h^{-1} \text{ Gyr}, \quad 0.64 < h < 0.80 \quad (2.184)$$

Bu durum, CMB gözlemlerinden elde edilen sonuçlarla (Spergel ve diğ., 2006) ve evrenin geniş ölçek yapısı (Seljak ve diğ., 2005; Tegmark ve diğ., 2004) tutarlıdır.

Açık evren modelinde ($\Omega_m^{(0)} < 1$), evrenin yaşı düz modelin açıkladığı sonuçtan daha büyüktür. Bu durum, anlaşılabilir bir durumdur, çünkü madde miktarı azalıyor ve bu da kütle çekimsel etkileşimlere sebep oluyor, bundan dolayı genişleme oranının şimdiki değerinin azalmasına sebep oluyor.

(2.182) nin integrasyonundan şu durum elde edilir:

$$H_0 t_0 = \frac{1}{\Omega_m^{(0)}} - \frac{\Omega_m^{(0)}}{2(\Omega_m^{(0)})^{\frac{3}{2}}} \ln \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \Omega_m^{(0)}}}{1 + \sqrt{1 - \Omega_m^{(0)}}} \right) \quad (2.185)$$

$\Omega_m^{(0)} \rightarrow 0$ için, $H_0 t_0 \rightarrow 1$ dir ve $\Omega_m^{(0)} \rightarrow 1$ için ise, $H_0 t_0 \rightarrow \frac{2}{3}$ olur. CMB gözlemlerinden, evrenin eğriliğinin düze çok yakın olduğu elde edildi yani $|\Omega_K^{(0)}| = |\Omega_m^{(0)} - 1| \ll 1$ dir. Ama $\Omega_m^{(0)} \cong 1$ durumunda, evrenin yaşı yıldızların yaşından büyük değildir. Yaş problemi, kozmolojik sabit olan ($\Omega_\Lambda^{(0)} \neq 0$), düz evren (K_0) için çözüldü.

$$H_0 t_0 = \int_0^\infty \frac{dz}{(1+z)\sqrt{\Omega_m^{(0)}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda^{(0)}}} = \frac{2}{3\sqrt{\Omega_\Lambda^{(0)}}} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{\Omega_\Lambda^{(0)}}}{\Omega_m^{(0)}} \right) \quad (2.186)$$

$\Omega_m^{(0)} + \Omega_\Lambda^{(0)} = 1$ dir. Asimptotik değerler; $\Omega_m^{(0)} \rightarrow 0$ için, $H_0 t_0 \rightarrow \infty$ olur ve $\Omega_m^{(0)} \rightarrow 1$ için $H_0 t_0 \rightarrow \frac{2}{3}$ tür. Evrenin yaşı arttıkça, $\Omega_m^{(0)}$ azalır. $\Omega_m^{(0)} = 0.3$ ve $\Omega_\Lambda^{(0)} = 0.7$ iken, $t_0 = 0.965 H_0^{-1}$ dir. Yani, $h_0 = 0.72$ için $t_0 = 13.1$ Gyr dir. Bu durum, yaşlı yıldız topluluklarından gelen $t_0 > 11 - 12$ Gyr durumuyla tutarlıdır. Λ nın varlığında, yaş problemi çözülmüştür ve düz evrendeki ölçek faktör için çözüm bulundu (Gruppuso ve Finelli,2006). Toz ve sabit durum denklemi ile tanımlanmış bir durumun gelecekte baskın olduğu ortaya çıkmıştır.

- CMB ve LSS' den elde edilen bilgiler:

CMB ve LSS ile ilişkili gözlemler, Karanlık enerji baskın evren fikriyle uyuşmaktadır. 1992 yılındaki COBE tarafından gözlemlenen CMB anizotropileri ve 2003'teki ilk zamanda ortaya çıkan pertürbasyonlardan neredeyse ölçek invariant durum gösterildi,

bu durumların enflasyon kozmolojisi tahminleriyle tutarlı olduğu görüldü. Düz Λ CDM modelinden elde edilen WMAP verileri kullanılarak, skalar spektral değerin $n_s = 0.951$ olduğu görüldü, bu değerde ölçek invaryant durumdakinden (Spergel ve diğ., 2006) çok küçüktür. $|1 - \Omega_{top}| = 0.030 \ll 1$ elde edildi (Page ve diğ., 2003). Bu durum için, madde ve kozmolojik sabit arasındaki enerji yoğunluklarının dağılımının pozisyona nasıl bağlı olduğu analitik olarak gösterildi (Weinberg, 2000). Son WMAP verileri kullanılarak, Karanlık enerji için sabit durum denkleminin $w = -1$ olduğu varsayıldı. WMAP ve Süpernova Araştırma çalışmalarından $\Omega_K^0 = -0.015$ olduğu bulundu ve bu durum düz evrenle tutarlıdır. Bu durumlardan, kozmolojik sabit olmadan ki düz evrenin varlığı ortadan kalktı. Üç farklı kozmolojik veri seçimiyle, Karanlık enerji baskın evrenin yani $\Omega_\Lambda^0 = 0.7$ ve $\Omega_m^0 \cong 0.3$ olması gerektiği düşüncesi sağlamlaştı. Evrenin madde içeriğinin sadece % 4 ünün baryonik madde olduğu ve % 27 lik kısmının ise baryonik olmayan (anlaşılır olmayan) toz gibi davranan $w = 0$ durum denkleminde sahip Soğuk Karanlık Maddenin varlığı düşüncesi ağır basmaktadır. Karanlık enerji ve karanlık maddenin birbirlerinden farklı oldukları, ikisinin durum denkleminin farklı olmasıyla açıklanabilir. Hızlanarak genişleyen evren için, karanlık enerji durum denkleminin sabit olduğu varsayımı ortaya çıkmıştır ($w_\Lambda = -1$). Bu senaryo, Λ CDM olarak bilinir, modern kozmolojinin standart modelini oluşturur. Ama karanlık enerjinin doğası için bu doğru olmayabilir. Eğer skalar alanlar bu durumdan sorumluysa, karanlık enerjinin durum denkleminin dinamik olmalıdır. Bu enerjinin başlangıcını anlamak için, kozmolojik sabit ve dinamik karanlık enerji modelleri arasındaki fark önemlidir. SN Ia gözlemleri, durum denkleminin dinamik değişimine kanıt için yeterli değildir. Karanlık enerji baskın evrende, gravitasyonel potansiyel madde baskın durumdan farklı değişim gösterir. Bu durum CMB kuvvet spektrumu ile desteklenmektedir (Crittenden ve Turok, 1996). Bu olay, birleşik Sachs-Wolfe (ISW) etkisidir (Rees ve Sciama, 1968). Kozmolojik sabit ve dinamik karanlık enerji modelleri arasındaki farkı anlamak için önemlidir, çünkü gravitasyonel potansiyelin değişimi, karanlık enerjinin dinamik özelliklerine bağlıdır. Ayrıcayızlanarak genişleyen evreni tanımlamak için, karanlık enerji skalar alanlar cinsinden tanımlanabilir ve bu tanımlamaların durum denkleminin ise bu alanların zamanla değişiminden kaynaklanan durumlar cinsinden, $w > -1$ veya $w < -1$ olabilir.

- Gözlemsel testler:
 - 1) Süpernova:



Şekil 2.4: Hubble Uzay Teleskopu ile çekilen, Tip Ia Süpernova, SN1994D.

Süpernovalar, kozmik hızlanmayı anlamak için önemli rol oynarlar. Evrenin son zamanlardaki ve gelecekteki genişlemesinin belirlenmesini sağlayabilirler. Ia tipi süpernovalar, kütleleri Chandrasekhar limitini geçen, beyaz cücelerin güçlü termonükleer patlamalarıyla oluşurlar. Bu patlamalar, ışık eğrilikleri ve spektrumlarıyla diğer patlamalardan ayrılırlar. Chandrasekhar limiti geçildikten sonra çok hızlı gerçekleşen yıldız patlamaları, Ia tipi süpernovaların iyi bir aydınlatma aracı olduklarını ortaya çıkarır. Bundan dolayı, süpernovaların gözlemlenen parlaklıklarından, parlaklık mesafeleri $d_L(z)$ belirlenebilir. Spektrumları ve ışık eğrilikleri, süpernova parlaklıklarındaki küçük değişimlerle ilişkili olduğu ölçümlerle desteklendi. Eğer kırmızıya kayma $z \sim 1$ 'e ulaştıysa, süpernova çalışmaları özellikle çok değerli hale gelir ve farklı w değerlerinin etkileri görülür. Gelişmiş süpernova çalışmaları için, sistematik hataların etkileyici bir şekilde azalması ayrıca süpernovaları ve değişimlerini anlamak için daha iyi teoriler ve büyük istatistikler gereklidir.

2) Baryon Akustik Salınımları (BAO):

Son yıllarda, BAO, evrenin tarihini belirlemek için çok çekici hale gelmiştir. Akustik salınımlar, son saçılma yüzeyindeki foton-baryon akışkanının neden olduğu salınımlardır ve CMB spektrumlarıyla gözlemlenirler. Karanlık madde ayrışıyor ve salınıma ortak olmuyor. Ama rölativistik olmayan madde yoğunluğunun ihmal edilemez oranı baryonlara katkı yapmadığı için, baryon-foton akışkanındaki salınımlar geç zamandaki madde spektrumlarından etkilenirler (Eisenstein ve diğ., 1998; Seo ve Eisenstein, 2003). Bu salınımlar şimdilerde galaksi araştırmalarında gözlemlendi (Eisenstein, 2005). Bu salınımlardaki fiziksel dalga sayısı lineer pertürbasyon teorisiyle çok iyi anlaşıldı. Bundan dolayı, baryon akustik salınımları açısal-çap mesafesiyle belirlenebilir, bu açısal-çap mesafesi ise şu şekilde tanımlanır:

$$d_A(z) = (1 + z)^{-2} d_L(z) \quad (2.187)$$

Görünen kümelerin ölçümlerinden, evren tarihi $H(z)$, hakkında önemli bilgiler elde edilebilir. Madde spektrumu ve sistematığı, astrofiziksel etkilerin içindeki akustik piklerin lineer olmayan değişimleri BAO' nun konusu olabilir (Pritchard ve diğ., 2007) ve bu da spektrumun özelliklerine benzeyebilir.

3) Küme Bolluğu:

Galaksi kümeleri, evrendeki en geniş kütle-çekimsel bağlı nesnelere aittir. Evrendeki kümelerin uzaysal yoğunluğu, yapıların diziliminin modelleriyle belirlenebilir. Gözlemlenen kümelerin sayısı, uzaysal yoğunluğa bağlıdır ve ayrıca hacmin birim katı açıya ve birim kırmızıya kayma aralığına bağlıdır (Haiman ve diğ., 2000). Bu hacim, $[H(z)(1 + z)]^{-1}$ niceliğine bağlıdır ve kümelerin genişleme tarihi $H(z)$ ile ölçülür. Teoriler, küme bolluğunu, küme kütlelerinin bir fonksiyonu olduğunu tahmin ediyorlar. Küme gözlemlerinden, (X-Ray emisyonunun parlaklığı ve sıcaklığı, Sunyaev-Zeldovich etkisi (Carlstrom, 2002), küme dinamikleri ve/veya galaksilerin kümeleri tarafından zayıf gravitasyon mercekleme etkisi) küme kütlelerinin elde edilebileceği görüldü.

4) Zayıf Mercekleme:

Uzak galaksilerin geniş ölçekli yoğunluk salınımları tarafından zayıf gravitasyonel mercekleme, galaksilerin tayfını değiştirebilir (Refregier, 2003). Kütle içerisindeki, uzak-mesafe korelasyonları uzak galaksilerin eliptik gözlemlerindeki uzak-mesafe korelasyonlarına sebep olur. Bu eliptik korelasyonların ölçümleri, açısız dalga sayısının fonksiyonu olan kütle spektrumunun belirlenmesini sağlar. Eğer CMB gözlemlerinden, spektrum biliniyorsa fiziksel dalga sayısının fonksiyonu ve açısız dalga sayısına karşılık gelen fiziksel dalga sayısının gözlemsel büyüklüğü belirlenebilir. Bundan dolayı, zayıf mercekleme, açısız-çap mesafesi $d_A(z)$ ile belirlenebilir. Zayıf mercekleme kanıtları, gravitasyonel potansiyel ve toplam kütle, galaksi araştırmalarından farklı olarak kütle dağılımındaki galaksilerin parlaklığı için kullanılır.

2.7. EVRENİN OLUŞUMU VE SONLANMA SENARYOLARI

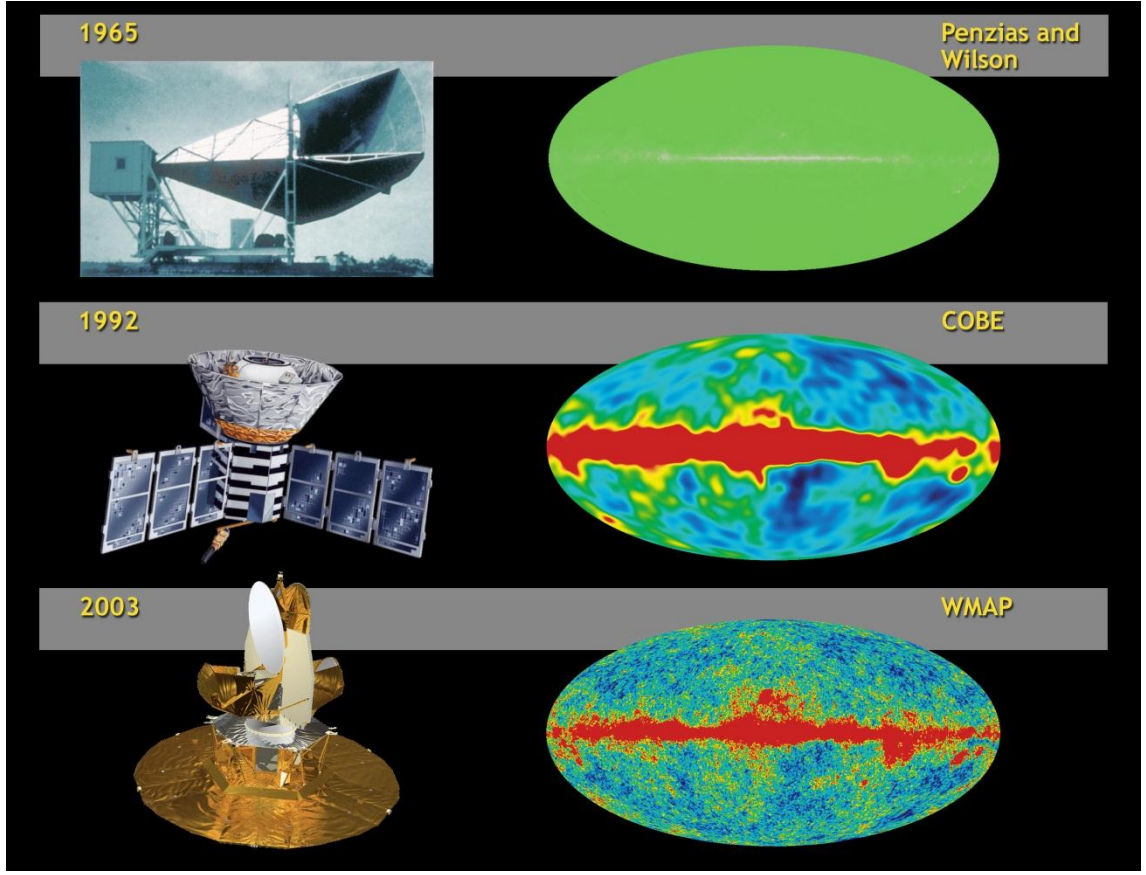
2.7.1. Büyük Patlama Modeli

Evrenin, olağanüstü yoğun ve çok sıcak bir başlangıç tekiliğinden yaklaşık 13 milyar yıl önce ani bir başlangıç gerçekleştirdiği varsayılmaktadır. Bu çok yoğun ve sıcak tekilik noktasından olan başlangıç anına Büyük Patlama denilmektedir. Bu patlama, Büyük Patlama Modeli ile tanımlanır. Bu model ise iki kabule dayanmaktadır. Birincisi, Kozmolojik İlke, ikincisi ise, Albert Einstein'ın Genel Rölativite Teorisidir. Bu iki kabul, Planck zamanından ($\sim 5,39106 \times 10^{-44} \text{s}$) yani ışığın vakumda bir Planck uzunluğu ($\sim 1,616199 \times 10^{-35} \text{m}$) kadar olan mesafeyi aldığı süredeki, evren tarihinin hesaplanabilmesini sağlar. Erken evren olarak adlandırılan süreç sıcaklığın 10^{32}K olduğu ve evrenin başlangıcından, $t = 500\,000$ yıla kadar olan evredir. Planck çağı ise, GRT ile Kuantum Mekaniğinin birlikte bulunabildiği, 10^{-43} saniyelik zaman dilimidir. GUT ise $10^{-43} \text{s} \leq t \leq 10^{-38} \text{s}$ aralığındaki süreçte gerçekleşmiştir. Bu dönemi anlayabilmek için, Kuantum Kütle Çekim Teorisi olarak bilinen yani dört temel kuvvetin bir arada olduğu durumun açıklanması gerekir. Bu patlamaya ait ilk model olan Büyük Patlama Modeli, 1940 yılında George Gamow ve ekibi Alpher ve Herman tarafından formüle edilmeye başlandı. Bu ekip, evrenin çok sıcak ve yoğun bir noktadan başlayıp, gittikçe genişleyen ve soğuyan bir yapı içerisinde olduğunu öne sürdüler (Gamow, 1946; Alpher ve diğ., 1948). 1948 yılında, Alpher ve Herman, çok küçük

Kelvin sıcaklık mertebelerinde radyasyon kalıntılarının bu modelin bir sonucu olduğunu tahmin ettiler (Alpher ve Herman,1948-49). 16 yıl sonra, bu radyasyonun Mikrodalga Ardaan Işıması olduğu gözlemlendi (Penzias ve Wilson,1965). Gerçekten, 3 K sıcaklığındaki arka plan radyasyon gözlemlerinden, evreni tanımlamak için Büyük Patlama modelinin en iyi aday olduğu görüldü. Daha sonra, Büyük Patlama nükleosentezi için de sıcak ve yoğun geçmişin gerekli olduğu görüldü. Evren çok sıcak ve yoğun bir başlangıçtan sonra sıcaklığın azaldığı ve genişlemenin çok hızlı olduğu bir döneme girmiştir. Bu döneme enflasyon veya kozmik şişme dönemi denmektedir. Bu dönemde, evren, son derece büyük bir üstel genişlemeye uğramıştır. Bu genişlemenin 10^{78} gibi bir değere sahip olan, negatif basınçlı bir vakum enerji yoğunluğunca gerçekleştiği düşünülmektedir. Kozmik enflasyon, erken evrendeki üstel genişleyen uzayı tanımlar. Ani bir şekilde gerçekleşen şişmenin, homojenlik ve izotropiye yol açtığı varsayılıyor. Enflasyon anının, Büyük Patlamadan 10^{-36} saniye sonra, 10^{-35} – 10^{-32} saniyeleri arasında gerçekleştiği düşünülüyor. Bu ani büyük genişlemeden dolayı, ilk andaki yüksek yoğunluk azalmaya başlamıştır. Enflasyon periyodunu, genişleyen ama bu ana göre daha az hızlanma oranına sahip süreç izler. Enflasyon hipotezi ilk olarak 1980 yılında, Alan Guth ve Andrei Linde tarafından ortaya atıldı (Peebles,1993). Enflasyon, evrenin geniş ölçekli yapısının başlangıcını çok iyi açıklayan bir dönemdir. Enflasyon anındaki, kuantum salınımlarının evrenin yapısının büyümesine sebep olduğu düşünülmektedir (Tyson ve Goldsmith,2004). Bu enflasyon süreci, doğası bilinmeyen Baryogenezin ve Karanlık Maddenin başlangıcını oluşturur. Birçok fizikçi, neden evrenin her yönde aynı özellik gösterdiğini (izotropi), neden CMBR nin homojen bir biçimde yayıldığını, neden evrenin düz olduğunu ve manyetik monopollerin neden gözlenmediğinin enflasyon ile açıklanabileceğine inanmaktadır. Enflasyona neden olan hipotetik bir alanın varlığı düşünülmektedir ve bu alan inflaton olarak adlandırılmıştır (Guth,1997). Bu dönemi, soğumaya ve genişlemeye devam eden bir dönem izler. Bu dönem, Baryogenez dönemidir. Çok erken evrendeki, baryon ve karşıt baryonların arasındaki asimetrinin olduğu hipotetik bir fiziksel süreçtir. İlk olarak, evrenin, karşıt madde yerine daha çok madde ile dolu olduğu ortaya çıkmıştır. Ama karşıt madde, kozmik ışınların ya da hızlandırıcıların içinde saptandı. Daha sonra, karşıt maddenin varlığı, yıldızlar arasındaki ilk parçacıkların çarpışmaları sonucunda anlaşıldı. Bu durum, evrenin içindeki ilk karşıt madde formlarına güçlü bir kanıt oluşturmuştur.

