

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

SKALER ALAN KOZMOLOJİLERDE
MANYETİK ALAN KAYNAKLI
BAZI KOZMOLOJİK MODELLER

Kezban KANMAZ

Fizik Anabilim Dalı

Tezin Sunulduğu Tarih: **23/09/2011**

Tez Danışmanı:

Prof.Dr. İsmail TARHAN

ÇANAKKALE

DOKTORA TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

KEZBAN KANMAZ tarafından **PROF. DR. İSMAİL TARHAN** yönetiminde hazırlanan “**SKALER ALAN KOZMOLOJİLERDE MANYETİK ALAN KAYNAKLI BAZI KOZMOLOJİK MODELLER**” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. İsmail TARHAN

Danışman

Prof. Dr. Can BATTAL KILINÇ

Jüri Üyesi

Prof. Dr. İhsan YILMAZ

Jüri Üyesi

Yrd.Doç.Dr. Sezgin AYGÜN

Jüri Üyesi

Yrd.Doç.Dr. Can AKTAŞ

Jüri Üyesi

Sıra No :

Tez Savunma Tarihi: 23/09/2011

Prof. Dr. İsmet KAYA

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.

Kezban KANMAZ

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanması başta olmak üzere çalıŐmalarımın ve lisansüstü öğrenimimin er aŐamasında değerli önerileri ile yardımcı olan ve kıymetli vaktini ayıran tez hocam sayın Prof.Dr. İsmail TARHAN'a, bilgisayar programının hazırlanması, düzenlenmesi ve sonuçlarının analizi sırasında yardım ve önerilerini esirgemeyen ve paylaşan Prof.Dr. Hüsnu BAYSAL'a, Yrd. Doç.Dr. Sezgin AYGÜN'e ve ArŐ.Gör. Neriman VARLIKLI'ya tüm samimiyetimle teşekkür etmeyi borç bilirim.

Ayrıca; yaŐantımın her aŐamasında maddi ve manevi desteğini esirgemeyen AİLEME en içten ve sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Kezban KANMAZ

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

i) Signatür - 2 (-, -, -, +) dir.

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

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

iv) “ ; ” kovaryant türevi gösterir.

$$A^i_{k;\lambda} = \frac{\partial A^i_k}{\partial x^\lambda} + \Gamma^i_{m\lambda} A^m_k - \Gamma^m_{k\lambda} A^i_m$$

v) “ • ” zamana göre türevi gösterir.

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

vii) u^i kozmik madde dağılımının 4-lü hız vektörüdür.

Komoving koordinatlarda $u^i = \frac{d x^i}{d s} = \frac{\delta^i_4}{\sqrt{-g_{44}}}$ dir.

viii) F_{ik} elektromanyetik alan tensörü.

ÖZET

SKALER ALAN KOZMOLOJİLERDE MANYETİK ALAN KAYNAKLI BAZI KOZMOLOJİK MODELLER

Kezban KANMAZ

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Doktora Tezi

Danışman: Prof.Dr. İsmail TARHAN

23/09/2011, 34

Bu çalışmada, öncelikle Einstein alan denklemleri, enerji-momentum tensörü ve türleri özetlenmiştir.

Daha sonra, Evrenin ilk çağlarında etkin olduğuna inanılan manyetize olmuş skaler alan ve ideal akışkanlı bazı kozmolojik modeller elde edilip çözümlerin araştırılması, elde edilen çözümlerin fiziksel ve matematiksel özelliklerinin tartışılması hedeflenmiştir. Bu amaçla; manyetik alan içeren skaler alan ile dolu, homojen fakat anizotrop bir uzay zamanı temsil eden Marder metriği için Einstein alan denklemleri elde edilerek çözümler aranmaktadır. Elde edilen çözümlerin asimptotik davranışları ve fiziksel özellikleri incelenmiş ve sonuçların evrenin evrimine ve evrim işlemleri sırasında karşılaşılan kozmolojik olayları açıklamadaki rolü güncel bilgiler çerçevesinde tartışılmaktadır.

Anahtar Sözcükler: Skaler Alan, İdeal Akışkan, Elektromanyetik Alan, Marder Metriği, Bianchi tipi uzay-zamanlar, Maxwell alan denklemleri, Einstein Alan Denklemleri, Klein-Gordon denklemi, Kozmolojik sabit.

ABSTRACT

SOME COSMOLOGICAL MODELS WITH MAGNETIC FIELD IN SCALAR FIELD COSMOLOGIES

Kezban KANMAZ

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Science and Engineering

Chair for Physics Thesis of Doctorate of Science

Advisor: Prof. Dr. İsmail TARHAN

23/09/2011, 34

In this study, firstly we summarized the Einstein field equations, energy momentum tensor and their types.

Then, obtaining some cosmological models with perfect fluid and the magnetized scalar field which is believed to be effective in the early time of the universe, investigation of their solutions and discussion of the physical and the mathematical properties for the obtained solutions were aimed. For this purpose, the Einstein field equations of the Marder metric which represents homogeneous and anisotropic space-time and filled with scalar field containing magnetic field were obtained and their solutions were investigated. Asymptotic behaviors and physical properties of the obtained solutions were examined and the role of the results to the evolution of the universe and explanation of cosmological events were discussed in the framework of current knowledge.

Keywords: Scalar Field, Perfect Fluid, Electromagnetic Field, Marder's Metric, Bianchi type space-times, Maxwell equations, Einstein's Field Equations, Klein-Gordon equations, Cosmological Constant.

İÇERİK	Sayfa
TEZ SINAVI SONUÇ FORMU	ii
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	v
ÖZET	vi
ABSTRACT	vii
BÖLÜM 1 – GİRİŞ	1
1. Tezin Konusu ve Amacı	1
BÖLÜM 2 – ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	4
BÖLÜM 3- MATERYAL ve YÖNTEM.....	5
3.1. Einstein Alan Denklemleri	5
3.2. Enerji -Momentum Tensörü ve Türleri	7
BÖLÜM 4 – ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	13
4.1. Marder Metriği İçin Alan Denklemleri ve Bazı Temel Bağlıları... ..	13
4.2. Alan Denklemlerinin Çözümü.....	17

BÖLÜM 5 – SONUÇ VE ÖNERİLER	20
5.1. Çözümlerin Asimptotik Davranışları ve Bazı Fiziksel Özellikleri.....	20
5.1.1. $t \rightarrow 0$ Genişleme Başlangıcında.....	21
5.1.1.2. $t \rightarrow \infty$ Genişlemenin Sonlarına Doğru.....	22
KAYNAKLAR.....	32
Şekiller.....	I
Özgeçmiş.....	II

BÖLÜM 1**GİRİŞ**

Birçok çalışmada vurgulandığı gibi; yaşadığımız evreni karakterize eden uzay-zamanın tanımlanması, evrimi ve bu evrimi sırasında gerçekleştiğine inanılan fiziksel-geometrik olayları etkileri ile birlikte incelemek ve böylece evrende madde oluşumu başta olmak üzere rotasyon, anizotropinin zayıflaması, karanlık madde, karanlık enerji ve kozmolojik terim problemi gibi bazı temel fiziksel problemlere çözümler aramak hala üzerinde sıkça tartışılan önemli temel konulardan biridir. Bu temel problemlere çözümler aranırken bir takım fiziksel ve formal varsayımları içeren çeşitli öngörüler yapılır (Kramer ve ark, 1980; Zel'dovich, 1986; Hugston, 1990). Bu öngörüler yardımı ile bugünkü evrenin durumunu tanımlayacak bir matematiksel model kurmaya çalışılmaktadır. Elde edilecek modeller ile evrende meydana gelen bazı kozmolojik olaylar ve sonuçları gibi evrenin temel problemlerine çözümler aranmaktadır. Bu amaçla; bir çok çalışmada, evrenin uzay-zaman geometrisinin kaynağı olarak ideal akışkan ve toz madde yapıları başta olmak üzere elektromanyetik alan, skaler alan, kozmik sicim (cosmic string), kozmik nötrino, viskoz akışkan gibi değişik madde formları kozmolojik çerçevede ele alınmaktadır.

Einstein alan denklemleri, evrenin matematiksel bir modelini oluşturmak için oldukça iyi ve başarılı bir hareket noktası olmuştur ve formüle edildikleri 1915 yılından beri alan denklemlerine çeşitli çözümler aranmaktadır (MacCallum, 1979; Kramer ve ark., 1980). O zamandan beri yapılan çeşitli çalışmalarda birçok yeni çözümler elde edilmiştir. Yapılan bu çalışmalarda, çeşitli kozmik madde formları alınarak evren modelleri oluşturulmaya ve sonuçları irdelenerek tartışılmaya çalışılmıştır. Evrenin ilk anlarını açıklamak için birçok araştırmacı tarafından skaler alan içeren kozmik madde yapılarının incelenmesi önerilmektedir (Mak ve Harko, 2001; Mendell, 2001). Ayrıca son yıllarda, yine birçok araştırmacı skaler alanların kozmolojik evrimdeki rolüne ait çalışmalar yapmışlardır (Belinchon ve ark., 2001; Paul, 2001; Tarhan, 2002; Mohanty ve ark., 2000, 2002, 2003).

1.1. Tezin Konusu ve Amacı

İçinde yaşadığımız ve gözleyebildiğimiz bugünkü evrenin özelliklerini, durumunu ve davranışını tanımlayacak bir matematiksel model kurmak modern kozmoljinin temel çalışma konularından birini oluşturmaktadır. Bu amaçla; bir çok çalışmada, evrenin matematiksel bir modeli için başlangıç noktası olarak Einstein Genel Relativite Teorisi'nin alan denklemlerinin oldukça tutarlı sonuçlar verdiği vurgulanmaktadır. Einstein alan

denklemlerine, formüle edildikleri 1915 yılından beri çeşitli çözümler aranmaktadır. O zamandan beri birçok çözümler bulunmuştur. Çoğunlukla incelenen kozmolojik modeller ideal akışkanlı modellerdir. Bazı durumlarda, bu yaklaşım bazı kozmolojik problemlerin açıklanmasında yetersiz kalmaktadır. Örneğin, evrenin ilk anlarındaki fiziksel olaylar tam olarak açıklanamamaktadır. Bu nedenle evrenin ilk anlarında özellikle denge dışı durumları incelemek için elektromanyetik alan içeren kütleli ya da kütsüz skaler içeren çeşitli madde formları ele alınmaktadır (Selak, 1985; Vankateswarlu ve Reddy, 1991).

Gökada gözlemlerine ait verilerden elde edilen sonuçlar, evrende maddenin dağılımında bazı kümeleşmeler olduğuna işaret etmektedir. Bu sonuçlar; Yıldızların galaksilerde, galaksilerin kümeler içinde ve kümelerinde süper kümeler içinde gruplaşmış olduğunu göstermektedir. Dolayısı ile manyetik alanlı skaler alan, evrenin ilk safhalarında madde oluşumuna, kozmik genişlemeye, elektromanyetik alan oluşumuna ve yine evrenin ilk çağlarında gökada oluşumuna yol açan yoğunluk değişimlerine sebep olduklarına inanılmaktadır (Zeldovich, 1986).

Kozmoloji başta olmak üzere modern astrofizik ve parçacık fiziği alanlarında yapılan çeşitli çalışmalarda; evrenin geçmişten bugüne evrimi, bu evrim sırasında gerçekleştiğine inanılan çeşitli olayları en iyi şekilde açıklamak ve bunları tanımlayan alan denklemlerine yeni çözümler bulmak, elde edilen çözümlerin oluşturduğu kozmolojik modelleri irdeleyerek yorumlamak önemle üzerinde durulan birkaç konudan biri olmayı sürdürmektedir. Bu çözümler aranırken bir takım fiziksel ve formal varsayımlar yapılır. Bu varsayımlardan en çok kullanılanlardan biri 3-boyutlu uzaysal yörüngeler üzerinde geçişli olarak etki eden G_r izometrilere grubu altında invaryant uzay-zamanları, yani uzay-zaman simetrilerini dikkate almaktır (Hawking ve Israel, 1979; Demianski, 1979; Kramer ve ark., 1980). Bu simetrilere de uzayın homojenliğidir. Büyük ölçekte (mesafe $\geq 50-100$ Mpc) bu durumu destekleyici bazı gözlemsel veriler vardır (MacCallum, 1979).

