

ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ FAKÜLTESİ

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ
BÖLÜMÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HABERLEŞME UYDULARINDA KULLANILAN ELEKTRİK-ELEKTRONİK
KOMPONENTLERDEKİ DİELEKTRİK MALZEMELERİNİN YAŞLANMASININ
ANALİZİ VE MODELLENMESİ

UĞUR KARANFİL

BURSA – 2015

ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ FAKÜLTESİ

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ
BÖLÜMÜ

YÜKSEK LİNSANS TEZİ

HABERLEŞME UYDULARINDA KULLANILAN ELEKTRİK-ELEKTRONİK
KOMPONENTLERDEKİ DİELEKTRİK MALZEMELERİNİN YAŞLANMASININ
ANALİZİ VE MODELLENMESİ

UĞUR KARANFİL

Danışman : Prof. Dr. Güneş YILMAZ
Yrd. Doç. Dr. Sait Eser KARLIK
Yrd. Doç. Dr. Bahadır HİÇDURMAZ

Tezin Savunulduğu Tarih: 23.06.2015

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Öncelikle akademik çalışmalarım ve tez yönetimi boyunca yaşadığım problemlerin çözümünde desteğini hiç esirgemeyen sayın danışmanım Prof. Dr. Güneş YILMAZ'a teşekkürlerimi bir borç bilirim. Ayrıca tez oluşumu sırasında tavsiye ve yardımlarda bulunan Yrd. Doç. Dr. Sait Eser KARLIK'a ve tüm hayatım boyunca beni destekleyip yanımda bulunan babam Abdil KARANFİL, annem Şeyma KARANFİL ve kardeşim Gülnur KARANFİL'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

MAYIS – 2015

UĞUR KARANFİL

Bu dokümandaki tüm bilgiler, etik ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilip sunulmuştur. Ayrıca yine bu kurallar çerçevesinde kendime ait olmayan ve kendimin üretmediği ve başka kaynaklardan elde edilen bilgiler ve materyaller (text, resim, şekil, tablo vb.) gerekli şekilde referans edilmiş ve dokümanda belirtilmiştir.

Öğrenci No: 11202025

Adı Soyadı: Uğur KARANFİL

İmza:.....

İÇİNDEKİLER

ABSTRACT.....	ii
---------------	----

TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI	3
2.1 Önceki Çalışmalar	3
2.2 Radyasyonun Tarihçesi	6
2.3 Radyasyonun Tanımı.....	6
2.4 Radyasyon Türleri	7
2.4.1 İyonlaştırıcı Radyasyon	7
2.4.2 İyonlaştırıcı Olmayan Radyasyon.....	9
3. TANIMLAMALAR/KURAMSAL TEMELLER	10
3.1 Maxwell-Boltzmann Dağılım Fonksiyonu	10
3.2 Langevin Fonksiyonu	11
3.3 Cole-Cole Eşitliği	12
3.4 Clausius-Mossotti Denklemi	12
3.5 Dielektrik Sabiti.....	13
3.6 Dielektrik Mukavemet.....	15
3.7 Dielektrik Kayıplar	16
3.8 Kutuplanma Mekanizması	20
3.9 Dielektrik Relaksasyon.....	24
4. UZAY RADYASYON ORTAMI.....	25
4.1 Uzay Radyasyon Kaynakları	25
4.1.1 Van Allen Radyasyon Kuşağı.....	26
4.1.2 Galaktik Kozmik Işınlr.....	28
4.1.3 Güneş Işınlr.....	31
4.2 Güneş Rüzgarı	34
4.3 Güneş Patlaması	34
4.4 Güney Atlantik Anomalisi.....	35
4.5 Koronal Kütle Atımı.....	35
4.6 Toplam İyonlaştırıcı Doz Etkisi	36
4.7 Tek Olay Etkisi.....	37
4.8 Uydu Yörüngeleri.....	37

4.8.1 Alçak Dünya Yörüngesi.....	38
4.8.2 Orta Dünya Yörüngesi	38
4.8.3 Geostatik Yörünge	38
4.9 Uzay Ortamında Bulunan Diğer Etmenler	40
4.9.1 Manyetik Alan	40
4.9.2 Yerçekimi Alanı.....	41
4.9.3 Mikro Meteoritler	41
5. MATERYAL ve YÖNTEM.....	43
5.1 Dielektrik Malzemelerin Yaşlanma Etkileri.....	43
5.2 Tuzaklama/Yeniden Birleşim Yaklaşımı	46
5.3 Yaşlanma Süreci Yaklaşımı	47
6. BULGULAR	48
6.1 Teflon FEP Malzeme Bulguları	48
6.2 Kapton Malzeme Bulguları	52
6.3 Poli Epoksi DP490 Malzeme Bulguları	56
6.4 Silikon QS1123 Malzeme Bulguları	56
7. SONUÇ	59
KAYNAKLAR	62
EKLER.....	66
EK 1: Van Allen Radyasyon Kuşağı	67
EK 2: Galaktik kozmik ışınların, güneş rüzgarlarının ve heliosferin dağılımı.....	68
EK 3: Güneş Patlaması	69
EK 4: RASAT'dan elde edilen toplam görev dozu (rad)	70
EK 5: Apollo Ay Modülü	71
EK 6: Matlab Kodları	72
ÖZGEÇMİŞ	77

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Teflon FEP malzemesinin ardışık ışımlar altında yüzey gerilimindeki değişimi.....	4
Şekil 2.2.	Farklı deneysel adımlar için bozulmamış ve yaşlandırılmış DP490 numunelerindeki yüzey gerilim değişimi.....	5
Şekil 2.3.	Radyasyon türleri.....	7
Şekil 2.4.	Işımların malzeme içindeki difüzyonları.....	9
Şekil 3.1.	Dielektrik levha.....	14
Şekil 3.2.	İdeal ve gerçek kondansatör.....	17
Şekil 3.3.	Kondansatör eşdeğer devreleri.....	17
Şekil 3.4.	Paralel eşdeğer devrenin fazör diyagramı.....	18
Şekil 3.5.	Elektrik alana maruz bırakılmış kutuplu bir malzemenin bir çift kutbundaki yönelme.....	22
Şekil 3.6.	Polar bir malzemenin dielektrik relaksasyonu	24
Şekil 4.1.	GCR miktarı.....	28
Şekil 4.2.	Solar maksimum ve minimum esnasındaki GCR enerji spektrumu.....	29
Şekil 4.3.	Solar maksimum ve minimum esnasındaki LET spektrumu.....	30
Şekil 4.4.	Yıllık gözlemlenen ortalama güneş lekesi sayıları.....	31
Şekil 4.5.	Solar 10.7 cm radyo akısı ölçüm değerleri.....	32
Şekil 4.6.	$F_{10.7}$ 'nin olasılık modeli.....	33
Şekil 4.7.	Parçacık çapına karşılık gelen parçacık akısı.....	41
Şekil 5.1.	RIC değerinin hesaplanması için kullanılan yüzey gerilim bozunma metodu.....	45

Şekil 5.2.	Sınır yer değişimi.....	47
Şekil 6.1.	Bozulmamış ve yaşlandırılmış Teflon FEP numuneleri için radyasyon doz oranına karşılık gelen RIC değerleri (10^5 Gy).....	49
Şekil 6.2.	Bozulmamış ve yaşlandırılmış Teflon FEP numuneleri için radyasyon doz oranına karşılık gelen RIC değerleri (10^6 Gy).....	51
Şekil 6.3.	Bozulmamış ve yaşlandırılmış Kapton numuneleri için radyasyon doz oranına karşılık gelen RIC değerleri (10^5 Gy).....	53
Şekil 6.4.	Bozulmamış ve yaşlandırılmış Kapton numuneleri için radyasyon doz oranına karşılık gelen RIC değerleri (10^6 Gy).....	55
Şekil 6.5.	Bozulmamış ve yaşlandırılmış Silikon QS1123 numuneleri için radyasyon doz oranına karşılık gelen RIC değerleri (10^6 Gy).....	57

TABLÖLAR DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 2.1.	Teflon FEP deneysel protokol.....	3
Çizelge 3.1.	Oda sıcaklığında çeşitli maddelerin dielektrik sabiti ve dielektrik sertliği.....	16
Çizelge 4.1.	Uzay radyasyon ortamındaki parçacıkların enerjisi.....	26
Çizelge 4.2.	Galaktik kozmik ışın karakteristikleri.....	29
Çizelge 4.3.	Güneş patlamalarının sınıflandırılması.....	35
Çizelge 4.4.	Uyduların yörüngelerine göre üzerilerine etki eden radyasyon türleri.....	40
Çizelge 5.1.	Bozulmamış ve 10^5 Gy'de yaşlandırılmış numunelerde RIC çıkarımı için deneysel protokol.....	44
Çizelge 5.2.	Bozulmamış ve 10^6 Gy'de yaşlandırılmış numunelerde RIC çıkarımı için deneysel protokol.....	44
Çizelge 6.1.	Teflon FEP malzemesinin genel özellikleri.....	48
Çizelge 6.2.	Bozulmamış Teflon FEP malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^5).....	50
Çizelge 6.3.	Yaşlandırılmış Teflon FEP malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^5).....	50
Çizelge 6.4.	Bozulmamış Teflon FEP malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6).....	52
Çizelge 6.5.	Yaşlandırılmış Teflon FEP malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6).....	52
Çizelge 6.6.	Bozulmamış Kapton malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^5).....	54
Çizelge 6.7.	Yaşlandırılmış Kapton malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^5).....	54
Çizelge 6.8.	Bozulmamış Kapton malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6).....	55
Çizelge 6.9.	Yaşlandırılmış Kapton malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6).....	55
Çizelge 6.10.	QS 1123 malzemesinin elektriksel özellikleri.....	56

Çizelge 6.11.	Bozulmamış Silikon QS1123 malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6).....	57
Çizelge 6.12.	Yaşlandırılmış Silikon QS1123 malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6).....	58

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
S_r	Dielektrik Sabiti
E_0	Elektrik Alan Şiddeti
V_0	Potansiyel Fark
I_C	Kondansatörden Geçen Akım
P_k	Aktif Güç
$\tan\delta$	Dielektrik Kayıp Faktörü
P_p	Polarizasyon Kaybı
$\langle P \rangle$	Kutuplanma
k_B	Boltzman Sabiti
$f(E)$	İyon Enerji Değişim Fonksiyonu
g_0	Yerçekimi İvmesi
F_x	Parçacık Akısı
T_i	Ekspozisyon Zamanı
σ	Elektrik İletkenliği
V_s	Yüzey Gerilimi
D	Radyasyon Dozu
ε'	Kompleks Dielektrik Sabitinin Reel Kısmı
ε''	Kompleks Dielektrik Sabitinin Sanal Kısmı

Kısaltmalar	Açıklama
CME	Koronal Kütle Atımı
FEP	Fluorinated Etilen Propilen
GCR	Galaktik Kozmik Işınlr
GEO	Geostatik Dünya Yörüngesi
LEO	Alçak Dünya Yörüngesi
LET	Lineer Enerji Transferi
MEO	Orta Dünya Yörüngesi
PFA	Perfloroalkoksi
PTFE	Politetrafluoroetilen
RIC	Radyasyonla İndüklenen İletkenlik
SAA	Güney Atlantik Anomalisi
SEB	Tek Olaya Bağlı Yanma
SEE	Tek Olay Etkisi
SEL	Tek Olaya Bağlı Kısa Devre
SEU	Tek Olaya Bağlı Durum Değişimi
SOHO	Güneş ve Heliosferik Gözlemevi
TID	Toplam İyonize Doz

HABERLEŞME UYDULARINDA KULLANILAN ELEKTRİK-ELEKTRONİK KOMPONENTLERDEKİ DİELEKTRİK MALZEMELERİNİN YAŞLANMASININ ANALİZİ VE MODELLENMESİ

ÖZET

Geçtiğimiz yıllarda yapılan birçok araştırma uydu sistemlerinde yaşanan problemlerin büyük çoğunluğunun radyasyon ortamından kaynaklandığını göstermiştir. Uzayda yapılacak olan görevler için uzay ortamı ve görev süresi iyi belirlenerek malzeme ve elektronik komponent seçiminin bu şartlara dayanacak şekilde yapılması gerekmektedir. Malzemelerin zorlu koşullara dayanabilmesi de ancak uzay ortamındaki şartların laboratuvar ortamında oluşturulabilmesine bağlıdır. Uzay faaliyetlerinin son zamanlarda ülkemizde artış göstermesi bu tarz çalışmalara olan ihtiyacı kaçınılmaz kılmıştır. Bu tez çalışmasında uzay radyasyon ortamı tanımlanmış, uzay sistemlerinde kullanılan bazı dielektrik malzemelerin radyasyon ile yaşlandırıldığında nasıl etkilendiği MATLAB simüle edilmiş ve yorumlanmıştır. Çalışma süresince uzay radyasyon ortamı ile ilgili hazırlanmış tezler, yüksek indeksli dergilerde yayınlanan makaleler, dielektrik malzemeleri üreten firmaların patentleri ve bu malzemelerin teknik özellikleri incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Uzay radyasyonu, dielektrik malzeme, yaşlanma,
2015, xii + 77 sayfa

THE ANALYSIS AND MODELLING FOR THE AGING OF DIELECTRIC MATERIALS IN THE ELECTRICAL-ELECTRONICAL COMPONENTS USED IN COMMUNICATION SATELLITES

ABSTRACT

According to lots of analysis, significant portion of problems in satellite systems are due to the radiation environment. For space mission, space environment and duty period should be well-defined. Selection of materials and electronic components must be resist these conditions. Therefore, space environment conditions should be created properly in the laboratory. Recently increase of space activities in our country has made inevitable the need this type of work.

In this thesis space radiation environment is defined and aging effect on dielectric materials which are used in space system are analyzed and simulated using MATLAB. During this study, published theses in the field of space radiation environment, high-indexed journals, granted patents was examined.

Anahtar Kelimeler: Space radiation, dielectric materials, aging
2015, xii + 77 pages

1. GİRİŞ

Dünya atmosferi dışında yer alan uzay ortamı içerisinde yüksek vakum, manyetik alan, yerçekim alanı, mikro meteoritler, kozmik ışınlar, elektromanyetik radyasyon, nötronlar, yüklü elektron ve proton parçacıkları barındırmaktadır. Uzayda kullanılan dielektrik malzemelerin çok enerjili elektron ışıması altında yüklenme davranışını tahmin edebilmek gelecekteki uzay aracı ihtiyaçları için özel bir ilgi gerektirmektedir. Çünkü bu olgu elektrostatik boşalmaları indükleyip bunun sonucunda bazı uydu sistemlerine zarar vermektedir.

Uzayda kullanılan elektronik komponentler yüksek performansa ve kaliteye sahip olmasına rağmen radyasyon etkilerine karşı çok hassastır. Bu sebeple uzay ortamı, uzay elektroniğinin performansı ve yaşam süresi bakımından çok önemli bir rol oynamaktadır.

Uzay uygulamalarının ötesinde, ışınlanmış dielektrik materyallerde yüklenme konusu elektrostatik görüntüleme ve nükleer gelişimler sayesinde mesafe katetmiştir. Bunlarla ilişkili modeller başlangıçta kristal yarı iletkenler için kurulmuş daha sonra amorf malzemelere uygulanmış ve en sonunda polimerlere kadar uzanmıştır.

Polimerler ile ilgili dielektrik çalışmalar ilk olarak 1900'lü yılların ortalarında başlamış ve o günden bu yana polimerlerin endüstri alanındaki uygulamaları, relaksasyon süreleri ve dielektrik özelliklerinin incelenmesi ile ilgili olarak birçok araştırma ve çalışma yapılmıştır. Harici bir elektrik alanın malzeme üzerine maruz bırakılması sonucu, malzeme enerji depolama özelliği gösterirse bu malzeme dielektrik malzeme kategorisine girmektedir (Göver 1996, İyibakanlar ve Oktay 2007). Ya da başka bir ifade ile yüklü parçacıkların geçmesine izin vermeyip, elektrik akısını veya elektrik alanı geçiren malzemeler için dielektrik kelimesi kullanılmaktadır. Bu da dielektrik malzemelerin elektron ya da başka bir yüklü parçacığın serbestçe hareket etmesine izin vermediği anlamına gelmektedir. Buna göre normal şartlar altında elektrik akımını iletmeyen bu dielektrik malzemeler yalıtkan olarak da düşünülebilir. Bir alanın etkisi altında dış elektrik bölgede ne kadar enerji barındığı ya da materyal içinde ne kadar enerji kaybı olduğu ise dielektrik sabiti ile ifade edilmektedir (Kao 2004, Çavuş 2010).

Elektriği iletmeyen dielektrik malzemelerin üzerilerine uygulanan elektrik alandan etkilenmeleri sebebiyle elektrik yük merkezlerinde kayma meydana gelir ve bunun sonucunda elektriksel bir kutuplanma ortaya çıkar. Oluşan dipoller ise malzeme üzerinde yük birikmesine sebebiyet verdiğinden kondansatör üretiminde sıklıkla tercih edilmektedirler (Erdoğan 1997, İyibakanlar ve Oktay 2007).

Tez ncesi yapılan çalışmalarda ülkemizde, sıcaklığın ve frekansın dielektrik malzemeler üzerinde etkisini inceleyen birçok makale ve tez bulunduğu fakat bu malzemelerin radyasyona karşı nasıl bir davranış sergileyeceği ile ilgili (dünyadaki diğer ülkelere nazaran) yeterli çalışma yapılmadığı fark edilmiştir. Bu tezin amacı, uzay ortamındaki radyasyonun bu malzemelerdeki iletkenliği nasıl değiştirdiğinin analizini sunarak ileriki yıllarda yapılacak olan çalışmalara basamak olmasını sağlamaktır.

Tez kapsamında yüksek radyasyon dozlarının, uzayda kullanılan polimerler (Teflon FEP, Kapton, Poli Epoksi DP490, Silikon QS1123) zerine etkisi incelenmiş, son yıllarda yapılan çalışmalar kaynak alınarak MATLAB programında yapılan benzetimler sayesinde radyasyonla indüklenen iletkenliğinin nasıl değiştiği gösterilmiş ve yorumlanmıştır. Buna ek olarak dielektrik malzemelerin kullanım alanları, bazı teknik özellikleri, kayıp faktörü ve toplam kutuplanma hesaplamaları ile uzay radyasyon ortamının tanımlanması da çalışma konuları arasında yer almaktadır.

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

2.1 Önceki Çalışmalar

1957 ile 1975 arasında süregelen ve resmi olmayan bir rekabet olan uzay yarışı, uzay sistemleri ile ilgili çalışmaları oldukça hızlandırmıştır. Dünya’da hızla gelişim gösteren bu alana son yıllarda ülkemizde yapılan akademik çalışmalar da katkıda bulunmaya başlamıştır. Gelişen teknoloji ve kullanılacak olan ortam bakımından bu tez çalışmasında yakın tarihli çalışmalardan yararlanılmaya özen gösterilmiştir. Buna göre başta Rose’un yalıtkan ve yarıiletkenler için yeniden birleşim çalışması olmak üzere, Gross ve arkadaşlarının Teflon yaşlandırma çalışmaları, Molinie’nin çok enerjili ışıma altında FEP davranışı isimli çalışması ve 2008 yılında Levy ve arkadaşlarının uzay malzemelerinin yaşlanma etkisi çalışmaları ve son çalışmalardan biri olan Paulmier ve arkadaşlarının yaptığı deneyler incelenmiştir. Buna göre 2013 yılında T. Paulmier ve arkadaşlarının yapmış olduğu deney için Çizelge 2.1’de belirtilen protokol uygulanmıştır.

Çizelge 2.1. Teflon FEP üzerine uygulanan ardışık ışınlamalar için deneysel protokol

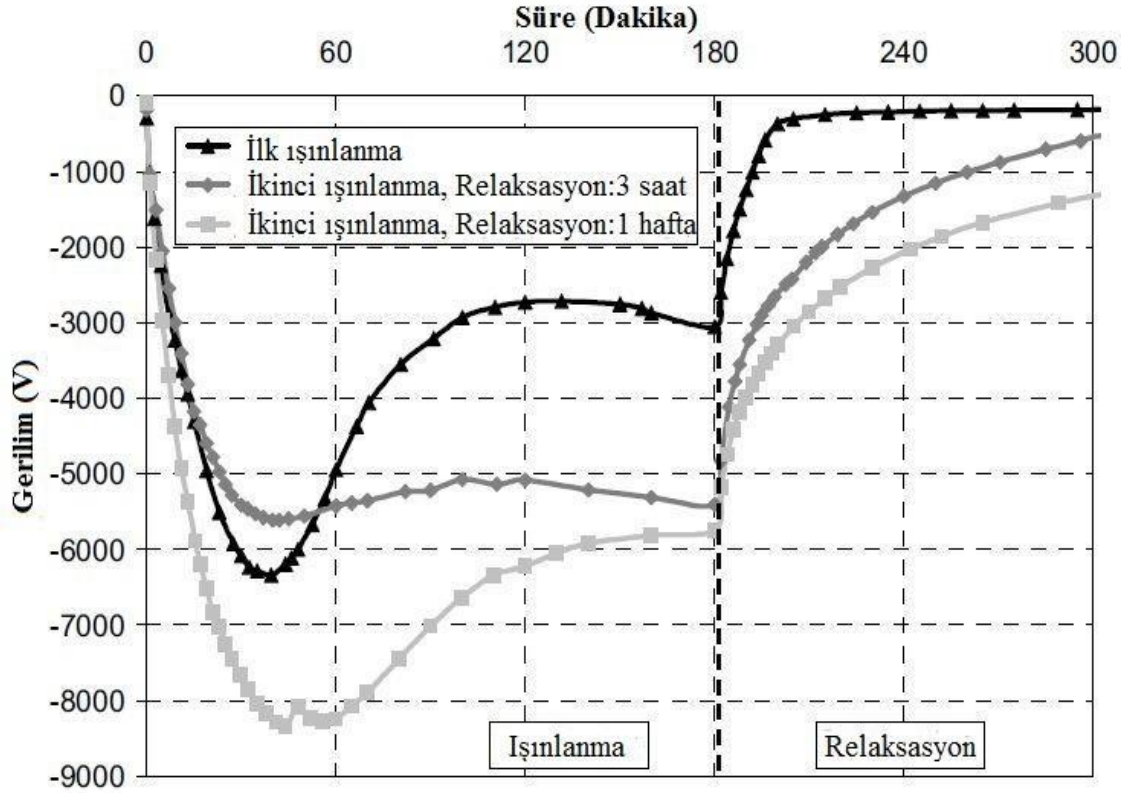
	Proses	Süreç
Adım 1	I. Işınlama 20 keV, 250 pA.cm ⁻² + 400 keV, 50 pA.cm ⁻²	180 dk
Adım 2	Relaksasyon	3 Saat veya 1 Hafta
Adım 3	II. Işınlama 20 keV, 250 pA.cm ⁻² + 400 keV, 50 pA.cm ⁻²	180 dk

Ardışık ışınlamalar yüklenme ve iyonize elektron demetleri ile malzemenin üzerinde uygulanmış, farklı deneysel testler oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. Bu deneylerde 100 mikron kalınlığında örnek üzerine 2 elektron demeti (20 keV, 250 pA.cm⁻² + 400 keV, 50 pA.cm⁻²) ışınlandırılmış olup numune daha sonra yüksek vakum altında (10⁻⁶ hPa), 3 saat veya 1 hafta süresince muhafaza edildikten sonra aynı elektron spektrumu tarafından bir daha ışınlıma maruz bırakılmıştır.

Burada relaksasyon süreci, malzemedeki makroskobik elektriksel özellikler üzerinde iyonlaşma etkisini araştırmak için farklı tutulmuştur. Işınımın zamanın bir fonksiyonu olan yüzey potansiyel evrimi her iki ısınımsal adımda kaydedilmiştir. Her iki potansiyel profil, uzun süreli iyonizasyonun bu malzemede radyasyonla indüklenen iletkenlik üzerindeki etkisini anlamak için aynı grafik üzerinde karşılaştırılmıştır.