Ayrıca, baryonların yoğunluğu, fotonların yoğunluğuna göre çok küçüktür ($\eta \sim 10^{-10}$). Net baryon asimetri üretiminde, baryon sayısını ihlal eden etkileşimler, C (yük) ve CP (yük-parite) ihlali ve termal dengeden uzaklaşma durumu gereklidir (Sakharov,1967). İlk iki durum, Büyük Birleşme Teorisinin ortaya çıkmasını gerektirir bu da Standart Modelin pertürbatif olmayan durumunu tanımlar. Üçüncü durum ise, genişleyen evrendeki gözlemlenen etkileşmelerin dengeye girmelerini ve daha sonra dengeden uzaklaşmalarını gerektirir. Baryon asimetrisi için önemli senaryolar (Weinberg,1979; Toussaint ve diğ.,1979; Affleck ve Dine,1985; Kuzmin ve diğ.,1985; Fukugita ve Yanagida,1986) mevcuttur. Bu süreçten sonra, zayıf atom çekirdeklerinin oluşmaya başladığı süreç meydana gelmiştir. Standart Kozmoloji modelinin gerekli elemanları BBN için, yani hafif element izotoplarının varlığı ile tahmin edildi. Çeşitli hafif elementler (döteryum, helyum, lityum-7) ortaya çıkmaya başladı, bu durum Büyük Patlama Nükleosentezi olarak isimlendirilir. Bu süreçte üretilen ilksel elementlerin kütle olarak %75'i Hidrojen, %23'ü ise Helyum iken çok az miktarda da Lityum içermektedir. Hafif elementlerin bolluğu, baryon/foton oranı olan ζ parametresine bağlıdır. Nükleosentez tahminleri hafif elementlerin varlıklarının gözlemsel çalışmalarıyla karşılaştırılabilir. Teori ve gözlemler arasında tutarlılık gözlenmiştir. Bu uyumun sonucundan şu durum elde edilmiştir: $3.4 \times 10^{-10} < \zeta < 6.9 \times 10^{-10}$. ζ , baryonların içerdiği Ω oranıyla ilişkilidir. $\Omega_b = 3.66 \times 10^7 \eta h^{-2}$ dir. WMAP sonucundan (Spergel ve diğ., 2003), $\Omega_b h^2$ nin; $\zeta = 6.15 \pm 0.25$ değeri için 0.224 ± 0.0009 olduğu sonucuna ulaşılır. Bu sonuç hafif element bolluğu tahminlerinin gözlemlerle karşılaştırılması için kullanılabilir (Cybrut ve diğ., 2003). BBN' nin 1 MeV sıcaklığında meydana gelmiş olduğu düşünülüyor. Bu sıcaklık azaldıkça, elektronların ve fotonların etkileşimlerine devam etmelerine karşın, nötrino etkileşimi gözlenmez. Bu durumdan, sıcaklık azaldıkça nötrinoların ayrışma durumu ortaya çıkmaktadır. Yani Nötrino Kozmik Ardalanı mevcut hale gelmiştir. Bu durumun varlığı, nükleosentezi doğrulamaktadır. BBN için çeşitli çalışmalar (Olive diğ.,2000; Kirkman ve diğ., 2003) yapılmıştır. Sıcaklık düşmeye devam etmektedir fakat hala çok sıcak ve yeterince düşük bir sıcaklıkta çekirdek ve elektronlar bağlanmaya başlıyorlar ve bu durumdan dolayı, evrene fotonlar ve diğer elektromanyetik radyasyon girmeye başlıyor. Sıcaklık daha da azaldıkça, serbest çekirdek ve elektronlar atomların içerisinde birleşmeye başlıyorlar. Bu durum ise rekombinasyon olarak adlandırılır. Rekombinasyon, elektriksel olarak

yüksüz hidrojen atomlarının bağılı formlarından yüklü elektronların ve yüklü protonların ortaya çıktığı andır (Ryden,2002). Büyük patlamadan sonra evren sıcak ve fotonların, elektronların ve protonların plazmalarının yoğunluğundaydı. Bu plazma, serbest elektronların Thomson saçılmasından dolayı etkin bir şekilde ışık geçirmez. Evren genişledikçe soğuyor. Soğuma esnasında, bir noktada serbest elektronlar ve protonlar ortaya çıkmıştır. Atomların oluşumundan sonra, fotonlar saçılma olmadan serbestçe dolaşmaya başladılar. Yani, fotonlar evrendeki maddeden ayrışıyorlar ve rekombinasyon veya foton ayrışması meydana geliyor. Fotonlar maddeden ayrıştığı zaman, evrenin her yerini herhangi bir maddeyle etkileşime girmeden serbestçe dolaşıyorlar ve bu durum da CMBR ile gözlenmiştir. Rekombinasyon, evren yaklaşık 380.000 yaşındayken meydana gelmiştir. 100 milyon yıldan daha fazla süre sonra, galaksiler ve yıldızlar oluşmaya başladı. Gözlemsel kanıtların yardımıyla, milyarlarca galaksiye ve çok büyük mesafelere yayılmış gök cisimlerine ulaşıldı. Gelişmiş gözlemsel teknikler, bilinen teorilerle desteklenmektedir. Bu gelişmiş gözlemsel kozmolojinin sonucunda, birçok veri ortaya çıktı. Bunun sonucunda, birçok verinin yorumlanması ve güvenilirliğindeki şüphelere rağmen bütün teoriler gözlemlerle uyumlu hale getirildi. Gözlemlerin, evrenin oluşumunu tanımlayan Standart Kozmoloji modelini başarılı bir şekilde açıkladığı görülmüştür. Büyük Patlama Modeli, gözlemlenen evrenle uyum içerisindedir ve homojen evrenin Nötrino, Karanlık Madde, Karanlık Enerji ve foton gibi çeşitli türlerden oluştuğunu söyler. Büyük Patlamadan 380.000 yıl sonrasının, 2006 yılında NASA tarafından WMAP uydusu ile evrenin net haritası çıkarıldı. Bu sonuca göre, evrenin %12 si atomlardan, %15 i fotonlardan, %10 u nötrinolardan ve %63 ü ise karanlık maddeden oluşmaktaydı. Son yıllarda yapılan gözlemlerden ise, evrenin yaklaşık %73 ünün karanlık enerji, %23 ünün karanlık madde ve yaklaşık %4 ünün ise baryonlardan oluştuğu anlaşılmıştır.



Şekil 2.5: CMB tarihi (<http://map.gsfc.nasa.gov/media/081031/index.html>).

Tüm bu durumlardan şu sonuçlara ulaşılmıştır:

- Evren genişlemektedir, bu sonuç birçok farklı gözlemle kanıtlanmıştır.
- Evren izotropiktir, yani evrende ne yönden bakılırsa bakılsın, geniş ölçeklerde elde edilen gözlem sonuçları değişmez.
- Evren, uzaysal olarak homojendir, yani evrenin özellikleri nereden bakılırsa bakılsın aynı özelliğe sahiptir.
- Galaksi kümelerinin ve galaksi hızlarının gözlemleri, galaksilerin içindeki bütün maddelerin yıldız, gaz veya tozdan oluşmadığı, bilinmeyen formda bir maddenin de mevcut olduğunu göstermiştir ve bu durum CMB ile desteklenmektedir. Bu farklı ve bilinmeyen yapıdaki maddeye Karanlık Madde denildi.
- Evren hızlanarak genişliyor, Ia tipi süpernovaların parlaklık ölçümleriyle bu durum ortaya çıkmıştır. Hızlanarak genişleme, CMB ile desteklenmektedir. Hızlanarak genişlemenin sebebi ve mekanizması teorik olarak henüz

açıklanamamıştır fakat alternatif modeller ortaya çıkmıştır. Bu hızlanarak genişleme, büyük negatif basınca sahip olan karanlık enerji olarak açıklanmaktadır. Karanlık enerji için en iyi teorik model Büyük Patlama modeliyle tutarlı olan Λ CDM dir.

2.7.2. Evrenin Sonlanma Senaryoları

Eğer evren, büyük patlama ile bir noktadan başladıysa, bir sonunun olduğu düşüncesi önemli senaryoların ortaya çıkmasına sebep olmuştur. Evren'in sonunu belirleyecek olan parametreler, Evren'in ortalama yoğunluğu, genişleme hızı parametresi ve evrenin kütle/enerji oranı parametresidir. Evrenin genişleme hızı ve yoğunluğu hakkındaki gözlemlerden elde edilen son bilgiler, evrenin büyük donma (WMAP, 2008) ile sonlanacağını işaret etmektedir. Buna karşılık, karanlık maddenin yapısı, madde ve kütle çekimin daha iyi açıklanabilmesi için salınan evren modelleri üzerinde durulmaktadır. Gelecekte sonlu bir zamanda tekilliklerin meydana geleceği düşünülmektedir. Kesin olmamakla birlikte, alternatif sonlanma senaryoları mevcuttur. Bu senaryolar kısaca şu şekilde özetlenebilir (Lehners ve diğ., 2009):

1) Büyük Çöküş Senaryosu

Bu senaryo, 1922 yılında Friedmann tarafından ortaya atılmıştır. Bu senaryoya göre, evrenin genişlemesi çekim etkisiyle yavaşlayacak, belirli bir zaman sonra duracak ve daha sonra da başlangıç anına benzer bir tekilliğe dönüşecektir.

2) Büyük Donma Senaryosu

Günümüzde en yaygın olarak kabul edilen senaryodur. Evren'in maksimum entropiye ulaşmış, evrendeki bütün maddelerin eşit olarak dağıldığı bir son öne sürer. Evrendeki genişleme devam ettikçe, sıcaklığın mutlak sifira asimptotik olarak yaklaşarak evrenin sonsuz zaman sonra entropisinin termal salınımlardan dolayı (Werlang ve diğ.,2003) kendiliğinden azalacağını söyleyen senaryodur. Karanlık enerjinin yokluğunda, sadece düz ya da hiperbolik geometri meydana gelir. Pozitif kozmolojik sabit ile birlikte, kapalı evren meydana gelir. Sonuç olarak bu senaryo, üç uzaysal modelle uyum içerisindedir ama evrenin sıcaklığının minimum olması gerekir (Yurov ve diğ., 2008).

3) Büyük Çatırtı Senaryosu

Büyük Patlama kozmolojisi genişlemeyle başlarken, evrenin ortalama yoğunluğunun genişlemeyi durduracak kadar, aynı zamanda büzülmenin başlaması için de yeterli olduğu varsayılır. Evrendeki bütün madde ve uzay-zamanın boyutsuz bir tekillikle dağılacağı tahmin ediliyor. Bu senaryo, Büyük Çatırtıdan hemen sonra Büyük Patlamanın meydana geleceğini söyler. Eğer bu durum tekrarlanırsa, salınımlı evren olarak bilinen döngüsel model meydana gelir. Evren, sonlu evrenlerin sonsuz dizisini içerir, her sonlu evren Büyük Çatırtı ile sonlanır ve yine Büyük Patlama ile yeni bir evren meydana gelir.

4) Büyük Sıçrama Senaryosu:

Kozmolojinin Büyük Patlama modelinin bir çeşidine göre, evren sonsuz yoğunlukla başlar. Bu ifadeden dolayı, evrendeki fiziğin farklı olduğu görülür. Bu duruma göre, Kuantum Mekaniği, Büyük Patlama Modeline alternatiftir. Eğer evren kapalıysa, bu modele göre evren dağılır. Tekillik meydana geldikten sonra, aynı Büyük Patlamalar başka evrenler meydana getirir. Yani bu senaryoda, evrenin durumu Büyük Patlamalar ve bunu takip eden Büyük Çatırtılarla devam eder.

5) Büyük Yırtılma Senaryosu

Bu senaryo, karanlık enerjinin sürekli olarak evreni büyüteceğini ama büyürken ani bir yırtılma geçirip, kara deliklerin oluşacağını söyler. Bu yırtık, ilk önce Samanyolu galaksisinin çevresindekileri ve daha sonra da Samanyolu galaksisini yavaş yavaş yutacaktır.

6) Çoklu Evren Senaryosu

Bu senaryoda ise, Einstein'ın öne sürdüğü dört boyutlu uzay-zaman yetersiz kalmaktadır bundan dolayı, daha fazla uzaysal boyut gereklidir. Bu ekstra uzaysal boyutlar, 11 boyutlu M-teorisini veya 10 boyutlu Sicim teorisinin oluşumunu sağlar. Bu teoriler aslında, doğadaki dört etkileşmeyi birleştirip evrenin ilk anı olan Planck anının açıklanmasını sağlayabilir. Bu yüksek boyutlu teorilere göre, evren üç boyutlu zar-evren içerisindedir ve bu çoklu evrenlere göre içinde bulunduğumuz zar-evren ile diğer zar-evrenler birbirlerinden küçük boşluklarla ayrılmıştır ve bu durum göz önüne

alındığında, zar-evrenler sonsuz tane hiper-yüzey içinde birleşerek birbirleriyle etkileşiyorlar. Yani Büyük Patlamaya, bu birleşen zar-evrenler yol açmaktadır. Zarlar çarpıştıkça tekrar tekrar Büyük Patlamalar meydana gelecektir.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. İDEAL AKIŞKAN TANIMLAMASI

Standart kozmolojide, uzaysal olarak düz, izotropik ve homojen evrenin FRW metriği şu formda ifade edilir:

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \sum_{i=1}^3 (dx^i)^2 \quad (3.1)$$

Bu metriğe ait FRW denklemleri ise sırasıyla, 1. FRW denklemi ve 2. FRW denklemi olmak üzere şu şekilde tanımlanır:

$$H^2 = \frac{\kappa^2}{3} \rho, \quad \dot{H} = -\frac{\kappa^2}{2} (\rho + p) \quad (3.2)$$

Bu denklemler içerisindeki, $\kappa^2 = 8\pi G$ dir ve gravitasyonel sabittir. $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$, Hubble oranıdır.

Bu FRW denklemlerinin sağladığı enerji korunum yasası ise şu şekildedir:

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (3.3)$$

(3.3) denklemindeki, (.) zamana göre türev anlamına gelmektedir. ρ ve p arasındaki ilişki ise durum denklemi olarak tanımlanır ve şu formda yazılır:

$$p = w\rho \quad (3.4)$$

(3.4) denklemindeki, w ise FRW denkleminin durum denklemi parametresidir ve teorik olarak değeri bir sabite eşittir. FRW modeli için, -1 değerini alır. Ama, bu parametre t zamanına bağlı olarak seçilebilir. Özellikle, evrenin zamanla değişimini açıklamak için, w nın zamanla değiştiği düşünülebilir (Chevallier ve Polarski, 2001; Linder, 2003; Ma ve Zhang, 2011). Bu durumda, zamana bağlı durum denklemi ise şu şekilde tanımlanır (Prayas, 2008):

$$p = w(t)\rho \quad (3.5)$$

(3.5) denkleminin sağladığı enerji korunum yasası ise şu şekildedir:

$$\dot{\rho} + \kappa\sqrt{3}(1 + w(t))\rho^{\frac{3}{2}} = 0 \quad (3.6)$$

(3.6) denkleminin integrali alınır, zamana bağlı durum denklemleri parametresi cinsinden enerji yoğunluğu ise şu şekilde elde edilir:

$$\rho = \frac{4}{3\kappa^2\left(\int dt(1 + w(t))\right)^2} \quad (3.7)$$

(3.7) denklemini, (3.2) denklemindeki 1. FRW denkleminde yerine koyarsak, zamana bağlı Hubble parametresi ise şu şekilde elde edilir:

$$H = h(t) \equiv \frac{2}{3\int dt(1 + w(t))} \quad (3.8)$$

Ama (3.8) denklemindeki w sabit seçilirse, Hubble oranının standart gösterimi şu şekilde olur:

$$H = \frac{2}{3(1 + w)(t - t_s)} \quad (3.9)$$

Evrenin dinamiği, zamana ve durum denklemleri parametresine bağlıdır. t kozmolojik zamanı, t_s ile sınırlandırılmıştır ve $t = t_s$ de, $\int dt(1 + w(t)) = 0$ ise, Hubble parametresi ıraksar ve bu davranış da Big Rip (Büyük Yırtılma) tekilliğine karşılık gelir. $w > -1$ durumunda ise genişleyen evren için $H > 0$ dır ve t kozmolojik zamanı $t > t_s$ ile sınırlandırılmıştır.

Evrenin zamanla değişiminde, basıncının aldığı değer ise 2. FRW denkleminde şu şekilde tanımlanır:

$$p = -\frac{1}{\kappa^2}(2\dot{H} + 3H^2) \quad (3.10)$$

Evrenin zamanla değişiminde, ivmelenme parametresi ise ölçek faktör cinsinden şu şekilde bulunur:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = H^2 + \dot{H} \quad (3.11)$$

Şimdiye kadar yapılan tüm tanımlamalarda, evrenin sadece karanlık enerji ile dolu olduğunu düşündük. Buna karşılık, daha gerçekçi bir durum, evrenin hem karanlık enerji hem de madde ile dolu olduğu varsayımdır. Bu durumda ise, karanlık enerji ile madde birbirleriyle çiftlenim halinde olabilir veya olmayabilir, bu iki durum için evrene ait özellikler ideal akışkan tanımlaması ile ayrı ayrı incelenebilir.

Karanlık enerji ile madde çiftlenim halinde ise toplam enerji yoğunluğu şu formda yazılır:

$$\rho_{top} = \rho + \rho_m \quad (3.12)$$

(3.12) denkleminde, ρ_m , evrende bulunan maddenin enerji yoğunluğu ifadesidir.

Çiftlenim durumunda, karanlık enerji ve madde için enerji korunum yasası ayrı ayrı tanımlanmalıdır.

Karanlık enerji için enerji korunum yasası şu şekilde tanımlanır:

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (3.13)$$

Madde için enerji korunum yasası ise şu şekilde tanımlanır:

$$\dot{\rho}_m + 3H(\rho_m + p_m) = 0 \quad (3.14)$$

Madde için, w_m sabit durum denklemleri parametresi şu durum denklemleri ile sağlanır:

$$p_m = w_m \rho_m \quad (3.15)$$

w_m ' in değeri sabit olduğu için, maddeye ait enerji yoğunluğu ifadesi şu şekilde elde edilir:

$$\rho_m = \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)} \quad (3.16)$$

(3.16) denklemindeki, ρ_{m0} bir sabittir.

Bu tanımlamalar altında, çiftlenim durumu için FRW denkleminde elde edilen enerji yoğunluğu ise şu şekilde olur:

$$\rho = \frac{3}{\kappa^2} H^2 - \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)} \quad (3.17)$$

Çiftlenim durumundaki, FRW denkleminde basınç ifadesi ise şu şekilde tanımlanır:

$$p = -\frac{1}{\kappa^2} (2\dot{H} + 3H^2) - w_m \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)} \quad (3.18)$$

(3.5) denklemini kullanılarak, toplam enerji yoğunluğu cinsinden, karanlık enerji ile maddenin çiftlenim durumu için durum denkleminin parametresi şu şekilde elde edilir:

$$w(t) = -1 - \frac{\frac{2}{\kappa^2} \dot{H} + (1 + w_m) \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)}}{\frac{3}{\kappa^2} H^2 - \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)}} \quad (3.19)$$

Bu denklemin paydası her zaman pozitifdir. (3.19) denkleminde, evrende karanlık enerji ve maddenin bulunduğu durum için bütün fiziksel nicelikler, uygun a ölçek faktörü ile yeniden belirlenebildiği görülmektedir.

Karanlık enerji ile madde arasında çiftlenim yok ise, enerji yoğunluğu ve basınç ayrı ayrı belirlenemez. Bu durum için, homojen olmayan durum denkleminin şu şekilde tanımlanabilir:

$$p = w\rho + \frac{2}{\kappa^2} Hg(t) \quad (3.20)$$

FRW için, (3.20) denkleminde $w = -1$ dir ve $g(t)$, zamana bağlı herhangi bir fonksiyondur. Bu durumdan dolayı, çiftlenim olmayan durum için karanlık enerji akışkanı ve madde arasındaki durum denkleminin parametresi şu şekilde yazılabilir:

$$p = -\rho + \frac{4(1 + w(t))}{3\kappa^2 \int dt(1 + w(t))} - (1 + w_m) \rho_{m0} \exp \left\{ -3(1 + w_m) \frac{2}{3 \int dt(1 + w(t))} \right\} \quad (3.21)$$

3.2. SKALAR TENSÖR TANIMLAMASI

Bu bölümde ise, ideal akışkan tanımlamasında elde edilen fiziksel nicelikler, skalar tensör formalizmi kullanılarak FRW için elde edilecektir. Skalar tensör tanımlamasında, ideal akışkan tanımlamasının aksine, evrenin ideal akışkan yerine skalar alan ile dolu olduğunu düşüneceğiz.

İlk durum olarak, evrenin sadece karanlık enerji ile dolu olduğunu varsayacağız. Bu durum için tanımlanan eylem ifadesi şu şekildedir:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2\kappa^2} R - \frac{1}{2} \Omega(\phi) \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \right\} \quad (3.22)$$

Bu eylem içerisindeki, $\Omega(\phi)$ ve $V(\phi)$, ϕ skalar alanının fonksiyonudur ve bu ϕ skalar fonksiyonu, t zamanına bağlıdır. $\Omega(\phi)$ kinetik terim fonksiyonu, +1(-1) olarak seçilebilir ve bu durumlar phantom (phantom olmayan) durumlara karşılık gelir. Bu durumdan, kinetik terimin, $\Omega(\phi)$ nin işareti ile ilişkili olduğu ortaya çıkmaktadır. Bundan dolayı, kinetik terimin işareti negatif ise phantom faz meydana gelir ki bu durumda $\dot{H} > 0$ dir. Ama kinetik terim fonksiyonunun işareti pozitif ise phantom olmayan faz ortaya çıkar ve bu durumda $\dot{H} < 0$ dir.

Birinci ve İkinci FRW denklemleri dikkate alınarak, ϕ skalar alanı cinsinden, kinetik terim fonksiyonu ve skalar potansiyel cinsinden, enerji yoğunluğu ve basınç ifadeleri şu şekilde tanımlanır:

Enerji yoğunluğu ifadesi:

$$\rho = \frac{1}{2} \Omega(\phi) \dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (3.23)$$

Basınç ifadesi:

$$p = \frac{1}{2} \Omega(\phi) \dot{\phi}^2 - V(\phi) \quad (3.24)$$

Skalar alan cinsinden, enerji yoğunluğu ve basınç formları birlikte kullanılırsa şu durumlar elde edilir:

Kinetik terim fonksiyonu içeren terim şu şekildedir:

$$\Omega(\phi)\dot{\phi}^2 = -\frac{2}{\kappa^2}\dot{H} \quad (3.25)$$

Skalar potansiyel ifadesi ise şu şekilde tanımlanır:

$$V(\phi) = \frac{1}{\kappa^2}(3H^2 + \dot{H}) \quad (3.26)$$

(3.25) ve (3.26) denklemleri, $\phi = t$ ve $H = f(t)$ çözümlerini sağlarlar.

$f(\phi)$ fonksiyonu cinsinden, $\Omega(\phi)$ ve $V(\phi)$ belirlenebilir:

$$\Omega(\phi) = -\frac{2}{\kappa^2}f'(\phi) \quad (3.27)$$

$$V(\phi) = \frac{1}{\kappa^2}(3f(\phi)^2 + f'(\phi)) \quad (3.28)$$

(3.27) ve (3.28) denklemleri, $H = f(\phi)$ ve $\dot{H} = f'(\phi)$ durumlarını sağlarlar ve bu durumlar altında şu skalar alan denklemi elde edilir:

$$0 = \Omega(\phi)\ddot{\phi} + \frac{1}{2}\Omega'(\phi)\dot{\phi}^2 + 3H\Omega(\phi)\dot{\phi} + V'(\phi) \quad (3.29)$$

Bu skalar alan denkleminde, nokta zamana göre türev, çizgi ise skalar alana göre türev anlamına gelmektedir. ϕ skalar alanı, $\phi \rightarrow F(\phi)$ durumu için tekrardan belirlenebilir, burada $F(\phi)$ sıradan bir fonksiyondur. Ayrıca, ϕ skalar alanı, zaman koordinatı olarak seçilebilir: $\phi = t$.

Tüm bu durumlar altında, uzaysal olarak düz evren için, enerji yoğunluğu ve basınç ifadeleri şu formda elde edilebilir:

Enerji yoğunluğu ifadesi şu şekildedir:

$$\rho = \frac{3}{\kappa^2}f(\phi)^2 \quad (3.30)$$

Basınç ifadesi ise şu şekildedir:

$$p = -\frac{3}{\kappa^2} f(\phi)^2 - \frac{2}{\kappa^2} f'(\phi) \quad (3.31)$$

(3.22) denkleminde tanımlanan eylem ifadesi için, $\phi = f^{-1}\left(\kappa\sqrt{\frac{\rho}{3}}\right)$ durumunda, karanlık enerji için homojen olmayan durum denklemi şu şekilde elde edilir:

$$p = -\rho - \frac{2}{\kappa^2} f'(f^{-1}\left(\kappa\sqrt{\frac{\rho}{3}}\right)) \quad (3.32)$$

İkinci durum olarak, evreni hem skalar alan hem de $p_m = w_m \rho_m$ (w_m sabit) durum denkleminde sahip madde ile dolu olduğunu düşüneceğiz:

Eğer, evrende hem skalar alan ile hem de madde var ise, bu duruma karşılık gelen eylem ifadesi şu şekildedir:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2\kappa^2} R - \frac{1}{2} \Omega(\phi) \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) + L_M \right\} \quad (3.33)$$

Bu eylem ifadesi içerisindeki, L_M terimi madde Lagranjiyen yoğunluğudur.

Uzaysal olarak düz FRW metriği için, bu duruma karşılık gelen FRW denklemleri şu şekilde tanımlanır:

$$H^2 = \frac{\kappa^2}{3} (\rho_m + \rho_\phi) \quad (3.34)$$

$$\dot{H} = -\frac{\kappa^2}{2} (\rho_m + p_m + \rho_\phi + p_\phi) \quad (3.35)$$

ρ_ϕ ve p_ϕ , ϕ skalar alanı için sırası ile enerji yoğunluğu ve basınç ifadeleridir. ρ_m ve p_m ise sırası ile madde enerji yoğunluğu ve madde basıncı ifadeleridir.

