



T.C.

ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ



**GRAVİTASYON TERİMİ G 'NİN VE KOZMOLOJİK TERİM Λ 'NIN
ZAMANLA DEĞİŞTİĞİ BAZI KOZMOLOJİK MODELLER**

Ebru ŞENGÜL UYSAL

Fizik Anabilim Dalı

ÇANAKKALE

T.C.
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
DOKTORA TEZİ

**GRAVİTASYON TERİMİ G 'NİN VE KOZMOLOJİK TERİM Λ 'NİN
ZAMANLA DEĞİŞTİĞİ BAZI KOZMOLOJİK MODELLER**

Ebru ŞENGÜL UYSAL

Fizik Anabilim Dalı

Tezin Sunulduğu Tarih: 30/06/2017

Tez Danışmanı:

Prof. Dr. İsmail TARHAN

ÇANAKKALE

TEZ SINAVI SONUÇ FORMU

Ebru ŞENGÜL UYSAL tarafından Prof. Dr. İsmail TARHAN yönetiminde hazırlanan ve **30/06/2017** tarihinde aşağıdaki jüri karşısında sunulan “**Gravitasyon Terimi G’nin ve Kozmolojik Terim Λ ’nın Zamanla Değıtiğı Bazı Kozmolojik Modeller**” başlıklı çalışma, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**’nda **DOKTORA TEZİ** olarak oybirliğı/oyçokluğı ile kabul edilmiştir.

JÜRİ

Prof. Dr. İsmail TARHAN

.....

Başkan

Yrd. Doç. Dr. Melis ULU DOĞRU

.....

Üye

Yrd. Doç. Dr. Can AKTAŐ

.....

Üye

Yrd. Doç. Dr. Özlem KOCAHAN YILMAZ

.....

Üye

Yrd. Doç. Dr. Necati KAYA

.....

Üye

Prof. Dr. Levent GENÇ

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

Sıra No:.....

İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI



Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik etik kurallara uyularak tarafımdan elde edildiğini, tez içinde yer alan ancak bu çalışmaya özgü olmayan tüm sonuç ve bilgileri tezde kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

Ebru ŞENGÜL UYSAL

TEŞEKKÜR

Bu tezin gerçekleŐmesinde, çalıŐmam boyunca benden bir an olsun yardımını esirgemeyen hocam Prof. Dr. İsmail TARHAN'a, değerli önerileriyle ve iŐlemlerimin kontrolünde bana yardımcı olan Yrd. Doç. Dr. Melis ULU DOğRU ve Yrd. Doç. Dr. Can AKTAŐ'a, çalıŐmam süresince tüm zorlukları benimle göğüsleyen eŐim Ali Egemen UYSAL'a, annem Gülüstan ŞENGÜL'e, desteğini her daim yüreğimde hissettiğim babam Mehmet ŞENGÜL'e ve hayatımın her evresinde bana destek olan değerli AİLEME sonsuz teŐekkürlerimi sunarım.

Ebru ŞENGÜL UYSAL
anakkale, Haziran 2017

SİMGELER VE KISALTMALAR

| | |
|-------------|---|
| G | Gravitasyon terimi |
| Λ | Kozmolojik terim |
| g | g_{ik} metrik potansiyellerinin determinanı |
| A, B, C | Metrik potansiyel |
| T_{ik} | Enerji momentum tensörü |
| ρ | Sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu |
| ρ_p | Sicimlere iliştilirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu |
| λ | Sicim gerilim enerji yoğunluğu |
| u^i | Dörtlü hız vektörü |
| x^i | Sicim bulutunun yönünü gösteren dörtlü vektör |
| \dot{u}^i | Dörtlü ivme vektörü |
| Ω^2 | Rotasyon tensörünün karesi |
| R_{ik} | Ricci tensörü |
| R | Ricci skaleri |
| V | Hacim |
| θ | Genişleme skaleri |
| σ^2 | Shear skaleri |
| g_{ik} | Metrik tensör |
| H | Hubble parametresi |
| q | Frenleme parametresi |
| \bar{A} | Ortalama anizotropi parametresi |
| “,” | Kısmi türev |
| “;” | Kovaryant türev |

ÖZET

GRAVİTASYON TERİMİ G 'NİN VE KOZMOLOJİK TERİM Λ 'NİN ZAMANLA DEĞİŞTİĞİ BAZI KOZMOLOJİK MODELLER

Ebru ŞENGÜL UYSAL

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Doktora Tezi

Danışman: Prof. Dr. İsmail TARHAN

30/06/2017, 43

Bu çalışmada öncelikle gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ 'nın kozmolojideki öneminden, kozmik sicimlerin kozmolojik özelliklerinden ve etkilerinden bahsedildi.

Gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ 'nın zamanla değiştiği durum için Einstein alan denklemlerinin Marder metriğinde sicim bulutu için çözümü elde edildi. Çözüm bulunurken evrenin genişleme skaleri θ ile shear tensörünün σ_1^1 bileşeniyle orantısından ve $H = kV^{-\frac{n}{3}}$ olacak şekilde Hubble parametresiyle hacim arasındaki bağıntıdan yararlanıldı. Model için elde edilen çözümlerin fiziksel, kinematik ve matematiksel özelliklerinin tartışılması hedeflendi.

$n > 0$ ve $n = 0$ durumları için G , Λ , ρ ve λ , zamana bağlı ifadeler olarak bulundu. Elde edilen çözümlerin fiziksel özellikleri incelendi.

Anahtar sözcükler: Gravitasyon Terimi G , Kozmolojik Terim Λ , Marder Metriği, Sicim Bulutu

ABSTRACT

SOME COSMOLOGICAL MODELS WITH TIME VARYING GRAVITATION TERM G AND COSMOLOGICAL TERM Λ

Ebru ŞENGÜL UYSAL

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Doctoral Thesis in Department of Physics

Advisor: Prof. Dr. İsmail TARHAN

30/06/2017, 43

In this study, first of all, the gravitation term G and cosmological term Λ were mentioned in cosmology, cosmological properties and effects of cosmic strings.

For the case where the gravitation term G and the cosmological term Λ change with time, the solution for the string cloud in the Marder metric of the Einstein field equations is obtained. The solution was based on the relation between the expansion scale of the universe θ , the proportion of the shear tensor with the σ_1^1 component, and the relation between the Hubble parameter and the volume as $H = kV^{-\frac{n}{3}}$. It was aimed to discuss the physical, kinematic and mathematical properties of the solutions obtained for the model.

For $n > 0$ and $n = 0$ states G , Λ , ρ and λ were found to be time dependent. The physical properties of the obtained solutions were studied.

Keywords: Gravitation Term G , Cosmological Term Λ , Marder's Metric, String Cloud

İÇİNDEKİLER

| | Sayfa No |
|--|----------|
| TEZ SINAVI SONUÇ FORMU | ii |
| İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI..... | iii |
| TEŞEKKÜR..... | iv |
| SİMGELER VE KISALTMALAR | v |
| ÖZET | vi |
| ABSTRACT..... | vii |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | ix |
| ÇİZELGELER DİZİNİ..... | x |
| BÖLÜM 1 | |
| GİRİŞ | 1 |
| BÖLÜM 2 | |
| ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR | 5 |
| BÖLÜM 3 | |
| MATERYAL VE METOT | 8 |
| 3.1. Einstein Alan Denklemleri ve Kozmik Sicim Bulutu İçin Enerji Momentum Tensörü | 8 |
| BÖLÜM 4 | |
| ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA | 12 |
| 4.1. Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Alan Denklemleri ve Çözümü... 12 | |
| 4.1.1 Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Kuvvet Yasası Şeklinde Olduğu Durum..... | 16 |
| 4.1.2 Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Kuvvet Yasası Şeklinde Olduğu Durumda Uzay Zamanın Kinematik Nicelikleri | 19 |
| 4.1.3 Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Üstel Form Şeklinde Olduğu Durum..... | 20 |
| 4.1.4 Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Üstel Form Şeklinde Olduğu Durumda Uzay Zamanın Kinematik Nicelikleri | 23 |
| BÖLÜM 5 | |
| SONUÇ VE ÖNERİLER..... | 25 |
| 5.1. Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Kuvvet Yasası Şeklinde Olduğu Durumda Yorum ve Sonuçlar | 27 |
| 5.2. Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Üstel Form Şeklinde Olduğu Durumda Yorum ve Sonuçlar | 35 |
| KAYNAKLAR | 41 |
| ÖZGEÇMİŞ | I |

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

| | |
|---|----|
| Şekil 5.1. Metrik potansiyellerin zamanla değişim grafiği (n=2, k=2, $c_1=0$, $c_3=1$ ve $c_4=1$) | 27 |
| Şekil 5.2. Metrik potansiyellerin zamanla değişim grafiği (n=0,5, k=2, $c_1=1$, $c_3=1$ ve $c_4=1$) | 28 |
| Şekil 5.3. Kozmolojik terimin zamanla değişim grafiği (k=2, $c_1=1$ ve $c_3=1$)..... | 28 |
| Şekil 5.4. Sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğunun zamanla değişim grafiği (k=2, $c_1=1$, $c_3=1$ ve $c_5=1$) | 30 |
| Şekil 5.5. Sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere ilişitirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin zamanla değişim grafiği (n=2, k=2, $c_1=1$, $c_3=1$ ve $c_5=1$).. | 31 |
| Şekil 5.6. Sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere ilişitirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin zamanla değişim grafiği (n=0,5, k=2, $c_1=1$, $c_3=1$ ve $c_5=1$) | 32 |
| Şekil 5.7. Gravitasyon teriminin zamanla değişim grafiği (k=2, $c_1=1$, $c_3=1$ ve $c_5=1$) | 34 |
| Şekil 5.8. Metrik potansiyellerin zamanla değişim grafiği (n=0, k=2, $c_1=1$, $c_6=1$ ve $c_7=1$) | 36 |
| Şekil 5.9. Kozmolojik terimin zamanla değişim grafiği (n=0, k=2, $c_1=1$ ve $c_6=1$) | 36 |
| Şekil 5.10. Sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğunun zamanla değişim grafiği (n=0, k=2, $c_1=1$, $c_6=1$ ve $c_8=1$)..... | 37 |
| Şekil 5.11. Sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere ilişitirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin zamanla değişim grafiği (n=0, k=2, $c_1=1$, $c_6=1$ ve $c_8=1$)... | 38 |
| Şekil 5.12. Gravitasyon teriminin zamanla değişim grafiği (n=0, k=2, $c_1=1$, $c_6=1$ ve $c_8=1$) | 40 |

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

| | |
|---|----|
| Çizelge 5.1. n , k , c_1 ve c_3 sabitlerinin bazı değerleri için kozmolojik terim Λ 'nın aldığı değerler çizelgesi | 29 |
| Çizelge 5.2. n , k , c_1 , c_3 ve c_5 sabitlerinin bazı değerleri için sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu ρ 'nun aldığı değerler çizelgesi..... | 30 |
| Çizelge 5.3. n , k , c_1 , c_3 ve c_5 sabitlerinin bazı değerleri için sicim gerilim enerji yoğunluğu λ 'nın aldığı değerler çizelgesi..... | 32 |
| Çizelge 5.4. n , k , c_1 , c_3 ve c_5 sabitlerinin değerleri için sicimlere iliştilirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin aldığı değerler çizelgesi..... | 33 |
| Çizelge 5.5. n , k , c_1 , c_3 ve c_5 sabitlerinin bazı değerleri için gravitasyon terimi G 'nin aldığı değerler çizelgesi | 34 |
| Çizelge 5.6. n , k , c_1 ve c_6 sabitlerinin bazı değerleri için kozmolojik terim Λ 'nın aldığı değerler çizelgesi | 37 |
| Çizelge 5.7. n , k , c_1 , c_6 ve c_8 sabitlerinin bazı değerleri için sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu ρ 'nun aldığı değerler çizelgesi..... | 38 |
| Çizelge 5.8. n , k , c_1 , c_6 ve c_8 sabitlerinin bazı değerleri için sicim gerilim enerji yoğunluğu λ 'nin aldığı değerler çizelgesi | 39 |
| Çizelge 5.9. n , k , c_1 , c_6 ve c_8 sabitlerinin bazı değerleri için sicimlere iliştilirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin aldığı değerler çizelgesi..... | 39 |
| Çizelge 5.10. n , k , c_1 , c_6 ve c_8 sabitlerinin bazı değerleri için gravitasyon terimi G 'nin aldığı değerler çizelgesi | 40 |

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Evrenin nasıl bir evrim geçirdiği ve evrenin evrelerini araştırmak günümüzde birçok çalışmaya konu olmaktadır. Kozmolojide yapılan çalışmalar, sahip olunan bilgiler, gözlemler ve deneyimler sonucu bir evren modeli oluşturulmaya çalışılmıştır. Oluşturulan kozmolojik modellerin temel özelliği de uzay zamandaki madde dağılımının uzay zamanın geometrisini nasıl şekillendirdiğini ortaya koymaktır. Bunun için de Einstein alan denklemlerinden yararlanır. Yüksek hız ve büyük kütlelerde geçerli olan uzay zamanın geometrisi ile enerji ve momentum dağılımını ilişkilendiren Einstein alan denklemlerinde, gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ olmak üzere iki parametre vardır. Son yıllarda her iki parametrenin zamanla değiştiği durumda denklem formlarının nasıl olacağı ve geometri ile madde arasında bu parametrelerin nasıl bir rol oynadığıyla ilgili çalışmalara ilgi artmıştır (Kılınç, 2004). Gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ 'yı içeren ve bunların zamanla değiştiği kozmolojilerle ilgili birçok araştırma yapılmıştır. Fakat gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ 'nın ikisinin de zamanla değiştiği kozmolojik modellerle ilgili çalışmalar azdır. Bu çalışma, bu alandaki çalışmalara katkı niteliğinde hazırlanmıştır. Bu çalışmada kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G 'nin zamanla değiştiği durum için metrik olarak Marder metriği ele alındı. Bu uzay zaman metriği anizotrop ve homojen bir uzay zamanı temsil eder (Kılınç, 2004).

