

35804

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRET DAVRANIŞLARI VE UYGULAMALARI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Müh. Aykut ÖZTAYLAN

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 10 Haziran 1994

Tezin Savunulduğu Tarih : 30 Haziran 1994

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Özcan KALENDERLİ

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Yılmaz ÖZKAN

: Yrd. Doç. Dr. Aydoğan ÖZDEMİR

Y.C. YÖZME ÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

HAZİRAN 1994

ÖNSÖZ

Yalıtkanları yüksek sıcaklıklara kadar ısıtarak yüklemek ve sonunda bir elektrik alanı altında soğutarak içinde yıllarca kalabilecek şekilde yüklü tutmak olasıdır. Bu şekilde sürekli yüklü, kendi kendine kutuplanabilen ve elektret olarak adlandırılan yüklü maddelerin keşfi, gerek sanayide ve gerekse teknik alanda uygulamaya yönelik yeni çalışma alanları yaratmıştır. Malzemelerin yeni keşfedilen elektriksel özellikleri, gün geçtikçe hızlı bir şekilde gelişen ilginç uygulama alanları bulmakta, araştırmacıların ve bilim adamlarının ilgi odağını oluşturmaktadır.

Bu tez çalışmasında, elektretlerin zaman içerisindeki gelişimlerinden ayrıntılı olarak söz edilmekte ve son zamanlarda elektretler üzerine yapılan ve yayınlanan zengin araştırma çalışmalarından yararlanılarak elektretlerin yapısal şekillenmeleri ve davranışları ile günümüzdeki ve gelecekteki kullanım alanları geniş olarak incelenmektedir. Çalışmanın son bölümünde son derece hızlı bir şekilde gelişen elektret araştırmalarının elektrik mühendisliğine sunduğu, uygulama alanlarına yönelik ilginç araştırma sonuçları verilmektedir.

Bu tez çalışmasının her aşamasında bana sürekli olarak destek veren ve değerli yardımlarını esirgemeyen saygıdeğer hocam Yrd. Doç. Dr. Özcan KALENDERLİ'ye ve yardımcı olan tüm arkadaşlara en derin saygılarımı ve teşekkürlerimi sunarım.

İSTANBUL, 1994

Aykut ÖZTAYLAN

İÇİNDEKİLER

	<u>SAYFA</u>
ÖZET.....	IV
SUMMARY.....	V
BÖLÜM 1. GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2. GELİŞİMLERİ SÜRESİNCE ELEKTRET ARAŞTIRMALARI.....	3
2.1. Elektret Araştırmalarının Tarihçesi.....	3
2.1.1.Giriş.....	3
2.1.2. Başlangıç Dönemi.....	3
2.1.3. Daha Sonraki Gelişmeler.....	4
2.1.4. Son Gelişmeler.....	4
2.2. Malzemeler ve Yöntemler.....	4
2.3. Elektret Araştırmalarının Gelişim Süreçleri.....	6
2.4 Yalıtkanlarda Yük Birikimi.....	10
2.4.1 Giriş.....	10
2.4.2. Elektron Demetiyle Polimerlerin Yüklenmesi.....	10
2.4.3. PVDF'de Kutuplanma Kesitleri.....	13
2.4.5. Silisyum Dioksit Elektretler.....	18
2.5. Dielektrik Soğurma ve Eşisillilik.....	21
2.5.1. Soğurma ve Tutunma Akımları.....	21
2.5.2. Yalıtkanlarda Hacimsek Kutuplanma.....	22
2.5.3. Oda Sıcaklığında Dielektrik Soğurma.....	22
2.5.4. Yük Birikimi. Yük Kapasitesi.....	23
2.5.5. Açık Devre Geriliminin Azalması.....	24
2.5.6. Açık Devre Gerilimi Bağlantıları.....	24
2.5.7. Soğurma Akımından Açık Devre Geriliminin Bulunması.....	26
2.5.8. Açık Devre Akımı.....	28
2.5.9. Farklı Sabit Sıcaklıklarda Eşisil Soğurma Eğrileri.....	28
2.6. Kutuplanmanın Uzaysal Dağılımı.....	29
2.6.1. Parçalanma Yöntemi.....	29
2.6.2. Paschen Delinmesi ve İndüksiyon Levhası Yöntemi.....	30
2.7. Hacimsel Kutuplanma Yükleri ve Serbest Yüklerin Toplanması.....	38
2.7.1. Alan ve Yük Eşitlikleri.....	38

2.7.2. Dielektrik Soğurma, zayıf alan - yüksek sıcaklık.....	40
2.7.3. Kutbiyet Değişimi.....	41
2.7.4. Kutuplanma ve Serbest Yüzeysel Yüklerin Toplanması.....	42
2.7.5. Kendi Kendine kutuplanma.....	43
2.8. Dielektrik Kuramı ve Eş Isıl İşlemler Hakkındaki Görüşler.....	45
2.8.1. Eşsıl Dielektrik Soğurma Hakkındaki Kuramsal Görüşler.....	45
2.8.2. Birbiriyle İlgili Yapılar ve Küme Oluşumu.....	47
2.8.3. Gevşeme ve Yayılma Kuramı.....	48
2.8.4. Eşsıl Olmayan Gevşeme Etkileri Üzerine Kuramsal Görüşler.....	51
BÖLÜM 3. ELEKTRET UYGULAMALARI.....	61
3.1. Elektret Anahtarlar.....	61
3.1.1. Giriş.....	61
3.1.2. Deneyler.....	62
3.1.3. Korona ile Yüklenme Yöntemi.....	62
3.1.4. Elektret Tarafından Üretilen Kuvvet.....	62
3.1.5. Sonuçlar.....	65
3.1.6. Değerlendirme.....	68
3.1.7. Kuvvet İlişkileri.....	69
3.1.8. Polimer Elektret Film Uygulamalarındaki Sınırlamalar.....	71
3.2. Bir Elektret ve Bir İletkenden Yapılmış Bir Hava Filtresi.....	73
3.2.1. Malzemenin Elektriksel Yüklenmesi.....	74
3.2.2. Filtrenin Yapısı.....	75
3.2.3. Filtre Verimi.....	76
3.2.4. Yük Değeri ve Ömrü.....	77
3.2.5. Sonuçlar.....	78
3.3. Polimer Elektretli Generatör (EG).....	79
3.3.1. Özet.....	79
3.3.2. Giriş.....	79
3.3.3. Kuram.....	80
3.3.4. Temel Karakteristikler.....	85
3.3.5. Değerlendirme.....	89
3.3.6. Sonuçlar.....	92
3.4. Elektret Mikrofonlar.....	93
3.4.1. Özet.....	93
3.4.2. Giriş.....	93
3.4.3. Asitlenmiş Silisyum Yapılar.....	94
3.4.4. Silisyum Tabanlı Diyaframlar.....	94
3.4.5. Silisyum Dioksit Elektretler.....	95

3.4.6. Silisyum Piezoelektrik Mikrofonlar.....	95
3.4.7. Silisyum Elektretli Kondansatör Mikrofonlar.....	95
3.4.8. Deneyler.....	95
3.4.9. Sonuçlar.....	97
3.5. Düzgün Olmayan Alanda Perspeks Elektretlerin Delinme Dayanım.....	99
3.5.1. Özet.....	99
3.5.2. Giriş.....	99
3.5.3. Deneysel yöntemler ve sonuçlar.....	100
3.5.4. Delinme Dayanımı Ölçümleri.....	101
3.5.5. Sonuçlar.....	103
BÖLÜM 4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	104
KAYNAKLAR.....	107
ÖZGEÇMİŞ.....	109



ÖZET

Yalıtkan maddeleri, çeşitli yöntemlerle yüksek sıcaklıklarda yükleyerek daha sonra bir elektrik alanı altında soğutmakla sürekli yüklü yalıtkan yapılar elde edilmiştir. Bu şekilde sürekli yüklü, içindeki yükü yıllarca kararlı bir şekilde koruyabilen yalıtkan maddeler elektret olarak adlandırılmaktadır. Malzemelerin yeni keşfedilen elektriksel özellikleri elektretler üzerine yapılan çalışmaları oldukça ilgi çekici bir alan haline getirmiştir.

Modern elektret araştırmalarının öncüsü Japon araştırmacı Mototaro Eguchi'dir. Eguchi çalışmalarında yalıtkanlardaki iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığını araştırmış ve bazı uzay yükleri gözlemiştir. Eguchi'nin çalışmalarıyla başlayıp günümüze kadar gelen elektret araştırmaları izlenmesi güç son derece hızlı bir gelişme göstermiştir.