(3.34) ve (3.35) denklemlerinin, (3.30) ve (3.31) denklemleri ile birleşiminden, skalar alan ile madde arasındaki etkileşim durumu için kinetik terim ve skalar potansiyel ifadeleri sırası ile şu şekilde elde edilir:

$$\Omega(\phi)\dot{\phi}^2 = -\frac{2}{\kappa^2}\dot{H} - (\rho_m + p_m) \quad (3.36)$$

$$V(\phi) = \frac{1}{\kappa^2}(3H^2 + \dot{H}) - \frac{\rho_m - p_m}{2} \quad (3.37)$$

Evrenin skalar alan ve madde ile dolu olduğu ve fakat skalar alan ile madde arasında çiftlenimin olduğu durum varsayılırsa, karanlık enerji ile madde arasındaki enerji korunum yasalarının ayrı ayrı yazılabildiğinden daha önce bahsetmiştik. Bundan dolayı, bu son durum için, skalar alan ile madde enerji korunum yasaları ayrı ayrı tanımlanabilir:

Skalar alan için korunum yasası:

$$\dot{\rho}_\phi + 3H(\rho_\phi + p_\phi) = 0 \quad (3.38)$$

Madde için korunum yasası:

$$\dot{\rho}_m + 3H(\rho_m + p_m) = 0 \quad (3.39)$$

Madde için korunum yasasından şu denklem elde edilir:

$$\rho_m = \rho_{m0}\alpha^{-3(1+w_m)} \quad (3.40)$$

Bu durumlar için, skalar alan cinsinden kinetik terim fonksiyonu ve skalar potansiyel (3.36) ve (3.37) denklemleri elde edilir.

Evrende bulunan, skalar alan ve maddenin arasında çiftlenim olmadığı durum için ise kinetik terim ve skalar potansiyel ifadeleri sırası ile şu şekilde elde edilir:

Kinetik terim fonksiyonu:

$$\Omega(\phi) = -\frac{2}{\kappa^2}f'(\phi) - (w_m + 1)F_0e^{-3(1+w_m)F(\phi)} \quad (3.41)$$

Skalar potansiyel:

$$V(\phi) = \frac{1}{\kappa^2}[3f(\phi)^2 + f'(\phi)] + \frac{w_m - 1}{2}F_0e^{-3(1+w_m)F(\phi)} \quad (3.42)$$

Bu denklemlerde, $F(\phi) = \int d\phi f(\phi)$, $f(\phi) \equiv F'(\phi)$ olarak tanımlanır. F , ϕ ' ye bağlı herhangi bir fonksiyondur ve F_0 integrasyon sabitidir.

(3.41) ve (3.42) denklemleri içerisinde elde edilen çözümler, şu durumlar altında elde edilmiştir:

$$\phi = t, \quad H(t) = f(t) \quad (3.43)$$

Ölçek faktör ve herhangi bir $F(t)$ skalar fonksiyon arasındaki ilişki ise şu şekildedir:

$$a(t) = a_0 e^{F(t)} \quad (3.44)$$

(3.44) denklemi içerisindeki a_0 sabiti ise şu şekilde tanımlanır:

$$a_0 = \left(\frac{\rho m_0}{F_0}\right)^{(1/3(1+w_m))} \quad (3.45)$$

3.3. SONLU, GELECEK ZAMAN TEKİLLİĞİ

Sonlu, gelecek zaman tekilliklerinin sınıflandırılması şu şekildedir (Nojiri, Odintsov ve Tsujikawa,2005, Nojiri ve Odintsov,2004;2005):

- Tip I (Büyük Yırtılma): $t \rightarrow t_s$ için, $a \rightarrow \infty$, $\rho \rightarrow \infty$ ve $|p| \rightarrow \infty$;
- Tip II (Ani): $t \rightarrow t_s$ için, $a \rightarrow a_s$, $\rho \rightarrow \rho_s$ veya 0 ve $|p| \rightarrow \infty$;
- Tip III: $t \rightarrow t_s$ için, $a \rightarrow a_s$, $\rho \rightarrow \infty$ ve $|p| \rightarrow \infty$;
- Tip IV: $t \rightarrow t_s$ için, $a \rightarrow a_s$, $\rho \rightarrow 0$, $|p| \rightarrow 0$ ve H' ın yüksek mertebeli türevleri iraksar.

Bu ifadeler içerisindeki; t_s , a_s ve ρ_s sabittirler, ayrıca $a_s \neq 0$ dır.

3.4. RASTLANTI (COINCIDENCE) PROBLEMİ

Karanlık enerjinin doğasının salınımlı olduğu durumlar gözönüne alınarak, rastlantı (coincidence) probleminin çözülebileceği düşünülmektedir (Brevik, Nojiri, Odintsov ve Vanzo; 2004). Karanlık enerji ve maddeden gelen katkıları toplam enerji yoğunluğu ifadesi içerisinde ayırabiliriz yani toplam enerji yoğunluğunu şu şekilde yazabiliriz:

$\rho_{top} = \rho + \rho_m$. Eğer maddenin durum denklem parametresi (w_m) sabit ise (3.2) içerisindeki 1. FRW denklemi kullanılarak, şu denklem elde edilebilir:

$$r \equiv \frac{\rho}{\rho_m} = -1 + \frac{3H^2 a^{3(1+w_m)}}{\kappa^2 \rho_{m0}} \quad (3.46)$$

Biz bu tez çalışması çerçevesinde, karanlık enerjinin davranışını, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli ve Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli olarak belirleyerek, ideal akışkan tanımlaması ve skalar tensör tanımlaması (Capozziello, Nojiri ve Odintsov;2006) yaparak evrenin dinamiğini inceleyeceğiz. Bu iki tanımlamanın, FRW içerisinde, bizim tanımladığımız modeller için matematiksel olarak denk olduklarını göstereceğiz. Bunlara ek olarak, Hubble parametresi tanımlayarak, sonlu, gelecek zaman tekilliklerinin sınıflandırılması içerisindeki her tip için durum denklemi parametresini elde edeceğiz. Son olarak ise, sönümlü salınım karanlık enerji modelinin coincidence (rastlantı) problemini çözebileceğini, hem durum denklemi ile hem de skalar tensör tanımlaması ile göstereceğiz.

4. BULGULAR

Bu bölümde; ilk olarak evrenin dinamiğini incelemek için, karanlık enerjinin durum denklemi parametresini zamana bağlı sönümlü fonksiyon olarak seçeceğiz. Evrenin sönümlü karanlık enerji formunda olan ideal akışkan ile dolu olduğunu varsayıp, çeşitli fiziksel niceliklerin zamana bağlı davranışını, karanlık enerji, karanlık enerji ile madde arasında çiftlenim olan durum ve karanlık enerji madde arasında çiftlenim olmayan durum için ideal akışkan tanımlaması ile elde edeceğiz. Buna ek olarak, evrenin ideal akışkan yerine skalar alan ile dolu olduğunu düşünüp, sönümlü karanlık enerji modeli için çeşitli fiziksel nicelikleri skalar tensör tanımlaması ile elde edeceğiz. Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için, ideal akışkan tanımlaması ile skalar-tensör tanımlamasının birbirlerine matematiksel olarak denk olduklarını göstereceğiz. İkinci olarak ise, evrenin dinamiğini incelemek için, karanlık enerjinin durum denklemi parametresini zamana bağlı sönümlü salınımlı fonksiyon olarak seçeceğiz. Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için, ideal akışkan tanımlaması ile skalar-tensör tanımlaması yaparak çeşitli fiziksel nicelikleri elde edeceğiz. Bu belirlediğimiz karanlık enerji modeli için de ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının matematiksel olarak denk olduklarını göstereceğiz. Ayrıca karanlık enerji ile madde çiftlenimi varsayımı altında, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için uygun ölçek faktör seçimi ile evrene ait çeşitli fiziksel durumlar zamana bağlı olarak elde edilmiştir. Bu ölçek faktör kullanılarak elde edilen Hubble parametresi ile evrenin hangi durumlarda phantom hangi durumlarda phantom olmayan dönemde olduğu gösterilecektir. Buna ek olarak evrenin sonlu, gelecek zaman tekilliklerini, varsaydığımız Hubble parametresi cinsinden inceleyeceğiz. Son olarak ise, sönümlü salınım karanlık enerji modelinin rastlantı (coincidence) problemine çözüm olabileceğini göstereceğiz.

4.1. SÖNÜMLÜ KARANLIK ENERJİ MODELİ

Son zamanlarda yapılan kozmolojik gözlemlerden, evrenin hızlanarak genişlediği kanıtlanmıştır (Riess ve diğ., 1998; Perlmutter ve diğ., 1999; Spergel ve diğ., 2007; Dunkley ve diğ., 2009; Larson ve diğ., 2011; Eisenstein ve diğ., 2005; Percival ve diğ.,

2010). Evrenin kozmik hızlanmasının keşfi, fizikçiler arasında son zamanlarda yapılan en önemli keşif olduğu düşünülmektedir. Şimdiye kadar, evrenin hızlanarak genişlemesini açıklamak için, birçok model önerilmiştir. Kozmik hızlanmayı açıklamak için, negatif basınç ve negatif entropi içeren karanlık enerji ile tanışılmıştır (Peebles ve Ratra, 2003; Copeland ve diğ., 2006; Weinberg, 1989; Li ve diğ., 2011). Karanlık enerji senaryolarına göre, evren karanlık enerjinin bilinmeyen formu ile doludur. En basit model, sabit karanlık enerji yoğunluğuna sahip ve $w_{DE} = \frac{p}{\rho} = -1$ durum denkleminde sahip Λ kozmolojik sabit modelidir. Bu model, ünlü Λ CDM modelidir ve gözlemsel verilerle mükemmel bir şekilde uyum gösterir. Buna karşılık, bu modelin iki iyi bilinen problemi vardır. Birincisi, ince ayar problemi olarak bilinen, Λ nın gözlemlerden elde edilen değerinin, parçacık fiziğinin beklentilerine göre çok küçük olması problemidir (Weinberg, 1989). İkincisi ise, rastlantı problemi olarak bilinen, karanlık enerjinin şimdiki enerji yoğunluğu Ω_Λ ile maddenin şimdiki enerji yoğunluğu Ω_m nin büyüklüğünün son zamanlarda neden neredeyse aynı değere sahip olduğu problemidir. Öte yandan, şimdiki gözlemler, karanlık enerjinin zamanla değişimini açıklayamamaktadır, bundan dolayı birçok karanlık enerji modelleri önerilmiştir (Li ve diğ., 2011; Bamba ve diğ., 2012). Zamanla değişen enerji yoğunluğu ve durum denkleminde sahip karanlık enerji skalar alan modelleri örneğin quintessence skalar alan modeli $w > -1$ (Caldwell ve diğ., 1998; Zlatev ve diğ., 1999) ve phantom skalar alan modeli $w < -1$ (Caldwell, 2002) ortaya çıkmıştır. Karanlık enerji senaryolarına göre, evrenin dinamik davranışı, karanlık enerjinin zamanla değişimine bağlıdır ve durum denkleminde belirlenir. Dinamik akışkanların, w durum denkleminde parametresi sabit değildir, z kırmızıya kayma değişkenine veya t kozmik zamanına bağlı olarak değişebilir. Gözlemlerden elde edilen veriler ile uyumlu olarak uygun durum denkleminde modelleri belirlenebilir. Karanlık enerjinin dinamik değişimini kanıtlayabilmek için, çeşitli parametreler önerilmiştir (Chevallier ve Polarski, 2001; Linder, 2003; Ma ve Zhang, 2011; Barboza ve diğ., 2008; Nojiri ve Odintsov, 2005;2006, Brevik ve diğ., 2004;2007;2013). Bu modellerde, karanlık enerjinin dinamiğini belirlemek için durum denkleminde parametresi, deneylere dayalı olarak, karanlık enerjinin doğasını açıklayabilmek için gözlemsel verilere uygun şekilde iki veya daha fazla serbest parametre kullanılarak ele alınmıştır. Ama kırmızıya kaymanın gözlemsel verileri, evrenin değişimini geniş zaman ölçeği için kesin bir şekilde yansıtmayabilir. Bundan

dolayı, evrenin geniş zamanını ve karanlık enerjinin dinamiğini tahmin etmek için alternatif teorik modeller varsayılabilir.

Bu çalışma içerisinde, sönümlü karanlık enerji modelini tanımlamak için belirlenen zamana bağlı durum denklemi parametresi şu şekildedir:

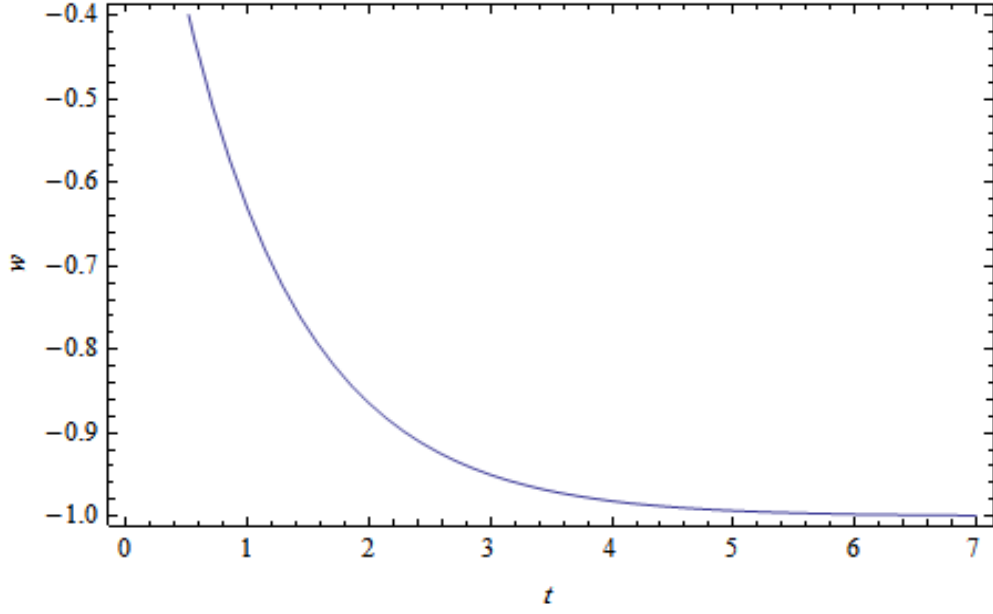
$$w(t) = -1 + w_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.1)$$

(4.1) denklemi içerisindeki w_1 ve τ , evrenin hızlanarak genişlemesinden sorumlu olan zamana bağlı $w(t)$ fonksiyonunun pozitif ve gerçek parametreleridir. Bu model içerisindeki, $w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}$ ek terimi karanlık enerjinin pertürbasyonuna karşılık gelir. τ , karanlık enerjinin makroskopik relaksasyon parametresidir. Bu durum denklemi parametresini kullanarak, karanlık enerji, karanlık enerji-madde arasındaki çiftlenim durumu ve karanlık enerji-madde arasında çiftlenim olmayan durum için çeşitli fiziksel nicelikleri elde edeceğiz. Ayrıca, karanlık enerjinin skalar tensör tanımlaması kullanılarak, aynı fiziksel nicelikleri kinetik terim ve skalar potansiyel cinsinden elde edeceğiz. Son olarak, ideal akışkan ve skalar tensör tanımlamalarının (4.1) in içerisindeki durum denklemi parametresi için matematiksel olarak denk oldukları gösterilecektir.

4.1.1. İdeal Akışkan Tanımlaması

- İdeal Akışkan Durumu:

Evrenin, $w(t) = -1 + w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}$ durum denklemi parametresine sahip karanlık enerji ile dolu olduğunu düşüneceğiz. Bu parametreyi kullanarak, bazı fiziksel nicelikleri ve nümerik çözümleri elde edeceğiz. Bu durum denklemi parametresinin zamana bağlı değişimi $w_1 = \tau^{-1} = 1$ için, Şekil 4.1 de gösterilmiştir.



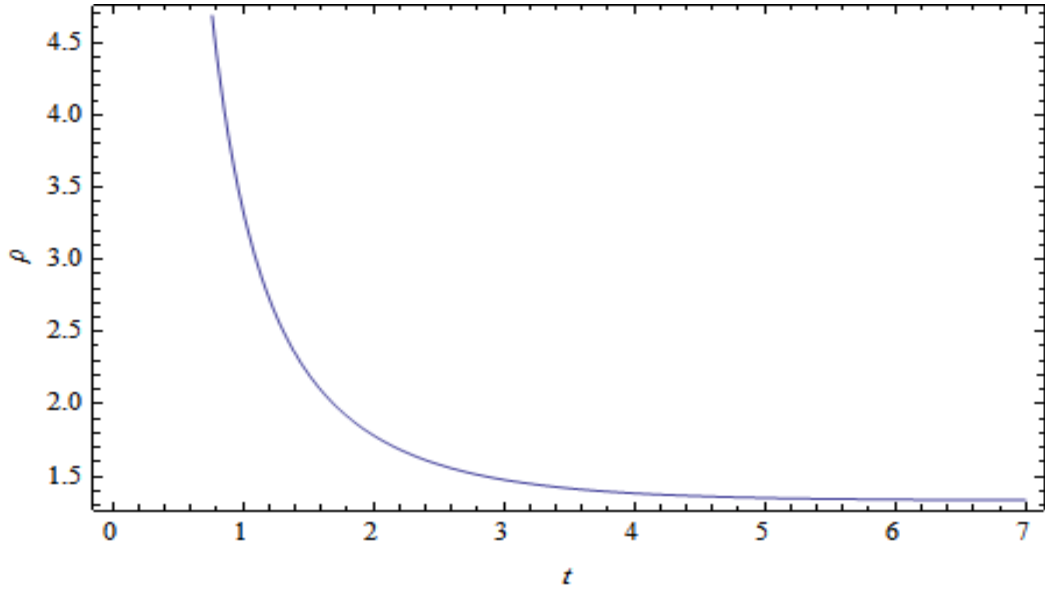
Şekil 4.1: Durum denklemi parametresinin, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t=[0,7]$ aralığındaki değişimi.

Bu şekilden görüldüğü gibi, $t = 0$ da $w(t) = 0$ dır ve bu durum, durum denkleminin maksimum değerine eşittir. Ayrıca, $w(t)$ nin değerinin, zamanla üstel olarak azaldığı ve geniş bir zaman için -1 'e yaklaştığı görülmektedir. Şekil 4.1 den, durum denklemi parametresinin zamanla, $-1 < w < 0$ aralığında değişim gösterdiği görülmektedir ve bu durum önceki çalışmalarda gösterilmiştir (Caldwell ve diğ., 1998; Turner ve Martin, 1997; Coble ve diğ., 1997; Frieman ve diğ., 1995) ve bu aralık kozmolojik gözlemler ile mükemmel bir uyum içerisindedir. Tüm bu durumlara karşın, karanlık enerjinin zamanla değişimi hala tartışılmaktadır. Şimdiki durum denklemi modelleri evrenin dinamiğini açıklamak için yetersizdirler. Bundan dolayı, alternatif durum denklemi modelleri kullanılmıştır. Sonuç olarak ise, bizim belirlediğimiz modellerin önceki çalışmalar ile uyum içerisinde olduğu görülmektedir (Caldwell ve diğ., 1998; Turner ve Martin, 1997; Coble ve diğ., 1997; Frieman ve diğ., 1995).

Sönümlü karanlık modeli için, zamana bağlı enerji yoğunluğu ifadesi ise (4.1) kullanılarak, şu şekilde elde edilmiştir:

$$\rho = \frac{4\tau^{-2}}{3\kappa^2(w_0 - w_1 e^{-t/\tau})^2} \quad (4.2)$$

Bu denklem içerisindeki, w_0 integral sabitidir, w_1 ve τ yukarıda belirtilen sabitlerdir. Karanlık enerji yoğunluğunun, (4.2) formu korunum yasaları olan (3.3) ve (3.6) yı destekler. (4.2) denklemi, $t = 0$ için, bütün $w_0 = w_1$ değerlerinde tekilliğe sahiptir. ρ karanlık enerji yoğunluğunun, zamana bağlı davranışı $w_0 = w_1 = \kappa = \tau = 1$ için, Şekil 4.2 de gösterilmiştir.



Şekil 4.2: Enerji yoğunluğunun, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t=[0,7]$ aralığındaki değişimi.

Şekil 4.2 de görüldüğü gibi, $t = 0$ da enerji yoğunluğu maksimum değere sahiptir. Ama karanlık enerji yoğunluğunun zamanla üstel olarak azaldığı ve geniş zaman aralığında, sabit bir değere ulaştığı görülmektedir. Enerji yoğunluğunun bu davranışı, tanımladığımız durum denkleminin parametresinin doğal bir sonucudur. Enerji yoğunluğunun bu azalışı, evrenin bir anda genişlemiş olması ile yorumlanabilir ya da karanlık enerji zamanla madde ile etkileşime girmesinden dolayı, başka yapılara dönüşmüş olabilir olarak da yorumlanabilir. Öte yandan, ρ , fiziksel bir anlama sahiptir.

$\dot{\rho} > 0$ ise evren phantom fazına girmiştir. Bu durumda, evrenin enerji yoğunluğu üstel olarak artar. Buna karşılık, eğer $\dot{\rho} < 0$ ise evren phantom olmayan faza girmiştir ve enerji yoğunluğu üstel olarak azalır. Bizim modelimiz için ise, $\dot{\rho} < 0$ dır ve bu durum bizim modelimizin, evrenin phantom olmayan fazı ile uyum içerisinde olduğunu gösterir.