Gravitasyon sabiti yaklaşık olarak $6,67 \times 10^{-11} N m^2 kg^{-2}$ değerine sahiptir (Parks ve Faller, 2010). Bu değer fiziksel sabit olarak hesaplamalara katılır. Newton'un evrensel kütle çekim yasasında bu sabit vardır. Ayrıca Einstein'ın genel görelilik kuramında kullanılmıştır. Gravitasyon sabiti G , Einstein alan denklemlerinde geometri ve madde arasında önemli rol oynar (Baysal ve Yılmaz, 2007).

Kozmolojik sabit, boş uzayın enerji yoğunluğunu gösterir ve evrende negatif basınç ile vakum enerji yoğunluğu olarak dinamik bir rol alır (Singh ve Tiwari, 2007). 1917 yılında Einstein tarafından ifade edilmiştir. Genel görelilik kuramına göre bir sabit olarak Einstein alan denkleminde yer alır. Evrenin durağan olduğu görüşünün hâkim olduğu zamanlarda Einstein, tahminlerinin bu durağan evren modeline uyması için kozmolojik sabiti denklemlerine eklemiştir. Sonradan 1929 yılında Edwin Hubble yaptığı gözlemler sonucunda, galaksilerin birbirinden uzağa hareket ettiğini yani evrenin genişlediğini buldu. Einstein'ın orijinal denklemleri evrenin genişlediğini göstermektedir. Fakat daha sonra denklemlerini statik bir evren modelini temsil edecek şekilde değiştirmesini hayatının

yanılıgısı olarak belirtmiştir. Durağan evren modeli doğru olmasada Einstein'ın denklemlerinde kullandığı kozmolojik sabit genel görelilik kuramında hala önemli bir yere sahiptir. Kozmolojik sabit kütle çekiminden kaynaklanmamaktadır ve evrenin kendi üzerine çökmesini engellemektedir. Yakın zamanlarda yapılan gözlemler evrenin genişleme hızının arttığını göstermektedir. Sıfırdan farklı kozmolojik sabitin varlığı bu gözlemi desteklemektedir. Süpernova Type Ia gözlemleri genişleyen evrenin aynı zamanda ivmelendiğini göstermektedir. Bu bulgular kozmolojik sabite olan ilginin artmasına ve yeni bir bileşen olarak alan denklemlerinin sağ tarafına eklenmesine neden olmuştur. Evrendeki karanlık enerjiyi açıklamak için kozmolojik sabitten yararlanılmaktadır (Singh ve Tiwari, 2007). Son gözlemler kozmolojik sabitin değerinin $\Lambda \sim 10^{-55} \text{cm}^{-2}$ olduğunu göstermektedir (Baysal ve Yılmaz, 2007). Λ için parçacık fiziğinin tahmininin bu değerden 10^{120} kat daha büyük olduğu görülmektedir (Baysal ve Yılmaz, 2007). Bu beklenilmeyen durum kozmolojik sabit problemi olarak bilinir. Birçok araştırma kozmolojik sabit Λ 'nın zamanla bozulduğunu göstermektedir. Ayrıca $\Lambda \propto a^{-2}$ (Burada a , Robertson-Walker metriğinin skaler çarpanıdır.) bağıntısı vardır (Baysal ve Yılmaz, 2007). Kozmolojik sabit problemi kozmolojide çözülmemiş önemli problemlerden biridir ve kozmolojik sabit içermeyen ifadelerle evrenin yaşını ve oluşum şeklini açıklamak yetersiz kalmaktadır (Kılınç, 2004). Kozmolojik terim Λ 'nın dinamik olarak geliştiği ve sabit olmadığı varsayımı mevcuttur (Singh ve Tiwari, 2007). Evrimleşerek bugünkü değerine ulaştığı düşünülmektedir. Zamanla değişen gravitasyon sabiti G evrende çok sayıda olayda rol oynamakta ve zamanla değişen kozmolojik sabiti de etkilediğiyle ilgili araştırmalar mevcuttur (Singh ve Tiwari, 2007).

Evrende fiziksel işlemlerin oluşu sırasında enerjiye bağlı olarak bazı evre geçişleri meydana gelir (Yavuz ve Tarhan, 1996). Evre geçişleri uzayın simetrisinin bozulmasına ve çeşitli topolojik eksikliklere sebep olmakta ve bu eksiklikler uzayın simetri özelliğine bağlı olarak ortaya çıkmaktadır (Yavuz ve Tarhan, 1996). Örneğin simetri bozulmasında tek boyutlu sicimler oluşmaktadır (Yavuz ve Tarhan, 1996). Son zamanlarda sicim kozmolojisine olan ilgi artmaktadır. Sicimler evrenin ilk safhalarında parçacıklardan önce ortaya çıktıkları ve gravitasyon içerdikleri için oldukça önemlidir (Yavuz ve Tarhan, 1996). Kibble (1976)'e göre ayrıca kozmik sicimler evrenin başlangıcında evre geçişlerinde önemli rollerde bulunmuştur (Pradhan ve Chouhan, 2010). Zeldovich (1980) ve Vilenkin (1981)'e göre evrende galaksi oluşumlarına yol açan yoğunluk dalgalanmalarına neden olması yönüyle birçok çalışmada önemi üzerine vurgulamalar yapılmıştır (Yavuz ve Tarhan, 1996). Kozmik sicimler, erken evrende ortaya çıktığına

inanılan simetri kırılmaları sırasında olduğu düşünölen alanların bir sonucu olarak vakumda görünebilen ve topolojik olarak kararlı yapılardır ve bu yapılar birim uzunluk başına sahip oldukları kütleleri nedeniyle gravitasyonel etkileşime sahiplerdir (Yavuz ve Tarhan, 1996). Bu yönleriyle kozmolojik öneme sahiplerdir. Vilenkin (1981), Turok ve Schramm (1984), Hogan ve Rees (1984), Hogan (1984), Gott (1984) ve Garfinkle (1985) kozmik sicimlerin gravitasyonel etkilerini araştırmışlardır (Yavuz ve Tarhan, 1996). Brandenberger ve Turok (1986) hesaplamalarda kozmik sicimli modeller kullanarak mikrodalga fon ışınımındaki enerji yoğunluk dalgalanmaları spektrumunu ve anizotropileri hesaplamışlardır (Yavuz ve Tarhan, 1996). Kozmik sicimlerin mikrodalga fon ışınımındaki etkileriyle de ilgili birçok çalışma yapılmıştır (Yavuz ve Tarhan, 1996). Friedman-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) kozmolojisinde evren hemen hemen homojen ve izotropik olarak tanımlanmıştır. Fakat bu model evrenin başlangıcındaki maddeyi tam olarak tanımlayamamaktadır. Kozmik mikrodalga fonda ve evrenin anizotropik kozmolojik modellerindeki gözlemlerinde bazı farklılıklar bulunmuştur (Pradhan ve Chouhan, 2010). Zamanla kozmik mikrodalga fonun araştırılmasıyla kozmik sicimlerin anizotropisi hakkında birçok bilgiye ulaşılmıştır. Moessner (1993) ve Perivolaropoulos (1994) mikrodalga fonda kozmik sicimlerin etkilerinin nasıl olduğunu araştırmışlardır (Yavuz ve Tarhan, 1996). Bazı çalışmalarda mikrodalga fon ışınımı anizotropisinin kozmik sicimlerle bağlantısı ve etkileri incelenmiştir (Yavuz ve Tarhan, 1996). Sicim kozmolojisiyle ilgili manyetik alan çalışmaları da yapılmıştır (Yavuz ve Tarhan, 1996).

Bu çalışmada Einstein alan denklemlerinde gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ 'nın zamanla değiştiği kozmolojik bir model ele alındı. Bu bağlamda, enerji momentum tensörü olarak sicim bulutu ele alındı. İkinci bölümde gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ 'nın zamanla değiştiği kozmolojik modellerle ilgili önceki çalışmalar özetlendi. Üçüncü bölümde kullanılan materyal ve yöntem hakkında bilgi verildi. Dördüncü bölümde Einstein alan denklemlerinin metrik için çözümü bulundu. Sonuçta yedi bilinmeyenli beş denklem sistemi elde edildi. Hubble parametresi ile hacim arasındaki bağıntıdan ve kozmik genişleme θ 'nın shear tensörünün σ_1^1 bileşeniyle olan orantıdan yararlanılarak A , B , C , Λ , ρ , λ ve G 'nin değerleri zamana bağlı fonksiyonlar olarak bulundu. Aynı zamanda Hubble parametresi H , yönsel Hubble parametresi H_i , kozmik genişleme θ , shear skaleri σ^2 , ortalama anizotropi \bar{A} ve frenleme parametresi q ifadeleri bulundu. Burada $n \geq 0$ olduğu durum için A , B , C , Λ , ρ , λ , G , H , θ , σ^2 , \bar{A} ve q değerleri $n > 0$ için ve $n = 0$ için olmak üzere iki durumda değerlendirildi. Beşinci bölümde ise frenleme parametresi q 'nun $q = 1$

ve $q = -0,5$ olduğu durumlar için sabitlere verilen bazı değerlere göre $A, B, C, \Lambda, \rho, \lambda, \rho_p$ ve G ifadelerinin grafikleri çizildi. Sabitlere verilen çeşitli değerlere göre $A, B, C, \Lambda, \rho, \lambda, \rho_p$ ve G 'nin çizelgeleri elde edildi. Elde edilen sonuçlar yorumlandı.



BÖLÜM 2

ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ 'nın zamanla değiştiği kozmolojik modeller için yapılan çalışmaların birkaçını şöyle sıralayabiliriz:

Singh ve ark. (1998), kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G değişkenli bulk viskoz maddenin bulunduğu bir bakıma enerji momentum tensörünün korunduğu, uzaysal düz homojen ve izotropik bir evren için çalışmışlardır. Çalışmalarında kozmolojik terim Λ 'nın zamanın karesiyle ters olarak değiştiğini bulmuşlardır.

Chakraborty ve Roy (2008), kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G değişkenli bulk viskoz maddenin bulunduğu eksensel simetrik Bianchi I, Kantowski Sachs ve Bianchi III uzay zaman modelleri için çalışmışlardır. Enerji momentum tensörünün korunumundan yararlanmışlardır. Kozmolojik terimin zamanın karesiyle ters olarak değiştiğini göstermişlerdir.

Tiwari (2008), kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G 'nin zamanla değiştiği durumda Bianchi I uzay zamanda ideal akışkan için çözüm aramıştır. Kozmolojik terimle Hubble parametresi arasında bir orantı varsayımından yararlanmıştır. Modelin izotropiye yaklaştığını bulmuştur. Kozmolojik terimin asimptotik olarak gerçek kozmolojik sabite yönelme eğiliminde olduğunu göstermiştir. Çalışmasında günümüz evreninin kozmolojik terim şeklindeki kozmolojik yoğunluk ile büyük oranda hızlandığını göstermiştir. Tiwari (2009), bazı Robertson-Walker modelleri için zamana bağlı kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G 'yi içeren enerji momentum tensörü olarak ideal akışkanın alındığı bir kozmolojik modelle çalışmıştır. Kozmolojik terimin Hubble parametresi oranı varsayımından yararlanmışdır. Çalışmasında günümüz evreninin, kozmolojik terim şeklindeki kozmolojik yoğunluk ile büyük bir şekilde hızlandığını göstermiştir.

Arbab (2009) da kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G değişkenli foton enerjili bir modelde çalışmıştır. Kozmolojik sabiti enerji yoğunluğuna bağlı olarak almıştır. Modelde sabitlerin seçilen değer aralıklarında, gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ 'nın hangi durumlarda pozitif ve negatif olduğu incelenmiştir.

Belinchón (2009), Bianchi II simetrik kozmolojik modeli kütleli kozmik sicim için iki bağlamda çalışmıştır. Bunlardan biri standart olan barotropik durum denklemdir. İkincisi kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G 'nin değişken olduğu ihtimalinin araştırılmasıdır. Her iki durumu benzer süreçler altında incelemiştir. Durum denklemlerinin sayısal değerlerini hesaplamıştır. $\omega \in (0,1]$ için kozmolojik terim Λ 'yı

zamanla pozitif azalan bir fonksiyon olarak bulurken, gravitasyon terimi G 'yi zamanla artan bir fonksiyon olarak bulmuştur. $\omega = 0$ durumunda kozmolojik terim Λ 'nın ve gravitasyon terimi G 'nin her ikisinin de tam bir sabit gibi davrandığını göstermiştir.

Tiwari ve ark. (2010), kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G 'nin zamanla değiştiği, beş boyutlu Kaluza-Klein uzay zamanı için ideal akışkanlı model seçmişlerdir. Metrik potansiyel ve durum denklemleri arasındaki ilişkiyi kullanarak evrenin genişlemesini bulmuşlardır. Gravitasyon teriminin $G \sim t^{-(1-\omega)}$ olacak şekilde zamanla azaldığını belirtmişlerdir. Kozmolojik terimdeki değişimi, $\Lambda \sim t^{-2}$, $\Lambda \sim (\dot{R}/R)^2$, $\Lambda \sim \ddot{R}/R$ şeklinde ifade etmişlerdir (Tiwari ve ark., 2010). Bu ifadelerdeki ω durum denkleminin parametresi, R ölçek katsayısıdır.

Singh ve Beesham (2010), kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G 'nin zamanla değiştiği durum için anizotropik Bianchi V tipi uzay zamanda ideal akışkanlı modellerde çalışmışlardır. Parçacığın var olduğu veya olmadığı durumlardaki alan denklemlerinin tam çözümlerini, sabit bir frenleme parametresi varsayımıyla bulmuşlardır. Bulunan frenleme parametresinin sabit değerinin bugünkü evren için olan değeriyle uyumlu olduğunu göstermişlerdir. G değişkeninin, parçacık oluşumunu içermesine gerek olmadığını göstermişlerdir. Genişleme skaleri, anizotropik parametre oranı, shear skaleri gibi önemli parametrelerinin gözlemlenebilir davranışlarını tartışmışlardır.

