

**T.C.**  
**ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**MARDER UZAY – ZAMANINDA**  
**KOZMİK SİCİM (STRING) KAYNAKLI**  
**BAZI KOZMOLOJİK MODELLER**

**Özlem ETİRLİ**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Tezin Sunulduğu Tarih: 27.01.2010**

**Tez Danışmanı:**  
**Prof.Dr. İsmail TARHAN**

**ÇANAKKALE**

## YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

Özlem ETİRLİ tarafından Prof.Dr. İsmail TARHAN yönetiminde hazırlanan “MARDER UZAY-ZAMANINDA KOZMİK SİCİM (STRING) KAYNAKLI BAZI KOZMOLOJİK MODELLER” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

.....  
Prof.Dr. İsmail TARHAN

Yönetici

.....  
Yrd.Doç.Dr. Muzaffer ÖZDEMİR

Jüri Üyesi

.....  
Yrd.Doç.Dr. Sezgin AYGÜN

Jüri Üyesi

.....  
Yrd.Doç.Dr. Ali Murat TİRYAKI

Jüri Üyesi

Sıra No: .....

Tez Savunma Tarihi : 27/01/2010

Prof.Dr. Ahmet ERDEM

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

## İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI

**Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik ve 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.**

Özlem ETİRLİ

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans öğrenimimin her aşamasında ve bu tezin hazırlanmasında değerli önerileri ile yardımcı olan ve kıymetli vaktini ayıran tez hocam sayın Prof.Dr. İsmail TARHAN'a, bilgisayar programlarının hazırlanması, düzenlenmesi ve sonuçların analizi sırasında yardımlarını esirgemeyen kıymetli arkadaşım Arş.Gör. Neriman VARLIKLI'ya tüm samimiyetimle teşekkür etmeyi borç bilirim.

Tüm hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen AİLEME en içten sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Özlem ETİRLİ

## SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

*i*) Signatür +2 (+, +, +, -) dir.

*ii*)  $i, j, k, \ell, m, \dots$  Latin indisleri 1, 2, 3, 4 değerlerini alırlar.

*iii*) “ , ” kısmi (parçalı) türevi gösterir.

*iv*) “ ; ” kovaryant türevi gösterir.  $A_{k;\ell}^i = \frac{\partial A_k^i}{\partial x^\ell} + \Gamma_{m\ell}^i A_k^m - \Gamma_{k\ell}^m A_m^i$

*v*) “ · ” zamana göre türevi gösterir.

*vi*) Koordinatlar  $x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z, x^4 = t$  dir.

*vii*)  $u^i$  kozmik sicim bulutu dağılımının 4-lü hız vektörüdür.

Komoving koordinatlarda  $u^i = \frac{dx^i}{ds} = \frac{\delta^i_4}{\sqrt{-g_{44}}}$  dir.

*viii*)  $X^i$  kozmik sicim madde dağılımının yönünü gösteren 4-lü uzaysal vektörüdür.

Komoving koordinatlarda  $X^i = \frac{\delta^i_4}{\sqrt{-g_{ii}}}$  dir.

## ÖZET

# MARDER UZAY - ZAMANINDA KOZMİK SİCİM (STRING) KAYNAKLI BAZI KOZMOLOJİK MODELLER

Özlem ETİRLİ

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof.Dr. İsmail TARHAN

27.01.2010, 39

Kozmolojik modeller; gözlemler ve deneyler sonucu elde edilen verilerden yola çıkılarak büyük ölçekte homojen kabul edilen uzay-zaman yapılarına dayanmaktadır. Bununla birlikte çoğu çalışmalarda; uzay-zamanın eğriliğini oluşturan kozmik madde dağılımı ideal akışkan olarak varsayılmaktadır. Bu varsayıma dayalı kozmolojik modeller, bazı kozmolojik problemleri açıklamada yetersiz kalmaktadırlar.

Bu çalışmada, özellikle evrenin evriminin ilk dönemlerinde olduğu düşünülen faz geçişleri sırasında meydana geldiğine inanılan kozmik sicimlerin homojen fakat anizotrop bir evreni tanımlayan ve Marder metriği olarak bilinen Bianchi Tipi I metrik için Einstein alan denklemleri, bu denklemlere çözümler ve çözümlerin fiziksel özellikleri ile birlikte asimptotik davranışları incelenmektedir. Çözümlerde, uzay-zamanın eğrilik kaynağı olarak, 1-boyutlu nesnelere ifade edilen kozmik sicime ait enerji momentum tensörü kullanılmaktadır.

**Anahtar Kelimeler:** Kozmik Sicim (String), Marder metriği, Einstein Alan Denklemleri, Bianchi Tipi Modeller, Kozmik Microdalga Fon Anizotropisi.

## ABSTRACT

# SOME COSMOLOGICAL MODELS WITH COSMIC STRINGS IN MARDER SPACE-TIME

Özlem ETİRLİ

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Science and Engineering

Chair for Physics Thesis of Master of Science

Advisor: Prof.Dr. İsmail TARHAN

27.01.2010, 39

Cosmological models have been constructed by adopting observed universe as homogeneous and isotropy at the global scale. However, in many study, matter has been assumed as a perfect fluid. But, some problems can not be exactly explained by these adoptions.

In this study, exact solutions of Einstein's field equations are obtained for Bianchi Type I, homogeneous but anisotropy and known as a Marder metric, filled with string fluid existing from cosmic string which occurred during the phase transition at the very early stages of the universe. Also, physical and asymptotic behavior of these solutions have been studied.

In the obtained solutions, the energy-momentum tensor is used for the cosmic string fluid, 1-dimensional objects, as curvature source of the space-time.

**Keywords :** Cosmic String, Marder's metric, Einstein's Field Equations, Bianchi Type Models, Cosmic Microwave Background Anisotropy.

## İÇERİK Sayfa

TEZ SINAV SONUÇ BELGESİ .....	ii
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI .....	iii
TEŞEKKÜR .....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	v
ÖZET .....	vi
ABSTRACT .....	vii
<b>BÖLÜM 1 GİRİŞ .....</b>	<b>1</b>
<b>1.1. Temel Etkileşimler .....</b>	<b>2</b>
<b>1.2. Sicim Teorisi ve Kozmolojik Önemi.....</b>	<b>3</b>
<b>BÖLÜM 2 ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR .....</b>	<b>5</b>
<b>BÖLÜM 3 MATERYAL VE YÖNTEM .....</b>	<b>8</b>
<b>3.1. Einstein Alan Denklemleri .....</b>	<b>8</b>
<b>3.2. Enerji-Momentum Tensörü ve Türleri .....</b>	<b>11</b>
<b>BÖLÜM 4 ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA .....</b>	<b>15</b>
<b>4.1. Kozmik Sicim Dolu Marder Uzay-Zamanı için Alan</b>	
<b>Denklemleri ve Bazı Temel Bağlıtlar .....</b>	<b>15</b>
<b>4.2. Alan Denklemlerinin Çözümü .....</b>	<b>18</b>



<b>BÖLÜM 5 SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....</b>	<b>21</b>
<b>5.1. Çözümlerin Asimptotik Davranışları ve Bazı Fiziksel</b>	
<b>Özellikleri .....</b>	<b>21</b>
<b>5.2. Sonuçların İrdelenmesi ve Bazı Öneriler .....</b>	<b>23</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>35</b>
<b>Şekil Listesi.....</b>	<b>I</b>
<b>Özgeçmiş .....</b>	<b>II</b>

**BÖLÜM 1****GİRİŞ**

Evrenin başlangıç anlarındaki birçok fiziksel ve kozmolojik olaylar hala tam olarak açıklanamamaktadır. Bu nedenle; özellikle evrenin ilk anlarını açıklamak için literatürlerde yer alan birçok çalışmada sicim teorisine dayalı modeller ortaya atılmıştır. Evrenin ilk anlarında kozmolojik açıdan önemli bazı faz geçiş evreleri gerçekleştiği bilinmektedir. Kozmolojik açıdan önemli olan bu faz geçişleri Big Bang'ten sonra sıcaklık, kritik sıcaklık ( $t = 10^{-43}$  s deki sıcaklık) altına düştüğünde meydana geldiğine inanılmaktadır. Evre geçişleri, uzayın simetrisinin bozulmasına ve çeşitli topolojik eksikliklere (defects) sebep olmuş ve bu eksiklikler uzayın simetri özelliğine bağlı olarak ortaya çıkmıştır (Letelier, 1983; Griffiths, 1987).

Örneğin; sürekli simetrisinin bozulması durumunda, 0-boyutlu monopoller ve 1-boyutlu sicimler, ayrık simetrisinin bozulması durumunda ise 2-boyutlu domain wallar olduğu çeşitli çalışmalarda vurgulanmaktadır (Hortaçsu, 1991). Literatürdeki çeşitli çalışmalardan da bilindiği gibi, monopoller iki kutup içerdiklerinden kısa sürede yok olmaktadır. Bundan dolayı, bunlar kozmolojik açıdan o kadar önemli değildirler. Domain wallar da yeteri derecede gravitasyon içermediklerinden kozmolojik açıdan fazla önem taşımamaktadırlar. Bunlardan sadece sicimler gravitasyonu içerdiği için çok önemlidir. Sicimler, evrenin ilk safhalarında parçacıklardan önce ortaya çıktıkları ve gravitasyon içerdikleri için hem kozmoloji hem de astrofizik açısından oldukça önemlidir (Vilenkin, 1976 ve 1981).

Birçok çalışmada da belirtildiği gibi; gözlemler evrende madde dağılımının bir kümeleşme oluşturduğu yönünde veriler ortaya koymuştur. Yıldızlar galaksilerde, galaksiler kümeler içinde ve kümeler süper kümeler içinde gruplaşmıştır. Bunun için sicimler, gravitasyonu içerdiğinden evrenin ilk safhalarında özellikle gravitasyonel merkezler olarak etki yapmaktadırlar (Davies, 1984; Davies ve Brown, 1988).

Çeşitli çalışmalarda ortaya atılan kozmik sicimler, evrenin ilk evrelerinde ortaya çıktıkları için bilhassa galaksi oluşumuna götüren yoğunluk dalgalanmalarına yol açmaktadır. Bu bilgi ve verilerden yola çıkarak; doğadaki dört temel etkileşimin

birleştirilmesi için sicim teorisinin ön görmesinin uygun olacağı bir çok çalışmada vurgulanmıştır (Tarhan, 2002 ve buradaki referanslar).

### **1.1. Temel Etkileşimler**

Temel etkileşimlerin birleştirilmesi fikri ilk kez Weinberg - Glashow ve Salam tarafından ortaya atılmıştır. Bu fikre göre; 100 milyon eV 'dan daha büyük enerjilerde elektromagnetik etkileşimler ile zayıf etkileşimler birbirinden ayırt edilemez. Buradan 100 milyon eV üzerindeki enerjilerde, bu iki etkileşimin birleştirilebileceği fikri ortaya atılmıştır. Daha sonra Glashow ve Georgi GUT (Grand Unification Theory = Büyük Bileşik Alan Teorisi) teorisini önermişlerdir. Bunlara göre  $10^{14}$  GeV üstündeki enerjilerde kuvvetli, zayıf ve elektromanyetik etkileşimler birbirinden ayırt edilemiyordu. Daha sonraları birçok fizikçi, bu dört etkileşimin  $10^{19}$  GeV 'tan daha büyük enerjilerde birleştirilebileceğini önermiştir. Buna *Süper Büyük Bileşim Teorisi (Super Grand Unified Theory)* veya *Her Şeyin Teorisi (Theory of Everything)* denmektedir (Hawking, 2007).

Büyük Bileşim Teorisinin temel fikri, dört bağımsız etkileşimin tek bir etkileşimin bileşenleri şeklinde olmasına dayanmaktadır. Teorideki her bir kuvvet; tek bir kuvvet kanunu ile tanımlanabilecek olan diğer kuvvetlere daha önce varolan bir simetri ile bağlıdır.

Fakat bugün evrende bu dört temel etkileşim ayrıdır. Bundan dolayı, fizikçilere göre evrende bir simetri bozulması olmuştur. Simetri bozulmasına geçmeden önce kısaca simetri tanımına değinelim. Eğer bir teori veya bir işlem üzerinde belirli işlemler yapıldığında değişmiyorsa bu teori bu işlemlere göre simetriktir denir.

Fizikçilere göre evrende kendiliğinden bir simetri bozulması olmuştur. Bu simetri bozulmasını açıklamak için bir sıvıyı ele alalım. Sıvı bir dönme (rotasyonel) simetrisi göstermektedir. Çünkü sıvının döndürülmesi durumunda moleküllerin dağılımları aynıdır. Bununla birlikte sıvı, soğuyarak kristal hale geldiği zaman atomlar kendilerini kristal eksenleri boyunca dizilirler ve artık dönme simetrisi bozulmuştur.

Buna göre yüksek sıcaklık evresine, *simetrik evre* ve düşük sıcaklık evresine de *bozuk-simetri evre* denir. Eğer bozuk simetri durumundaki bir sistemin sıcaklığı artsaydı (Örneğin; bir kristalin sıvıya dönüşmesi gibi) sistemin simetrisi tekrar önceki haline dönerdi. Büyük Bileşik Alan Teorisine göre evrende birçok bu tür evre geçişleri olmuştur. Bu teoriye göre, Planck zamanı sonunda ( $10^{-43}$  s) evrendeki parçacıkların enerjileri  $10^{19}$

GeV altına düştüğünde evrenin sıcaklığı  $10^{32}$  K idi ve gravitasyon diğer kuvvetlerden ayrılmıştı. O halde  $t = 10^{-43}$  s de kendiliğinden bir simetri bozulması vardır (Barrow, 2008).