Evrenin fiziksel özelliklerinin verilen bir zamanda ve seçilen bir doğrultu boyunca aynı kalması olarak ifade edilen homojenlik kavramı matematiksel olarak; bir metrik uzayın, bir x^i noktasını komşuluğundaki bir \bar{x}^i noktasına dönüştüren $\bar{x}^i = x^i + \varepsilon \xi^i(x)$ şeklindeki izometri dönüşümlerine sahip olması şeklinde de tanımlanmaktadır (Hawking, 1979; MacCallum, 1979). Burada ξ^i , yer değiştirmenin yönünü gösteren Killing vektörü olup, $|\varepsilon| \ll 1$ dir. Uzay ve zamanın bütün noktalarında metriğin aynı olduğu bir

kozmojik modele uzay ve zamanda homojen model denir. Eğer $t = \text{sabit}$ (t kozmik zamandır) hiper yüzeyi 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 (t) cinsinden yazılabilir (Landau ve Lifshitz, 1987; Stephani, 2004; Hughston ve Tod, 1990).

Son yıllarda, evrenin elektromanyetik alan yapısını ortaya koymak ve incelemek için manyetik alanlı kozmojik modeller üzerine gittikçe artan bir ilgi olmuştur. Ayrıca; homojen fakat anizotrop kozmojik modeller evrenin erken çağlarında özellikle gökada oluşumu ve evrenin izotropisi (anizotropisi) gibi bazı temel özellikleri anlamada önemli rol oynarlar (Stephani, 2004). Yapılan çeşitli çalışmalarda; homojen ve izotrop uzay-zamanı temsil eden Friedmann-Robertson-Walker (FRW) kozmojik modelinin evrenin bugünkü mevcut durumunu tanımlamada oldukça başarılı olduğunu göstermiştir. Bununla birlikte, uzay-zamanın izotrop karakteri büyük ölçeklerde tutarlıdır (MacCallum, 1979). Bu nedenle, homojen fakat anizotrop olan skaler alanlı kozmojikler, evrenin izotropluğunun incelenmesinde önemli rol oynamaktadır. Özellikle, evrenin ilk anlarındaki olayları (örneğin; big-bang' tan sonra evrenin birçok evre geçişine maruz kalması gibi) açıklanmasında büyük önem taşımaktadır (Zeldovich, 1986).

Bu çalışmada, evrenin ilk çağlarında etkin olduğuna inanılan manyetik alanlı bazı skaler alan modeller elde edip çözümlerin fiziksel ve matematiksel özelliklerinin tartışılması hedeflenmiştir. Bu amaçla, skaler alanın varlığında elektromanyetik alanlı evren modelleri için Einstein alan denklemlerini elde etmek ve bu denklemlere bazı tam (exact) çözümler araştırılmaktadır. Elde edilen modelin fiziksel ve geometrik özelliklerini tartışarak diğer modeller ile karşılaştırmaktır ve evrenin evrim işlemleri sırasında karşılaşılan bazı temel fiziksel problemlere çözümler aramaktır.

Bu amaçla; uzay-zamanın eğrilik kaynağı olarak, skaler alan ve elektromanyetik alanlı ideal akışkan karışımından oluşan bir madde dağılımı alınarak hem uzaysal homojen fakat anizotrop Bianchi tipi I metriği olan Marder metriği için çeşitli çözümler elde edilmiştir. Elde edilen çözümlerin asimptotik davranışları ve fiziksel özellikleri tartışılmıştır.

BÖLÜM 2

ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Evrenin ilk çağlarındaki başlangıç (primordial) manyetik alan varlığı, kökeni, büyük-patlamadaki rolü, ani genişleme ile ilgisi, belirlenmesi ve ölçülmesi ile ilgili bir çok çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmalar Blome ve Wilson (1997), Pardhan ve ark. (2008) ve Beck (2008) tarafından özetlenmiştir. Bu çalışmalarda; başlangıçta var olan manyetik alan ölçümü ile ilgili olarak, Ay'ın manyetik alan ölçümlerine dayalı çalışmalarını sunmuşlardır. Bu çalışmalarda; güneş sisteminin manyetik alan ölçümlerinden yola çıkarak evrenin kozmik manyetik alanı hakkında fikir edinilmesi tartışılmaktadır. Elde edilen sonuçlar çeşitli grafiklerle özetlenmiştir.

Elektromanyetik alanlı uzay-zaman yapıları ve özellikleri ile ilgili çalışmaların geniş bir özeti Kronberg (2010), Beck (2010) ve Minati ve Bell (2011) tarafından verilmiştir. Tüm bu çalışmalarda, elektromanyetik alan varlığının genel relativite teorisine genişletilmesinin Weyl (1918, 1922) önerisine dayandığı vurgulanmaktadır. Ayrıca son yıllarda, birçok araştırmacı kütleli skaler alanların kozmolojik evrendeki rolüne ait çalışmalar yapmışlardır (Belinchon ve ark., 2001; Mak ve Harko, 2001; Mendell, 2001; Paul, 2001; Tarhan, 2002; Mohanty ve ark., 2000, 2002, 2003; Aygün ve Tarhan, 2008; Aygün ve ark., 2008). Sahu ve Mohanty (2006) kütleli skaler alan içeren kozmolojik modellerin özellikle mezonik akışkan davranışını ve kozmolojik etkilerini oldukça iyi açıklamışlardır. Genel relativite teorisi çerçevesinde ideal akışkanlı skaler alan modellerin astrofiziksel, kozmolojik ve bazı yüksek enerji fiziği olaylarını açıklamada ele alınmıştır (Pimentel, 1985; Mohanty ve Mishra, 2001; Sahu ve Panigrahi, 2003; Panigrahi ve Sahu, 2004). Rotasyon yapan ve statik olmayan Gödel tipi uzay zamanlarda viskoz akışkanlı skaler alan modellerin kozmolojik etkileri Aygün ve Tarhan (2008) tarafından incelenmiştir. Gaikwad ve ark. (2011) tarafından Bianchi tipi I uzay-zamanlarda manyetize sicim modeli genel relativite teorisi çerçevesinde incelenmiştir. Bu çalışmada Latelier (1979, 1983) ve Stachel (1980) tarafından kullanılan tekniklerden yararlanılmıştır.

Yamazaki ve ark. (2006) kozmik mikrodalga fon anizotropisinden yararlanarak başlangıç manyetik alan oluşumunu ve büyük patlama nükleosentez işlemleri öncesi ve sonrası evrimini tartışmışlardır. Erken evrende kozmolojik sabite bağlı olarak başlangıç elektrik ve manyetik alanların kökeni ve evrimi Membiela ve Bellini (2008) tarafından ayrıntılı olarak incelenmiştir.

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Einstein Alan Denklemleri

Bu çalışmada, evrenin evrim işlemlerinde baskın olan gravitasyonel etkileşimlerin ve evrenin global yapısının izahında en tutarlı teori konumunu koruyan ve,

$$G_{ik} \equiv R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} + \Lambda g_{ik} = \chi T_{ik} \quad , \quad \chi = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (3.1)$$

denklemleriyle tanımlanan genel relativite teorisi'nin Einstein alan denklemlerinden yararlanılmaktadır ve bu denklemlere çeşitli çözümler aranmaktadır. Burada g_{ik} metrik tensör, R_{ik} Ricci tensörü (simetrik), $R = g^{ik} R_{ik}$ eğrilik skaleri, G gravitasyon sabiti, Λ kozmolojik sabit, c ışık hızı ve T_{ik} enerji-momentum tensörüdür ve simetriktir. Alan denklemlerinin sol tarafı uzay-zamanın geometrisini ve sağ tarafı uzaya eğrilik kazandıran maddenin enerji-momentum dağılımını göstermektedir (Hawking ve Israel, 1979; Landau ve Lifshitz, 1987; Hungston ve Tod, 1990; Stephani, 2004). Alan denklemleri, simetri ($G_{ik} = G_{ki}$) nedeniyle 10 tane ikinci mertebeden lineer olmayan kısmi diferansiyel denklem sistemi oluştururlar. Bu diferansiyel denklem sisteminin çözümü oldukça zordur. Bu çözümlerin bulunmasında uzay-zaman simetritlerinin büyük önemi vardır. Bu yüzden çoğu zaman alan denklemlerinin sol tarafına homojenlik, izotropi, küresel simetri, silindirik simetri ve düzlemsel simetri gibi bazı fiziksel ve matematiksel kabullerden biri veya birkaçı, sağ tarafa ise ideal akışkan, viskoz akışkan, elektromanyetik alan, kozmik string gibi madde formları alınarak denklemlerin çözümleri elde edilmeye çalışılır. Simetri özellikleri matematiksel olarak,

$$g_{ik;j} \xi^j + g_{ij} \xi^j{}_{,k} + g_{jk} \xi^j{}_{,i} = 0 \quad (3.2)$$

Killing denklemleri'nin ξ^i çözümleri ile belirlenmektedir (Kramer ve ark., 1980; Landau ve Lifshitz, 1987; Stephani, 2004;). Bu denklemler, ξ^i yer değiştirmeleri altında uzay-zamanın invariant kalması için gerekli ve yeterli şartları oluştururlar. Bu ξ^i çözümlerine Killing vektör alanları denir. Bu denklemlere her zaman çözüm bulmak mümkün olmamaktadır. Denklemlerin bir çözümü varsa uzay-zaman bir hareket simetrisine ya da

izometriye sahiptir denir (Kramer ve ark., 1980; Stephani, 2004).

Uzay-zamanı tanımlayan bir ds^2 yay elemanı,

$$ds^2 = g_{ik}(x^j) dx^i dx^k \quad (3.3)$$

verildiğinde buna ait Einstein alan denklemlerini bulmak için öncelikle verilen yay elemanını oluşturan g_{ik} metrik potansiyeller tensörlerinden yararlanarak,

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

bağıntısı ile ifade edilen ve 40 bileşeni bulunan Christoffel sembolleri ($\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{lk}^i$) hesaplanır (Demianski, 1979; Stephani, 2004). Bağlantı (connection) katsayıları olarak da anılan bu sembolleri kullanarak Einstein alan denklemlerinde yer alan Ricci tensörü,

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

bağıntısından hesaplanır. Bu hesaplamalar sonucunda 10 Ricci tensör bileşeni elde edilir. Ricci tensöründen yararlanarak $R = g_{ik} R^{ik}$ eğrilik skaleri hesaplanır. Ricci tensörü uzay-zamanın eğriliğini gösteren

$$R_{iklm}^i = \frac{\partial \Gamma_{km}^i}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{kl}^i}{\partial x^m} + \Gamma_{nl}^i \Gamma_{km}^n - \Gamma_{nm}^i \Gamma_{kl}^n \quad (3.6)$$

Rieman tensörünün indisler üzerinden genleşirme (contraction) halidir. Riemann tensörünü hesaplamak oldukça zor ve zahmetlidir. Hesaplamalarda Riemann tensörünün $R_{iklm} = R_{kiml} = R_{lmik}$ gibi simetri ve $R_{iklm} + R_{imkl} + R_{ilmk} = 0$ bağıntılarından dolayı 20 bağımsız bileşeni vardır (Landau ve Lifshitz, 1987; Stephani, 2004). Tüm bu hesaplanan nicelikler (3.1) denklemi ile verilen Einstein alan denklemlerinde kullanılarak T_{ik} enerji momentum tensörü ile karakterize edilen madde dağılımının uzay-zamana nasıl bir geometri kazandıracağı hakkında bilgi edinilir. Elde edilen Einstein alan denklemlerinde $T_{ik} \neq 0$ ve $T_{ik} = 0$ durumları alınırsa sırasıyla T_{ik} madde dağılımı içindeki

(iç çözüm) ve dışındaki (dış çözüm) gravitasyonel alanları elde edilir. Gravitasyonel alanda bir parçacığın hareket (geodezik) denklemi,

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

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 bugüne kadar Einstein alan denklemlerine birçok 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 teoremin 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. Farklı maddeleri tanımlayan enerji-momentum tensörleri kısaca aşağıdaki şekilde özetlenebilir (Kramer ve ark., 1980; Landau ve Lifshitz, 1987; Stephani, 2004):

3.2.1. Toz Bulutu (The Cloud of Dust)

Basıncısız ($p = 0$) madde olarak da tanımlanan toz bulutu için enerji-momentum tensörü,

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

olarak ifade edilir. Burada ρ , zamansal (time-like) 4-lü hız vektörü u^i 'ye sahip bir gözlemci tarafından ölçülen akışkanın toplam enerji yoğunluğudur. u^i 4-lü hız vektörü,

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

eşitliğini sağlar.