Ram ve Verma (2010), kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G 'nin zamanla değiştiği bir durum için hiper yüzey ve homojen uzay zaman modeli için madde olarak bulk viskoz akışkan almışlardır. Bulk viskoz akışkanın viskozite katsayısını enerji yoğunluğunun kuvvet fonksiyonu olarak kabul etmişlerdir. Einstein alan denklemlerinin tam çözümünden evren modelinin genişlemesini, shear skalerini ve ivmeli/ivmesiz modelin nasıl temsil edileceğini bulmuşlardır.

Jamil ve Debnath (2011), kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G değişkenli FRW kozmolojilerinde çalışmışlardır. Çözümü, kozmolojik sabitin özel bir formu ile düz bir model için bulmuşlardır. Kozmolojik parametreleri, toz, ışınım ve katı madde durumları için bulmuşlardır.

Yadav ve ark. (2012), uzaysal homojen ve tümüyle anizotropik LRS Bianchi I uzay zamanında kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G değişkenli model için bulk viskoz enerji momentum tensöründe çalışmışlardır. Modelin genişlemesiyle shear tensörünün oranından yararlanmışlardır. Kozmolojik terim Λ 'yı, zamanla azalan fonksiyon olarak bulmuşlardır. Zamanla çok küçük pozitif bir değere ulaştığını göstermişlerdir.

Tripathy ve ark. (2012), kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G değişkenli anizotropik Bianchi III uzay zamanı için shear skalerinin genişleme skalerine oranından yararlanmışlardır. Metrik potansiyeller ve kozmolojik terim Λ için özel bir varsayım olmaksızın anizotropik modelden kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G 'yi elde etmeye çalışmışlardır.

Tade ve Sambhe (2012), kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G değişkenlerini içeren yüksek boyutlu FRW kozmolojisinde çalışmışlardır. Çözümü kozmolojik terimin bazı formları aracılığıyla düz bir model için bulmuşlardır. Kozmolojik terimi ayrıca toz, ışınım ve katı madde durumları için de incelemişlerdir.

Pradhan ve ark. (2014), Pradhan ve ark. (2015) kozmolojik terim Λ ve gravitasyon terimi G 'nin zamanla değiştii durum için Bianchi I tipi uzay zamanda geçişken kozmolojik modellerle çalışmışlardır. Gravitasyon terimi G 'nin evrenin bugünkü evrimi için uygun kuvvetli bir genişlemeyi takip etmesine imkân verdiğini göstermişlerdir. Kozmolojik terim Λ 'yı zamanın azalan fonksiyonu olarak bulmuşlardır ve son zamanlardaki Süpernova Type Ia gözlemlerinin sonuçlarından kanıtlanan bugünkü evredeki küçük pozitif değerine ulaştığını göstermişlerdir.

BÖLÜM 3

MATERYAL VE METOT

3.1. Einstein Alan Denklemleri ve Kozmik Sicim Bulutu İçin Enerji Momentum Tensörü

Kozmolojik modellerin temel özelliği ve önemi, uzay zamandaki madde dağılımının uzay zamanın geometrisini nasıl şekillendirdiğini ortaya koymasındadır. Bunun için temeli 1915'te ortaya atılan Einstein alan denklemlerinden yararlanır. Bu teoriye göre dört boyutlu uzay zamanda maddenin varlığı sonucu uzay zaman eğrilir. Bu durum Riemann geometrisiyle ifade edilir. Riemann uzay zamanında iki nokta arasındaki interval uzay zamanın koordinatlarının sürekli bir fonksiyonu olarak tanımlanan $g_{ik} = g_{ik}(x^1, x^2, x^3, x^4)$ metrik tensörü yardımıyla,

$$ds^2 = g_{ik}(x^j)dx^i dx^k \quad (3.1)$$

olarak tanımlanır (Stephani, 1982).

Sol tarafı evrenin geometrisini sağ tarafı ise bu geometriye eğrilik kazandıran madde dağılımı ile ilgili olan gravitasyon terimi G 'nin ve kozmolojik terim Λ 'nın zamana bağlı olduğu Einstein alan denklemleri

$$R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} = 8\pi G(t)T_{ik} + \Lambda(t)g_{ik} \quad (3.2)$$

şeklinde (Kılınc, 2004). Burada R_{ik} , g_{ik} metrik tensöre bağlı eğrilik tensörü olan Ricci tensörüdür. R eğrilik skaleridir. T_{ik} uzay zamandaki madde dağılımını gösteren enerji momentum tensörüdür.

Einstein alan denklemleri elde edilirken, uzayı tanımlayan ds^2 yay elemanı verildiğinde öncelikle g_{ik} metrik potansiyel tensöründen yararlanılarak Christoffel sembolleri

$$\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2}g^{im} \left(\frac{\partial g_{km}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{ml}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^m} \right) \quad (3.3)$$

ifadesinden hesaplanır (Stephani, 1982). Christoffel sembolleri kullanılarak alan denklemlerinde yer alan Ricci tensörü

$$R_{ik} = R_{ki} = \frac{\partial \Gamma_{ik}^l}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{il}^k}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^l \Gamma_{lm}^m - \Gamma_{il}^m \Gamma_{mk}^l \quad (3.4)$$

denklemleriyle hesaplanır. Ricci skaleri uzay zamanın eğriliğini gösteren Riemann tensörünün indisler üzerinden genişletilmiş halidir. Riemann tensörü $R_{iklm} + R_{imkl} + R_{ilmk} = 0$, $R_{iklm} = R_{kiml} = R_{lmik}$ ve $R_{iklm} = R_{lmik}$ özelliklerini sağlar.

Einstein alan denklemleri, ikinci mertebeden lineer olmayan kısmi diferansiyel denklemler sistemidir. Bu sebeple bu denklemlerin çözümü aranırken bir takım fiziksel ve matematiksel yaklaşımlar yapılır. Denklemin sol tarafına izotropi, homojenlik ve küresel, silindirik simetri gibi özelliklerin biri veya birkaçı eklenir. Alan denklemlerinin sağ tarafına ise viskoz akışkan, skaler alan, toz akışkan, sicim bulutu, sicim akışkan, ısı akışı, elektromanyetik alan, karanlık enerji, karanlık madde, kuark madde, tanyon, domain wall, texture, monopol, ideal olmayan akışkan gibi niceliklerden biri veya birkaçı eklenerek çözüm araştırılır. Bu çalışmada da madde formu olarak kozmik sicim bulutu alınmıştır.

Kozmik sicim bulutu için enerji momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho \mu_i \mu_k - \lambda x_i x_k \quad (3.5)$$

şeklinde (Yavuz ve Tarhan, 1996). Burada ρ , kozmik sicim ve kütleli parçacıklardan oluşan sicim bulutunun toplam durgun enerji yoğunluğudur. $\rho = \rho_p + \lambda$ ifadesini sağlamaktadır. ρ_p sicimlere iliştilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ve λ ise sicimleri karakterize eden gerilim enerji yoğunluğudur. u^i kozmik madde dağılımının dördümlü hız vektörünü göstermektedir. x^i bulut içindeki sicimlerin yönünü, yani anizotropinin yönünü belirleyen vektörü göstermektedir. Komoving koordinat sisteminde modelimiz için

$$u^i u_k = -x^i x_k = -1, u^i x_i = 0 \quad (3.6)$$

ifadesi yazılır. Komoving koordinat sisteminde dördümlü hız vektörü,

$$u^i = \left(0, 0, 0, \frac{1}{\sqrt{-g_{44}}} \right) \quad (3.7)$$

şeklinde ve sicimlerin yönünü x-eksenine paralel alırsak anizotropinin yönünü gösteren uzaysal vektör,

$$x^i = \left(\frac{1}{\sqrt{g_{11}}}, 0, 0, 0 \right) \quad (3.8)$$

şeklinde yazılır.

u^i maddenin dörtlü hız vektörü olmak üzere, metriğin determinanı g , uzaysal hacmi V , ortalama ölçek çarpanı R olmak üzere, Hubble parametresi H , yönsel Hubble parametresi H_i olmak üzere, ele alınan modele ait kinematik niceliklerden evrenin hacimsel genişleme hızını gösteren genişleme skaleri θ , modelin ivmesi \dot{u}_i , shear skaleri σ^2 , modelin rotasyonunun karesi Ω^2 , genişleme hızının yönlere göre farklılığından kaynaklanan ortalama anizotropi \bar{A} , frenleme parametresi q sırasıyla aşağıdaki bağıntılarla elde edilir.

$$g = \det(g_{ik}) \quad (3.9)$$

$$V = R^3 = ABC \quad (3.10)$$

$$H = \frac{\dot{R}}{R} \quad (3.11)$$

$$\theta = u^i_{;i} \quad (3.12)$$

$$\dot{u}_i = u_{i;k} u^k \quad (3.13)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} \sigma_{ik} \sigma^{ik} \quad (3.14)$$

$$\Omega^2 = \frac{1}{2} \omega_{ik} \omega^{ik} \quad (3.15)$$

$$\bar{A} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{H_i - H}{H} \right)^2 \quad (3.16)$$

$$q = -\frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2} \quad (3.17)$$

Burada σ_{ik} shear tensörüdür ve

$$\sigma_{ik} = \frac{1}{2} (u_{i;k} + u_{k;i} + \dot{u}_i u_k + \dot{u}_k u_i) - \frac{1}{3} \theta h_{ik} \quad (3.18)$$

olarak tanımlanır. h_{ik} izdüşüm tensörü olup $h_{ik} u^k = 0$ ile verilen ortogonalite bağıntısını sağlar ve

$$h_{ik} = g_{ik} + u_i u_k \quad (3.19)$$

olarak tanımlanır. g^{ik} , g_{ik} metrik tensörünün tersi olmak üzere, kontravaryant metrik olarak adlandırılır. σ^{ik} ifadesi

$$\sigma^{ik} = g^{il} g^{km} \sigma_{lm} \quad (3.20)$$

ifadesinden elde edilir. Rotasyon tensörü,

$$\omega_{ik} = \frac{1}{2} (u_{i;k} - u_{k;i} + \dot{u}_i u_k - \dot{u}_k u_i) \quad (3.21)$$

olarak ifade edilir. ω^{ik} ifadesi,

$$\omega^{ik} = g^{il} g^{km} \omega_{lm} \quad (3.22)$$

ifadesinden elde edilir.

BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Alan Denklemleri ve Çözümü

Bu tez çalışmasında evrenin evrimi sırasında meydana gelen faz geçişleri sırasında rol oynayan simetri kırılmaları sonucu ortaya çıktığı düşünülen topolojik yapılardan biri olan bir boyutlu sicim bulutuna ait enerji momentum tensörü madde formu alınarak homojen ve anizotropik Marder metriği için Einstein alan denklemleri bulunmuş ve çözümleri araştırılmıştır. Marder metriği için yay elemanı

$$ds^2 = -A^2(t)dt^2 + A^2(t)dx^2 + B^2(t)dy^2 + C^2(t)dz^2 \quad (4.1)$$

şeklinde olup A , B ve C metrik potansiyellerdir (Kılınç, 2004).

Tanımladığımız uzay zamana eğrilik kazandıran madde formu olarak kullanılan kozmik sicim bulutu için enerji momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho\mu_i\mu_k - \lambda x_i x_k \quad (4.2)$$

olarak yazılır (Yavuz ve Tarhan, 1996). Burada ρ , kozmik sicim ve kütleli parçacıklardan oluşan sicim bulutunun toplam durgun enerji yoğunluğudur. $\rho = \rho_p + \lambda$ ifadesini sağlamaktadır. ρ_p sicimlere iliştilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ve λ ise sicimleri karakterize eden gerilim enerji yoğunluğudur. u^i kozmik madde dağılımının dörtlü hız vektörü, x^i bulut içindeki sicimlerin yönünü, yani anizotropinin yönünü gösteren uzaysal vektördür. Komoving koordinat sisteminde modelimiz için

$$u^i u_k = -x^i x_k = -1, u^i x_i = 0 \quad (4.3)$$

ifadesi yazılır. Komoving koordinat sisteminde dörtlü hız vektörü,

$$u^i = (0,0,0,A^{-1}) \quad (4.4)$$

şeklinde ve sicimlerin yönünü x-eksenine paralel alırsak anizotropinin yönünü gösteren uzaysal vektör,

$$x^i = (A^{-1}, 0, 0, 0) \quad (4.5)$$

şeklinde yazılır.