$t = 10^{-35}$  s de parçacıkların enerjileri  $10^{14}$  GeV altına ve evrenin sıcaklığı  $10^{27}$  K 'ne düşmüştü. Bu esnada kuvvetli etkileşim diğer iki etkileşimden ayrıldı. Bundan dolayı  $t = 10^{-35}$  s de ikinci bir simetri bozulması olmuştur (Griffiths, 1987).

$t = 10^{-12}$  s de sıcaklık  $10^{15}$  K düşmüş ve parçacıkların enerjileri 100 GeV olmuş. Bu esnada elektromanyetik etkileşim zayıf etkileşimden ayrılmıştır. GUT teorisine göre simetrik evreden bozuk simetrik evreye geçiş sırasında daha önce bahsedilmiş olan çeşitli topolojik eksiklikler oluşmuştur. Bu eksiklikler, simetri özelliğine bağlı olarak ortaya çıkmaktadırlar (Griffiths, 1987).

## **1.2. Sicim Teorisi ve Kozmolojik Önemi**

İlk sicim teorisi 1960'lı yılların sonlarına doğru Veneziano'nun güçlü nükleer kuvveti tanımlamaya çalışması sırasında geliştirilmiştir. Veneziano bu kuvveti tanımlamak için bir çok deney yapmaya başlamış ve deneyler sırasında 2-spinli, kütsüz parçacıklarla karşılaşmıştır. Aynı zamanda; bu parçacık, gravitasyon kuvvetini taşımakta idi ve nükleer sistemde o ana kadar bilinen hiçbir şeye karşılık gelmiyordu. Bu model; güçlü nükleer kuvvet tanımlamasında belli miktarda başarılı olmasına rağmen, nükleer kuvveti tam olarak tanımlayamamıştı. Daha sonra bu teorinin sicimleri tanımladığı anlaşıldı. Boyutsuz parçacıklar yerine 1-boyutlu nesnelere olan sicimlerin alınması ancak 26 boyutta mümkündür. Çünkü Veneziano'nun modeli matematiksel olarak yapılmıştı. Sicim teorisinin de matematiksel olarak tutarlı olabilmesi için 26 boyut gerekli idi. 1970'li yılların ortalarında kuantum kromodinamik diye adlandırılan ve güçlü nükleer kuvveti başarılı bir şekilde tanımlayan yeni bir teori ortaya atılana kadar sicim teorisi bırakıldı. Buna I. tip sicim teorisi denmektedir. Daha sonra sicim teorisi, güçlü nükleer kuvveti tanımlamasından daha çok gravitasyonu tanımlamak için Sherk ve Schwarz tarafından tekrar ele alındı. Buna II. tip sicim teorisi dendi. Bu teoride 26 boyutun sorun yarattığı bulundu. Çünkü şu anda 4-boyutu görebiliyoruz. Daha sonra Ramond, Neveu ve Schwarz sicimlerin parçacıklarla yer değiştirilmesinin 10 boyutta mümkün olabileceğini buldular. 1980'lerde süper simetrinin ortaya atılmasıyla III. tip sicim teorisi olan süper sicim teorisi

geliştirildi. Süper simetri, bozon ve fermiyon farklı özelliklere sahip parçacıkları tek bir özellikte birleştiren teoridir. Aynı zamanda bu teori 4 temel etkileşimin birleştirilmesini içermektedir. Buna süper gravite teorisi veya her şeyin teorisi de denmektedir. Sicim teorilerinde gravitonlar, diğer tüm parçacıklar ve dört temel etkileşimin birleştirilmesi için titreşen 1-boyutlu sicimler göz önüne alınmaktadır. Temel parçacıklar sicimin farklı titreşim modlarıyla tanımlanır. Sicimler arasındaki etkileşimler uzay-zamanda sonlu bölgelerde olduğundan, noktasal parçacık teorilerindeki matematiksel sonsuzluklar yoktur. Bir sicim, uzay-zamanda izdüşüm evren parçası (world sheet) olarak adlandırılan 2-boyutlu bir yüzey süpürmektedir. Sicimler mümkün iki tür topolojiye sahiptirler.

**i) Açık Sicimler :** Eğer sicim açıksa, yörünge bir izdüşüm evren parçasıdır. Bu sicimler uç noktalarında yükler taşımaktadırlar ve elektronlar gibi yüklü parçacıkları temsil ederler.

**ii) Kapalı Sicimler :** Eğer sicim kapalı ise, yörünge bir tüptür. Bu sicimlerin uç noktaları yoktur ve graviton gibi yüksüz parçacıkları temsil ederler. Daha çok, kapalı sicimler incelenmektedir. Çünkü bunlar enerjilerini gravitasyonel yolla kaybederler (Davies ve Brown, 1988).

**BÖLÜM 2****ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR**

Kozmolojinin ana amaçlarından biri, gözlenen bugünkü evrenin durumunu tanımlayacak bir matematiksel model kurmaktır. Evrenin matematiksel bir modeli için hareket noktası Einstein'ın Genel Relativite Teorisi'nin alan denklemleridir. Einstein alan denklemlerine, formüle edildikleri 1915 yılından beri çözümler aranmaktadır. O zamandan beri birçok çözümler bulunmuştur.

Çoğunlukla incelenen kozmolojik modeller ideal akışkanlı modellerdir. Bazı durumlarda, böylesi yaklaşımlar yetersiz kalmaktadır. Örneğin, evrenin ilk anlarındaki fiziksel olaylar hala tam olarak açıklanamamaktadır. Bu nedenle evrenin ilk anlarını açıklamak için sicim (string) teorisi ele alınmıştır (Hawking ve Israel, 1987; Chakraborty, 1991). İlk string teorisi 1960'lı yılların sonlarına doğru Veneziano'nun güçlü nükleer kuvveti tanımlamaya çalışması sırasında geliştirilmiştir (Davies ve Brown, 1988). Evrenin ilk anlarında bir çok evre geçişleri olmuş olması ve bu evre geçişlerinin; Big Bang'tan sonraki sıcaklık, kritik sıcaklığın ( $t = 10^{-43}$ s deki sıcaklık) altına düştüğünde meydana gelmiş olması, evre geçişlerinin, uzayın simetrisinin bozulmasına ve çeşitli olaylara sebep olmakta ve bu olayların uzayın simetri özelliğine bağlı olarak ortaya çıktığı düşüncesini kuvvetlendirmektedir (Kibble, 1976; Hindmarsh ve Kibble, 1994; Perivolaropoulos, 1994).

Bilindiği gibi, evrende maddenin dağılımında bazı kümeleşmeler vardır. Yıldızlar galaksilerde, galaksiler kümeler içinde ve kümelerde süper kümeler içinde gruplaşmıştır. Bu nedenle kozmik sicimlerin, evrenin ilk dönemlerinde parçacıklardan önce ortaya çıktıklarına ve gravitasyonel mercekleşmeler olarak etki yaptıklarına ve yine evrenin ilk evrelerinde galaksi oluşumuna yol açan yoğunluk değişimlerine neden olduklarına inanılmaktadır (Zeldovich, 1980).

Bu çalışmada, uzay-zamanın eğrilik kaynağı olarak, içerisindeki sicimlere tutturulmuş parçacıklar içeren kozmik sicim bulutu kaynaklı bir madde dağılımı alınarak, uzaysal homojen fakat anizotrop Bianchi tipi I metriğin (Marder metriği) çeşitli çözümleri elde edilmiştir. Elde edilen çözümlerin asimptotik davranışları ve fiziksel özellikleri tartışılmıştır.

Yeni çözümler bulmak ve onları yorumlamak temel bilimcilerin hala önemle üzerinde durdukları birkaç konudan biridir. Çözümler aranırken bir takım fiziksel ve formal varsayımlar yapılır. Bu varsayımlardan en çok kullanılanlardan biri uzay-zaman simetrilerini dikkate almaktır (Hawking ve Israel, 1979; Demianski, 1979; Kramer ve ark., 1980). Bu simetriden biride uzayın homojenliğidir. Büyük ölçekte (uzaklık  $\geq 50 - 100$  Mpc) bu durumu destekleyici bazı gözlemsel veriler vardır (MacCallum, 1979). Bianchi tipi çözümler de homojen varsayımlı çözümlerdir. Bu nedenle; bugünkü evreni inceleme ve yorumlamada Bianchi tipi kozmolojiler büyük önem taşımaktadır. Ayrıca, Bianchi tipi modeller diğer bazı homojen modelleride (Friedmann ve Kantowski-Sachs modelleri) içerdiklerinden önemlidirler (Hawking ve Israel, 1979). Yukarıda sözü edilen gözlemsel gerçeklerden başka homojen evrenlerin incelenmesi matematiksel açıdan da büyük kolaylığa sahiptir. Çünkü; Einstein alan denklemleri, bu durumda kısmi diferansiyel denklemlerden adi diferansiyel denklemlere indirgenmektedir. Uzaysal homojen uzayların, uzay-zaman simetrisi ilk kez Bianchi (1897) tarafından incelenmiş ve uzay-zaman simetrisininin maksimum 9 farklı tipe izin verdiği görülmüştür (Ryan ve Shepley, 1975). Homojenlik, evrenin fiziksel özelliklerinin verilen bir zamanda ve seçilen bir doğrultu boyunca aynı olması şeklinde tanımlanmaktadır. Bir başka ifade ile bir metrik uzay, bir  $x^i$  noktasını komşuluğundaki bir  $\bar{x}^i$  noktasına dönüştüren  $\bar{x}^i = x^i + \epsilon \xi^i(x)$  şeklindeki izometri dönüşümlerine sahipse bu metrik homojendir denir. Burada  $|\epsilon| \ll 1$  dir. Uzay ve zamanın bütün noktalarında metriğin aynı olduğu bir kozmolojik modele uzay ve zamanda **homojen model** denir. Eğer  $t = \text{sabit}$  hiperyüzeyi üzerinde sadece uzay kısmına ait bütün noktalarda metrik aynı ise o zaman model **Uzaysal Homojen Model** adını alır. Böylece, Einstein alan denklemleri tek bir bağımsız değişken (*kozmik zaman t*) cinsinden yazılabilir (Landau ve Lifshitz, 1987; Stephani, 1985; Hughston ve Tod, 1990).

Stringlerin genel relativistik açıdan ele alınışı Letelier (1979 ve 1983) ve Stachel (1980) tarafından genişletilmiştir. Gerilim (stress) enerjisine sahip ve gravitasyonel alanlar ile bağlantı kuran nesnelere olarak gözönüne alınan kozmik sicimlerin gravitasyonel etkileri Vilenkin (1981), Hogan (1984), Hogan ve Rees (1984), Turok ve Schramm (1984), Gott (1985) ve Garfinkle (1985) tarafından ayrıntısı ile incelenmiştir. Daha sonra, Letelier (1983) sicimlere ait enerji momentum tensörünü kullanarak Bianchi I ve Kantowski-Sachs uzay-zamanları için sicimlerin relativistik modellerini elde etmiş. Kaiser ve Stebbins (1984) mikrodalga fon ışınımında gözlenen anizotropinin kozmik sicimlerden

kaynaklanabileceğine dikkat çektiler. Diğer Bianchi tipleri ile temsil edilen uzay-zamanlar için relativistik sicim modelleri Kriori ve ark. (1990), Banerjee ve ark. (1990) ve Tikekar ve Patel (1992, 1994) tarafından elde edilmiştir. Gravitasyon alanın kaynağı olarak kozmik sicimler olarak Kantowski-Sachs simetrisine sahip küresel simetrik uzay-zamanlar için Einstein alan denklemlerinin çözümleri Matravers (1988) tarafından elde edilmiştir. Nevin (1991) statik küresel simetrik ve silindirik simetrik uzay-zamanlar için eğrilik kaynağı olarak sicimleri alarak çözümler elde etmiş. Kriori ve ark. (1994) bazı Bianchi tipi kozmolojik modellere ait Einstein alan denklemlerini ve çözümlerini kozmik sicim için incelemiştir. Kriori bu çalışmasında Bianchi tipi V kozmolojilerde, kozmik sicimlerin oluşmadığına dikkat çekmiştir. Tikekar ve ark. (1994) silindirik simetrik ve inhomojen uzay-zamanlar için sicim kozmolojinin bazı özel çözümlerini vermiştir. Küresel sicim akışkanların simetrisi Glass ve Krisch (1999) tarafından ayrıntıları ile tartışılmıştır.

Son yıllarda, evrenin evrimini ve bu evrim işlemleri sırasında karşılaşılan bazı astrofiziksel ve kozmolojik olayları açıklamada sicim bulutu yerine akışkanlık özelliği içeren sicim akışkan kaynaklı modeller üzerinde durulmaktadır. Yılmaz ve Yavuz (1997) ve Yılmaz ve ark. (1999) sicim akışkanların miras (inheritance) simetrisini ayrıntıları ile ele almışlardır. Rotasyon yapan uzay-zamanlarda skaler alanlı sicim modeller Baysal ve ark.(2001) tarafından tartışılmıştır.