Tezin birinci ve ikinci bölümü; elektretlerin gelişimleri süresince gösterdikleri aşamaları, bu alanda yapılan araştırmaları ve elektretle yakından ilgili, yalıtkanlarda yük birikimi, kutuplanma, yüklenme, soğurma akımı, tutunma akımı, kutuplanmanın bozulması, dielektrik gevşeme, gibi kavramları ayrıntılı olarak işlemekte ve ikinci bölüm kutuplanma dağılım bağıntılarını veren matematiksel ifadelerle son bulmaktadır. Yalıtkanlarda yük birikimini ve yük oluşumunu esas alan deney yöntemleri ve yük birikim özelliklerine göre kullanılan yeni maddeler yine bu bölüm içerisinde yer almaktadır.

Zaman içerisinde elektretler üzerine yapılan inceleme ve araştırmalar, elektretlerin gerek sanayide ve gerekse teknik alandaki kullanım alanlarına yönelik birçok deneysel uygulamayı da beraberinde getirmiştir. Bölüm 3. bu alanda yapılan uygulamalardan dört tanesini; elektretlerin, generatör, kapasitif mikrofon, hava filtresi ve bir elektret anahtarı olarak kullanılmasını incelemekte ve ilginç araştırma sonuçları vermektedir.

Elektretler üzerine yapılan araştırmalar halen hızlı bir şekilde devam etmekte ve ısı ve nemli ortamlarda elektret davranışları incelenmektedir.

SUMMARY

ELECTRET BEHAVIOURS AND ITS APPLICATIONS

1. ELECTRET

It is possible, to inject charge into certain dielectrics by heating to a high enough temperature and subsequently cooling in the presence of an electric field, and the charge frozen in by this method can be stable for several years, such a permanently charged dielectric is called an electret. The internal field distribution of an electret, when a voltage is applied, is determined by both the electrode configuration and by the charge of electret.

2. ELECTRET RESEARCH - STAGES IN ITS DEVELOPMENT

Greek philosophers, notably Thales of Milet, Plato, Aristotle are reported to have known about the attracting forces of rubbed amber, Around 1600, William Gilbert defined " *electrica, quae attraunt eadem ratione ut electrum* " (electrics which attract in the same way as amber) and gave several examples of such materials. During the next three centuries, electric charges on insulating materials were studied by a large number of scientists. One of the them was Stephen Gray who, in 1732, described the production of "electric bodies" from resin, pitch, shellac and suffer by means of melting and cooling.

The second half of the eighteenth century saw the introduction of the so called "electrophorus" (electricity carrier), which was independently contributions were, however made by Michael Faraday who still used the term electrics for insulating materials, but also introduced the new word "dielectric" in 1838.

Modern electret research started in Japan with the pioneering work Mototaro Eguchi who still used the term "electrophorus" in his first study (1919) and only later switched to Heaviside's word "electret" though his wax electrets probably contained real charges as well as dipoles. Eguchi's broader definition is generally accepted today. Incidentally, the now obsolete historical term electrophorus is less specific than the word "electret" and would thus describe the wide variety of modern electret phenomena more accurately in 1945's was reviewed by Gutman in 1948. An excellent and comprehensive bibliographical review of electret papers published until 1965 is found in a book by Bernhard Gross. A brief survey of electret research from 1732 to 1972 was given by Oleg Jefimenko in 1973 [1-12].

Today, electret research is very active and the wealth of publications becomes more and more difficult to assess.

Eguchi was led to his study of electret behaviour not by accident but by systematic research. He had investigated the temperature dependence of the conductivity of liquid dielectrics and found space charges analogous to those observed for electrolytic conduction. He concluded that those charges could be frozen - in if the poled dielectric would be cooled below the freezing point. Thus he obtained dielectric bodies which maintained a permanent surface charge. To preserve the charge it was necessary to keep the samples in a shorted condition, so they were wrapped in aluminum foil. To surprise of his discovery was not so much the existence of a permanent charge or polarization but its polarity. Initially the charge of the dielectric had the polarity opposite to that of the corresponding polarizing electrode. (later called "heterocharge") by Gemant, but subsequently its polarity changed and became equal to that of the electrode, turning into a homocharge. it was this polarity reversal which has mystified so many people for a long time.

It is found that the insulating materials used at that time (around 1930), mainly amber and naturel and fused quartz, reacted to changes of the applied voltage with long - lasting currents which eventually interfered with the small ionization currents, of order of 10^{-16} A. This effect, dielectric absorption, was already known to produce "anomalous" open - circuit voltages. Thus it appeared to be a likely conditade for one of the mechanisms responsible for the electret effect. To obtain reproducible and quantitative results it was necessary to improve the measurement technique and complete methods of investigation.

Full information about polarization effects can be obtained if currents and charges are measured during polling as well as during subsequent open or short circuit. From the experimental evidence existing at the time 1940, it was concluded that the electret effect was of a general nature and connected with dielectric absorption. Since carnauba wax had been shown to exhibit the effect and also to be a strongly absorptive dielectric it appeared suitable as a model material.

Dielectric absorption has been the object of an unending research. It was known when electricity was still considered to be a fluidum and from that time comes its name which was meant to indicate the "soaking" of charge from electrodes into insulator. When the fluidum theory was abandoned, electrodes were considered to be blocking and Maxwell developed its model of a capasitor - resistor circuit which simulates the properties of dielectrics with a time - dependent volume polarization as they are now described by the theories of Debye and Froehlic.

These Ideas indicated the direction for a systematic investigation of the electret effect; to start with a study of isothermal charge storage associated with dielectric absorption, to prove the presence of a permanent, or least long - lived dielectric polarization, and finally to look for an additional mechanism that might be responsible for the polarity reversal.

The heterocharge is shown to be generated by dielectric breakdown, the homocharge surface breakdown. Dielectric absorption is caused by dielectric relaxation which is an inherent property of all solid dielectrics. Surface breakdown, if not an artefact, at least is an accessory after the fact, caused by the method of measurement in which a detachable electrode is used for probing the surface field of the dielectric.

3. DIELECTRIC ABSORPTION AND RESORPTION

3.1. ABSORPTION AND RESORPTION CURRENTS.

According to the characteristics of linear dielectric absorption it can be written

$$I(t) = U_0 \cdot \phi(t) + \frac{U_0}{R} + CU_0 \delta(t) \quad (3.1)$$

where $\phi(t)$ is the dielectric relaxation function, R dc resistance, C the capacitance and δ dirac's delta function. The short - circuit after the poling time t_0 is followed by a transient current in opposite direction, given by

$$I(t) = U_0 \phi(t) - U_0 \phi(t - t_0) - U_0 C \delta(t - t_0) \quad (3.2)$$

3.2. DIELECTRIC VOLUME POLARIZATION.

Linear absorption can be described formally in terms of a voltage polarization $P(t)$ defined by a rate equation.

$$\frac{dP}{dt} + \frac{P}{\tau} = \left(\frac{\chi}{\tau}\right) E_0 \quad (3.3)$$

relaxation function is

$$\phi(t) = \phi(0)e^{-t/\tau}, \phi(0) = \frac{C_p}{\tau} \quad (3.4)$$

in practice absorption seldom follows an exponential law. Thus a distribution $F(\tau)$ of current relaxation times is introduced by the integral representation.

$$\phi(t) = \beta \int_0^{\infty} \frac{F(\tau)}{\tau} e^{-t/\tau} d\tau \quad (3.5)$$

the term U_0/R can be neglected. The sample was shorted after the absorption current had decayed almost to zero. therefore absorption and resorption currents are equal and opposite. With the applications of voltage V_0 , the value of q goes from 0 to $q(0^+) = CV_0$. With the short - circuit, q drops by an amount equal to $q(0^+)$ and then decreases continuously for a capacitor with blocking electrodes there must be

$$I(t) = dq/dt \quad (3.6)$$

When the poling time tends to infinity, the absorbed charge must approach a constant value. This allows one to define the polarization capacitance C_p by the relations

$$CU_0 + C_p U_0 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{U_0}{R}\right) dt \quad (3.7)$$

$$C_p = \int_0^{\infty} \phi(t) dt \quad (3.8)$$

Discharge voltage is given by equation

$$\frac{dU}{dt} + \frac{U}{RC} = 0 \quad (3.9)$$

$$U(t) = U_0 e^{-t/RC} \quad (3.10)$$

in practice such a behaviour not observed. Since U is uniformly decreasing function, eq(3.9) can be generalized by writing

$$v(t) = \int_0^{\infty} \frac{\vec{F}(\tau)}{\tau} e^{-t/\tau} d\tau \quad (3.11)$$

3.3. DISTRIBUTION FUNCTIONS AND INDEPENDENT ELEMENTARY

One of the best approximations for the relaxation function is the Curie- von Schweidler law.

$$\phi(t) = k \left(\frac{t}{\tau} \right)^{-n}, 0 < n < 1 \quad (3.12)$$

where τ is a characteristic time constant. The function diverges for $t \rightarrow 0$ and its integral diverges too. Another function which fits a wide range of data is

$$\psi(t) = \psi(0) e^{(-t/\tau_p)^{1-n}}, 0 < n < 1 \quad (3.13)$$

Eq(3.13) was used by Kohlroush as an expression for the open circuit voltage decay of a Leyden jar. As an expression for the dielectric relaxation function it was discussed by Williams and Waths. It is accompanied by the relation

$$\tau_p = \left((1-n) w_c^n \tau_0 \right)^{(1-n)} \quad (3.14)$$

Where τ_p is a characteristic macroscopic time constant and τ_0 a microscopic time constant.