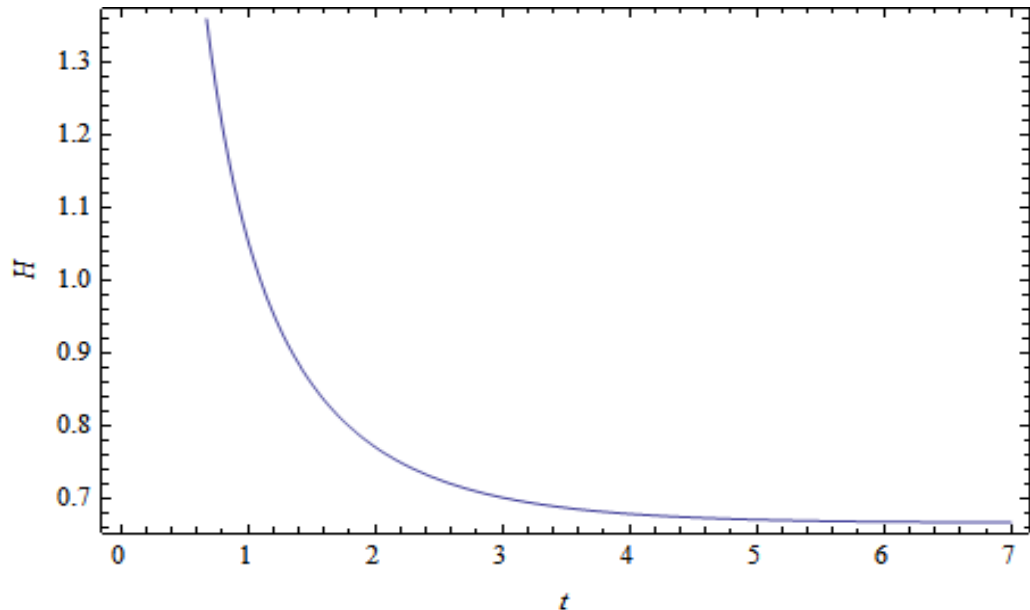
Sönümlü karanlık enerji modeli için, (4.1) denklemi kullanılarak, Hubble parametresinin zamanla değişimi şu şekilde elde edilmiştir:

$$H = \frac{2\tau^{-1}}{3(w_0 - w_1 e^{-t/\tau})} \quad (4.3)$$

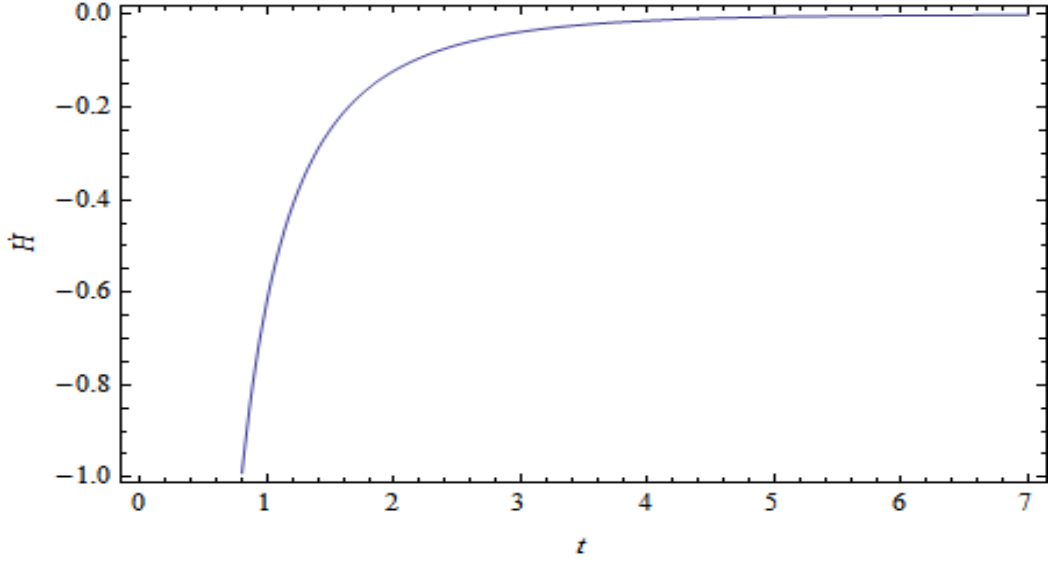
Hubble parametresinin, birinci mertebeden türevi ise şu şekilde elde edilmiştir:

$$\dot{H} = -\frac{2\tau^{-2}w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}}{3\left(w_0 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}\right)^2} \quad (4.4)$$

Hubble parametresi ve Hubble parametresinin birinci mertebeden türevi, $t = 0$ için, bütün $w_0 = w_1$ değerlerinde tekiliğe sahiptir. Bu durum, Big Rip (Büyük Yırtılma) tekiliğine karşılık gelir. Hubble parametresi ve Hubble parametresinin birinci mertebeden türevinin zamanla değişimini gösteren grafik $w_0 = w_1 = \tau = 1$ sabit parametreleri için, sırasıyla Şekil (4.3) ve Şekil (4.4) de gösterilmiştir.



Şekil 4.3: Hubble parametresinin, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,7]$ aralığındaki değişimi.



Şekil 4.4: Hubble parametresinin birinci mertebeden türevinin, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,7]$ aralığındaki değişimi.

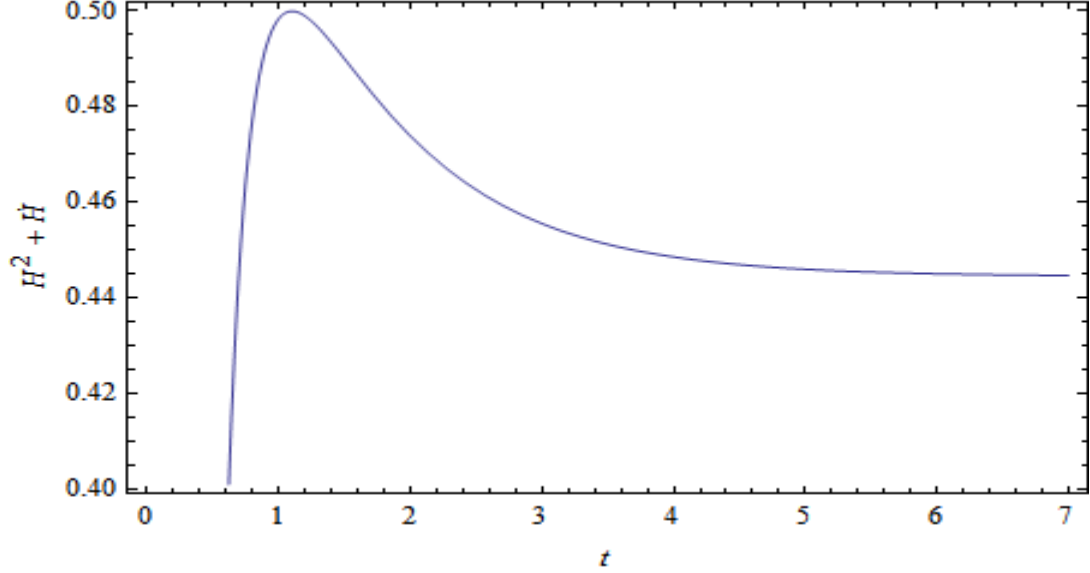
Şekil (4.3) de görüldüğü gibi, $t = 0$ da Hubble parametresinin değeri maksimum değere sahiptir. Hubble parametresinin değerinin zamanla üstel olarak azaldığı ve zamanla sabit bir değere ulaştığı görülmektedir. Öte yandan, Hubble parametresinin birinci mertebeden türevinin zamanla değişiminin, Hubble parametresinin zamanla değişiminden farklı davranış gösterdiği Şekil (4.4) de görülmektedir. Şekil (4.4) den, Hubble parametresinin birinci mertebeden türevinin negatif değerlere sahip olduğu, zamanla arttığı ve zamanla yaklaşık olarak sıfıra gittiği görülmektedir. FRW modeli için, Hubble parametresinin sabit olduğu varsayılmaktadır. Bizim çalışmamızda ise zamana bağlı durum denklemleri parametresinin zamanla değiştiği görülmektedir ve ilerleyen zamanlar için sabit bir değere sahip olduğu görülmektedir.

Sönümlü karanlık enerji modeli için, evrene ait ivmelenme parametresi ise şu şekilde elde edilmiştir:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{2\tau^{-2}}{3(w_0 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}})^2} \left(\frac{2}{3} - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (4.5)$$

(4.5) denklemi, t kozmolojik zamanı içerisindeki, sönümlü karanlık enerji modeli için, evrenin ivmelenme parametresini belirler. Bu parametre, $t = 0$ da bütün $w_0 = w_1$

değerlerinde tekilliğe sahiptir. Bu parametrenin zamanla değişimi $w_0 = w_1 = \tau = 1$ sabitleri için, Şekil (4.5) de gösterilmiştir.



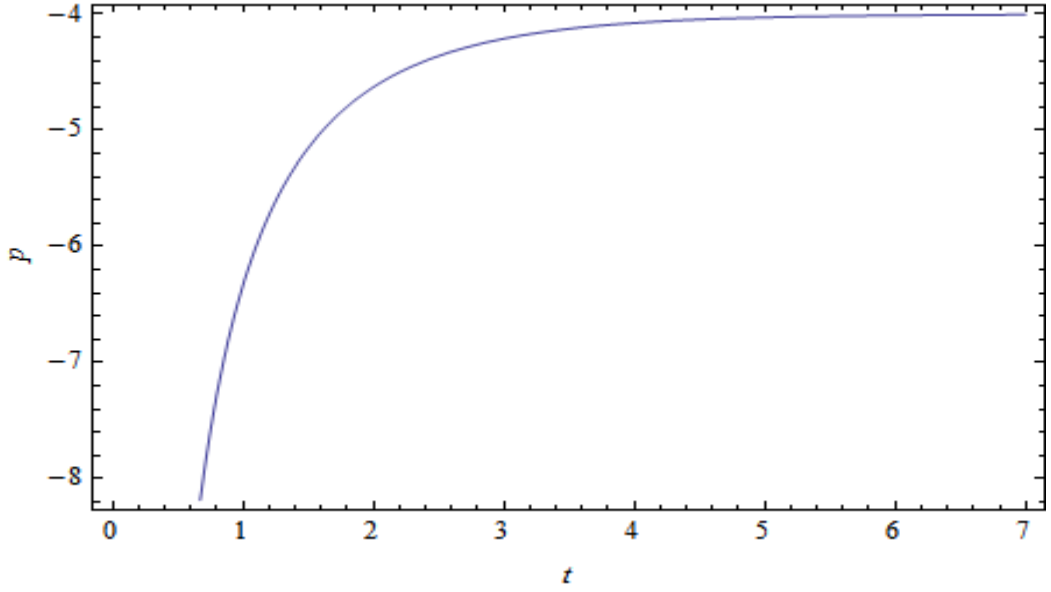
Şekil 4.5: İvmelenme parametresinin, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,7]$ aralığındaki değişimi.

Şekil (4.5) te görüldüğü gibi, ivmelenme parametresi zamanla maksimum değere ulaşmaktadır. Buna ek olarak, ivmelenme parametresinin zamanla arttığı görülmektedir ve bu durumun evrenin enflasyon dönemine karşılık geldiği düşünülebilir. İvmelenme parametresinin, zamanla sabit bir değere ulaşacağı Şekil (4.5) te görülmektedir.

Sönümlü karanlık enerji modeli için, zamanla değişim gösteren basınç ifadesi ise şu şekilde elde edilmiştir:

$$p = -\frac{4\tau^{-2} \left(1 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}{3\kappa^2 \left(w_0 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}\right)^2} \quad (4.6)$$

(4.6) denkleminde, basınç ifadesinin $t = 0$ da, bütün $w_0 = w_1$ değerlerinde tekilliğe sahip olduğu görülmektedir. Ama $t > 0$ ve bütün $w_0 \neq w_1$ değerlerinde tekillik görülmez. Basınç ifadesinin, zamana bağlı davranışı $w_0 = w_1 = \kappa = \tau = 1$ değerleri için, Şekil (4.6) da gösterilmiştir.



Şekil 4.6: Basıncın, Sönümlü Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,7]$ aralığındaki değişimi.

Şekil (4.6) dan, sönümlü karanlık enerji modeli için, zamanla negatif basıncın arttığı görülmektedir.

Şimdiye kadar elde edilen bütün ifadeler, sönümlü karanlık enerji modeli için, sadece evrende ideal akışkan gibi davranan karanlık enerjinin olduğu durum bulunmuştur. Fakat evrende hem karanlık enerjinin hemde maddenin birarada olduğu durum daha gerçekçi bir varsayımdır. Eğer, evrende hem karanlık enerji hemde madde bulunuyorsa, bu durumda bunlar çiftlenim halinde olabilir de olmayabilirde ama bu iki farklı durum için evrene ait fiziksel nicelikler farklı özelliklere sahip olurlar. Tezin bu kısmında ise, evrende hem karanlık enerji hem de maddenin birarada olduğunu düşüneceğiz ve çiftlenim durumlarını, çiftlenim olmayan durumlarını ayrı ayrı inceleyeceğiz.

- İdeal Akışkan ile Maddenin Çiftlenim Durumu:

Evrende hem karanlık enerji hem de madde mevcut ve bu iki yapı birbirleriyle çiftlenim halinde ise, sönümlü karanlık enerji modeli için, evrene ait enerji yoğunluğu şu şekilde elde edilmiştir:

$$\rho = \frac{4\tau^{-2}}{3\kappa^2 \left(w_0 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \right)^2} - \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)} \quad (4.7)$$

Bu duruma ek olarak, karanlık enerji ve maddenin çiftlenim durumunda, sönümlü karanlık enerji modeli için, toplam basınç ifadesi şu şekilde elde edilmiştir:

$$p = -\frac{4\tau^{-2}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}{3\kappa^2\left(w_0 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}\right)^2} - w_m \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)} \quad (4.8)$$

Karanlık enerji ile Madde çiftlenim durumu için, yeni durum denklemleri parametresi şu şekilde elde edilir:

$$w(t) = -1 - \frac{\frac{2}{\kappa^2} \dot{H} + (1 + w_m) \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)}}{\frac{3}{\kappa^2} H^2 - \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)}} \quad (4.9)$$

Her a değeri için, (4.9) denkleminin yeniden belirlenebileceği görülmektedir.

- İdeal Akışkan ile Maddenin Çiftlenim halinde olmadığı Durum:

Karanlık enerji ile madde arasında çiftlenim var ise, enerji yoğunluğu ve basınç ifadeleri, çiftlenim durumundaki gibi ayrı ayrı belirlenemez. Bundan dolayı, homojen olmayan durum denklemleri şu şekilde tanımlanır:

$$p = w\rho + \frac{2}{\kappa^2} Hg(t) \quad (4.10)$$

Çiftlenim olmayan durum için, homojen olmayan durum denklemleri sönümlü karanlık enerji modeli için şu şekilde elde edilmiştir:

$$p = -\rho + \frac{4}{3\kappa^2} \frac{\tau^{-1} w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}}{\left(w_0 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}\right)} - (1 + w_m) \rho_{m0} \exp\left\{-\frac{2(1 + w_m)\tau^{-1}}{\left(w_0 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}\right\} \quad (4.11)$$

4.1.2. Skalar Tensör Tanımlaması

- Skalar Alan Durumu:

Sönümlü karanlık enerji modeli için, (4.3) ve (4.4) denklemleri kullanılarak, (3.27) ve (3.28) denklemleri ile sırasıyla $\Omega(\phi)$ kinetik terimi ve $V(\phi)$ skalar potansiyel ifadesi, (4.1) deki durum denklemi parametresi için şu şekilde elde edilmiştir:

$$\Omega(\phi) = \frac{4\tau^{-2}w_1e^{-\phi/\tau}}{3\kappa^2(w_0 - w_1e^{-\phi/\tau})^2} \quad (4.12)$$

$$V(\phi) = \frac{\tau^{-2}(4 - 2w_1e^{-\phi/\tau})}{3\kappa^2(w_0 - w_1e^{-\phi/\tau})^2} \quad (4.13)$$

(4.12) ve (4.13) denklemi, (3.23) ve (3.24) denkleminde yerlerine konulduğunda, elde edilen denklemler şu şekildedir:

$$\rho = \frac{4\tau^{-2}}{3\kappa^2(w_0 - w_1e^{-t/\tau})^2} \quad (4.14)$$

$$p = -\frac{4\tau^{-2}\left(1 - w_1e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}{3\kappa^2\left(w_0 - w_1e^{-\frac{t}{\tau}}\right)^2} \quad (4.15)$$

(4.14) ve (4.15) denklemlerinin, sönümlü karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlamasından elde edilen, evrende sadece karanlık enerji var iken elde edilen (4.2) ve (4.6) denklemleri ile aynı olduğu görülmüştür. Sonuç olarak, evrenin sadece karanlık enerji ile dolu olduğu varsayımı altında, sönümlü karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının matematiksel olarak denk oldukları görülmüştür.

- Skalar Alan ile Maddenin Çiftlenim Durumu:

Evrenin skalar alan ve madde ile dolu olduğu gözönüne alındığında ve buna ek olarak bu iki yapının çiftlenim halinde olduğu düşünülürse, (3.36) ve (3.37) denklemlerinden, çiftlenim durumu için kinetik fonksiyon terimi ve skalar potansiyel ifadesi, sönümlü karanlık enerji modeli için sırasıyla şu şekilde elde edilmiştir:

$$\Omega(\phi) = \frac{4\tau^{-2}w_1e^{-\phi/\tau}}{3\kappa^2(w_0 - w_1e^{-\phi/\tau})^2} - (\rho_m + p_m) \quad (4.16)$$

$$V(\phi) = \frac{\tau^{-2}(4 - 2w_1e^{-\phi/\tau})}{3\kappa^2(w_0 - w_1e^{-\phi/\tau})^2} - \frac{(\rho_m - p_m)}{2} \quad (4.17)$$

(4.16) ve (4.17) denklemleri, (3.23) ve (3.24) denklemlerinde yerlerine konulduğunda, elde edilen denklemler şu şekildedir:

$$\rho = \frac{4\tau^{-2}}{3\kappa^2\left(w_0 - w_1e^{-\frac{t}{\tau}}\right)^2} - \rho_{m0}a^{-3(1+w_m)} \quad (4.18)$$

$$p = -\frac{4\tau^{-2}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}{3\kappa^2\left(w_0 - w_1e^{-\frac{t}{\tau}}\right)^2} - w_m\rho_{m0}a^{-3(1+w_m)} \quad (4.19)$$

(4.18) ve (4.19) denklemlerinin, sönümlü karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlamasından, evrende ideal akışkan ile maddenin çiftlenim halinde oldukları durum için elde edilen (4.7) ve (4.8) denklemleri ile aynı oldukları görülmüştür. Sonuç olarak, evrende ideal akışkan ile maddenin çiftlenim halinde oldukları durumu varsayımı altında, sönümlü karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının matematiksel olarak denk oldukları görülmüştür.

- Skalar Alan ile Maddenin Çiftlenim Halinde Olmadıkları Durum:

Evrenin skalar alan ve madde ile dolu olduğu gözönüne alındığında ve buna ek olarak bu iki yapının çiftlenim halinde olmadıkları düşünülürse, sönümlü karanlık enerji modeli için, kinetik fonksiyon terimi ve skalar potansiyel ifadesi (3.41) ve (3.42) denklemlerinden sırasıyla şu şekilde elde edilmiştir:

$$\Omega(\phi) = \frac{4\tau^{-2}w_1e^{-\phi/\tau}}{3\kappa^2(w_0 - w_1e^{-\phi/\tau})^2} - (w_m + 1)F_0e^{-3(1+w_m)F(\phi)} \quad (4.20)$$

$$V(\phi) = \frac{\tau^{-2}(4 - 2w_1e^{-\phi/\tau})}{3\kappa^2(w_0 - w_1e^{-\phi/\tau})^2} - \frac{w_m - 1}{2}F_0e^{-3(1+w_m)F(\phi)} \quad (4.21)$$

Skalar alan ile madde arasında çiftlenim olmayan durum için, enerji yoğunluğu ve basınç değerlerini ayrı ayrı bulanamayacağından daha önce bahsetmiştik. Bu durumdan dolayı, çiftlenim olmayan durumun sağladığı homojen olmayan durum denklemi, (3.43), (3.44) ve (3.45) şartları altında şu şekilde elde edilmiştir:

$$p = -\rho + \frac{4}{3\kappa^2} \frac{\tau^{-1} w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}}{\left(w_0 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}\right)} - (1 + w_m) \rho_{m0} \exp\left\{-\frac{2(1 + w_m)\tau^{-1}}{\left(w_0 - w_1 e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}\right\} \quad (4.22)$$

(4.22) denkleminde, sönümlü karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlamasından, evrende ideal akışkan ile maddenin çiftlenim halinde olmadıkları durum için elde edilen (4.11) denklemi ile aynı olduğu görülmektedir. Sonuç olarak, evrende ideal akışkan ile maddenin çiftlenim halinde olmadıkları durumu varsayımı altında, sönümlü karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının matematiksel olarak denk oldukları görülmüştür.

4.2. SÖNÜMLÜ SALINIM KARANLIK ENERJİ MODELİ

Son zamanlarda kozmolojik gözlemlerden elde edilen verilere göre, evren bilinmeyen formda olan karanlık enerji tarafından hızlanarak genişliyor. Bu durum, evrenin geçmiş bir zamanda enflasyon fazına girdiği ve evrenin şimdilerde ise hızlandığına büyük kanıt oluşturmaktadır. Kozmik hızlanmayı açıklamak için çeşitli modeller önerilmiş olmasına rağmen; evrenin başlangıcı, evrenin dinamik davranışını açıklayabilecek olan karanlık enerjinin şimdilerdeki durum denklemi parametresi hala bilinmemektedir. Eğer w nın değeri tam olarak -1 'e eşit ise bu durum, standart Λ CDM kozmolojisi veya kozmolojik sabit modeli olarak bilinen teorik modeller ile açıklanmaktadır. Bu duruma karşılık, gözlemsel veriler, etkin durum denklemi parametresinin değerinin $-1.48 < w_{et} < -0.72$ aralığında olduğunu göstermiştir (Hannestad ve diğ., 2002; Melchiori ve diğ., 2003). Bundan dolayı, durum denklemi parametresinin zamanla değişebileceği düşünülmektedir, bu durum ise, quintessence skalar alan modeli ($w > -1$) ve phantom skalar alan modeli ($w < -1$) (Nojiri ve Odintsov, 2005;2006, Brevik ve diğ., 2007; McInnes, 2002) olarak bilinen modeller ile açıklanmaktadır. Son kozmolojik veriler (Jassal ve diğ., 2005), durum denklemi parametresinin değerinin, şimdilerde -1 ' e yakın değerler aldığını göstermektedir. Bu genel karanlık enerji probleminin üstesinden

gelebilmek için, çeşitli teorik çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmalara örnek olarak, zamana bağlı durum denklemi parametresi modeli (Nojiri ve Odintsov, 2006; Brevik ve Gorbunova, 2005), homojen olmayan durum denklemi modeli (Nojiri ve Odintsov, 2006; Elizalde ve diğ., 2005) vs. Karanlık enerjinin dinamik özelliklerini anlayabilmek için çeşitli parametrizasyonlar önerilmiştir (Kurek ve diğ., 2006, Johri ve Rath 2007; Sendra ve Lazkoz, 2012; Wetterich, 2004). İdeal karanlık akışkanları ve skalar alan modelleri ile erken zamandaki enflasyon ve geç zamandaki hızlanmanın birleşimiyle açıklanabileceği düşünülmektedir. Karanlık enerjinin kozmolojik sonuçları, zamana bağlı durum denklemi parametresi ile açıklanabileceği düşünülmektedir. Bu parametre ile phantom fazından phantom olmayan faza geçiş (eğer karanlık enerji phantom olmayan fazda ise) veya yavaşlamadan hızlanmaya geçiş durumu açıklanabilir. Buna ek olarak, karanlık enerji, ideal akışkan yerine skalar alan gibi davranabilir ve bundan dolayı skalar tensör formalizmi kullanılarak, karanlık enerjinin davranışı açıklanabilir. Ayrıca, evrenin yavaşlaması ile ivmelenmesi arasındaki faz geçişi ya da phantom durumundan phantom olmayan duruma geçiş gibi durumlarda skalar teori ile açıklanabilir. Tüm bu durumlardan dolayı, karanlık enerjinin başlangıcını ve dinamiğini tahmin etmek için alternatif teorik modeller varsayılabilir.