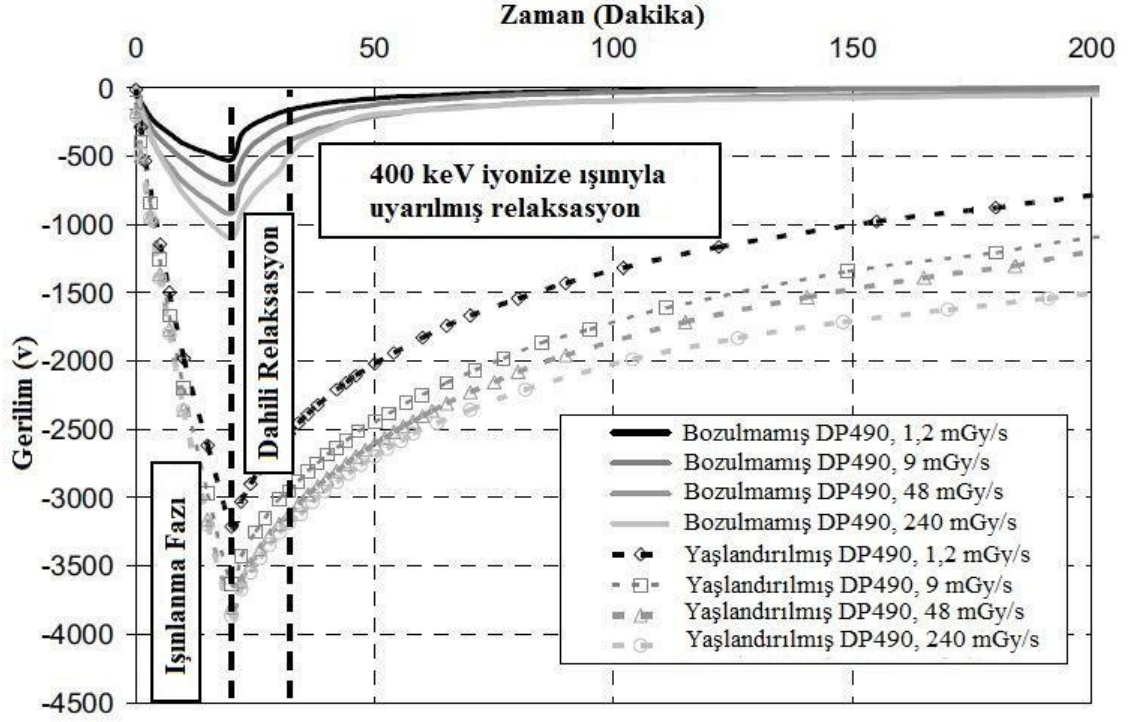
Bu sebeple deney relaksasyon süresi 3 saat (Test 1) ve 1 hafta (Test 2) olan iki testi içermektedir ve her bir testte yeni bir numune kullanılmıştır. Buna göre elde edilen sonuçlar Şekil 2.1’de gösterildiği gibi olmuştur.

Şekil 2.1. Teflon FEP malzemesinin ardışık ısımalar altında yüzey gerilimindeki değişimi (Paulmier ve ark 2013)



DP490 malzemesi ise 20 keV elektron demeti ile ışınlama, içsel Relaksasyon ve 400 keV elektron demeti ile uyarılmış relaksasyon aşamalarını sırasıyla geçtikten sonra Şekil 2.2’de gösterildiği gibi bir yüzey gerilimi sunmuştur.

Şekil 2.2. Farklı deneysel adımlar için, bozulmamış ve yaşlandırılmış DP490 numunelerindeki yüzey gerilim değişimi (Paulmier ve ark 2013)



Burada, bozulmamış malzemenin aynı 20 keV ışınlama durumunda (I. aşamanın ilk adımı) düşük mutlak yüzey gerilimi oluşturduğu görülmektedir. Relaksasyon kinetiğinden itibaren, yaşlandırılmış numunenin iletkenliğinin ($2 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$) bozulmamış, saf numuneden ($10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$) daha az olduğu gözlenmektedir (Paulmier ve ark 2013).

2.2 Radyasyonun Tarihçesi

Güneşteki nükleer reaksiyonlardan kaynaklanan ışık ve ısı varlığımız için gereklidir. Radyoaktif maddeler çevrede doğal olarak bulunur ve vücudumuz Karbon-14 (^{14}C), Potasyum-40 (^{40}K) ve Polonyum-210 (^{210}Po) gibi doğal olan radyoaktif maddeleri içerir. Yeryüzündeki tüm yaşam, radyasyonun varlığında gelişmiştir. Birkaç yüzyıldan daha fazla bir süre önce X-ışınları ve radyoaktivitenin keşfedilmesinden bu yana radyasyon ve radyoaktif maddelerin yapay olarak elde edilmesinin yolları bulunmuştur (TAEK 2009).

0.125 keV ile 125 keV enerji aralığında bulunan X-ışınları ilk olarak 1895 yılında Wilhelm Conrad Roentgen tarafından fotoğraf filminde renk değişimine sebep olan yeni bir ışın çeşidi olarak tanımlanmıştır. Roentgen'in deney yaparken tesadüfen bulduğu X-ışınlarının dalga boyu, gözle görülen ışığın dalga boyundan kısadır. Aynı tarihte Roentgen'in arkadaşı olan Herr Kolliker ise X-Ray makinesinin önüne elini koyup ışınlayarak ilk kez elin kemik yapısının radyografisini çekmeyi başarmıştır. 1898 yılında Fransız fizikçiler Pierre Curie ve eşi Marie Curie ilk radyoaktif madde olan Radyum'u bulmuşlardır. Aynı tarihte Fransız fizikçi Henri Becquerel radyoaktivite kavramını geliştirmiş ve bunu 1911'de Ernest Rutherford'un atom çekirdeklerini bulması, 1913'te Neils Bohr'un Atom modeli tasarımı, 1932'de Chadwick'in Nötron keşfi ve daha sonrasında Joliot Curie'nin yapay radyoaktiviteyi bulması izlemiştir. Radyasyon kullanımının yararları çok erken tespit edilmiş olmasına rağmen, 1900'lü yılların başlarında doktor ve cerrahların farkında olmadan yüksek dozda X-ışınlarına maruz kalmalarından dolayı, radyasyonun potansiyel tehlikelerinden bazıları ile karşılaşmışlardır. O zamandan beri, radyasyonun ve radyoaktif maddelerin çok farklı uygulama alanları geliştirilmiştir (TAEK 2009).

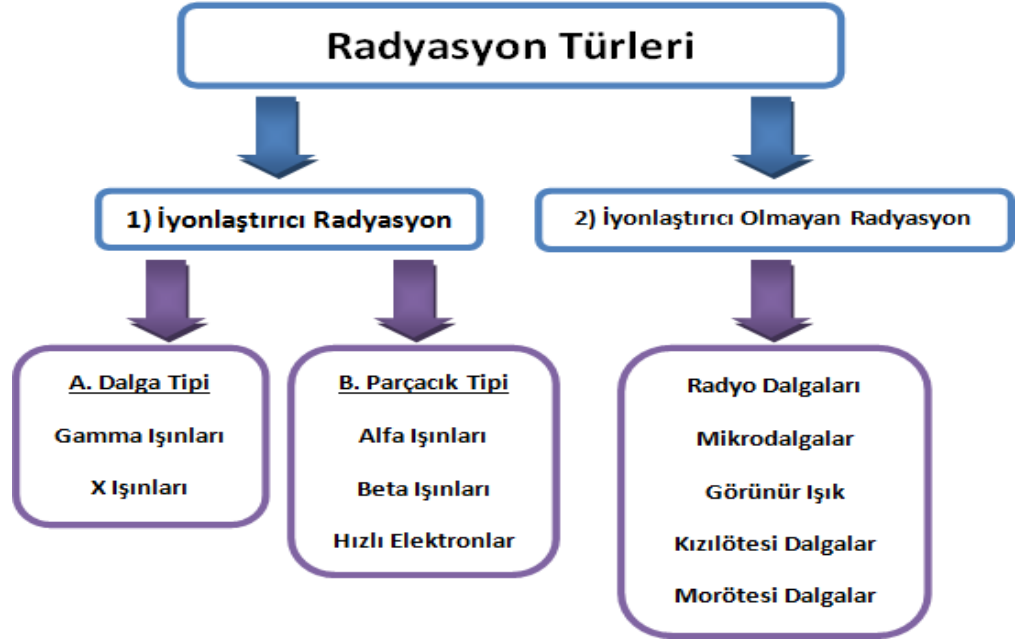
2.3 Radyasyonun Tanımı

Elektromanyetik dalga ya da parçacık biçimindeki enerji yayılımına radyasyon veya ışıınım adı verilmektedir. Bununla birlikte radyoaktif maddelerin alfa, beta, gama gibi gözle görülmeyen ışıınları yaymasına veya uzayda yayılan herhangi bir elektromanyetik ışıını meydana getiren unsurların tamamına da radyasyon adı verilmektedir.

Maddenin yapı taşı olan atom, proton ve nötronlardan oluşan bir çekirdek ve çekirdeğin etrafında dönen elektronlardan oluşmaktadır. Herhangi bir maddenin atom çekirdeğindeki nötronların sayısı proton sayısından fazla olduğunda çekirdekte kararsızlık oluşmakta ve fazla olan nötronlar alfa, beta, gama gibi ışınlar yayarak parçalanmaktadırlar. Parçalanırken etrafına bu şekilde ışın saçan maddelere radyoaktif madde adı verilmektedir.

2.4 Radyasyon Türleri

Radyasyon etkilerine göre iyonlaştırıcı ve iyonlaştırıcı olmayan radyasyon olarak ikiye ayrılmaktadır. Mikrodalga, milimetrik dalga ve radyo dalgası iyonlaştırıcı olmayan düşük frekanstaki radyasyonlardır. Yüksek enerjili Gama ve X ışınları haricindeki elektromanyetik radyasyonların da iyonlaştırıcı etkisi bulunmamaktadır.



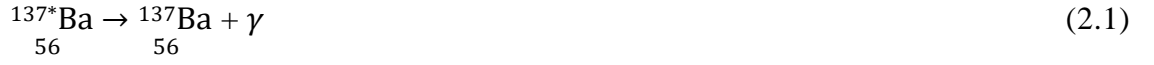
Şekil 2.3. Radyasyon türleri

2.4.1 İyonlaştırıcı Radyasyon

Girdiği ortamda etkileşime girerek yüklü parçacıkların oluşumuna sebebiyet veren radyasyona iyonlaştırıcı radyasyon adı verilmektedir. Dalga tipi radyasyon sınıfına giren Gama ve X ışınları elektromanyetik radyasyon olup, dalga boyları küçük olmasına rağmen enerjileri yüksektir.

Gama ışınları, sıklıkla aynı anda beta parçacığı yayınlayan kararsız atom çekirdeğinden çıkan çok yüksek enerjili fotondur (ışık gibi elektromanyetik radyasyon formudur). Gama radyasyonu madde içinden geçerken, öncelikle elektronlarla etkileşmeler nedeniyle, atomlarda iyonlaşmaya neden olur. Oldukça nüfuz edici olan bu radyasyona karşı, sadece kurşun ya da çelik gibi, yoğunluğu oldukça yüksek ve kalın malzemeler iyi bir zırhlama sağlayabilir (TAEK 2009).

Bu ışıma örnek olarak enerji seviyesi yüksek olan kararsız yapılı Baryum atomu gösterilebilir;

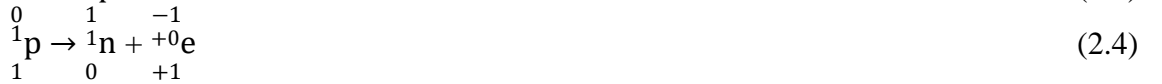


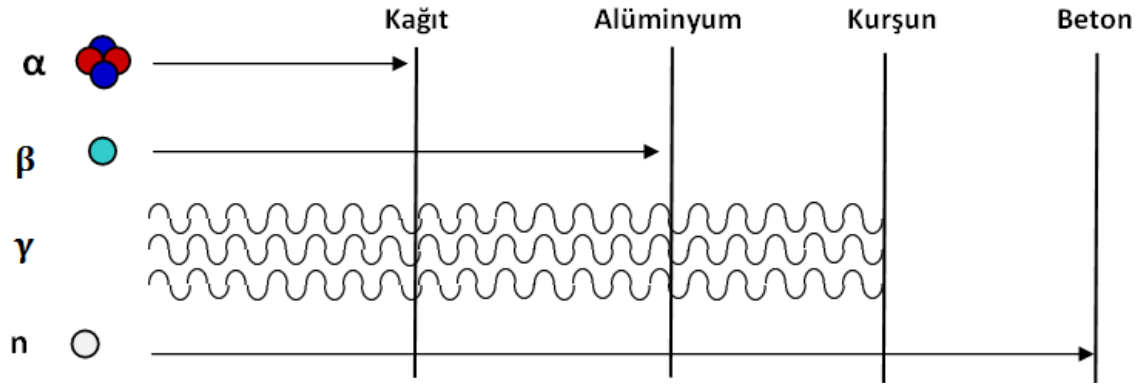
Hızlandırılmış elektron demeti hedef seçilen atomların çekirdeklerine yaklaştıklarında, yavaşlamalar meydana gelir. Bu yavaşlamalar sonucu üretilen ve gama radyasyonuna benzer yüksek enerjili fotonlar X ışınları olarak adlandırılırlar.

Alfa ışınları kararsız bir atom çekirdeğinden yayımlanan, iki proton ve iki nötrondan oluşmuş Helyum çekirdeğidir. Bu parçacıkların menzili kısa olduğundan (1-2 cm) ince bir kağıt tabaka ile durdurmak mümkündür. Bunun en büyük sebebi sahip oldukları elektrik yükünün madde içerisinden geçerken enerjisini kaybetmesinden kaynaklanmaktadır. Nötron sayısı proton sayısından büyük olan Radium elementinde bu ışıma aşağıdaki gibi oluşmaktadır;



Alfa ışımlarına benzer şekilde oluşan Beta parçacıkları oldukça küçüktür. Çekirdekteki enerji fazlalığı protondan dolayı meydana geliyorsa Beta⁺, nötrondan dolayı meydana geliyorsa Beta⁻ ışınları oluşur. Beta⁺ parçacığının açığa çıkmasında proton bir nötrona dönüşürken Beta⁻ ışımasında nötron bir proton ve bir elektrona dönüşmektedir.





Şekil 2.4. Işımların malzemeler içerisindeki difüzyonları

Alfa ve Beta ışınlarının kütleleri ve elektriksel yüklerinden dolayı, malzemeler içerisinde aldıkları yol daha az olsa da iyonlaştırıcı etkileri daha fazladır. Bu ışınlar dışında radyasyon ile oluşan yüksüz serbest nötronlar karşılaştıkları malzemelere kolayca nüfuz edebilirler. Doğrudan iyonlaştırıcı etkileri olmamasına rağmen, girdikleri maddelerdeki nötronlar ile etkileşime girerek alfa, beta, gama ve x ışınları gibi ışınlara sebebiyet verip dolaylı olarak iyonlaşmayı gerçekleştirirler.

2.4.2 İyonlaştırıcı Olmayan Radyasyon

İyonlaştırıcı olmayan radyasyon, bir atomdan veya molekülden bir elektronu tamamen koparabilmek için atomları veya molekülleri iyonlaştırabilecek yeterli enerji taşıyan kuantumlara sahip olmayan herhangi bir elektromanyetik radyasyon türüdür. Elektromanyetik radyasyon, maddenin içinden geçerken yüklü iyonlar üretmez. Yalnızca, bir elektronu daha yüksek enerji seviyesine çıkaran uyarım için yeterli enerjiye sahiptir. Yakın ultraviyole ışınlar, görünür ışık, kızılötesi, mikrodalga, radyo dalgaları, alçak frekans ve radyo frekansı (uzun dalga) iyonlaştırıcı olmayan radyasyona örnektir (http://tr.wikipedia.org/wiki/İyonlaştırıcı_olmayan_radyasyon).

3. TANIMLAMALAR/KURAMSAL TEMELLER

3.1 Maxwell-Boltzmann Dağılım Fonksiyonu

Serbest tek bir tanecik için enerji dağılımı kinetik enerji ile orantılıdır. Bu sebeple hız kartezyen koordinatları boyunca bileşenleri ile üç boyutlu bir vektördür;

$$F(\vec{V}) \propto e^{-\frac{mV^2}{2kT}} = e^{-\frac{mV_x^2}{2kT} - \frac{mV_y^2}{2kT} - \frac{mV_z^2}{2kT}} \quad (3.1)$$

Her hız bileşeni $-\infty$ ile $+\infty$ arasında değerler alır. $F(\vec{V})$ bir molekülünün hızının \vec{V} ile $\vec{V} + d\vec{V}$ arasında bulunma olasılık yoğunluğu olup burada $d\vec{V} = dv_x dv_y dv_z$ 'dir. Bu olasılık dağılımı, uygun şekilde normalize edilmelidir. Buna göre C, normalizasyon sabiti olmak üzere;

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F(\vec{V}) d\vec{V} = 1 = C^{-1} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mV_x^2}{2kT}} dV_x \right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mV_y^2}{2kT}} dV_y \right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mV_z^2}{2kT}} dV_z \right) \quad (3.2)$$

denklemini elde edilmektedir ve bu denklem (3.3) 'teki gibi üç adet Gauss integralini içermektedir;

$$\int_0^{\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad (3.3)$$

Yukarıdaki ifadeye göre normalizasyon sabiti (3.4)'teki gibi bulunmaktadır;

$$C = \frac{(2\pi kT)^{3/2}}{m} \quad (3.4)$$

Moleküler hızlar için normalize edilmiş Maxwell-Boltzmann dağılımı;

$$F(\vec{V}) dV = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mV^2}{2kT}} dV_x dV_y dV_z \quad (3.5)$$

Denklem (3.5)'te ifade edilen formül üç boyutlu olasılık yoğunludur. Normalize edilmiş bir boyutlu dağılım ise;

$$f(u) = \left(\frac{m}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} \quad (3.6)$$

şeklinde ifade edilir.

3.2 Langevin Fonksiyonu

Denklem (3.7)'de ifade edildiği şekilde bilinen Langevin fonksiyonu, x 'in küçük değerleri için Taylor serisinin budanmasıyla yaklaşık olarak ifade edilebilir;

$$L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (3.7)$$

$$L(x) = \frac{1}{3}x - \frac{1}{45}x^3 + \frac{2}{945}x^5 - \frac{1}{4725}x^7 + \dots \quad (3.8)$$

Daha iyi bir yaklaşım için Lambert'in sürekli kesim yöntemi kullanılırsa;

$$L(x) = \frac{x}{3 + \frac{x^2}{5 + \frac{x^2}{7 + \frac{x^2}{9 + \dots}}}} \quad (3.9)$$

(3.9) elde edilecektir. Yeterince küçük olan x değeri için iki yaklaşım biçimi de doğrudan hesaplamadan daha iyidir. Eğer Langevin fonksiyonun tersi alınır ve $(-1, 1)$ açık aralığında tanımlanır, küçük x değerleri için Taylor serisi yaklaşımı ile;

$$L^{-1}(x) = 3x + \frac{9}{5}x^3 + \frac{297}{175}x^5 + \frac{1539}{875}x^7 + \dots \quad (3.10)$$

bulunur. (3.10)'da elde edilen denkleme rasyonel fonksiyon için en iyi yaklaşım olarak nitelendirilen Pade yaklaşımı uygulanırsa;

$$L^{-1}(x) = 3x \frac{35 - 12x^2}{35 - 33x^2} + O(x^7) \quad (3.11)$$

elde edilir.

3.3 Cole-Cole Eşitliği

Bir relaksasyon modeli olan Cole-Cole eşitliği polimerlerdeki dielektrik relaksasyonu ifade etmek için sıklıkla kullanılmakta ve şu şekilde ifade edilmektedir;

$$\varepsilon^*(\omega) - \varepsilon_{\infty} = \frac{(\varepsilon_s) - (\varepsilon_{\infty})}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}} \quad (3.12)$$

Burada ε^* kompleks dielektrik sabitini, ε_s ve ε_{∞} sırasıyla statik ve sonsuz frekans dielektrik sabitlerini, ω açısal frekansı ve τ ise zaman sabitini ifade etmektedir.

Üssel bir parametre olan α , 0 ile 1 arasındaki değerleri almakta ve farklı spektral şekillerin tanımlanmasına olanak vermektedir. Bu değer 0'a eşit olduğunda Cole-Cole eşitliği Debye modeline dönmektedir.

3.4 Clausius-Mossotti Denklemi

Dielektrik bir ortamda var olan dipol üzerine etkide bulunan net yerel alan, Lorentz alanı ile ortamdaki makroskobik alanın toplamına eşit olmaktadır (Çavuş 2010).

$$E_{yerel} = E + \frac{P}{3\varepsilon_0} \quad (3.13)$$

Etki ile kutuplanan bir moleküler dipolün m momenti E_{yerel} alanı ile orantılı olmaktadır, bu sebeple $m = \varepsilon_0 a E_{yerel}$ eşitliği yazılabilir. Burada a orantı katsayısı, kutuplanabilirlik olup malzemenin moleküler düzeydeki kutuplanmasının ölçüsüdür (Çavuş 2010). Dipollerin karşılıklı etkileşmediği durumlarda P kutuplanması için;

$$\langle P \rangle = N \langle m \rangle = \varepsilon_0 N_{\alpha} \langle E_{yerel} \rangle = \varepsilon_0 N_{\alpha} \left\langle E + \frac{P}{3\varepsilon_0} \right\rangle \quad (3.14)$$

ile ifade edilen denklem yazılıp E ile P 'nin aynı yönlü vektörler olduğunu göz önüne alınarak $P = \varepsilon_0 (s_r - 1) E$ eşitliği de formülde yerine konulursa;

$$\varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) E = \varepsilon_0 N_{\alpha} \left(E + \frac{\varepsilon_r - 1}{3} E \right)$$

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \left(\frac{N_{\alpha}}{3} \right) \alpha$$

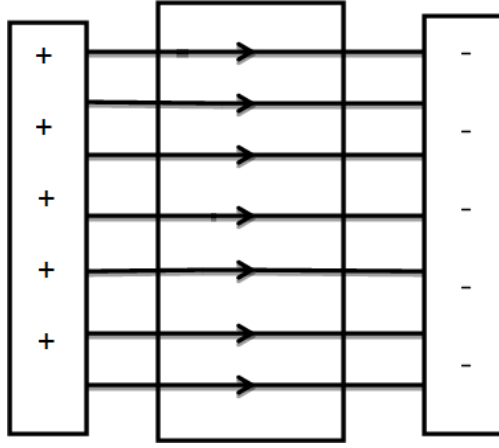
$$\alpha = \frac{3}{N} \left(\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right) = \frac{3}{N} \left(\frac{x}{x + 3} \right) \quad (3.15)$$

elde edilmekte ve Clausius-Mosotti denklemi olarak bilinmektedir (Çavuş 2010).

3.5 Dielektrik Sabiti

Dielektrikler içerisinde hareket edebilen serbest taşıyıcı bulundurmamaları bakımından iletkenlerden ayrılmaktadırlar. Dielektrikler, elektriksel iletkenliği sağlayacak kadar serbest taşıyıcıya sahip değildirler. Bu materyallerde tüm yükler belirli atom veya moleküllere bağlıdırlar ve hareketleri molekül içinde sınırlıdır. Dielektrik bir madde, elektrik alan içerisine konulduğunda olabilecek tek hareket, pozitif ve negatif yüklerin oluşan elektrostatik kuvvet altında zıt yönlerdeki küçük yer değiştirmeleridir. Bu küçük yer değiştirmeler sonucunda dipol momentler oluşmaktadır. İçinde böyle küçük yer değiştirmelerin olduğu dielektriklere kutuplanmış dielektrik adı verilmektedir. Elektrik alan etkisi ortadan kaldırıldığında bu yükler eski yerlerine dönerler ve net dipol moment tekrar sıfır olur. Pozitif ve negatif yüklerin elektrostatik kuvvet altında yer değiştirmesinden başka sürekli bir dipol momente sahip molekülleri de yönlendirir. Bu tür moleküller, kendilerini alan doğrultusunda yönlendirmeye çalışan bir kuvvet çifti etkisi altında kalırlar. Sonuçta, net bir yönelmenin olduğu denge kutuplanması elde edilir (Yücedağ 2007).

Malzemeyi meydana getiren moleküller dipol momente sahip olsa da olmasa da elektrik alana maruz bırakıldıklarında, böyle bir momente geçici suretle sahip olabilmektedirler. Bu nedenle paralel levhaları arasında boşluk bulunan kondansatörün plakaları arasındaki potansiyel fark, plakalar arasına dielektrik madde sokulduğunda azalır. Dielektrik levha sokulunca potansiyel farkında gözlenen bu azalma, levhalar arasındaki elektrik alan şiddetinde de bir azalmayı ve bunun sonucu olarak birim yüzey başına düşen yükteki azalmayı göstermekte bu da ancak dielektrik levhanın iki yüzünde oluşan zıt işaretli yükler sebebiyle olabilmektedir.