## BÖLÜM 3

## MATERYAL VE YÖNTEM

## 3.1. Einstein Alan Denklemleri

Gravitasyonel etkileşimleri açıklamak için bir çok teori ileri sürülmüştür. Ancak, bu teorilerin hiçbiri *gezegenlerin enberi noktasının ilerlemesi, gravitasyonel kırmızıya kayma, gravitasyonel alanda ışığın sapması* gibi bazı gravitasyonel kökenli olayları tam olarak açıklayamamaktadır. Bu nedenle, Einstein büyük ölçekteki gravitasyonel etkileşimleri ve evrenin global yapısını daha iyi bir şekilde tanımlayabilmek ve açıklayabilmek için 1915 yılında kendi adıyla anılan *Einstein Genel Relativite Teorisini* ortaya atmıştır. Bu teorinin temel denklemleri uzay-zamanın geometrisi ile bu geometriyi oluşturan madde arasında bir ilişki olduğunu ön gören *Einstein Alan Denklemleri*dir.

Buna göre, 4-boyutlu bir  $(M^4, g_{ik})$  düzgün Riemann manifoldunda uzay-zamanın geometrisi, uzay ve zamanın koordinatlarının sürekli bir fonksiyonu olarak tanımlanan

$g_{ik} = g_{ik}(x^1, x^2, x^3, x^4)$  metrik tensörü yardımıyla,

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

şeklinde belirlenen  $ds^2$  yay elemanı ile karakterize edilmektedir. Burada  $g_{ik}$  genel olarak

$x^j$  koordinatlarına bağlı metrik tensör olup simetriktir ( $g_{ik} = g_{ki}$ ) ve  $dx^i$  'lerde koordinat diferansiyelleridir. Bu çerçevede; uzay-zamanın geometrik yapısı ile gravitasyonel alanlar arasında matematiksel bağıntı,

$$G_{ik} \equiv R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} + \Lambda g_{ik} \equiv -K T_{ik} \quad , \quad K = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (3.2)$$

olarak verilen Einstein alan denklemleri ile tanımlanmaktadır. Burada  $R_{ik}$  Ricci tensörü

olup simetrik tensördür,  $R$  eğrilik skaleri ( $R = R^i_i = g^{ik} R_{ik}$ ),  $G$  gravitasyon sabiti,

$\Lambda$  kozmolojik sabit,  $c$  ışık hızı ve  $T_{ik}$  enerji-momentum tensörüdür ve simetriktir. Einstein

alan denklemleri, simetri ( $G_{ik} = G_{ki}$ ) nedeniyle 10 tane ikinci mertebeden lineer olmayan kısmi diferansiyel denklem sistemi oluştururlar. Bu diferansiyel denklem sistemlerinin tam çözümleri oldukça zordur. Dolayısı ile; Einstein alan denklemlerine çözümler aranırken, uzay-zaman simetriterinin büyük önemi vardır. Bu yüzden çoğu zaman; alan denklemlerinin sağ tarafına *homojenlik*, *izotropi*, *küresel simetri*, *silindirik simetri* ve *düzlemsel simetri* gibi bazı fiziksel ve matematiksel kabullerden biri veya bir kaç, sol tarafa ise ideal akışkan, viskoz akışkan, elektromanyetik alan, kozmik sicim gibi kozmik madde formları eklenerek denklemlerin çözümleri elde edilmeye çalışılır. Simetri özellikleri ise; matematiksel olarak

$$g_{ik,j}\xi^j + g_{ij}\xi^{j,k} + g_{jk}\xi^{j,i} = 0 \quad (3.3)$$

şeklinde verilen Killing denklemleri'nin  $\xi^i$  çözümleri ile belirlenmektedir. Bu denklemler,  $\xi^i$  yer değiştirmeleri altında uzay-zamanın invaryant kalması için gerekli ve yeterli koşulları oluştururlar. Bu  $\xi^i$  çözümlerine *Killing vektör alanları* denir. Bu denklemlere; her zaman çözüm bulmak mümkün olmamaktadır. Eğer denklemlerin bir çözümü varsa, uzay-zaman bir hareket simetrisine ya da izometriye sahiptir denir (Ryan ve Sheply, 1975; Kramer , 1980; Stephani, 1985).

Uzay-zamanı tanımlayan bir  $ds^2$  yay elemanı verildiğinde, buna ait Einstein alan denklemlerini bulmak için öncelikle verilen yay elemanını oluşturan  $g_{ik}$  metrik potansiyel tensörlerinden yararlanarak,

$$\Gamma_{k\ell}^i = \frac{1}{2}g^{im}\left(\frac{\partial g_{km}}{\partial x^\ell} + \frac{\partial g_{m\ell}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{k\ell}}{\partial x^m}\right) \quad (3.4)$$

bağıntısı ile ifade edilen, 40 bileşeni bulunan ve alt indisler üzerinden simetrik olan

Christoffel sembolleri ( $\Gamma_{k\ell}^i = \Gamma_{\ell k}^i$ ) hesaplanır. Bağlantı (connection) katsayıları olarak da

anılan bu sembolleri kullanarak, Einstein alan denklemlerinde yer alan Ricci tensörü,

$$R_{ik} = R_{ki} = \frac{\partial \Gamma_{ik}^l}{\partial x^\ell} - \frac{\partial \Gamma_{i\ell}^k}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^\ell \Gamma_{im}^m - \Gamma_{i\ell}^m \Gamma_{km}^\ell \quad (3.5)$$

bağıntısından hesaplanır. Bu hesaplamalar sonucunda; 10 Ricci tensör bileşeni elde edilir. Ricci tensöründen yararlanarak R eğrilik skaleri hesaplanır. Ricci tensörü; uzay-zamanın eğriliğini gösteren ve

$$R^i{}_{klm} = \frac{\partial \Gamma^i{}_{km}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma^i{}_{kl}}{\partial x^m} + \Gamma^i{}_{nl} \Gamma^n{}_{km} - \Gamma^i{}_{nm} \Gamma^n{}_{kl} \quad (3.6)$$

denklemler ile gösterilen *Riemann tensörü*'nün indisler üzerinden gençleşmiş (contraction) halidir. Riemann tensörünü hesaplamak oldukça zor ve zahmetlidir. Hesaplamalarda

çoğunlukla, Riemann tensörünün  $R_{iklm} = R_{kiml} = R_{lmik}$  gibi simetri ve

$R_{iklm} + R_{imkl} + R_{ilmk} = 0$  bağıntılarından dolayı 20 bağımsız bileşeni vardır. Tüm bu

hesaplanan nicelikler (4.2) denklemi ile verilen Einstein alan denklemlerinde kullanılarak,  $T_{ik}$  enerji-momentum tensörü ile karakterize edilen madde dağılımının uzay-zamana nasıl bir geometri kazandıracığı hakkında bilgi edinilir. Elde edilen Einstein alan

denklemlerinde  $T_{ik} \neq 0$  ve  $T_{ik} = 0$  durumları alınır sırasıyla  $T_{ik}$  madde dağılımı içindeki (iç çözüm) ve dışındaki (dış çözüm) gravitasyonel alanları elde edilir. Gravitasyonel alanda bir parçacığın hareket (geodezik) denklemi,

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i{}_{km} \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^m}{ds} = 0 \quad (3.7)$$

ile verilir (Landau ve Lifshitz, 1987). Böylece; elde edilen alan denklemlerinin çözümünde, ilave olarak metrik katsayıları veya maddenin fiziksel nicelikleri arasında bağıntılar kuran durum denklemleri ( $p = p(\rho)$ ) gibi ek koşullarda kullanılmaktadır. Önerildiği günden bu güne kadar, Einstein alan denklemlerine bir çok çözümler bulunmuş ve çalışmalar devam etmektedir. Son zamanlarda; gerek astrofiziksel ve gerekse kozmolojik önemi nedeniyle bu denklemlerin yeni çözümlerinin elde edilmesinde uzay-zaman simetrisi ve yeni madde formları kullanılmaktadır.

### 3.2. Enerji-Momentum Tensörü ve Türleri

Enerji-momentum tensörünün tam anlamıyla bilinmesi ancak maddenin yapısı hakkında iyi bir teorinin tanımlanması ile mümkündür. Bu nedenle; bir yaklaşım yapılması kaçınılmaz olmaktadır. Bu yaklaşım; mükemmellik derecesine göre, az veya çok karmaşık haldeki bir enerji-momentum tensörüne karşılık gelecektir. Bu tensör; maddesel enerji, kinetik enerji, gerilimlerden ortaya çıkan enerji, elektromanyetik alanın doğurduğu enerji vb. gibi farklı enerji türlerine karşılık gelen farklı terimler içerir (Lichnerowicz, 1969). Kozmolojik açıdan önemli olabilecek farklı maddeleri tanımlayan bazı enerji-momentum tensörleri kısaca şu şekilde ifade edilirler:

#### i) Toz Bulutu (*The Cloud of Dust*)

Basıncsız madde ( $p = 0, \rho \neq 0$ ) yumağı olarak tanımlanan toz bulutu için enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k \quad (3.8)$$

olarak verilir. Burada  $\rho$ , zamansal (time-like,  $u_i u^i < 0$ ) 4-lü hız vektörü  $u^i$  ye sahip bir gözlemci tarafından ölçülen akışkanın toplam enerji yoğunluğudur. Komoving koordinat sisteminde  $u^i$  4-lü hız vektörü,

$$u^i u_i = -1. \quad (3.9)$$

eşitliğini sağlar.

#### ii) Saf Işınım Alanı (*Pure Radiation Field*)

Tamamen ışınım ile dolu bir alanın enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \Phi^2 k_i k_k \quad (3.10)$$

olarak verilir. Burada  $k_i$  ve  $\Phi$ , sırasıyla, ışıksal (null :  $k_i k^i = 0$ ) 4-lü vektör ve ışınımı karakterize eden skaler fonksiyondur.

### iii) Relativistik Gaz (*Relativistic Gas*)

Relativistik özelliklere sahip bir gaz dağılımının enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \sum_A \int_{P_A} p_i p_k f_A \pi_A \quad (3.11)$$

olarak tanımlanır. Burada  $p_i$ ,  $f_A$  ve  $\pi_A$ , sırasıyla, gaz parçacıklarının 4-lü momentumu, gaz parçacıklarının dağılım fonksiyonu ve koordinattan bağımsız hacim elemanıdır.

### iv) İdeal Akışkan (*Perfect Fluid*)

Basıncı  $p \neq 0$ ,  $\rho \neq 0$  olarak ta adlandırılan ideal akışkan için enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k + p h_{ik} \quad (3.12)$$

olarak verilir. Burada  $\rho$ , akışkanın izotropik basıncıdır.  $h_{ik}$  ise izdüşüm tensörü olup,

$$h_{ik} = g_{ik} + u_i u_k \quad (3.13)$$

olarak tanımlanır ve simetrik bir tensördür ( $h_{ik} = h_{ki}$ ). Bu izdüşüm tensörü  $h_{ik} u^k = 0$  ortogonallik bağıntısını sağlar. (+) işareti ise, madde dağılımının içinde bulunduğu uzay-zamanı tanımlayan metriğin signatürüne bağlı olarak, (+2) signatür için (+) ve (-2) signatür için (-) olacak şekilde değer alır.

### v) Anizotropik Akışkan (*Anizotropik Fluid*)

Anizotropik (eş yönsüz) basınca sahip bir akışkanı tanımlayan anizotropik bir akışkanın enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = (\rho + p_{\perp}) u_i u_k + p_{\perp} g_{ik} + (p_r - p_{\perp}) X_i X_k \quad (3.14)$$

dır. Burada  $p_{\perp}$  ve  $p_r$ , sırasıyla basıncın dik ve radyal bileşenleridir.  $X_i$  ise  $u^i$  zamansal 4-lü vektöre dik birim uzaysal (space-like,  $u_i u^i > 0$ ) 4-lü vektördür ve bu 4-lü vektörler ( $u^i X_i = 0$ ,  $u^i u_i = -X_i X^i = -1$ ) koşullarını sağlamaktadır.

#### vi) Isı Akılı Akışkan (*The Fluid with Heat Flux*)

Isı akısına sahip bir akışkanın enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k + p h_{ik} + q_i u_k + q_k u_i + \pi_{ik} \quad (3.15)$$

şeklindedir. Burada  $q_i$  ve  $\pi_{ik}$ , sırasıyla, 4-lü ısı akı vektörü ve izsiz gerilim veya anizotropik basınç tensörüdür.

#### vii) İdeal Olmayan Akışkan (*Imperfect Fluid*)

İdeal olmayan bir akışkan için enerji-momentum tensörü

$$T_{ik} = \rho u_i u_k + p h_{ik} - 2\eta \sigma_{ik} + q_i u_k + q_k u_i \quad (3.16)$$

şeklinde bir yapıya sahiptir.

#### viii) Viskoz Akışkan (*Viscous Fluid*)

Viskoziteli akışkan olarak ta adlandırılan viskoz akışkan için enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k + (p - \xi \theta) h_{ik} + 2\eta \sigma_{ik} \quad (3.17)$$

olarak verilir. Burada  $\eta$ ,  $\xi$  ve  $\theta$  nicelikleri sırasıyla shear viskozite katsayısı, bulk viskozite katsayısı ve genişleme skaleridir.

#### ix) Elektromanyetik Alan (*Electromagnetic Field*)

Elektromanyetik alanı tanımlayan enerji momentum-tensörü,

$$T_{ik} = F_{i\ell} F_k{}^\ell - \frac{1}{4} F_{mn} F^{mn} g_{ik} \quad (3.18)$$

dır. Burada  $F_{ik} = -F_{ki}$ , elektromanyetik alan tensörü olup antisimetrik bir tensördür.