3.4 RELAXATION AND DIFFUSION THEORY

Buehe has developed a successful theory of linear viscoelastic polymers representing polymer chains as a sequence of equally spaced molecular units bonded by elastic forces and capable of performing movements strongly damped by viscous forces.

3.4.1. THE DIFFUSION EQUATION

The Bueche model appears as a sensible approach to a cross - linked polymer whose chains carry polar molecules. It gives the asymptotic expressions for Bueche's results and is described by diffusion equation.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \tau \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.15)$$

$$i = r^{-1} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.16)$$

where i is the current density, v potential, r the resistance per unit length, c the capacitance per unit length, $L^2rc = \tau$ the time constant and L the length.

3.4.2 THE RELAXATION FUNCTION

Integration of eq(3.15) gives the relaxation function

$$\phi(t) = k \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\pi^2 n^2 t / \tau} \quad (3.17)$$

Introducing Dirac's delta function $\delta(t)$ one can write eq(3.16) in the form of integral

$$\phi(t) = k \int_0^{\infty} \delta(s - \tau_n) e^{-t/\tau_s} ds \quad (3.18)$$

where

$$\tau_n = \tau / n^2 \pi^2 \quad (3.19)$$

in the limit $t \rightarrow \infty$ one has the asymptotic expression

$$\phi(t) \approx \left(\frac{t}{\tau} \right)^{-1/2} \quad (3.20)$$

4. CHARGE STORAGE IN DIELECTRICS.

Recent advances in the field of charge storage in dielectrics have been made in a number of aspects. Progress was among other things, due to the application of some newly - developed experimental techniques, such as pressure - pulse methods for measuring charge and polarization distributions and electron beam methods to charge, polarize, and study various insulators. With the availability of good experimental data, an appropriate analysis of charge - storage and charge - transport processes is now also possible.

The work reported in this section was performed on the polymer material polyfluoro - ethylenepropylene (Teflon FEP), polyimide (Kapton PI), polyethylene terephthalate (Mylar PETP) and PVDF as well as on the inorganic insulator silicon dioxide SiO_2 .

Information about the distribution of charge and polarization in the thickness direction of thin polymer films can now be readily obtained with pressure - pulse experiments. One such technique, the laser Induced pressure - pulse (LIPP) method, has been used in the past to investigate charge layers in FEP films metalized on both surfaces and charged with electron beams of various energies through the floating front electrode. These measurements showed the presence of a major charge layer located at a depth corresponding to the range of electrons.

Recent LIPP studies of one - side metalized PETP and PI, charged with an electron beam through the non - metalized surface, indicate the existence of charge distributions consisting of a surface - charge layer and a volume charge layer.

5. ELECTRET APPLICATIONS

Only a few exemplary electret applications which were studied during the last few years are given; the examples chosen should give an impression of the wide range of possibilities that electrets present to the applications engineer.

5.1. AN ELECTRET SWITCH

Electrets were fabricated from Teflon - FEP film of 12 μm in thickness by heating to 140 C° and charging the surface by corona. The attractive force F_a and the repulsive force F_r acting on the movable electrode due to the charge on the surface of the electret were measured using models of the vertical movement system and the hinge movement system, as a function of stroke. Decay of the charge on the surface on the one - side- surface metalized film. The attractive force obtained from the hinge movement system was $F_a = 3.5 \text{ mN}$ when the surface charge density $\sigma = 1.8 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$, the facing area of the movable electrode $S = 4.8 \text{ cm}^2$, the stroke $d = 0.1 \text{ mm}$ and driving voltage $V_c = 100 \text{ V}$ and the attractive force obtained from the vertical movement system was 2.5 mN under the same conditions [13].

5.2. AN AIR FILTER FROM AN ELECTRET AND A CONDUCTOR

Electrically charged filter fibers and in particular, electret fibers, can be used in air filters. Planar electrets have a high internal and a low external electric field; but only external fields contribute to filtration and so if electrets are used in filters, the fundamental problem is to increase the external field. In a conventional electret filter this problem is solved simply by reducing the width of the electret sheet by making it into fibers, but an alternative solution is to place conductors close to the surface of the electret. The total charge on such a filter has been measured microscopically by X - irradiation and macroscopically with a probe; the two methods give similar results. The electric field inside the filter has been calculated by a self - consistent method [14].

5.3. THEORETICAL CHARACTERISTICS OF GENERALIZED ELECTRET GENERATOR, USING POLYMER FILM ELECTRETS.

The rotor of the generator consists of a conducting disk and several fan - shaped pieces of two types film electret, attached to the conducting disk with holes that have the same fan - shape as the electret. The generator has a slip ring and a

brush. The generator becomes non - parametric when the two types of electret of the rotor have the same permittivity and thickness and parametric when the two electret different.[15].

5.4. SUBMINIATURE SILICON INTEGRATED ELECTRET CAPASITOR MICROPHONE.

Silicon micromachining provides better precision for controlling diaphragm - backplate spacing in electret microphones than more classical techniques. The silicon support members can also be used to carry the IC amplifier which is usually required for impedance matching. Microphones which use one silicon wafer to support a thin polyester diaphragm and a second to carry a Teflon or silicon dioxide electret has been prepared subassemblies are diced from the wafer and bonded together to form complete microphones. The preamplifier circuit can be carried on either subassembly. Microphones with reasonable signal - to - noise ratio can be obtained with edge dimensions of 3 mm or less.

The fundamental characteristics of the generators are very similar and the output voltage, current and power of the non - parametric generator are larger than those of the parametric generator under the same conditions. The output voltages and currents of both generators are proportional to a linear combination of the surface charge densities of the two electrets.

Based on these results, the electret switches were fabricated by way of trial; variations of the operating voltage and the return voltage were suppressed below 30 % when the switches were driven with $V_c = 150$ V applied and cycled about one million [16].

5.5. CONCLUSIONS

Today, electret researchs are very active and the wealth of publications becomes more and more difficult to assess.

During the last two decades, piezo, pyro, and ferro - electric polymer electrets, often consisting of poly(vinylidene fluoride) or one of its copolymers, became important in science and technology ; today, this field is established and very active.

Recently, the relatively dormant subject of charge storage in inorganic materials was taken up by a number of researchers probably because the basic properties of these materials are often quite well understood and also because their application in integrated electret sensors promises inexpensive large - scale production of such devices.

Polymer electrets are now entering the exciting new fields of non - linear optics, opto - electronics, and integrated optics, which were so far dominated by inorganic materials

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Elektreter üzerine yapılan modern araştırmaların ilk öncüsü Japon bilim adamı Matotara Eguchi' dir. Eguchi çalışmalarında, yalıtkanlardaki iletkenliğin sıcaklıkla değişimini araştırmış ve bazı uzay yükleri gözlemiştir. Donma noktasının altına kadar soğutulan yalıtkanlarda kalıcı yüklü yalıtkan yapılar elde etmiştir.

Yalıtkanları yüksek sıcaklıklara kadar ısıtarak yüklemek ve sonunda bir dielektrik alanı altında soğutarak içinde yıllarca kararlı kalacak bir şekilde yük tutmak olasıdır. Bu şekilde sürekli yüklü, kendi kendine polarize olabilen yüklü bir madde elektret olarak adlandırılmaktadır.

Elektretlerde yüklenme olayı; kutuplanma akımı, soğurma akımı, yayım akımı, yüklenme akımı gibi kavramlarla ifade edilirken, boşalma olayı' da tutunma akımı, boşalma akımı, kutuplanım bozunum akımı, kısa devre akımı gibi kavramlarla ifade edilmektedir.

Bir dielektriğin kutuplanması P' yi düşünelim. Bir dış elektrik alanının bulunmaması durumunda bir dielektrik ortam içinde bulunan hiçbir eleman elektrik momentine sahip değildir. Belli bir hacim içindeki yalıtkan moleküllerine ait momentlerin toplamı sıfırdır. Kutuplanma P , hacim sıfıra yaklaşırken bir yalıtkanın belli bir hacminin elektrik momentinin bu hacme oranının limitine eşittir.