Şekil 3.1. Dielektrik levha

Bir kondansatörün plakaları arasında boşluk veya hava varken sığası, Q iletkenin yükü V_0 ise iletkenin gerilimi olmak üzere $C_0=Q/V_0$ şeklinde hesaplanır. Levhalar arasına konulan dielektrik aradaki elektrik alanı (E) zayıflatmakta, dolayısıyla d levhalar arası uzaklık olmak üzere $V=Ed$ bağıntısı sebebiyle potansiyel fark azalmaktadır. Levhaların yükünde bir değişme olmayacağından, sığacın sığası artarak C_0 dan C değerine çıkar ve C sığasının C_0 sığasına oranı dielektrik maddenin dielektrik sabiti (ϵ_r) olarak adlandırılır ve aşağıdaki formül ile ifade edilir.

$$\epsilon_r = \frac{C}{C_0} = \frac{V_0}{V} \quad (3.16)$$

Formülden de anlaşılacağı üzere dielektrik sabiti V_0 ve V değerleri ölçülerek kolayca bulunabilir. Buna ek olarak $V_0 > V$ olduğu bilindiğinden dielektrik sabitinin 1'den büyük olduğu sonucuna da varılabilir.

Dielektrik sabitinin boşluk ve havadaki değeri yaklaşık 1 olarak alınabilir. Paralel levhalı kondansatörün boşlukta veya havada levhaları arasındaki elektrik alan şiddeti, potansiyel farkı V_0 ise;

$$E_0 = \frac{V_0}{d} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.17)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Kondansatörün levhaları arasında dielektrik madde varken, potansiyel farkı V ise elektrik alan şiddeti;

$$E = \frac{V}{d} = \frac{\rho}{\epsilon} = \frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (3.18)$$

olarak gösterilir. Burada ρ yük yoğunluğu, ϵ_0 ise boşluğun dielektrik sabiti anlamına gelmektedir. Aynı kondansatör levhaları arasında azalan bu elektrik alan şiddeti miktarı, $\Delta E = E_0 - E$ araya konan dielektrik maddenin moleküllerinin dielektrik maddenin yapısına göre ya önceden var olan dipol momentlerinin alanla aynı doğrultulu sıraya girmesini ya da sürekli dipol momenti olmayan maddeyi indükleyerek yapay dipol momenti oluşturur. Bu da dielektrik madde moleküllerinin sıraya dizilimleri nedeniyle elektrik alanda bir azalma meydana getirecektir.

3.6 Dielektrik Mukavemet

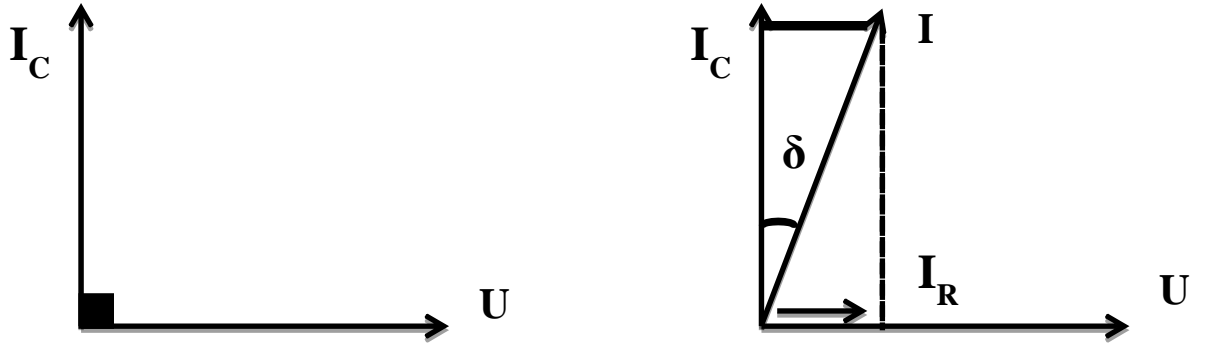
Verilen bir d uzaklığı için boşalma olmaksızın kondansatöre uygulanabilecek maksimum gerilim, dielektriğin dielektrik sertliğine veya başka bir ifade ile maksimum elektrik alan şiddetine bağlı olmaktadır. Ortamdaki alan şiddeti, dielektrik sertliğini geçerse, ortamın yalıtkan özelliği bozulup iletken olmaya başlar. Birçok yalıtkan maddenin dielektrik sabitinin birden büyük ve dielektrik sertliğinde havanınkinden büyük olduğu Çizelge 3.1’de görülmektedir. Buna göre dielektriğin, kondansatörün sığasını ve maksimum çalışma gerilimini artırmak ile iletken levhalar arasında mekanik bir destek sağlaması gibi avantajları olduğu görülmektedir. Dielektrik sertlik, elektrik boşalması veya sızdırması olmadan önceki potansiyel veya elektrik alan şiddeti ($E=V/d$) ile ifade edilir (Serway 2009).

Çizelge 3.1. Oda sıcaklığında çeşitli maddelerin dielektrik sabiti ve dielektrik sertliği (Serway 2009)

Madde	Dielektrik Sabiti ϵ_r	Dielektrik Sertliği (V/m)
Hava (Kuru)	1.00059	3×10^6
Bakalit	4.9	24×10^6
Eritilmiş Kuartz	3.78	8×10^6
Neoprene Lastik	6.7	12×10^6
Naylon	3.4	14×10^6
Kağıt	3.7	16×10^6
Polystyrene	2.56	24×10^6
Porselen	6	12×10^6
Polyvinyl Klorür	3.4	40×10^6
Pyrex Cam	5.6	14×10^6
Silikon Yağı	2.5	15×10^6
Stronsiyum Titanat	233	8×10^6
Teflon	2.1	60×10^6
Boşluk	1.00000	-
Su	80	-

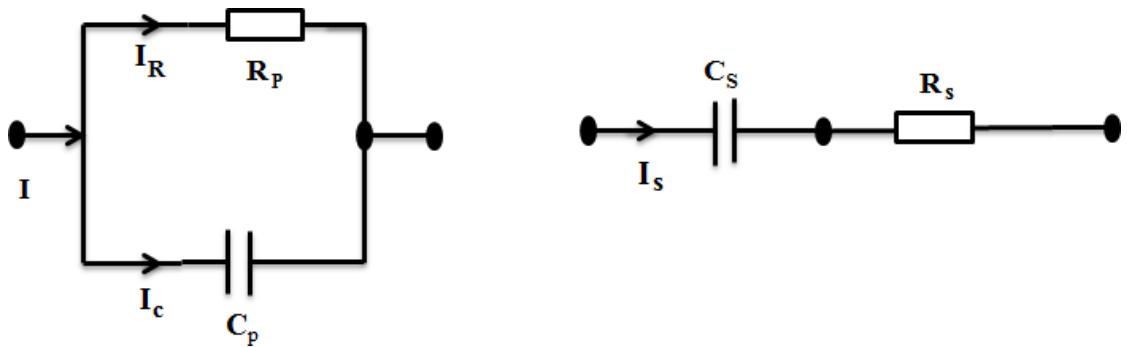
3.7 Dielektrik Kayıplar

Dielektrik malzeme üzerine uygulanan gerilimin seviyesine göre dielektrik malzemenin üzerinden bir akım akar. Dielektrikten geçen akım sonucunda ise dielektrik üzerinde bir güç kaybı meydana gelmektedir. İdeal bir dielektrikte, üzerinden geçen akım reaktif bir akım olup güç olarak sadece reaktif güce karşılık düşerken gerçek (ideal olmayan) bir dielektrikte reaktif gücün yanında aktif güç de meydana gelmektedir. Dielektrikte meydana gelen bu güç bir ısı şeklinde kendini gösterir ve “dielektrik kayıp” olarak adlandırılır. Kayıp güç çok fazla olmasa bile dielektrik için oldukça zararlı olabilir. Özellikle soğuma olanağı bulamayan yer altı kablolarında meydana gelen termik delinmeye yol açabilir (Baysal 2011).



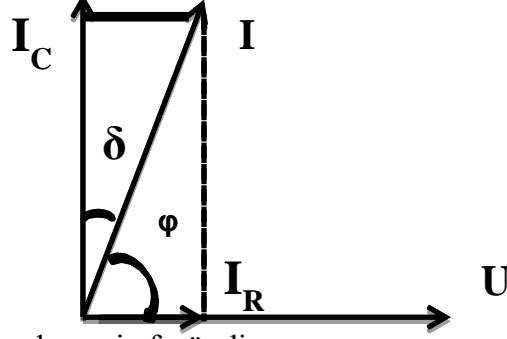
Şekil 3.2. İdeal ve gerçek kondansatör

Dielektrik kaybın meydana gelişi elektriksel eşdeğer devrede bir omik direncin varlığı ile gösterilir. İdeal bir yalıtkanda (dielektrikte) bu direnç bulunmaz, ancak ideal olmayan gerçek dielektrikte ise ideal bir kondansatöre seri veya paralel bağlanarak eşdeğer devre gösterilir. Bu direnç, kayıp direnç olarak adlandırılır. İdeal kondansatörlerde akım ile gerilim arasında 90° faz farkı vardır. Gerçek kondansatörde akım ile gerilim arasındaki faz açısı 90° 'nin altındadır (Şekil 3.2). Faz açısının 90° 'den sapma açısı δ olarak gösterilir ve “kayıp açısı” olarak adlandırılır. Bu açının tanjantı ($\tan \delta$) ise “dielektrik kayıp katsayısıdır” (dielektrik kayıp faktörü). Gerçek kondansatörde kayıp açısının meydana gelmesine neden olarak yukarıda da sözü edildiği gibi bir omik direncin varlığı gösterilir. Buna ilişkin seri ve paralel eşdeğer devre Şekil 3.3'te gösterilmiştir. İdeal bir dielektrikte kayıp faktör değeri sıfır olur iken ideal olmayanda ise bu değer sıfır olmamaktadır (Baysal 2011).



Şekil 3.3. Kondansatör eşdeğer devreleri

Paralel eşdeğer devreyi göz önüne alarak kayıp güç bağıntısını bulursak: C kapasitesine sahip bir dielektriğe U gerilimi uygulandığında vektör (fazör) diyagramı Şekil 3.4'teki gibi olur.



Şekil 3.4. Paralel eşdeğer devrenin fazör diyagramı

Kondansatörden geçen akım;

$$I_C = \omega \cdot C \cdot U \quad (3.19)$$

olarak bulunur. Toplam akım değeri (I) kullanılarak dielektrikteki aktif güç ise;

$$P_k = U \cdot I \cdot \cos \varphi \quad (3.20)$$

ile ifade edilirken, kayıp açısı (δ) kullanılırsa;

$$P_k = U \cdot I \cdot \sin \delta \quad (3.21)$$

olarak hesaplanır. Akımlar arasındaki eşitlik kayıp güç ifadesinde yerine yazılırsa;

$$\begin{aligned} I_C &= I \cdot \cos \delta \\ I &= I_C / \cos \delta \\ P_k &= U \frac{I_C}{\cos \delta} \sin \delta \end{aligned} \quad (3.22)$$

elde edilir. Dielektrik kayıp güç paralel devrede aynı zamanda

$$P_k = \omega \cdot C_p \cdot U^2 \cdot \tan \delta \quad (3.23)$$

biçiminde hesaplanabilir. Paralel devre için kayıp faktörü ise aşağıdaki eşitlikle bulunur;

$$\tan \delta = \frac{1}{\omega \cdot R_p \cdot C_p} \quad (3.24)$$

Seri devrede ise dielektrik kayıp ve kayıp faktörü aşağıdaki gibi hesaplanır;

$$P_k = \frac{\omega \cdot C_s \cdot U^2}{1 + \tan^2 \delta} \tan \delta \quad (3.25)$$

$$\tan \delta = \omega \cdot R_s \cdot C_s \quad (3.26)$$

Her iki devrede kayıpların eşitliğini kullanarak aşağıdaki denklem elde edilir;

$$C_s = C_p (1 + \tan^2 \delta) \quad (3.27)$$

Dielektrik kayıp ifadelerinden de anlaşıldığı gibi kayıp değeri, kayıp açısı ile orantılı olup önemli bir bilgi vermektedir. Kayıp faktörünün ($\tan \delta$) bilinmesi veya ölçülmesi yüksek gerilimde kullanılan elemanlar veya yüksek gerilimdeki dielektrik malzemesinin çalışma koşullarında iyi bir performans gösterip gösteremeyeceği hakkında bilgi verir. Kayıp faktörü ($\tan \delta$)'nün mutlak değeri, gerilim veya akım ile artma miktarı, kullanılan dielektriğin özelliği ve çalışma performansının değerlendirilebilmesi bakımından ilgilenilen parametrelerdendir. Dielektrik kayıp, dört tür kaybın toplamından oluşur. Bu kayıplardan iletim kaybı (P_R), kaçak akımların iyon veya elektron iletiminin yol açtığı kayıplardır. Yalıtkan malzemenin direncinden ve üzerinden geçen akımdan kaynaklanır. Histerezis Kaybı (P_H), birbirine komşu birden fazla dielektriğin, elektrik alanı altında kaldıklarında, ara kesit yüzeylerinde dielektrikler arası yük dengesi kurulana kadar gerçekleşen yük hareketlerinden ortaya çıkan kayıplardır. Bu kayıplar, dielektriklerin elektriksel iletkenliklerine ve dielektrik sabitlerine bağlıdır. Polarizasyon kaybı (P_p), dipol moleküler yapıli dielektriklerde, dipol moleküllerin kutuplarının uygulanan alanın zıt kutbuna doğru yönelme veya kayma hareketlerinden (polarizasyon akımlarından) meydana gelen kayıplardır. İyonlaşma kaybı (P_i) ise yalıtkan bir ortamda kısmi boşalmaların yol açtığı kayıptır. Yalıtkanlardaki gazların, hava boşluğu gibi boşlukların iyonizasyonu ve yalıtkanındaki yabancı maddeler nedeniyle oluşan kayıplardır. Korona kayıpları da bu tür kayıplar içinde yer alır (Baysal 2011).

Yukarıda belirtildiği üzere dielektrik kayıp ve kayıp faktörü şu şekilde elde edilir;

$$P_k = P_R + P_H + P_p + P_i \quad (3.28)$$

$$\tan \delta = \tan \delta_R + \tan \delta_H + \tan \delta_p + \tan \delta_i \quad (3.29)$$

3.8 Kutuplanma Mekanizması

Polar ve apolar olmak üzere iki sınıfa ayrılan dielektrik malzemelerin kutuplanma mekanizmaları birbirinden farklılık göstermektedir. Polar moleküllerde asimetrik biçimde dağılan elektronların yük merkezi, kütlenin ağırlık merkezindeki protonların sahip olduğu yük merkezinin dışında olduğundan kutuplaşma kalıcı olmaktadır. Apolar dielektrik maddelerde ise negatif ve pozitif yük merkezleri neredeyse çakışık olduğundan net kutuplaşma olmamakla birlikte olası bir elektriksel alan uygulaması ile geçici kutuplaşma meydana gelebilmektedir. Kutuplanma türlerinden biri olan elektronik kutuplanmada harici bir elektriksel alanın simetrik olan yük merkezlerinin yer değişimine neden olmasından kaynaklanmaktadır. Bu da tam olarak negatif yük merkezinin çekirdeğe göre bir miktar yer değiştirmesine ve geçici kutuplanmasına sebebiyet vermektedir. Elektriksel alan ortadan kalkınca kaybolan bu kutuplaşmaya elektronik kutuplanma adı verilir ve tüm dielektrik malzemelerde görülür.

Elektronik ve iyonik kutuplanmanın ortak yönü, her ikisinde de yüklerin alan yönünde birbirlerine göre konum değiştirmesidir ve dolayısıyla bu iki kutuplanmaya etkileşmeli kutuplanma denmektedir. İyonik kutuplanmada farklı tip atomlar molekülleri oluşturduğundan, bu atom elektronları simetrik olarak paylaşmayacaktır. Bu da elektron bulutu yük merkezinin kayarak daha kuvvetli bağlayıcı atomlara doğru yöneleceği anlamına gelmektedir. Böylece atomlar zıt kutuplu yükler kazanırlar ve bu net yüklere etkiyen bir dış elektrik alan, atomların kendi aralarında denge konumlarını değiştirmesini sağlayacaktır. Yüklü atomların veya atom gruplarının birbirlerine göre bu yer değiştirmesi ile ikinci bir tip etkileşmeli çift-kutup moment meydana gelecektir. Bu, dielektriğin iyonik kutuplanmasıdır. Elektronik kutuplanmaya göre uzun olmakla birlikte iyonik kutuplanma için oldukça kısa bir süre (10^{-13} - 10^{-12} sn) yeterlidir (Yücedağ 2007).

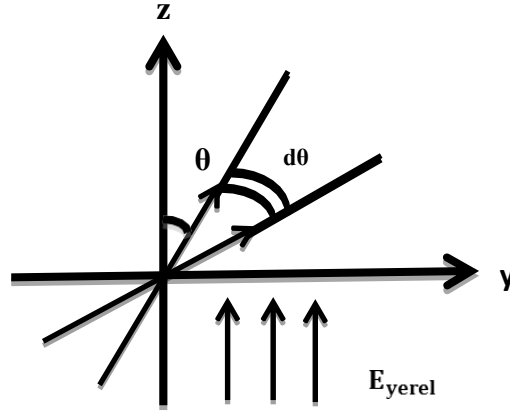
Dipol momentlere sahip olan moleküllerden oluşan dielektrik malzemelere polar malzeme adı verilmektedir. Yönelme kutuplanması bu malzemelerde gözlenebilmektedir. Bu olayda materyal içindeki dipol momentlere maruz bırakılan elektriksel alan onları kendisi ile aynı yönelime doğru zorlamakta ve böylece yönelim kutuplanması oluşmaktadır (Şekil 3.5).

Elektriksel alanın yanı sıra molekül içinde benzerlik taşımayan komponentler arasındaki asimetrik yük dağılımı da dipol momentlere sebep olmaktadır. Kimi dielektrik malzemelerde kutuplanmaya katkısı çok olmasa da dört, sekiz veya daha fazla kutuplar bulunabilmektedir. Yönelme kutuplanmasının aksine iyonik, atomik ve elektronik kutuplanmalarda, kutuplanma esnasında yükler dönmek yerine birbirlerinden uzaklaşmaktadırlar. 10^3 - 10^9 Hz aralığında gözlenen bu kutuplanma biçiminde ise dipoller uygulanan harici alan sebebiyle dönmeye zorlanmaktadırlar (Ufuktepe ve Bozdemir 1997). Birçok atom içeren kimi moleküllerde atomik bağ kısmi olarak iyonik olmaktadır ve her bir atom pozitif ya da negatif yükle yüklenme davranışı göstermeye meyillidir.

Bu tip moleküllerde atomik bağların birçoğu kalıcı olarak dipol momentine sahip olabilmekte ve molekülün dipol moment, her bir bağdaki dipol momentlerinin toplamına eşit gelmektedir. Sürekli dipol momente sahip olan moleküllere elektriksel alan uygulanınca bütün moleküllerin elektrik alan doğrultusunda yönelmesi beklense de bu yönelim moleküllerin karşılıklı etkileşimi ve sahip oldukları ısı enerjisi sebebiyle ortaya çıkan potansiyel enerjileri tarafından engellenmektedir (Çavuş 2010). Dipol yönelmelerin mertebesini çıkarmak için, birim hacim başına kutuplanmış molekül topluluğunun T sıcaklığı altında her bir dipol alan doğrultusu ile rastgele bir θ açısı ile yönelim gösterdiği varsayılacaktır. Buna göre elektrik alanın da z-eksenine paralel olarak Şekil 3.5'te görüldüğü gibi uygulandığı düşünülürse her bir dipolün üzerine etki eden E_{yerel} alanı içindeki enerjisi;

$$U = -m.E_{yerel} \cdot \cos\theta \quad (3.30)$$

ile verilir iken m elektrik momentini ifade etmektedir.



Şekil 3.5. Elektrik alana maruz bırakılmış kutuplu bir malzemenin bir çift-kutbundaki yönelme (Çavuş 2010)

Kutuplanma, $\langle P \rangle = Nm \langle \cos \theta \rangle$ olup, burada $m \langle \cos \theta \rangle$ ısı ortalamalı dipol moment, N birim hacimdeki atom ya da molekül yoğunluğudur. Boltzman'ın dağılım yasası esas alındığında $d\Omega$ açısı, içinde kalan bir bölgede bir molekülün göreceli bulunma olasılığı, $e^{-U/k_B T}$ ile orantılı olmaktadır. Dolayısıyla;

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int e^{-\beta U} \cos \theta d\Omega}{\int e^{-\beta U} d\Omega} \quad (3.31)$$

olmaktadır. Burada, T mutlak sıcaklık, $\beta = 1/k_B T$, $k_B = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K Boltzman sabiti ve $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ 'dır. İntegral tüm katı açılar üzerinden alınırsa;

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi 2\pi \sin \theta \cos \theta e^{\beta m E \cos \theta} d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi 2\pi \sin \theta e^{\beta m E \cos \theta} d\theta} = \coth x - \frac{1}{x} \equiv L(x) \quad (3.32)$$

elde edilir. Yukarıdaki denklemde $x = mE_{yerel}/k_B T$ ve $L(x)$ Langevin fonksiyonudur. Burada $mE \ll k_B T$ durumunda $x \ll 1$ limitinde;

$$L(x) = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \dots + \left(-\frac{1}{x}\right) \quad (3.33)$$

biçiminde seriye açılabilir ve böylece kutuplanma;

$$\langle P \rangle = Nm \left[\frac{\coth\left(\frac{mE}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{mE}}{3k_B T} \right] \approx \frac{Nm^2 E}{3k_B T} \quad (3.34)$$

denklemini ile elde edilir. Diğer kutuplanma tiplerinden farklı olarak, yönelme kutuplanması sıcaklıkla ters orantılı bir şekilde değiştiğinden yüksek sıcaklıklarda var olmamaktadır. Ortamdaki elektronik kutuplanmayı da hesaba katarsak, toplam kutuplanma için;

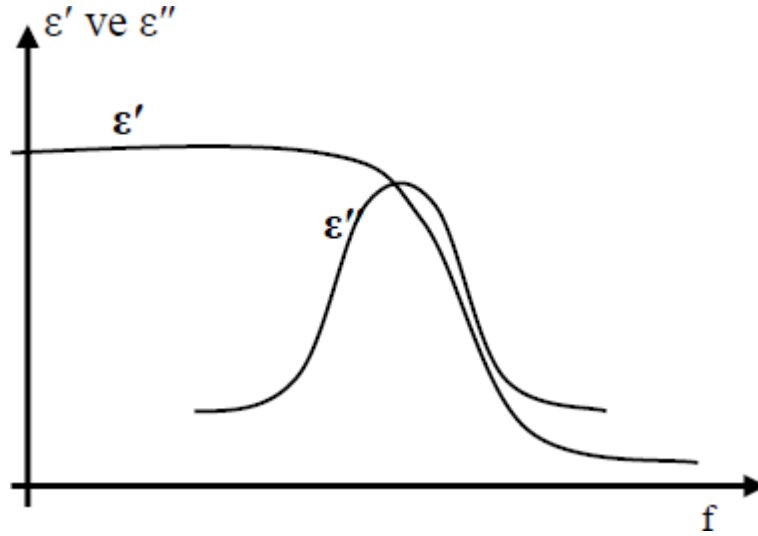
$$P = P_e + \frac{Nm^2 E}{3k_B T} = \left(\alpha_e + \frac{m^2}{3k_B T} \right) NE_{\text{yerel}} \quad (3.35)$$

denklemini yazılabilir. Harici bir alan yokluğunda dahi dipol momentlerin olduğu, net dipol momentlerin sıfır olmadığı malzemelere elektret adı verilmektedir. Bu malzeme tiplerinde uygulanan alanın etkisiyle dizilen kutuplu moleküller, eski sıcaklıklarına döndürülerek mevcut durumdaki yeni konumlarında dondurulmaya çalışılırlar. Böylece harici bir elektriksel alan yokluğunda dahi kalıcı bir kutuplanma varlığını devam ettirebilmektedir (Çavuş 2010). Ara yüzey kutuplanmasında ise materyalin hacmindeki uzay yüklerinin veya dielektriğin ara yüzeylerindeki yüzey yüklerinin birikmesine sebep olan büyük ölçüde elektrik alan değişiklikleri etkili olmaktadır. Polikristal materyallerde birleşme yüzeylerinde serbest yükler birikebilir, bu da kristalin ara yüzey kutuplanmasını doğurur. Bu birikmiş yükler, elektrotlardaki görüntü yükleri etkiler ve diğer kutuplanmalara olumlu etkide bulunurlar. Ara yüzey kutuplanması üzerine temel düşünce; kristaller arası ayırıcı ara yüzeylerle bağlantılıdır. Bu ara yüzeyler, serbest yüklerin bir kristalden diğerine hareketini engelleyici rol oynarlar. Yani kristalleri birbirinden izole ederler. Bu engeller, herhangi bir hava katmanından veya yüzey katmanının bir yalıtkan ile kaplanmasından kaynaklanabilir. Bu konuda çalışanlardan bir kısmı ara yüzey kutuplanmasının nedeninin, tek bir kristaldeki kusurlar (boşluklar, safsızlıklar, çatlaklar) üzerinde boşluk yüklerinin birikimi olduğunu söylemişlerdir. Bu kutuplanma, materyalin içinde herhangi bir şekilde yerleşmiş uzay yüklerinin elektrotlar üzerindeki görüntü yükleri etkilemesinin bir sonucu olarak oluşmaktadır (Tareev 1979, Hippel 1959, Popescu 1984, Yücedağ 2007).