#### **x) Kozmik Nötrino** (*Cosmic Neutrino*)

Kozmik nötrinoları karakterize eden enerji-momentum tensörü

$$T_{ik} = \chi \ell_i \ell_k \quad (3.19)$$

olarak verilir. Burada  $\chi$  ve  $\ell_i$ , sırasıyla, kozmik nötrinoları karakterize eden enerji yoğunluğu ve kozmik nötrinoların dağılımını tanımlayan 4-lü null vektördür ( $\ell_i \ell^i = 0$ ).

#### **xi) Sicim Bulutu** (*Strings Cloud*)

1-boyutlu nesnelere olarak tanımlanan kozmik sicimlerden oluşan bir bulut için enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k - \lambda X_i X_k \quad (3.20)$$

olarak verilir. Burada  $\lambda$ ,  $\rho$  ve  $\rho_p = \rho - \lambda$ , sırasıyla, kozmik sicimleri karakterize eden sicim gerilim enerji yoğunluğu, sicim bulutunun toplam enerji yoğunluğu ve buluttaki sicimlere iliştilmiş parçacıkların durgun enerji yoğunluğudur.

#### **xii) Sicim Akışkan** (*Strings Fluid*)

Kozmik sicimlerden oluşan bir akışkanın enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = (q + \rho_s)(u_i u_k - X_i X_k) + q g_{ik} \quad (3.21)$$

dır. Burada  $\rho_s$  ve  $q$ , sırasıyla, sicim yoğunluğu ve sicim gerilimi yani bir tür sicim basıncıdır.

#### **xiii) Skaler Alan** (*Scalar Field*)

Bir tür sıfır kütleli parçacıkların alanını tanımlayan skaler alan için enerji-momentum tensörü

$$T_{\phi}^{ik} = g^{i\ell} g^{km} \frac{\partial \phi}{\partial x^{\ell}} \frac{\partial \phi}{\partial x^m} - \frac{1}{2} g^{ik} g^{jk} \frac{\partial \phi}{\partial x^j} \frac{\partial \phi}{\partial x^k} + V(\phi) \quad (3.22)$$

olarak verilir. Burada  $\phi$  ve  $V(\phi)$ , sırasıyla, skaler alanı tanımlayan bir fonksiyon ve alanın potansiyelidir.



**BÖLÜM 4****ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA****4.1. Kozmik Sicim Dolu Marder Uzay-Zamanı için Alan Denklemleri ve Bazı Temel Bağlıntılar**

Bu çalışmada, anizotropinin boşlanamadığı bir evreni karakterize eden uzaysal homojen ve anizotrop Bianchi tipi I uzay-zamanı temsil eden Marder tipi,

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

metrik ele alınmıştır (Marder, 1958). Uzaysal homojen bir evreni temsil eden bu metrik;  $t \rightarrow \int A(t)dt$  koordinat dönüşümüyle Bianchi tip I formuna dönüştürülebilir. Burada A, B ve C nicelikleri alan denklemlerinin çözümünden belirlenecek metrik potansiyelleri olup, sadece kozmik zaman  $t$  'nin fonksiyonlarıdır. (4.1) metriği ile tanımlanan evreni karakterize eden uzay-zamana eğrilik özelliği kazandıran madde olarak,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k - \lambda X_i X_k \quad (4.2)$$

şeklinde enerji-momentum tensörü ile verilen kozmik sicim dağılımı alınmıştır (Yılmaz ve Yavuz, 1997; Glass ve Krisch, 1999; Yılmaz ve ark., 1999). Burada,  $\rho$  kozmik sicim bulutunun toplam enerji yoğunluğu olup  $\rho = \rho_p + \lambda$  eşitliğini sağlar.  $\lambda$ , uzay-zamanı dolduran kozmik madde dağılımını oluşturan sicim bulutundaki kozmik sicimlerin gerilim yoğunluğudur.  $\rho_p$  ise, sicim bulutu içerisindeki kozmik sicimlere iliştilmiş parçacıkların enerji yoğunluğudur.  $u^i$  bulutun zamansal 4-lü hız vektörü ve  $X^i$  sicim akışkan içerisindeki kozmik sicimlerin yönünü tanımlayan uzaysal 4-lü vektörüdür.

Böylece (4.1) metriğinden komoving koordinat sisteminde 4-lü hız ve x-ekseni yönündeki kozmik sicimler için,

$$\begin{aligned}
u^i &= (0, 0, 0, A^{-1}) \quad , \quad u_i = (0, 0, 0, -A) \\
X^i &= (A^{-1}, 0, 0, 0) \quad , \quad X_i = (A, 0, 0, 0) \\
u^i \cdot u_i &= -X^i X_i = -1 \quad , \quad u^i X_i = 0.
\end{aligned} \tag{4.3}$$

elde edilir. (4.1) metriği ve (4.2) denklemi ile verilen enerji momentum tensörü için Einstein alan denklemlerinden aşağıdaki denklem sistemi elde edilir ( $\kappa = 1$  ,  $\Lambda = 0$ ):

$$G^1_1 \equiv \frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\ddot{C}}{C} - \frac{\dot{A}}{A} \left( \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} = A^2 \lambda \tag{4.4}$$

$$G^2_2 \equiv \left( \frac{\dot{A}}{A} \right)' + \frac{\ddot{C}}{C} = 0 \tag{4.5}$$

$$G^3_3 \equiv \left( \frac{\dot{A}}{A} \right)' + \frac{\ddot{B}}{B} = 0 \tag{4.6}$$

$$G^4_4 \equiv \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} = A^2 \rho \tag{4.7}$$

Burada “’” işareti kozmik zaman  $t$  'ye göre türevi göstermektedir. Einstein alan denklemlerinden görüleceği gibi;  $\lambda$  ve  $\rho$  nicelikleri sadece kozmik zaman  $t$  'nin fonksiyonudur.

(4.1) metriği ile tanımlanan bir uzay zaman için oluşturulan modeli karakterize eden uzaysal hacim ( $\sqrt{-g} = \sqrt{-g}$ ), ivme vektörü ( $\dot{u}^i = u^i_{;k} u^k$ ), genişleme skaleri ( $\theta = u^i_{;i}$ ), rotasyon skaleri ( $\omega^2$ ) ve shear skaleri ( $\sigma^2$ ) gibi kinematik nicelikler sırasıyla aşağıdaki gibi elde edilmiştir:

$$\sqrt{-g} = A^2 BC \tag{4.8}$$

$$\dot{u}^i = u^i_{;k} u^k = 0 \tag{4.9}$$

$$\theta = u_{;i}^i = \frac{1}{A} \left( \frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) \quad (4.10)$$

$$\omega_{ik}^2 = \frac{1}{2} \omega_{ik} \omega^{ik} = 0 \quad (4.11)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} \sigma_{ik} \sigma^{ik} = \frac{1}{3} \theta^2 - \frac{1}{A^2} \left( \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} \right) = \frac{\theta^2}{3} - \rho \quad (4.12)$$

Burada  $g_{ik}$  (4.1) denklemi ile verilen  $g_{ik}$  metriğinin determinantıdır.  $\omega_{ik}$  ve  $\sigma_{ik}$  ise sırasıyla rotasyon (vorticity) ve shear tensörleri olup,

$$\omega_{ik} = \frac{1}{2} (u_{i;k} - u_{k;i}) = \frac{1}{2} (\dot{u}_i u_k - \dot{u}_k u_i) \quad (4.13)$$

ve

$$\sigma_{ik} = \frac{1}{2} (u_{i;\ell} H_{k}^{\ell} - u_{k;\ell} H_{i}^{\ell}) - \frac{1}{3} \theta H_{ik} \quad (4.14)$$

bağıntıları ile verilmektedir.  $H_{ik}$  izdüşüm tensörüdür ve

$$H_{ik} = g_{ik} + u_i u_k \quad (4.15)$$

şeklinde tanımlanır. Bianchi özdeşliğinden ( $T_{;k}^{ik} = 0$ ),

$$\dot{\rho} - \frac{\dot{A}}{A} \lambda + A \rho \theta = 0 \quad (4.16)$$

ve Raychaudhuri denkleminde (Raychaudhuri, 1955)

$$\dot{\theta} = -\frac{1}{3} \theta^2 - 2 \sigma^2 - R_{ik} u^i u^k \quad (4.17)$$

yazılır. Burada

$$R_{ik} u^i u^k = -\frac{\rho}{2} \leq 0 \quad (4.18)$$

dır. Enerji koşulları (Hawking ve Ellis, 1973),  $\lambda$  kozmik sicimlerin enerji yoğunluğunun işaretini sınırlamamakla birlikte bizi  $\rho \geq 0$  ve  $\rho_p \geq 0$  sonucuna götürmektedir. Bu sonuç; (4.17) ifadesi de göz önüne alınarak, Banerjee ve ark. (1990) tarafından da vurgulandığı

gibi, kozmik sicimlerin varlığının bile, çökmeyi engellemeye yetmeyeceği şeklinde yorumlanmaktadır.

#### 4.2 Alan Denklemlerinin Çözümü

(4.4) – (4.7) denklemler takımı ile verilen Einstein alan denklemleri, beş bilinmeyenli (A, B, C,  $\rho$  ve  $\lambda$ ) dört diferansiyel denklem sisteminden oluşmaktadır. Bu nedenle, elde edilen alan denklemlerini çözebilmek için ilave bir kabul gereklidir. Bu çalışmada, b ve n keyfi birer sabitler olmak üzere, alan denklemlerine;

$$B = b e^{nt} \quad (4.19)$$

olacak şekilde metrik potansiyellerden birinin zamana göre üstel değişim yasasına uyduğu varsayımını kullanıyoruz. Böylece; (4.5) ve (4.6) alan denklemlerinden,

$$-\left(\frac{\dot{A}}{A}\right)' = \frac{\ddot{B}}{B} = \frac{\ddot{C}}{C} \quad (4.20)$$

elde edilir. (4.19) ile tanımlanan üstel değişim yasası ifadesi (4.20) denkleminde kullanıldığında; a, m,  $C_1$  ve  $C_2$  integral sabitleri olmak üzere sırasıyla,

$$A = a e^{-\frac{n^2}{2}t^2 + mt} \quad (4.21)$$

ve

$$\ddot{C} - n^2 C = 0 \quad \Rightarrow \quad C = C_1 e^{nt} + C_2 e^{-nt} \quad (4.22)$$

çözümleri elde edilir. (4.4) ve (4.7) denklemlerinden, uzay-zaman eğriliğini oluşturan kozmik sicim bulutundaki toplam enerji yoğunluğu  $\rho$ , sicim gerilim yoğunluğu  $\lambda$  ve bulut içerisinde sicimlere iliştilmiş olarak bulunan parçacık enerji yoğunluğu  $\rho_p$  nicelikleri sırasıyla,

$$\rho = \frac{1}{A^2} \left[ \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} \right] \quad (4.23)$$

$$\lambda = \frac{1}{A^2} \left[ \frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\ddot{C}}{C} - \frac{\dot{A}}{A} \left( \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} \right] \quad (4.24)$$

ve

$$\rho_p = \frac{1}{A^2} \left[ 2 \frac{\dot{A}}{A} \left( \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) - \frac{\ddot{B}}{B} - \frac{\ddot{C}}{C} \right] \quad (4.25)$$

ifadeleri olarak elde edilirler. Böylece elde edilen A, B ve C metrik potansiyelleri (4.8), (4.10), (4.12), (4.23), (4.24) ve (4.25) denklemlerinde kullanılarak kozmik sicim bulutu ile dolu bir evreni tanımlayan modelin geometrik ve fiziksel nicelikleri sırasıyla aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$\lambda = \frac{ne^{n^2t^2} \{C_1 e^{nt} [n(2nt+3) - 2m] + nC_2 e^{-nt}\}}{a^2 e^{2mt} (C_1 e^{nt} + C_2 e^{-nt})} \quad (4.26)$$

$$\rho = \frac{ne^{n^2t^2} \{C_1 e^{nt} [n(1-2nt) + 2m] - nC_2 e^{-nt}\}}{a^2 e^{2mt} (C_1 e^{nt} + C_2 e^{-nt})} \quad (4.27)$$

$$\rho_p = \frac{2ne^{n^2t^2} \{C_1 e^{nt} [2m - n(2nt-1)] - nC_2 e^{-nt}\}}{a^2 e^{2mt} (C_1 e^{nt} + C_2 e^{-nt})} \quad (4.28)$$

$$\theta = \frac{e^{\frac{n^2}{2}t^2}}{a e^{mt} (C_1 e^{nt} + C_2 e^{-nt})} \{C_1 e^{nt} [m - n(nt-2)] - C_2 (n^2t - m) e^{-nt}\} \quad (4.29)$$

$$\sigma^2 = \frac{e^{n^2t^2}}{3a^2 e^{2mt} (C_1 e^{nt} + C_2 e^{-nt})^2} \left\{ \begin{aligned} &C_1^2 e^{2nt} [n^2t(n^2t + 2n - 2mt) + (m - n)^2] \\ &+ C_2^2 e^{-2nt} [n^2t(n^2t + 2m) + m^2 + 3n^2] \\ &+ 2C_1 C_2 [n^2t(n^2t - 2m + n) - mn] \end{aligned} \right\} \quad (4.30)$$

Elde edilen bu çözümler, Einstein alan denklemlerini ve (4.16) denklemi ile verilen Bianchi özdeşliğini sağlamaktadır. Bu da, elde edilen kozmolojik modelin fiziksel olarak tutarlı olduğunu ve kabul edilebilir bir model tanımladığını göstermektedir. Şimdi bu çözümlere ait modellerin fiziksel ve geometrik nicelikleri ile asimptotik davranışlarını çeşitli parametrelere bağlı olarak inceleyebiliriz.