Kutuplanma, bir dielektrikte elektrik yükü parçacıkların bir dış elektrik alan altında yer değiştirerek yönelmesi şeklinde' de tanımlanabilir. Bu dielektriğin hacmi içinde bir yalıtkan momenti oluşmasına neden olur [1].

Kutuplanmada görülen özel durumlardan biri dielektrik yayımdır. Dielektrik soğurma, yalıtkanlarda hacimsel kutuplanmanın bir belirtisidir. Bu olayda pozitif ve negatif yükler ayrılarak yalıtkan üzerinde belirli bölgelerde birikirler. Dielektrik

yayımlı ısı yada ısı olmayan bir yük birikimi ile başlama, hacimsel bir kutuplanma elde etme ve kutbiyet değişimine karşılık gelen ek bir olay arama gibi düşünceler elektret etkisinin sistematik araştırmalardaki yönünü belirlemiştir.

Yalıtkanlarda görülen önemli olaylardan biride dielektrik gevşemesidir. Dielektrik gevşeme, uygulanan alanın süresi yeteri kadar kısa olduğu zaman bir yalıtkanın moleküllerinin yalıtkana uygulanan alan yönü ile aynı yönde kalamamasıdır. Tüm katı yalıtkanların genel bir özelliği olan dielektrik gevşeme dielektrik soğurmaya neden olmaktadır. Kutuplanmış olan yalıtkan maddeler etkisi altında bulundukları alan ortadan kaldırıldığı zaman, kutuplanma şekli ve yüklenme yöntemine bağlı olarak bir zaman sonra dielektrik gevşeme' nin sonucu olarak kutuplanma özelliklerini kaybederler. Yalıtkanlardaki kutuplanma bozunum süreleri dağılım fonksiyonları ile ifade edilebilmektedir. Bu dağılım fonksiyonları konu içerisinde ayrıntılı bir şekilde anlatılacaktır.

Hacimsel kutuplanma ve serbest yüklerin bir süperpozisyonundan oluşan ağ yükü biri diğerine üstün iki bileşene bağlı olarak zıt yük yada eş yük olabilmektedir. Kutuplanma sonucunda oluşan yükün kutbiyeti uygulanan alanın kutbiyeti ile aynı ise eşyük farklı ise zıt yük kavramları kullanılmaktadır.

Bu tez çalışmasında, elektretlerin zaman içerisindeki gelişimlerinden bahsederek, elektretler üzerine yapılan, son zamanlara ait zengin araştırma araştırma çalışmalarından yararlanılarak elektretlerin yapısal şekillenmesi, elde edilme yöntemleri ve kullanım alanları geniş olarak incelenecektir. Çalışmanın son bölümünde son derece hızlı bir şekilde gelişen elektret araştırmalarının elektrik mühendisliğine sunduğu, uygulama alanlarına yönelik ilginç araştırma sonuçları verilecektir.

BÖLÜM 2

GELİŞİMLERİ SÜRESİNCE ELEKTRET ARAŞTIRMALARI

2.1. ELEKTRET ARAŞTIRMALARININ TARİHÇESİ

2.1.1. Giriş

Yakın zamana kadarki elektret çalışmalarının çoğu, yalıtkanlarda yük biriktirme çalışmalarının öneminden söz eden ve tarihsel gelişmeleri anlatan açıklamalarla başlar. Bu bölümde son birkaç yıl içinde yayınlanmış çalışmalar ele alınmış, yeni elektret malzemeleri ve deney yöntemleri incelenmiştir. Burada, yük ve kutuplanma profillerinin bozucu olmayan tespiti için anorganik maddeler ve yöntemler özel durumlarıyla verilmiştir.

2.1. 2. Başlangıç Dönemi

Yunan filozoflarının, kehribarlarda oluşan çekim gücünü bildikleri söylenmektedir. 1600'lerde William Gilbert, "electrica, qae atrahunt eadem ratione ut electrum" (elektriklerin çekimi kehribar gibidir) şeklinde bir tanımlama yapmıştır ve böyle malzemelere birkaç örnek vermiştir. Daha sonraki üç yüzyıl boyunca yalıtkan maddelerdeki elektrik yükleri çok sayıda bilim adamı tarafından araştırılmıştır. Bu bilim adamlarından biri 1732'de, eritme ve soğutma işlemleri ile sakız, balmumu ve kükürtte elektriklenmeyi açıklayan Stephen Gray'dir. 18 inci yüzyılın ikinci yarısında, 1762 yılında Johann Carl Wilcke ve 1771'de Alekssandro Volta tarafından elektrik taşıyıcıları bulunmuştur. Bu düzen, iletken bir levha üzerindeki yalıtkan malzemenin üzerine iletken bir levha daha örtmek suretiyle yapılmıştır. 1777'de George Cristoph Lichtenberg, deneylerinde kullandığı elektrik taşıyıcılar yardımıyla boşalma olaylarında bir hayli gelişme göstermiştir.

19 uncu yüzyılda elektrik pillerinin ortaya çıkışından sonra elektrik yüküne olan ilgi azalmıştır. Buna rağmen önemli bazı aşamalar kaydeden Michael

Faraday, yalıtkan maddeler için elektrik terimini kullanmış ve daha sonra 1838 yılında dielektrik kelimesini ortaya atmıştır. Bir diğer verimli çalışma da Rudolf Kohl Rausch tarafından 1854 yılında yapılmıştır. Bu "bir leyden kavanozunun boşalması, yüklerin ve çift kutupluların etkileşimi olarak tanımlanabilir" şeklindeydi.

2.1.3. Daha Sonraki Gelişmeler

Modern elektret çalışmaları Japonya'da Motataro Eguchi tarafından başlatılmıştır. Bu dönemde Eguchi önceleri "elektrik taşıyıcı" deyimini kullanıyordu. Daha sonra balmumu elektretler hem gerçek yükler hem de çift kutupluları taşımasına rağmen "elektret" kelimesini kullanmaya başladı. Eguchi'nin bu adlandırması bugün de yaygın olarak kullanılmaktadır.

1925 - 1945 arasındaki elektret araştırmaları 1948 yılında Gutman tarafından derlenmiştir. Geniş araştırma bibliyografyası şeklinde 1963 yılına kadar yapılan çalışmalar Bernhard Grossun kitabında mevcuttur. 1732 - 1972 arasında elektret çalışmalarını özet olarak anlatan bir başka eser de Oleg Jefimenko tarafından yazılan kitaptır. O zamandan beri konuyla ilgili birçok yayın yayınlanmıştır. Bunların arasında; Sesslerin kitabı basıldığı 1980'den beri bir kaynak kitap teşkil etmiş ve yakın zamanda güncelleştirilmiştir. Hilckzer ve Malecki'nin kitabı ise 1980'de Polonya'da basılmış ve bu kitap yakın zamanda güncelleştirilerek tercüme edilmiştir [2] .

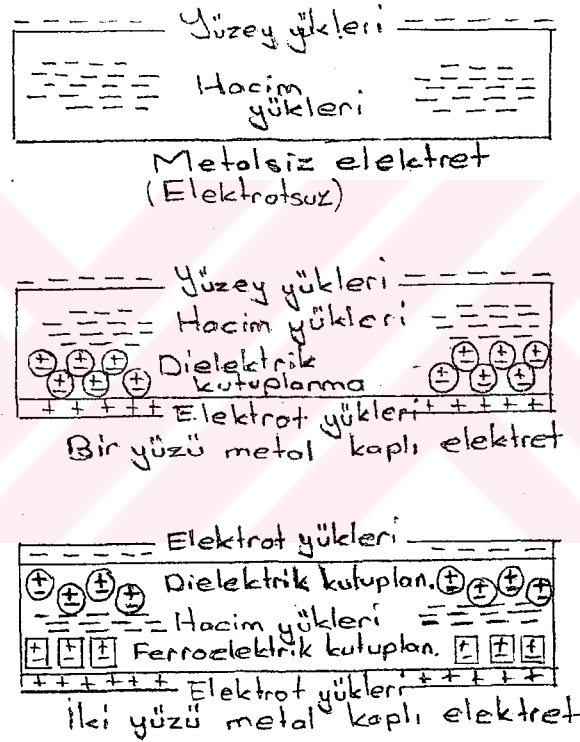
2.1.4. Son Gelişmeler

Bugün elektret araştırmaları son derece hareketlidir ve yayınlardaki zenginlik konuyu izlemeyi güçleştirecek düzeydedir. Son zamanlardaki elektret araştırmaları piezo, pyro ve ferroelektrik malzemeler üzerinde yoğunlaşmaktadır.

2.2. MALZEMELER VE YÖNTEMLER

Uygulamaları açısından, elektretler kendilerine bağlı elektrodların sayısına göre üç gruba ayrılabilir: 1) İki yüzüde metal kaplı olmayan, tek kutuplu (monopolar) elektretler, 2) Bir yüzü metal kaplı elektretler ve 3) İki yüzü metal kaplı elektretler.