3.9 Dielektrik Relaksasyon

Her polarizasyon etkisi, rezonans frekansı veya relaksasyon frekansı karakteristiğine sahiptir. Rezonans etkisi, genelde elektronik veya atomik polarizasyonda görülmektedir. Dielektrik relaksasyon, moleküllerin iç yapılarına ve dielektriğin moleküllerinin yapısına veya moleküler düzenine bağlı olarak yönelme polarizasyonu ile ilişkilidir.

Elektrik alanın bir periyottaki değişimi sonunda, o periyot içerisinde dipolün yönelme yapabilmesi için geçen zaman relaksasyon zamanı olarak ifade edilmekte iken relaksasyon frekansı materyalin rezonans frekansına karşılık gelmektedir. Bu frekans elektrik alanın frekansından büyük olduğunda kutuplanma kolaylıkla meydana gelir ve dielektrik kayıplar ihmal edilebilecek kadar az olur. Fakat elektrik alanın frekansının artarak relaksasyon seviyesine ulaşması faz farkını artırarak, kutuplanmanın alana uymasını zorlaştırıp dielektrik kayıpların maksimuma kadar artmasına sebebiyet vermektedir. Ek olarak, elektrik alan frekansı bu seviyeden de daha fazla artmaya devam ederse bu sefer kutuplanma meydana gelmeyip dielektrik sabitinde hızlı bir düşüş oluşmakta (Şekil 3.6) ve polarizasyon oluşmadığı zamanlarda dielektrik kayıp da olmamaktadır (Smyth 1955, İzci 2001, İyibakanlar ve Oktay 2007).



Şekil 3.6. Polar bir malzemenin dielektrik relaksasyonu

Şekil 3.6’da, ϵ' , kompleks dielektrik sabitinin reel kısmını ifade ederken, ϵ'' kompleks dielektrik sabitinin sanal kısmı anlamına gelmektedir.

4. UZAY RADYASYON ORTAMI

Uzay sistemlerini tasarlamadan önce uzay çevresindeki etkileri belirlemek, radyasyon seviyelerini iyi bir şekilde tanımlamak çok önemlidir. Katı hal mikroelettroniklerinde radyasyon etkisini toplam etki ve tek olay etkisi olarak ikiye ayırabiliriz. Toplam etkiler sistemler üzerinde kademeli değişimler oluştururken, tek olay etkisi ani değişimlere ya da devreler üzerinde süreksiz davranışlara sebep olurlar. İçinde çoklu tuzaklanmalar, güneş ve kozmik ışınlar ile yüklü parçacıklar barındıran uzay radyasyon çevresi uzay sistemleri üzerine etki ederken bazı durumlarda varlığını da tehdit etmektedir.

Uzay çevresinin en göze batan unsuru radyasyonun varlığıdır. Bu sebeple öncelikle doğal uzay radyasyonundan bahsetmek gerekir. Doğal çevre içinde, gezegenlerin (Dünya, Jüpiter vb.) manyetik alanları tarafından tuzaklandırılmış protonları ve elektronları, enerjik güneş olaylarında oluşmuş küçük oranlarda ağır çekirdekler ile galaksimiz içindeki ve dışındaki süpernova patlamalarının meydana getirdiği kozmik ışınları barındırmaktadır. Uluslararası Uzay İstasyonu gibi büyük yapıların içinde, birincil kozmik ışınların bir kısmı çarpışmalar sebebiyle ikincil nötronlara dönüşmektedir. Bu ikincil nötronlar elektronik cihazlar üstünde tek olay etkisi aracılığı ile ek bir tehdide sebep olabilirler.

4.1 Uzay Radyasyon Kaynakları

Uzay radyasyon ortamı solar parçacıklar, Van Allen Radyasyon Kuşağı içine hücum eden proton ve elektronlar ile Galaktik Kozmik Işınlar (GCR) olmak üzere üç ana sınıf altında toplanabilir. Kozmik ışınlar enerjik protonları, elektronları, alfa parçacıklarını ve periyodik tablodaki ağır elementleri içerirken, Manyetosfer tarafından tuzaklanan parçacıkları protonlar, elektronlar ve ağır iyonlar oluşturmaktadır. Buna göre parçacık tiplerini ve sahip oldukları enerjileri özetleyen tablo Çizelge 4.1 ile gösterilmiştir. Herhangi bir uzay görevinde uzay araçları bulundukları yörüngeye bağlı olarak bu parçacıklardan etkilenmektedirler. Bu sebeple bu radyasyon kaynaklarının uzay ortamındaki dağılımı ve etkilerini anlamak, uzay sistem tasarımı için oldukça önem teşkil etmektedir.

Çizelge 4.1. Uzak radyasyon ortamındaki parçacıkların enerjileri (Barth 2004)

Parçacık Tipi	Maksimum Enerji
Tuzaklanmış Elektronlar	10 MeV ve katları
Solar Protonlar ve Ağır İyonlar	100 MeV ve katları
Solar Protonlar	GeV
Solar Ağır İyonlar	GeV

4.1.1 Van Allen Radyasyon Kuşağı

1958 yılında Amerikalı fizikçi James A. Van Allen tarafından keşfedilen dünyayı simit gibi çevreleyen bu radyasyon bölgesi enerjileri yaklaşık olarak 10 MeV olan elektronları ve enerjileri yüzlerce MeV olan protonları içermektedir.

Dünyanın magnetik alanına yakalanan elektrik yüklü parçacıkların toplandığı iki kuşak Ek 1’de gösterildiği gibi dünyayı çevrelemektedir. Dünya’dan uzaklığı 13000 ile 60000 km arasında olan dış kuşak içerisinde oksijen iyonlarını, serbest elektronları, alfa parçacıklarını ve Güneş’ten gelen protonları barındırmakta iken en yoğun bölümü 15000 ile 19000 km arasında bulunmaktadır. Dış kuşağın aksine daha güçlü bir ışıma kaynağı olan iç kuşak içerisinde kozmik ışınların iyonlaştırdığı atomlar içermektedir. Dünya’dan uzaklığı 1000 ile 6000 kilometre arasında olan bu kuşak, içinde barındırdığı uyduların çalışması ve uzay görevlerine giden insanların sağlığı açısından risk teşkil etmektedir. Bu bölge, dünyanın kuzey yarıküresinde, 75° kuzey enleminden 75° güney enlemine kadar uzanmaktadır. Güney yarıküresinde ise, 70° kuzey enlemden, 70° güney enleme kadar uzanmaktadır. Bu bölgelerde yüklü parçacıklar, manyetik kuvvet çizgisi boyunca bir yarıküreden diğer yarı küreye, yukarıya ve aşağıya olmak üzere spiral şekilde hareket ederler. Van Allen bölgesinin sınırlarından daha yukarı enlemlerde, dünyaya gelen parçacıklar bölgenin dışında kaldığı için yakalanamazlar. Bunlar manyetik alan çizgilerini takip ederek kutup bölgelerinden atmosfere girerler (Geçkin 2007).

Dünyanın geomanyetik alanındaki tuzaklara Van Allen radyasyon kuşağı içinde bulunan elektron, proton ve bazı iyonlar hücum etmektedirler. Bu parçacıklar, hücum sonrasında manyetik alan içinde tuzaklanarak dünyanın manyetik alanını geriye veya ileriye doğru hareket ettirmesine sebep olurlar. Manyetosfer içindeki bölgeler çoğunlukla manyetik ekvatorial alan çizgi değerleri olarak tanımlanarak L harfi ile ifade edilirler. Dünyanın yarıçapı R_e olmak üzere, $L = R_e$ değeri dünyanın yüzeyi olarak kabul edilmiş ve L parametresi şu şekilde tanımlanmıştır;

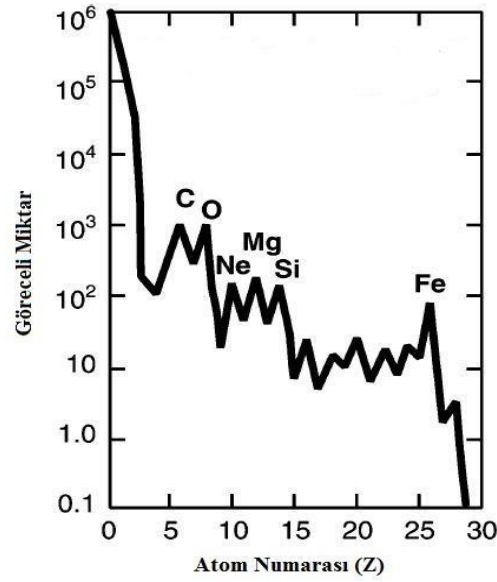
$$L=R_e/\cos^2(M) \quad (4.1)$$

olarak tanımlanmıştır. (4.1)'de M, geomanyetik enlemi ifade etmektedir. $L \approx 2.5$ bölgesi iç kuşaktır ve $L \approx 3$ 'den daha büyük bölgelerdeki manyetosfer dış kuşaktır. İç kuşak ve dış kuşak terminolojisi genellikle elektron popülasyonunda uygulanır. İki Van Allen kuşağı arasında 8000 mil yükseklikte "boşluk" denilen bir ara bölge bulunmaktadır. Bu bölgede yüklü parçacıkların iki kuşağa göre yoğunlukları daha azdır ve var olan bazı elektronlara rağmen bu bölge nispeten durgundur. Fakat manyetik fırtınalar esnasında, boşluk dış kabuktan gelen elektronlarla dolmaktadır. Aynı zamanda bu boşluk, güneş ışınlarının bir sonucu olarak enerjileri çok büyük olan protonlarla da dolabilir. Burada L sınır değeri kuşak üzerinde kesin olarak açıklanamaz. Bazı kaynaklar, radyasyon kuşağının protonların bir kuşağından oluştuğunu açıklar ve protonlardan oluşan radyasyon kuşağının zirve değerini yaklaşık $R_e \approx 2.5$ ve iki elektron kuşağının zirve değerini de $R_e \approx 1.5$ ve $R_e \approx 5.5$ arasında kabul eder. Protonlar iç kuşakta oldukça önemlidir. Ekvatorial düzlemlerde, protonlar yaklaşık 2.8 dünya yarıçapı kadar dışa yayılır. Burada düşük enerjili protonların L değeri için sistematik bir artış vardır (Örneğin; $E_p=10$ MeV ise $L \approx 2.5$ ve $E_p=1$ MeV ise $L \approx 3$ 'tür). Protonlar Güney Atlantik Anomalisi içinde (SAA), düşük dünya yörüngesinde (LEO), çok daha güçlü radyasyon kuşağı oluştururlar (Geçkin 2007).

2013 yılında yapılan çalışmalarda daha önce bahsedilen bu iç ve dış kuşaklar arasında dar bir üçüncü kuşak tespit edilmiştir. Bu üçüncü kuşak kaybolmadan önce bir ay boyunca gözlemlenmiş ve UCLA bilim adamları bu üçüncü kuşağı açıklamak için modellemeler yapmışlardır. Bu yeni keşfedilen üçüncü kuşak, Dünya yüzeyinden 1000 ile 50000 km uzaklıktadır ve ışığa yakın bir hızda vızıldayan (whizz) "ultra göreceli" elektronlar içermektedir (<http://guardianlv.com/2013/09/third-van-allen-radiation-belt-around-earth-modeled-and-explained/>).

4.1.2 Galaktik Kozmik Işımlar

Galaktik kozmik ışınlar (GCR) güneş sistemimizin dışında kaynaklanan yüksek enerjili yüklü parçacıklardır. Kökenleri tam olarak bilinmemekle birlikte, süpernova patlamalarının ana kaynakları olduğuna inanılmaktadır. GCR'nin Heliosfer ve güneş rüzgarları ile olan dağılımı Ek 2'de gösterilmiştir. Bu ışınların bazı genel karakteristikleri Çizelge 4.2'de listelenmiş daha detaylı bakışı ise Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Demir'den ($Z=26$) daha yüksek atom numaralarında dik bir düşüş olmasına rağmen, periyodik tabloda doğal olarak oluşan tüm elementler (Uranyum'un üzerindeki) GCR' de bulunmaktadır.



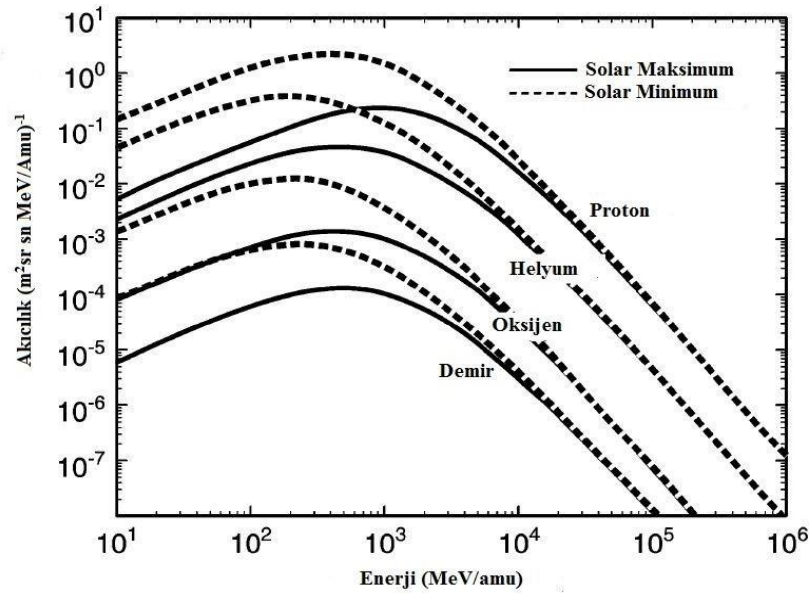
Şekil 4.1. $Z=28$ 'e kadar olan GCR miktarı (Bourdarie ve Xapsos 2008)

Enerjileri 10^{11} GeV seviyelerinde olabilse de, bu yüksek enerjilere ulaşan ivmelenme mekanizmaları tam olarak anlaşılamamıştır. Akıları da genellikle birkaç $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ olup güneş döngüsü ile değişmektedir. Solar maksimum ve minimum sırasındaki birkaç ana element için tipik GCR enerji spektrumları Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Spektrumun nükleon başına yaklaşık 1 GeV zirve eğiliminde olduğu görülmektedir. Enerjileri nükleon başına 10 GeV olan İyonların akıları güneşteki manyetik alan ve solar rüzgar tarafından modüle edilmektedir.

Çizelge 4.2. Galaktik Kozmik Işın Karakteristikleri (Bourdarie ve Xapsos 2008)

Hadron Yapısı	Enerji	Akı	Radyasyon Etkisi	Ölçü
%87 Proton %12 Alfa %1Ağır İyonlar	$\sim 10^{11}$ GeV'a kadar	$1 - 10 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	SEE	LET

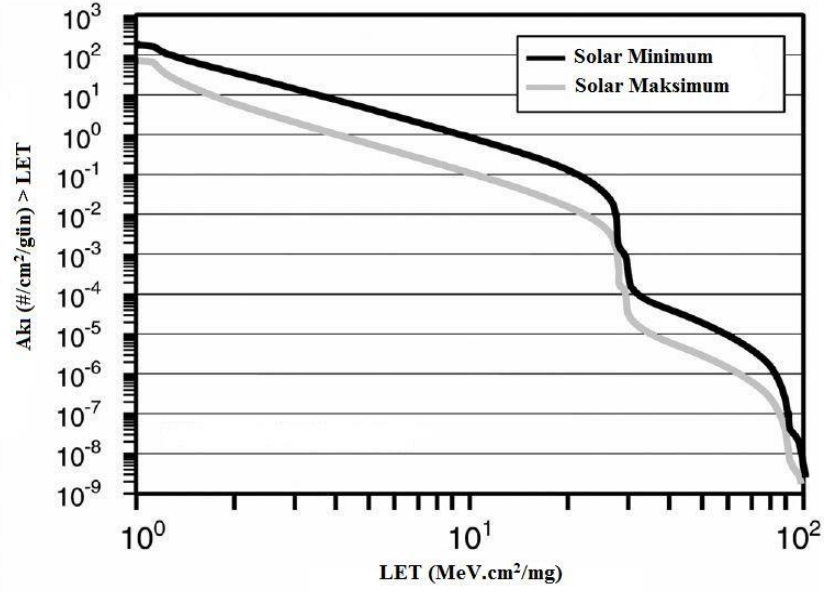
Tek olay etkisi (SEE) GCR'nin sebep olduğu ana radyasyon etkilerinden biridir. Ağır iyon kaynaklı tek olay etkisini tanımlamak için ölçü olarak lineer enerji transferi (LET) kullanılmaktadır ve iyonize parçacığın hassas hacim içerisindeki birim yol uzunluğunda depoladığı enerji anlamına gelmektedir. Tek olay etkisini analiz etmek için enerji spektrumu Şekil 4.2'deki gibi LET spektrumuna dönüştürülebilmektedir. Solar maksimum ve solar minimum koşulları için tümlev LET spektrumu ise Şekil 4.3'te gösterilmektedir. Bu spektrum protondan uranyuma kadar olan tüm elementleri içermektedir.



Şekil 4.2. Solar maksimum ve minimum esnasındaki GCR enerji spektrumu (Badhwar ve O'Neill 1996)

Bazı modern cihazlarda geometrinin kompleksliği, metal tabakaların artan kullanımı sebebiyle LET ölçümü yararlı olmayabilir. Buna ek olarak, nükleer reaksiyonlar tek olay etkisi oluşturmada önemli bir rol oynarsa, bu durumda LET ölçüsü geçerli olmayacaktır.

Galaktik kozmik ışınlardan korunmak zor olduğundan astronotların GCR' ye maruz kalmaları insanlı görevler için çok ciddi bir husustur. Şekil 4.3'te gösterilen LET spektrumu geosenkron ve geomanyetik zayıflamanın olmadığı gezegenler arası görevlerde de geçerlidir.



Şekil 4.3. Solar maksimum ve minimum esnasındaki LET spektrumu (Bourdarie ve Xapsos 2008)

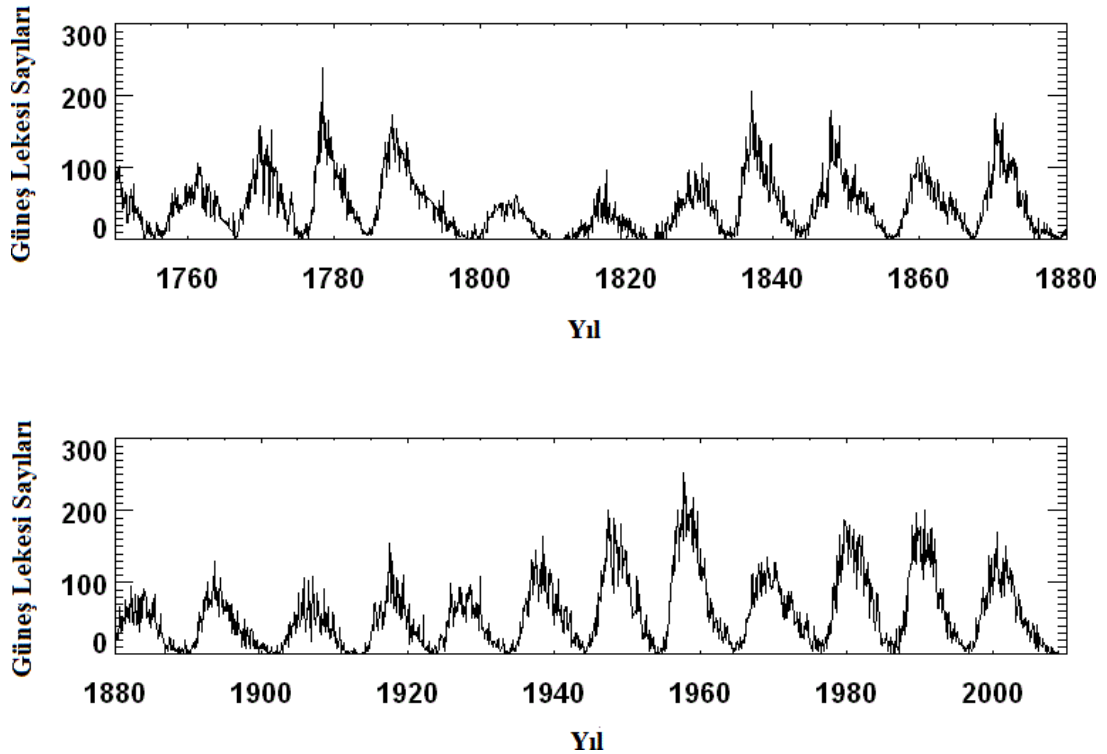
Dünyanın manyetik alanı bu konuda önemli bir koruma sağlamaktadır. Yüklü parçacıkların manyetik alan ile temel etkileşimi sebebiyle, yüklü parçacıklar geomanyetik alan çizgilerini takip etme eğilimindedirler. Ekvatora yakın alan çizgileri Dünya'nın yüzeyine paralel olma eğilimindedirler. Bu sebeple, en çok enerjiye sahip iyonlar uzağa saptırılmaktadır. Kutup bölgelerinde ise alan çizgileri dünya yüzeyine doğru meyilettiğinden, gelen iyonlar daha derine nüfuz edebilmektedir (Bourdarie ve Xapsos 2008).

4.1.3 Güneş Işınları

Güneş uzay radyasyonu için hem bir kaynak hem de modülatör görevi görmektedir. Onun döngüsel aktivitesini anlamak uzay radyasyon çevresini modellemek açısından oldukça önemlidir. Güneşin bu aktivite döngüsü yaklaşık 11 yıl sürmektedir (Rossi 1964).

Bu periyot da 7 yıl boyunca solar maksimum zamanlarında aktivite seviyeleri yüksek iken 4 yıl boyunca solar minimum zamanlarında aktivite seviyeleri düşük seyretmektedir.

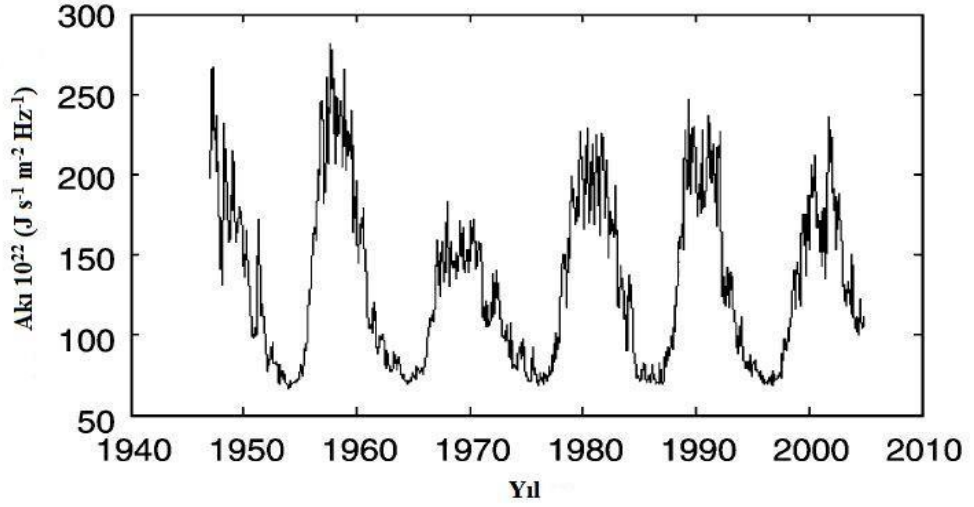
Gerçekte solar maksimum ve minimum arasındaki geçiş sürekli olmasına rağmen genellikle kolaylık olsun diye bu geçişin ani olduğu kabul edilmektedir. Her 11 yıllık döngü sonunda güneşin manyetik kutupları yer değiştirir ve yeni bir 11 yıllık döngü bir önceki döngüyü takip eder. Bu sebeple toplam aktivite döngüsünün yaklaşık olarak 22 yıl sürdüğü söylenebilir.