Bu bölüm içerisinde ise alternatif model olarak bizim tanımladığımız, sönümlü salınım karanlık enerji modeli cinsinden evrene ait fiziksel nicelikler incelenecektir. Sönümlü karanlık enerji modelini tanımlamak için belirlenen zamana bağlı durum denklemi parametresi ise şu şekildedir:

$$w(t) = -1 + w_0 e^{-bt} \cos \omega t \quad (4.23)$$

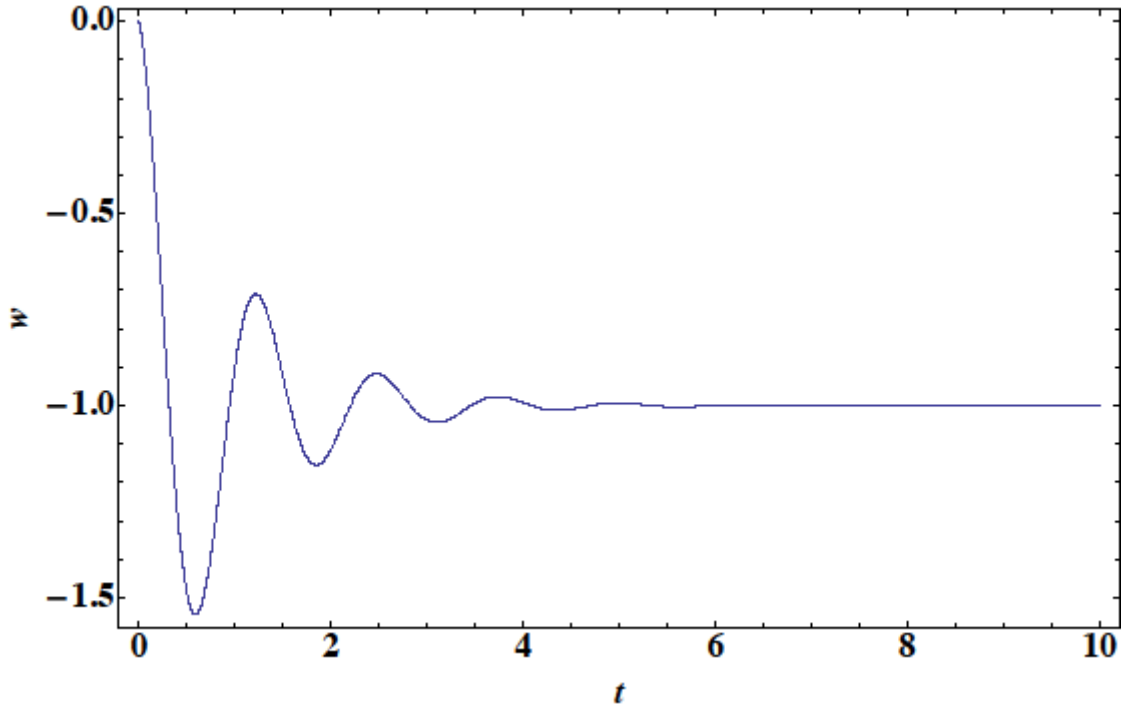
(4.23) denklemi içerisindeki, t ifadesi kozmik zamandır. w_0 ve b , evrenin hızlanarak genişlemesinden sorumlu olan zamana bağlı $w(t)$ fonksiyonunun pozitif ve gerçek parametreleridir. Ayrıca, ω frekanstır ve $w_0, \omega > 0$ dir. Bu seçilen durum denklemi parametresinin, gözlemsel sonuçlarla (Feng ve diğ., 2006; Yang ve Whang, 2005) uyumlu olduğu düşünülmektedir. Bu model içerisindeki, $w_0 e^{-bt} \cos \omega t$ ek terimi, karanlık enerjinin pertürbasyonuna karşılık gelir. (4.23) denklemi içerisindeki parametreyi kullanarak, çeşitli fiziksel nicelikleri, karanlık enerji, karanlık enerji-madde çiftlenim durumu ve karanlık enerji-madde çiftlenim olmayan durumları için, tanımlanan zamana bağlı durum denklemi parametresi cinsinden ideal akışkan

tanımlaması elde edeceğiz. Bu tanımlamaya ek olarak, karanlık enerjinin skalar tensör tanımlamasını kullanarak, skalar potansiyel ve kinetik terim cinsinden fiziksel nicelikleri elde edeceğiz. Son olarak, karanlık enerjinin ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının (4.23) denklemi içerisindeki parametre için matematiksel olarak denk olduklarını göstereceğiz.

4.2.1. İdeal Akışkan Tanımlaması

- İdeal Akışkan Durumu:

Bu bölüm içerisinde, evrenin zamana bağlı $w(t)$ fonksiyonuna sahip karanlık enerji ile dolu olduğunu varsayacağız. Bu varsayım ile birlikte, sönümlü salınım davranış gösteren karanlık enerjinin ideal akışkan gibi davrandığını düşünüp, çeşitli fiziksel nicelikleri elde edeceğiz. (4.23) denkleminin, gözlemsel sonuçlardan elde edilen, w nın etkin değerinin neredeyse -1 'e eşit olduğu durumunun teorik olarak olarak açıklayabileceğini düşüneceğiz. (4.23) denkleminin zamana bağlı davranışı, $w_0 = b = 1$, $\omega = 5$ için, Şekil 4.7 de gösterilecektir.



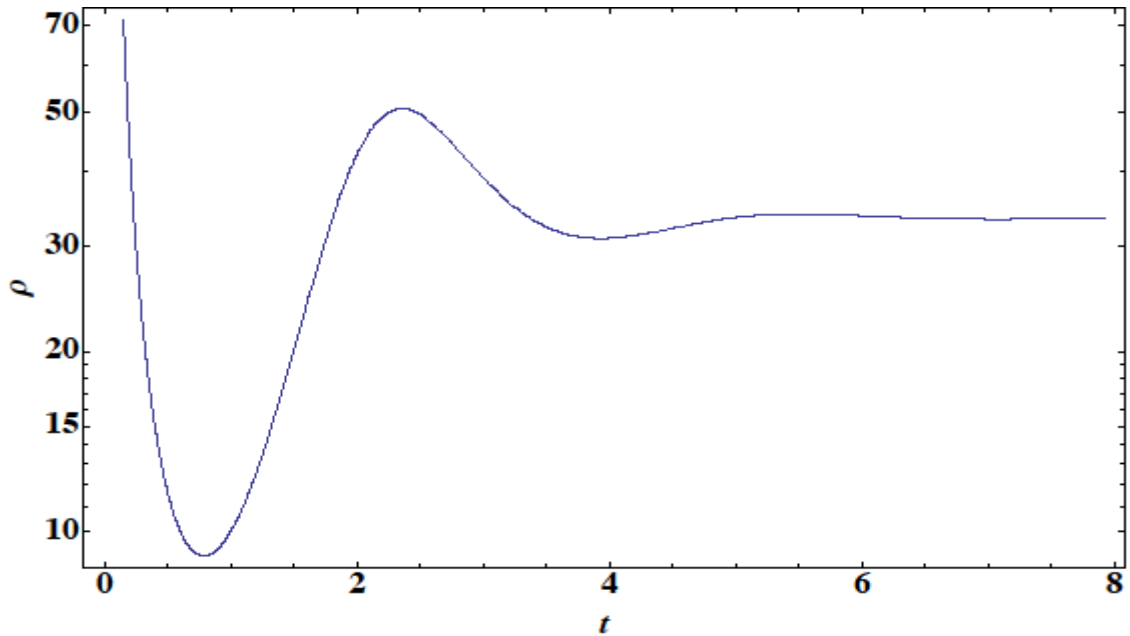
Şekil 4.7: Durum denklemleri parametresinin, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,10]$ aralığındaki değişimi.

Şekil 4.7 den, $t = 0$ da, $w(t) = 0$ olduğu görülmektedir ve bu değer durum denklemi parametresinin maksimum değeridir. Bu grafikten, zamanla sönümlü salınım davranış gösteren karanlık enerjinin davranışı görülmektedir ve geniş zamanda, gözlemlerden elde edildiği gibi bu parametrenin değerinin -1 'e yaklaştığı görülmektedir. Şekil 4.7 de w nın zamanla değişim aralığının $-1 < w < 0$ olduğu görülmektedir ve bu değer aralığı önceki çalışmalarda da (Caldwell ve diğ., 1998; Turner ve White, 1997; Coble ve diğ., 1997) görülmüştür. Bundan dolayı, (4.23) denkleminde tanımladığımız modelin, bu yapılan çalışmalar ile uyumlu olduğu görülmektedir.

Sönümlü salınım karanlık modeli için, zamana bağlı enerji yoğunluğu ifadesi (4.23) denklemini kullanılarak, şu şekilde elde edilmiştir:

$$\rho = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2}{3\kappa^2[w_1 + w_0 e^{-bt}(\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)]^2} \quad (4.24)$$

(4.24) denklemini içerisindeki, w_1 integrasyon sabitidir. Bu elde edilmiş olan, zamana bağlı enerji yoğunluğu ifadesi, (3.3) ve (3.6) denklemlerindeki korunum yasalarını sağlar. Bu sönümlü salınım karanlık enerji yoğunluğunun zamanla nasıl değişim gösterdiği, $w_0 = w_1 = b = \kappa = 1$ ve $\omega = 5$ için, Şekil 4.8 de gösterilmiştir.



Şekil 4.8: Enerji yoğunluğunun, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,8]$ aralığındaki değişimi.

Şekil 4.8 e göre, $t = 0$ da enerji yoğunluğu maksimum değerini alır. Buna ek olarak, karanlık enerji yoğunluğunun zamanla sönümlü salınım davranış gösterdiği bu şekilden görülmektedir ve geniş zaman aralığında enerji yoğunluğunun sabit bir değere ulaştığı görülmektedir. Bundan dolayı, karanlık enerji yoğunluğunun bu davranışının tanımlanan durum denklemi parametresinin doğal bir sonucu olduğu düşünülmektedir. Enerji yoğunluğunun bu davranışı, evrenin genişleme durumu ile yorumlanabilir yada karanlık enerji zamanla madde ile etkileşime girmesinden dolayı, başka yapılara dönüşmüş olabilir olarak da yorumlanabilir. Öte yandan, $\dot{\rho}$, fiziksel bir anlama sahiptir. $\dot{\rho} > 0$ ise, evren phantom fazına girmiştir. Bu durumda, evrenin enerji yoğunluğu üstel olarak artar. Buna karşılık, eğer $\dot{\rho} < 0$ ise evren phantom olmayan faza girmiştir ve enerji yoğunluğu üstel olarak azalır. Bizim modelimiz için ise, $\dot{\rho} < 0$ dır ve bu durum bizim modelimizin, evrenin phantom olmayan fazı ile uyum içerisinde olduğu gösterir.

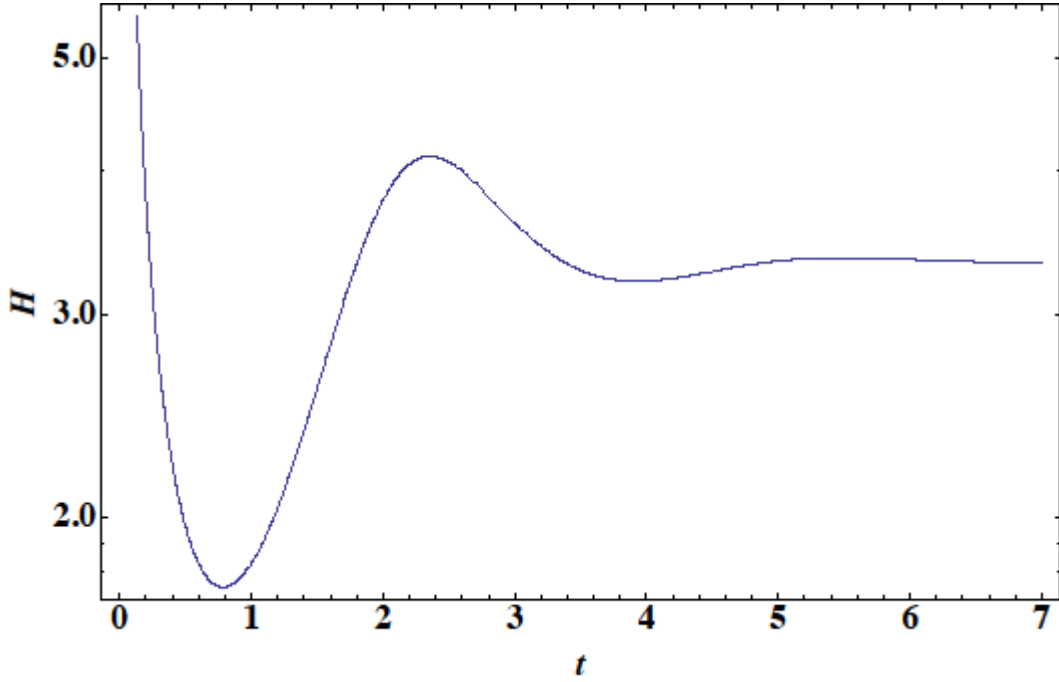
Sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, (4.23) denklemi kullanılarak, Hubble parametresinin zamanla değişimi şu şekilde elde edilmiştir:

$$H(t) = \frac{2}{3} \frac{\omega^2 + b^2}{w_1 + w_0 e^{-bt} (\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)} \quad (4.25)$$

Hubble parametresinin birinci mertebeden türevi ise şu şekilde elde edilmiştir:

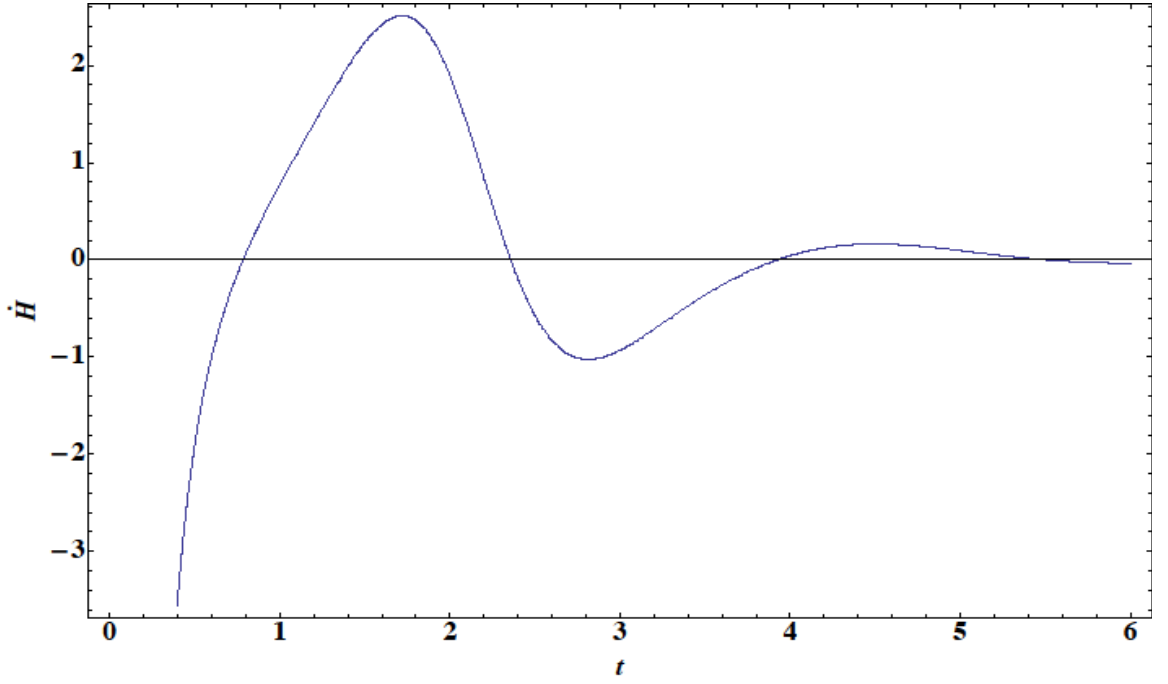
$$\dot{H} = -\frac{2}{3} \frac{(\omega^2 + b^2)^2 w_0 e^{-bt} \cos \omega t}{[w_1 + w_0 e^{-bt} (\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)]^2} \quad (4.26)$$

Hubble parametresinin, üstel terimden dolayı sönümlü salınım davranış gösterir. Hubble parametresinin ve Hubble parametresinin birinci mertebeden türevinin zamana bağlı davranışı sırasıyla Şekil (4.9) ve Şekil (4.10) da, $w_0 = w_1 = b = 1$ ve $\omega = 2$ için gösterilmiştir.



Şekil 4.9: Hubble parametresinin, Sönümlü Salımlı Karanlık Enerji Modeli için $t=[0,7]$ aralığındaki değişimi.

Şekil 4.9 dan, $t = 0$ da, Hubble parametresinin maksimum değere sahip olduğu görülmektedir. Hubble parametresinin, zaman içerisinde, sönümlü salınım davranış gösterdiği ve geniş zamanda sabit değere ulaştığı görülmektedir. Buna karşılık, Hubble parametresinin birinci mertebeden zamana göre türevinin, Hubble parametresinden farklı davranış gösterdiği görülmektedir. Çünkü Hubble parametresinin birinci mertebeden zamana göre türevi, negatif değerlere sahip olduğu ve zamanla artarak sıfıra yaklaştığı görülmektedir. FRW modelinde, Hubble parametresinin değerinin sabit olmasına rağmen, bizim çalışmamızda, tanımladığımız zamana bağlı durum denklemi parametresi için zamanla değişim gösterdiği görülmektedir. Buna ek olarak, evren eğer phantom dönemde ise, $\dot{H} > 0$ dır; buna karşılık phantom olmayan dönemde (quintessence) ise, $\dot{H} < 0$ dır. Bu durumda, (4.26) denkleminde, $w_0 \cos \omega t < 0$ ise evren phantom dönemdedir ama eğer $w_0 \cos \omega t > 0$ ise evren phantom olmayan dönemdedir. Bu durumlara ek olarak, Şekil (4.10) dan ise, evrenin fazlar arası geçiş yaptığı görülmektedir. Yani non-phantom (quintessence) fazdan phantom faza geçiş yapan evren bizim şeklimiz içerisinde son olarak quintessence fazda bulunmaktadır. Yine Şekil (4.10) da, $\dot{H} = 0$ ın geçiş durumu olduğu görülmektedir.

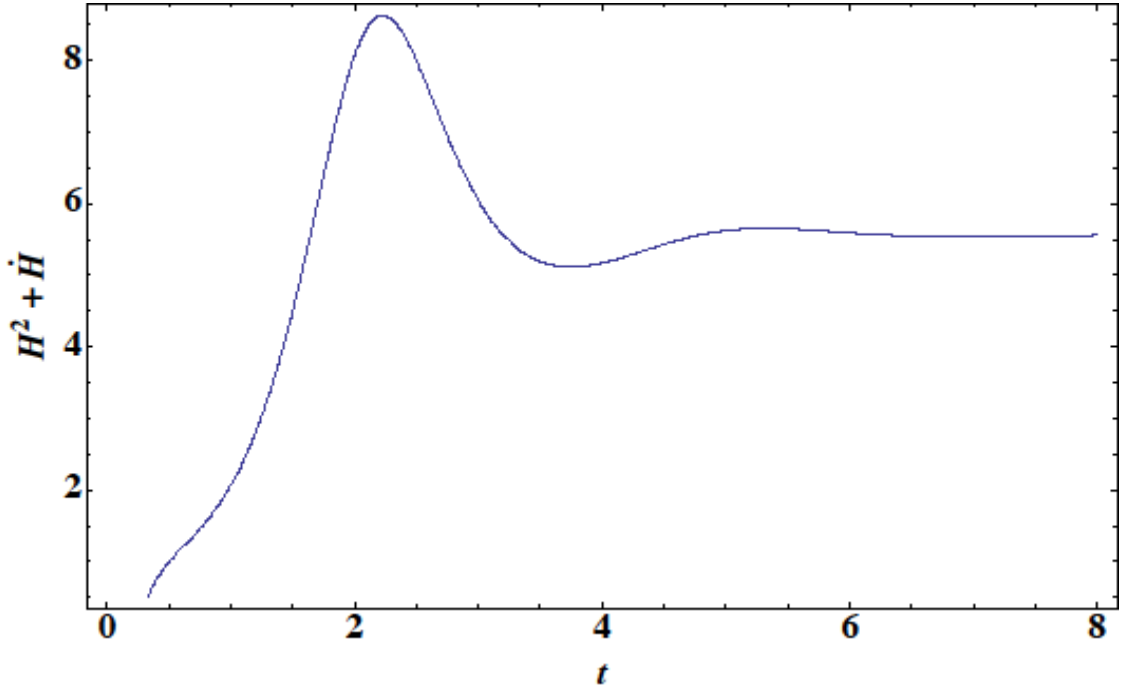


Şekil 4.10: Hubble parametresinin birinci mertebeden zamana göre türevinin, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,6]$ aralığındaki değişimi.

Sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, evrene ait ivmelenme parametresi ise şu şekilde elde edilmiştir:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4}{9} \frac{(\omega^2 + b^2)^2}{[w_1 + w_0 e^{-bt} (\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)]^2} \times \left(1 - \frac{3}{2} w_0 e^{-bt} \cos \omega t \right) \quad (4.27)$$

İvmelenme parametresinin zamanla değişimi, $w_0 = w_1 = b = 1$ ve $\omega = 2$ için, Şekil 4.11 de gösterilmiştir.



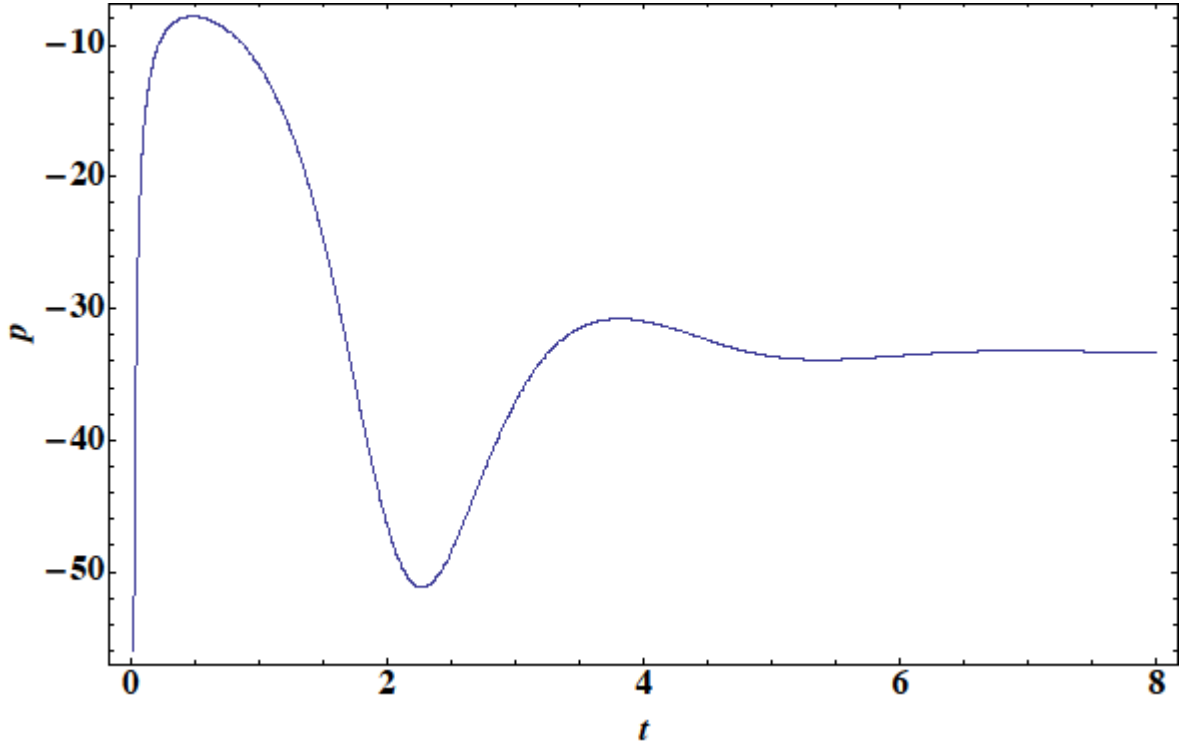
Şekil 4.11: İvmelenme parametresinin, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,8]$ aralığındaki değişimi.

Şekil 4.11 den, ivmelenme parametresinin değerinin zamanla hızlı bir şekilde arttığı ve daha sonra da geniş zaman içerisinde sabit bir değere yaklaştığı görülmektedir. Bu ani büyümenin evrenin enflasyon anına karşılık geldiği düşünülmektedir. İvmelenme parametresinin geniş zaman içerisindeki davranışı Şekil 4.11 de görülmektedir ve ayrıca bu parametrenin zaman ilerledikçe sabit bir değere yaklaştığı da görülmektedir.

Sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, zamanla değişim gösteren basınç ifadesi ise şu şekilde elde edilmiştir:

$$p(t) = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2}{3\kappa^2[w_1 + w_0 e^{-bt}(\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)]^2} \times (e^{-bt} w_0 \cos \omega t - 1) \quad (4.28)$$

Sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, basıncın zamanla değişimini gösteren grafik, $w_0 = w_1 = b = \kappa = 1$ ve $\omega = 2$ için, Şekil 4.12 de gösterilmiştir.



Şekil 4.12: Basıncın, Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli için $t = [0,8]$ aralığındaki değişimi.