Sol tarafı evrenin geometrisini sağ tarafı ise bu geometriye eğrilik kazandıran madde dağılımı ile ilgili olan gravitasyon terimi G 'nin ve kozmolojik terim Λ 'nın zamana bağlı olduğu Einstein alan denklemleri

$$R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} = 8\pi G(t)T_{ik} + \Lambda(t)g_{ik} \quad (4.6)$$

şeklinde yazılır (Kılınç, 2004). Böylece (4.1) yay elemanı ile verilen uzay zamanı dolduran ve (4.2) enerji momentum tensörü ile ifade edilen kozmik sicim bulutu için (4.6) Einstein alan denklemleri aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\frac{1}{A^2} \left[\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} - \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} - \frac{\ddot{B}}{B} - \frac{\ddot{C}}{C} \right] = \Lambda - 8\pi \lambda G \quad (4.7)$$

$$\frac{1}{A^2} \left[\frac{\dot{A}^2}{A^2} - \frac{\ddot{A}}{A} - \frac{\ddot{C}}{C} \right] = \Lambda \quad (4.8)$$

$$\frac{1}{A^2} \left[\frac{\dot{A}^2}{A^2} - \frac{\ddot{A}}{A} - \frac{\ddot{B}}{B} \right] = \Lambda \quad (4.9)$$

$$\frac{1}{A^2} \left[\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} \right] = 8\pi \rho G - \Lambda \quad (4.10)$$

Burada nokta sembolü zamana göre adi türevi gösterir. Alan denklemlerindeki G , Λ , λ ve ρ yalnızca kozmik zaman t 'ye bağlı ifadelerdir. Etkin enerji momentum tensörünün korunumu olan $(8\pi GT_{ik} + \Lambda g_{ik})^{;k} = 0$ ifadesinden aşağıdaki denklem elde edilir.

$$8\pi G \left[\dot{\rho} + \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) \rho - \lambda \frac{\dot{A}}{A} \right] + 8\pi \rho \dot{G} - \dot{\Lambda} = 0 \quad (4.11)$$

Bu denklemi aşağıdaki gibi iki durumda değerlendiririz.

$$\dot{\rho} + \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) \rho - \lambda \frac{\dot{A}}{A} = 0 \quad (4.11a)$$

$$\dot{\Lambda} = 8\pi\rho\dot{G} \quad (4.11b)$$

Elde edilen denklemlerden (4.1) metriğinin determinantı g , öz hacmi V , genişleme skaleri θ , modelin ivmesi \dot{u}_i , shear skaleri σ^2 , modelin rotasyonu Ω , ortalama anizotropi \bar{A} ve frenleme parametresi q sırasıyla (3.9), (3.10), (3.12), (3.13), (3.14), (3.15), (3.16) ve (3.17) denklemleri kullanılarak metrik potansiyeller cinsinden aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$g = -A^4 B^2 C^2 \quad (4.12)$$

$$V = ABC \quad (4.13)$$

$$\theta = \frac{1}{A} \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) \quad (4.14)$$

$$\dot{u}^i = 0 \quad (4.15)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{3A^2} \left(\frac{\dot{A}^2}{A^2} - \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{B}^2}{B^2} - \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} - \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} + \frac{\dot{C}^2}{C^2} \right) \quad (4.16)$$

$$\Omega = 0 \quad (4.17)$$

$$\bar{A} = \frac{2[A^2 C^2 \dot{B}^2 - ABC \dot{B}(C\dot{A} + A\dot{C}) + B^2(C^2 \dot{A}^2 - AC \dot{A}\dot{C} + A^2 \dot{C}^2)]}{[AC\dot{B} + B(C\dot{A} + A\dot{C})]^2} \quad (4.18)$$

$$q = \frac{2A^2 C^2 \dot{B}^2 - ABC[2A\dot{B}\dot{C} + C(2\dot{A}\dot{B} + 3A\ddot{B})]}{[AC\dot{B} + B(C\dot{A} + A\dot{C})]^2} + \frac{B^2[2A^2 \dot{C}^2 + C^2(2\dot{A}^2 - 3A\ddot{A}) - AC(2\dot{A}\dot{C} + 3A\ddot{C})]}{[AC\dot{B} + B(C\dot{A} + A\dot{C})]^2} \quad (4.19)$$

Yönsel Hubble parametreleri H_x , H_y , H_z ve bunlar yardımıyla ortalama Hubble parametresi H aşağıdaki gibi elde edilir.

$$H_x = \frac{\dot{A}}{A} \quad (4.20)$$

$$H_y = \frac{\dot{B}}{B} \quad (4.21)$$

$$H_z = \frac{\dot{C}}{C} \quad (4.22)$$

$$H = \frac{1}{3} \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) \quad (4.23)$$

Elde edilen (4.7), (4.8), (4.9), (4.10) ve (4.11) denklemleri, A , B , C , ρ , λ , G ve Λ olmak üzere yedi bilinmeyenli beş denklemden oluşmaktadır. Denklem sisteminin tam çözümünü bulmak için ilave iki koşula ihtiyacımız vardır. Anizotropik uzay zamanlarda $\frac{\sigma}{\theta}$ oranı sistemin anizotropi parametresini tanımlar. Ayrıca uzaysal homojen kozmolojilerde $\frac{\sigma}{\theta}$ oranının sabit değere eşit ve izotropik uzay zamanlarda ise oran sıfır olmaktadır.

Çözümde kullanacağımız iki koşul şöyledir:

i) Modelde shear tensörünün σ_1^1 bileşeniyle θ kozmik genişleme oranının pozitif bir sabite eşit olmasıyla elde edilen ve metrik potansiyeller arasındaki

$$A = (BC)^m \quad (4.24)$$

bağıntısını yazabiliriz (Kılınç, 2004). Burada m pozitif bir sabittir. Bu çalışmada $m=1$ alınmıştır. Böylece,

$$A = BC \quad (4.25)$$

olur.

ii) Diğer koşul olarak Hubble parametresi ile hacim arasındaki

$$H = kV^{-\frac{n}{3}} \quad (4.26)$$

bağıntısıdır. Bu ifadede $k > 0$ ve $n \geq 0$ 'dır (Pradhan ve Chouhan, 2010).

(4.8) ve (4.9) denklemlerinden,

$$\frac{\ddot{B}}{B} = \frac{\ddot{C}}{C} \quad (4.27)$$

ifadesi elde edilir. (4.27) denkleminde hareketle gerekli işlemleri yaparsak,

$$\frac{\dot{B}}{B} - \frac{\dot{C}}{C} = \frac{c_1}{BC} \quad (4.28)$$

ifadesini elde ederiz. Burada c_1 integral sabitidir. (4.28) denkleminde her iki tarafın integralini alırsak c_2 integral sabiti olmak üzere,

$$\frac{B}{C} = c_2 \exp \left[c_1 \int (BC)^{-1} dt \right] \quad (4.29)$$

ifadesini elde ederiz.

(4.13) ve (4.23) denklemlerini (4.26) denkleminde yerine yazarsak,

$$\frac{1}{3} \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) = k(ABC)^{-\frac{n}{3}} \quad (4.30)$$

ifadesini elde ederiz.

Bu çalışmada metrik potansiyeller $n > 0$ ve $n = 0$ durumları için iki alt bölümde incelenebilir.

4.1.1 Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Kuvvet Yasası Şeklinde Olduğu Durum

$n > 0$ olmak üzere (4.25) denklemini, (4.30) denkleminde yerine yazıp, gerekli işlem ve dönüşümleri yaparsak,

$$BC = (knt + c_3)^{\frac{3}{2n}} \quad (4.31)$$

denklemini elde ederiz. Burada c_3 integral sabitidir. (4.31) denklemini (4.25) denkleminde yerine yazarsak,

$$A = (knt + c_3)^{\frac{3}{2n}} \quad (4.32)$$

denklemini elde ederiz. (4.31) denklemini (4.29) denkleminde yerine yazıp gerekli dönüşümleri yaparsak,

$$\frac{B}{C} = c_4 \exp \left[\frac{2c_1}{k(2n-3)} (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{2n}} \right] \quad (4.33)$$

denklemini elde ederiz. Burada c_4 integral sabitidir. (4.31) ve (4.33) denklemlerini birlikte ele alırsak C metrik potansiyeli

$$C = \frac{1}{c_4} (knt + c_3)^{\frac{3}{4n}} \exp \left[\frac{-c_1}{k(2n-3)} (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{2n}} \right] \quad (4.34)$$

olarak elde edilir. (4.31) ve (4.34) denklemlerinden de B metrik potansiyeli

$$B = c_4 (knt + c_3)^{\frac{3}{4n}} \exp \left[\frac{c_1}{k(2n-3)} (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{2n}} \right] \quad (4.35)$$

olarak elde edilir.

$n \neq \frac{3}{2}$ için, (4.32), (4.34) ve (4.35) denklemlerini (4.1) modelinde yerine yazarsak modelimizi karakterize eden yay elemanı,

$$\begin{aligned} ds^2 = & -(knt + c_3)^{\frac{3}{n}} dt^2 + (knt + c_3)^{\frac{3}{n}} dx^2 \\ & + c_4^2 (knt + c_3)^{\frac{3}{2n}} \exp \left[\frac{2c_1}{k(2n-3)} (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{2n}} \right] dy^2 \\ & + \frac{1}{c_4^2} (knt + c_3)^{\frac{3}{2n}} \exp \left[-\frac{2c_1}{k(2n-3)} (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{2n}} \right] dz^2 \end{aligned} \quad (4.36)$$

olarak yazılır.

(4.9) denkleminde (4.32), (4.34) ve (4.35) denklemlerini yerlerine yazarsak kozmolojik terim

$$\Lambda = \frac{9k^2(4n-1)}{16}(knt+c_3)^{-\frac{2n+3}{n}} - \frac{c_1^2}{4}(knt+c_3)^{-\frac{6}{n}} \quad (4.37)$$

elde edilir.

(4.7) ve (4.8) denklemlerini taraf tarafa toplayıp elde ettiğimiz ifadeyi, (4.9) ve (4.10) denklemlerini taraf tarafa çıkararak elde ettiğimiz ifadeye oranlarsak eğer aşağıdaki denklemi elde ederiz.

$$\frac{\lambda}{\rho} = -\frac{\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} - \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} - \frac{\ddot{B}}{B} - \frac{\dot{A}^2}{A^2} + \frac{\ddot{A}}{A}}{\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} + \frac{\dot{A}^2}{A^2} - \frac{\ddot{A}}{A} - \frac{\ddot{B}}{B}} \quad (4.38)$$

Bulduğumuz (4.32), (4.34) ve (4.35) denklemlerini (4.38) denkleminde yerine yazarsak

$$\frac{\lambda}{\rho} = \frac{3k^2(2n-3)}{18k^2(n+1) - 4c_1^2(knt+c_3)^{\frac{2n-3}{n}}} \quad (4.39)$$

denklemini elde ederiz. (4.32), (4.34), (4.35) ve (4.39) denklemlerini (4.11a) denkleminde yerine koyup gerekli düzenlemeleri yaptığımızda,

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} + \frac{3k}{knt+c_3} + \frac{9k^3(3-2n)}{36k^2(n+1)(knt+c_3) - 8c_1^2(knt+c_3)^{\frac{3n-3}{n}}} = 0 \quad (4.40)$$

denklemini elde ederiz. (4.40) denkleminin çözümünden ρ 'yu aşağıdaki gibi buluruz. Burada c_5 integral sabitidir.

$$\rho = c_5(knt+c_3)^{-\frac{5(2n+3)}{4n(n+1)}} [9k^2(n+1) - 2c_1^2(knt+c_3)^{\frac{2n-3}{n}}]^{-\frac{1}{4(n+1)}} \quad (4.41)$$

Bulduğumuz (4.41) denklemini (4.39) denkleminde yerine yazıp düzenlersek,

$$\lambda = \frac{3c_5 k^2 (2n-3)}{2} (knt + c_3)^{-\frac{5(2n+3)}{4n(n+1)}} [9k^2(n+1) - 2c_1^2 (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{n}}]^{\frac{(4n+5)}{4(n+1)}} \quad (4.42)$$

denklemini elde ederiz.

(4.41) ve (4.42) denklemlerini $\rho = \rho_p + \lambda$ ifadesinde kullanırsak,

$$\rho_p = c_5 (knt + c_3)^{-\frac{5(2n+3)}{4n(n+1)}} [9k^2(n+1) - 2c_1^2 (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{n}}]^{-\frac{1}{4(n+1)}} \left[1 - \frac{3k^2(2n-3)}{2} [9k^2(n+1) - 2c_1^2 (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{n}}]^{-1} \right] \quad (4.43)$$

olarak elde edilir.

Bulduğumuz A, B, C, Λ ve ρ 'yu (4.10) denkleminde yerine yazıp düzenlersek G 'yi elde ederiz.

$$G = \frac{1}{32\pi c_5} (knt + c_3)^{\frac{(2n+3)(1-4n)}{4n(n+1)}} [9k^2(n+1) - 2c_1^2 (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{n}}]^{\frac{2n-3}{4(n+1)}} \frac{4n+5}{4(n+1)} \quad (4.44)$$

Böylece modelimizi tanımlayan $A, B, C, \Lambda, \rho, \lambda$ ve G nicelikleri zamana bağlı olarak elde edilmiş olur.

4.1.2 Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Kuvvet Yasası Şeklinde Olduğu Durumda Uzay Zamanın Kinematik Nicelikleri

Kozmolojik modele ait fiziksel niceliklerin dışında kozmolojik modeli tanımlayan kinematik niceliklerden genişleme skaleri θ , shear skaleri σ^2 , ortalama anizotropi parametresi \bar{A} ve frenleme parametresi q sırasıyla (4.14), (4.16), (4.18), (4.19) denklemlerinde metrik potansiyeller kullanılarak aşağıdaki gibi bulunur.

$$\theta = 3k (knt + c_3)^{-\frac{2n+3}{2n}} \quad (4.45)$$

$$\sigma^2 = \frac{3k^2}{16} (knt + c_3)^{-\frac{2n+3}{n}} + \frac{c_1^2}{4} (knt + c_3)^{-\frac{6}{n}} \quad (4.46)$$

$$\bar{A} = \frac{1}{8} + \frac{c_1^2}{6k^2} (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{n}} \quad (4.47)$$

$$q = n - 1 \quad (4.48)$$

Metrik potansiyeller yardımıyla (4.20), (4.21) ve (4.22) denklemlerinden yönsel Hubble parametreleri,

$$H_x = \frac{3k}{2} (knt + c_3)^{-1} \quad (4.49)$$

$$H_y = \frac{3k}{4} (knt + c_3)^{-1} + \frac{c_1}{2} (knt + c_3)^{-\frac{3}{2n}} \quad (4.50)$$

$$H_z = \frac{3k}{4} (knt + c_3)^{-1} - \frac{c_1}{2} (knt + c_3)^{-\frac{3}{2n}} \quad (4.51)$$

olarak elde edilir. (4.23) denkleminde ortalama Hubble parametresi ise

$$H = k(knt + c_3)^{-1} \quad (4.52)$$

olarak bulunur.