3.2.2. 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 tanımlanır. Burada k_i ve Φ , sırasıyla, ışıksal (null: $k_i k^i = 0$) 4-lü hız vektör ve ışınımı karakterize eden skaler fonksiyondur.

3.2.3. Relativistik Gaz (Relativistic Gas)

Relativistik özelliklere sahip bir gaz dağılımının enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \sum_A P_i P_k f_A \pi_A \quad (3.11)$$

olarak verilir. Burada P_A , f_A ve π_A , sırasıyla gaz parçacıklarının 4-lü hız momentumu, gaz parçacıklarının dağılım fonksiyonu ve koordinattan bağımsız hacim elemanıdır.

3.2.4. İdeal Akışkan (Perfect Fluid)

İdeal akışkan basınçlı toz bulutu olarak ta adlandırılır. Bu akışkan için enerji-momentum tensörü,

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

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

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

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

3.2.5. Anizotropik Akışkan (Anizotropik Fluid)

Anizotropik basınca sahip bir akışkanı tanımlar. Anizotropik 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) 4-lü vektördür ($u^i X_i = 0$, $u^i u_i = -X_i X^i = -1$).

3.2.6. Isı Akılı Akışkan (The Fluid With Heat Flux)

Isı akısına sahip bir akışkanın enerji-momentum tensörü,

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

olarak tanımlanır. Burada q_i , 4-lü ısı akı vektörü (Uzay-zamanın içerisinde bir maddenin hareketi, o maddenin enerjisinin bir ölçüsü olan ısı akısı vektörü ile tanımlanır.) ve π_{ik} ,

izsiz gerilim veya anizotropik basınç tensörüdür.

3.2.7. İdeal Olmayan Akışkan (İmperfect 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 verilir.

3.2.8. Viskoz Akışkan (Viscous Fluid)

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

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

olarak tanımlanır. Burada η , σ_{ik} , ξ ve θ , sırasıyla shear viskozite katsayısı, shear tensörü, bulk viskozite katsayısı ve genişleme skaleridir.

3.2.9. Kozmik Nötrino (Cosmic Neutrino)

Kozmik nötrinoları karakterize eden enerji momentum tensörü,

$$T_{ik} = \chi \lambda_i \lambda_k \quad (3.18)$$

olarak verilir. Burada χ ve λ_i , sırasıyla, kozmik nötrinoları karakterize eden enerji yoğunluğu ve kozmik nötrinoların dağılımını tanımlayan 4-lü null vektörüdür ($\lambda_i \lambda^i = 0$).

3.2.10. Sicim Bulutu (String Cloud)

Kozmik string bulutu, 1-boyutlu nesnelere olarak tanımlanır. Bunun için enerji momentum tensörü,

$$T_{ik} = \rho u_i u_k - \lambda X_i X_k \quad (3.19)$$

olarak tanımlanır. Burada λ , ρ ve $\rho_p = \rho - \lambda$, sırasıyla, kozmik stringleri karakterize eden sicim gerilim enerji yoğunluğu, sicim bulutunun toplam enerji yoğunluğu ve sicimlere tuturulmuş parçacıkların durgun enerji yoğunluğudur.

3.2.11. Sicim Akışkan (String Fluid)

Kozmik sicimlerden oluşan bir akışkanın enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = (q + \rho_s)(u_i u_k - X_i X_k) + q g_{ik} \quad (3.20)$$

olarak verilir. Burada ρ_s ve q , sırasıyla, sicim yoğunluğu ve bir tür sicim basıncı olan sicim gerilimidir.

3.2.12. Skaler Alan (Scalar Field)

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

$$T_{\phi}^{ik} = g^{i\lambda} g^{km} \frac{\partial \phi}{\partial x^{\lambda}} \frac{\partial \phi}{\partial x^m} - \frac{1}{2} g^{\lambda i} g^{mk} \frac{\partial \phi}{\partial x^i} \frac{\partial \phi}{\partial x^k} + V(\phi) \quad (3.21)$$

olarak verilir. Burada ϕ ve $V(\phi)$, sırası ile, skaler alanı tanımlayan bir fonksiyon ve skaler alan potansiyelidir.

3.2.13. Elektromanyetik Alan (Electromagnetic Field)

Elektromanyetik alanı tanımlayan enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left(F_{i\lambda} F_k^{\lambda} - \frac{1}{4} F_{mn} F^{mn} g_{ik} \right) \quad (3.22)$$

dir. Burada $F_{ik} = -F_{ki}$, antisimetrik bir tensör olan elektromanyetik alan tensörüdür.

Ayrıca, elektromanyetik alanı karakterize eden ve

$$F_{[ik;l]} = 0 \quad , \quad \left(\frac{1}{\mu} F^{ik} \right)_{;k} = J^i \quad (3.23)$$

şeklinde verilen Maxwell alan denklemleri (Landau ve Lifshitz, 1987; Stephani, 2004) hesaplamalara katılacak ve çözümler araştırılacaktır. Elde edilen çözümlerin geometrik ve fiziksel özellikleri ile birlikte asimptotik davranışları incelenecektir. Elde edilen sonuçların

evrenin evrimine ve evrim işleri sırasında karşılaşılan kozmolojik olayları açıklamadaki rolü güncel bilgiler çerçevesinde tartışılacaktır.

BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1. Marder Metriği İçin Alan Denklemleri ve Bazı Temel Bağlılıkları

Burada homojen ve anizotropik uzay-zamanı temsil eden ve Bianchi tipi I metriği olan Marder metriği (Marder, 1958a, b) alınmıştır.

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

Burada A, B ve C; uzay-zamanın geometrisini tanımlayan ve Einstein alan denklemlerinin çözümlerinden belirlenecek olan metrik potansiyel olup, sadece t kozmik zamanın bir fonksiyonudur. Einstein alan denklemleri (3.1)' de ($c = 8\pi G = 1$ birimlerinde) verilen T_{ik} , uzay-zamanı dolduran ve uzay-zamana eğrilik kazandıran kozmik madde dağılımını karakterize etmektedir. Bu çalışmada kozmik madde dağılımı olarak; ideal akışkan, skaler alan ve manyetik alan alınmış olup enerji-momentum tensörü,

$$T_{ik} = (\rho + p)u_i u_k - pg_{ik} + \frac{1}{4\pi} \left(F_{il} F_k{}^l - \frac{1}{4} g_{ik} F_{\lambda m} F^{\lambda m} \right) + \frac{1}{4\pi} \left(V_i V_k - \frac{1}{2} g_{ik} V^2 \right) \quad (4.2)$$

olarak alınmaktadır. Burada P kozmik madde dağılımının basıncını ve ρ kozmik madde dağılımının yoğunluğunu tanımlamaktadır. F_{ik} ise aşağıda verilen Maxwell denklemlerini sağlayan elektromanyetik alan tensörüdür (Landau ve Lifshitz, 1987; Stephani, 2004):

$$F_{[ik;l]} = 0 \quad , \quad \left(\frac{1}{\mu} F^{ik} \right)_{;k} = J^i \quad (4.3)$$

u^i zamansal vektörü kozmik madde dağılımının 4-lü hız vektörünü tanımlar ve komoving koordinatlarda aşağıdaki bağıntıları sağlar;

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

(4.1) metriği ile tanımlanan bir uzay-zaman için modeli karakterize eden kinematik nicelikler; ivme vektörü ($u^i{}_{;k} = u^i u^k$), uzaysal hacim ($U^3 = \sqrt{-g}$), genişleme skaleri

($\theta = u^i_{;i}$), rotasyon tensörü ($w_{ik} = u_{[i;k]} + \mathcal{A}_{[ik]}$), shear skaleri ($\sigma^2 = \frac{1}{2} \sigma_{ik} \sigma^{ik}$) ve Klein-Gordon denklemi ($V^i_{;i} = 0$) ise aşağıdaki gibidir:

$$\mathcal{A}_{[i;k]} = u_{i;k} u^k = 0 = \mathcal{A}_{[i;k]} \quad (4.5)$$

$$U^3 \equiv \sqrt{-g} = A^2 BC \quad (4.6)$$

$$\theta = u^i_{;i} = \frac{1}{A} \left(\frac{\mathcal{A}}{A} + \frac{\mathcal{B}}{B} + \frac{\mathcal{C}}{C} \right) \quad (4.7)$$

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \omega_{ik} \omega^{ik} = 0 \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \sigma^2 = \frac{1}{2} \sigma_{ik} \sigma^{ik} &= \frac{\mathcal{A}^2}{3A^4} - \frac{\mathcal{A}\mathcal{B}}{3A^3B} - \frac{\mathcal{A}\mathcal{C}}{3A^3C} + \frac{\mathcal{B}^2}{3A^2B^2} - \frac{\mathcal{B}\mathcal{C}}{3A^2BC} + \frac{\mathcal{C}^2}{3A^2C^2} \\ &= \frac{1}{3} \theta^2 - \frac{1}{A^2} \left(\frac{\mathcal{A}\mathcal{B}}{AB} + \frac{\mathcal{A}\mathcal{C}}{AC} + \frac{\mathcal{B}\mathcal{C}}{BC} \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$KG : -BC \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 0 \quad (4.10)$$

Burada V , skaler alanı karakterize eden skaler alan potansiyeli olup, Klein-Gordon denkleminin çözümünden belirlenir:

$$\left(\sqrt{-g} V^i \right)_{;i} = 0 \quad , \quad V_i = \frac{\partial V}{\partial x^i} \quad , \quad V^2 = g^{ik} V_i V_k \quad (4.11)$$

Buradaki ve diğer yerlerdeki denklemlerde “ ; ” sembolü kovaryant türevi, ve “ , ” sembolü de kısmi türevi ifade eder (Kramer ve ark., 1980; Landau ve Lifshitz, 1987; Stephani, 2004). Bu çalışmada V skaler alanın sadece uzaysal koordinat x^i in fonksiyonu olduğu göz önüne alınmıştır. Bu durumda (4.11) denkleminde, V_1 ve V_0 keyfi sabitler olmak üzere,

$$V(x) = V_1 x + V_0 \quad (4.12)$$

elde edilir. Buna göre; V_i 'nin sadece var olan (mevcut) bileşeni $V_x = \frac{\partial V}{\partial x}$ dır. Kozmik madde dağılımında akımın, F_{ik} 'nin sıfırdan farklı bileşeni F_{23} olacak şekilde x eksenini boyunca akmakta olduğunu göz önüne alıyoruz. Bu durumda, (4.3) denklem sistemi ile tanımlanan Maxwell denklemleri aşağıdaki sonuçları verir:

1. Grup Maxwell Denklemlerinden;

$$2 \frac{\partial F_{23}}{\partial t} = 0 \Rightarrow F_{23} \text{ , } t \text{ 'den bağımsız}$$

$$-2 \frac{\partial F_{23}}{\partial x} = 0 \Rightarrow F_{23} \text{ , } x \text{ 'den bağımsız}$$