## BÖLÜM 5

## SONUÇLAR VE ÖNERİLER

## 5.1. Çözümlerin Asimptotik Davranışları ve Bazı Özellikleri.

Kozmik sicim bulutu dağılımını karakterize eden enerji gerilim yoğunluğu ve diğer niceliklerin değerlerinden çözümlerin bazı özelliklerini ve davranışlarını belirlemek mümkündür. Öncelikle, (4.9) ve (4.11) denklemlerinden ( $\dot{u}^i = 0$  ve  $\omega^2 = 0$ ), elde edilen modelde gravitasyonel alanın kaynağı olarak alınan ve (4.2) denklemi ile verilen kozmik sicim bulutu dağılımının irrotasyonel ve geodezik olduğu görülür. Bu sonuç, kozmik sicim dağılımının hareketinin bir sonucu olarak ortaya çıkan akı çizgilerinin (3.7) denklemi ile tanımlanan geodezik eğriler boyunca hareket ettiğini ve rotasyon yapmadığını gösterir. (4.10) ve (4.12) denklemlerinin yardımıyla kozmolojik modellerin anizotropluğunu veren  $(\sigma/\theta)$  oranı tahmin edilebilir. Kara cisim ışımasını ile ilgili niceliklerden  $\sigma / \theta$  için üst limit  $10^{-3}$  olarak verilmiştir (Collins et al., 1980). Ayrıca; (4.23), (4.24) ve (4.25) denklemlerini kullanarak kozmik sicim bulutu dağılımında bulut enerji yoğunluğu, sicim gerilim yoğunluğu ve parçacık enerji yoğunluğu ilişkisi hakkında fikir edinilebilir.

Elde edilen ve yukarıda verilen her bir çözüm için fiziksel niceliklerin limit durumlarındaki ( $t \rightarrow 0$  ve  $t \rightarrow \infty$ ) asimptotik davranışları incelendiğinde aşağıdaki sonuçlar elde edilir.

*Genişleme başlangıcında;*

$$\lim_{t \rightarrow 0} A \rightarrow 0 \quad , \quad \lim_{t \rightarrow 0} B \begin{cases} \rightarrow \infty & , n > 0 \\ \rightarrow 0 & , n < 0 \end{cases} ,$$

$$\lim_{t \rightarrow 0} C \begin{cases} \rightarrow \infty & , n > 0 & , C_1 > 0 & , C_2 > 0 & \text{ve } n < 0 & , C_1 = 0 \\ \rightarrow 0 & , n > 0 & , C_1 = 0 & \text{ve } n < 0 & , C_2 = 0 \end{cases} \quad (5.1)$$

$$\lim_{t \rightarrow 0} \lambda \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow 0, \quad n = 0 \\ \rightarrow \infty \end{array} \right\}, \quad \lim_{t \rightarrow 0} \rho \left\{ \begin{array}{l} = 0, \quad n = 0 \\ \rightarrow -\infty \end{array} \right\}, \quad (5.2)$$

$$\lim_{t \rightarrow 0} \rho \left\{ \begin{array}{l} = 0, \quad n = 0 \\ \rightarrow -\infty \end{array} \right\}, \quad (5.3)$$

$$\lim_{t \rightarrow 0} \theta \left\{ \begin{array}{l} = 0, \quad n = 0 \\ \rightarrow -\infty \\ \rightarrow \infty, \quad a < 0 \end{array} \right\}, \quad \lim_{t \rightarrow 0} \sqrt{-g} \rightarrow 0, \quad \lim_{t \rightarrow 0} \sigma^2 \rightarrow \infty \quad (5.4)$$

ve genişlemenin sonlarına doğru ise,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} A \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow 0, \quad n \neq 0 \\ \rightarrow \infty, \quad n = 0 \end{array} \right\}, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} B \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow 0, \quad n < 0 \\ \rightarrow b, \quad n = 0 \\ \rightarrow \infty, \quad n > 0 \end{array} \right\} \quad (5.5)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} C \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \infty \\ \rightarrow C_1 + C_2 = C_3, \quad n = 0 \\ \rightarrow 0, \quad C_1 = 0 \end{array} \right\}, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \lambda \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow 0, \quad n = 0 \\ \rightarrow \infty, \quad n \neq 0 \end{array} \right\} \quad (5.6)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \rho \left\{ \begin{array}{l} = 0, \quad n = 0 \\ \rightarrow -\infty, \quad n \neq 0 \end{array} \right\}, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \rho \left\{ \begin{array}{l} = 0, \quad n = 0 \\ \rightarrow -\infty, \quad n \neq 0 \end{array} \right\} \quad (5.7)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \theta \rightarrow \infty, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \sqrt{-g} \rightarrow 0, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \sigma^2 \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \infty, \quad n \neq 0 \\ \rightarrow 0, \quad n = 0 \end{array} \right\} \quad (5.8)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\sigma}{\theta} \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow 0, \quad n \neq 0 \\ \rightarrow \infty, \quad n = 0 \end{array} \right\}, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\lambda}{|\rho|} \rightarrow 1 \quad (5.9)$$

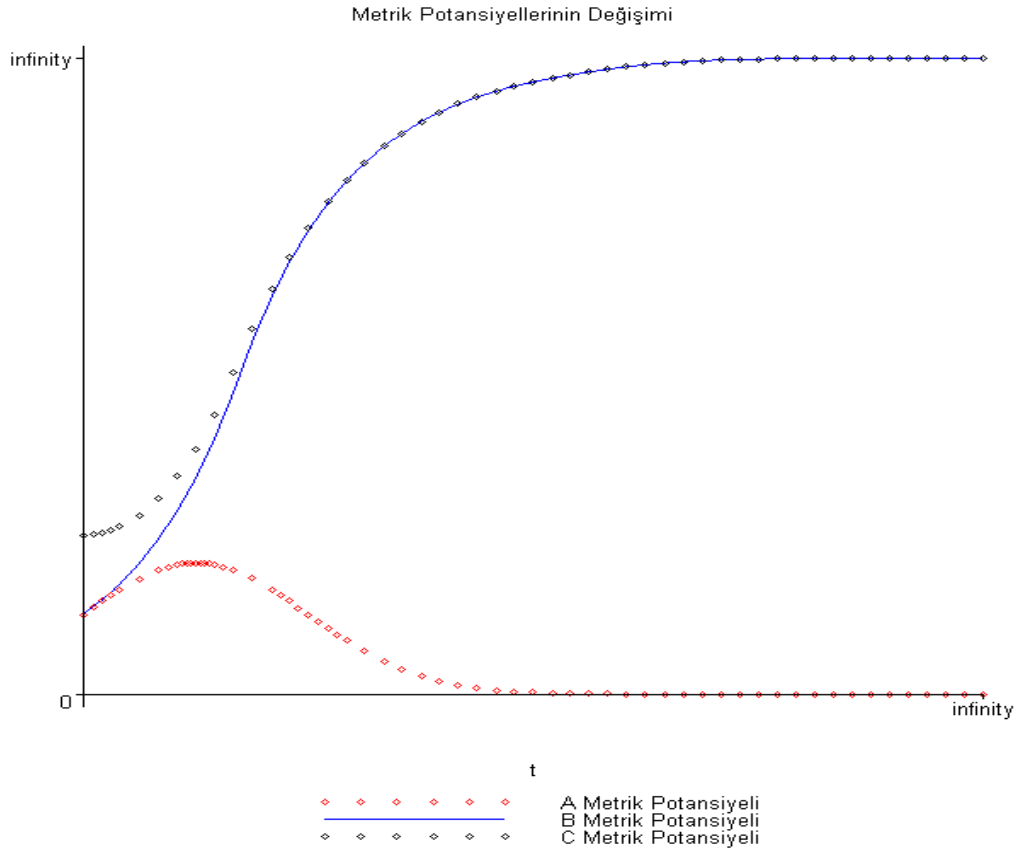
$$\lim_{t \rightarrow \infty} \left| \frac{\rho}{p} \right| \rightarrow 1, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \left| \frac{\rho}{\lambda} \right| \rightarrow 2 \quad (5.10)$$



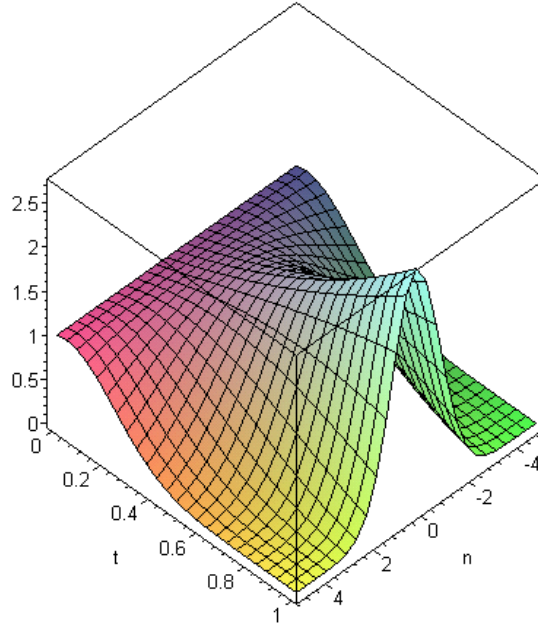
## 5.2. Sonuçların İrdelenmesi ve Bazı Öneriler

Kozmolojide oldukça önemli yer tutan ve bir çok kozmolojik verilerin kaynağı olan mikrodalga fon ışınım anizotropisi problemi gibi bazı temel olayların açıklanmasında kozmik sicim kaynaklı modellerin yeri son yıllarda gittikçe artan bir öneme sahip olmuştur. Bu nedenle; özellikle evrenin ilk dönemlerinde, kozmik sicim içeren madde dağılımlarının oluşumunun ve kozmolojik etkilerinin incelenmesi önemli olmaktadır.

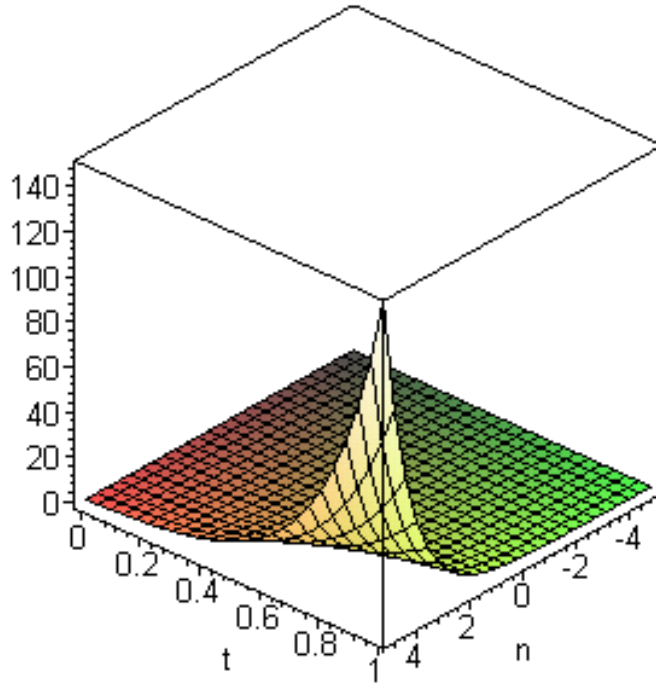
Elde edilen modelde,  $n = 0$  için B ve C metrik potansiyelleri sabit kalırken A metrik potansiyeli zamana göre üstel olarak artacak şekilde değişmektedir.  $m = 0$  olduğunda da A metrik potansiyeli de sabit olmaktadır. Bu durumda kozmik sicim oluşmamaktadır ( $\lambda = 0$ ).  $C_2 = 0$  olması halinde  $B = C$  olmaktadır. Bu durum literatürde lokal rotasyonel simetri olarak adlandırılmaktadır ve Şekil-1, Şekil-2, Şekil-3 ve Şekil-4'de özetlenmiştir.



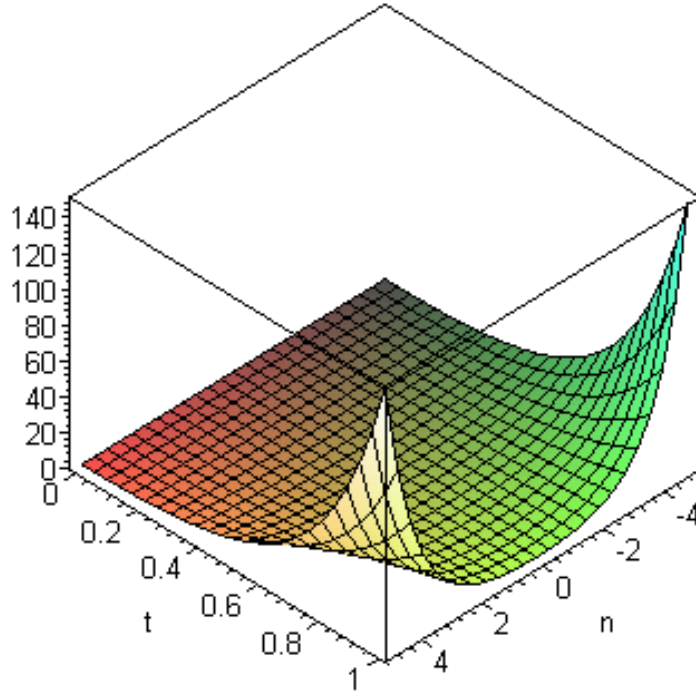
Şekil 5.1 Metrik potansiyelleri A(t), B(t) ve C(t)'nin kozmik zamanla değişimi.