4.1.3 Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Üstel Form Şeklinde Olduğu Durum

(4.26) denkleminde $n = 0$ alınırsa $H = k$ olur. (4.30) denklemi,

$$\frac{1}{3} \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) = k \quad (4.53)$$

olarak elde edilir. (4.25) denklemini (4.53) denkleminde yerine yazarsak eğer

$$BC = c_6 e^{\frac{3kt}{2}} \quad (4.54)$$

denklemini elde ederiz. Burada c_6 integral sabitidir. (4.25) denkleminde,

$$A = c_6 e^{\frac{3kt}{2}} \quad (4.55)$$

ifadesini elde ederiz. (4.54) denklemini (4.29) denkleminde yerine yazarsak eğer,

$$\frac{B}{C} = c_7 \exp \left[-\frac{2c_1}{3kc_6} e^{-\frac{3kt}{2}} \right] \quad (4.56)$$

ifadesini elde ederiz. Burada c_7 integral sabitidir. (4.54) ve (4.56) denklemlerini kullanarak

$$C = \sqrt{\frac{c_6}{c_7}} e^{\frac{3kt}{4}} \exp \left[\frac{c_1}{3kc_6} e^{-\frac{3kt}{2}} \right] \quad (4.57)$$

ifadesini elde ederiz. (4.57) denklemini (4.54) denkleminde yerine yazarsak eğer,

$$B = \sqrt{c_6 c_7} e^{\frac{3kt}{4}} \exp \left[-\frac{c_1}{3kc_6} e^{-\frac{3kt}{2}} \right] \quad (4.58)$$

ifadesini elde ederiz.

$n = 0$ durumu için (4.55), (4.57) ve (4.58) denklemlerini (4.1) modelinde yerine yazarsak modelimizi karakterize eden yay elemanı,

$$\begin{aligned} ds^2 = & -c_6^2 e^{3kt} dt^2 + c_6^2 e^{3kt} dx^2 + c_6 c_7 e^{\frac{3kt}{2}} \exp \left[-\frac{2c_1}{3kc_6} e^{-\frac{3kt}{2}} \right] dy^2 \\ & + \frac{c_6}{c_7} e^{\frac{3kt}{2}} \exp \left[\frac{2c_1}{3kc_6} e^{-\frac{3kt}{2}} \right] dz^2 \end{aligned} \quad (4.59)$$

olur.

(4.9) denkleminde (4.55), (4.57) ve (4.58) denklemlerini yerlerine yazarsak,

$$\Lambda = -\frac{9k^2}{16c_6^2}e^{-3kt} - \frac{c_1^2}{4c_6^4}e^{-6kt} \quad (4.60)$$

denklemini elde ederiz.

(4.55), (4.57) ve (4.58) denklemlerini (4.38) denkleminde yerine yazarsak,

$$\frac{\lambda}{\rho} = -\frac{9k^2c_6^2}{18k^2c_6^2 - 4c_1^2e^{-3kt}} \quad (4.61)$$

ifadesini elde ederiz. (4.55), (4.57), (4.58) ve (4.61) denklemlerini (4.11a) denkleminde yerine koyup gerekli düzenlemeleri yaptığımızda,

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} + 3k + \frac{27k^3c_6^2}{36k^2c_6^2 - 8c_1^2e^{-3kt}} = 0 \quad (4.62)$$

denklemini elde ederiz. (4.62) denkleminin çözümünden ρ 'yu aşağıdaki gibi buluruz. Burada c_8 integral sabitidir.

$$\rho = \frac{c_8e^{-3kt}}{(9k^2c_6^2e^{3kt} - 2c_1^2)^{\frac{1}{4}}} \quad (4.63)$$

Bulduğumuz (4.63) denklemini (4.61) denkleminde yerine yazarsak,

$$\lambda = -\frac{9c_8k^2c_6^2}{2(9k^2c_6^2e^{3kt} - 2c_1^2)^{\frac{5}{4}}} \quad (4.64)$$

denklemini elde ederiz.

(4.63) ve (4.64) denklemlerini $\rho = \rho_p + \lambda$ ifadesinde kullanırsak,

$$\rho_p = \frac{c_8[9k^2c_6^2 + 2(9k^2c_6^2e^{3kt} - 2c_1^2)e^{-3kt}]}{2(9k^2c_6^2e^{3kt} - 2c_1^2)^{\frac{5}{4}}} \quad (4.65)$$

olarak bulunur.

Bulduğumuz A , B , C , Λ ve ρ 'yu (4.10) denkleminde yerine yazarsak ve gerekli işlemleri yaparsak G 'yi aşağıdaki gibi buluruz.

$$G = \frac{(9k^2 c_6^2 e^{3kt} - 2c_1^2)^{\frac{5}{4}}}{32\pi c_8 c_6^4 e^{3kt}} \quad (4.66)$$

Böylece modelimizi tanımlayan A , B , C , Λ , ρ , λ ve G nicelikleri zamana bağlı olarak elde edilmiş olur.

4.1.4 Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Üstel Form Şeklinde Olduğu Durumda Uzay Zamanın Kinematik Nicelikleri

Kozmolojik modele ait fiziksel niceliklerin dışında kozmolojik modeli tanımlayan kinematik niceliklerden genişleme skaleri θ , shear skaleri σ^2 , ortalama anizotropi parametresi \bar{A} ve frenleme parametresi q , metrik potansiyellerin (4.14), (4.16), (4.18) ve (4.19) denklemlerinde kullanılmasıyla aşağıdaki gibi bulunur.

$$\theta = \frac{3k}{c_6} e^{-\frac{3kt}{2}} \quad (4.67)$$

$$\sigma^2 = \frac{3k^2}{16c_6^2} e^{-3kt} + \frac{c_1^2}{4c_6^4} e^{-6kt} \quad (4.68)$$

$$\bar{A} = \frac{1}{8} + \frac{c_1^2}{6k^2 c_6^2} e^{-3kt} \quad (4.69)$$

$$q = -1 \quad (4.70)$$

Metrik potansiyeller yardımıyla (4.20), (4.21) ve (4.22) denklemlerinden yönsel Hubble parametreleri,

$$H_x = \frac{3k}{2} \quad (4.71)$$

$$H_y = \frac{3k}{4} + \frac{c_1}{2c_6} e^{-\frac{3kt}{2}} \quad (4.72)$$

$$H_z = \frac{3k}{4} - \frac{c_1}{2c_6} e^{-\frac{3kt}{2}} \quad (4.73)$$

olarak elde edilir. (4.23) denkleminde ortalama Hubble parametresi ise

$$H = k \quad (4.74)$$

olarak elde edilir.



BÖLÜM 5

SONUÇ VE ÖNERİLER

Einstein alan denklemlerinde, gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ olmak üzere iki parametre vardır. Son yıllarda her iki parametrenin zamanla değiştiği durumda denklem formlarının nasıl olacağı ve geometri ile madde arasında bu parametrelerin nasıl bir rol oynadığıyla ilgili çalışmalara ilgi artmıştır. Gravitasyon terimi G ve kozmolojik terim Λ 'yı içeren ve bunların zamanla değiştiği kozmolojilerle ilgili araştırmalar yapılmıştır.

Son zamanlarda sicim kozmolojisine olan ilgi artmaktadır. Sicimler evrenin ilk safhalarında parçacıklardan önce ortaya çıktıkları ve gravitasyon içerdikleri için oldukça önemlidir. Ayrıca kozmik sicimler evrenin başlangıcında evre geçişlerinde önemli rollerde bulunmuşlardır. Evrende galaksi oluşumlarına yol açan yoğunluk dalgalanmalarına neden olması yönüyle birçok çalışmada önemi üzerine vurgulamalar yapılmıştır. Kozmik sicimli modeller kullanarak mikrodalga fon ışınımındaki enerji yoğunluk dalgalanmaları spektrumunu ve anizotropileri hesaplamışlardır. Kozmik sicimlerin mikrodalga fon ışınımındaki etkileriyle de ilgili birçok çalışma yapılmıştır. Friedman-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) kozmolojisinde evren neredeyse homojen ve izotropik olarak tanımlanmıştır. Fakat bu model evrenin başlangıcındaki maddeyi tam olarak tanımlayamamaktadır. Kozmik mikrodalga fonda ve evrenin anizotropik kozmolojik modellerindeki gözlemlerinde bazı farklılıklar bulunmuştur. Zamanla kozmik mikrodalga fonun araştırılmasıyla kozmik sicimlerin anizotropisi hakkında birçok bilgiye ulaşılabilecektir.

Bu amaçla bu çalışmada enerji momentum tensörü olarak kozmik sicim bulutu alındı ve kozmolojik terim Λ 'nın ve gravitasyon terimi G 'nin zamanla değiştiği Marder metriği için Einstein denklemleri elde edildi ve çözümler araştırıldı. Kozmolojik terim Λ 'nın ve gravitasyon terimi G 'nin zamanla değiştiği kozmolojik modellerle ilgili çalışmaların çok fazla olmaması, bu çalışmada G 'nin ve Λ 'nın zamanla değiştiği bir model olarak seçilmesinde etken olmuştur.

Bu çalışmada elde edilen denklemlerin çözümü bulunurken uzay zamanın anizotropisinden ve Hubble parametresi ile hacim arasındaki bağıntıdan yararlanıldı. Bu iki koşul kullanılmasıyla elde edilen çözümlerde $n > 0$ olması durumunda kuvvet yasası ve $n = 0$ durumunda üstel form durumu olmak üzere iki aşamada incelendi.

$n > 0$ için kuvvet yasası şeklindeki durumda $t = t_0 = -\frac{c_3}{kn}$ değeri için uzaysal hacim sıfır olmaktadır. $t = t_0$ anında genişleme skalerine bakıldığında evren sonsuz bir genişleme oranıyla evrimleşmeye başlar. $t = t_0$ da ölçek parametresi sıfır olur. Genelliği bozmaksınız $c_3 = t_0 = 0$ alınabilir.

Evrenin başlangıcında $n > 0$ olduğu kuvvet yasası durumunda $t \rightarrow 0$ iken (4.45), (4.46), (4.47) ve (4.52) denklemlerine bakılırsa skaler genişleme, shear skaleri ve ortalama anizotropi ve Hubble parametresi sabit olur. $t \rightarrow \infty$ iken skaler genişleme, shear skaleri ve Hubble parametresi sıfır olur. Ortalama anizotropi $n < \frac{3}{2}$ için zamanla azalarak sabit $\frac{1}{8}$ değerine yaklaşır. $n > \frac{3}{2}$ için artarak sonsuza yaklaşır. Böylece ortalama anizotropi parametresinin n 'nin değerlerine bağlı olarak zamanla değiştiği görülür.

Şimdi de shear skaleri σ^2 ile genişleme skaleri olan θ 'nin karesinin oranını bulalım. İlk olarak $n > 0$ durumu için, (4.45) ve (4.46) denklemlerinden,

$$\frac{\sigma^2}{\theta^2} = \frac{1}{48} + \frac{c_1^2}{36k^2} (knt + c_3)^{\frac{2n-3}{n}} \quad (5.1)$$

denklemini elde edilir. Bu ifade zamana bağlı bir fonksiyondur. $t \rightarrow \infty$ iken $n < \frac{3}{2}$ için $\frac{\sigma^2}{\theta^2}$ ifadesi sabit $\frac{1}{48}$ değerine yaklaşır. $t \rightarrow \infty$ iken $n > \frac{3}{2}$ için $\frac{\sigma^2}{\theta^2}$ ifadesi sonsuza yaklaşır.

Evrenin başlangıcında $n = 0$ olduğu üstel form durumunda $t \rightarrow 0$ iken (4.67), (4.68), (4.69) ve (4.74) denklemleri incelendiğinde skaler genişleme, shear skaleri, ortalama anizotropi ve Hubble parametresi sabit olur. $t \rightarrow \infty$ iken skaler genişleme ve shear skaleri sıfır olur. Hubble parametresi sabit bir değerdir. Ortalama anizotropi sabit $\frac{1}{8}$ değerine yaklaşır.

İkinci olarak $n = 0$ durumu için, (4.67) ve (4.68) denklemlerinden,

$$\frac{\sigma^2}{\theta^2} = \frac{1}{48} + \frac{c_1^2}{36k^2 c_6^2} e^{-3kt} \quad (5.2)$$

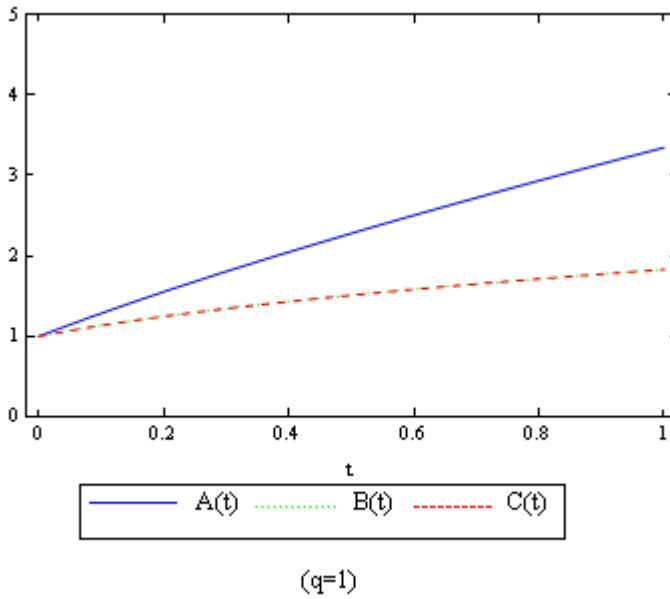
denklemini elde edilir. Bu ifade zamana bağlı bir fonksiyondur. $t \rightarrow \infty$ iken $\frac{\sigma^2}{\theta^2}$ değerini incelediğimizde $\frac{\sigma^2}{\theta^2} = \frac{1}{48}$ değerini almaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken model izotropiye yaklaşmaz.