2. Grup Maxwell Denklemlerinden;

$$\frac{1}{B^2 C^2} \frac{\partial F_{23}}{\partial z} = 0 \Rightarrow F_{23} \text{ , } z \text{ 'den bağımsız}$$

$$-\frac{1}{B^2 C^2} \frac{\partial F_{23}}{\partial y} = 0 \Rightarrow F_{23} \text{ , } y \text{ 'den bağımsız} \quad (4.13)$$

dolayısı ile,

$$F_{23} = \text{sabit} = K \quad (4.14)$$

elde edilir. Bu sonuç; manyetik alanı karakterize eden F_{23} bileşeninin sabit olması gerektiğini göstermektedir. Komoving koordinatlarda (4.2) eşitliği ile tanımlı enerji momentum tensörüne sahip (4.1) metriği için

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = -\chi T_{ik} \quad (4.15)$$

ile verilen Einstein alan denklemleri aşağıdaki gibi elde edilir ($\Lambda = 0$):

$$\frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} - \frac{\dot{A}}{A} \left(\frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} = -\chi A^2 p - \frac{\chi V_1^2}{2} - \frac{\chi A^2 K^2}{8\pi B^2 C^2} \quad (4.16)$$

$$\left(\frac{\dot{A}}{A} \right) + \frac{\dot{C}}{C} = -\chi A^2 p + \frac{\chi V_1^2}{2} + \frac{\chi A^2 K^2}{8\pi B^2 C^2} \quad (4.17)$$

$$\left(\frac{\dot{A}}{A} \right) + \frac{\dot{B}}{B} = -\chi A^2 p + \frac{\chi V_1^2}{2} + \frac{\chi A^2 K^2}{8\pi B^2 C^2} \quad (4.18)$$

$$\frac{\dot{A}}{A} \left(\frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} = \chi A^2 \rho + \frac{\chi V_1^2}{2} - \frac{\chi A^2 K^2}{8\pi B^2 C^2} \quad (4.19)$$

Burada nokta “ . ” kozmik zaman t’ ye göre türevi ifade eder. (4.17) ve (4.18) denklemlerinden,

$$\frac{\dot{B}}{B} = \frac{\dot{C}}{C} \quad (4.20)$$

olduğu hemen görülmektedir. (4.16) - (4.19) alan denklemlerinden; (4.1) metriği ile karakterize edilen bir uzay-zamanı dolduran ve eğrilik kazandıran kozmik madde dağılımının basıncı ve yoğunluğu sırasıyla aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$p = -\frac{1}{\chi A^2} \left[\left(\frac{\dot{A}}{A} \right) + \frac{\dot{B}}{B} - \frac{\chi V_1^2}{2} - \frac{\chi K^2 A^2}{8\pi B^2 C^2} \right] \quad (4.21)$$

$$\rho = \frac{1}{\chi A^2} \left[\frac{\dot{A}}{A} \left(\frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} - \frac{\chi V_1^2}{2} + \frac{\chi K^2 A^2}{8\pi B^2 C^2} \right] \quad (4.22)$$

Bu fiziksel ve kinematik nicelikler yardımı ile elde edilen modelin fiziksel ve geometriksel özellikleri ile evrenin evriminin başlangıç evresi hakkında bilgiler edinilerek genişleme süresince evrim işlemleri sırasında modelin davranışı irdelenir:

4.2. Alan Denklemlerinin Çözümü

(4.20) denkleminde,

$$B.C - B.C = Sabit = L \quad (4.23)$$

ifadesi elde edilir. Burada, $\alpha = \alpha(t)$ ve $\beta = \beta(t)$, metric potansiyeller ile ilgili yeni nicelikler olmak üzere,

$$\frac{B}{C} = \alpha(t) \quad \text{ve} \quad B.C = \beta(t) \quad (4.24)$$

dönüşümlerini uygularsak,

$$B^2 = \alpha.\beta \quad \text{ve} \quad C^2 = \frac{\beta}{\alpha} \quad (4.25)$$

olur. Bu dönüşümleri (4.23) denkleminde kullandığımızda,

$$\frac{\alpha}{\alpha}.\beta = Sabit = L \quad (4.26)$$

denklemini elde edilir. (4.16) ve (4.17) alan denklemlerinden de,

$$\frac{B.C}{B} - \left(\frac{A}{A} \right)' - \frac{A}{A} \left(\frac{B}{B} + \frac{C}{C} \right) + \frac{B.C}{B.C} = -\chi V_1^2 - \chi \frac{A^2 K^2}{4\pi B^2 C^2} \quad (4.27)$$

denklemini yazabiliriz. (4.16) - (4.19) alan denklemleri A, B, C, ρ ve P olmak üzere beş bilinmeyenli dört diferansiyel denklem sistemi oluşturmaktadır. Bu denklem sisteminin tam çözümü için ilave bir koşula ihtiyaç vardır. Biz bu çalışmada,

$$A = B.C = \beta(t) \quad (4.28)$$

koşulunu ele alıyoruz. Böylece (4.27) denklemini,

$$\frac{B.C}{B} + \frac{B.C}{B.C} = \chi \left(V_1^2 + \frac{K^2}{4\pi} \right) = Sabit = M^2 \quad (4.29)$$

haline gelir. Burada M, skaler alan ve manyetik alanı karakterize eden pozitif bir sabittir.

ve Elde edilen bu denklemde (4.25) ile verilen dönüşümler kullanılırsa, (4.29) denklemini,

$$\beta - 2M^2 \beta = 0 \quad (4.30)$$

olur. Bu denklemin çözümünden de, β_1 ve β_2 pozitif sabitler olmak üzere,

$$\beta(t) = \beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} + \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt} \quad (4.31)$$

elde edilir. Bu sonuç (4.26) denkleminde kullanılıp integer edilirse,

$$\alpha(t) = \alpha_0 e^{\frac{L}{M\sqrt{2\beta_1\beta_2}} \arctan\left[\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} e^{\sqrt{2}Mt}\right]} \quad (4.32)$$

sonucu elde edilir. Elde edilen bu sonuçlar (4.25) ifadelerinde kullanılırsa, sırasıyla metric potansiyeller aşağıdaki gibi bulunur:

$$B^2 = \alpha.\beta = \alpha_0 \left(\beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} + \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt}\right) e^{\frac{L}{M\sqrt{2\beta_1\beta_2}} \arctan\left[\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} e^{\sqrt{2}Mt}\right]} \quad (4.33)$$

$$C^2 = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{\beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} + \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt}}{\alpha_0 e^{\frac{L}{M\sqrt{2\beta_1\beta_2}} \arctan\left[\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} e^{\sqrt{2}Mt}\right]}} \quad (4.34)$$

$$A = BC = \beta(t) = \beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} + \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt} \quad (4.35)$$

Elde edilen bu metric potansiyellerden yararlanarak (4.2) enerji-momentum tensörü ile tanımlanan kozmik madde dağılımının basınç ve yoğunluğu, (4.21) ve (4.22) denklemlerinden,

$$p = -\frac{40M^2\beta_1\beta_2 + L^2}{4\chi\left(\beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} + \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt}\right)^4} \quad (4.36)$$

$$\rho = -\frac{L^2\left(\beta_1 e^{2\sqrt{2}Mt} + \beta_2\right)^2 + \beta_1^2\left(4\beta_2^2 + \beta_1\beta_2 e^{2\sqrt{2}Mt} - \beta_1^2 e^{3\sqrt{2}Mt}\right) + \beta_2^3\left(\beta_1 - \beta_2 e^{-2\sqrt{2}Mt}\right)}{4\chi\left(\beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} + \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt}\right)^4 \left(\beta_1 e^{2\sqrt{2}Mt} + \beta_2\right)^2} \quad (4.37)$$

elde edilir. Modeli karakterize eden kinematiksel nicelikler ise,

$$\theta = \frac{2\sqrt{2} M (\beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} - \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt})}{(\beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} + \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt})^2} \quad (4.38)$$

$$U^3 \equiv \sqrt{-g} = A^3 = \beta^3 = (\beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} + \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt})^3 \quad (4.39)$$

$$\frac{\sigma^2}{\theta^2} = - \frac{3L \left[4(\beta_2^3 - \beta_1^2 \beta_2 e^{3\sqrt{2}Mt} - \beta_1^3 e^{5\sqrt{2}Mt}) - L(\beta_1 e^{2\sqrt{2}Mt} + \beta_2)^2 \right] - 38M^2 (\beta_1^2 e^{3\sqrt{2}Mt} - \beta_2^2 e^{-\sqrt{2}Mt})^2}{96M^2 (\beta_2^2 e^{-\sqrt{2}Mt} - \beta_1^2 e^{3\sqrt{2}Mt})^2} \quad (4.40)$$

olarak bulunur. (4.36) ve (4.37) denklemlerinden $p < 0$ ve $\rho > 0$ olduğu görülmektedir. Buda modelimizin, karanlık enerjinin (dark energy) hakim olduğu bir dönemi temsil ettiğini düşündürmektedir.

BÖLÜM 5

SONUÇ VE ÖNERİLER

5.1. Çözümlerin Asimptotik Davranışları ve Bazı Fiziksel Özellikleri

Öncelikle; (4.5) ve (4.8) denklemlerinden, modelimizi karakterize eden sabit skaler alan ve sabit manyetik alan içeren ideal akışkanla dolu Marder metriği ile tanımlı uzay-zaman geodezik ($u^i = 0$) ve irrotasyoneldir ($\omega^2 = 0$). Modelimizde metric potansiyeller ve modeli karakterize eden fiziksel ve kinematik nicelikler skaler alan ve manyetik alan ile

yakından ilişkilidir: $M^2 = \left(V_1^2 + \frac{K^2}{4\pi} \right)$, $\chi = 1$.

$M = K$ durumunda, $\frac{V_1}{K} = \sqrt{1 - \frac{1}{4\pi}} \cong 0,959$ olmaktadır ve buda bize $K > V_1$

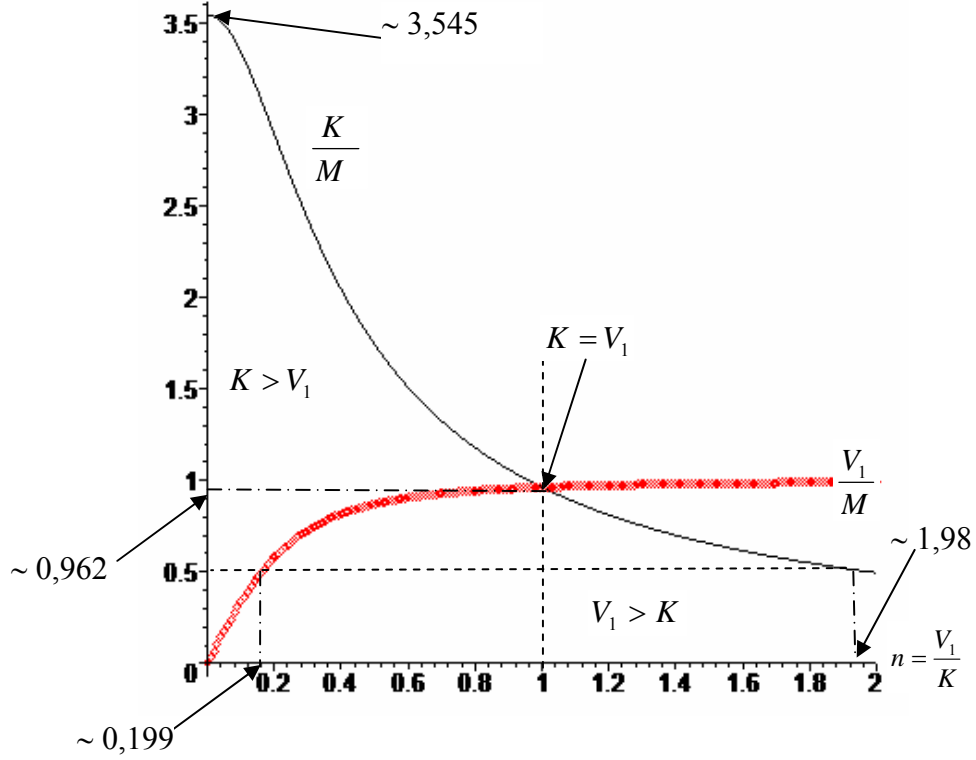
olduğunu gösterir. $M = V_1$ olduğunda $K = 0$ olur. Yani manyetik olan etkisi ortadan kalkmaktadır ve sadece sabit skaler alan varlığını hissettirmektedir. $K = V_1$ ise,

$\frac{V_1}{M} = \sqrt{\frac{4\pi}{4\pi + 1}} \cong 0,962$ olmaktadır. $M = \frac{K}{2\sqrt{\pi}}$ olması halinde $V_1 = 0$ olur. Bu durumda

$V(x) = V_0 = \text{Sabit}$ 'tir, yani manyetize olmuş sabit skaler alanlı ideal akışkan dolu bir evren

modeli elde edilir. $V_1 = nK$ durumunda ise, $\frac{V_1}{M} = n \sqrt{\frac{4\pi}{4\pi n^2 + 1}} = n \frac{K}{M}$ olmaktadır. Bu

durumları tanımlayan değişim grafiği Şekil-1'de verilmiştir:



Şekil-1. V_1 ve K 'nın değişimi.