Bu durum Şekil 2.1'de şematik olarak gösterilmiştir. Metal kaplı olmayan ve tek yüzü metal kaplı elektretler, değişiminin elektret aygıtlarında harekete geçirme ve algılama fonksiyonu olarak kullanıldığı büyük dış alanlarda en iyi şekilde kullanılabilir; genellikle bu durum örneğin serbest yüzeyi üzerindeki ya da hacmi içersindeki gerçek yük tabakaları ile en iyi şekilde gerçekleştirilebilir. İki yüzü metal kaplı elektretlerde iç alan değişimlerinin üzerinde çalışılarak ferroelektrik kutuplanmada olduğu gibi büyük yarısürekli kutup momentlerini içermesi gerektiği sonucuna varılmıştır.



Şekil 2.1. Üç farklı elektret biçiminin şematik gösterimi. Ugulamalarda, ilk iki düzen ayrı elektrodlar ile kullanılmaktadır.

Son yirmi yıl boyunca, P(VDF-TrFE) (vinilidene florid) ya da onun tekli kopolimerlerini içeren piezo-, pyro- ve ferroelektrik polimer elektretler bilimde ve teknolojide oldukça önemli duruma gelmişlerdir. Yük depolama konusu birçok araştırmacı tarafından ele alınmıştır çünkü bu malzemelerin temel özellikleri oldukça kolay anlaşılır olup entegre edilmiş elektret alıcıları üzerinde yapılmış uygulamaları, böyle aygıtların ucuz ve büyük miktarlara üretilebileceğini göstermiştir.

Bu kapsamda, en çok kullanılan madde silisyum dioksittir. Uygun şekilde hazırlanmış ve korona ile yüklenmiş silisyum dioksitte yük biriktirme özellikleri, oda sıcaklığı ve daha yüksek sıcaklıklarda incelenmiş ve iyi bir polimer elektret olan teflon FEP (Fluoro-Etilen-Propilen)'e benzer olduğu görülmüştür. Bu maddeler ile yük depolanması kuvvetli derecede delik tuzakları üzerindeki HCl'nin etkisi ile açıklandığı gibi oksidin üreme koşullarına bağlıdır.

Darbeleri elektron tabancaları, genellikle 1 - 2 μm kalınlığındaki silisyumdioksit tabakalarındaki tuzaklama karakteristikleri ile özel yük dağılımlarına uygun bir yardımcı olarak kullanılmıştır. Silisyum dioksitin pekçok özelliği MOS araştırmalarından ve benzer yapılardan çok iyi bilinmektedir. Anorganik malzemelerdeki tuzaklama, polimerlerdekinden çok daha iyi tanımlandığı için oksitlerin elektret özellikleri ve verimli bir şekilde kullanılmaları çok daha dikkat çekici olmuştur.

Yakın zamanda keşfedilmiş diğer anorganik elektret maddeleri borsilikat cam ve alüminyum oksittir. Alüminyum oksitteki yük bozunumunun yüzey sertliğine ve neme bağlı olduğu bulunmuştur. İnce anorganik elektret tabakaları, tek yüzü metal kaplı elektretlerin gereksinim duyulduğu alanlar ile açık yüzeyli elektretlerin serbest yüzeyi üzerindeki hava aralığının uygun olarak ince yapılabildiği uygulamalarda polimer elektretlerin yerini alabilir.

Diğer ilginç bir gelişme, elektronların kısmen kolayca hareket edebildiği ve bu yüzden nüfuz alanı doğrultusunda bir elektrik alanı uygulandığında bir dev dipol oluşturan ve üstün yalıtkanlar (süper dielektrikler) olarak adlandırılan uzun nüfuz alanlı polimerler üzerindeki ilerlemelerdir. Chomophore diye adlandırılan moleküllerin polimerik maddelerle birleştiği Ana - ek yapılar, lineer olmayan optik özelliklerin kuvvetli derecede gereksinim duyulduğu uygulamalar için çok umut verici olarak görünmektedir. Ek moleküller sık sık dış elektrik alanı ile sıralanmış olmaktadır. Bu kutuplama işlemi, Eguchi tarafından açıklanan bir termoelektret biçimine özdeştir. Böylece polimer elektretler, şimdiye kadar anorganik maddelerin kullanıldığı lineer olmayan optik, - opto elektronik ve entegreli optik gibi yeni alanlara katılmıştır [2],

2.3. ELEKTRET ARAŞTIRMALARININ GELİŞİM SÜREÇLERİ

Elektretler üzerine bilinçli olarak yapılmış ilk araştırmalar Eguchi tarafından gerçekleştirilmiştir. Eguchi çalışmalarında sıvı yalıtkanlarda iletkenliğin sıcaklığa

bağımlılığını araştırmış ve elektrolitlerdeki iletimdekine benzer uzay yükleri gözlemiştir. Donma noktasının altına kadar soğutulmuş kutuplanabilir bir sıvı yalıtıkanda bu yüklerin saklanabileceğini düşünmüş ve bu şekilde kalıcı yüklü dielektrik yapılar elde etmiştir. Yükleri korumak için örnekleri ekranlamak gerektiğini düşünmüş ve bu amaçla örnekleri alüminyum tabakalar içine sarmıştır. Ölçme işlemleri sırasında örnekler üzerindeki alüminyum sargılar açılmış ve yükler indükleme levhası yöntemi (induction plate method) ile ölçülmüştür. Başlangıçta yalıtıkandaki yüklerin kutbiyeti elektrodun kutbiyetine zıtken (bu yükler Gemant tarafından "heterocharge" (zıt yükler) olarak adlandırılmıştır) daha sonra bu yükler kutbiyet değiştirerek elektrodun kutbiyeti ile aynı olan eşyük (homocharge) durumuna dönüşmüştür. Bu, o ana kadar çoğu kimsenin bilmediği kutbiyetin değişmesi (polarity reversal) olayı idi.

1930'larda, sonunda 10^{-16} A gibi küçük iyonizasyon akımlarına karışan, uzun süreli akımlarla uygulanmış gerilim değişimlerine karşılık veren çoğu amber ya da doğal quartz gibi yalıtkan maddeler bulunmuştur. Bu etki açık devre gerilimlerinin üretiminde dielektrik emisyonu olarak bilinmektedir.

Elektret çalışmalarında yinelenebilir ve nicel sonuçlar elde etmek için yeni ölçme ve araştırma yöntemleri geliştirmek gerekmiştir. Yapılan çalışmalarda, sargılı ya da sargısız tabakalarla çalışılırken örneklerin elle tutulmasından kaçınılmıştır.

Sıvı yalıtkanlardaki iletimin katı yalıtkanlardaki iletimden çok farklı olması nedeniyle sıvı durumdaki örneklerin kutuplanması olağan karşılanabilir. Bu yüzden özel bir kondansatör yapılıp bir kurutucu içine yerleştirilmiştir. Örneklerin düşük nem oranlı ortamlarda kutuplanmasına, kısa devre edilmesine ve saklanmasına dikkat edilmiştir. Sistemde bağlı bobinlerle ısıtmaya, 80 dereceye kadar farklı fakat sabit sıcaklıklarda ölçmelere izin verilmiştir. Tüm deneyler katı yalıtkan örnekler üzerinde yapılmıştır.

Bağlı uzay yükü ve akım ölçümlerini yapabilmek için kondansatörün üst elektrodu yukarı kaldırılmış ve bir indükleme levhası gibi kullanılmıştır. Bu durumda açık ve kısa devre boyunca ve kutuplanma süresince akım ve gerilimler ölçülürse, kutuplanma etkileri hakkında pekçok bilgi elde edilebilir. Bu şekildeki ölçmeler sıvı durumdan katı duruma doğru geçiş aşamalarından sonra da olasıdır.

1940'larda yapılan deneysel çalışmalarda elektretin genel bir yapı olduğu ve dielektrik yayımla ilgisi bulunduğu sonucuna varılmıştır. Carnauba mumu elektret

etkisini ve bu etkinin kuvvetli, emici bir dielektrik olduğunu sergilemede uygun bir madde olarak görünmektedir. Bir benzerlik kurmak için carnauba mumu şimdiki gibi kullanılarak bilgisayar benzetimi yapılabilir. Burada açıklanan deneyler carnauba mumu ile yapılmıştır.