$n > 0$ için kuvvet yasası şeklindeki durumda frenleme parametresi (4.48) denkleminde verildiği gibi $q = n - 1$ şeklindedir. q 'nın pozitif değeri yavaşlayan evreni, negatif değeri hızlanan evreni tanımlar. $q = 0$ ise evrenin sabit hızla genişlediğini gösterir. Modelimizde $n < 1$ için evrenin genişlemesi hızlanır. $n > 1$ için evrenin genişlemesi yavaşlar.

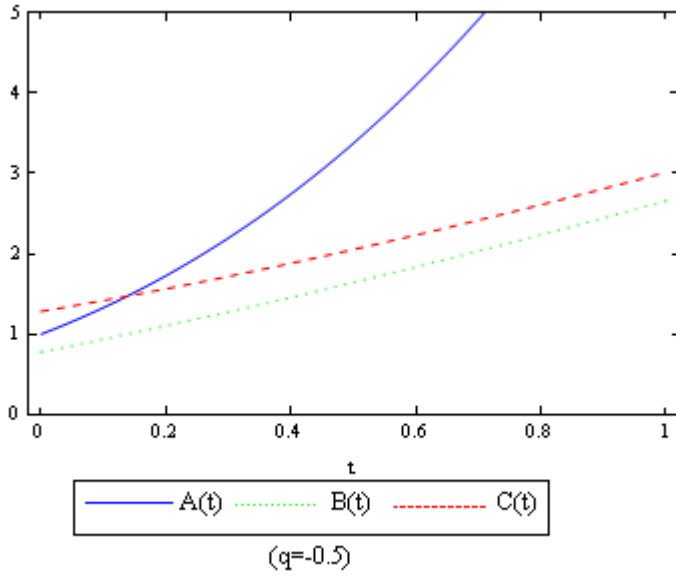
$n = 0$ olduğu üstel form durumunda frenleme parametresi (4.70) denkleminde verildiği gibi $q = -1$ değerini alır.

5.1. Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzak Zamanın Kuvvet Yasası Şeklinde Olduğu Durumda Yorum ve Sonuçlar

Kuvvet yasası şeklindeki durumda metrik potansiyeller, kozmolojik terim, sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu, sicim gerilim enerji yoğunluğu, parçacık enerji yoğunluğu ve gravitasyon terimi için frenleme parametresinin $q = 1$ şeklindeki pozitif olduğu erken evren ve frenleme parametresinin $q = -1$ olduğu geç evren için grafikleri bu bölümde verilmiştir.

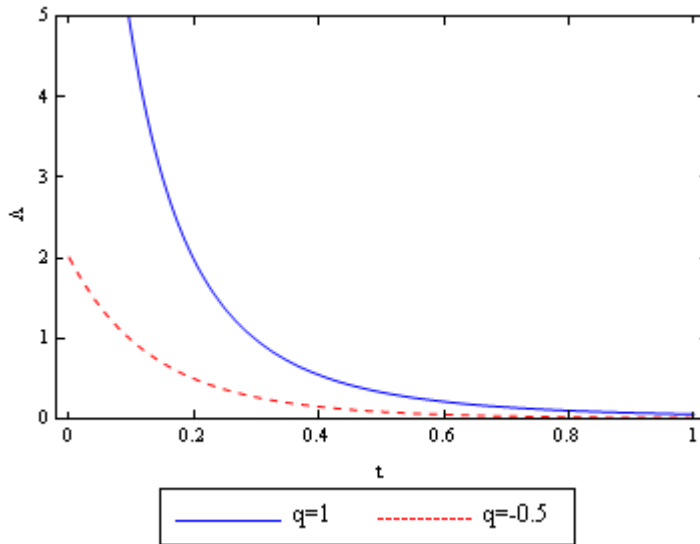


Şekil 5.1. Metrik potansiyellerin zamanla değişim grafiği ($n=2$, $k=2$, $c_1 = 0$, $c_3 = 1$ ve $c_4 = 1$)



Şekil 5.2. Metrik potansiyellerin zamanla değişim grafiği ($n=0,5$, $k=2$, $c_1 = 1$, $c_3 = 1$ ve $c_4 = 1$)

Şekil 5.1. ve Şekil 5.2.'de kuvvet yasası şeklindeki durum için elde edilen metrik potansiyellerin grafikleri, frenleme parametresinin $q = 1$ ve $q = -0,5$ olduğu durumlar için verilmiştir. Grafiklerden, metrik potansiyellerin zamanla artışının Şekil 5.2.'de gösterilen hızlanan evren durumunda daha hızlı olduğu görülmektedir.



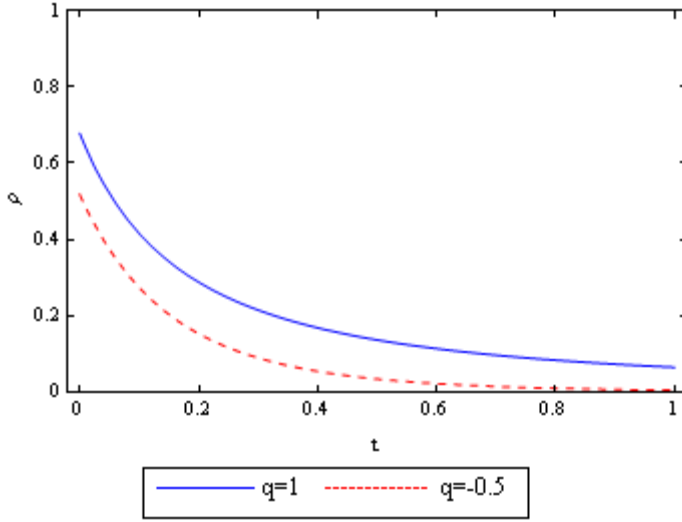
Şekil 5.3. Kozmolojik terimin zamanla değişim grafiği ($k=2$, $c_1=1$ ve $c_3=1$)

Şekil 5.3.'te kuvvet yasası şeklindeki durum için elde edilen kozmolojik terimin frenleme parametresinin $q = 1$ ve $q = -0,5$ olduğu durumlar için grafiği verilmiştir. $t = 0$ anında sabit bir değerden başlayan kozmolojik terim azalarak zamanla sifıra yaklaşır. Bu azalma frenleme parametresinin $q = -0,5$ olduğu geç evrende daha hızlı olmaktadır.

Çizelge 5.1. n , k , c_1 ve c_3 sabitlerinin bazı değerleri için kozmolojik terim Λ 'nın aldığı değerler çizelgesi

| n | k | c_1 | c_3 | $t \rightarrow 0$ | $t \rightarrow \infty$ |
|----------|----------|-------------------------|-------------------------|-------------------------------------|--|
| 0,5 | 0,5 | 1 | 1 | -0,109375 | 0 |
| 1 | 0,5 | 1 | 1 | 0,171875 | 0 |
| 2 | 0,5 | 1 | 1 | 0,734375 | 0 |
| 0,5 | 1 | 1 | 1 | 0,3125 | 0 |
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1,4375 | 0 |
| 2 | 1 | 1 | 1 | 3,6875 | 0 |
| 0,5 | 2 | 1 | 1 | 2 | 0 |
| 1 | 2 | 1 | 1 | 6,5 | 0 |
| 2 | 2 | 1 | 1 | 15,5 | 0 |
| 0,25 | 2 | 1 | 1 | -0,25 | 0 |
| 0,25 | 2 | 1 | 0 | 0 | 0 |

Çizelge 5.1. ile sabitlere verilen bazı değerler için kozmolojik terimin aldığı değerler verilmiştir. Denklem (4.37) ile verilen kozmolojik terimin sıfırdan farklı olması için $k \neq \pm \frac{2c_1}{3\sqrt{4n-1}}$ ve $n \neq \frac{3}{2}$ olmalıdır. $t \rightarrow 0$ için kozmolojik terim sabit olmaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken kozmolojik terim sifıra yaklaşmaktadır.



Şekil 5.4. Sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğunun zamanla değişim grafiği ($k=2$, $c_1=1$, $c_3=1$ ve $c_5=1$)

Şekil 5.4.'te kuvvet yasası şeklindeki durum için elde edilen sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğunun frenleme parametresinin $q = 1$ ve $q = -0,5$ olduğu durumlar için grafiği verilmiştir. $t = 0$ anında, sabit bir değerden başlayan sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu azalarak zamanla sıfıra yaklaşır. Bu azalma frenleme parametresinin $q = -0,5$ olduğu geç evrende daha hızlı olmaktadır.

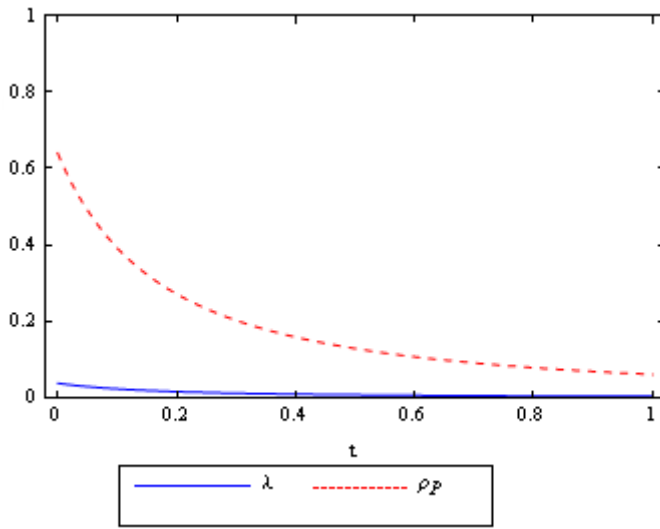
Çizelge 5.2. n , k , c_1 , c_3 ve c_5 sabitlerinin bazı değerleri için sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu ρ 'nun aldığı değerler çizelgesi

| n | k | c_1 | c_3 | c_5 | $t \rightarrow 0$ | $t \rightarrow \infty$ |
|-----|-----|-------|-------|-------|----------------------|------------------------|
| 0,5 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 0,948308 | 0 |
| 1 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 0,89178 | 0 |
| 2 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 0,878231 | 0 |
| 0,5 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0,665606 | 0 |
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | $1/\sqrt{2}$ | 0 |
| 2 | 1 | 1 | 1 | 1 | $1/5^{\frac{1}{6}}$ | 0 |
| 0,5 | 2 | 1 | 1 | 1 | 0,517606 | 0 |
| 1 | 2 | 1 | 1 | 1 | $1/70^{\frac{1}{8}}$ | 0 |

Çizelge 5.2.'nin devamı

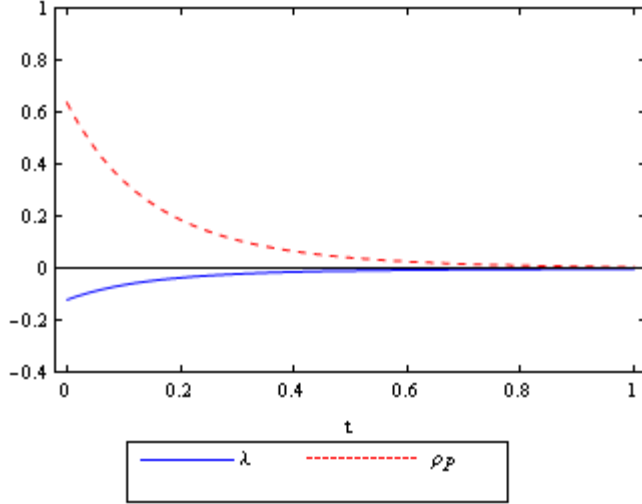
| n | k | c_1 | c_3 | c_5 | $t \rightarrow 0$ | $t \rightarrow \infty$ |
|-----|-----|-------|-------|-------|------------------------|------------------------|
| 2 | 2 | 1 | 1 | 1 | $1/106^{\frac{1}{12}}$ | 0 |

Çizelge 5.2.'de n , k , c_1 , c_3 ve c_5 sabitlerinin bazı değerleri için sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu ρ 'nun aldığı değerler çizelgesi verilmiştir. (4.41) denkleminde $t \rightarrow 0$ iken sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu sabit olmaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu sıfıra yaklaşmaktadır.



Şekil 5.5. Sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere iliştilirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin zamanla değişim grafiği ($n=2$, $k=2$, $c_1=1$, $c_3=1$ ve $c_5=1$)

Şekil 5.5.'te kuvvet yasası şeklindeki durum için elde edilen sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere iliştilirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin frenleme parametresinin $q = 1$ olduğu durum için grafiği verilmiştir. $t = 0$ anında sabit bir değerden başlayan sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere iliştilirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p azalarak zamanla sıfıra yaklaşır. Sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere iliştilirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'den daha hızlı azalmaktadır.



Şekil 5.6. Sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere iliştirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin zamanla değişim grafiği ($n=0,5$, $k=2$, $c_1 = 1$, $c_3 = 1$ ve $c_5 = 1$)

Şekil 5.6.'da kuvvet yasası şeklindeki durum için elde edilen sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere iliştirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin frenleme parametresinin $q = -0,5$ olduğu durum için grafiği verilmiştir. $t = 0$ anında sicim gerilim enerji yoğunluğu λ negatif sabit bir değerden başlayarak artarak sifıra yaklaşır. Sicimlere iliştirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p azalarak zamanla sifıra yaklaşır.