İdeal akışkan gibi davranan karanlık enerjinin basıncının değerinin negatif değerlere sahip olduğu teorik olarak bilinmektedir. Bizim tanımladığımız durum denklemi parametresi için de bu negatif basınç durumunun elde edildiği Şekil 4.12 de görülmektedir.

Teorik çalışmalardan, ideal akışkan gibi davranan, karanlık enerji bileşeninin pozitif enerji yoğunluğu değerine ve negatif basınç değerine sahip olduğu elde edilmiştir. Bizim tanımladığımız model için de bu durumun sağlandığı, sırasıyla Şekil 4.8 ve Şekil 4.12 de açıkça görülmektedir.

Şimdiye kadar elde edilen bütün ifadeler, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, sadece evrende ideal akışkan gibi davranan karanlık enerjinin var olduğu durum için bulunmuştur. Fakat evrende hem karanlık enerjinin hemde maddenin birarada olduğu durum daha gerçekçi bir varsayımdır. Eğer, evrende hem karanlık enerji hemde madde bulunuyorsa, bu durumda bunlar çiftlenim halinde olabilir de olmayabilir de ama bu iki farklı durum için evrene ait fiziksel nicelikler farklı özelliklere sahip olurlar. Tezin bu kısmında ise, evrende hem karanlık enerji hem de maddenin birarada olduğunu

düşüneceğiz ve bu iki yapının çiftlenim durumlarını, çiftlenim olmayan durumlarını ayrı ayrı inceleyeceğiz.

- İdeal Akışkan ile Maddenin Çiftlenim Durumu:

Evrende hem karanlık enerji hem de madde mevcut ve bu iki yapı birbirleriyle çiftlenim halinde ise, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, evrene ait enerji yoğunluğu şu şekilde elde edilmiştir:

$$\rho = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2}{3\kappa^2[w_1 + w_0 e^{-bt}(\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)]^2} - \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)} \quad (4.29)$$

Bu duruma ek olarak, karanlık enerji ve maddenin çiftlenim durumunda, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, toplam basınç ifadesi şu şekilde elde edilmiştir:

$$p = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2}{3\kappa^2[w_1 + w_0 e^{-bt}(\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)]^2} \times (e^{-bt} w_0 \cos \omega t - 1) - w_m \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)} \quad (4.30)$$

Karanlık enerji ile Madde çiftlenim durumu için, yeni durum denkleminin parametresi şu şekilde elde edilir:

$$w(t) = -1 - \frac{\frac{2}{\kappa^2} \dot{H} + (1 + w_m) \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)}}{\frac{3}{\kappa^2} H^2 - \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)}} \quad (4.31)$$

Bu yeni durum denkleminin bu yapısı daha önce de elde edilmişti. Buna ek olarak, her a değeri için, (4.31) denkleminin yeniden belirlenebileceği görülmektedir.

- İdeal Akışkan ile Maddenin Çiftlenim halinde olmadığı Durum:

Karanlık enerji ile madde arasında çiftlenim var ise, enerji yoğunluğu ve basınç ifadeleri, çiftlenim durumundaki gibi ayrı ayrı belirlenemez. Bundan dolayı, durum denkleminin parametresi şu şekilde tanımlanır:

$$p = w\rho + \frac{2}{\kappa^2} Hg(t) \quad (4.32)$$

Çiftlenim olmayan durum için, durum denklemi sönümlü salınım karanlık enerji modeli için şu şekilde elde edilmiştir:

$$p = -\rho + \frac{4}{3\kappa^2} \frac{w_0 e^{-bt} \cos \omega t (\omega^2 + b^2)}{(w_1 + w_0 e^{-bt})(\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)} - (1 + w_m) \rho_{m0} e^{-3(1+w_m) \frac{z(\omega^2 + b^2)}{[w_1 + w_0 e^{-bt}(\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)]}} \quad (4.33)$$

4.2.2. Skalar Tensör Tanımlaması

- Skalar Alan Durumu:

Sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, (4.3) ve (4.4) denklemleri kullanılarak, (3.27) ve (3.28) denklemleri ile sırasıyla $\Omega(\phi)$ kinetik terimi ve $V(\phi)$ skalar potansiyel ifadesi, (4.23) deki durum denklemi parametresi için sırasıyla şu şekilde elde edilmiştir:

$$\Omega(\phi) = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2 w_0 e^{-b\phi} \cos \omega \phi}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-b\phi} (\omega \sin \omega \phi - b \cos \omega \phi)]^2} \quad (4.34)$$

$$V(\phi) = \frac{(\omega^2 + b^2)^2 [4 - 2w_0 e^{-b\phi} \cos \omega \phi]}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-b\phi} (\omega \sin \omega \phi - b \cos \omega \phi)]^2} \quad (4.35)$$

(4.34) ve (4.35) denklemleri, (3.23) ve (3.24) denkleminde yerlerine konulduğunda, elde edilen denklemler şu şekildedir:

$$\rho = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-bt} (\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)]^2} \quad (4.36)$$

$$p(t) = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-bt} (\omega \sin \omega t - b \cos \omega t)]^2} \times (e^{-bt} w_0 \cos \omega t - 1) \quad (4.37)$$

(4.36) ve (4.37) denklemlerinin, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlamasından elde edilen, evrende sadece ideal akışkan gibi davranan karanlık enerji var iken elde edilen (4.24) ve (4.28) denklemleri ile aynı olduğu görülmüştür. Sonuç olarak, evrenin sadece karanlık enerji ile dolu olduğu varsayımı altında, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının matematiksel olarak denk oldukları görülmüştür.

- Skalar Alan ile Maddenin Çiftlenim Durumu:

Evrenin skalar alan ve madde ile dolu olduğu gözönüne alındığında ve buna ek olarak bu iki yapının çiftlenim halinde olduğu düşünülürse, (3.36) ve (3.37) denklemlerinden, çiftlenim durumu için kinetik fonksiyon terimi ve skalar potansiyel ifadesi, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için sırasıyla şu şekilde elde edilmiştir:

$$\Omega(\phi) = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2 w_0 e^{-b\phi} \cos\omega\phi}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-b\phi} (\omega \sin\omega\phi - b \cos\omega\phi)]^2} - (\rho_m + p_m) \quad (4.38)$$

$$V(\phi) = \frac{(\omega^2 + b^2)^2 [4 - 2w_0 e^{-b\phi} \cos\omega\phi]}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-b\phi} (\omega \sin\omega\phi - b \cos\omega\phi)]^2} - \frac{(\rho_m - p_m)}{2} \quad (4.39)$$

(4.38) ve (4.39) denklemleri, (3.23) ve (3.24) denklemlerinde yerlerine konulduğunda, elde edilen denklemler şu şekildedir:

$$\rho = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-bt} (\omega \sin\omega t - b \cos\omega t)]^2} - \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)} \quad (4.40)$$

$$p = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-bt} (\omega \sin\omega t - b \cos\omega t)]^2} \times (e^{-bt} w_0 \cos\omega t - 1) - w_m \rho_{m0} a^{-3(1+w_m)} \quad (4.41)$$

(4.40) ve (4.41) denklemlerinin, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlamasından, evrende karanlık enerji ile maddenin çiftlenim halinde oldukları durum için elde edilen (4.29) ve (4.30) denklemleri ile aynı oldukları görülmüştür. Sonuç olarak, evrende ideal akışkan ile maddenin çiftlenim halinde oldukları durumu varsayımı altında, sönümlü karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının matematiksel olarak denk oldukları görülmüştür.

- Skalar Alan ile Maddenin Çiftlenim Halinde Olmadıkları Durum:

Evrenin skalar alan ve madde ile dolu olduğu gözönüne alındığında ve buna ek olarak bu iki yapının çiftlenim halinde olmadıkları düşünülürse, sönümlü karanlık enerji modeli için, kinetik fonksiyon terimi ve skalar potansiyel ifadesi (3.41) ve (3.42) denklemlerinden sırasıyla şu şekilde elde edilmiştir:

$$\Omega(\phi) = \frac{4(\omega^2 + b^2)^2 w_0 e^{-b\phi} \cos\omega\phi}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-b\phi} (\omega \sin\omega\phi - b \cos\omega\phi)]^2} - (w_m + 1) F_0 e^{-3(1+w_m)F(\phi)} \quad (4.42)$$

$$V(\phi) = \frac{(\omega^2 + b^2)^2 [4 - 2w_0 e^{-b\phi} \cos\omega\phi]}{3\kappa^2 [w_1 + w_0 e^{-b\phi} (\omega \sin\omega\phi - b \cos\omega\phi)]^2} - \frac{w_m - 1}{2} F_0 e^{-3(1+w_m)F(\phi)} \quad (4.43)$$

Skalar alan ile madde arasında çiftlenim olmayan durum için, enerji yoğunluğu ve basınç değerlerini ayrı ayrı bulanamayacağından daha önce bahsetmiştik. Bu durumdan dolayı, çiftlenim olmayan durumun sağladığı homojen olmayan durum denklemi, (3.43), (3.44) ve (3.45) şartları altında şu şekilde elde edilmiştir:

$$p = -\rho + \frac{4}{3\kappa^2} \frac{e^{-bt} \cos\omega t (\omega^2 + b^2)}{(w_1 + w_0 e^{-bt}) (\omega \sin\omega t - b \cos\omega t)} - (1 + w_m) \rho_{m0} e^{-(1+w_m) \frac{(\omega^2 + b^2)}{3[w_1 + w_0 e^{-bt} (\omega \sin\omega t - b \cos\omega t)]}} \quad (4.44)$$

(4.44) denkleminde, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlamasından, evrende ideal akışkan ile maddenin çiftlenim halinde olmadıkları durum için elde edilen (4.33) denklemi ile aynı olduğu görülmektedir. Sonuç olarak, evrende ideal akışkan ile maddenin çiftlenim halinde olmadıkları durumu varsayımı altında, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için, ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının matematiksel olarak denk oldukları görülmüştür.

4.3. KARANLIK ENERJİ MODELLERİNİN TUTARLILIĞI

Bu bölümde, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için elde ettiğimiz sonuçlar cinsinden, teorik olarak bilinen phantom olmayan dönemden phantom döneme geçiş ve rastlantı (coincidence) problemi incelenecektir. Buna ek olarak sonlu, gelecek zaman tekillikleri varsayılan Hubble parametresi cinsinden incelenecektir.

4.3.1. Phantom Olmayan Dönemden, Phantom Döneme Geçiş

Bunlara ek olarak, (4.9) ve (4.31) denklemlerinin, (3.19) denklemi ile aynı olduğu görülmektedir. Uygun ölçek faktör (a) seçimi ile karanlık enerji ile maddenin çiftlenim durumu için, zamana bağlı durum denklemi parametresi elde edilebilir.

Evrenin phantom olmayan dönemden phantom döneme geçişi, sönümlü salınım karanlık enerji modeli cinsinden, ölçek faktörün şu şekilde seçimiyle belirlenebilir:

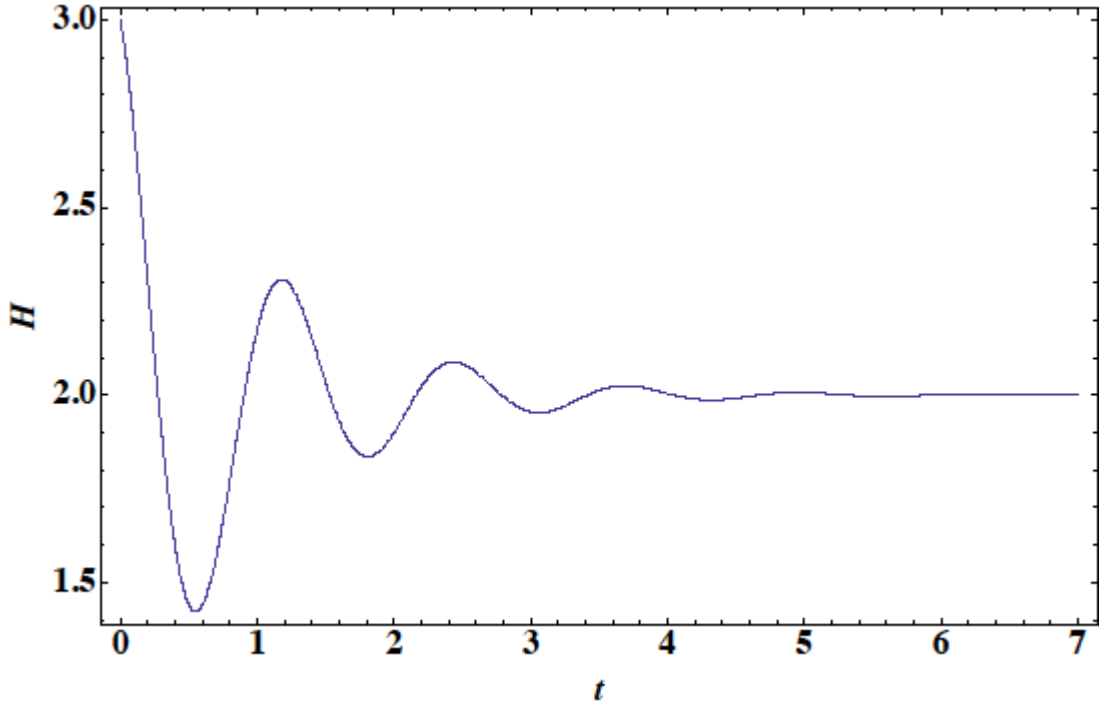
$$a = a_0 e^{g_0 t + \frac{g_1}{\omega} e^{-bt} \sin \omega t} \quad (4.45)$$

Bu denklem içerisindeki, $a_0, g_0, b, \omega > 0$ dır.

Bu ölçek faktör ifadesi kullanılarak, Hubble parametresi şu şekilde elde edilir:

$$H = g_0 + g_1 e^{-bt} \left(\cos \omega t - \frac{b}{\omega} \sin \omega t \right) \quad (4.46)$$

Bu elde edilen Hubble parametresinin, zamanla değişimi Şekil (4.13) te gösterilmiştir:



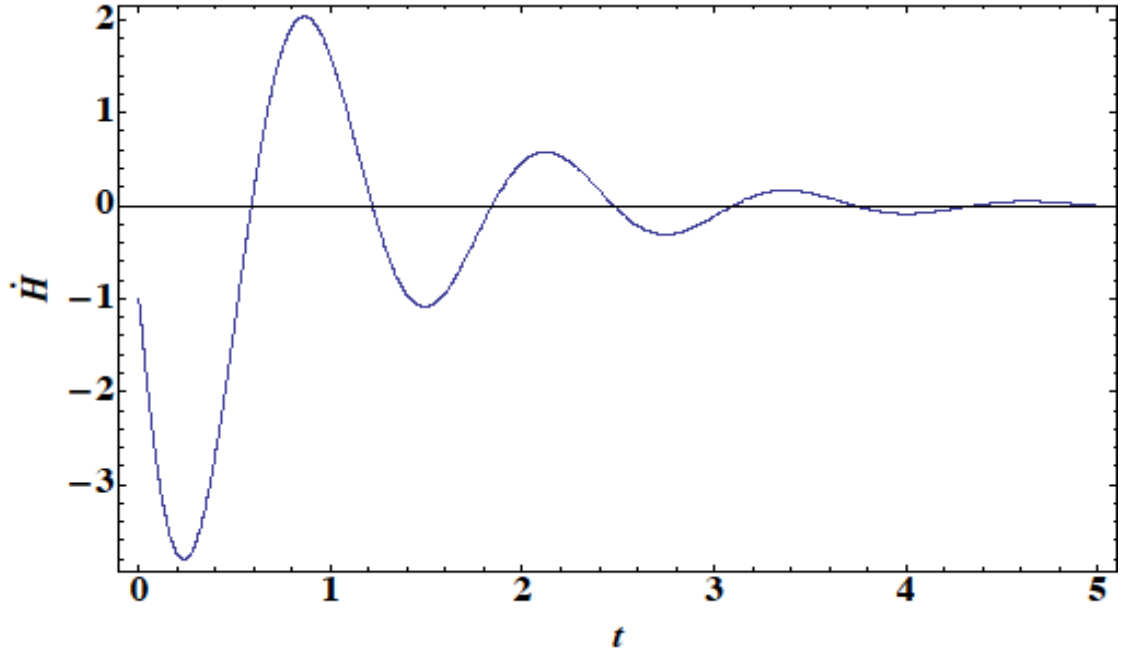
Şekil 4.13: (4.46) daki Hubble parametresinin zamana göre değişim grafiği ($\omega = 5$).

Elde edilen bu Hubble parametresi için, n tamsayı olmak şartı ile, $2\pi n < \omega t < 2\pi n + \pi$ aralığında evren phantom olmayan dönem içerisinde iken, $2\pi n - \pi < \omega t < 2\pi n$ aralığında ise evren phantom dönem içerisindedir.

Hubble parametresinin birinci mertebeden türevi ise şu şekilde elde edilir:

$$\dot{H} = g_1 e^{-bt} \left(\frac{b^2 \sin \omega t}{\omega} - b \cos \omega t - \omega \sin \omega t \right) \quad (4.47)$$

(4.47) denkleminde elde edilen ifadenin, zamanla değişimi Şekil (4.14) te gösterilmiştir:



Şekil 4.14: (4.47) de elde edilen ifadenin zamana göre değişim grafiği ($\omega = 5$).

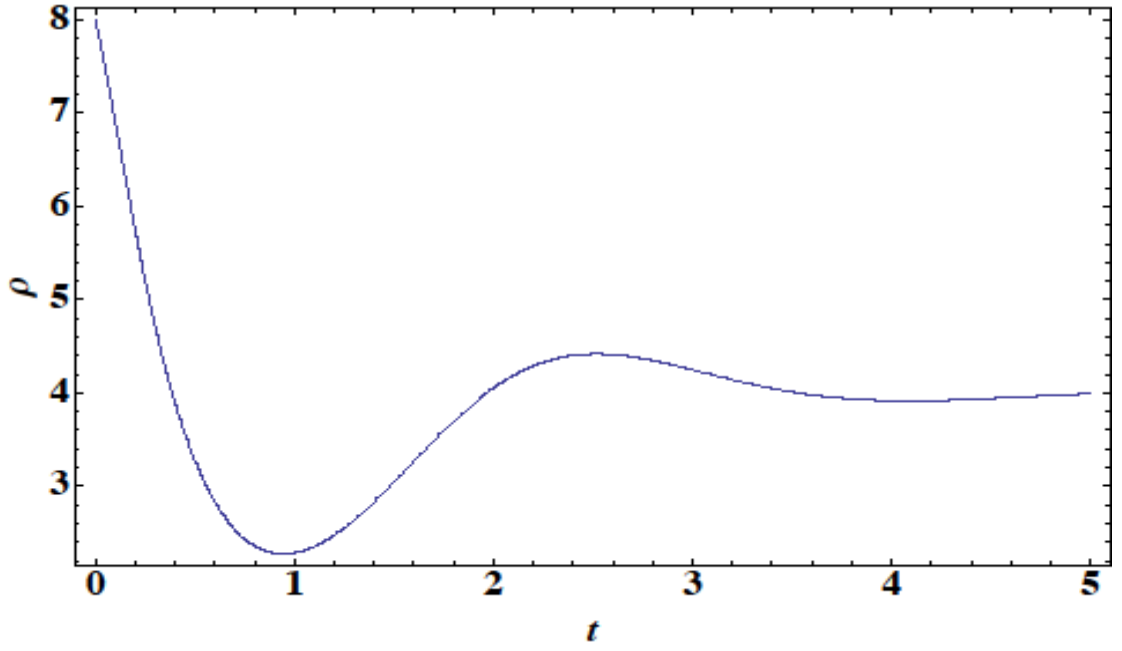
Bu duruma karşılık elde edilen, zamana bağlı durum denklemi parametresi (3.19) denklemi kullanılarak şu şekilde elde edilmiştir:

$$\begin{aligned}
w(t) &= -1 \\
&- \left\{ \frac{2}{\kappa^2} \left[g_1 e^{-bt} \cos \omega t \left(1 + \frac{\omega}{b} \right) \right] \right. \\
&+ (1 + w_m) \rho_{m0} a_0^{-3(1+w_m)} e^{-3[g_0 t + \frac{g_1}{\omega} e^{-bt} \sin \omega t](1+w_m)} \left. \right\} \times \left\{ \frac{3}{\kappa^2} \left[g_0 + g_1 e^{-bt} (\cos \omega t \right. \right. \\
&\left. \left. - \frac{b}{\omega} \sin \omega t) \right]^2 - \rho_{m0} a_0^{-3(1+w_m)} e^{-3[g_0 t + \frac{g_1}{\omega} e^{-bt} \sin \omega t](1+w_m)} \right\}^{-1} \quad (4.48)
\end{aligned}$$

Bu duruma ait, enerji yoğunluğu ifadesi ise (3.17) denklemi kullanılarak şu şekilde elde edilmiştir:

$$\begin{aligned}
\rho(t) &= \frac{3}{\kappa^2} \left[g_0 + g_1 e^{-bt} \left(\cos \omega t - \frac{b}{\omega} \sin \omega t \right) \right]^2 \\
&- \rho_{m0} a_0^{-3(1+w_m)} e^{-3[g_0 t + \frac{g_1}{\omega} e^{-bt} \sin \omega t](1+w_m)} \quad (4.49)
\end{aligned}$$

(4.49) denklemi içerisinde elde edilen ifadenin, zamanla değişimi Şekil (4.15) de gösterilmiştir:

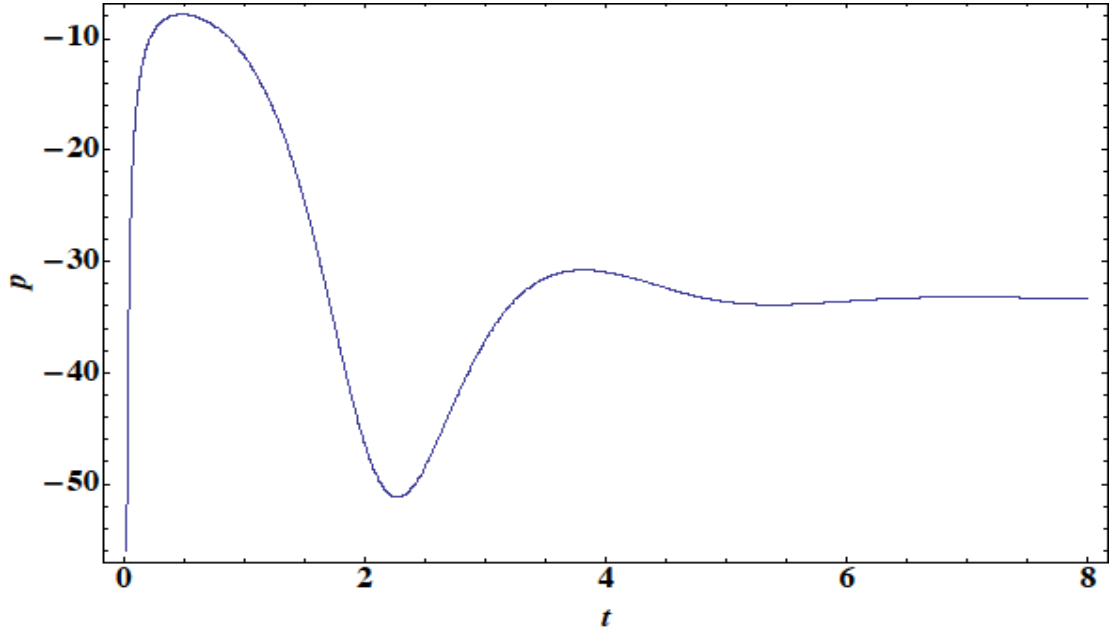


Şekil 4.15: (4.48) de elde edilen enerji yoğunluğunun zamanla değişim grafiği ($\omega = 2$).