Dielektrik yayım konusu geniş bir araştırma konusudur. Elektriğin eskiden bir akışkan gibi düşünüldüğü ve adının o zamanlardan elektrotlardan yalıtkanlara doğru yük akışı anlamına geldiği bilinmektedir. Akışkan kuramı terkedildiğinde elektrotların bir tutucu olduğu düşünülebilir. Maxwell bu düşüncenin sonucu olarak bugün Debye ve Froehlich kuramları olarak bilinen (zamana bağlı) hacimsel kutuplanmalı yalıtkanların özelliklerini gösteren kondansatör ve dirençten oluşan bir eşdeğer devre vermiştir. Bu kuramlar Maxwell kuramı gibi doğrusal kuramlardır. Doğrusallık kavramı matematiksel olarak toplama kuramı ile, fiziksel olarak da sisteme uygulanan değişimi verilmiş bir kuvvetin, olduğu sürece sistemin durumundan bağımsız daima aynı etkiyi üreteceği şeklinde belirtilebilir. İç ve dış taşıyıcılarla indüklenmiş alanın değişmesinden dolayı uzay yükü kutuplanmaları doğrusal olmayan etkilere neden olur. Yüzeysel kaçak akımlarının engellenememesi nedeniyle, verilen bir malzeme için, dielektrik yayımın (akım ve gerilimlerin kabul edilebilir bir oranında) doğrusal olduğu gösterilebilirse, bunun yalıtkanın hacimsel kutuplanmasının bir belirtisi olduğu düşünülebilir [3].

Dielektrik yayımlı ısı ya da ısı olmayan bir yük birikimi ile çalışmaya başlama, kalıcı bir hacimsel kutuplanma elde etmek ve kutbiyet değişimine karşılık gelen ek bir olay arama gibi düşünceler elektret etkisinin sistematik araştırmadaki yönünü belirlemiştir.

Zıt yüklerin (heterocharge) dielektrik yayımı ile oluşturulduğu bilinmektedir. Tüm katı yalıtkanların genel bir özelliği olan dielektrik gevşeme (rölaksasyon) dielektrik yayımına neden olur.

Tanımlar

Gemant, bir yalıtkanda elektrodun kutbiyeti ile aynı kutbiyete sahip yüklere eş yük (homocharge), zıt kutbiyete sahip yüklere de zıt yük (heterocharge) adını vermiştir. Uygulanan bir gerilimle yalıtkanların hacimsel kutuplanması sırasında zıt yükün (heterocharge'ın) işaretine sahip bir sınır yükü oluşur. Kutuplu elektrottan yük geçişinin sonucu olarak yalıtkan yüzeyinde birikmiş serbest, iyonsal ya da elektronik yük bir eş yüktür (homocharge'dır) [3,4].

Hacimsel kutuplanma ve serbest yüklerin bir süperpozisyonundan oluşan ağ yükü biri diğerine üstün iki bileşene bağlı olarak zıt yük (heterocharge) ya da eş yük (homocharge) olabilir.



2.4. YALITKANLARDA YÜK BİRİKİMİ

2.4.1. Giriş

Yalıtkanlarda yük birikimi üzerine yapılan son çalışmalarda, birçok varsayım yapılmaktadır. Diğer gelişmeler; kutuplanma dağılımları ve yük ölçümü için basınçlı darbe modeli, yükleme ve kutuplamak için elektron tabanca modeli ve çeşitli yalıtkanlarla çalışma gibi yeni gelişmiş deneysel yöntemlerin uygulamalarıdır. Deneysel verilerin iyi elde edilmesiyle yük birikimi ve yük iletiminin analizi yapılabilir.

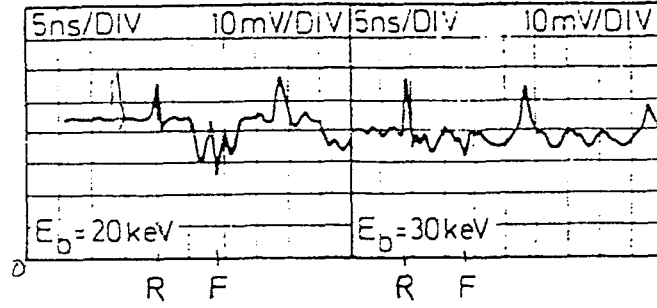
Bu bölümde son birkaç yıla ait çalışmalarla ilgili kabuller açıklanmıştır. Özellikle bu bölümün konusunu; yükleme, polimerlerde yük iletimi ve birikimi, PVDF(polyvinylidene fluoride)'lerde kısmi kutuplanma ve silisyumdioksitler üzerindeki yük etkileri oluşturmuştur. Burada anlatılan çalışmalar, polimer türevleri; (Teflon FEP), polymide (Kapton PI), polyethyleneterephhalete (Mylar PETP) ve anorganik yalıtkan silisyumdioksit üzerinde gerçekleştirilmiştir [5].

2.4.2. Elektron Demetiyle Polimerlerin Yüklmesi, FEP, PETP ve PI'de Uzay Yüğü ve Işıma ile Oluşmuş İletkenlik

İnce polimer filmlerin kalın tarafındaki kutuplanma ve yük dağılımı ile ilgili bilgiler basınçlı darbe deneyleriyle kolayca elde edilmiştir. Bir benzer yöntem de, her iki yüzüde metal kaplanmış ve yüzen ön elektroda doğru elektron tabancasıyla çeşitli enerjilerde yüklü FEP filmlerindeki yük dağılımının araştırılmasında kullanılan (the laser - induced pressure pulse) LIPP yöntemidir.

Bu ölçümler elektron dizisine karşın uygun derinlikte yer kaplayan ana yük katmanları olduğunu göstermiştir. Bir yüzü metal kaplanmış PETP ve elektron tabancasıyla metal olmayan yüzü yüklü PI üzerindeki LIPP çalışmaları, hacimsel yük katmanlarıyla yüzeysel yük katmanlarını içeren yüzey dağılımının varlığını göstermiştir.

20 ve 30 keV enerjili elektronlarla yüklü Mylar PETP için tipik LIPP davranışları Şekil 2.2'de gösterilmiştir. PI ve PETP'ye zıt olarak, metal olmayan yüzü elektron tabancasıyla yüklendikten sonra tek yüzü metal kaplanmış FEP bir yüzeysel yük tabakası göstermez.



Şekil 2.2. 20 keV ve 30 keV'luk elektron bombardımanı ile yüklenmiş 22 μm kalınlığındaki PETP' in LIPP yanıtları. R, metal kaplı arka yüzde LIPP üretimi; F, örneğin metal kaplı olmayan ön yüzündeki LIPP üretimi. Sonraki olaylar LIPP yansıması nedeniyledir.

PETP ve PI'da yüzeysel yük katmanını başlangıç noktası şu anda belli değildir. Bu durumun, yüklü elektrik alanındaki dipollerin beslenmesi veya elektron tabancası ile nüfuz edilmiş biraz iletken hacimdeki direnç azalmasından dolayı olmadığı gösterilmiştir. Keza polimerlerde varolan ön-yük ya da elektron tabancasının düşük enerjili bombardımanı, yük katmanları için sorun olmaktan çıkarılmıştır.

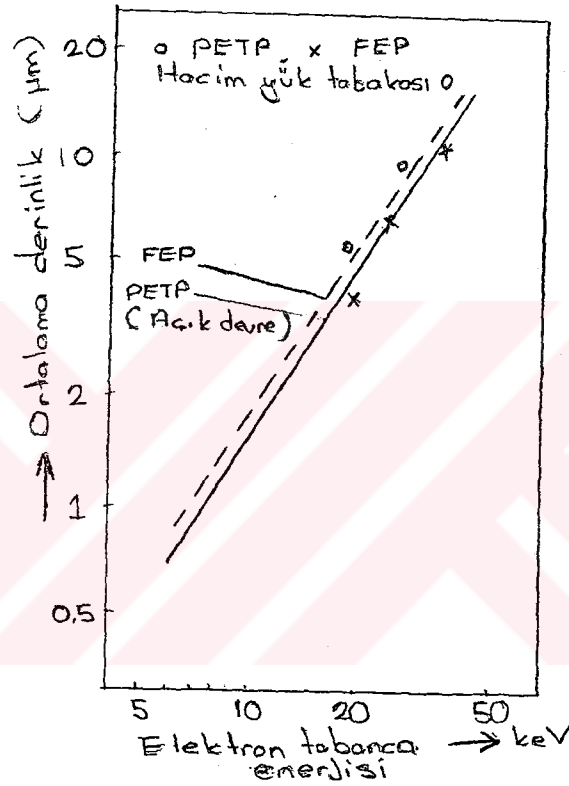
Yapılan araştırmalar sırasında karşılaşılan bir olay yalıtkanın hacminden yüzeyine doğru bir boşalma olayıdır. Bunun gibi boşalmaların ve yüklü hacim katmanlarından açık örnek yüzeye eklenen alanın izlenmesi, elektron tabancası ile yüklenmiş polimerler içinde açık olarak gösterilmiştir.