Çizelge 5.3. n , k , c_1 , c_3 ve c_5 sabitlerinin bazı değerleri için sicim gerilim enerji yoğunluğu λ 'nın aldığı değerler çizelgesi

| n | k | c_1 | c_3 | c_5 | $t \rightarrow 0$ | $t \rightarrow \infty$ |
|-----|-----|-------|-------|-------|----------------------------------|------------------------|
| 0,5 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | -0,517259 | 0 |
| 1 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | -0,133767 | 0 |
| 2 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 0,069334 | 0 |
| 0,5 | 1 | 1 | 1 | 1 | -0,173636 | 0 |
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | $-3/(32\sqrt{2})$ | 0 |
| 2 | 1 | 1 | 1 | 1 | $3/(50 \cdot 5^{\frac{1}{6}})$ | 0 |
| 0,5 | 2 | 1 | 1 | 1 | -0,119448 | 0 |
| 1 | 2 | 1 | 1 | 1 | $-3/(35 \cdot 70^{\frac{1}{8}})$ | 0 |

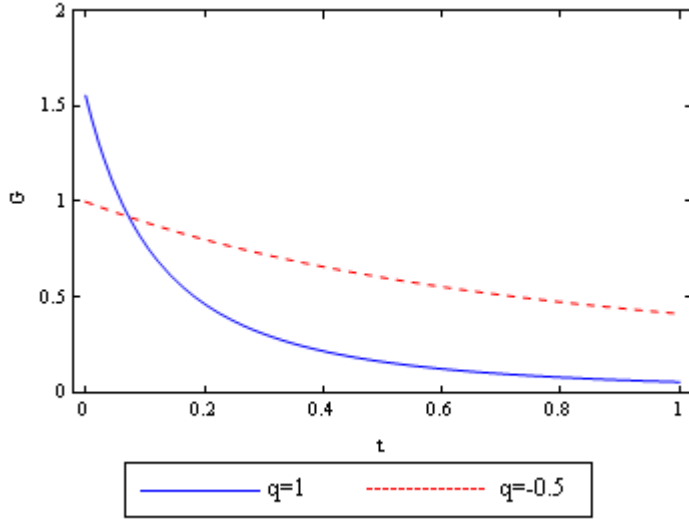
Çizelge 5.3.'ün devamı

| n | k | c₁ | c₃ | c₅ | t → 0 | t → ∞ |
|----------|----------|----------------------|----------------------|----------------------|-----------------------------------|--------------|
| 2 | 2 | 1 | 1 | 1 | $3/(53 \cdot 106^{\frac{1}{12}})$ | 0 |
| 1,5 | 2 | 1 | 1 | 1 | 0 | 0 |

Çizelge 5.4. n, k, c₁, c₃ ve c₅ sabitlerinin değerleri için sicimlere iliştilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin aldığı değerler çizelgesi

| n | k | c₁ | c₃ | c₅ | t → 0 | t → ∞ |
|----------|----------|----------------------|----------------------|----------------------|---|--------------|
| 0,5 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 1,46557 | 0 |
| 1 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 1,02555 | 0 |
| 2 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 1,54846 | 0 |
| 0,5 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0,839242 | 0 |
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | $35/32\sqrt{2}$ | 0 |
| 2 | 1 | 1 | 1 | 1 | $47/(50 \cdot 5^{\frac{1}{6}})$ | 0 |
| 0,5 | 2 | 1 | 1 | 1 | 0,637054 | 0 |
| 1 | 2 | 1 | 1 | 1 | $(19 \cdot 2^{\frac{7}{8}})/(35 \cdot 35^{\frac{1}{8}})$ | 0 |
| 2 | 2 | 1 | 1 | 1 | $(25 \cdot 2^{\frac{11}{12}})/(53 \cdot 53^{\frac{1}{12}})$ | 0 |
| 1,5 | 2 | 1 | 1 | 1 | 0,639075 | 0 |

Çizelge 5.3. ile n, k, c₁, c₃ ve c₅ sabitlerinin bazı değerleri için sicim gerilim enerji yoğunluğu λ 'nın aldığı değerler çizelgesi verilmiştir. Çizelge 5.4. ile n, k, c₁, c₃ ve c₅ sabitlerinin değerleri için sicimlere iliştilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin aldığı değerler çizelgesi verilmiştir. (4.42) denkleminde $t \rightarrow 0$ iken sicim gerilim enerji yoğunluğu sabit bir değer almaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken sicim gerilim enerji yoğunluğu sıfıra yaklaşmaktadır. $n = \frac{3}{2}$ için sicim gerilim enerji yoğunluğu gözlemlenmemektedir. Yani $\lambda = 0$ olmaktadır ve $\rho = \rho_p$ olur. (4.43) denkleminde $t \rightarrow 0$ iken sicimlere iliştilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p sabit bir değer almaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken sicim gerilim enerji yoğunluğu sıfıra yaklaşmaktadır.



Şekil 5.7. Gravitasyon teriminin zamanla değişim grafiği ($k=2$, $c_1 = 1$, $c_3 = 1$ ve $c_5 = 1$)

Şekil 5.7.'de kuvvet yasası şeklindeki durum için elde edilen gravitasyon teriminin frenleme parametresinin $q = 1$ ve $q = -0,5$ olduğu durum için grafiği verilmiştir. $t = 0$ anında sabit bir değerden başlayan gravitasyon terim azalarak zamanla sifıra yaklaşır. Bu azalma frenleme parametresinin $q = 1$ olduğu erken evrende daha hızlı olmaktadır.

Çizelge 5.5. n , k , c_1 , c_3 ve c_5 sabitlerinin bazı değerleri için gravitasyon terimi G 'nin aldığı değerler çizelgesi

| n | k | c_1 | c_3 | c_5 | $t \rightarrow 0$ | $t \rightarrow \infty$ |
|-----|-----|-------|-------|-------|--|------------------------|
| 0,5 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 0,0144229 | 0 |
| 1 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 0,0278858 | 0 |
| 2 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 0,0538003 | 0 |
| 0,5 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0,171862 | 0 |
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | $1/(\sqrt{2}\pi)$ | 0 |
| 2 | 1 | 1 | 1 | 1 | $(25 \cdot 5^{\frac{1}{6}})/32\pi$ | 0 |
| 0,5 | 2 | 1 | 1 | 1 | 0,999319 | 0 |
| 1 | 2 | 1 | 1 | 1 | $(35 \cdot 35^{\frac{1}{8}})/(8 \cdot 2^{\frac{7}{8}}\pi)$ | 0 |

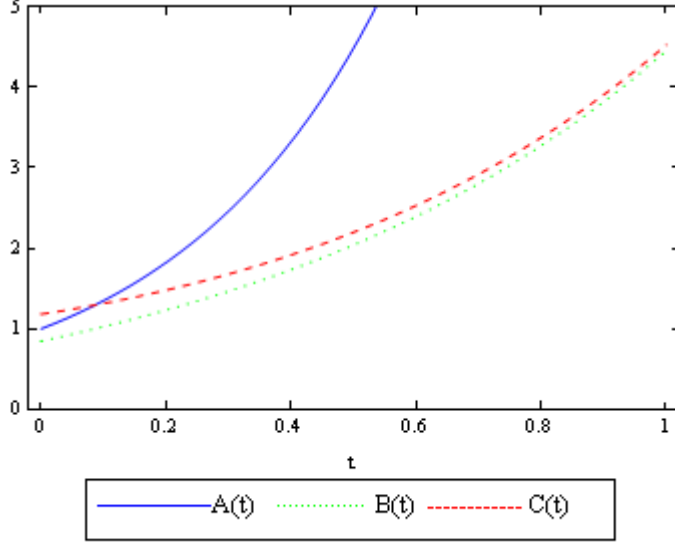
Çizelge 5.5.'in devamı

| n | k | c_1 | c_3 | c_5 | $t \rightarrow 0$ | $t \rightarrow \infty$ |
|------|---|-------|-------|-------|---|------------------------|
| 2 | 2 | 1 | 1 | 1 | $(53 \cdot 53^{\frac{1}{12}})/(8 \cdot 2^{\frac{11}{12}}\pi)$ | 0 |
| 0,25 | 2 | 1 | 1 | 1 | 0,907533 | 0,958418 |
| 1,5 | 2 | 1 | 1 | 1 | 1,36972 | 0 |

Çizelge 5.5. ile n , k , c_1 , c_3 ve c_5 sabitlerinin bazı değerleri için gravitasyon terimi G 'nin aldığı değerler çizelgesi verilmiştir. $t \rightarrow 0$ için gravitasyon terimi sabit bir değer almaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken $0 < n < \frac{1}{4}$ aralığı için gravitasyon terimi sonsuza yaklaşmaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken $\frac{1}{4} < n < \frac{3}{2}$ aralığı için gravitasyon terimi sıfıra yaklaşmaktadır. $c_5 = 0$ alınrsa $\rho = \lambda = \rho_p = 0$ vakum çözüm olmaktadır ve gravitasyon terimi sonsuza gitmektedir. $n = 0,25$ değeri için $t \rightarrow \infty$ iken gravitasyon terimi sabit değer alır. Bu sabit değer $t \rightarrow 0$ ikenki değerden 0,050885 daha büyüktür.

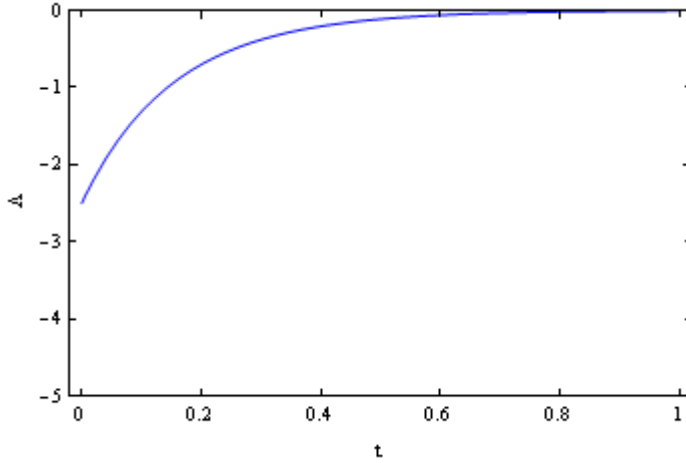
5.2. Kozmik Sicim Bulutu İçeren Marder Metriği İçin Uzay Zamanın Üstel Form Şeklinde Olduğu Durumda Yorum ve Sonuçlar

(4.70) denkleminde üstel form için, frenleme parametresinin $q = -1$ olduğu durum hızlanarak genişleyen günümüz evren modelini temsil eder. Üstel form için Hubble parametresi sabit olmaktadır. Metrik potansiyeller, kozmolojik terim, sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu, sicim gerilim enerji yoğunluğu, parçacık enerji yoğunluğu ve gravitasyon terimi için grafikler aşağıdaki gibi olmaktadır.



Şekil 5.8. Metrik potansiyellerin zamanla değişim grafiği ($n=0$, $k=2$, $c_1 = 1$, $c_6 = 1$ ve $c_7 = 1$)

Şekil 5.8.'de üstel form şeklindeki durum için elde edilen metrik potansiyellerin grafikleri verilmiştir. Grafiklerden metrik potansiyellerin zamanla artışının hızlanan evren durumunda daha hızlı olduğu görülmektedir.



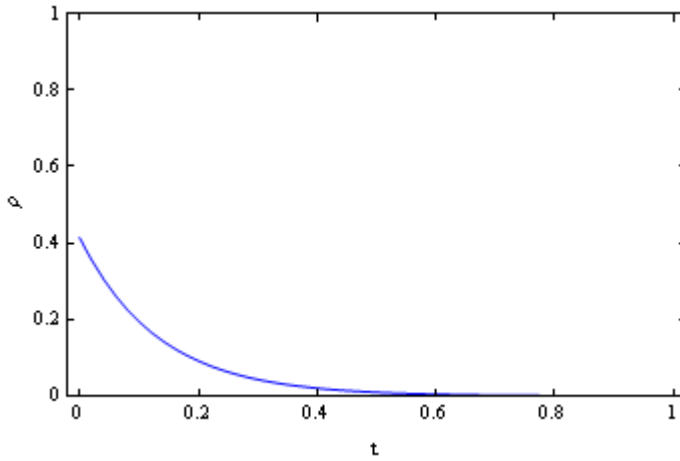
Şekil 5.9. Kozmolojik terimin zamanla değişim grafiği ($n=0$, $k=2$, $c_1 = 1$ ve $c_6 = 1$)

Şekil 5.9.'da üstel form şeklindeki durum için elde edilen kozmolojik terimin grafiği verilmiştir. $t = 0$ anında negatif sabit bir değerden başlayan kozmolojik terim artarak zamanla sifıra yaklaşır. Kozmolojik terim negatif değer almaktadır.

Çizelge 5.6. n , k , c_1 ve c_6 sabitlerinin bazı değerleri için kozmolojik terim Λ 'nın aldığı değerler çizelgesi

| n | k | c_1 | c_6 | $t \rightarrow 0$ | $t \rightarrow \infty$ |
|-----|-----|-------|-------|-------------------|------------------------|
| 0 | 0,5 | 1 | 1 | -0,390625 | 0 |
| 0 | 1 | 1 | 1 | -0,8125 | 0 |
| 0 | 2 | 1 | 1 | -2,5 | 0 |
| 0 | 0,5 | 0 | 1 | -0,140625 | 0 |
| 0 | 1 | 0 | 1 | -0,5625 | 0 |
| 0 | 2 | 0 | 1 | -2,25 | 0 |

Çizelge 5.6. ile n , k , c_1 ve c_6 sabitlerinin bazı değerleri için kozmolojik terim Λ 'nın aldığı değerler çizelgesi verilmiştir. (4.60) ile verilen denklemde $t \rightarrow 0$ için kozmolojik terim sabit olmaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken kozmolojik terim sıfıra yaklaşmaktadır.



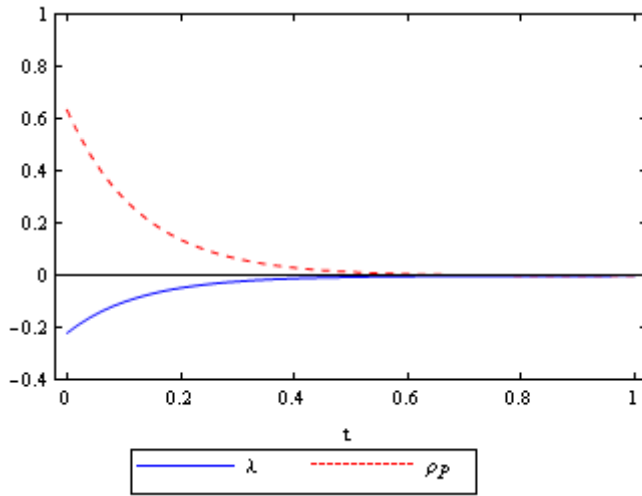
Şekil 5.10. Sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğunun zamanla değişim grafiği ($n=0$, $k=2$, $c_1 = 1$, $c_6 = 1$ ve $c_8 = 1$)

Şekil 5.10.'da üstel form şeklindeki durum için elde edilen sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğunun $t = 0$ anında pozitif sabit bir değerden başlayarak zamanla azalarak sıfıra yaklaştığı görülür.