Şekil-1 den de görüleceği gibi $n = 1$ için $V_1 = K$ olmakta, yani sabit skaler alan ile sabit manyetik alan bir birine eşit olmaktadır. $n < 1$ için sabit manyetik alan skaler alana nazaran daha baskın ($K > V_1$) iken $n > 1$ için ise skaler alan manyetik alana nazaran daha baskın olmaktadır. Benzer şekilde $n = 0$, yani sadece sabit manyetik alan söz konusu ($V_1 = 0$, $K \neq 0$) olduğunda $K \cong 3,545 M$ olmaktadır.

Modeli tanımlayan temel niceliklerin asimptotik davranışları aşağıdaki gibidir:

i) $t \rightarrow 0$ **Genişleme Başlangıcında:**

$$A \rightarrow \beta_1 + \beta_2 = a_0 = \text{Sabit}$$

$$B \rightarrow \alpha_0 a_0 \gamma_0 = b_0 = \text{Sabit}$$

(5.1)

$$C \rightarrow \frac{a_0}{\alpha_0 \gamma_0} = c_0 = \text{Sabit}$$

$$p \rightarrow -\frac{40 M^2 \beta_1 \beta_2 + L^2}{4 \chi (\beta_1 + \beta_2)^4} = p_0 = \text{Sabit}$$

(5.2)

$$\rho \rightarrow \frac{\beta_1^2 + \beta_2^2 - 3\beta_1\beta_2 - L^2}{4\chi(\beta_1 + \beta_2)^4} = \rho_0 = \text{Sabit} \quad (5.3)$$

$$\theta \rightarrow \frac{2M(\beta_1 - \beta_2)}{(\beta_1 + \beta_2)^2} = \theta_0 = \text{Sabit} \quad (5.4)$$

$$U^3 \rightarrow (\beta_1 + \beta_2)^3 = U_0 = \text{Sabit} \quad (5.5)$$

$$\frac{\sigma^2}{\theta^2} \rightarrow \frac{3L[4(\beta_2^3 - \beta_1^2\beta_2 - \beta_1^3) - L(\beta_1 + \beta_2)] - 38M^2(\beta_1^2 - \beta_2^2)^2}{96M^2(\beta_2^2 - \beta_1^2)^2} = \text{Sabit} \quad (5.6)$$

ii) $t \rightarrow \infty$ *Genişlemenin Sonlarına Doğru:*

$$A \rightarrow \infty$$

$$B \rightarrow \infty \quad (5.7)$$

$$C \rightarrow \infty$$

$$p \rightarrow 0 \quad (5.8)$$

$$\rho \rightarrow 0 \quad (5.9)$$

$$\theta \rightarrow 0 \quad (5.10)$$

$$U^3 \rightarrow \infty \quad (5.11)$$

$$\frac{\sigma^2}{\theta^2} \rightarrow \frac{38}{96\beta_1^2} = \text{Sabit} \quad (5.12)$$

Elde edilen bu sonuçlara göre; modelimizin tanımladığı uzay-zaman belirli bir U_0 hacim değerinden θ_0 sabit hızla genişlemeye başlamaktadır. Dolayısı ile modelimiz; uzay-zamanın kinematik ve fiziksel niceliklerinin sabit olduğu bir dönemi karakterize etmektedir. Genişleme başlangıcında; uzay-zamanı dolduran kozmik madde dağılımının basıncı, manyetize olmuş skaler alanın etkisinde kalmıştır. Bu etki genişleme süresince kendini hissettirmektedir. Ayrıca; bu manyetize skaler alan etkisi, uzay-zamanın anizotropisini azaltıcı şekilde rol oynamaktadır. Genişlemenin sonlarına doğru anizotropinin varlığı hala hissedilebilmektedir: $\left(\frac{\sigma}{\theta}\right)_{t \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{0,63}{\beta_1}$ (Collins ve ark., 1980;

Selak, 1985). β_1 teriminin çok büyük ($\beta_1 \gg 1$) olması durumunda, genişlemenin sonlarına doğru anizotropi izotropiye yaklaşmaktadır $\left(\frac{\sigma}{\theta}\right)_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 0$.

$\beta_1 = -\beta_2$ olması halinde; yani $a_0 = 0$ durumunda, genişleme başlangıcında $A \rightarrow 0$, $B \rightarrow 0$, $C \rightarrow 0$, $p \rightarrow \infty$, $\rho \rightarrow \infty$, $\theta \rightarrow \infty$, $U^3 \rightarrow 0$, $\frac{\sigma}{\theta} \rightarrow \infty$ olmaktadır, yani bu durumda modelimiz büyük-patlama tekiliğinden önlenemez bir hızla ve anizotropik olarak genişlemeye başlamaktadır.

$\beta_1 = 0$ ve $\beta_2 \neq 0$ için $A^2 = \beta_2 e^{-\sqrt{2}Mt}$, $B^2 = \alpha_0 A^2$ ve $C^2 = \alpha_0^{-1} A^2$ olmaktadır. Bu durumda; modelimizin tanımladığı uzay-zamanı dolduran manyetize olmuş skaler alan içeren ideal akışkandan oluşan kozmik madde dağılımının kinematik ve fiziksel nicelikleri aşağıdaki gibidir:

$$p = -\frac{L^2}{4\chi\beta_2^4} e^{4\sqrt{2}Mt} \quad (5.13)$$

$$\rho = \frac{\beta_2^2 - L^2 e^{2\sqrt{2}Mt}}{4\chi\beta_2^4} e^{2\sqrt{2}Mt} \quad (5.14)$$

$$\theta = -\frac{2M\sqrt{2}}{\beta_2} \quad (5.15)$$

$$U^3 = \frac{\beta_2^3}{e^{3\sqrt{2}Mt}} \quad (5.16)$$

$$\frac{\sigma^2}{\theta^2} = \frac{3L(L - \beta_2)e^{2\sqrt{2}Mt} + 38M^2\beta_2^2}{96M^2\beta_2^2} \quad (5.17)$$

Bu durumda; $L = \beta_2$ ise, tüm evrim işlemleri süresince anizotropi korunmaktadır $\left(\frac{\sigma^2}{\theta^2} = \frac{38}{96} \approx 0,4\right)$. $\beta_1 = \beta_2 \neq 0$ için modelimizi karakterize eden temel nicelikler aşağıdaki gibidir:

$$A^2 = \beta_1 \left(e^{\sqrt{2}Mt} + e^{-\sqrt{2}Mt} \right) \quad (5.18)$$

$$B^2 = \alpha_0 \beta_1 \left(e^{\sqrt{2}Mt} + e^{-\sqrt{2}Mt} \right) e^{\frac{L \arctan \left(e^{\sqrt{2}Mt} \right)}{\sqrt{2}M\beta_1}} \quad (5.19)$$

$$C^2 = \frac{\beta_1 \left(e^{\sqrt{2}Mt} + e^{-\sqrt{2}Mt} \right)}{\alpha_0 e^{\frac{L \arctan \left(e^{\sqrt{2}Mt} \right)}{\sqrt{2}M\beta_1}}} \quad (5.20)$$

$$p = -\frac{40M^2\beta_1^2 + L^2}{4\chi\beta_1^4 \left(e^{\sqrt{2}Mt} + e^{-\sqrt{2}Mt} \right)^4} \quad (5.21)$$

$$\rho = \frac{\beta_1^2 \left(e^{5\sqrt{2}Mt} - e^{4\sqrt{2}Mt} - 4e^{2\sqrt{2}Mt} + e^{-2\sqrt{2}Mt} - 1 \right) - L^2 \left(1 + e^{2\sqrt{2}Mt} \right)^2}{4\chi\beta_1^4 \left(e^{\sqrt{2}Mt} + e^{-\sqrt{2}Mt} \right)^4 \left(1 + e^{2\sqrt{2}Mt} \right)^2} \quad (5.22)$$

$$\theta = \frac{2\sqrt{2}M \left(e^{\sqrt{2}Mt} - e^{-\sqrt{2}Mt} \right)}{\beta_1 \left(e^{\sqrt{2}Mt} + e^{-\sqrt{2}Mt} \right)^2} \quad (5.23)$$

$$U^3 = \beta_1^3 \left(e^{\sqrt{2}Mt} + e^{-\sqrt{2}Mt} \right)^3 \quad (5.24)$$

$$\frac{\sigma^2}{\theta^2} = \frac{38M^2\beta_1^2 \left(e^{3\sqrt{2}Mt} + e^{2\sqrt{2}Mt} \right)^2 - 3L \left[4\beta_1 \left(1 - e^{3\sqrt{2}Mt} - e^{5\sqrt{2}Mt} \right) - \left(e^{2\sqrt{2}Mt} + 1 \right)^2 \right]}{96M^2\beta_1^2 \left(e^{-\sqrt{2}Mt} - e^{3\sqrt{2}Mt} \right)^2} \quad (5.25)$$

Bu durumda; $M^2 = -\frac{L^2}{40\beta_1^2}$ için $p = 0$ olur. Buda evreni dolduran kozmik madde dağılımının, manyetize skaler alan içeren kozmik toz olduğu dönemi tanımlar.