Şekil 5.2.  $A(t)$  metrik potansiyelinin  $n$  ve  $t$ 'ye göre değişimi.



Şekil 5.3.  $B(t)$  metrik potansiyelinin  $n$  ve  $t$ 'ye göre değişimi.



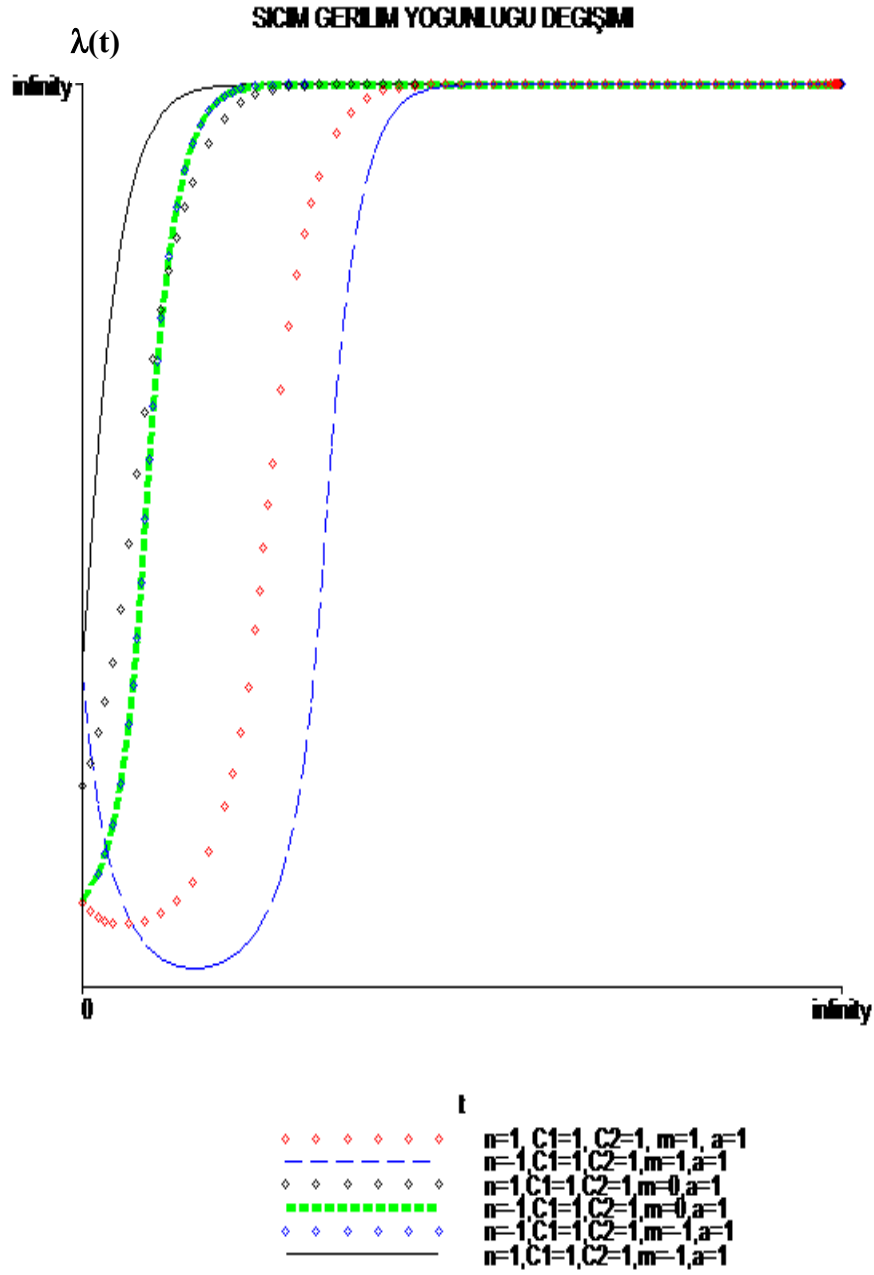
Şekil 5.4.  $C(t)$  Metrik potansiyelinin  $n$  ve  $t$ 'ye göre değişimi.

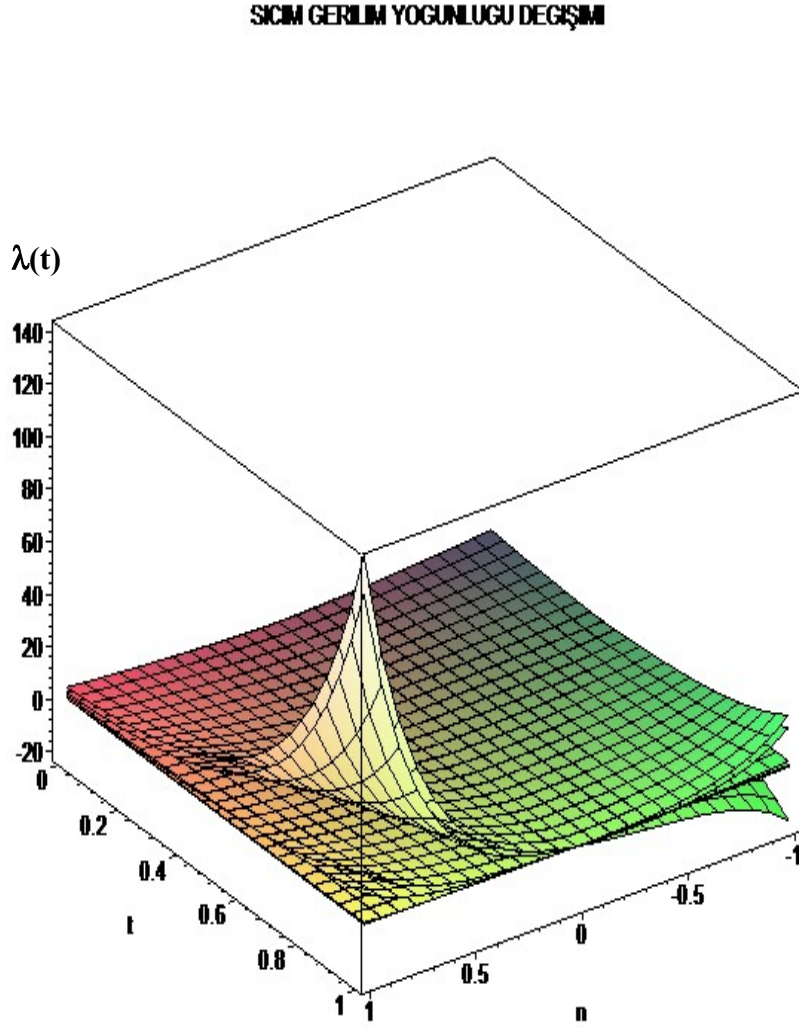
$n = 0$  için kozmik genişleme süresince anizotropi korunmaktadır. Genişlemenin sonlarına doğru çizgisel tekillik oluşmaktadır.

Genişleme başlangıcında kozmik sicim bulutunda parçacık enerji yoğunluğu sicim enerji yoğunluğu yanında yok denecek kadar az iken, genişlemenin sonlarına doğru parçacık enerji yoğunluğu sicim enerji yoğunluğunun iki katına ulaşmaktadır. Bu durum bize kozmik sicimlerin madde oluşum çağından önce oluştuğunu ve sicimlerin bozunumlarının parçacık oluşumuna kaynaklık ettiğini göstermektedir.

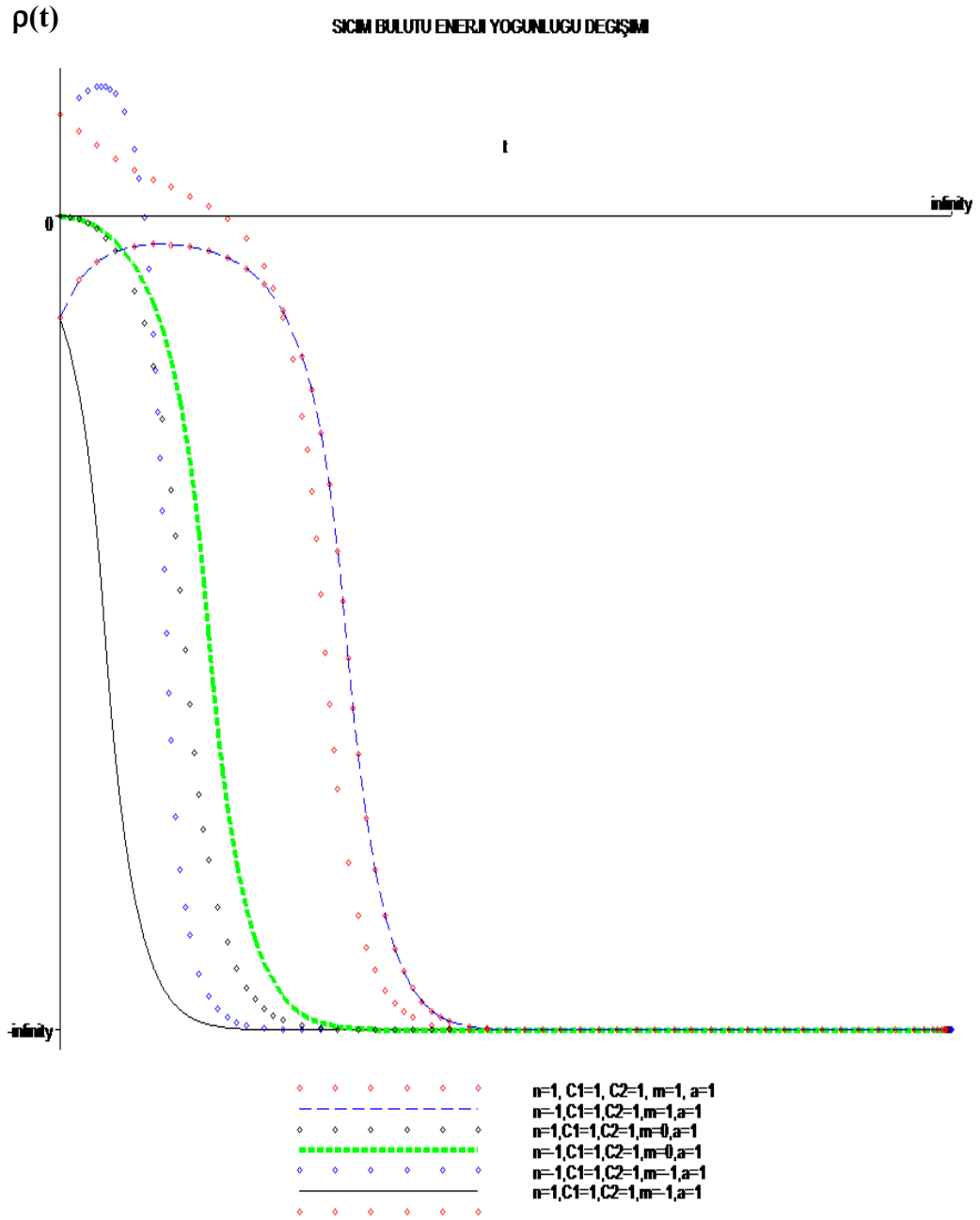
Böylece, bir tür fosil ışınım olan ve evrenin her yerini doldurduğuna inanılan kozmik fon ışınımında gözlenen anizotropinin oluşumunun ve evriminin daha iyi anlaşılabilmesi için kozmik sicim içeren modellere viskoz akışkan, kozmik nötrino, ısı akısı, skaler alan, elektromanyetik alan gibi ilave madde formlarını ekleyerek oluşturulacak bir kozmik madde dağılımı içeren yeni kozmolojik modellerin elde edilmesi ve etkilerini incelemek önem kazanmaktadır.

Bu durumlar aşağıda çeşitli grafiklerle de özetlenmektedir.

Şekil 5.5. Sicim gerilim yoğunluğu  $\lambda(t)$  nin değişim grafiği.

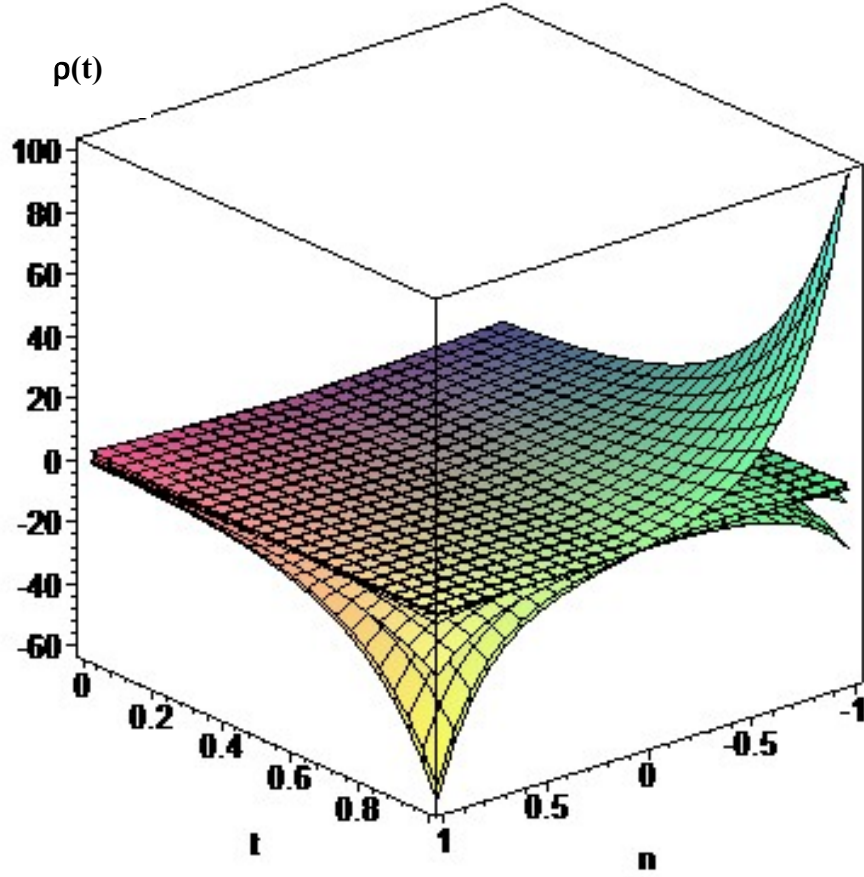


Şekil 5.6. Sicim gerilim yoğunluğu  $\lambda(t)$  nın  $n$  ve  $t$ 'ye göre değişim grafiği.