Çizelge 5.7. n , k , c_1 , c_6 ve c_8 sabitlerinin bazı değerleri için sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu ρ 'nun aldığı değerler çizelgesi

| n | k | c_1 | c_6 | c_8 | $t \rightarrow 0$ | $t \rightarrow \infty$ |
|-----|-----|-------|-------|-------|----------------------|------------------------|
| 0 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 1,41421 | 0 |
| 0 | 1 | 1 | 1 | 1 | $1/7^{\frac{7}{4}}$ | 0 |
| 0 | 2 | 1 | 1 | 1 | $1/34^{\frac{1}{4}}$ | 0 |
| 0 | 0,5 | 0 | 1 | 1 | 0,816497 | 0 |
| 0 | 1 | 0 | 1 | 1 | $1/\sqrt{3}$ | 0 |
| 0 | 2 | 0 | 1 | 1 | $1/\sqrt{6}$ | 0 |

Çizelge 5.7. ile n , k , c_1 , c_6 ve c_8 sabitlerinin bazı değerleri için sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu ρ 'nun aldığı değerler çizelgesi verilmiştir. (4.63) denkleminde $c_8 \neq 0$ olmak üzere $t \rightarrow 0$ için sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu sabit olmaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken sicim bulutunun durgun enerji yoğunluğu sıfıra yaklaşmaktadır.



Şekil 5.11. Sicim gerilim enerji yoğunluğu λ ve sicimlere iliştirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p 'nin zamanla değişim grafiği ($n=0$, $k=2$, $c_1 = 1$, $c_6 = 1$ ve $c_8 = 1$)

Şekil 5.11.'de üstel form şeklindeki durum için $t = 0$ anında sicim gerilim enerji yoğunluğu λ negatif sabit bir değerden başlayarak sıfıra yaklaşır. Sicimlere iliştirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p ise azalarak zamanla sıfıra yaklaşır.

Çizelge 5.8. n, k, c₁, c₆ ve c₈ sabitlerinin bazı değerleri için sicim gerilim enerji yoğunluğu λ'nın aldığı değerler çizelgesi

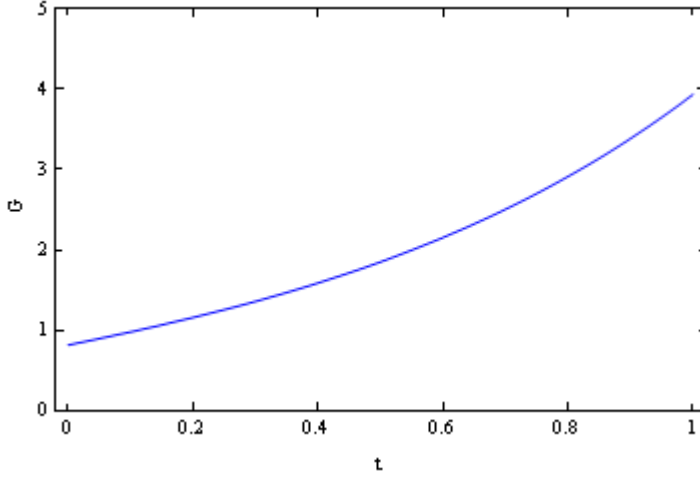
| n | k | c ₁ | c ₆ | c ₈ | t → 0 | t → ∞ |
|---|-----|----------------|----------------|----------------|----------------------------|-------|
| 0 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | -6,36396 | 0 |
| 0 | 1 | 1 | 1 | 1 | -9/(14 7 ^{1/4}) | 0 |
| 0 | 2 | 1 | 1 | 1 | -9/(17 34 ^{1/4}) | 0 |
| 0 | 0,5 | 0 | 1 | 1 | -0,408248 | 0 |
| 0 | 1 | 0 | 1 | 1 | -1/2√3 | 0 |
| 0 | 2 | 0 | 1 | 1 | -1/2√6 | 0 |

Çizelge 5.8. ile n, k, c₁, c₆ ve c₈ sabitlerinin bazı değerleri için sicim gerilim enerji yoğunluğu λ'nın aldığı değerler çizelgesi verilmiştir. (4.64) denkleminde c₈ ≠ 0 için t → 0 iken sicim gerilim enerji yoğunluğu sabit olmaktadır. t → ∞ için sicim gerilim enerji yoğunluğu sıfıra yaklaşmaktadır.

Çizelge 5.9. n, k, c₁, c₆ ve c₈ sabitlerinin bazı değerleri için sicimlere iliştirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p'nin aldığı değerler çizelgesi

| n | k | c ₁ | c ₆ | c ₈ | t → 0 | t → ∞ |
|---|-----|----------------|----------------|----------------|--|-------|
| 0 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 7,77817 | 0 |
| 0 | 1 | 1 | 1 | 1 | 23/(14 7 ^{1/4}) | 0 |
| 0 | 2 | 1 | 1 | 1 | (13 2 ^{3/4})/(17 17 ^{1/4}) | 0 |
| 0 | 0,5 | 0 | 1 | 1 | 1,22474 | 0 |
| 0 | 1 | 0 | 1 | 1 | √3/2 | 0 |
| 0 | 2 | 0 | 1 | 1 | √ ^{3/2} /2 | 0 |

Çizelge 5.9. ile n, k, c₁, c₆ ve c₈ sabitlerinin bazı değerleri için sicimlere iliştirilmiş parçacıkların enerji yoğunluğu ρ_p'nin aldığı değerler çizelgesi verilmiştir. (4.65) denkleminde c₈ ≠ 0 için t → 0 iken sicim gerilim enerji yoğunluğu sabit olmaktadır. t → ∞ iken sicim gerilim enerji yoğunluğu sıfıra yaklaşmaktadır.



Şekil 5.12. Gravitasyon teriminin zamanla değişim grafiği ($n=0$, $k=2$, $c_1 = 1$, $c_6 = 1$ ve $c_8 = 1$)

Şekil 5.12.'de üstel form şeklindeki durum için $t = 0$ anında sabit bir değerden başlayan gravitasyon terimi zamanla artarak sonsuza yaklaşır.

Çizelge 5.10. n , k , c_1 , c_6 ve c_8 sabitlerinin bazı değerleri için gravitasyon terimi G 'nin aldığı değerler çizelgesi

| n | k | c_1 | c_6 | c_8 | $t \rightarrow 0$ | $t \rightarrow \infty$ |
|-----|-----|-------|-------|-------|---|------------------------|
| 0 | 0,5 | 1 | 1 | 1 | 0,00175843 | ∞ |
| 0 | 1 | 1 | 1 | 1 | $(7 \cdot 7^{\frac{1}{4}})/32\pi$ | ∞ |
| 0 | 2 | 1 | 1 | 1 | $(17 \cdot 17^{\frac{1}{4}})/(8 \cdot 2^{\frac{3}{4}} \pi)$ | ∞ |
| 0 | 0,5 | 0 | 1 | 1 | 0,0274112 | ∞ |
| 0 | 1 | 0 | 1 | 1 | $(9\sqrt{3})/32\pi$ | ∞ |
| 0 | 2 | 0 | 1 | 1 | $(9 \sqrt{\frac{3}{2}})/4\pi$ | ∞ |

Çizelge 5.10. ile n , k , c_1 , c_6 ve c_8 sabitlerinin bazı değerleri için gravitasyon terimi G 'nin aldığı değerler çizelgesi verilmiştir. (4.66) denkleminde $t \rightarrow 0$ için gravitasyon terimi sabit olmaktadır. $t \rightarrow \infty$ iken gravitasyon terimi sonsuza yaklaşmaktadır.

$c_8 = 0$ alınırsa $\rho = \rho_p = \lambda = 0$ olur ve gravitasyon terimi sonsuz olur.

KAYNAKLAR

- Arbab I., 2009. Phantom Energy With Variable G And Λ . THE DARK SIDE OF THE UNIVERSE: 4th International Workshop on the Dark Side of the Universe. AIP Conference Proceedings, 1115: 230-238.
- Baysal H., Yilmaz I., 2007. Five-Dimensional Cosmological Model With Variable G And Λ . Chinese Physics Letters, 24 (8): 2185-2188.
- Belinchón J. A., 2009. Massive Cosmic Strings In Bianchi Type II. Astrophysics and Space Science, 323 (3): 307-315.
- Brandenberger R. H., Turok N., 1986. Phys. Rev, D33: 2182.
- Chakraborty S., Roy A., 2008. Anisotropic Cosmological Models With Bulk Viscosity For Variable G and Λ . Astrophysics and Space Science, 313 (4): 389-392.
- Garfinkle D., 1985. Phys. Rev, D32: 1323.
- Gott J. R., 1985. Astrophys, J.288: 422.
- Hogan C. J., 1984. Nature, 310: 365.
- Hogan C. J., Rees M. J., 1984. Nature, 311: 109.
- Jamil M., Debnath U., 2011. FRW Cosmology With Variable G And Λ . International Journal of Theoretical Physics, 50 (5): 1602-1613.
- Kılınç C. B., 2004. Cosmological Models With Variable G And Λ . Astrophysics and Space Science, 289 (1): 103-109.
- Kibble T. W. B., 1976. J. Phys. A. Math. Gen., 9: 1387.
- Moessner R., Perivolaropoulos L., Brandenberger R., 1993. Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics. Preprint Series No. 3758.
- Parks H. V., Faller J. E., 2010. A Simple Pendulum Determination of the Gravitational Constant. Physical Review Letters, 105 (11): 110801.
- Perivolaropoulos L., 1994. Cosmic String Theory. Preprint. BROWN-HET-971, October.

- Pradhan A., Chouhan D. S., 2010. Anisotropic Bianchi Type-I Models In String Cosmology. *Astrophys Space Science*, 331: 697-704.
- Pradhan A., Pandey A. K., Mishra R. K., 2014. Bianchi Type-I Transit Cosmological Models With Time Dependent Gravitational And Cosmological Constants. *Indian Journal of Physics*, 88 (7): 757-765.
- Pradhan A., Saha B., Rikhvitsky V., 2015. Bianchi Type-I Transit Cosmological Models With Time Dependent Gravitational And Cosmological Constants: Reexamined. *Indian Journal of Physics*, 89 (5): 503-513.
- Ram S., Verma M. K., 2010. Bulk Viscous Fluid Hypersurface-Homogeneous Cosmological Models With Time Varying G And Λ . *Astrophysics and Space Science*, 330 (1): 151-156.
- Singh T., Beesham A., Mbokazi W. S., 1998. Bulk Viscous Cosmological Models With Variable G And Λ . *General Relativity and Gravitation*, 30 (4): 573-581.
- Singh J. P., Tiwari R. K., 2007. Perfect Fluid Bianchi Type-I Cosmological Models With Varying G And Λ . *Pramana-Journal Of Physics*, 70 (4): 565-574.
- Singh C. P., Beesham A., 2010. Anisotropic Bianchi-V Perfect Fluid Space-Time With Variables G And Λ . *International Journal of Modern Physics A*, 25 (18-19): 3825-3834.
- Stephani H., 1982. *General Relativity: An Introduction to The Theory of Gravitational Field*. Cambridge University Press. USA.
- Tade S. D., Sambhe M. M., 2012. Higher Dimensional FRW Cosmology With Variable G And Λ . *International Journal of Theoretical Physics*, 51 (2): 447-454.
- Tiwari R. K., 2008. Bianchi Type-I Cosmological Models With Time Dependent G And Λ . *Astrophysics and Space Science*, 318 (3): 243-247.
- Tiwari R. K., 2009. Some Robertson-Walker Models With Time Dependent G And Λ . *Astrophysics and Space Science*, 321 (2): 147-150.
- Tiwari R. K., Rahaman F., Ray S., 2010. Five Dimensional Cosmological Models in General Relativity. *International Journal of Theoretical Physics*, 49 (10): 2348-2357.

- Tripathy S. K., Behera D., Routray T. R., 2012. Anisotropic Cosmological Model With Variable G And Λ . *Astrophysics and Space Science*, 340 (2): 211-215.
- Turok N., Schramm D. N., 1984. *Nature*, 312: 598.
- Vilenkin A., 1981. *Phys. Rev.*, D24: 2082.
- Yadav A. K., Pradhan A., Singh A. K., 2012. Bulk Viscous LRS Bianchi-I Universe With Variable G And Decaying Λ . *Astrophysics and Space Science*, 337 (1): 379-385.
- Yavuz I., Tarhan I., 1996. Some String Cosmological Models In Bianchi Type I Space-Time. *Astrophysics and Space Science*, 240: 45-54.
- Zeldovich Y. B., 1980. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 192: 663.



ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı :Ebru ŞENGÜL UYSAL

Doğum Yeri :Pülümür

Doğum Tarihi :22/01/1982

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi :ÇOMÜ Fen Edebiyat Fakültesi Matematik Bölümü

Yüksek Lisans Öğrenimi :ÇOMÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Matematik Bölümü

Bildiği Yabancı Diller :İngilizce

İŞ DENEYİMİ

Ezine Çok Programlı Lisesi (2004-2007)

Yenice Pazarköy Lisesi (2007-2010)

Eceabat Mehmet Akif Ersoy Çok Programlı Lisesi (2010-2012)

Lapseki Hüseyin Akif Terzioğlu Anadolu Lisesi (2012)

İMKB Mesleki ve Teknik Anadolu Lisesi (2013-2017)

İLETİŞİM

ebru.sengul@hotmail.com