PETP ve FEP'deki hacim katmanlarının derinliği, elde edilen LIPP sonuçlarına göre Şekil 2.3'de gösterilmiştir. Isıl darbe modeli ve split - faraday cup yöntemi ile ölçülmüş, açık devre içinde yüklenmiş PETP ve FEP örnekleri için elektron tabancası enerjisindeki yük bağımlılığı Şekil 2.3 'de gösterilmiştir.

PETP için split-faraday cup sonuçları, hacim derinliği ve yüzey tabakalarının ağırlıklı bir ortalamasını gösterir, bu yüzden hacim tabakaları için LIPP sonuçlarından farklıyken FEP için LIPP sonuçlarıyla tam bir uygunluk vardır.

Polimerlerdeki artık yükün biriktirilmesi elektron demeti ile oluşturulan DRIC'in uzun zaman değerleriyle ilgilidir. 1s'den daha uzun peryoddaki DRIC (radiation-induced conductivity) ölçümleri; 5 ve 0.2 Mrad dozunda elektron tabancası ile ışınlanmış FEP örneklerinde ve 10 Mrad civarındaki dozlarda

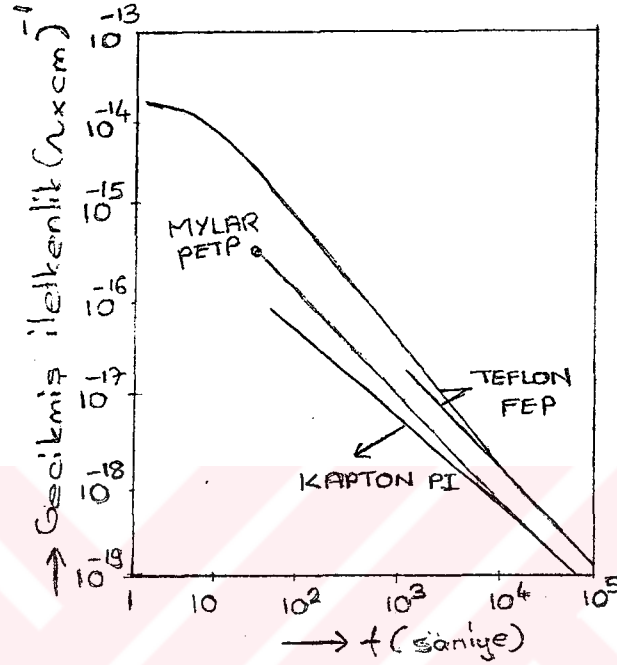
ışınlanmış PI ve PETP örnekleri üzerinde yapılmıştır. Düşük dozlarda ışınlanmış DRIC örnekleri için yeni sonuçlar iki yöntemle elde edilmiştir. Bu iki yöntemden biri daha önce anlatıldığı gibi iki yüzü metalize filmlere ilişkin elektrot yüklerinin ölçümlerine dayanmaktadır. Diğer yöntem metal katmanları elektron tabancası ile yüklenmiş, tek yüzü metalize edilmiş örnekler kullanmakta olup örneklerin kullanımından hemen sonra yüzey potansiyeli kontrol edilmiş ve bu potansiyel azalmasından DRIC ifade edilmiştir [6-10].



Şekil 2.3. PETP ve FEP deki LIPP deneyleriyle belirlenen hacimsel yük tabakalarının derinliği ve PETP için bölmeli faraday kafesi ve FEP için ısı - darbe yöntemi ile belirlenen yük merkezleri.

Her iki yöntemde PETP için karşılaştırılabilir sonuçlar verir. PETP small dark iletkenliğe sahiptir. Larger dark iletkenliği ile PI için sonuçlar farklıdır. Bu yüzden, dark iletkenliğe ek olarak oluşturulan DRIC'ı daha iyi yansıttığı için sadece birinci yöntemde elde edilen PI verisi izlemeye kullanılmaktadır. PETP ve PI için elde edilen sonuçlar daha eski FEP verileriyle Şekil 2.4'de karşılaştırılmıştır. Şekilde' ki tüm sonuçlar elektron tabancasıyla yükleme işlemi yardımıyla 200 ve 300 krad gibi küçük dozlarda ışınlanmış örnekleri göstermektedir.

Şekil 2.4'de görüldüğü gibi PETP ve PI'daki DRIC Teflon'dan önemli derecede küçüktür. $A \propto 1/t$, hemen hemen bu üç madde içinde gözlenmiştir, ancak bu durum Mrad sahası içinde ön - saçılma - durumu için değildir.



Şekil 2.4 0,2 - 0,3 Mrad dozlarında elektron demetiyle ön ışıma tutulma edeniyle FEP, PETP ve PI'da gecikmeli ışıma ile oluşan iletkenlik.

2.4.3. PVDF'de Kutuplanma Kesitleri

Elektron demeti yöntemi son zamanlarda, kalınlıklarının üst kısmı seçilerek PVDF'leri kutuplamak için kullanılmaktadır. Kutuplanma, metal olamayan yüzlerine elektron tabancasıyla kısmi olarak nüfuz edilen bir yüzü metalize edilmiş örneklerin ışınlanmasıyla gerçekleştirilmiştir. Örneğin ışınlanmayan parçasını kutuplayan bir elektrik alanı, artık yük ve arka elektrod arasında oluşturulmuştur. Bir kısmi kutuplanma yüzen bir metal elektroda doğru yüklenmiş filmler' den elde edilebilir. Kalınlıklarının üst kısmı kutuplanan ve hacimlerinin bu parçasında piezoelektrik gösteren PVDF örnekleri birbiciimli olarak adlandırılır.

Yakın zamanda PVDF filmleri kutuplandılar öyleki kutuplanma, örnek yüzeylerinin ortasındaki işareti tersine çevirmektedir. Bu çeşit kutuplanma, ilk olarak örnek kalınlığının yarısına eşit bir derinliğe nüfuz eden elektron tabancası ile önce bir yüzeye ve sonra diğer yüzeye ışınlanmış iki yüzü metalize örneklerde

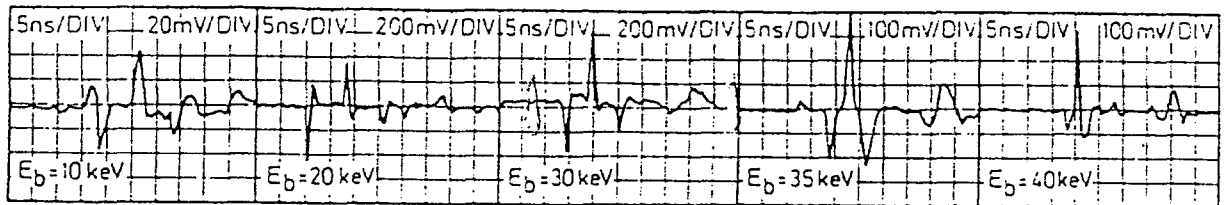
şekillenmişti. Her iki ışınlanma periyodu esnasında ışınlanmış yüzey açık devre içinde kalır. Piezoelektrik e_{33} sabitinin profili kutuplanma profiline karşı düşer ve örnekler çiftbiçimli olarak adlandırılır.

PVDF filmlerinin kalınlığı doğrultusunda e_{33} profilleri LIPP yöntemi ile elde edilebilir. Genelde LIPP işareti; gerçek yük p , kutuplanma eğimi P ve piezoelektrik sabiti e_{33} ile orantılıdır. LIPP işareti, sadece polarizasyon eğimi dP/dx 'in ekranda görünmeyen kısmına ve de_{33}/dx 'e bağlıdır. Bu iki terim birbiriyle orantılı olduğu için LIPP yanıtı de_{33}/dx ile de orantılıdır.

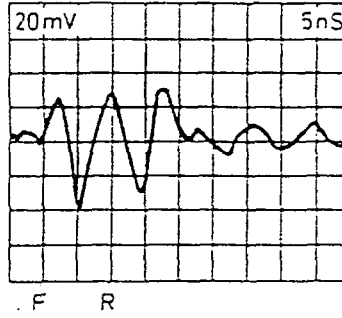
Farklı enerjilerde elektron tabancası ile kutuplanmış birbiçimliliklerin LIPP yanıtı örnekleri şekil 2.5'de çiftbiçimliliklerin yanıt cevabı örnekleri de şekil 2.6'da gösterilmiştir. Şekil 2.5'de gösterilen eğrilerden hesaplanmış kesitler hemen hemen dikdörtgen iken bu çiftbiçimliliklerde daha yuvaraktır. Bu çeşit PVDF filmler bükülen (kırılan) aletler gibi kullanılabilir.

Bu tekli film kıvrımları, kutuplu ve kutupsuz film içeren aletlerle ya da zıt olarak kutuplanmış birlikte yapışık filmlerle karşılaştırıldığında daha basit tasarım ve daha küçük mekanik yapı üstünlüklerine sahiptir.