$\beta_1 \neq 0$ ve $\beta_2 = 0$ için metrik potansiyellerden $C^2 = 0$ olurken $A^2 = \beta_1 e^{\sqrt{2}Mt}$ ve $B^2 = \infty$ olmaktadır. Bu durumda uzay-zaman metriği 3-boyutlu olmakta ve dy^2 'ye ait metrik potansiyel genişleme süresince daima baskın olmaktadır. Bu uzay-zamanı dolduran kozmik madde dağılımını karakterize eden nicelikler aşağıdaki gibi olmaktadır:

$$p = -\frac{L^2}{4\chi\beta_1^4 e^{4\sqrt{2}Mt}} \quad (5.26)$$

$$\rho = \frac{\beta_1^2 e^{\sqrt{2}Mt} - L^2}{4\chi\beta_1^4 e^{4\sqrt{2}Mt}} \quad (5.27)$$

$$\theta = \frac{2M\sqrt{2}}{\beta_1 e^{\sqrt{2}Mt}} \quad (5.28)$$

$$U^3 = \beta_1^3 e^{3\sqrt{2}Mt} \quad (5.29)$$

$$\frac{\sigma^2}{\theta^2} = \frac{38\beta_1^2 e^{2\sqrt{2}Mt} + 12L\beta_1 e^{\sqrt{2}Mt} + 3L^2}{96M^2 \beta_1^2 e^{2\sqrt{2}Mt}} \quad (5.30)$$

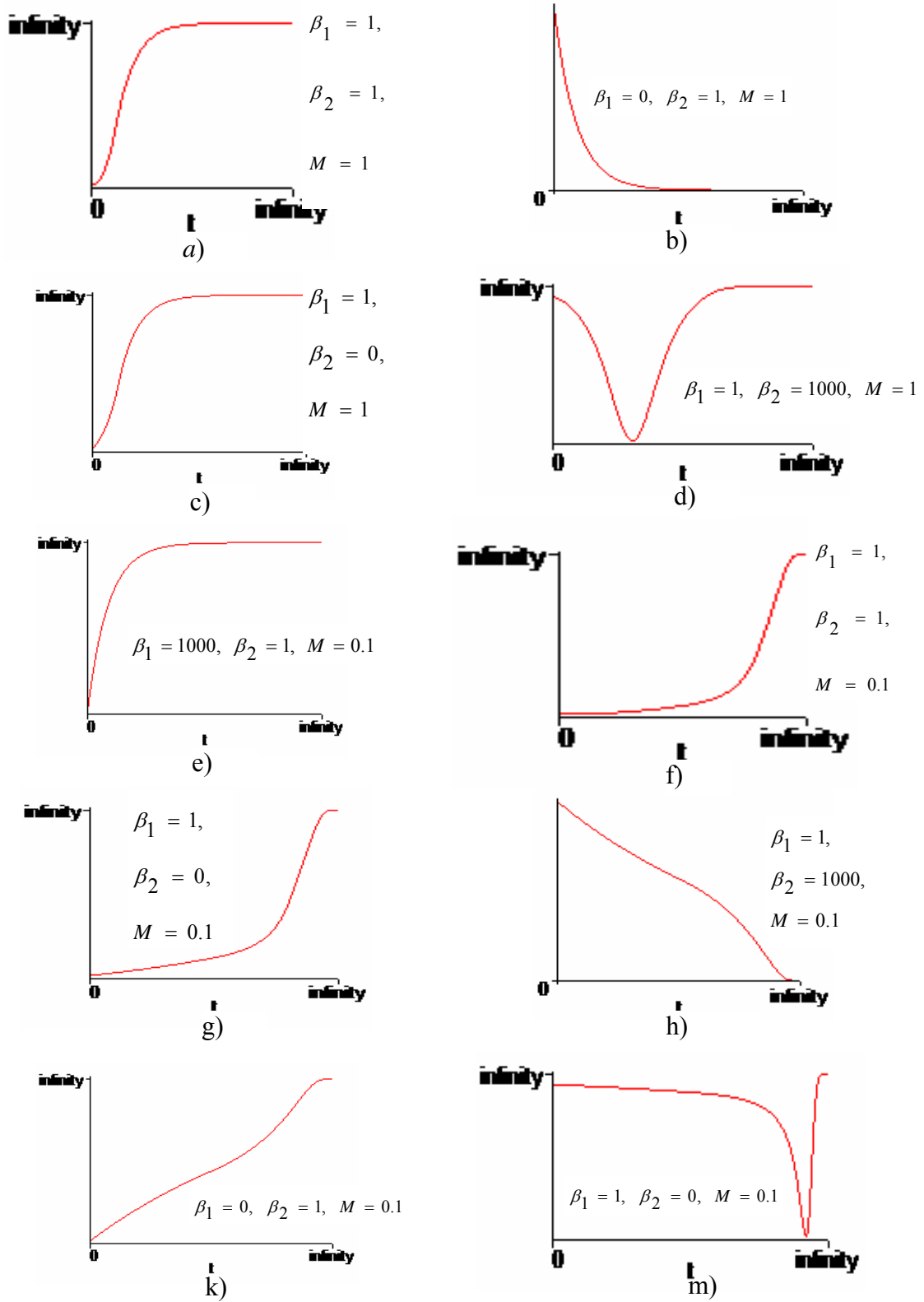
$$\frac{p}{\rho} = (\gamma - 1) = \frac{L^2}{L^2 - \beta_1^2 e^{\sqrt{2}Mt}} \begin{cases} L \gg \beta_1 \Rightarrow p = \rho, \gamma = 2 \\ L \ll \beta_1 \Rightarrow p = 0, \gamma = 1 \end{cases} \quad (5.31)$$

Bu durumda; $L \gg \beta_1$ için uzay-zamanı dolduran kozmik madde dağılımı, manyetize skaler alanlı *katı madde* (*stiff matter*, $p = \rho$, $\gamma = 2$) karakterinde olurken $L \ll \beta_1$ için ise skaler alanlı kozmik *toz* ($p = 0$, $\gamma = 1$) yapıda olmaktadır. Bu son durum; evrenin madde oluşum öncesi ve manyetik alanın ve skaler alanın etkin olduğu dönemi tanımlamaktadır.

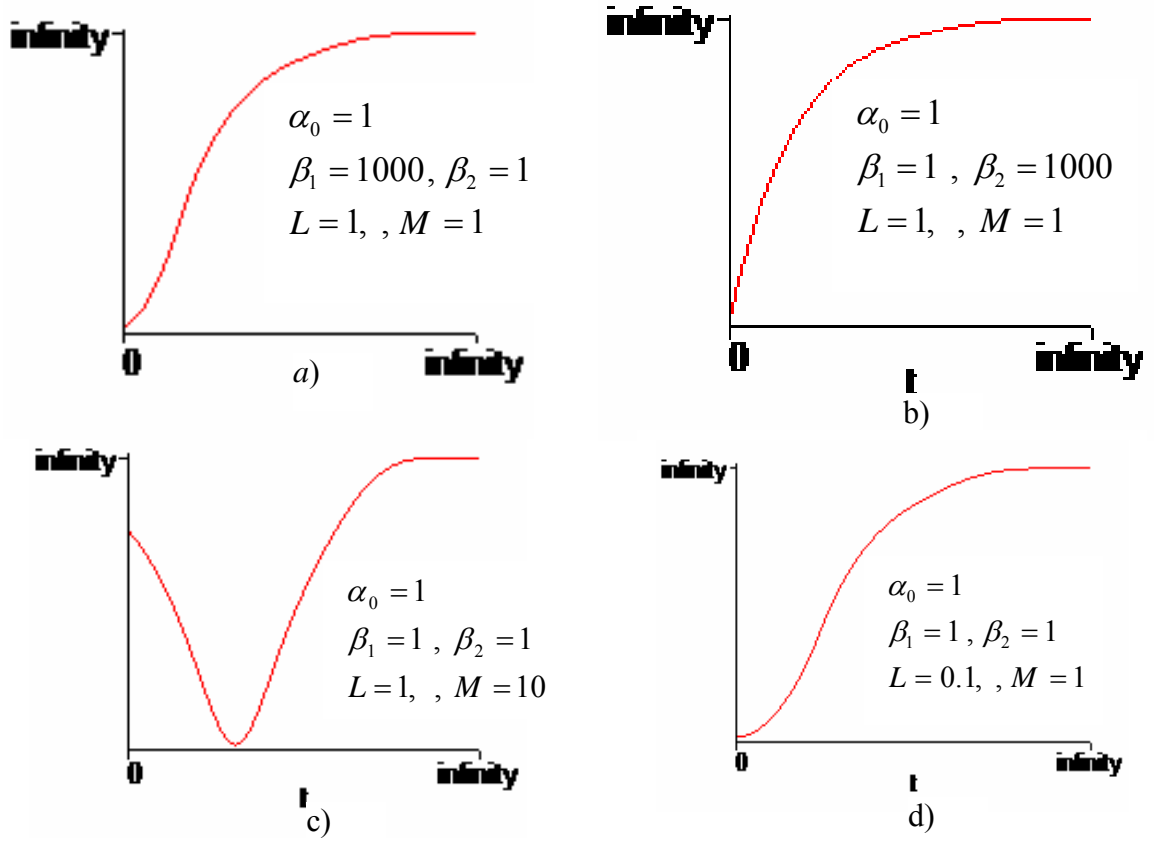
(4.36) denkleminde $M \leq \mu \frac{L}{2\sqrt{-10\beta_1\beta_2}}$ için $p \geq 0$ olmaktadır. Burada $\beta_3 > 0$

olmak üzere, $\beta_1 = -\beta_3 < 0$ ve $\beta_2 > 0$ için $V_1 = \sqrt{\frac{L^2}{40\beta_2\beta_3} - \frac{K^2}{4\pi}}$ olmaktadır.

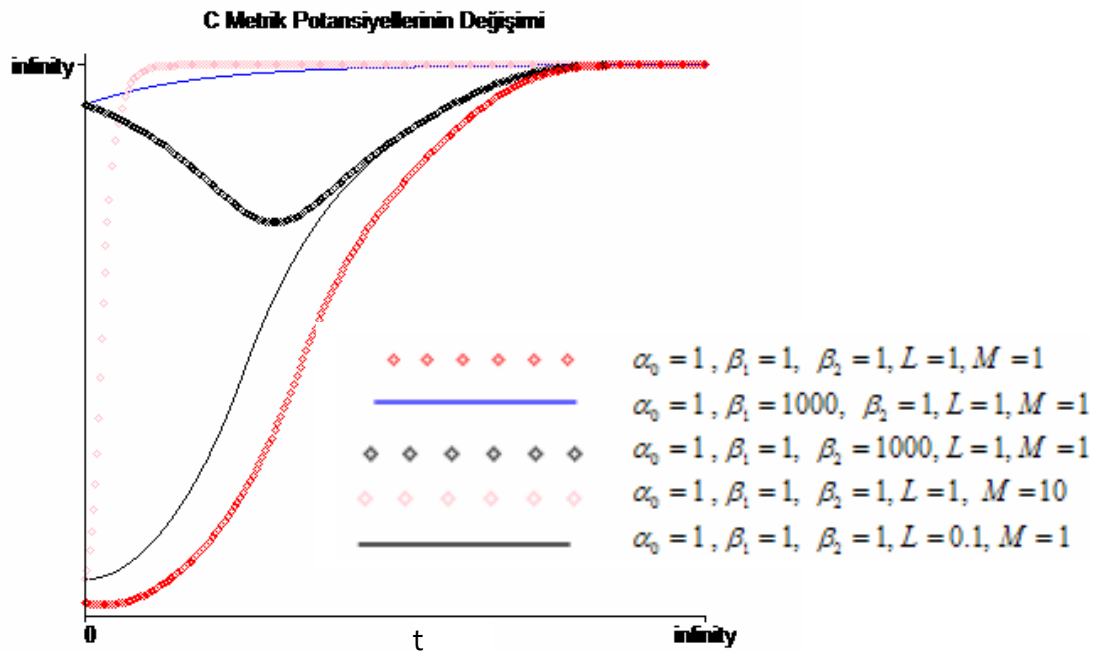
Uzay-zamanın geometrisini tanımlayan metrik potansiyellerin parametrelere bağlı olarak değişimlerini veren grafikler sırasıyla Şekil-2, Şekil-3 ve Şekil-4'te sunulmuştur.



Şekil-2. $A(t)$ metrik potansiyelinin parametrelere bağlı olarak zamana göre değişimi.