Basınç ifadesi ise (3.18) denklemleri kullanılarak şu şekilde elde edilmiştir:

$$\begin{aligned}
 p(t) = & -\frac{1}{\kappa^2} \left\{ 2g_1 e^{-bt} \cos \omega t \left(1 + \frac{\omega}{b} \right) \right. \\
 & + 3 \left[g_0 + g_1 e^{-bt} \left(\cos \omega t - \frac{b}{\omega} \sin \omega t \right) \right]^2 \\
 & \left. - w_m \rho_{m0} a_0^{-3(1+w_m)} e^{-3 \left[g_0 t + \frac{g_1}{\omega} e^{-bt} \sin \omega t \right] (1+w_m)} \right\} \quad (4.50)
 \end{aligned}$$

(4.50) denkleminde elde edilen ifadenin, zamanla değişimi Şekil (4.16) da gösterilmiştir:



Şekil 4.16: (4.49) da elde edilen basıncın zamanla değişimini gösteren grafiği ($\omega = 2$).

(4.48) denkleminde, uygun parametreler ile $t \geq 0 \rightarrow \rho(t) \geq 0$ olur ve yine uygun parametrelerin seçimi ile birlikte (4.49) denklemi, $t \geq 0 \rightarrow p(t) \leq 0$ olur.

4.3.2. Sonlu, Gelecek Zaman Tekillikleri

Genişleyen evren için, sonlu gelecek zaman tekilliklerini tanımlamak için, şu şekilde bir Hubble parametresi varsayalım:

$$H \sim g_0(t_s - t)^{-\beta} + H_0 \quad (4.51)$$

Bu denklem içerisindeki, $g_0, t_s, H_0 > 0$, $\beta \neq 0$ ve β , tekilliğin tipini belirler. t_s , tekilik için sonlu zamanı ifade eder. $\beta = 0$ durumu, de Sitter uzayına karşılık gelir.

(4.45) denkleminin, zamana göre türevi β nın farklı durumları için şu şekilde elde edilir:

$$\dot{H} \sim \begin{cases} g_0(t_s - t)^{-\beta-1}, & (\beta \neq 0) \\ 0, & (\beta = 0) \end{cases} \quad (4.52)$$

(4.50) denklemi içerisindeki Hubble parametresi kullanılarak, farklı β değerleri için ölçek faktör şu şekilde elde edilmiştir:

$$\beta = 1 \text{ için, } a(t) = \frac{a_0}{(t_s - t)^{g_0}} \quad \text{Tip I tekilliği.}$$

$$\beta > 0 \text{ için, } a(t) = \exp\left[\frac{g_0(t_s - t)^{1-\beta}}{\beta-1}\right] \quad \text{Tip I, Tip III tekilliği.}$$

$$\beta < 0 \text{ için, } a(t) = \exp\left[\frac{g_0(t_s - t)^{1-\beta}}{\beta-1} + H_0 t\right] \quad \text{Tip II, Tip IV tekilliği.}$$

Bu ifadelerden görüldüğü gibi, sadece Tip II ve Tip IV tekilliklerinde H_0 sıfırdan farklı bir değere sahiptir. Ayrıca bu denklemler içerisindeki, β nın değerine göre tekillik tipi belirlenebilir. $\rho \propto H^2$ ve $p \propto 3H^2 + 2\dot{H}$ olduğu için, β cinsinden, dört tip tekillik şu şekilde sınıflandırılabilir:

- Tip I için: $\beta \geq 1$, Tip II için: $0 > \beta > -1$, Tip III için: $1 > \beta > 0$, Tip IV için: $\beta < 1$ dir, β tam sayı değildir.

Madde yok iken, durum denklemi parametresi şu şekilde elde edilebilir:

$$1 + w(t) \sim (t_s - t)^{\beta-1} \quad (4.53)$$

Sonuç olarak, gelecek tekilliklerinin bütün dört tipi için β parametresinin yukarıdaki değerlerinden, (4.53) denklemi kullanılarak madde yok iken ki durum denklemi parametresi ayrı ayrı belirlenebilir.

Maddenin varlığında ise, (3.19) denklemi kullanılarak, durum denklemi parametresi farklı β değerleri için şu şekilde elde edilir:

$\beta \neq 0, \beta \neq 1$ için,

$$\begin{aligned} w(t) \sim -1 - \left\{ -\frac{2g_0(t_s - t)^{-\beta-1}}{\kappa^2} + 3(1 + w_m)\rho_{m0}a_0 e^{-\frac{g_0(1+w_m)}{1-\beta}(t_s - t)^{-\beta+1}} \right\} \\ \times \left[\frac{3}{\kappa^2} (g_0^2(t_s - t)^{-2\beta} + H_0)^2 \right. \\ \left. - \rho_{m0}a_0 e^{-\frac{g_0(1+w_m)}{1-\beta}(t_s - t)^{-\beta+1}} \right] \end{aligned} \quad (4.54)$$

$\beta = 1$ için,

$$w(t) \sim -1 - \left\{ -\frac{2}{\kappa^2} g_0 (t_s - t)^{-2} + 3(1 + w_m) \rho_{m0} a_0 \right\} \times \left[\frac{3}{\kappa^2} (g_0^2 (t_s - t)^{-2} + H_0)^2 - \rho_{m0} a_0 \right]^{-1} \quad (4.55)$$

Farklı tekillik tiplerine ait elde ettiğimiz ölçek faktör ifadeleri kullanılarak, durum denklemi parametreleri şu şekilde elde edilir:

$\beta > 0$ için, Tip I tekilliğine ait durum denklemi parametresi şu şekildedir:

$$w(t) \sim -1 - \left\{ \frac{2g_0 (t_s - t)^{-\beta-1}}{\kappa^2} + (1 + w_m) \rho_{m0} a_0^{-3(1+w_m)} \exp\left[\frac{g_0 (t_s - t)^{1-\beta}}{\beta - 1}\right]^{-3(1+w_m)} \right\} \times \left[\frac{3}{\kappa^2} (g_0^2 (t_s - t)^{-2\beta} + H_0)^2 - \rho_{m0} a_0^{-3(1+w_m)} \exp\left[\frac{g_0 (t_s - t)^{1-\beta}}{\beta - 1}\right] \right] \quad (4.56)$$

$\beta = 1$ için, Tip I tekilliğine ait durum denklemi parametresi şu şekildedir:

$$w(t) \sim -1 - \left\{ \frac{2g_0 (t_s - t)^{-2}}{\kappa^2} + (1 + w_m) \rho_{m0} a_0^{-3(1+w_m)} \right\} \times \left[\frac{3}{\kappa^2} (g_0^2 (t_s - t)^{-2} + H_0)^2 - \rho_{m0} \left(\frac{a_0}{(t_s - t)^{g_0}} \right)^{-3(1+w_m)} \right] \quad (4.57)$$

$\beta < 0$ için, Tip II tekilliğine ait durum denklemleri parametresi şu şekildedir:

$$\begin{aligned}
w(t) &\sim -1 \\
&- \left\{ \frac{2g_0(t_s - t)^{-\beta-1}}{\kappa^2} + (1 + w_m)\rho_{m0}a_0^{-3(1+w_m)} \exp\left[\frac{g_0(t_s - t)^{1-\beta}}{\beta - 1} + H_0 t\right] \right\}^{-3(1+w_m)} \\
&\times \left[\frac{3}{\kappa^2} (g_0^2(t_s - t)^{-2\beta} + H_0)^2 \right. \\
&\left. - \rho_{m0}a_0^{-3(1+w_m)} \exp\left[\frac{g_0(t_s - t)^{1-\beta}}{\beta - 1}\right] \right]
\end{aligned} \tag{4.58}$$

$\beta > 0$ için, Tip III tekilliğine ait durum denklemleri parametresi şu şekildedir:

$$\begin{aligned}
w(t) &\sim -1 \\
&- \left\{ \frac{2g_0(t_s - t)^{-\beta-1}}{\kappa^2} + (1 + w_m)\rho_{m0}a_0^{-3(1+w_m)} \exp\left[\frac{g_0(t_s - t)^{1-\beta}}{\beta - 1}\right] \right\}^{-3(1+w_m)} \\
&\times \left[\frac{3}{\kappa^2} (g_0^2(t_s - t)^{-2\beta} + H_0)^2 \right. \\
&\left. - \rho_{m0}a_0^{-3(1+w_m)} \exp\left[\frac{g_0(t_s - t)^{1-\beta}}{\beta - 1}\right] \right]
\end{aligned} \tag{4.59}$$

$\beta < 0$ için, Tip IV tekilliğine ait durum denklemleri parametresi ise şu şekildedir:

$$\begin{aligned}
w(t) &\sim -1 - \left\{ \frac{2g_0(t_s - t)^{-\beta-1}}{\kappa^2} \right. \\
&\left. + (1 + w_m)\rho_{m0}a_0^{-3(1+w_m)} \exp\left[\frac{g_0(t_s - t)^{1-\beta}}{\beta - 1} + H_0 t\right] \right\}^{-3(1+w_m)} \\
&\times \left[\frac{3}{\kappa^2} (g_0^2(t_s - t)^{-2\beta} + H_0)^2 - \rho_{m0}a_0^{-3(1+w_m)} \exp\left[\frac{g_0(t_s - t)^{1-\beta}}{\beta - 1}\right] \right]
\end{aligned} \tag{4.60}$$

4.3.3. Rastlantı (Coincidence) Problemi

(4.48) denklemi kullanılarak, durum denklemi tanımlaması altında, (3.46) denklemi çözülerek, sönümlü salınım karanlık enerji modeli için rastlantı (coincidence) problemi incelenebilir. (3.46) denklemi bu karanlık enerji modeli için tekrardan şu şekilde elde edilmiştir:

$$r = -1 + \frac{3a_0^{3(1+w_m)}}{\kappa^2 \rho_{m0}} \left[g_0 + g_1 e^{-bt} \left(\cos \omega t - \frac{b}{\omega} \sin \omega t \right) \right]^2 e^{3(1+w_m) \left(g_0 t + \frac{g_1}{\omega} e^{-bt} \sin \omega t \right)} \quad (4.61)$$

Bu ifadenin, $w_m > -1$ durumu için, zamanla üstel olarak artar. Bundan dolayı, sönümlü salınım karanlık enerjinin durum denklemi formülasyonu için rastlantı (coincidence) probleminin çözülebileceği görülmektedir.

Sönümlü salınım karanlık enerji modeli, skalar tensör tanımlaması için, şu şekilde bir fonksiyon tanımlanabilir:

$$g(\phi) = \alpha \ln \left(h_0 \phi + \frac{h_1}{\omega} e^{-b\phi} \cos \omega \phi \right) \quad (4.62)$$

Bu denklem içerisindeki; $\alpha, h_0, h_1, \omega > 0$ ve sabittirler.

(4.62) içerisindeki fonksiyon için, $\phi = t, H = g'(t)$ ve $a(t) = a_0 e^{g(t)}$, $a_0 = \left(\frac{\rho_{m0}}{g_0} \right)^{1/3(1+w_m)}$ durumlarına ek olarak (3.44) ve (3.45) tanımlamaları için, Hubble parametresi şu şekilde elde edilmiştir:

$$H = \frac{\alpha \left[h_0 - h_1 e^{-bt} \left(\frac{b}{\omega} \cos \omega t + \sin \omega t \right) \right]}{h_0 t + \frac{h_1}{\omega} e^{-bt} \cos \omega t} \quad (4.63)$$

(4.63) denklemi için, (3.46) denklemi çözümlerse şu durum elde edilir:

$$r = -1 + \frac{3\alpha^2 a_0^{3(1+w_m)}}{\kappa^2 \rho_{m0}} \left[h_0 - h_1 e^{-bt} \left(\frac{b}{\omega} \cos \omega t + \sin \omega t \right) \right]^2 (h_0 t + \frac{h_1}{\omega} e^{-bt} \cos \omega t)^{3(1+w_m)\alpha-2} \quad (4.64)$$

$a = 2/3(1 + w_m)$ seçimi için, (4.64) denklemi şu duruma indirgenir:

$$r = -1 + \frac{3\alpha^2 a_0^{3(1+w_m)}}{\kappa^2 \rho_{m0}} \left[h_0 - h_1 e^{-bt} \left(\frac{b}{\omega} \cos \omega t + \sin \omega t \right) \right] \quad (4.65)$$

r , maksimum ve minimum değerlere sahiptir:

$$-1 + \frac{3\alpha^2 a_0^{3(1+w_m)}}{\kappa^2 \rho_{m0}} (h_0 - h_1) \leq r \leq -1 + \frac{3\alpha^2 a_0^{3(1+w_m)}}{\kappa^2 \rho_{m0}} (h_0 + h_1) \quad (4.66)$$

Bu durumlar için şu sonuç elde edilebilir:

$-1 + (3\alpha^2 a_0^{3(1+w_m)} / \kappa^2 \rho_{m0})(h_0 \pm h_1) \sim O(1)$ ise her zaman $\frac{\rho}{\rho_m} = O(1)$ dir. Bundan dolayı, sönümlü salınım davranış gösteren karanlık enerjinin, rastlantı (coincidence) problemine çözüm olabileceği görülmektedir.

Sonuç olarak, (4.61) ve (4.66) denklemleri, sönümlü salınım karanlık enerji modelinin hem durum denklemi hem de skalar tensör formülasyonları ile rastlantı (coincidence) problemine doğal bir sonuç olabileceklerini göstermektedir.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında, evrenin dinamiğini inceleyebilmek için, evrenin büyük bir kısmını oluşturduğu düşünülen karanlık enerjinin davranışını açıklayabilecek olan iki teorik karanlık enerji modeli önerilmiştir. Evrenin dinamik davranışı, durum denklemi parametresi ile belirlenir. Teorik olarak bu parametrenin sabit bir değere sahip olduğu ve bu değer tam olarak -1 'e eşit olduğu elde edilmiş olup, bu durum altında çeşitli teorik çalışmalar yapılmıştır. Bu duruma karşılık, yakın zamanlarda yapılan gözlemsel çalışmalardan bu parametrenin değerinin $-1.48 < w_{et} < -0.72$ aralığında olduğu elde edilmiştir. Bu durumda, durum denklemi parametresinin teorik olarak öngörüldüğü gibi sabit bir değere sahip olmadığı ortaya çıkmaktadır yani bu parametre zaman içerisinde farklı değerlere sahip olabilir. Bu durum ile birlikte bu tez çalışması içerisinde, evrenin büyük bir bölümünü kaplayan karanlık enerjinin sahip olduğu durum denklemi parametresinin, evrenin dinamiğini açıklayabilmek için zamana bağlı bir fonksiyona sahip olduğu düşünülmüştür. Evrenin dinamik değişimini açıklayabilmek için tanımladığımız zamana bağlı değişim gösteren karanlık enerji modelleri ise davranışlarına bağlı olarak Sönümlü Karanlık Enerji Modeli ve Sönümlü Salınım Karanlık Enerji Modeli olarak isimlendirilmiştir. Bu incelemeyi, ilk olarak, evrenin büyük bir bölümünü içeren karanlık enerjinin ideal akışkan gibi davrandığını varsayıp, bu doğrultuda tanımladığımız iki model için çeşitli fiziksel nicelikleri ideal akışkan tanımlaması ile elde ettik. Daha sonra, evrende ideal akışkan gibi davranan karanlık enerjinin yanısıra maddenin de var olduğunu düşünüp, karanlık enerjinin madde ile çiftlenim halinde olduğu durum ve karanlık enerjinin madde ile çiftlenim halinde olmadığı durum ayrı ayrı ele alınıp, bu çiftlenim olan ve çiftlenim olmayan durumlar için evrene ait fiziksel nicelikler, tanımladığımız iki karanlık enerji modeli cinsinden ideal akışkan tanımlaması kullanarak elde edilmiştir. İkinci olarak ise, evrenin büyük bir kısmını içeren karanlık enerjinin ideal akışkan yerine skalar alan gibi davrandığını varsayıp, yani evrenin skalar alanlar ile dolu olduğunu düşünüp, skalar tensör formalizmi kullanılarak, tanımladığımız iki model için çeşitli fiziksel nicelikler elde edilmiştir. Daha sonra, evrende skalar alan gibi davranan karanlık enerjiden başka

maddenin de var olduğunu düşünüp, skalar alan ile maddenin çiftlenim halinde olduğu durum ve skalar alan ile maddenin çiftlenim halinde olmadıkları durum ayrı ayrı ele alınıp, bu iki durum için fiziksel nicelikler, tanımladığımız iki karanlık enerji modeli için skalar tensör tanımlaması kullanılarak elde edilmiştir. Bunlara ek olarak, skalar alanın sadece zamanın bir fonksiyonu olduğu göz önüne alındığında, ideal akışkan tanımlaması ile skalar tensör tanımlamasının, fiziksel olarak farklı anlamlara sahip olsalar bile matematiksel olarak birbirlerine denk oldukları gösterilmiştir. Sonlu, gelecek zaman tekilliklerini belirleyebilmek için genişleyen evren için Hubble parametresi varsayılmıştır. Son olarak ise, yapılan çalışmalarda salınımlı karanlık enerji modelinin rastlantı (coincidence) problemini çözebileceği görülmüştür, tezimiz içerisinde sunulan sönümlü salınım karanlık enerji modelinin de hem durum denklemi tanımlaması hem de skalar tensör tanımlaması ile rastlantı (coincidence) problemine çözüm olabileceği görülmektedir.

Sonuç olarak, ele aldığımız iki karanlık enerji modeli için elde ettiğimiz sonuçların, son zamanlarda yapılmış olan teorik çalışmalar ve gözlemsel sonuçlar ile uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Çeşitli fiziksel niceliklerini hesapladığımız bu iki karanlık enerji modelinin, kozmoloji çalışmaları için etkin bir durum oldukları görülmektedir. Bu tanımladığımız parametreler ile evrenin başlangıcını, doğasını ve geleceğinin incelenebiliyor olması hala yapılmakta olan hem teorik hem de gözlemsel çalışmalar için önem arz ettiği düşünülmektedir.

KAYNAKLAR

- Abdalla, M.C.B, Nojiri, S., Odintsov, S.D., 2005, Consistent modified gravity: dark energy, acceleration and the absence of cosmic doomsday, *Classical Quantum Gravity*, 22, 5, L35.
- Affleck, I., Dine, M., 1985, Dynamical supersymmetry breaking in four dimensions and its phenomenological implications, *Nuclear Physics B*, 249, 361, (557-599).
- Aguirregabiria, J.M., Lazkoz, R., 2004, Tracking solutions in tachyon cosmology, *Physical Review D*, 69, 123502, (12-15).
- Alpher, R.A., Gamow, G., 1948, The origin of chemical elements, *Physical Review*, 73, 803, (7).
- Alpher, R.A., Herman, R.C., 1949, Remarks on the Evolution of the Expanding Universe, *Physical Review*, 75, 1089, (7).
- Amendola, L., Finelli, F., Burigana, C., Carturan, D., 2003, WMAP and the Generalized Chaplygin gas, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 0307, (005).
- Arkani-Hamed, N., Creminelli, P., Mukohyama, S., Zaldarriaga, M., 2004, Ghost inflation, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 0404, (001).
- Armendariz-Picon, C., Damour, T., Mukhanov, V., 1999, k-Inflation, *Physical Letters B*, 458, 209, (2-3).
- Armendariz-Picon, C., Mukhanov, V., Steinhardt, P.J., 2000, Dynamical solution to the problem of a small cosmological constant and late-time cosmic acceleration, *Physical Review Letters*, 85, 4438, (20-21).
- Armendariz-Picon, C., Mukhanov, V., Steinhardt, P.J., 2001, Essentials of k-essence, *Physical Review D*, 63, 103510, (10-15).
- Bachall, N.A., Ostriker, J.P, Perlmutter, S., Steinhardt, P.J., 1999, The Cosmic Triangle: Revealing the State of the Universe, *Science*, 284, (1481-1488).
- Bagla, J.S., Jassal, H.K., Padmanabhan, T., 2003, Cosmology with tachyon field as dark energy, *Physical Review D*, 67, 063504, (6-15).
- Bamba, K., Capozziello S., Nojiri S. ve Odintsov S. D., 2012, Dark energy cosmology: the equivalent description via different theoretical models and cosmography tests, *Astrophysics and Space Science*, 342, (155-228).
- Barboza, Jr. E. M. ve Alcaniz J. S., 2008, A parametric model for dark energy, *Physics Letters B*, 666, (415-419).

- Barrow, J.D., 2004, More general sudden singularities, *Classical Quantum Gravity*, 21, L79, (23).
- Barwick, S.W., Beacom, J.F., Cianciolo, V., Dodelson, S., Feng, J.L., Fuller, G.M., Kaplinghat, M., McKay, D.W., Meszaros, P., Mezzacappa, A., Murayama, H., Olive, K.A., Stanev, T., Walker, T.P., 2004, APS neutrino study: Report of the neutrino astrophysics and cosmology Working Group, arxiv:/ astro-Ph/0412544, (1-43).
- Bento, M.C., Bertolami, O., Sen, A., 2002, Generalized Chaplyin gas, accelerated expansion and dark energy-matter interaction, *Physical Review D*, 66, 043507, (4-15).
- Bergshoeff, E.A., De Roo, M., De Wit, T.C., Eyra, E., Panda, S., 2000, T-duality and actions for non-BPS D-branes, *Journal of High Energy Physics*, 0005, (009).
- Bernardis de, P., Ade, P.A.R., Bock, J.J., Bond, J.R., Borrill, J., Boscaleri, A., Coble, K., Crill, B.P., Gasperis, G.D., Farese, P.C., Ferreira, P.G., Ganga, K., Giacometti, M., Hivon, E., Hristov, V.V., Mauskopf, P.D., Melchiorri, A., Miglio, L., Montroy, T., Netterfield, C.B., Pascale, E., Piacentini, F., Pogosyan, D., Prunet, S., Rao, S., Romeo, G., Ruhl, J.E., Scaramuzzi, F., Sforna, D. & Vittorio, N., 2000, A flat universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation, *Nature*, 404, (955-959).
- Bilic, N., Tupper, G.B., Viollier, R.D., 2002, Unification of dark matter and dark energy: the inhomogeneous Chaplyin gas, *Physics Letters B*, 535, 17, (1-4).
- Brevik, I., Nojiri, S., Odintsov S. D. ve Vanzo L., 2004, Entropy and universality of the Cardy-Verlinde formula in a dark energy universe, *Physical Review D*, 043520, 70, (4-15).
- Brevik, I., Gorbunova, O., 2005, Dark energy and viscous cosmology, *General Relativity and Gravitation*, 37, (2039-2045).
- Brevik, I., Gorbunova, O., Shaiko, Y.A., 2005, Viscous FRW Cosmology in Modified Gravity, *International Journal of Modern Physics D*, 14, 1899, (11).
- Brevik, I., Gorbunova O. G., ve Timoshkin A. V., 2007, Dark energy fluid with time-dependent inhomogeneous equation of state, *European Physical Journal C*, 52, (223-228).
- Brevik, I., Obukhov V. V. ve Timoshkin A. V., 2013, Quasi-Rip and Pseudo-Rip universes by the fluid inhomogeneous equation of state, *Astrophysics and Space Science*, 344, (275-279).
- Brevik, I., Obukhov, V.V., Timoshkin, A.V., 2014, Bounce universe induced by an inhomogeneous dark fluid coupled with dark matter, *Modern Physics Letters A*, 1450078, 29, (15).