Şekil 4.4. Yıllık gözlemlenen ortalama güneş lekesi sayıları (<http://spaceweather.com/glossary/sunspotnumber.html>)

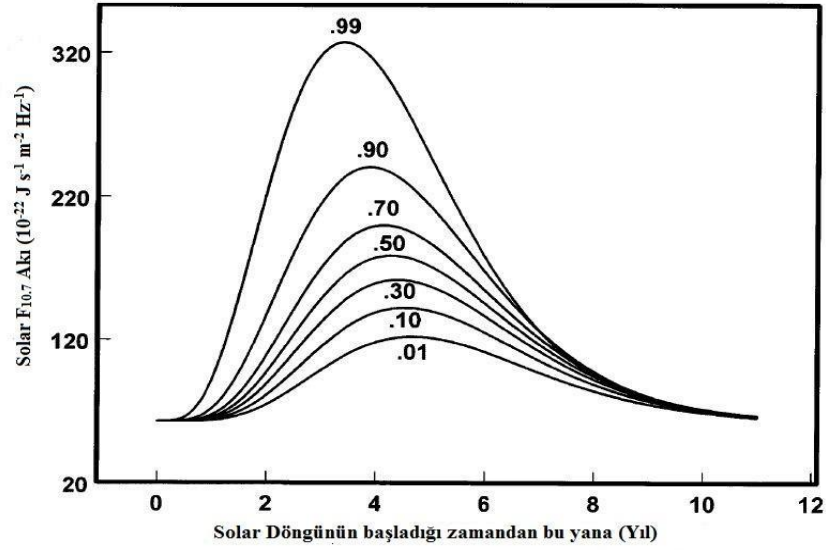
Burada uzay radyasyonu düşünülüğünde manyetik kutupluluğun, görünüşe göre tuzaklanmış parçacıklar ve solar parçacık akıları yerine sadece galaktik kozmik ışın akılarını etkilediği görülmektedir.

Bu sebeple döngüsel bazı 11 yıl olarak düşünmek daha yararlıdır. Periyodik olarak yaklaşık 11 yıl süren solar aktivitenin, güneş lekesi sayıları ve solar 10.7 cm radyo akıları (F10.7) olmak üzere 2 yaygın göstergesi vardır. Güneş leke sayılarının en kapsamlı kaydı Şekil 4.4'te de görülmektedir.



Şekil 4.5. Solar 10.7 cm radyo akısı ölçüm değerleri (Bourdarie ve Xapsos 2008)

Güneş lekesi döngüsü numaralandırılması 1749 yılında başladı ve şu anda 24. güneş döngüsü tamamlanmış bulunmaktadır. F10.7 kaydı ise 1947 yılında 18. güneş döngüsüne doğru başlatılmış ve Şekil 4.5'te gösterilmiştir. Güneş leke sayıları ve F10.7 güneş aktivitesinin yaygın göstergeleri olarak kabul edilse de ölçülen radyasyon olayları ve akılarının nicel ilişkileri muhakkak olarak dosdoğru değildir. Büyük solar parçacık olaylarının solar maksimum'un azalan aşamasında daha sıklıkla olduğu bilinmektedir (Shea ve Smart 1995). Bunun yanında, tuzaklanmış elektron akıları da azalan aşamasında daha yüksek olma eğilimindedir (Boscher ve ark. 2003). Alçak dünya yörüngesinde (LEO) tuzaklanmış proton akılarının, solar minimumda maksimuma ulaştığı bilinmektedir, fakat tam olarak ne zaman zirveye ulaştıkları konumlarına bağlıdır (Huston ve Pfitzer 1998). Galaktik kozmik ışın akıları da solar minimumda maksimum düzeydedir fakat ek olarak güneşin manyetik kutupsallığına da bağlıdır (Badhwar ve O'Neill 1996).



Şekil 4.6. F_{10.7}'nin olasılık modeli (Xapsos 2002)

Uzun süreli güneş döngüsü aktivitesini tahmin etmek önemli bir çaba gerektirmektedir, bunun için bir dizi yöntem Hathaway tarafından sunulmuştur (Hathaway 1999). Regresyon içeren bu yöntemlerde döngü geliştirir gibi verilere göre fonksiyon üretilmiştir. Buna ek olarak, önceki bilgilere dayanarak bir sonraki döngünün genliğini tahmin etmeye dayanan öncü metotlar da tartışılmış ve bu metotların birleştirilebileceği kanısına varılmıştır.

Bu iki yöntemin dışında, Heliosfer ve güneş içindeki manyetik alanın yapısına dayanan fiziğe dayalı yöntemler geliştirilmiştir (Schatten ve ark. 1996, Dikpati 2006). Fakat döngü başlamadan önce gelecek güneş döngüsü aktivite düzeylerini tahmin etmek için doğru yöntemler geliştirmek bugüne kadar pek güvenilir olmamıştır. Potansiyel dönüm noktası, son zamanlardaki Güneş ve Heliosferik Gözlemesinde (SOHO) yapılan güneşin iç kesim gözlemleri ile bilgisayar simülasyonunun birleştirilmesi ile ortaya çıkmıştır (Dikpati 2006). Mevcut durum göz önüne alındığında solar aktivitenin olasılık modelleri yararlı olacaktır. F10.7'nin böyle bir modeli Şekil 4.6'da gösterilmiştir. Bu da en azından son döngüler boyunca, gözlemlenen döngüsel özelliklerin genel davranışlarını göstermektedir. Burada döngü aktivitesindeki en büyük zirvenin, yükselme zamanının en hızlı olduğu zirve seviyesinde oluştuğu görülmektedir. Ayrıca döngüsel aktivite, döngünün azalan fazı artan fazdan daha uzun olacak şekilde asimetriktr.

4.2 Güneş Rüzgarı

Güneş rüzgarı, Güneşin yüzeyinde meydana gelen patlamaların oluşturduğu uzay ortamına saçılan parçacıkların birleşimidir. Enerjileri 1.5 ve 10 keV arası olan elektron, proton ve alfa parçacıklarını içermektedir. Yavaş Güneş rüzgarları 400 km/sn hızla hareket ederken hızlı Güneş rüzgarları 750 km/sn hızla hareket etmektedir. Bu rüzgarlar Dünya'nın manyetik alanıyla karşılaştığında geriye doğru püskürtülür iken Dünya'da hissedilme şiddetleri Dünyanın Güneş etrafındaki yörüngesel hareketine ve Güneşin dönüşüne bağlıdır. Güneş ile Dünya arasındaki mesafe yaklaşık olarak 15×10^7 km olup 1AU, yani 1 Astronomik birim olarak tanımlanmaktadır. Gezegenler ile Güneş arası manyetik alan arasında ise 45° 'lik açı mevcut olup, Güneş rüzgarlarının yoğunluğu, Güneş ile Dünya arasındaki mesafenin karesi oranında azalmaktadır. Güneş rüzgarı, yeterli mesafeye ulaştığında Güneşin manyetik alanı ile yıldızlararası manyetik alan sınırı ile karşılaşır. Heliyopoz olarak adlandırılan bu sınır, Dünyanın manyetik alanının Güneş sistemi arasındaki sınırı belirleyen “manyetopoz” gibidir. Bu sınıra ulaşan Güneş rüzgarının karşılaştığı manyetik alanın etkisiyle içerdiği parçacıkların hızı 1/20'sine kadar düşer (<http://www.gunesfizigi.com/gunes-ruzgari-solar-wind-nedir/>).

4.3 Güneş Patlaması

Güneş lekelerini oluşturan manyetik ilmek üzerindeki plazmanın, manyetik yapılanmadaki değişimi ile ani olarak salınması sebebiyle Güneş patlaması meydana gelmektedir. Keşfedildiği ilk zamanlar Güneş üzerinde aniden gerçekleşen parlamalar olarak tarif edilmiş bunu gösteren illüstrasyona Ek 3'te yer verilmiştir. Patlamaların sebebiyet verdiği elektromanyetik radyasyon spektrumun geneline yayılmakta ve bu da ışıınımı görünür, UV, X ışıınımlarına kadar ulaştırmakta ve hatta ek olarak plazma salınması da gerçekleşmektedir. Patlamanın şiddetine bağlı olarak yüklü parçacıklar günler hatta saatler içerisinde Dünyaya ulaşabilmektedirler. 1989 yılındaki geomanyetik süper fırtınaya neden olan Güneş lekesi patlamasından 17 saat 40 dakika sonra parçacıkların Dünyaya ulaşması buna örnek olarak gösterilebilir.

Bir Güneş patlamasının sonucunda, elektromanyetik spektrumda, radyo dalgalarından gama ışınlarına kadar uzanan bir bant üzerinde ışıınım yayımlanmaktadır. Güneş patlamalarının en iyi sınıflandırma metodu (Çizelge 4.3) X-ışıını şiddetine göre yapılmaktadır.

Bu sınıflandırma yönteminde 1–8 Angström dalga boyu aralığındaki pik şiddetine göre 5 kategori oluşturulmuş ve hassasiyet her bir sınıfın 0-9 arası alt sınıfa bölünmesi ile artırılmıştır (<http://www.gunesfizigi.com/gunes-patlama-solar-flare-nedir/>).

Çizelge 4.3. Güneş patlama sınıflandırılması

Sınıf	Pik (100-800 pm) W/ m ²
A	$< 10^{-7}$
B	10^{-7} ile 10^{-6} Arası
C	10^{-6} ile 10^{-5} Arası
M	10^{-5} ile 10^{-4} Arası
X	$> 10^{-4}$

4.4 Güney Atlantik Anomalisi

Dünya'daki manyetik alanın düzgün küresel bir dağılıma sahip olduğu düşünülse de, tahmin edilenin aksine manyetik alanda bir anomali mevcuttur. Bulunduğu konum itibari ile Güney Atlantik Anomalisi (SAA) adı verilen bu anomali yüklü parçacıkların ve kozmik ışınların atmosfer içinde daha alt yerlere ulaşmasına izin vermektedir. Uçak, uzay mekikleri ve uydularla iletişimi bozan bu durumun neden olduğu hakkında teoriler olmakla beraber jeolojik kökeni henüz bilinmemektedir.

4.5 Koronal Kütle Atımı

Koronal kütle atımı (CME) Güneş'in taçküresinde manyetik alan sebebiyle oluşan patlamalardır. Bu kütle atımının meydana gelmesi Dünya'nın manyetosferine etki ederek geomanyetik fırtına ve gelişmiş auroralara sebebiyet vermektedir. CME'ler genellikle Güneş'in dışında 300 km/sn hızla hareket ederken, 100 km/sn hıza kadar yavaş, 3000 km/sn hıza kadar hızlı olabilmektedirler. Güneş lekесinin aktif bölgesinde patlak veren hızlı CME'ler, Güneş'in en güçlü manyetik alan konsantrasyonları tarafından desteklenmekte ve dünyaya 14-17 saat içerisinde ulaşabilmektedirler. Solar rüzgarlardan daha hızlı hareket eden CME'ler, tıpkı ses hızından daha hızlı hareket eden uçakların sonik patlama oluşturduğu gibi şok dalgaları oluştururlar.

CME'lerin dünyayı etkileyip etkilemeyeceği ya da bunun ne zaman olacağını tahmin etmek için CME'nin hızı yön, boyut ve yoğunluk parametrelerinin iyi hesaplanması gerekmektedir (<http://www.swpc.noaa.gov/>).

4.6 Toplam İyonlaştırıcı Doz Etkisi

Radyasyon kuşaklarındaki tuzaklanmış proton ve elektron ile güneş patlamalarının yaydığı protonların sebep olduğu toplam iyonlaştırıcı doz etkisi (TID), cihaz arızasına ya da uzay sistemlerindeki astronotlara yönelik biyolojik hasarlara neden olabilmektedir. Alçak rakımlarda ana doz kaynağını elektron ve protonlar oluşturur iken, yüksek rakımlarda başka bir deyişle geostatik Dünya yörüngesinde ana doz kaynağı elektronlar ve güneşin etkisiyle meydana gelen protonlardır. Absorbe edilmiş doz cinsinden ölçülen TID, rakım ile birlikte zamana ve eğime de bağlıdır ve uzay sisteminin kesin konumuna göre hesaplanmaktadır. Buna ek olarak, toplam doz seviyeleri uzay mekiğinin tüm koruyucu parçaları dikkate alınarak hesaplanmaktadır. Toplam iyonlaştırıcı doz etkisini değerlendirmek için, kalın bir koruyucu zırh üzerinden alınan doz ile ilgili bilgi içeren doz derinlik eğrisi kullanmak gerekir. Koruyucu zırh genellikle içi boş alüminyum küre olarak tanımlanmaktadır (Amutkan 2010).

Uzay çevresi düşük doz oranına sahiptir ($\sim 10^{-4}$ ile 10^{-2} rad/s) fakat görev süreleri yıllar alabilir, bu sebeple büyük miktarda birikmiş dozlar oluşur. Uzay aracının yaşamı süresince toplam iyonize doz (TID) seviyeleri 10^5 rad mertebelerindedir. Bu sebeple aday cihazların uzay aracı misyonu gerekliliklerine karşı karakterize ve nitelikli olması gerekir. Bu konuda RASAT'ın görev boyunca elde ettiği veriler Ek 4'te verilmiştir (Hüdaverdi ve Baylakoğlu 2011).

Yüklü parçacıklar için iyonizasyona giren enerji miktarı, durdurucu güç ya da doğrusal enerji transfer fonksiyonu (LET) tarafından verilir. Yaygın olarak MeV.cm²/g biriminde ya da daha şeffaf olarak birim uzunluk başına düşen enerji (dE/dx; kiloelektronvolt/mikrometre) cinsinden ifade edilir. Emilen iyonize doz, parçacık enerji spektrumunun ürünü ile gelen enerjinin bir fonksiyonu olarak her bir parçacık türünün durdurma gücünün toplamıdır (Maurer 2008).

Yüklü parçacıklar maddenin içinden geçerken LET ya da enerji kayıp oranı, dE/dx, şu şekilde tanımlanır.

$$dE/dx = f(E) MZ^2/E \quad (4.2)$$

Burada x , kütle/alan cinsinden kat edilen mesafeyi, $f(E)$ iyon enerjisinin çok yavaşça değişen bir fonksiyonunu, M iyonize parçacığın kütlesini, Z ise iyonize parçacığın yükünü ifade etmektedir. Rölativistik iyonlar için, yukarıdaki denklemdeki kütle faktörü neredeyse sabit hale gelmekte ve iyon yükü baskın olmaktadır.

4.7 Tek Olay Etkisi

Enerjik parçacıkların sebep olduğu tek olay etkileri (SEE), tek olaya bağlı durum değişimi (Single Event Upset), tek olaya bağlı kısa devre (Single Event Latchup) ve tek olaya bağlı yanma (Single Event Burnout) olarak üç grupta sınıflandırılmaktadır. Bu olayda ağır bir iyon ya da proton bir ortamdan geçerken düz bir çizgi üzerinde gider ve cihaz içine nüfuz ederken parçacığın lineer enerji transferine (LET) bağlı olarak yol boyunca enerji depo edilir, elektron-delik çiftleri oluşturulur. Bu yükler cihazın içindeki elektrik alanın etkisiyle hızla göç ederler iken bazı yükler yeniden birleşime uğrar, bazıları ise tuzaklanırlar. Tek olaya bağlı durum değişimi (SEU), mikroelektronik devrelerde radyasyondan kaynaklı hata olarak tanımlanmaktadır. Yüklü parçacıklar ortamdan geçerken enerjisini kaybederek arkalarında elektron-delik çifti bırakırlar. Bu hatalar geçici, yumuşak hatalardır ve tahribat yaratmazlar. Analog, dijital ve optik bileşenleri ve onların çevresindeki devreleri etkileyebilirler. Tek olaya bağlı kısa devre (SEL), entegre devredeki özel tipteki bir kısa devre türünü tarif etmek için kullanılan bir terimdir. Tek olaya bağlı yanma (SEB) hata türü çoğunlukla hassas cihazlarda, ağır iyon ve protonlardan kaynaklanır. Bu hatalar tek olaya bağlı durum değişiminden farklı olarak onulmaz hatalardır ve cihazın işlevselliğinin kaybolmasına sebep olurlar. Kalıcı bir hataya sebep olan tek olaya bağlı yanmalar ise çoğunlukla güç transistörleri (MOSFET veya bipolar) ile ilgili bir olaydır. Cihazın normal akım yoğunluğunun aşılması Silisyum erimesine neden olmaktadır (Petkov 2003, Amutkan 2010).

4.8 Uydu Yörüngeleri

Uyduların, gezegen etrafında dönerken izledikleri yola yörünge denir. Yörünge yükseldikçe uydunun ömrü artar. Uyduların ana yapıları planlanırken, kullanma alanları, uzaydaki ömrü, üzerindeki cihazlar ve bunların ömürleri, güç sistemleri ve diğer yardımcı sistemler göz önüne alınarak tasarlanır. Genel görünümüleri simetrik küre ve silindir şeklindedir. Yerden 36750 km yükseklikteki bir yörüngede bulunan bir uydu ile yaklaşık yerkürenin yarısı görülebilir.

Uydu fırlatıldıktan sonra, yeryüzünün çevresinde dönmesinden oluşan merkezkaç kuvvet ile yeryüzünün çekim kuvvetinin dengelenmesinden dolayı yörüngesinde kalır. Dünyaya yakın yörüngelerde, uydu daha fazla yer çekimi kuvvetine maruz kalacağından bu kuvveti dengelemek için uydunun daha hızlı dönmesi gerekir. Bu nedenle, dünyaya yakın olan uydular hızlı, uzak olan uydular ise yavaş döner (www.megep.gov.tr/mte_program_modul/moduller_pdf/Uydu_Haberleşmesi.pdf).

4.8.1 Alçak Dünya Yörüngesi

Alçak dünya yörüngesi (LEO), yeryüzünden 200 ile 2000 km uzaklıkta bulunmaktadır. Mesafe bakımından yeryüzüne yakın olmaları sebebiyle bu yörüngedeki uyduların kapsama alanları dardır. Dolayısıyla evrensel hizmet sağlanabilmesi için çok sayıda LEO uydu kullanılmaktadır. Atmosfer etkilerine maruz kaldıklarından ömürleri kısadır ve yörüngede kalabilmek için oldukça hızlı hareket ederler. Bu nedenle kapsama alanları 10-15 dakika içinde değişir. Gecikme süresi sadece tek bir yönde (Tx ya da Rx) olup 0.05 sn'dir. Bu seviyelerdeki uydu sisteminin aldığı doz oranı 0.1 kRads/yıl (1Gy/yıl) kadar olmaktadır. Bu da tipik bir 5 yıllık görevde alınan toplam doz 0.5 kRads seviyelerinde olacağı anlamına gelmektedir. Uydu sistemleri bu düşük yörüngede iken 45°'lik eğimin altında eğime sahip olurlarsa Güney Atlantik Anomalisi (SAA) uyduyu etkileyecektir. Buna ek olarak eğer uydu sistemi kutupsal yörüngede 55°'lik eğimden büyük bir eğime sahipse hem Güney Atlantik Anomalisinden hem de kutuplardan etkilenecektir. Bununla birlikte eğer uydu sistemi dünyanın 1 400 km ötesine konulursa bu sefer de Val Allen kuşağında tuzaklanmış parçacıkların sebep olduğu yüksek radyasyon dozundan etkilenecektir (Petkov 2003, Amutkan 2010).

4.8.2 Orta Dünya Yörüngesi

Zaman zaman ara dairesel yörünge (ICO) olarak da adlandırılan Orta Dünya yörüngesi (MEO), alçak dünya yörüngesi ile yer eşzamanlı yörünge arasında bulunmakta ve Dünya'dan 36000 km uzağa kadar var olmaktadır. Güneşin dönmesinden etkilenen MEO'nun doz oranı 100 kRads/yıl (1 kGy/yıl) 'dır.

4.8.3 Geostatik Yörünge

Geostatik yörünge (GEO) ya da yer sabit yörünge, Dünya'nın çevresinde Dünya ile aynı dönme süresine sahip ve yerden bakılınca uzayda konumu sabit olan yapay uydu için hesaplanan yörüngedir.

Yer sabit yörünge için yer yüzeyinden itibaren yükseklik sınırı 35 786 kilometredir. Yer yüzeyinden eğikliği sıfır olan dairesel yer eşzamanlı yörüngelerdir. (http://tr.wikipedia.org/wiki/Jeostatik_yörünge)

GEO içinde olan herhangi bir uzay sistemi dış radyasyon kuşağına, güneş patlamalarına ve kozmik ışınlarına maruz kaldığından alacağı doz oranı yaklaşık 10 kRads/yıl (0.1kGy/yıl)'dır. Tipik bir 10 yıllık görev için toplam doz 100 kRad'ı bulacaktır (Petkov 2003).

İletişim amaçlı uyduların hemen hepsi Jeostatik Ekvatorial Yörünge üzerinde bulunan uydulardır. Dönme periyotları Dünya'nın dönüş periyoduna eşittir ve dolayısı ile yeryüzündeki bir gözlemciye göre durağan görünmektedir. Kapsama alanları neredeyse tüm dünyanın %40'ı olmak üzere oldukça geniştir. Yere göre sabit olmaları nedeni ile çeşitli hizmetler için oldukça elverişlidir. Kutup bölgeleri GEO uydular tarafından kapsamaz ancak bu kısımda nüfusun yok denecek kadar az olduğu düşünüldüğünde çok da büyük bir dezavantaj değildir. Ayrıca sadece 3 GEO uydu ile dünyanın büyük çoğunluğu kapsanabilmektedir. Ancak 36 000 km gibi bir yükseklik söz konusu olduğundan sinyaller yüksek gecikme ve yol kaybına uğrar. Yüksek gecikme değerleri, gecikmeye duyarlı uygulamalar için GEO uyduları elverişsiz kılmaktadır (http://www.megep.meb.gov.tr/mte_program_modul/moduller_pdf/UyduHaberleşmesi.pdf). Uyduların yörüngelerine göre, üzerlerine etki eden radyasyon türleri Çizelge 4.4'te gösterilmiştir.

Çizelge 4.4 Uyduların yörüngelerine göre üzerilerine etki eden radyasyon türleri
(<http://www.tamsat.org.tr/tr/uzay-radyasyonunun-elektronik-devreler-ve-uydu-sistemleri-uzerine-etkileri-radyasyona-karsi-guclendirme-1/>)

Etki	Yörünge(km)				
	<1000	1000-5000	>5000	GEO	Kutupsal
KOZMİK IŞINLAR	X	X	X	X	X
Hapsedilmiş radyasyon	X	X	X	X	X
• İç Bölge	X	X	X		X
• Geçiş Bölgesi	X	X	X		X
• Dış Bölge			X		X
• Yer Eşzamanlı				X	
• AraYer Eşzamanlı			X	X	
Güneş parçacıkları	X	X	X	X	X
Güneş/Manyetik Fırtına Etkileri	X	X	X	X	X
İyonosfer	X				
Plazmasfer		X	X	X	X
Aurora Bölgesi					X
Nötr Atmosfer	X				
Göktaşları	X	X	X	X	X
Geomanyetik Alan	X	X	X	X	X
Elektromanyetik Radyasyon	X	X	X	X	X
Güneş Işımaları	X	X	X	X	X
Yerçekimi Alanı	X	X	X	X	X

4.9 Uzay Ortamında Bulunan Diğer Etmenler

4.9.1 Manyetik Alan

Dünya manyetik alanı yaklaşık olarak 0.5 Gauss'tur. Teorik olarak, bu alan dünyanın merkezine olan mesafesinin küpüyle ters orantılı olarak değişir. Fakat bu yaklaşık 100 km yüksekliğe kadar geçerlidir. 100 km sonrasında ölçülen alan yoğunluğunda, iyonize parçacıkların varlığı sebebiyle, keskin bir düşüş olduğu bilinmektedir. Explorer VI ve Pioneer V deney sonuçları, 5 ila 7 dünya yarıçapında iyonize parçacık bölgesi bulunduğunu ve 10 ila 14 dünya yarıçapında başka bir manyetik alan varlığı olduğunu göstermiştir. 5 ila 7 dünya yarıçapı alanlarında 150 ile 10 mikro gauss okunmakta iken 10 ile 14 dünya yarıçaplarında, dünya manyetik alanı ve solar rüzgarlar arasındaki reaksiyonlar sebebiyle manyetik alan düzensiz olmaktadır. Bu mesafenin ötesinde ise manyetik alan 10 mikro gauss'tan büyük olmaktadır (Lehr 1960).