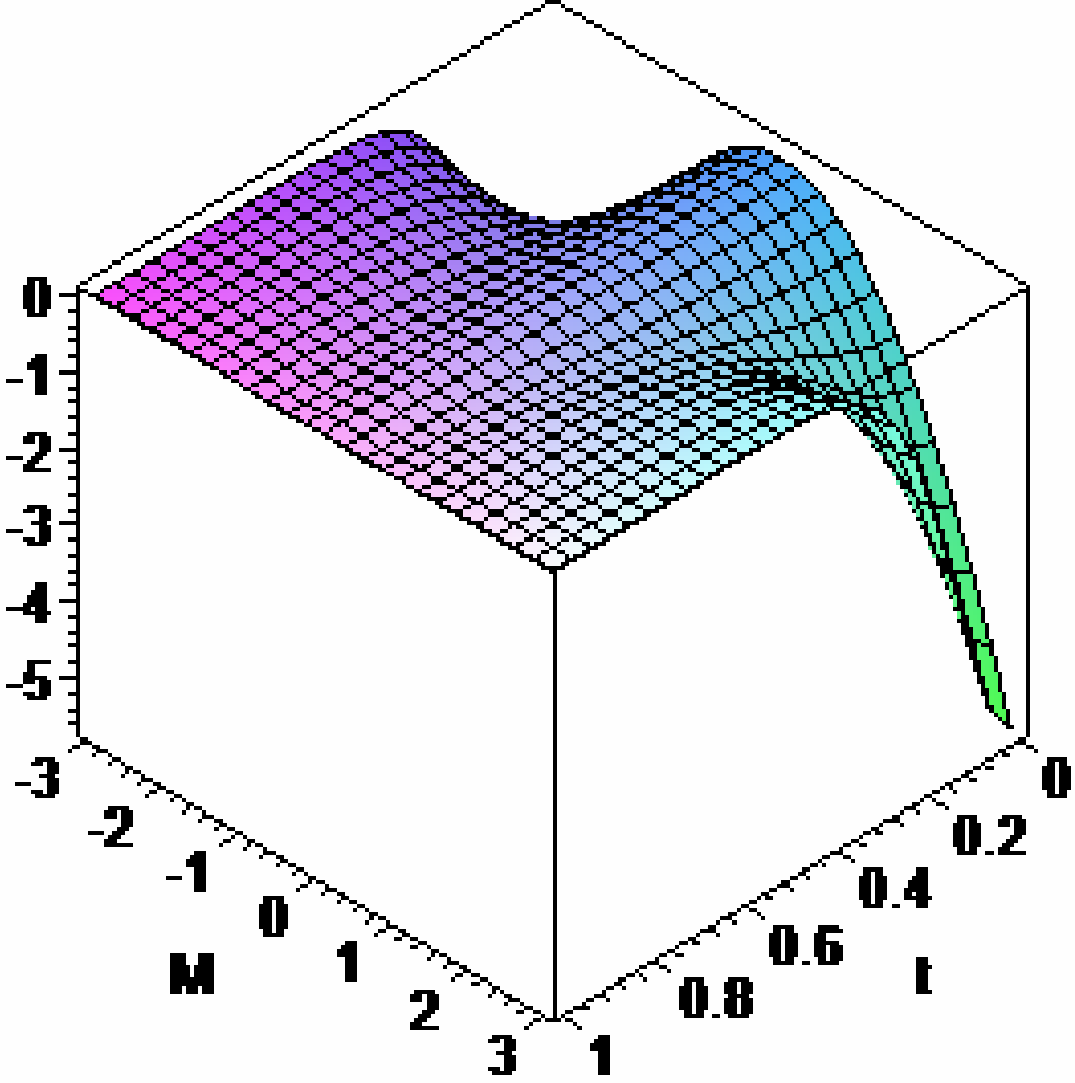


Şekil-3. B(t) metric potansiyelinin parametrelere bağlı olarak zamana göre değişimi.



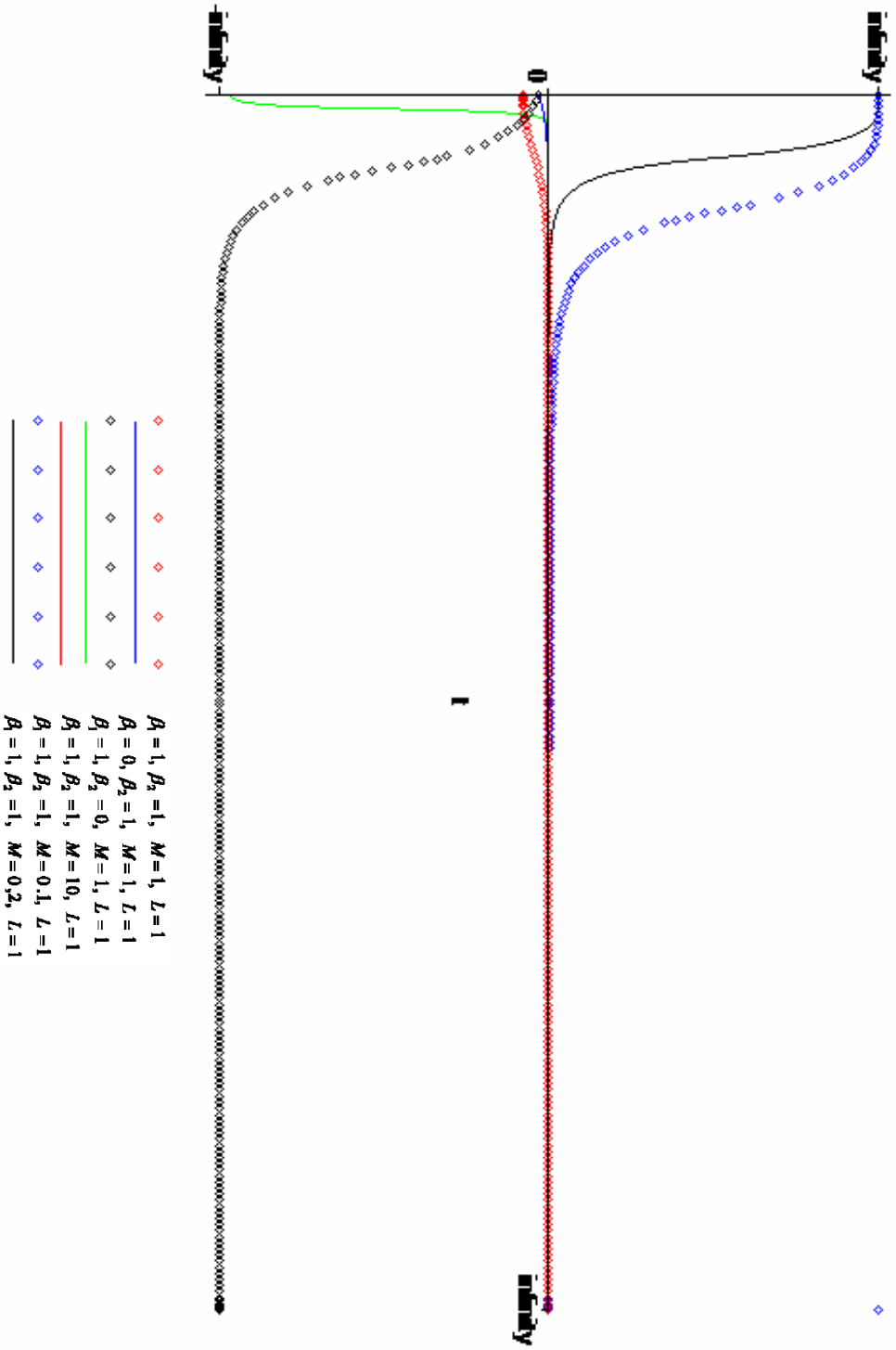
Şekil-4. C(t) metric potansiyelinin parametrelere bağlı olarak zamana göre değişimi.

Uzay-zamana eğrilik kazandıran ideal akışkan ve manyetize skaler alandan oluşan kozmik madde dağılımının parametrelere göre değişimi Şekil-5 ve Şekil-6 'da verilmiştir.



Şekil-5. Kozmik basıncın M ve t parametrelerine göre değişimi.