- Caldwell, R. R., Dave, R. ve Steinhardt, P. J., (1998), Cosmological Imprint of an Energy Component with General Equation of State, *Physical Review Letters*, 80, 1582, (8-23).
- Caldwell, R.R., 2002, A phantom menace? Cosmological consequences of a dark energy component with super-negative equation of state, *Physical Letters B*, 545, (23-29).
- Capozziello, S., Nojiri, S., Odintsov, S.D., 2006, Dark energy: the equation of state description versus scalar tensor or modified gravity, *Physics Letters B*, 634, (93-100).
- Capozziello, S., Cardone, V.F., Elizalde, E., Nojiri, S., Odintsov, S.D., 2006, Observational constraints on dark energy with generalized equations of state, *Physical Review D*, 73, 043512, (4-15).
- Capozziello, S., Cardone, V.F., Carloni, S., Troisi, A., 2003, Curvature quintessence matched with observational data, *International Journal of Modern Physics D*, 12, 1969, (10).
- Cardone, V.F., Tortora, C., Troisi, A., Capozziello, S., 2006, Beyond the perfect fluid hypothesis for the dark energy equation of state, *Physical Review D*, 73, 043508., (4-15).
- Carroll, S.M., 2001, The cosmological constant, *Living Reviews in Relativity*, (The Max Planck Institute for Gravitational Physics, Germany), 4, (1).
- Carroll, S.M., Hoffman, M., Trodden, M., 2003, Can the dark energy equation of state parameter w be less than -1 ? , *Physical Review D*, 68, 023509, (2-15).
- Chakraborty, W., 2009, *Accelerating Expansion of the Universe*, Thesis (PhD), Bengal Engineering and Science University.
- Chen, C.M., Gal'tso, D.V., Gutperle, M., 2002, S-brane solutions in supergravity theories, *Physical Review D*, 66, 024043, (2-15).
- Chevallier, M., Polarski D., 2001, Accelerating Universes with Scaling Dark Matter, *International Journal of Modern Physics D*, 10, 213, (02).
- Chiba, T., Okabe, T., Yamaguchi, M., 2000, Kinetically driven quintessence, *Physical Review D*, 62, 023511, (2-15).
- Coble, K., Dodelson, S. ve Friemann J. A., 1997, Dynamics Λ models of structure formation, *Physical Review D.*, 55, 1851, (4-15).
- Cognola, G., Elizalde, E., Nojiri, S., Odintsov S.D, Zerbini S., 2005, One-loop $f(R)$ gravity in de Sitter Universe, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 0502, (010).

- Copeland, E.J., Garosui, M.R., Sami, M., Tsujikawa, S., 2005, What is needed of a tachyon if it is to be the dark energy ?, *Physical Review D*, 71, 043003, (4-15).
- Copeland, E. J., Sami, M., Tsujikawa, S., 2006, Dynamics of Dark Energy, *International Journal of Modern Physics D*, 15, 1753, (11).
- Corasaniti, P.S., Kunz, M., Parkinson, D., Copeland, E.J., Bassett, B.A., 2004, Foundations of observing dark energy dynamics with the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, *Physical Review D*, 70, 083006, (8-15).
- Cybrut, R., Fields, H., B, Olive, K.A, 2003, An update on the big bang nucleosynthesis prediction for ${}^7\text{Li}$: the problem worsens, *Physics Letters B*, 567, 227, (012).
- Damour, T., Piazza, F., Veneziano, G., 2002, Runaway dilaton and equivalence principle violations, *Physics Review Letters*, 89, 081601, (8-19).
- De Sitter, W., 1917b, On Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 78, (3-28).
- Degrasse, N., Goldsmith, D., 2004, W. W. Norton Company, *Origins: Fourteen Billion Years of Cosmic Evolution*, ISBN: 0393350398.
- Edmund, J., Copeland, Sami, M., Tsujikawa, S., 2006, Dynamics of Dark Energy, *International Journal of Modern Physics D* 15, 1753, (11).
- Eisenstein, D.J., Hu, W., Silk, J., Szalay, A.S., 1998, Can Baryonic Features Produce the Observed 100 h⁻¹ Mpc Clustering, *Astrophysics Journal*, 494, L1, (1).
- Einstein, A., 1917, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys.-Math. Klasse VI*, 142.
- Eisenstein, D.J., [SDSS Collaboration], 2005, Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies, *Astrophysics Journal*, 633, (560-574).
- Elizalde, E., Nojiri, S., Saez-Gomez, D., Faraoni, V., 2008, Reconstructing the universe history, from inflation to acceleration, with phantom and canonical scalar fields, 2008, *Physics Review D*, 77, 106005, (10-15).
- Ellis, G.F.R., Stoeger, W., 1987, The 'fitting problem' in cosmology, *Classical Quantum Gravity*, 4, 1697, (6).
- Faraoni, V., Nadeau, S., 2005, Stability of modified gravity models, *Physical Review D*, 72, 124005, (12-15).
- Farooq, M.O., 2013, *Observational Constraints On Dark Energy Cosmological Model Parameters*, Thesis (PhD), Kansas State University.
- Feng, B., Wang, X.L., Zhang, X.M., 2005, Dark energy constraints from the cosmic age and supernova, *Physics Letters B*, 607, (35-41).

- Fujii, Y., 1982, Origin of the gravitational constant and particle masses in a scale-invariant scalar-tensor theory, *Physical Review D*, 26, 2580, (10-15).
- Fujii, Y., Nishioka, T., 1990, Model of a decaying cosmological constant, *Physical Review D*, 42, 361, (2-15).
- Ford, L.H., 1987, Cosmological-constant damping by unstable scalar fields, *Physical Review D*, 35, 2339, (8-15).
- Freedman, W.L., Madore, B.F., Gibson, B.K., Ferrarese, L., Kelson, D.D., Shoko, S., Mould, J.R., Kennicutt, R.C.J.R., Ford, H.C., Graham, J.A., Huchra, J.P., Hughes, S.M. G., Illingworth, G.D., Macri, M.L., Stetson, P.B., 2001, Final results from the Hubble Space Telescope key project to measure the Hubble constant, *Astrophysics Journal*, 553, 47, (1).
- Friedmann, A., 1922, On the curvature of space, *Zeitschrift für Physik*, 10, (377-386).
- Frieman, J., Hill C., Stebbins A. ve Waga I., 1995, Cosmology with Ultra-light Pseudo-Nambu-Goldstone Bosons, *Physical Review Letters*, 75, (2077-2080).
- Frieman, J.A., Turner, M.S., Huterer, D., 2008, Dark Energy and the Accelerating Universe, *Annual Review Astronomy and Astrophysics*, 46, (385-432).
- Gamow, G., 1946, Expanding Universe and Origin of Elements, *Physical Review*, 70, 572, (7-8).
- Garriga, J., Mukhanov, V., 1999, Perturbations in k-Inflation, *Physics Letters B*, 458, (219-225).
- Gasperini, M., Piazza, F., Veneziano, G., 2002, Quintessence as a runaway dilaton, *Physical Review D*, 65, 023508, (2-15).
- Gong, Y.G., 2005, Model-independent analysis of dark energy: süpernova fitting result, *Classical Quantum Gravity*, 22, 2121, (11).
- Gruppus, A., Finelli, F., 2006, Analytic results for a flat universe dominated by dust and dark energy, *Physical Review D*, 73, 023512, (2-15).
- Guth, A.H, 1997, *The Inflationary Universe: The Quest for a New Theory of Cosmic Origins*, Reading, MA Addison-Wesley, ISBN: 0201149427.
- Haiman, Z., Mohr, J.J., Holder, G.P., 2000, Constraints on cosmological parameters from future galaxy cluster surveys, *Astrophysical Journal*, 553, 545, (2).
- Hannestad, S., Mortsell, E., 2002, Probing the dark side: Constraints on the dark energy equation of state from CMB, large scale structure, and type Ia supernovae, *Physical Review D*, 66, 063508, (6-15).
- Hansen, B.M.S., Brewer, J., Fahlman, G.G., Gibson, B.K., Ibata, R., Limongi, R., Rich, M.R., Richer, H.B., Shara, M.M., Stetson, P.B., 2002, The White dwarf cooling

- sequence of the Globular Cluster Messier 4*, *Astrophysical Journal*, 574, L155, (2).
- Hoyle, F., Narlikar, J.V., 1964, A new theory of gravitation, *Proceedings of Royal Society A*, 282, 191, (1389).
- Hubble, E., 1929, A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae, *Proceedings of National Academy of Sciences U.S.A.*, 15, (168-173).
- Isaksson, M., 2011, *Aspects Of Spatially Homogeneous and Isotropic Cosmology*, Degree of Bachelor, Karlstads Universitet.
- Jackiw, R., 2000, A particle field theorist's lectures on supersymmetric, non-Abelian fluid mechanics and D-branes, *MIT Center of Theoretical Physics*, #3000.
- Jassal H. K., Bagla J. S. ve Padmanabhan T., 2005, Observational constraints on low redshift evolution of dark energy: How consistent are different observations?, *Physical Review D*, 72, 103503, (10-15).
- Jamil, M., Saridakis, E.N., 2010, New agegraphic dark energy in Horava-Lifshitz Cosmology, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010, (028).
- Jimenez, R., Thejll, P., Jorgensen, Macdonald, J., Pagel, B., 1996, Ages of globular clusters: a new approach, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 282, (926-942).
- Jimenez, J.B., Maroto, A.L., 2009, Cosmological electromagnetic fields and dark energy, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 03, 2009, (016).
- Kamenshchik, A.Y., Moschella, U., Pasquier, V., 2001, An alternative to quintessence, *Physics Letters B*, 511, (265-268).
- Kirkman, D., 2003, The cosmological baryon density from the deuterium-t0-hydrogen ratio in QSO absorption systems: D/H toward Q1243+ 3047, *Journal of Applied Physics*, 149, (1).
- Kluson, J., 2000, Proposal for non-Bogomol'nyi-Prasad-Sommerfield D-brane action, *Physics Review D*, 62, 126003, (12-15).
- Kurek, A., Hrycyna, O., Szydowski M., 2010, From model dynamics to oscillating dark energy parametrisation, *Physics Letters B*, 690, (337-345).
- Kuzmin, V., Rubakov, V., Shaposhnikov, M., 1985, On anomalous electroweak baryon-number non-conservation in the early universe, *Physics Letters B*, 155, (36-42).
- Lehners, J.L, Steinhardt, P.J., Turok N., 2009, The Return of the Phoenix Universe, *International Journal of Modern Physics D*, 18, 2231, (14).

- Lemaitre, G., 1927, A Homogeneous Universe of Constant Mass and Increasing Radius, Accounting for the Radial Velocity of Extra-Galactic Nebulae, *Annales Socie'te' Scientifique de Bruxelles A*, (47-49).
- Leon, G., Saridakis, E.N., 2010, Phantom dark energy with varying-mass dark matter particles: Acceleration and cosmic coincidence problem, *Physics Letters B*, 693, (1-10).
- Li, M., Li, D. X, Wang S., Wang, Y., 2011, Dark Energy, *Communication of Theoretical Physics*, 56, (525).
- Liddle, A.R., Scherrer, R.J., 1998, Classification of scalar field potentials with cosmological scaling solutions, *Physical Review D*, 59, 023509, (2-15).
- Liddle, A., Lyth, D.H., 2000, *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*, Cambridge University Press, ISBN: 0-521-66022-X.
- Linder, E. V., 2003, Exploring the Expansion History of the Universe, *Physical Review Letters*, 90, 091301, (7-9).
- Ma, J. Z., Zhang X., 2011, Probing the dynamics of dark energy with novel parametrizations, *Physics Letters B*, 699, (233-238).
- Melchiori, A., Mersini-Houghton, L., Odman, C. J., Trodden, M., 2003, The state of the dark energy equation of state, *Physical Review D*, 68, 043509, (4-15).
- McInnes, B., 2002, The dS/CFT Correspondence and the Big Smash, *Journal of High Energy Physics*, 0208, (029).
- Meng, X., Wang, P., 2004, Palatini formulation of modified gravity with $\ln R$ terms, *Physics Letters B*, 584, (1-7).
- Narlikar, J.V., Padmanabhan, T., 1985, Creation-field cosmology: A possible solution to singularity, horizon and the flatness problems, *Physical Review D*, 32, 1928, (8-15).
- Netterfield, C.B., 2002, A measurement by boomerang of multiple peaks in the angular power spectrum of the cosmic microwave background, *Astrophysical Journal*, 571, 604-614, (2).
- Nojiri, S., Odintsov, S.D., 2003, Modified gravity with negative and positive powers of curvature: Unification of inflation and cosmic acceleration, *Physical Review D*, 68, 123512, (12-15).
- Nojiri, S., Odintsov, S.D., 2003, Quantum de Sitter cosmology and phantom matter, *Physics Letters B*, 562, (147-152).
- Nojiri, S., Odintsov, S.D., 2004, Final state and thermodynamics of a dark energy universe, *Physical Review D*, 70, 103522, (10-15).

- Nojiri, S., Odintsov, S.D., 2005, Inhomogeneous equation of state of the universe: Phantom era, future singularity and crossing the phantom barrier, *Physical Review D*, 72, 023003, (2-15).
- Nojiri, S., Odintsov, S.D., Tsujikawa, S., 2005, Properties of singularities in the (phantom) dark energy universe, *Physical Review D*, 063004, 71, (6-15).
- Nojiri, S., Odintsov, S.D., 2006, Unifying phantom inflation with late-time acceleration: scalar phantom–non-phantom transition model and generalized holographic dark energy, *General Relativity and Gravitation*, 38, 8, (1285-1304).
- Nojiri, S., Odintsov, S. D., 2006, The Oscillating Dark Energy: Future Singularity and Coincidence Problem, *Physics Letters B*, 637, (139-148).
- Nojiri, S., Odintsov, S.D., 2007, Introduction to Modified Gravity and Gravitational Alternative for Dark Energy, *International Journal of Geometric Methods in Modern Physics*, 04, 115, (01).
- Norton, J., 1984, *Historical studies in the physical sciences*, 14, (253-315).
- Onemli, V.K., Woodard, R.P., 2004, Quantum effects can render $w < -1$ on cosmological scales, *Physical Review D*, 70, 107301, (10-15).
- Olive, K.A., Steigman, G., Walker, T.P., 2000, Primordial nucleosynthesis: Theory and observations, *Physical Reports*, 333, (389-407).
- Ohta, N., 2003, Accelerating cosmologies from spacelike branes, *Physics Letters B*, 558, 213, (6-8).
- Özemre, A.Y., 1981, *Teorik Fizik Dersleri: Kozmolojiye Giriş*, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Yayınları, No:161.
- Özemre, A.Y., 1982, *Teorik Fizik Dersleri: Gravitasyonun Rölativist Teorileri*, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Yayınları, No:168.
- Padmanabhan, T., 2006, Advanced Topics in Cosmology: A Pedagogical Introduction, *AIP Conference Proceeding*, 843, (111-166).
- Page, L., Nolta, M.R., Barnes, C., Bennett, C.L., Halpern, M., Hinshaw, M.R., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S.S., Peiris, H.V., Spergel, D.N., Tucker, G.S., Wollack, E., Wright, E.L., 2003, First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Interpretation of the TT and TE Angular Power Spectrum Peaks, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 148, 233, (1).
- Peebles, P. J. Ve B. Ratra, 2003, The cosmological constant and dark energy, *Review of Modern Physics*, 75, 559, (2).
- Peebles, P.J., 1993, *Principles of Physical Cosmology*, Princeton University Press, ISBN: 0-691-07428-3.

- Penzias, A.A., Wilson, R. W., 1965, A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s, *Astrophysical Journal*, 142, (419-421).
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R.A., Nugent, P., Casto, P.G., Deustua, S., Fabbro, S., Goobar, A., Groom, D.E., Hook, I.M., Kim, A.G., Kim, M.Y., Lee, J.C., Nunes, N.J., Pain, R., Pennypacker, C.R., Quimby, R., Lidman, C., Ellis, R.S., Irwin, M., McMahon, R.G., Ruiz-Lapuente, P., Walton, N., Schaefer, B., Boyle, J., Filippenko, A.V., Matheson, T., Fruchter, A.S., Panagia, N., Newberg, H.J.M., Couch, W.J., The Supernova Cosmology Project, 1999, Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae, *Astrophysical Journal*, 517, 565, (2).
- Ratra, B., Peebles, J., 1988, Cosmological consequences of a Rolling homogeneous scalar field, *Physical Review D*, 37, 3406, (12-15).
- Refreiger, A., 2003, Weak gravitational lensing by large-scale structure, *Annual Review Astronomy and Astrophysics*, 41, (645-668).
- Rees, M.J., Sciama, D.W., 1968, Large-scale density inhomogeneities in the Universe, *Nature*, 217, (511-516).
- Richer, H.B., Brewer, J., Fahlman, G.G., Gibson, B.K., Hansen, B.M., Ibata, R., Kalirai, J.S., Limongi, M., Rich, M.R., Saviane, I., Shara, M.M., Stetson, P.B., 2002, The lower Main Sequence and Mass Function of the Globular Cluster Messier 4*, *Astrophysical Journal*, 574, L151, (2).
- Riess, A.G., Filippenko, A.V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgur, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B.P., Schommer, R.A., Smith, R.C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N.B., Tonry J., 1998, Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant, *Astrophysical Journal*, 116, (1009-1038).
- Robertson, H.P., 1928, On Relativistic Cosmology, *Philosophical Magazine*, 5, 835, (31).
- Roy, S., 2003, Accelerating cosmologies from M/string theory compactifications, *Physics Letters B*, 567, (322-329).
- Saez-Gomez, D., 2009, Oscillating Universe From An Inhomogeneous From An Inhomogeneous Equation Of State And Coupled Dark Energy, *Gravitation and Cosmology*, 15, (134-140).
- Sahni, V., Starobinsky, A.A., 2000, The Case for a Positive Cosmological Lambda-term, *International Journal of Modern Physics D*, 9, 373, (04).
- Sami, M., Toporensky, A., 2004, Phantom Field and the Fate of the Universe, *Modern Physics Letters A*, 19, 1509, (20).
- Sandage, A., 1962, *Astrophysical Journal*, 136, (319).

- Sen, A., 2002, Rolling Tachyon, *Journal of High Energy Physics*, 0204, 2002, (048).
- Seljak, U., Makarov, A., Mcdonalds, P., Anderson, S.F., Bahcall, N.A., Brinkmann, J., Burles, S., Cen, R., Doi, M., Gunn, J.E., Ivezić, Z., Kent, S., Loveday, J., Lupton, R.H., Munn, J.A., Nichol, R.C., Ostriker, J.P., Schlegel, D.J., Schneider, D.P., Tegmark, M., Berk, D.E.V., Weinberg D.H., York D.G., 2005, Cosmological parameters analysis including SDSS Ly α forest and galaxy bias: constraints the primordial spectrum of fluctuations, neutrino mass and dark energy, *Physical Review D*, 71, 103515, (10-15).
- Seo, H.J., Eisenstein, D.J., 2003, Probing dark energy with baryonic acoustic oscillations from future large galaxy redshift surveys, *Astrophysical Journal*, 598, 720, (2).
- Slipher, V.M., 1917, Nebulae, *Proceedings of the American Philosophical Society*, 56, (403-409).
- Smoot, G.F., Bennett, C.L., Kogut, A., Wright, E.L., Aymon, J., Boggess, N.W., Cheng, E.S., Amici, D.G., Gulkis, S., Hauser, M.G., Hinshaw, G., Jackson, P.D., Jansen, M., Kaita, E., Kelsall, T., Keegstra, P., Lineweaver, C., Loewenstein, K., Lubin, P., Mather, J., Meyer, S.S., Moseley, S.H., Murdock, T., Rokke, L., Silverberg, R.F., Tenorio, L., Weiss, R., Wilkinson, D.T., 1992, Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps, *Astrophysical Journal*, 396(1), (L1-L5).
- Spergel, D.N., Netterfield, C.B., Ade, P.A.R., Bock, J.J., Bond J.R., Borrill, J., Boscaleri, A., Coble, K., Contaldi, C.R., Crill, B.P., De Bernardis, P., Farese, P., Ganga, K., Giacometti, M., Hivon, E., Hristov V.V., Iacoangeli, A., Jaffe, A. H., Jones W.C., Lange, A.E., Martinis, L., Masi S., Mason, P., Mauskopf, P.D., Melchiorri A., Montroy, T., Pascale, E., Piacentini, F., Pogosyan, D., Pongetti, F., Prunet, S., Romeo, G., Ruhl, J. E., Scaramuzzi, F., 2003, First-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: determination of cosmological parameters, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 148, 175-194, (1).
- Spergel, D.N., [WMAP Collaboration], 2007, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Y 408, (170-377).
- Stefancic, H., 2005, Expansion around the vacuum equation of state: Sudden future singularities and asymptotic behavior, *Physical Review D*, 71, 084024, (8-15).
- Tegmark, M., 2004, Cosmological parameters SDSS and WMAP, [SDSS Collaboration], *Physical Review D*, 69, 103501, (10-15).
- Toussaint, D., Treiman, S.B., Wilczek, F., Zee, A., 1979, Matter-antimatter accounting, thermodynamics and black-hole radiation, *Physical Review D*, 19, 1036, (4-15).
- Townsend, P.K., Wohlfarth, M.N.R., 2003, Accelerating cosmologies from compactification, *Physics Review Letters*, 91, 061302, (6-8).

- Turner M. S. ve White M., 1997, CDM models with a smooth component, *Physical Review D*, 56, R4439(R), (8-15).
- Weinberg, S., 1972, Gravitation and Cosmology: Principle and applications of general theory of relativity, *John Wiley and Sons*, (448).
- Weinberg, S., 1979, Baryon-and lepton-nonconserving processes, *Physical Review Letters*, 42, 850, (19-21).
- Weinberg, S., 1989, The cosmological constant problem, *Review of Modern Physics*, 61, (1).
- Weinberg, S., 2000, Curvature dependence of peaks in the cosmic microwave background distribution, *Physical Review D*, 62, 127302, (12-15).
- Werlang, T., Ribeiro, G.A.P., Rigolin, G., 2013, Interplay Between Quantum Phase Transitions and the Behaviour of Quantum Correlations at the Finite Temperatures, *International of Journal Modern Physics B*, 27, 1345032, (01-03).
- Wetterich, C., 1988, Cosmology and the fate of dilatation symmetry, *Nuclear Physics B.*, 302, (668-696).
- Wetterich C., 2004, Phenomenological parametrization of quintessence, *Physics Letters B*, 594, (17-22).
- Yurov, A.V., Astashenok, A.V., Diaz, P.F.G, 2008, Astronomical Bounds On a Future Big Freeze Singularity, *Gravitation and Cosmology*, 14, (205-212).
- Zel'dovich, Y.B, 1968, The cosmological constant and the theory of elementary particles, *Soviet Physics Uspekhi*, 11, 381, (3).
- Zlatev, I, Wang, L. ve Steinhardt, P. J., 1999, Quintessence, Cosmic Coincidence and the Cosmological Constant, *Physical Review Letters*, 82, 896, (1-5).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Nilay Bostan
Uyruğu	T.C.
Doğum tarihi, Yeri	02/07/1990
E-mail	nilaybostan90@gmail.com

Eğitim

Derece	Kurum/Anabilim Dalı/Programı	Yılı
Yüksek Lisans	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü/ Fizik Anabilim Dalı/ Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı	2015
Lisans	İ.Ü. Fizik Bölümü	2013
Lise	MEV Özel İstanbul Lisesi	2007

Makaleler / Bildiriler

31. TFD ULUSLARARASI FİZİK KONGRESİ-Temmuz/2014-BODRUM: ENTROPY IN GAUSS-BONNET BRANEWORLDS WITH OSCILLATING HUBBLE PARAMETER-SÖZLÜ SUNUM

Bostan, N., Aydiner E., 2015, Damped Oscillating Dark Energy: Ideal Fluid and Scalar-Tensor description, arXiv: [gr-qc] / 1504.01509v1.

Bostan, N., Aydiner E., 2015, The dynamics of universe for exponential decaying dark energy, arXiv: [gr-qc] / 1503.07800v1.