4.9.2 Yerçekimi Alanı

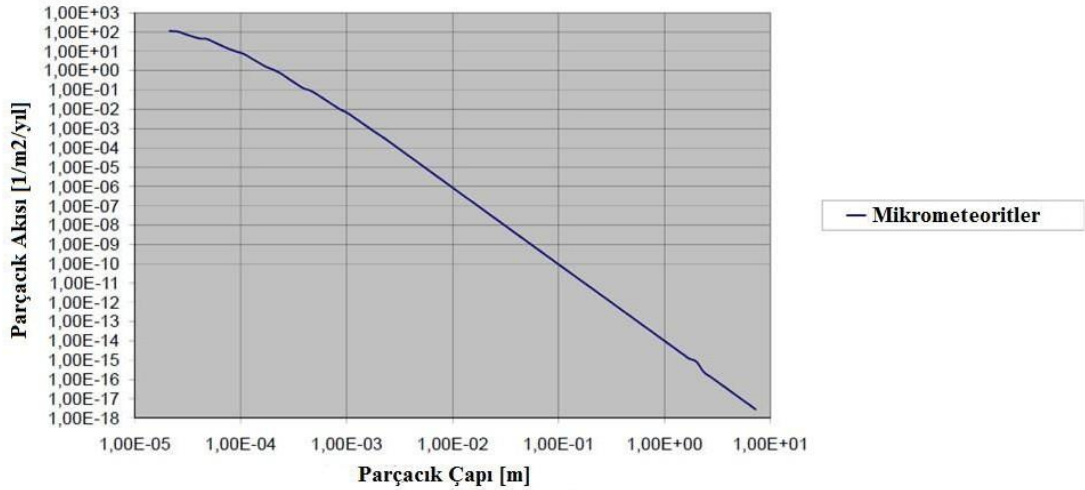
Yerçekimi ivmelenmesi, Dünya'nın yerçekimi alanından dolayı şu şekilde verilmektedir:

$$g = g_0 \left(\frac{r_0}{r_0 + Z} \right)^2 \quad (4.3)$$

Burada g_0 , Dünya merkezinden r_0 kadar uzaktaki yerçekimi ivmelenmesini göstermekte iken Z , r_0 üzerindeki rakım anlamına gelmektedir. Bu değerler Dünya yüzeyinde $45^\circ N$ enleminde r_0 için 6357 km, g_0 içinse 9.8 m/s^2 'ye karşılık gelmektedir.

4.9.3 Mikro Meteoritler

Parçacık bulutları ya da mikro meteoritler uzayda gözle görülür derecede moleküler boyutlardan daha büyük halde bulunmaktadır. Bu meteorit ya da mikro meteoritler güneş sisteminin ilk yıllarından kalmış kalıntılardır. Bu parçacıklar dış güneş tacından yansıyan ışık ve yeryüzü bölgesindeki Zodyak ışıkları ile gözlemlenmiştir. Boyutları $50\mu\text{m}$ ile 2 mm arasında değişmektedir. Bu parçacıkların hızı yeryüzüyle ilişkili olarak 11 ile 73 km/s arasında değişmekte ve hızlarına bağlı olarak oldukça tehlikeli olabilmektedirler. 2003 yılındaki Columbia uzay mekiği kazasından sonra Dayton Araştırma Enstitüsü tarafından mikrometeorit hasar kayıt sistemi uygulanmaya geçmiştir. Bu çalışma LEO' da uzay araçlarının kanatlarını ve mikrometeoritlerle karşılaştıklarındaki etkisini gözlemlemek için gerçekleştirilmiş daha sonra ise bu etki sık sık gözlemlenmeye başlanmıştır.



Şekil 4.7. Parçacık çapına karşılık gelen parçacık akısı (<http://www.propagation.gatech.edu/>)

Mikrometeoritlerin donanım üzerindeki etki olasılığı parçacık yoğunluğuna bağlıdır. Şekil 4.7’de mikrometeoritlerin parçacık çapına karşılık gelen parçacık akısı gösterilmiştir. Belirli alan üzerindeki olasılık etkisi mikrometeorit akıcılığı olarak bilinir ve bunu ifade etmek için birkaç model tanımlanmıştır. Bu modellerden biri Grun akıcılık modelidir. Toplam etki sayısı (N) şu şekilde hesaplanmaktadır;

$$N = A F_x T_i \quad (4.4)$$

Burada, F_x Parçacık akısını, A Etki alanını, T_i ise Ekspozisyon zamanını ifade etmektedir (<http://www.propagation.gatech.edu/>).

5. MATERYAL ve YÖNTEM

5.1 Dielektrik Malzemelerin Yaşlanma Etkileri

Uzaydaki uydu sistemlerinin dış yüzeyinde kullanılan dielektrik malzemeler proton ve elektron ışımlarının altında radyasyon dozunun güçlü seviyeleri ile başa çıkmak zorunda kalabilirler. Bu yüksek radyasyon seviyesinin uzun uçuş süreleri boyunca alınması parçalanma, ürün kusurları veya iyonizasyon sebebiyle malzeme yapısını oldukça etkilemektedir. Polimerlerin radyasyonla indüklenen iletkenlik (RIC) gibi elektrik davranışları, elektron akışı altında yüksek radyasyon etkisi ile belirgin bir şekilde değişebilir. Bu yaşlanma etkisi bir malzemeden diğerine büyük oranda değişebilmektedir (Paulmier ve ark. 2013).

Önceki araştırmalarda, yüksek doz seviyelerinde (10^5 Gy) elektron ışımlarıyla Teflon'un radyasyon ile indüklenen iletkenlik (RIC) değerinin önemli ölçüde değiştiğini göstermiştir (Levy ve ark. 2008).

Bu deneyde Paulmier ve arkadaşları 100 μ m kalınlığındaki numuneler için RIC değerini yaşlanma öncesi ve sonrası için değerlendirmiş ve numuneleri 400 keV elektron demeti ile yaşlandırmışlardır. Bu aşamada Teflon ve Kapton 10^5 ve 10^6 Gy olmak üzere 2 farklı doz seviyesinde test edilmişken Poliepoaksi DP490 ve Silikon QS1123 için yalnızca 10^6 Gy doz seviyesi kullanılmıştır. Çizelge 5.1 ve Çizelge 5.2 her bir testteki deneysel protokolleri göstermektedir.

Çizelge 5.1. Bozulmamış numune ve 10^5 Gy ile yaşlandırılmış numunelerde RIC çıkarımı için deneysel protokol (Paulmier ve ark. 2013)

	20 keV Işın Akısı (pA.cm^{-2})	400 keV Işın		Süre
		Ak1 (pA.cm^{-2})	Radyasyon Doz Oranı (mGy.s^{-1})	
Numune Yüklenmesi	100	0	0	20 dk
İçsel Relaksasyon	0	0	0	5-10 dk
Uyarılmış Relaksasyon	0	4	9	Sıfır gerilime kadar
		20	48	
		100	240	

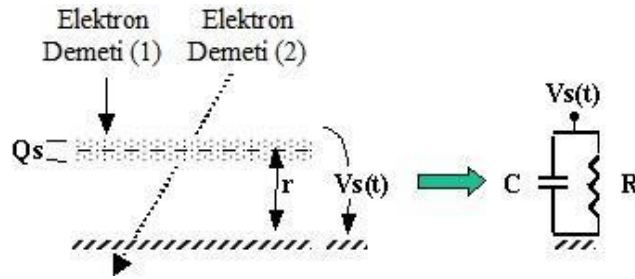
Çizelge 5.2. Bozulmamış numune ve 10^6 Gy ile yaşlandırılmış numunelerde RIC çıkarımı için deneysel protokol (Paulmier ve ark. 2013)

	20 keV Işın Akısı (pA.cm^{-2})	400 keV Işın		Süre
		Ak1 (pA.cm^{-2})	Radyasyon Doz Oranı (mGy.s^{-1})	
Numune Yüklenmesi	100	0	0	20 dk
İçsel Relaksasyon	0	0	0	5-10 dk
Uyarılmış Relaksasyon	0	0.5	1.2	Sıfır gerilime kadar
		4	9	
		20	48	
		100	240	

Bu deneyde elektrik iletkenliğini hesaplamak için potansiyel bozunma yöntemi uygulanmıştır. Elektrik gerilim relaksasyonu sırasında, 400 keV iyonize elektron demeti, RIC aktivasyonu ile gerilim azalışını tetiklemek için kullanılır. Şekil 5.1 RIC değerinin hesaplanması için bu test metodunu gösterirken, iletkenlik ise (5.1) ile hesaplanmaktadır;

$$\sigma = \epsilon_r \frac{dV_s / dt}{V_s} \quad (5.1)$$

Burada σ elektrik iletkenliğini, ϵ_r malzemenin geçirgenliğini, V_s ise malzemenin yüzey potansiyelini ifade etmektedir.



Şekil 5.1. RIC değerinin hesaplanması için kullanılan yüzey gerilim bozunma metodu. Elektron demeti (1):Yüklenme ve elektron demeti. Elektron demeti (2): RIC değerlendirmesi için bozunma uyarıcı demet

Radyasyon iletkenliğini, dahili bulk iletkenliğinin birkaç kat üstüne çıkarabilen ani doz etkileri oldukça önemlidir. Radyasyonla indüklenen iletkenlik (RIC), radyasyon doz oranı ile k ve Δ parametrelerine bağlıdır (Rose 1955).

$$RIC = k \left(\frac{dD}{dt} \right)^\Delta \quad (5.2)$$

(5.2)'de ifade edilen denklem Rose-Fowler Yasası olarak bilinmektedir. Burada D dozu, dD/dt doz oranını, Δ 1'den küçük birimsiz katsayıyı, k ise RIC katsayısını ifade etmektedir.

(5.2)'de kullanılan k ve Δ parametreleri $\ln(dD/dt)$ 'nin bir fonksiyonu olan $\ln(\sigma_{RIC})$ ile temsil edilerek (5.3)'teki gibi çıkartılabilir.

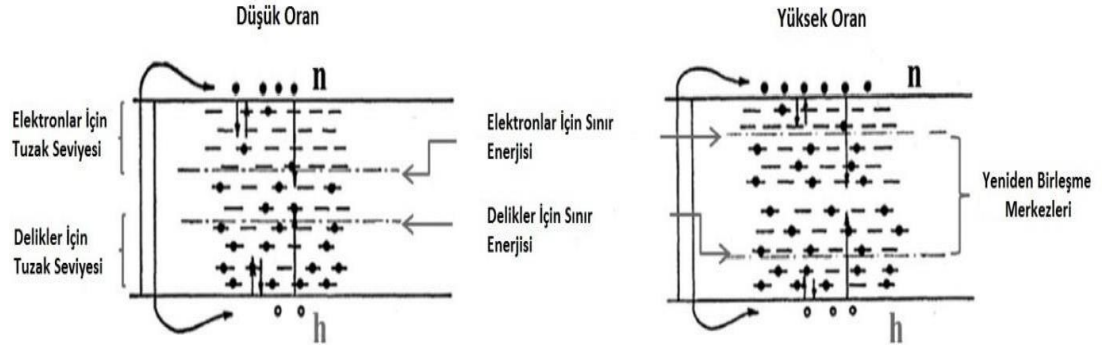
$$\ln \sigma = \ln k + \Delta \ln(dD / dt) \quad (5.3)$$

5.2 Tuzaklama/Yeniden Birleşim Yaklaşımı

Geçmişte birçok araştırmacı bilim adamı radyasyon ile indüklenen iletkenliği (RIC) tuzaklama/yeniden birleşim modeli açısından tanımlamaktadır. Bu model kararlı iyonize radyasyon koşulları altındaki dielektrik malzemelerin iletkenlik değişimini açıklamak için 1950'li yıllarda Rose tarafından bulunup sonrasında Fowler tarafından uygulanan fotoiletkenliğin teorik temellerine dayanmaktadır (Gross 1981, Farmer 1942).

Bu yaklaşımda tuzaktan kurtulma ve yeniden birleşmenin göreceli olasılıklarına bağlı olarak sığ ve derin tuzaklama üzerine durulmaktadır. Sığ durumlar taşıma seviyesinde yayılan tuzaklanmış yük taşıyıcıları için daha büyük bir olasılık ile tanımlanır iken derin seviyelerde tuzaklanan taşıyıcıların zıt işaretli mobil yüklü taşıyıcılarla yeniden birleşme yaparak ortadan kaybolması daha olasıdır. Sığ seviyelerdeki yük tuzaklaması yeniden yayılma öncesinde görülebilen geçici tuzaklamalardır. Burada tuzaklama ve tuzaktan kurtulma dengesine (taşıyıcı seviyeleri ile birlikte) tuzaklama enerjisine bağlı olarak verilen zaman sonunda ulaşılmaktadır.

Derin tuzaklardaki, tuzaklanmış yükler yeniden birleşme merkezi olarak görülebilir. Rose tuzaklanmış seviyeler ile yeniden birleşme seviyelerini birbirinden ayıran bir sınır enerjisi tanımlamıştır. Eğer radyasyon oranı artarsa, serbest taşıyıcıların yoğunluğu artacak ve sınır enerjileri taşıma seviyesine doğru Şekil 5.2'de gösterildiği gibi hareket edecektir. Bunun sebebi verilen tuzaklanmış yükler için yeniden birleşme oranı artarken tuzaktan kurtulma olasılığının değişmeden kalmasından kaynaklanmaktadır. Bu sebeple artan sayıdaki tuzaklama seviyeleri yeniden birleşim merkezi gibi davranacaktır. Yeniden birleşme olasılığındaki bu artış taşıma seviyelerindeki taşıyıcıların yaşam sürelerinde azalışa yol açmaktadır (Rose 1955, Fowler 1956).



Şekil 5.2. Sınır yer değişimi

5.3 Yaşlanma Süreci Yaklaşımı

Yaşlanma yaklaşımı, yukarıda açıklanan tuzaklanma ve yeniden birleşme teorisine dayalı modellerin geçerliliğine karşın oluşturulan bir teoridir. Radyasyonun indüklenmesiyle meydana gelen kimyasal dönüşümlerin etkisi bu yaklaşımın altında yer almaktadır.

Bu yaklaşımda iletkenlikteki artış, radyasyon indüklenme indirgemesi ve zincir kırılması ile açıklanmaktadır. Amorf faz içindeki zincir kırılmasını bu bölgelerdeki yeni ince tabakalı kristalit büyümeleri takip etmektedir. Bu radyasyon indüklenmesindeki artış elektriksel iletkenlikte geri dönüşü olmayan bozunmaya yol açmaktadır. Bu sebeple yaşlandırma modelinde, tuzaklama ve yeniden birleşme mekanizmalarının etkisinin önemi polimer zincir dinamiklerinin yanında oldukça azdır (Molinie ve ark. 2012).

Bu yaklaşımda RIC değişimi, tuzaktan kurtulma zamanı ve moleküler zincir dinamiklerinin etkisini açığa çıkaran diğer iki sabit ile beraber toplamda 3 zaman sabiti ile belirlenmektedir. Çoğunlukla Khatipov tarafından savunulan bu modeller aynı zamanda Teflon FEP'in özel davranışını da açıklamak için kullanılmıştır (Khatipov 2001, Hanna 2014).

6. BULGULAR

6.1 Teflon FEP Malzeme Bulguları

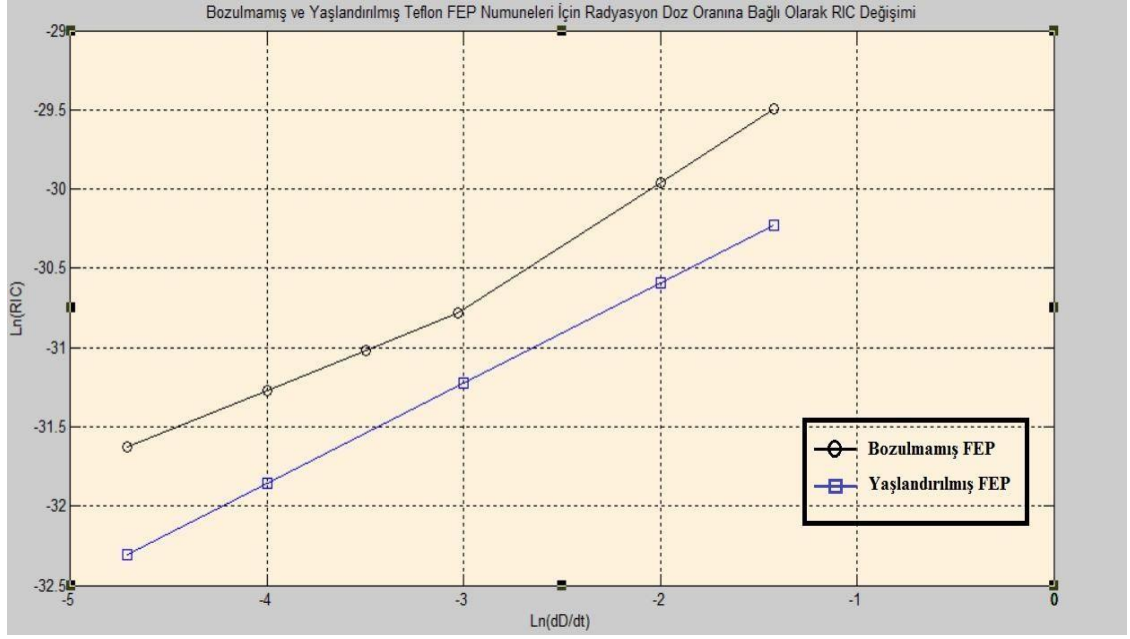
FEP (Fluorinated Etilen Propilen kopolimeri) yapısal olarak PTFE (Politetrafluoroetilen) ile PFA'ya (Perfloroalkoksi polimer) oldukça benzemektedir. PTFE'den çok daha yumuşak olan olan FEP son derecede şeffaf ve güneş ışığına dayanıklı olmasının yanında, 260 °C'de erime ve maksimum 200 °C'ye kadarda çalışma karakteristiği göstermektedir. Malzeme ile ilgili diğer özellikler Çizelge 6.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 6.1. Teflon FEP malzemesinin genel özellikleri

Özellik	Birim	Değer
Düşük Kırılma Sıcaklığı		-268
Dielektrik Sabiti	-	2.1
Dielektrik Sertliği	V/m	60×10^6
Hacimsel Özdirenç	ohm.cm	$>10^{18}$
Yüzeysel Özdirenç	ohm/kare	$>10^{17}$

Elektriksel açıdan bakıldığında PTFE ve PFA ile aynı dielektrik sabitine sahip olan FEP, dielektrik mukavemeti olarak PFA'dan daha dayanıksızdır. Genellikle RG-316 gibi koaksiyel kablolar ve elektrik tesisatlarında kullanılmaktadır. Paulmier ve arkadaşlarının Teflon üzerinde yaptığı deney sonuçları temel alınarak MATLAB programında simülasyon yapıldığında ise Levy'nin çalışmalarına ek yeni özellikler hakkında fikir yürütülmesi imkanı doğmuştur.

Teflon FEP malzemesi için göze çarpan ilk fark yaşlandırılmış ve bozulmamış iki numenin yüklenme (şarj) kinetiklerinin benzer oluşudur. Yaşlandırılmış FEP malzemesinin içsel iletkenliği oldukça düşük seviyede, yaklaşık $10^{-20} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ civarındadır. Relaksasyon aşamalarında, test edilen 3 radyasyon doz oranı için, yaşlandırılmış numune düşük relaksasyon kinetiği sunmaktadır bu da, uygulanan radyasyon seviyelerinde yaşlandırılmış FEP malzemesi için düşük RIC değeri oluşması anlamına gelmektedir.



Şekil 6.1. Bozulmamış ve yaşlandırılmış Teflon FEP numuneleri için radyasyon doz oranına karşılık RIC değerleri (Radyasyon dozu 10^5 Gy)

Şekil 6.1’de bozulmamış ve yaşlandırılmış FEP malzemesi için, radyasyon dozunun bir fonksiyonu olan RIC değerinin değişimi göze çarpmaktadır. Radyasyon dozunun etkisi, zincir kırılması ve çapraz bağ etkisi sebebiyle oluşan yapı değişimi ya da elektron ve boşlukların derin tuzaklarda yerleşmesi gibi davranışlara sebebiyet verebilir. Bilindiği üzere polimerler kovalent bağlarla birbirine bağlanmış uzun zincirli moleküllerdir. Burada zincir kırılması bir polimerdeki herhangi bir bağın kopması sonucu molekül ağırlığı veya zincir boyunun azalması anlamındadır.

Şekil 6.1’deki grafiğe göre yaşlandırılmış ve bozulmamış malzemeler için elde edilen RIC değerleri Çizelge 6.2 ve Çizelge 6.3’te gösterilmiştir. Deney sonuçlarına göre 9 mGy/s doz oranında yaşlandırılmış malzemenin iletkenliğinin bozulmamış malzemeye oranla yaklaşık iki kat azaldığı anlaşılmaktadır. Burada yaşlandırılmış malzeme için (5.3)’teki denklem şu şekilde olmaktadır;

$$\text{Ln}\sigma = 0.6322\text{Ln}(dD / dt) - 29.33 \quad (6.1)$$

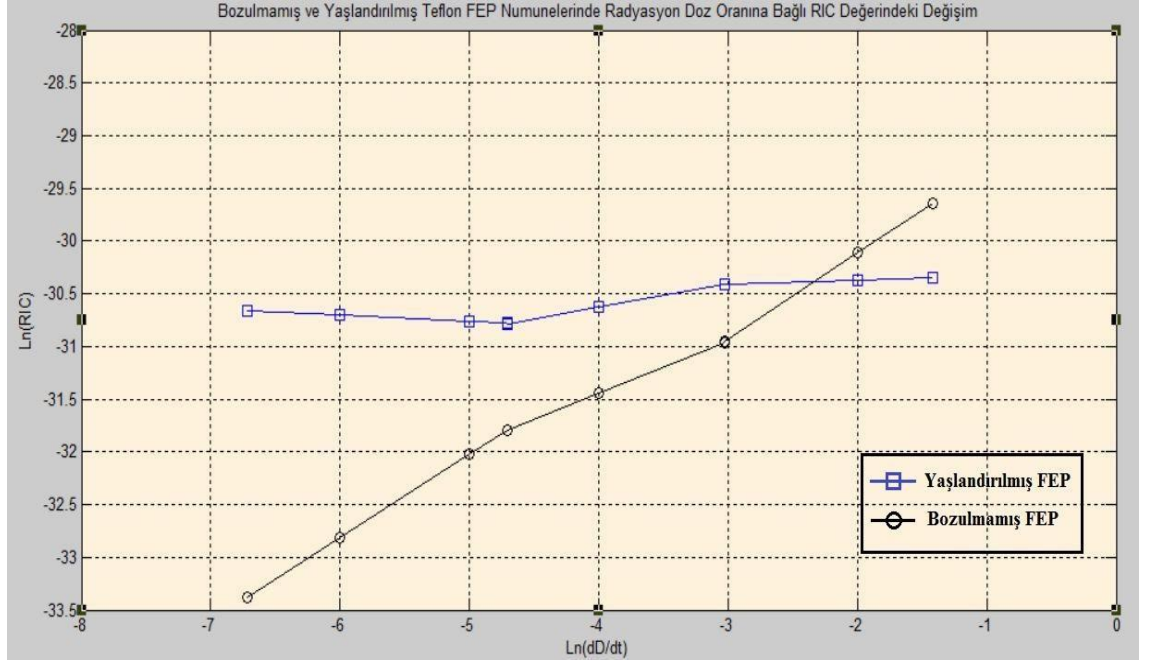
Çizelge 6.2. Bozulmamış Teflon FEP malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri
(Radyasyon dozu: 10^5 Gy)

Doz Oranı	RIC
9 mGy/s	$1.85 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
48 mGy/s	$4.27 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
240 mGy/s	$1.54 \times 10^{-13} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

Çizelge 6.3. Yaşlandırılmış Teflon FEP malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri
(Radyasyon dozu: 10^5 Gy)

Doz Oranı	RIC
9 mGy/s	$9.3 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
48 mGy/s	$2.69 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
240 mGy/s	$7.45 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

Öte yandan Şekil 6.2’de ise yine Teflon FEP örnekleri için RIC değerinde meydana gelen değişim gösterilmiştir. Fakat burada Şekil 6.1’den farklı olarak dikkat çekici olan değişim, yaşlandırılmış ve bozulmamış malzemeler arasındaki eğim farkıdır. Bu da radyasyon dozunun malzeme yapısına ek olarak, bant yapısını ve tuzakların dağılım profilini değiştirmiş olduğu anlamına gelmektedir.