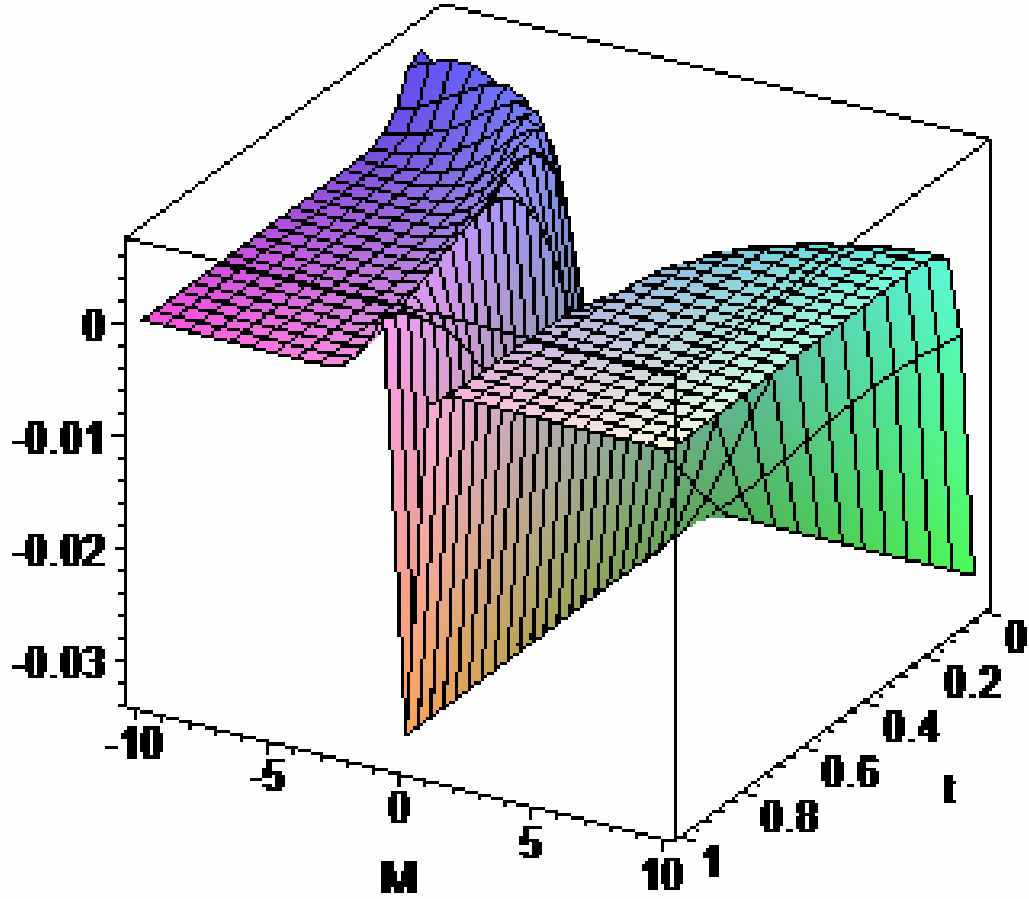
KOZMİK BASINCIYI PARAMETRELERİNE BAĞLI OLARAK DEĞİŞİMİ



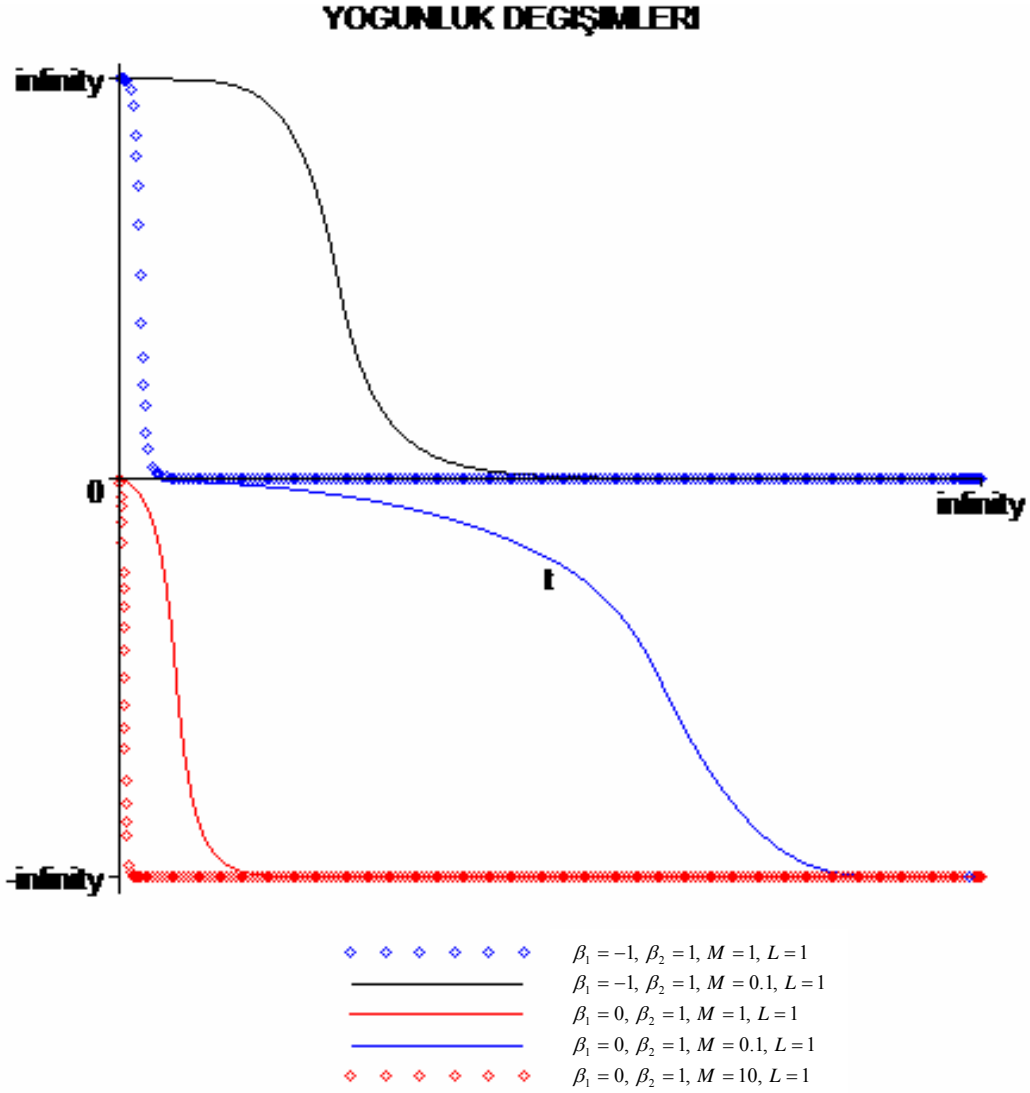
Şekil-6. Kozmik basıncın çeşitli parametrelere bağlı olarak kozmik zamana göre değişimi.

Şekil-6 dan görüleceği gibi β_1 veya β_2 niceliklerinden biri negative olduğunda uzay-zamanı dolduran kozmik madde dağılımının basıncı pozitif ($p > 0$) iken, diğer durumlarda genişleme süresince kozmik basınç negative ($p < 0$) olmaktadır.

Kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğunun parametrelere bağlı olarak zamanla değişimi Şekil-7 ve Şekil-8 'de verilmiştir.



Şekil-7. Kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğunun M ve t parametrelerine göre zamanla değişimi.



Şekil-8. Kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğunun çeşitli parametrelere göre kozmik zamanla değişimi.

Şekil-8 'den de görüleceği gibi $\beta_1 < 0$ durumları için kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğu evrim işlemleri süresince pozitif ($\rho > 0$) iken diğer durumlarda negatif olmaktadır. Bu durum bize modelin tanımlanmasında parametrelerin oldukça önemli olduğunu göstermektedir.

Sonuç olarak; manyetik alan içeren skaler alanlı kozmolojik modellerin evrimini ve kozmolojik özelliklerini daha iyi tartışabilmek için kozmik sicim, ısı akısı ve viskoz madde gibi farklı madde formlarını da içerecek kozmolojik modeller oluşturmak oldukça önemli olacaktır. Böylece; skaler alan kozmolojilerde manyetik alanın oluşumu, etkisi ve evrimini daha iyi irdelenebilecektir.

KAYNAKLAR

- Aygün S., ve Tarhan İ., 2008. The Decay of Massive Scalar Field in Non-Static Gödel Type Universe with Viscous Fluid and Heat Flow. *International Journal of Theoretical Physics*, 47, 3257.
- Aygün S., Tarhan İ., ve Baysal, H., 2008. Scalar field theory and energy-momentum problem of Yilmaz-Rosen metric in general relativity and teleparallel gravity. *Astrophysics and Space Science*, 314, 323.
- Beck R., 2010. Cosmic Magnetic Fields: Observations and Prospects. *Texas 2010 Symposium, ed. F.M. Rieger, AIP Conf. Proc.* (astro-ph/arXiv:1104.3749v1).
- Belinchon, J. A., Harko T., ve Mak M. K., 2001. Full Causal Bulk Viscous Cosmological Models with Variable G and Lambda, arXiv: gr-qc/0112020.
- Blome H. J., ve Wilson T. L., 1997. 28th Annual Lunar and Planetary Science Conference, p. 123.
- Collins C.B., Class E.N., ve Wilkinson D.A., 1980. Exact Spatially Homogeneous Cosmologies. *General Relativity and Gravity*, 12, 805.
- Demianski M., 1979. *Physics of the Expanding Universe*, Springer-Verlag, Berlin. p. 374.
- Gaikwad N.P., Borkar, M.S., ve Charjan, S.S., 2011. Bianchi Type-I Massive String Magnetized Barotropic Perfect Fluid Cosmological Model in the Bimetric Theory of Gravitation. *Chinese Physics Letters*, 28, 089803.
- Hawking S. W., ve Israel W., 1979. *General Relativity: An Einstein Centenary Survey*, Cambridge University Press, Cambridge. p. 277 - 291.
- Hungston L. P., ve Tod K. P., 1990. *An Introduction to General Relativity*, Cambridge University Press, Cambridge. p. 136 – 143.
- 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. p. 356 – 384.
- Kronberg P.P., 2010. Cosmic magnetic fields, and implications for HE particle anisotropies. *The XVI International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions (ISVHECRI 2010)*, Batavia, IL, USA (28 June - 2 July 2010).
- Landau L. D. Ve Lifshitz E.M., 1987. *The Classical Theory of Fields*, Bergamon Press. p. 239 – 254.
- Letelier P. S., 1979. *Physics Review*, D28, 2414.
- Letelier P. S., 1983. *Physics Review*, D20, 1294.

- MacCallum M.A.H., 1979. *In General Relativity and Einstein Centenary Survey*, Cambridge University Press, Cambridge. p. 194 – 221.
- Marder L., 1958a. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A244, 524.
- Marder L., 1958b. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A246, 133.
- Mak M. K., ve Harko T., 2001. Bianchi Type I Universes with Causal Bulk Viscous Cosmological Fluid. gr-qc/010069.
- Membiela F. A., ve Bellini M., 2008. Primordial Large-Scale Electromagnetic Fields From Gravitoelectromanyetic Inflation. gr-qc/0811.0993v1.
- Mendell G., 2001. Magnetic effect on the viscous boundary layer damping of the r-modes in neutron stars. gr-qc/0102042.
- Miniati F., ve Bell A.R., 2011. *The 6th Annual International Conference on Numerical Modeling of Space Plasma Flows in Valencia*, Spain, 13-17 June, 2011 (ASTRONUM-2011).
- Mohanty G., Mishra B., ve Das R., 2000. *Bull. Inst. Math.*, 28, 43.
- Mohanty G., Mishra B., ve Das R., 2001. *Theo. And Appl. Mech.*, 26, 71.
- Mohanty G., Panigrahy U. K. ve Sahu R. C., 2002. *Astrophysics and Space Science*, 281, 123.
- Mohanty G., Sahu R. C., ve Panigrahy U. K., 2003. *Astrophysics and Space Science*, 284, 1055.
- Panigrahi U. K., ve Sahu R. C., 2004. *Czech. J. Physc.*, 54, 543.
- Paul B.C., 2001. “*Viscous Cosmologies with Extra Dimensions*”, gr-qc/0106031.
- Pimentel L. O., 1985. *Astrophysics and Space Science*, 116, 395.
- Pradhan A., Jotania K., ve Singh A., (2008). *Brazilian Journal of Physics*, 38,167.
- Sahu R.C., ve Panigrahi U. K., 2003. *Astrophysics and Space Science*, 288, 601.
- Sahu R.C., ve Mohanty G., 2006. *Astrophysics and Space Science*, 306, 179.
- Selak S., 1985. *Astrophysics and Space Science*, 109, 123.

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

Stephani H., 2004. *Relativity: An Introduction to Special and General Relativity*, Cambridge University Press. p. 233 – 248.

Tarhan İ., 2002. *Astr. Nachr.* 313, 3.

Vankateswarlu R., ve Reddy D.R.K., 1991. *Astrophysics and Space Science*, 184, 153

Weyl H., 1918. *Gravitation and Electromagnetism*, Akad and Wiss Pres. p. 311 – 326.

Weyl H., 1922. *Space, Time and Matter*, Dover Publication Inc., London. p. 78 – 91.

Yamazaki D. G., Ichiki K., Kajino T. ve Mathews G.J., 2006. *astro-ph/0610234v1*.

Zel'dovich Ya. B., 1986. *Sov. Sci. Rev. E Astrophys. Space Phys.*, 5, 1.

ŞEKİLLER	Sayfa No
Şekil-1. V_1 ve K 'nın değişimi.....	21
Şekil-2. $A(t)$ metric potansiyelinin parametrelere bağlı olarak zamana göre değişimi.....	26
Şekil-3. $B(t)$ metric potansiyelinin parametrelere bağlı olarak zamana göre değişimi.....	27
Şekil-4. $C(t)$ metric potansiyelinin parametrelere bağlı olarak zamana göre değişimi.....	27
Şekil-5. Kozmik basıncın M ve t parametrelerine göre değişimi.....	28
Şekil-6. Kozmik basıncın çeşitli parametrelere bağlı olarak kozmik zamana göre değişimi.....	29
Şekil-7. Kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğunun M ve t parametrelere göre zamanla değişimi.....	30
Şekil-8. Kozmik madde dağılımının enerji yoğunluğunun çeşitli parametrelere göre kozmik zamanla değişimi.....	31

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı: Kezban Kanmaz

Doğum Yeri: İzmir \ Bergama

Doğum Tarihi:15.02.1978

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi: ÇOMÜ Fizik

Yüksek Lisans Öğrenimi: ÇOMÜ Fizik Anabilim Dalı

Bildiği Yabancı Diller: İngilizce

BİLİMSEL FAALİYETLERİ

a) Yayınlar

Yüksek Lisans Tez Semineri: “Evrenin elektromanyetik Yapısı”, Mayıs 2002

Yüksek Lisans Tezi: “Viskoz Akışkan İçeren Bazı Evren Modelleri Ve Özellikleri”, 2004

Doktora Tez Semineri: “Genel Relativistik, Politropik ve Adyabatik Akışkan Kürelerin İtici Kozmolojik Sabit İle Karşılaştırılması”, 2006

b) Bildiriler- Uluslararası – Ulusal

Çanakkale İli Değerleri Sempozyumları; Çan Değerleri Sempozyumu Semineri: “Çan Yöresindeki jeotermal Potansiyelinin Kullanılabilirliğinin İncelenmesi”; Kezban Kanmaz, Ertuğrul Kanmaz, Mehmet Karalı; Ağustos 2008

Çanakkale İli Değerleri Sempozyumları; Çan Değerleri Sempozyumu Semineri: “Çanakkale İli Çan İlçesi Telekomünikasyon Altyapısı Problemlerinin İncelenmesi ve Çözüm Önerileri”; Bilal Karaaslan, Mehmet Gücüyemez, Yakup Kılıçarslan, Kezban Kanmaz; Ağustos 2008

İŐ DENEYİMİ

ÇalıŐtıĐı Kurumlar ve Yıl:

ÇOMÜ Çan MYO, 2001-2002,

ÇOMÜ Çan MYO, 2002-2003,

ÇOMÜ Çan MYO, 2009-2010.

ÇOMÜ Çan MYO, 2010-2011.

ÇOMÜ Çan MYO, 2011-2012.

İLETİŐİM

E_posta Adresi: kezban_kanmaz@hotmail.com