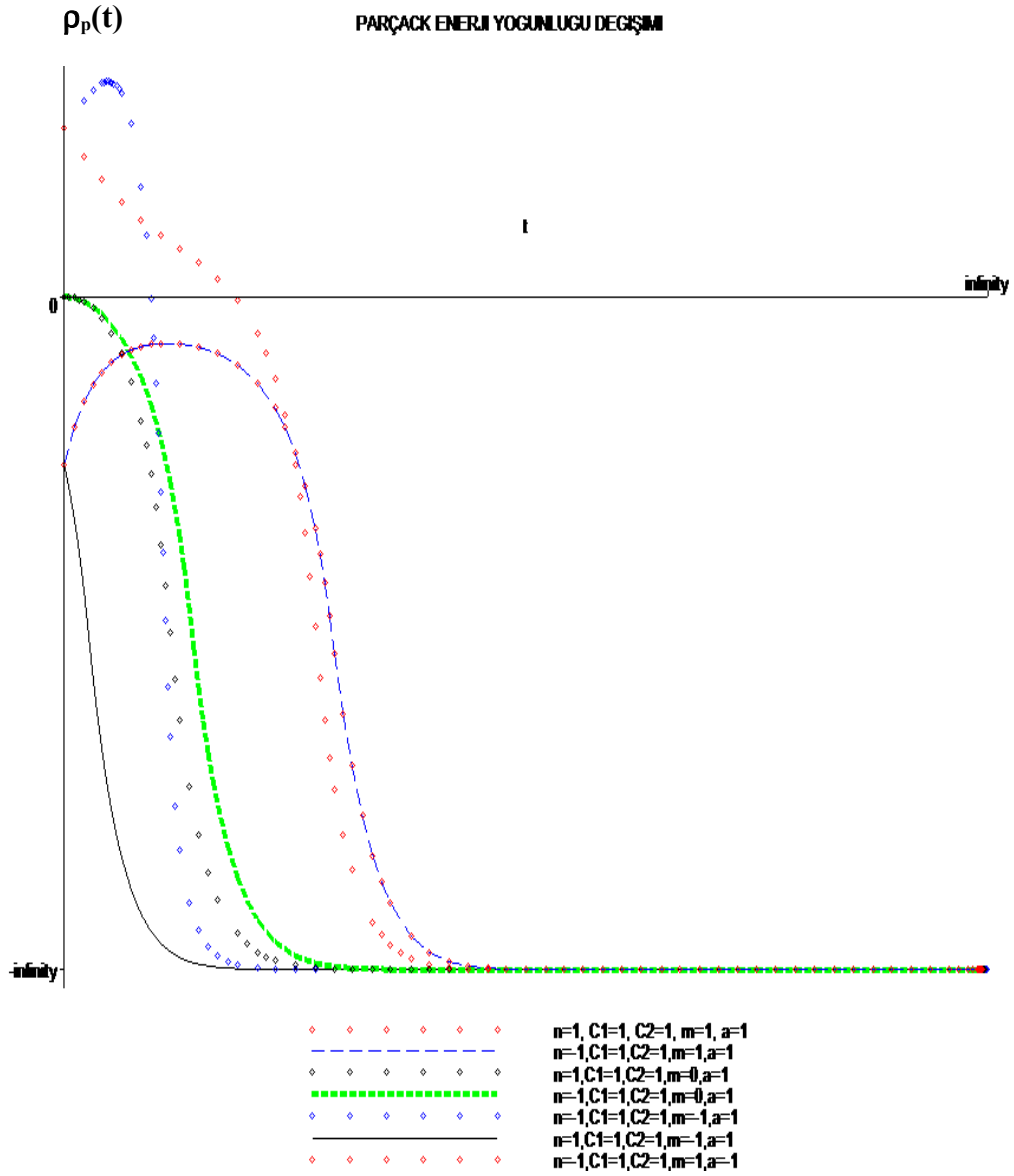


Şekil 5.7. Sicim bulutunun toplam enerji yoğunluğu  $\rho$  'nun değişimi.

## TOPLAM ENERJİ YOGUNLUĞU DEĞİŞİMİ



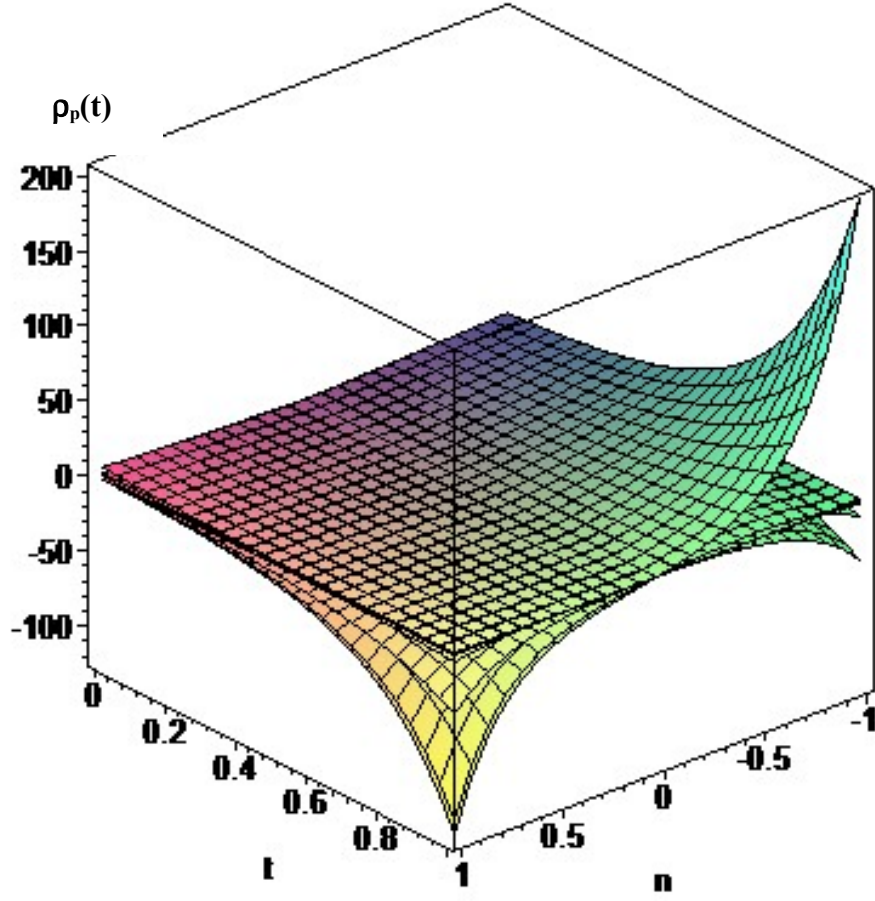
Şekil 5.8. Sicim bulutunun toplam enerji yoğunluğu  $\rho$  'nun  $n$  ve  $t$ 'ye göre değişimi



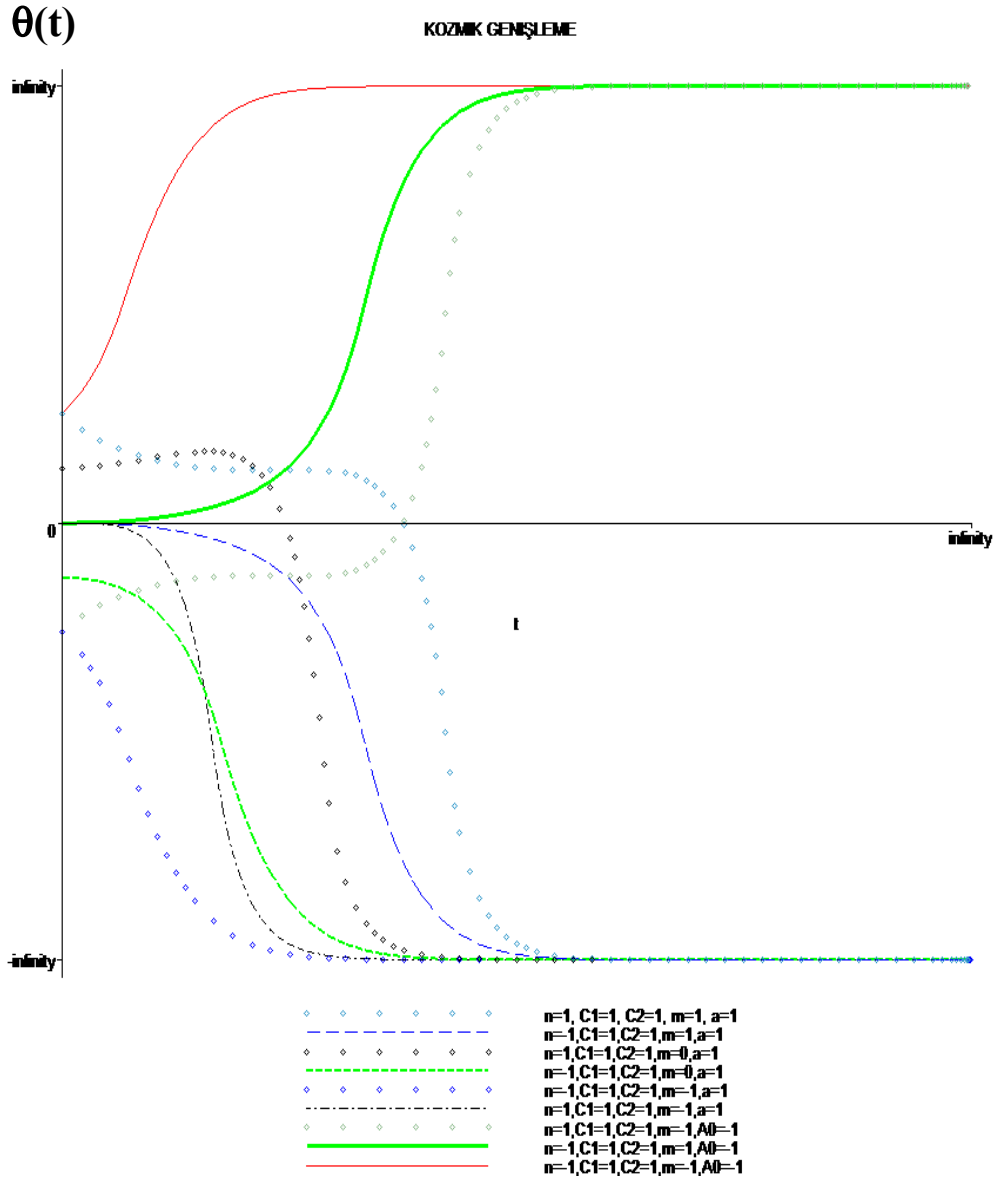
Şekil 5.9. Sicim bulutundaki parçacıkların enerji yoğunluğu  $\rho_p(t)$ 'nin değişimi.