Şekil 6.2. Bozulmamış ve yaşlandırılmış Teflon FEP numunelerinde radyasyon doz oranına karşılık gelen RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6 Gy)

İyonizasyon süreci, özellikle düşük seviyede alınan radyasyon dozlarında FEP örneğinin elektriksel özelliklerini önemli ölçüde değiştirebilir. FEP numunesi aynı anda 2 elektron demeti (20 keV , 250 pA.cm^{-2} + 400 keV , 50 pA.cm^{-2}) ışınlamasına maruz bırakıp 3 saat yada 1 haftalık relaksasyondan sonra aynı elektron demet konfigürasyonuna tekrar maruz bırakıldıklarında her iki profilin benzer olduğu fakat ışıma öncesi örneğin daha dirençli olduğu Şekil 2.1'den anlaşılmaktadır. Şekil 6.2'de elde edilen grafiğe göre ise yaşlandırılmış ve bozulmamış malzemeler için elde edilen RIC değerleri Çizelge 6.4 ve Çizelge 6.5'te gösterilmiştir. Buna göre 1.2 mGy/s doz oranında yaşlandırılmış malzemenin iletkenliğinin bozulmamış malzemeye oranla yaklaşık 15 kat daha iletken hale geldiği anlaşılmaktadır.

Çizelge 6.4. Bozulmamış Teflon FEP malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri
(Radyasyon dozu: 10^6 Gy)

Doz Oranı	RIC
1.2 mGy/s	$3.19 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
9 mGy/s	$1.55 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
48 mGy/s	$3.58 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
240 mGy/s	$1.35 \times 10^{-13} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

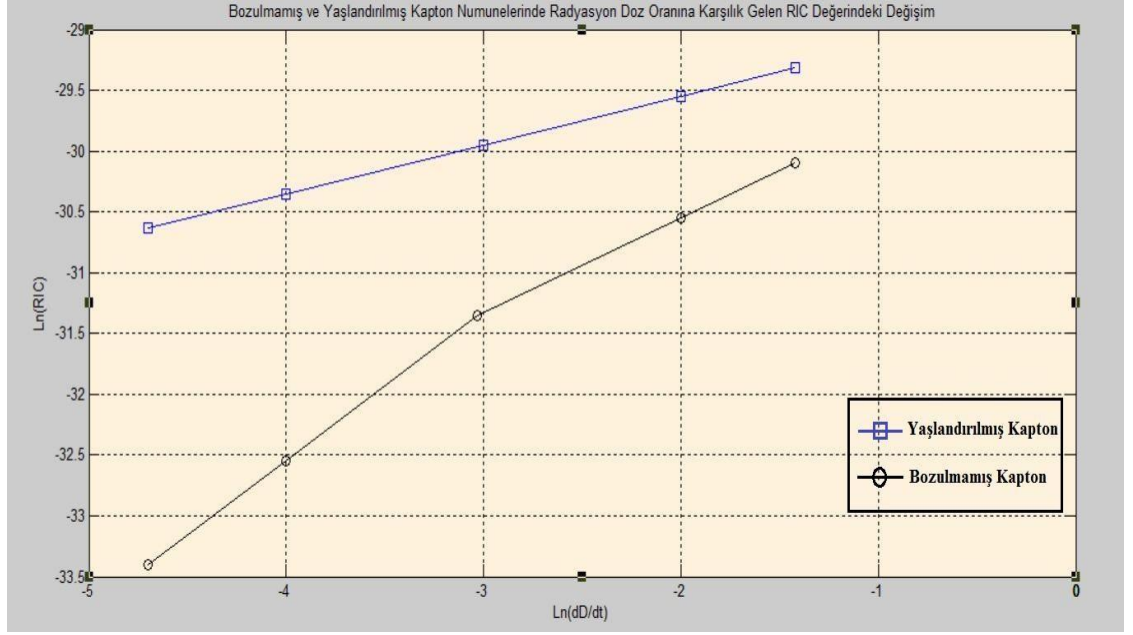
Çizelge 6.5. Yaşlandırılmış Teflon FEP malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri
(Radyasyon dozu: 10^6 Gy)

Doz Oranı	RIC
1.2 mGy/s	$4.88 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
9 mGy/s	$4.28 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
48 mGy/s	$6.21 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
240 mGy/s	$6.59 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

6.2 Kapton Malzeme Bulguları

Kapton -269° 'den $+400^\circ$ C'ye kadar geniş bir sıcaklık aralığı boyunca kararlı olan bir malzemedir. Diğer yalıtkanlardan daha hafif olması, iyi bir yalıtkanlık ve sıcaklık karakteristiğine sahip olması sebebiyle sivil ve askeri hava araçlarının elektrik tesisatlarında sıkça kullanılmaktadır. Buna örnek olarak eskiyen Hubble Uzay Teleskopu'nun kısmen bir ardılı olacak şekilde planlanan kızılötesi uzay teleskopu James Webb Uzay Teleskobu'nun güneşliğinin Alüminyum ile beraber Kapton ile yapılmış olması gösterilebilir (<http://ngst.gsfc.nasa.gov/coating.html>). Ayrıca Ek 5'te gösterildiği gibi Apollo Ay Modülünün iniş ve kalkış aşaması ile kalkış motorunu ısı yalıtımını sağlamak için Alüminyumlu Kapton tabaka ile çevresinin kapatılması bir başka örnek teşkil etmektedir.

Yüksek doz oranında test edilen ikinci polimer olan Kapton için Paulmier ve arkadaşlarının elde ettiği sonuçlar esas alınarak MATLAB programında yapılan simülasyonlar ile, alınan doz oranına bağlı olarak radyasyonla indüklenen iletkenlik (RIC)'teki değişim hakkında fikir yürütülmüştür. Buna göre Şekil 6.3'e bakıldığında radyasyon dozuna karşılık gelen RIC profilinde önemli bir değişim açık şekilde fark edilebilmektedir.



Şekil 6.3. Bozulmamış ve yaşlandırılmış Kapton numunelerinde radyasyon doz oranına karşılık gelen RIC değerindeki değişim simülasyonu (Radyasyon dozu: 10^5 Gy)

Şekil 6.3'e bakılınca 10^5 Gy için, yaşlandırılmış örneğin bozulmamış saf örnekten çok daha iletken bir halde olduğu açıkça gözükmemektedir. Yaşlandırılmış ve bozulmamış malzemeler için elde edilen RIC değerleri Çizelge 6.6 ve Çizelge 6.7'de gösterilmiştir. Sonuçlara göre 9mGy/s doz oranı için yaşlandırılmış malzeme bozulmamış malzemedan yaklaşık 16 kat daha iletken hale geldiği anlaşılmaktadır. Burada yaşlandırılmış malzeme için (5.3)'teki denklem şu şekilde olmaktadır;

$$\text{Ln}\sigma = 0.4026\text{Ln}(dD / dt) - 28.742 \quad (6.2)$$

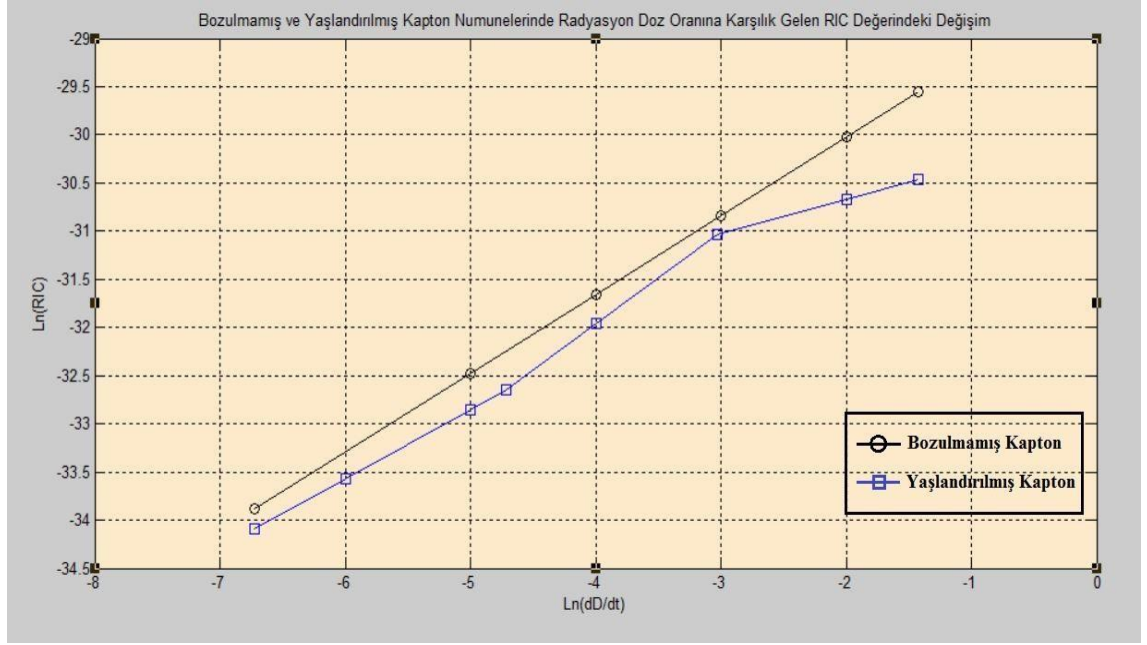
Çizelge 6.6. Bozulmamış Kapton malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri
(Radyasyon dozu: 10^5 Gy)

Doz Oranı	RIC
9 mGy/s	$3.12 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
48 mGy/s	$2.42 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
240 mGy/s	$8.47 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$

Çizelge 6.7. Yaşlandırılmış Kapton malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri
(Radyasyon dozu: 10^5 Gy)

Doz Oranı	RIC
9 mGy/s	$4.94 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
48 mGy/s	$9.72 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
240 mGy/s	$1.85 \times 10^{-13} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$

Öte yandan Şekil 6.4'e bakınca 10^6 Gy de yaşlandırılmış numunenin biraz daha dirençli olduğu görülmektedir. 9 mGy/s doz oranı ve -300V yüzey potansiyelinde bozulmamış örnek için radyasyonla indüklenen iletkenlik değeri $9.94 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ iken, yaşlandırılmış örnekte $6.67 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ olmaktadır. Şekil 6.4'te elde edilen grafiğe göre yaşlandırılmış ve bozulmamış malzemeler için elde edilen RIC değerleri Çizelge 6.8 ve Çizelge 6.9'da gösterilmiştir.



Şekil 6.4. Bozulmamış ve yaşlandırılmış Kapton numunelerinde radyasyon doz oranına karşılık gelen RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6 Gy)

Çizelge 6.8. Bozulmamış Kapton malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6 Gy)

Doz Oranı	RIC
1.2 mGy/s	$1.91 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
9 mGy/s	$9.94 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
48 mGy/s	$3.93 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
240 mGy/s	$1.46 \times 10^{-13} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$

Çizelge 6.9. Yaşlandırılmış Kapton malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6 Gy)

Doz Oranı	RIC
1.2 mGy/s	$1.56 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
9 mGy/s	$6.67 \times 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
48 mGy/s	$3.33 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
240 mGy/s	$5.89 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$

6.3 Poli Epoksi DP490 Malzeme Bulguları

DP 490 siyah renkte, tiksotropik, iyi uygulama özelliklerine sahip ve 120°C'ye kadar dayanabilen bir yapışkandır. Daha çok dayanıklılık ve yüksek mukavemet gereken yerler için tercih edilmektedir. Statik ve dinamik yükler altında yüksek direnç ve kararlılık göstermesinin yanı sıra çok iyi mukavemet ve yaşlanma karakteristiği göstermektedir. Diğer epoksi reçine formülasyonları gibi elektronik endüstrisinde oldukça önemli yer kaplamakta entegre devre kaplamalarında, baskı devre kartlarında, hibrid devrelerde, transistor vb. birçok yerde kullanılmakta ve buna ek olarak gelişen LED endüstrisinde de büyük bir rol oynamaktadır. Epoksiler mükemmel elektrik yalıtkanı olmalarının yanı sıra elektriksel bileşenleri toz, nem ve kısa devreden de korumaktadırlar.

Deneyin birinci aşaması olarak anlatılan testlerden geçirilen Poli Epoksinin yüksek elektron enerji ışınlaması altında kayda değer bir RIC değeri kazanmadığı görülmüştür. Buna ek olarak, hem radyasyon doz oran artışında hem de 400 keV elektron demeti kullanımında relaksasyon kinetiğinde herhangi bir değişim gözlenmemiştir. Dolayısıyla yüksek enerjili elektronlarla yaşlandırılmış olan DP 490 Poli Epoksi'nin daha az iletkenlik eğilimde olduğu ifade edilebilir.

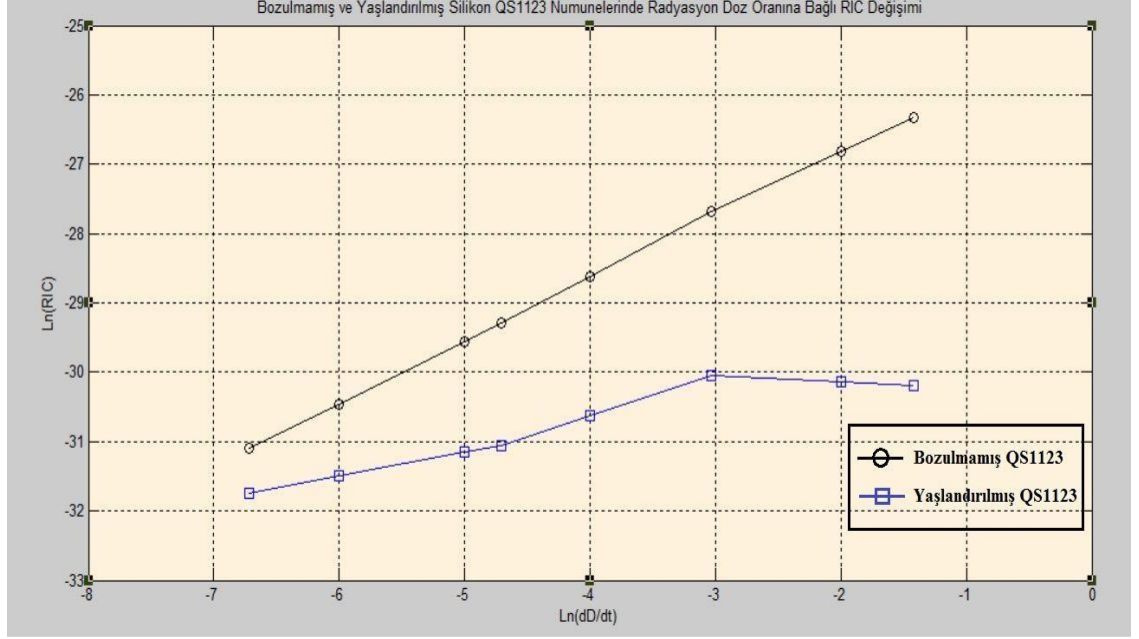
6.4 Silikon QS1123 Malzeme Bulguları

Yeryüzünde en çok bulunan elementlerden biri olan Silisyumdan meydana gelen silikonlar polimerlerin önemli bir sınıfını oluşturmaktadırlar. QS1123 iki bileşenli bir silikon ürünüdür ve hidrosililasyon ile elde edilmektedir. Bu malzemenin elektriksel özellikleri Çizelge 6.10'da gösterilmiştir.

Çizelge 6.10. QS1123 Malzemesinin Elektriksel Özellikleri (Remaury ve ark 2009)

Özellik	Birim	Değer
Dielektrik Mukavemet	kV/mm	34,43 ± 5,7
Dielektrik Geçirgenlik (100 Hz İçin)	-	2,23
Dielektrik Kayıp Faktörü (100 Hz İçin)	-	1,05x10 ⁻³
Hacimsel Özdirenç	ohm.cm	3,53x10 ¹⁵
Yüzey Özdirenci	Gohm/kare	140

Paulmier ve arkadaşlarının sonuçlarına göre MATLAB programındaki simülasyona bakılınca DP490'ın tersine silikon QS 1123'ün daha kayda değer RIC değerleri sunduğu gözükmemektedir. Şekil 6.5'ten de anlaşılacağı üzere radyasyon yaşlandırması RIC değerinde azalmaya sebebiyet vermiştir.



Şekil 6.5. Bozulmamış ve yaşlandırılmış Silikon QS1123 numunelerinde radyasyon doz oranına karşılık gelen RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6 Gy)

Şekil 6.5'te elde edilen grafiğe göre yaşlandırılmış ve bozulmamış malzemelere göre elde edilen RIC değerleri Çizelge 6.11 ve Çizelge 6.12'de gösterilmiştir.

Çizelge 6.11. Bozulmamış Silikon QS1123 malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6 Gy)

Doz Oranı	RIC
1.2 mGy/s	$3.08 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
9 mGy/s	$1.89 \times 10^{-13} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
48 mGy/s	$9.52 \times 10^{-13} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
240 mGy/s	$3.66 \times 10^{-12} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$

Çizelge 6.12. Yaşlandırılmış Silikon QS1123 malzemesinin doz oranına bağlı RIC değerleri (Radyasyon dozu: 10^6 Gy)

Doz Oranı	RIC
1.2 mGy/s	$1.63 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
9 mGy/s	$3.27 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
48 mGy/s	$8.92 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
240 mGy/s	$7.68 \times 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

7. SONUÇ

Uzay uygulamalarında kullanılacak olan malzeme ve elektronik komponentleri belirlemek için uzay ortamı karakteristiğini iyi hesaplamak ya da iyi tahmin edebilmek gerekmektedir. Bu ortam uzay elektroniği üzerinde oldukça kötü sonuçlar doğurmaktadır. Tipik bir entegre içerisinde direnç, kapasitör ve transistör gibi çeşitli komponentler içermektedir. Bu bileşenler dielektrik malzemeler ile izole edilip, yalıtkan ve diğer koruyucu katmanlar tarafından korunmaktadır. Uzay ortamı bu entegre devre bileşenlerinin normal şekilde çalışmasını ya da uzay aracının kendisini bozmaktadır.

Bu tez çalışmasında özellikle uzay radyasyon çevresi ile uzay sistemlerinde kullanılan dielektrik malzemelerinin yaşlanmaya bağlı iletkenlik değerindeki değişimi üzerinde durulmuştur. Burada sonraki yıllarda yapılacak olan araştırma ve uygulamalar için seçilmiş olan malzemelerin yüksek radyasyon seviyelerindeki dayanıklılığının ne ölçüde olduğu hakkında bilgi vermek hedeflenmiştir. Bu sebeple tezde kullanılan birçok kaynak yakın tarihli araştırmalardan seçilmiştir.

Uzay ortamının uzay elektroniği açısından kritik bir özelliğe sahip olmasından dolayı uzay araçları ve uydu tasarımı yapılmadan önce uyduların görev süresinin, görev yerinin ve amacının ne olduğu iyi belirlenmeli, karşılaşılabilecek olan etkilerin olasılık ve hesaplamaları yapıldıktan sonra bu amaca yönelik olumsuzluklardan en az etkilenecek olan malzemeler seçilmelidir.

Uzay araçlarında yaygın olarak kullanılan polimer malzemeler iyonize radyasyona son derece duyarlıdır. Bu malzemelerin çok enerjili elektron akıları altındaki yüklenme davranışları, materyal tipine göre değişim göstermekle kalmayıp aynı zamanda yapılarına ve kimyasal bileşimine de bağlı olduğundan özellikle mikroskobik düzeyde çok iyi anlaşılamamıştır.

Bu çalışmanın son bölümünde özellikle yüksek enerjili elektron ışınlamaları ile elektrik özelliklerinin yaşlanma deneylerinden bahsedilmiş ve 100 µm kalınlığında polimer filmler (Teflon FEP, Kapton) ile yapışkanlar (Poliepoksi Scotch-Weld DP 490, Silikon MAP QS1123) üzerinde durulmuştur.

Bu malzemelere 10^5 Gy (Teflon ile Kapton'a) ve 10^6 Gy (Tüm malzemelere) olmak üzere iki büyüklükte radyasyon dozu maruz bırakıldığında bunlara karşılık gelen RIC değeri Paulmier ve arkadaşlarının elde ettiği sonuçlar esas alınarak MATLAB programında simüle edilerek gösterilmiş ve ilgili simülasyon kodları Ek 6'da verilmiştir.

Bunun yanı sıra polimer malzemelerdeki elektrik özelliklerinin üzerindeki uzun süreli iyonlaştırma etkisi ardışık ışınlama fazları ile karakterize edildiğinden, polimer malzemelerin fizikokimyasal ya da elektronik yapısının elektron ışınlaması sırasında modifiye edilebileceği ve polimerlerin radyasyonla indüklenen iletkenlik (RIC) gibi elektrik davranışlarının geostatik elektron akışı altında yüksek radyasyon etkisi ile belirgin bir şekilde değişebileceği anlaşılmıştır.

Teflon FEP için bahsedilen işlemler yeni yük tuzak oluşumlarına ve bunun sonucunda tuzak enerji dağılımında değişikliğe sebep olacağını düşündürmüştür. Bu süreç bu yüzden RIC profilinde ve özellikle Δ faktöründe değişime sebebiyet verir. Ayrıca RIC değeri serbest delik yoğunluğuna direkt bağlı olduğundan elektron tuzaklaması sebebiyle azalan serbest delik yoğunluğu RIC değerini de aşağı seviyelere gelmesine sebebiyet verdiğinden, denklem (5.2)'de yer alan "k" parametresi de bununla etkilenmiştir.

Buna ek olarak, aynı denklemde kullanılan Δ parametresi sadece elektron ve deliklerin tuzaklama enerji dağılımına bağlı olduğundan iyonizasyon seviyesi, tuzaklama ya da yeniden birleşme olaylarından etkilenmediği sonucuna varılmıştır.

Teflon FEP malzemesi düşük relaksasyon süresinde ışınlama öncesi numune daha iletken eğiliminde iken yüksek relaksasyon zamanlarında, serbest delik sayısı az fakat tuzaklanan elektronlar yeniden birleşim merkezi gibi davranarak valans bant içinde bulunan delik yoğunluğunu ve RIC değerini azaltmıştır.

Teflon'un aksine farklı bir karakterize yapı gösteren Kapton'da düşük radyasyon seviyesinde iyonizasyon yaşlanma etkisinden baskın olup, tuzaklanmış elektron ve serbest delikler iletim ve valans bandında yavaş yavaş tuzaktan kurtularak serbest elektron ve deliklerde yüksek yoğunluk ile yüksek seviyede RIC değeri sağlar. Öte yandan 10^6 Gy radyasyon dozunda ise (eğer bir kırılma değeri ortada yoksa) Kaptonun yapısal değişiminin elektriksel özelliğini önemli seviyede etkilemiş olduğu ve yaşlanma etkisinin iyonizasyona baskın gelmiş olabilme ihtimali ortaya çıkmaktadır.

Bu konuda daha iyi fikir sahibi olmak için iki değer arasında ya da bir üst radyasyon dozunda da yaşlanma etkilerini incelemek daha doğru yorumlar yapılmasına olanak tanıyacaktır.

Poli epoksi DP490 malzemesinin kayda değer bir RIC değeri kazanamaması deney ortamının bu malzeme için uygun ya da yeterli olmadığı anlamına gelebileceği gibi iyonizasyonla indüklenen iletkenliğin içsel bulk iletkenliğini aşamaması da ihtimal dahilindedir. Bunun hakkında daha kesin bir yargıya varmak için yüksek doz seviyelerinde çalışmak ve deney şartlarını (daha güçlü bir elektron demeti, sıcaklık vb.) değiştirerek gözlem yapmak daha kesin kanıya ulaşmayı sağlayacaktır.

DP490'ın aksine, QS1123 silikon ise daha kayda değer RIC profili göstermiştir. 1.2mGy/s doz oranında bozulmamış malzeme yaşlandırılmış malzemedan yaklaşık iki kat daha iletkenken, 240 mGy/s doz oranında bu fark yaklaşık 47 kat olmaktadır.

Özetlemek gerekirse, uzay araç ve uydularının günümüz teknolojisi ile uzay ortamında hasar almadan görevini tamamlamasının imkansız olduğu aşikardır. Tasarımı yapılan uyduların içinde yer aldıkları uzay ortamları yaşamları için en büyük tehdidi oluşturmaktadır. Alınan hasarı en aza indirmek ve görev süresini sonuna kadar verimli bir şekilde kullanmak için dünya ortamında deney yaparken laboratuvarlarda mümkün olduğunca uzay ortamını yakalamak ve kesin sonuca varılamasa da yakın tahminler yapabilmek için doğru verilerle deney işlemini gerçekleştirmek çok önemlidir.