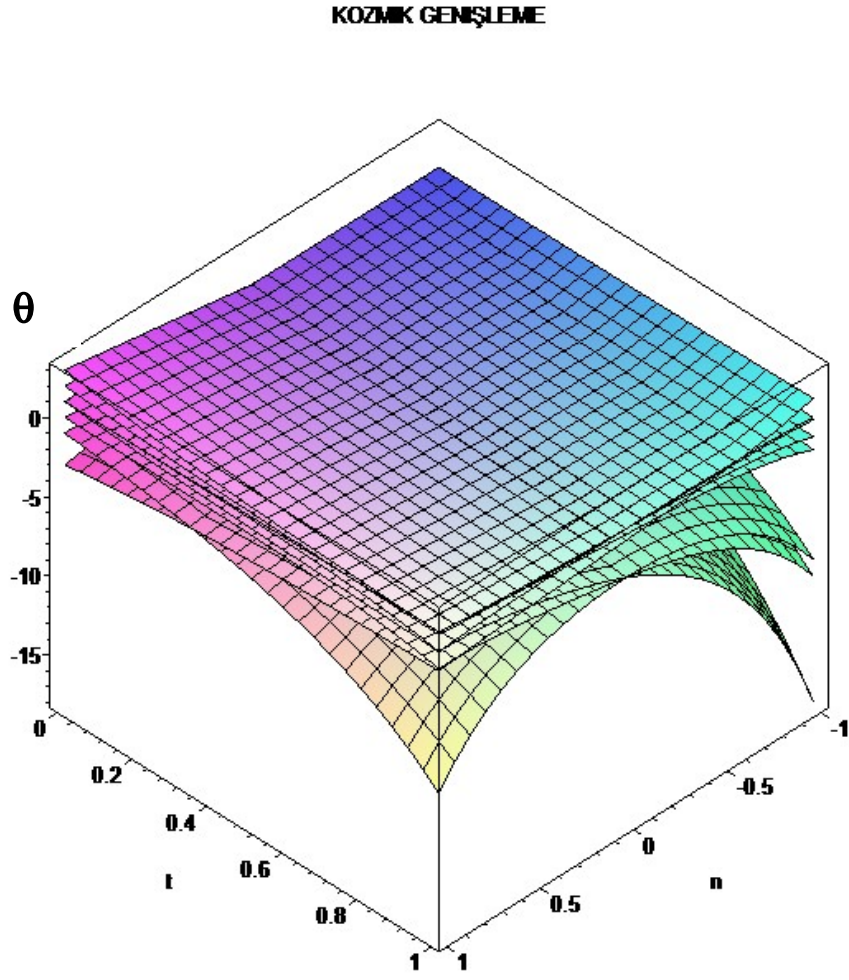
## PARÇACIK ENERJİ YOGUNLUĞU DEĞİŞİMİ



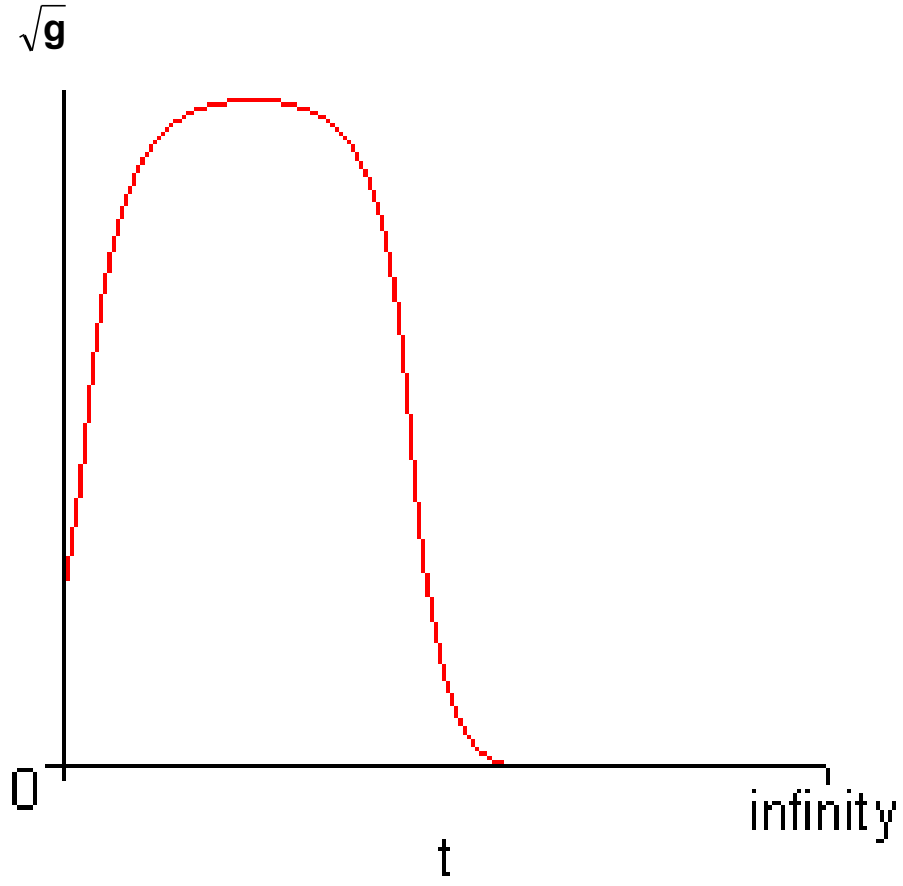
Şekil 5.10. Sicim bulutundaki parçacıkların enerji yoğunluğu  $\rho(t)$ 'nin  $n$  ve  $t$ 'ye göre değişimi.



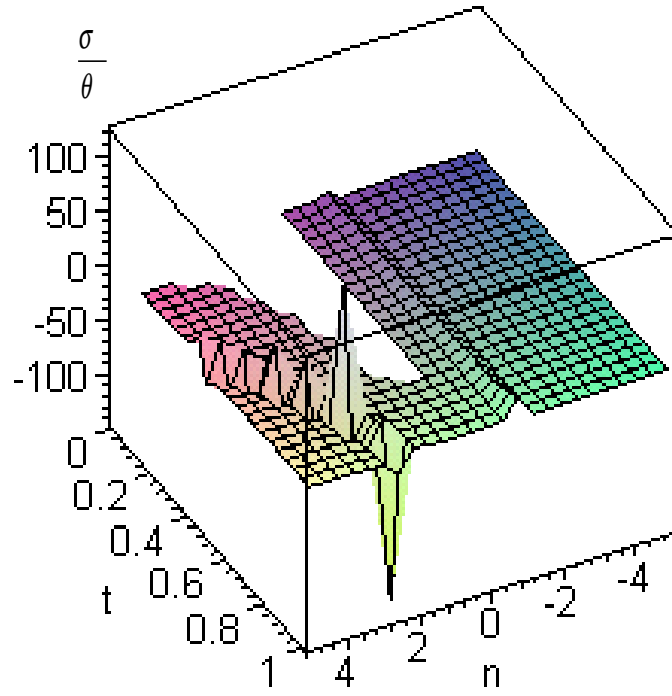
Şekil 5.11. Kozmik genişlemenin göre değişimi.



Şekil 5.12. Kozmik genişlemenin  $n$  ve  $t'$  ye göre değişimi.



Şekil 5.13. Kozmik genişleme süresince öz hacimdeki değişim grafiği

Şekil 5.14. Anizotropi parametresi  $\sigma / \theta$  oranının  $n$  ve  $t$ 'ye göre değişimi.

## KAYNAKLAR

- Banerjee A., Sanyal A.K. ve Chakraborty S., 1990. *Pramana*, 34: 1.
- Barrow J.D., 2008. *New Theories of Everything*.
- Baysal H., Yılmaz İ. ve Tarhan İ., 2001. *Int. J. Mod. Phys.*, D10: 935
- Bianchi I., 1897. *Mem. Soc. Ital. Sci.*, Ser. III a, 11.
- Chakraborty S., 1991. *Indian J. Pure Appl. Phys.*, 29: 31.
- Collins C.B., Glass E.N. ve Wilkinson D.A., 1980. *Gen. Rel. Grav.* 12: 805.
- Davies P.C.W., 1984. *Phys. Rev.*, D30: 737.
- Davies P.C.W. ve Brown J., 1988. *Superstrings*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Demianski M., 1979. *Physics of the Expanding Universe*. Springer-Verlag, Berlin.
- Garfinkle D., 1985. *Phys. Rev.*, D32: 1323.
- Glass E.N. ve Krisch J.P., 1999. *J. Math. Phys.*, 40: 4056.
- Gott J.R., 1985. *Astrophys. J.* 288: 422.
- Griffiths D., 1987. *Introduction to Elementary Particles*. Jhon Wiley & Soons Inc. N.Y. ISBN 0-471-60386-4.
- Hawking S.W. ve Ellis G.F.R., 1973. *The Large Scale Structure of Space-Time*. Cambridge University Press. Cambridge.
- Hawking S.W. ve Israel W., 1979. *General Relativity: An Einstein Centenary Survey*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Hawking S., 2007. *The Theory of Everything: The Origin and Fate of the Universe*.
- Hindmarsh M.B. ve Kibble T.W.B., 1994. *Cosmic Strings*, hep-ph/9411342, SUSEX-TP-94-74.
- Hogan C.J., 1984. *Nature*, 310: 365.
- Hogan C.J. ve Rees M.J., 1984. *Nature*, 311: 109.
- Hortaçsu M.O., 1991. *Proceedings of the Fifth Regional Conference on Mathematical Physics*, Edited by A. Baran ve M. Koca, Edirne – TÜRKİYE.

- Hughston L.P., ve Tod K.P., 1990. *Anm Introduction to General Relativity*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Jantzen R.T., 1986. *Class. Quan. Grav.*, 3: 281.
- Kaiser N. Ve Stebbins A., 1984. *Nature*, 310: 391.
- Kibble T.W.S., 1976. *J. Phys.*, A9: 1387.
- Kramer D., Stephani H., Herlt E., MacCallum M.A.H. ve Schmutzer E., 1980. *Exact Solutions of Einstein's Field Equations*. Cambridge Univ. Press. Cambridge.
- Kriori K.D., Chaudhury T. Mahanta C.R. ve Mazumdar A., 1990. *Gen. Rel. Grav.*, 22:123.
- Kriori K.D., Chaudhury ve T. Mahanta, C.R., 1994. *Gen. Rel. Grav.*, 26: 265.
- Landau L.D. ve Lifshitz, E.M., 1987. *The Classical Theory of Fields*. Bergamon Press.
- Letelier P.S., 1979. *Phys. Rev.*, D20: 1294.
- Letelier P.S., 1983. *Phys. Rev.*, D28: 2414.
- Lichnerowicz A., 1969. *Tensör Hesabı Elemanları, İstanbul Üniversitesi Yayınları*, Sayı:1456.
- MacCallum M.A.H., 1979. *In General Relativity and Einstein Centenary Survey*. Cambridge University Press, Cambridge
- Marder L., 1958. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A246: 133. (bak., A244, 524).
- Matravers D.R., 1988. *Gen. Rel. Grav.*, 20: 279.
- Nevin J.M., 1991. *Gen. Rel. Grav.*, 23: 253.
- Perivolaopoulos L., 1994. *Cosmic String Theory. The Current Status*. MIT-CTP-2375.
- Raychaudhuri A., 1955. *Phys. Rev.* 98: 1123.
- Ryan M.P. ve Shaply, L.C. 1975. *Homogeneous Relativistik Cosmologies*. Princeton Univ. Press, N.J.

Stachel J., 1980. *Phys. Rev.*, D21: 2171.

Stephani H., 1985. *Genel Relativity. Cambridge Univ. Press. Cambridge.*

Tarhan İ., 2002. *Astron. Nachr.*, 323: 494.

Tikekar R., ve Patel, L.K., 1992. *Gen. Rel. Grav.*, 24: 397.

Tikekar R., ve Patel L.K. ve Dadhich N., 1994. *Gen. Rel. Grav.*, 26: 647.

Turok N. ve Schramm, D.N., 1984. *Nature*, 312: 598.

Vilenkin A., 1976. *Phys. Rev. Lett.*, 46: 1169.

Vilenkin A., 1981. *Phys. Rev.*, D24: 2082.

Yılmaz İ., ve Yavuz, İ., 1997. *Gen. Rel. Grav.*, 29: 1295.

Yılmaz İ., Tarhan İ., Yavuz İ., Baysal H., ve Camcı, U., 1999. *Int. J. Mod. Phys. D*8: 659.

Zel'dovich Y.B., 1980. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 192: 663.

## ŞEKİL LİSTESİ

Şekil No	Sayfa No
Şekil 5.1. Metrik potansiyelleri $A(t)$ , $B(t)$ ve $C(t)$ 'nin kozmik zamanla değişimi.....	23
Şekil 5.2. $A(t)$ metrik potansiyelinin $n$ ve $t$ 'ye göre değişimi.....	24
Şekil 5.3. $B(t)$ metrik potansiyelinin $n$ ve $t$ 'ye göre değişimi.....	24
Şekil 5.4. $C(t)$ Metrik potansiyelinin $n$ ve $t$ 'ye göre değişimi.....	25
Şekil 5.5. Sicim gerilim yoğunluğu $\lambda(t)$ nin değişim grafiği.....	26
Şekil 5.6. Sicim gerilim yoğunluğu $\lambda(t)$ nin $n$ ve $t$ 'ye göre değişim grafiği.....	27
Şekil 5.7. Sicim bulutunun toplam enerji yoğunluğu $\rho$ 'nun değişimi.....	28
Şekil 5.8. Sicim bulutunun toplam enerji yoğunluğu $\rho$ 'nun $n$ ve $t$ 'ye göre değişimi.	29
Şekil 5.9. Sicim bulutundaki parçacıkların enerji yoğunluğu $\rho_p(t)$ 'nin değişimi.....	30
Şekil 5.10. Sicim bulutundaki parçacıkların enerji yoğunluğu $\rho(t)$ 'nin $n$ ve $t$ 'ye göre değişimi.....	31
Şekil 5.11. Kozmik genişlemenin $t$ 'ye göre değişimi.....	32
Şekil 5.12. Kozmik genişlemenin $n$ ve $t$ 'ye göre değişimi.....	33
Şekil 5.13. Kozmik genişleme süresince öz hacimdeki değişim grafiği.....	34
Şekil 5.14. Anizotropi parametresi $\sigma / \theta$ oranının $n$ ve $t$ 'ye göre değişimi.....	34



## **ÖZGEÇMİŞ**

### **KİŞİSEL BİLGİLER**

Adı Soyadı : Özlem ETİRLİ

Doğum Yeri : Tekirdağ

Doğum Tarihi : 05.04.1983

### **EĞİTİM DURUMU**

Lisans Öğrenimi: (2002-2006) Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fizik Bölümü

Yüksek Lisans Öğrenimi: (2007-Halen) Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fizik Bölümü

Bildiği Yabancı Diller: İngilizce, Almanca

### **İŞ DENEYİMİ**

Çalıştığı Kurumlar ve Yıl:

(2007-2008) Çanakkale Birey Dershanesi.

(2009-Halen) Acıbadem Kozyatağı Hastanesi Radyasyon Onkolojisi A.B.D

### **İLETİŞİM**

E-posta Adresi : ozlemetirli@hotmail.com