KAYNAKLAR

- Amutkan, Ö. 2010.** Doktora Tezi, ‘Uzay Radyasyonu Ortamı ve Uzay Görevlerinde Kullanılacak Elektronik Bileşenlerin Radyasyona Dayanıklılığının Doğrulanması Testleri’ ODTU Fizik Bölümü, Ankara
- Badhwar G. D., P. M. O’Neill, 1996.** “Galactic cosmic radiation model and its applications,” Adv. Space Res., vol. 17, no. 2, pp. (2)7–(2)17
- Boscher D., Bourdarie S., Friedel R., Belian R., 2008.** “A model for the geostationary electron environment: Pole,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 50, no. 6, pp. 2278–2283, 12
- Bourdarie S., Xapsos M 2008.** “The Near-Earth Space Radiation Environment” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 55, no. 4, pp. 1810–1814
- Baysal, C.V 2011.** “Dielektrik Kayıpları ve Kapasite Ölçme” Yüksek Gerilim Tekniği Ders Sunumu, Erciyes Üniversitesi, Kayseri
- Çavuş, M. S 2010.** Doktora Tezi, “Dielektrik Durulmanın Kusur-Destekli Kesirli Stokastik Ising Modeli, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü, Adana
- Dikpati, M. 2006.** “Predicting the strenght of solar cycle 24 using a flux-transport dynamo-based tool”, Geophys. Res. Lett, vol. 3, issue 5
- Erdoğan, M. 1997.** Malzeme Bilimi ve Mühendislik Malzemeler, Nobel Yayınevi, Ankara
- Farmer, F. T. 1942.** “Electrical Properties of Polystyrene” Nature, vol. 150, issue 3809, pp 521
- Fowler, J. F. 1956.** “X-Ray Induced Conductivity in Insulating Materials” Proc. Royal Society Lond. vol. 236, issue 1207 pp 464
- Göver, K. 1996.** Yüksek Lisans Tezi “Bazı Endüstriyel Malzemelerin Mikrodalga Dielektrik Sabitinin Ölçülmesi”, Bursa
- Gross, B. 1981.** “Radiation-induced conductivity in Teflon irrdated by X rays” AIP Journal of Applied Physics vol. 52, issue 2, pp 571

Geçkin, S. 2007. Yüksek Lisans Tezi, “Uzay radyasyon Çevresinin haberleşme uyduları üzerine etkileri” Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Çanakkale

Hanna, R., Paulmier, T., Molinie, P., Belhaj, M., Dirassen, B., Payan, D., Balcon, N. 2014. “Radiation Induced Conductivity In Space Dielectric Materials”, Journal of Applied Physic, vol. 115, issue 3

Hathaway, D. H., Wilson, R. M., Reichmann E.J. 1999. “A synthesis of solar cycle prediction techniques,” J. Geophys. Res., vol. 104, no. A10, pp. 22375–22388.

Hippel V. A. R. 1959. “Dielectrics and Waves”, John Wiley & Sons, New York, 3-8, 63-122, 160-166, 228-234

Huston S. L, Pfitzer K. A 1998. “A new model for the low altitude trapped proton environment,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 45, no. 6, pp. 2972–2978, Dec.

Hüdaverdi, M., Baylakoğlu İ. 2011. “Space Environment and Evaluation for RASAT”, TÜBİTAK Space Technologies Research Institute, Ankara

İyibakanlar, ., Oktay, A. 2007. “Bazı Polimerlerin Dielektrik Özelliklerinin Frekansla Değişimlerinin İncelenmesi” Havacılık ve Uzay Teknolojileri Dergisi, cilt 3 sayı 1 (11-19)

İzci, E. 2001. Doktora Tezi, “Gördes Yöresi Doğal Klinoptilolit Doğal ve Çeşitli Katyonik Formlarının Dielektrik Özelliklerinin İncelenmesi”, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir

Kao, K. C. 2004. Dielectric Phenomena In Solids With Emphasis On Physical Concepts Of Electronic Processes, Elsevier Academic Press

Khatipov, S. A. 2001. “Radiation-Induced Electron Transport Processes in Polymeric Dielectrics” High Energy Chem. vol. 35,issue 5, pp 291-307

Lehr, S. N. 1960. “The Space Environment and Its Effects on Materials and Component Parts”, Los Angles, USA

Levy, L., Paulmier, T., Dirassen, B., Inguimbart, C., Van Eesbeek M. 2008. “Aging and Prompt Effects on Space Material Properties”, IEEE Trans. Plasma Sci. vol. 36, issue 5, pp 2228.

Maurer, R. H., Fraeman, M. E., Martin, M. N., Roth, D. R. 2008. Harsh Environments: Space Radiation Environment, Effects, and Mitigation , Johns Hopkins APL Technical Digest , Volume 28, Number 1

Molinie, P., Hanna, R., Paulmier, T., Belhaj, M., Dirassen, B., Payan, D., Balcon, N. 2012. “Photoconduction and radiation-induced conductivity on insulators: a short review and some experimental results” Proceedings of 12th Spacecraft Charging Technology Conference, p. 14.

Paulmier, T., Hanna, R., Belhaj, M., Dirassen, B., Payan, D., Balcon, N., Tonon, C., Dantras, E., Bernes, A. 2013. “Aging Effect and Induced Electric Phenomena on Dielectric Materials Irradiated With High Energy Electrons”, IEEE Trans. Plasma Sci. vol. 41, no 12

Petkov, M. P. 2003. The Effects of Space Environment on Electronic Components, BEACON eSpace at Jet Propulsion Laboratory, 2014/7913,

Popescu, M., Bunget, I. 1984. “Physics of Solid Dielectrics”, Elsevier, Amsterdam, 206-245, 282-291

Remaury, S., Nabarra, P., Guigue-Joquet, P., Combes, H. 2009. “Development of a New Silicone Adhesive For Space Use Mapsil® QS 1123” internal CNES note DCT/TV/TH/NT09- 14628, Fransa

Rose, A. 1955. “Recombination Processes in Insulators and Semiconductors” APS Journals, Phys. Rev. Let. vol. 97, issue 2, pp 322

Rossi, B. 1964. Cosmic Rays. New York: McGraw-Hill

Smyth, P. 1955. “Dielectric Behaviour and Structure”, Princeton University, pp 441, ABD

Shea, M. A., Smart, D. F. 1995. “A comparison of energetic solar proton events during the declining phase of four solar cycles (Cycles 19–22),” Adv. Space Res., vol. 16, no. 9, pp. (9)37–(9)46

Schatten, K. H., Myers, D. J., Sofia, S. 1996. “Solar activity forecast for solar cycle 23,” Geophys. Res. Lett., vol. 6, pp. 605–608

Serway, R. A., Beichner, R. J. 2000. “Physics For Scientists and Engineers With Modern Physics” 5th edition. Çolakoğlu K. 2009, “Fen ve Mühendislik için Fizik-II” sf 818-819, Palme Yayıncılık, Ankara

TAEK, 2009. “Radyasyon, İnsan ve Çevre” IAEA’nın 2004 yılında yayınladığı IAEA/PI/A.75/04-00391 sayılı “Radiation, People and the Environment” isimli el kitabı çevirisi, Ankara

Tareev, B. 1979. “Physics of Dielectric Materials”, Mir Publishers, Moscow, 67- 95, 140-156.

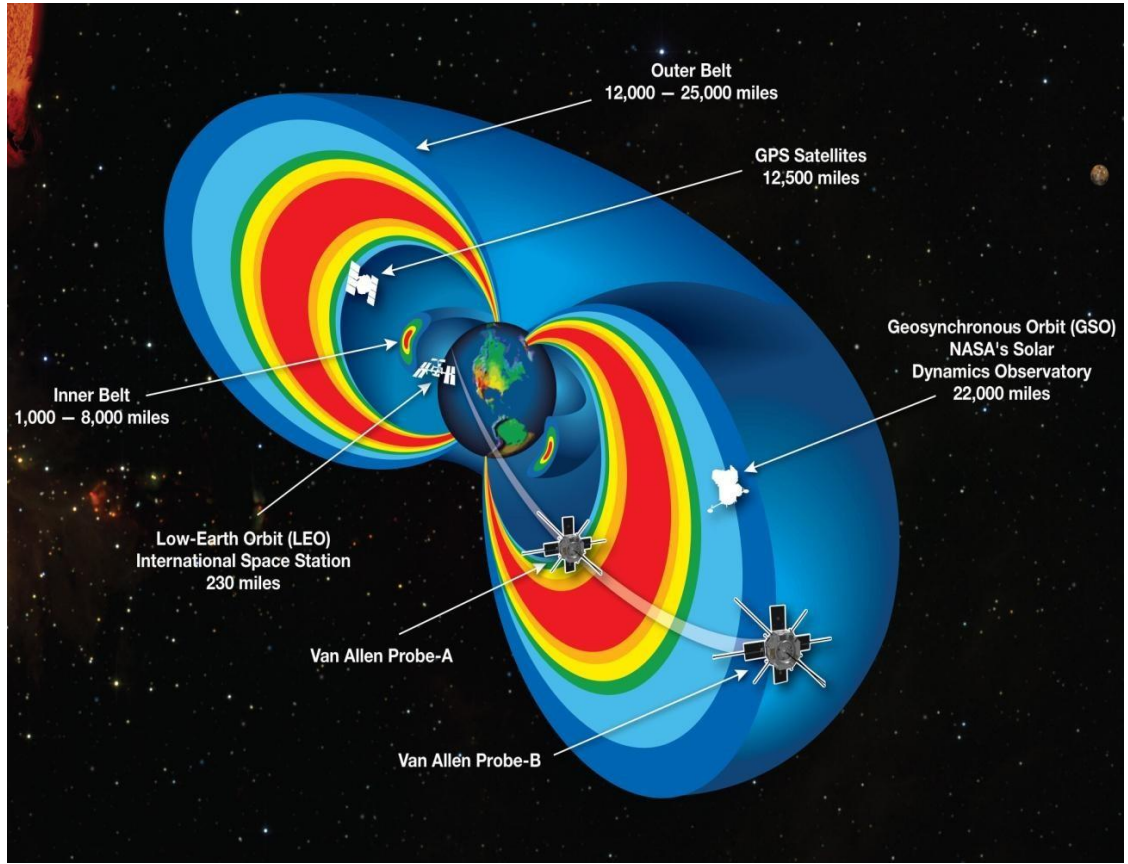
Ufuktepe, Y., Bozdemir, S., 1997. Elektromanyetik Teori, Baki Kitap ve Yayınevi, Adana

Xapsos, M. A., Huston, S. L., Barth, J. L., Stassinopoulos, E. G. 2002. “Probabilistic model for low-altitude trapped-proton fluxes,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 49, no. 6, pp. 2776–2781, Dec.

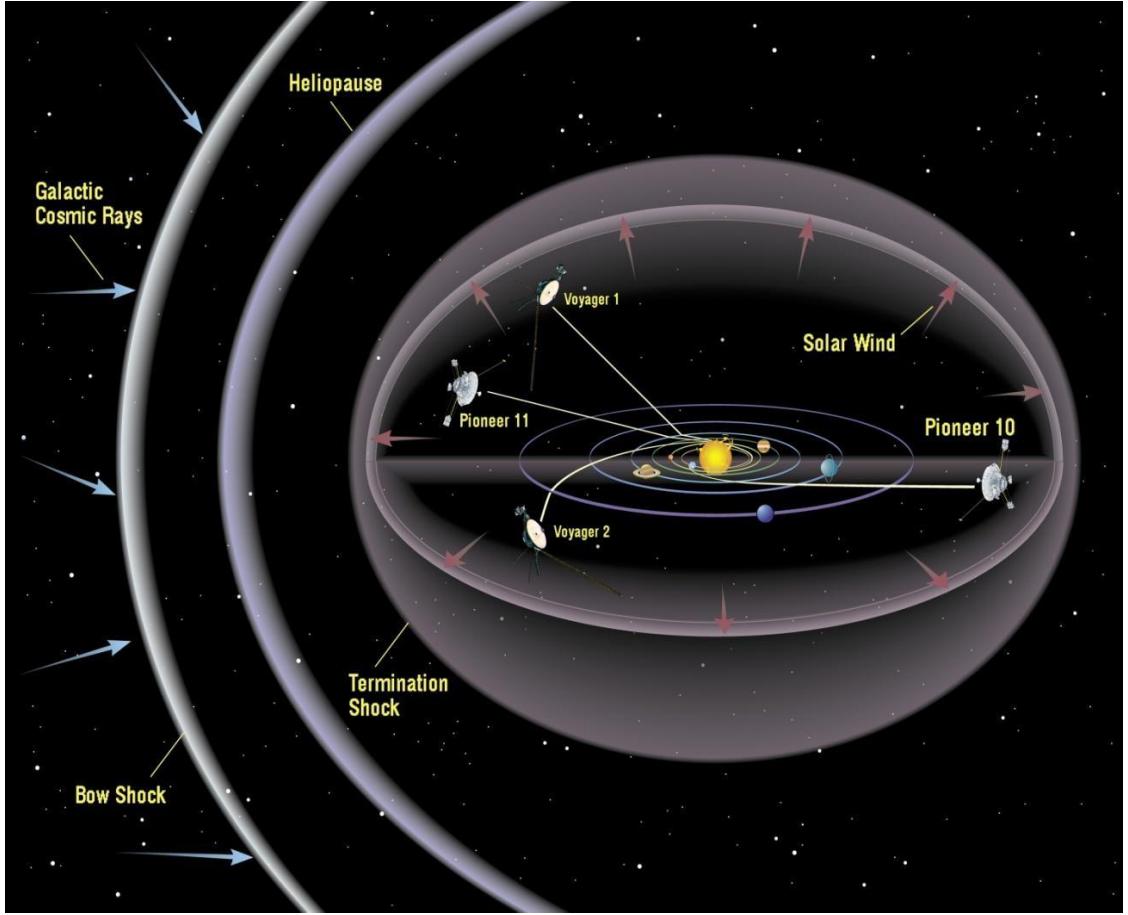
Yücedağ, İ. 2007. Doktora Tezi “Metal-Yalıtken-Yarıiletken (MIS) Yapılarda Elektrik ve Dielektrik Özelliklerinin Sıcaklık ve Frekansa Bağlı İncelenmesi” , G. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara

EKLER

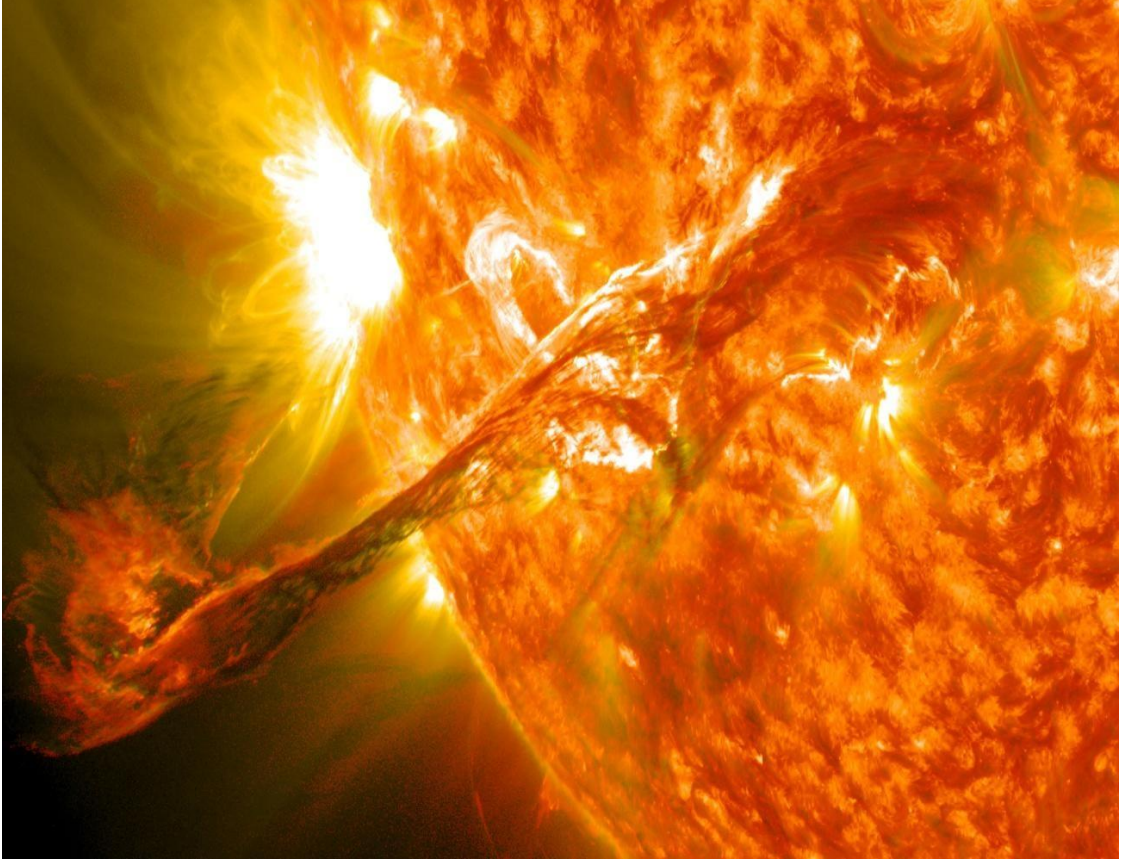
EK 1: Van Allen Radyasyon Kuşığı



EK 2: Galaktik kozmik ışınların, güneş rüzgarlarının ve heliosferin dağılımı



EK 3: Güneş Patlaması



EK 4: Farklı kalınlıktaki alüminyum kalkanlar için RASAT'dan elde edilen toplam görev dozu (rad)

Aluminum thickness			Total	Trapped electrons	Bremsstrahlung	Trapped protons	Solar protons	Tr. electrons+ Bremsstrahlung	Tr. el.+Brems. +Tr. protons
(mm)	(mils)	(g cm ⁻²)							
0.050	1.968	0.014	2.540E+06	2.486E+06	1.341E+03	2.513E+04	2.817E+04	2.487E+06	2.512E+06
0.100	3.937	0.027	1.461E+06	1.432E+06	9.672E+02	1.147E+04	1.597E+04	1.433E+06	1.445E+06
0.200	7.874	0.054	6.417E+05	6.252E+05	6.275E+02	6.031E+03	9.865E+03	6.259E+05	6.319E+05
0.300	11.811	0.081	3.549E+05	3.429E+05	4.540E+02	4.454E+03	7.080E+03	3.433E+05	3.478E+05
0.400	15.748	0.108	2.240E+05	2.146E+05	3.499E+02	3.670E+03	5.457E+03	2.149E+05	2.186E+05
0.500	19.685	0.135	1.548E+05	1.469E+05	2.853E+02	3.163E+03	4.458E+03	1.472E+05	1.503E+05
0.600	23.622	0.162	1.148E+05	1.081E+05	2.433E+02	2.789E+03	3.638E+03	1.083E+05	1.111E+05
0.800	31.496	0.216	7.440E+04	6.915E+04	1.928E+02	2.289E+03	2.768E+03	6.934E+04	7.163E+04
1.000	39.370	0.270	5.407E+04	4.961E+04	1.626E+02	2.004E+03	2.293E+03	4.977E+04	5.178E+04
1.500	59.055	0.405	2.989E+04	2.657E+04	1.184E+02	1.633E+03	1.564E+03	2.669E+04	2.833E+04
2.000	78.740	0.540	1.890E+04	1.611E+04	9.291E+01	1.434E+03	1.269E+03	1.620E+04	1.763E+04
2.500	98.425	0.675	1.257E+04	1.015E+04	7.631E+01	1.302E+03	1.043E+03	1.023E+04	1.153E+04
3.000	118.110	0.810	8.601E+03	6.466E+03	6.483E+01	1.206E+03	8.651E+02	6.530E+03	7.736E+03
4.000	157.480	1.080	4.528E+03	2.737E+03	5.023E+01	1.075E+03	6.657E+02	2.787E+03	3.862E+03
5.000	196.850	1.350	2.747E+03	1.133E+03	4.137E+01	9.879E+02	5.856E+02	1.174E+03	2.162E+03
6.000	236.220	1.620	1.926E+03	4.393E+02	3.545E+01	9.291E+02	5.223E+02	4.748E+02	1.404E+03
7.000	275.590	1.890	1.510E+03	1.613E+02	3.124E+01	8.722E+02	4.455E+02	1.925E+02	1.065E+03
8.000	314.960	2.160	1.306E+03	5.357E+01	2.812E+01	8.413E+02	3.831E+02	8.169E+01	9.230E+02
9.000	354.330	2.430	1.177E+03	1.818E+01	2.573E+01	7.982E+02	3.346E+02	4.390E+01	8.421E+02
10.000	393.700	2.700	1.085E+03	4.546E+00	2.385E+01	7.608E+02	2.956E+02	2.840E+01	7.892E+02
12.000	472.440	3.240	9.472E+02	3.983E-01	2.107E+01	7.058E+02	2.200E+02	2.147E+01	7.273E+02
14.000	551.180	3.780	8.601E+02	1.058E-04	1.906E+01	6.701E+02	1.710E+02	1.907E+01	6.891E+02
16.000	629.920	4.320	7.888E+02	0.000E+00	1.750E+01	6.292E+02	1.421E+02	1.750E+01	6.467E+02
18.000	708.660	4.860	7.311E+02	0.000E+00	1.622E+01	5.924E+02	1.225E+02	1.622E+01	6.086E+02
20.000	787.400	5.400	6.864E+02	0.000E+00	1.512E+01	5.680E+02	1.033E+02	1.512E+01	5.831E+02

EK 5: Apollo Ay Modülü



EK 6: Matlab Kodları

Teflon Fep Şekil 6.1:

```
Y = [-4.71 -4 -3 -2 -1.42 ];
```

```
X = 0.6322*Y-29.33
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```
Y = [-4.71 -4 -3.5 -3.03 ];
```

```
X= 0.5*Y-29.269
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```
Y = [-3.03 -2 -1.42];
```

```
X=0.80*Y-28.36
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

Teflon Fep Şekil 6.2:

```
Y = [-6.72 -6 -5 -4.71];
```

```
X = 0.786*Y-28.097
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```

Y = [-4.71 -4 -3.03];

X = 0.5*Y-29.445

plot(Y,X,'bo-')

hold on

Y = [-6.72 -6 -5 -4.71];

X = -0.06*Y-31.06

plot(Y,X,'bo-')

hold on

Y = [-4.71 -4 -3.03];

X = 0.220*Y-29.746

plot(Y,X,'bo-')

hold on

Y = [-3.03 -2 -1.42];

X = 0.037*Y-30.30

plot(Y,X,'bo-')

hold on

Y = [-3.03 -2 -1.42];

X = 0.819*Y-28.475

plot(Y,X,'bo-')

hold on

legend('first','second','fourth','twenty')

```

Kapton Şekil 6.3:

```
Y = [-4.71 -4 -3 -2 -1.42];
```

```
X = 0.4026*Y-28.742
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```
Y = [-4.71 -4 -3.03];
```

```
X = 1.23*Y-27.625
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```
Y = [-3.03 -2 -1.42];
```

```
X = 0.776*Y-28.998
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

Kapton Şekil 6.4:

```
Y = [-6.72 -5 -4 -3 -2 -1.42];
```

```
X = 0.8185*Y-28.387
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```
Y = [-6.72 -6 -5 -4.71];
```

```
X = 0.721*Y-29.246
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```
Y = [-4.71 -4 -3.03];
```

```
X = 0.958*Y-28.13
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```
Y = [-3.03 -2 -1.42];
```

```
X = 0.354*Y-29.960
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

Silikon QS1123 Şekil 6.5:

```
Y = [-6.72 -6 -5 -4.71];
```

```
X = 0.9001*Y-25.055
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```
Y = [-4.71 -4 -3.03];
```

```
X = 0.958*Y-24.782
```

```
plot(Y,X,'bo-')
```

```
hold on
```

```

Y = [-3.03 -2 -1.42];

X = 0.838*Y-25.145

plot(Y,X,'bo-')

hold on

Y = [-6.72 -6 -5 -4.71];

X = 0.343*Y-29.443

plot(Y,X,'bo-')

hold on

Y = [-4.71 -4 -3.03];

X = 0.601*Y-28.228

plot(Y,X,'bo-')

hold on

Y = [-3.03 -2 -1.42];

X = -0.093*Y-30.33

plot(Y,X,'bo-')

hold on

```

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : UĞUR KARANFİL

Doğum Yeri ve Tarihi : BURSA- 21.08.1988

Yabancı Dili : İNGİLİZCE

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Nilüfer Fatih Lisesi (YDAL) – BURSA
2002-2006

Lisans : GAZİANTEP ÜNİVERSİTESİ
MÜHENDİSLİK FAKÜLTESİ
FİZİK MÜHENDİSLİĞİ (İNGİLİZCE)
2007-2012

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl : DURMAZLAR MAK. A. Ş.
AR-GE Proje Uzmanı 2013-...

İletişim (e-posta) : ugurkaranfil88@gmail.com