Birbiçimliliklerin piezoelektrik gerilme ve bükülme sabitleri ile bu sabitlerin ısı ile azalması son zamanlarda belirlenmiştir. Sonuçlar bu iki sabitin farklı şekilde değiştiğini göstermektedir. 70 dereceye kadar gerilme sabiti bükülme sabitinden daha hızlı değişirken daha yüksek sıcaklıklarda bu durumun tersi doğru olmaktadır. Bu davranış, kutuplanma ve uzay yükünün farklı bir çözümlemesi ve bu işlemlerin iki sabit üzerindeki etkileri ile ifade edilmiştir.

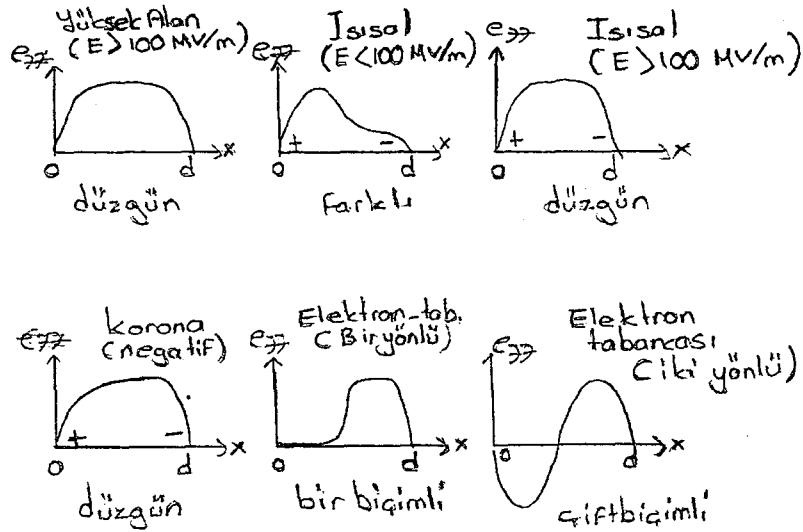


Şekil 2.5. Farklı enerjilerde elektron demetleri ile kutuplandıktan sonra 22 μm kalınlığındaki birbiçimli PVDF'de de_{33}/dx 'i gösteren LIPP yanıtları. İlk negatif sıçrama kutuplu bölgenin sınırında LIPP'e ulaşıldığında, pozitif sıçrama ise arka yüzeyde ulaşıldığında oluşmaktadır. Diğer olaylar LIPP yansımalarından kaynaklanmaktadır.



Şekil 2.6 İlk önce ön yüzeyi, sonrada arka yüzeyi 30 keV'luk elektron demetiyle kutuplandıktan sonra 22 μm kalınlığındaki PVDF'de d_{33}/dx 'i gösteren LIPP yanıtı. F, ön yüzeydeki; R, arka yüzeydeki LIPP üretimi göstermektedir.

Kutuplanan PVDF için elektron tabancası yöntemi dışındaki yöntemler farklı polarizasyon dağılımlarının elde edilmesinde böyle esneklik göstermezler. Bu durumda, farklı yöntemlerle kutuplanmış PVDF örnekleri için LIPP deneyleriyle elde edilen tipik piezoelektrik profillerinin gösterildiği şekil 2.7'de açıkça belli olmaktadır.



Şekil 2.7. Farklı yöntemlerle kutuplanmış PVDF'de piezoelektrik e_{33} profillerinin şematik gösterimi. Bu profiller aynı zamanda kutuplanmayı da ifade etmektedir.

Filmler kutuplanmış alanda oldukça tekdüze bir görünüşe sahipken ısıyla kutuplanmış örnekler artan ısıyla birlikte tekdüze olmayan şekiller gösterirler. Isıl kutuplanmadaki eksiklikler örneklerdeki uzay yükünün varlığına bağlanmıştır. Negatif olarak kutuplanmış PVDF, metale olmuş örnek yüzeyinin çevresinde eksikli tekdüze profiller gösterir.

Bu sonuçlar; PVDF deki polarizasyon ve piezoelektrik dağılımlarının, kutuplanma yöntemine ve sık sık bu yöntemlerin uygulanmasında kullanılan değerlere önemli ölçüde bağımlı olduğunu göstermektedir.

2.4.4. Polimerlerde Yük İletimi

İlk önce korona ile yüklenmiş ve daha sonra potansiyel azalmasının ölçülebildiği sıcaklığa kadar ısıtılmış örnekler üzerinde, düşük hareket yetenekli FEP içindeki yük iletimi araştırılmıştır. Sabit bir korona akımının kullanımı, oda sıcaklığında yüklü örneklerdeki delik ve elektron iletiminin araştırılmasını mümkün kılmıştır. Bu örneklerde sabit korona akımlı yüklenme süresince ve sonrasında yüzey gerilimi ölçülmüştür.

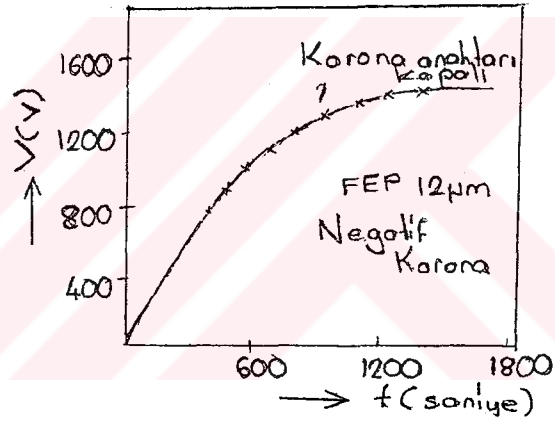
Şekil 2.8 hemen hemen doğrusal bir bölgenin izlendiği, başlangıç olarak doğrusal bir potansiyel artışını ifade eden tipik bir sonucu göstermektedir. Korona bittikten sonra boşalma gözlenmemiştir. Bu sonuçlar, derin tuzaklara neden olan lineer gerilim yükselmesi ve sonraki hacim tutulması süresince yüzey tutulmasını varsayan bir modelle ifade edilmiştir.

Hacimde serbest hareket yeteneğinde bulunan yüksek değer ($>10^{-8} \text{ m}^2/\text{Vs}$) derin tuzakların doldurulduğu bölgedeki yük iletimini ifade eder.

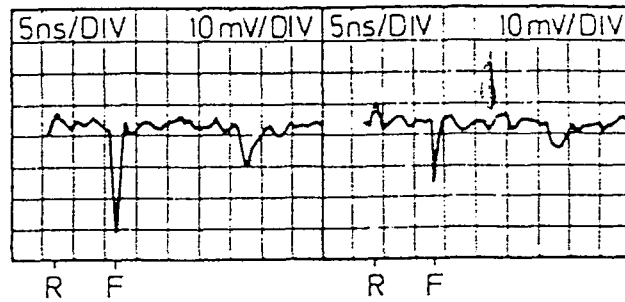
150 ve 250 derece arasındaki sıcaklıklarda tutulan FEP için serbest elektron hareket yeteneği 10^{-7} - $10^{-10} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ aralığında olup oda sıcaklığında bulunan değerle karşılaştırılabilir. Bu sonuçlar beklendiği gibi, serbest hareketin sıcaklığın kuvvetli bir fonksiyonu olmadığını göstermektedir. Bununla beraber tuzak ayarlamalı hareket yeteneği önemli ölçüde sıcaklığa bağlı olarak ifade edilmiş ve 160 derece 'de $10^{-12} \text{ cm}^2/\text{Vs}$, 180 derecede de $10^{-11} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ yaklaşık değerleri bulunmuştur. Bu hareket yeteneği, derin tuzakların daha az önem taşıdığı 200 C°' den daha yüksek sıcaklıklarda yukarıda belirtilen değerlerin üzerine çıkar.

Taşıyıcı dinamikleri hakkındaki bilgi, ince dielektriklerin yük dağılımını açıklamaya izin veren yeni basınç - darbe yöntemleri ile daha kolayca elde edilebilir. Böyle yöntemlerle daha önce yapılan ölçümler, 120 C° ' ye kadarki ısı bandında FEP için de yeniden tutulmanın hızlı olduğunu göstermiştir.

Yukarıda sözü edilen LIPP yöntemi ile elde edilmiş yeni sonuçlar, PETP için 110 C° ye kadar direnç artırımını yada yeniden tutulma önermektedir. PETP'deki taşıyıcı dinamiği FEP dekinden farklıdır. Isıtmadan önce ve sonra negatif korona yüklü FETP için LIPP yanıtları şekil 2.9'da gösterilmiştir. 85 C° ye kadar ısıtıldıktan sonra negatif yükün pik değeri azalır fakat şekli değişmez. Esasen bu, 80 C° de PETP'de oluşan bir etki olarak bilinen yüzey yük alanındaki kutupların düzeninden kaynaklanmaktadır.



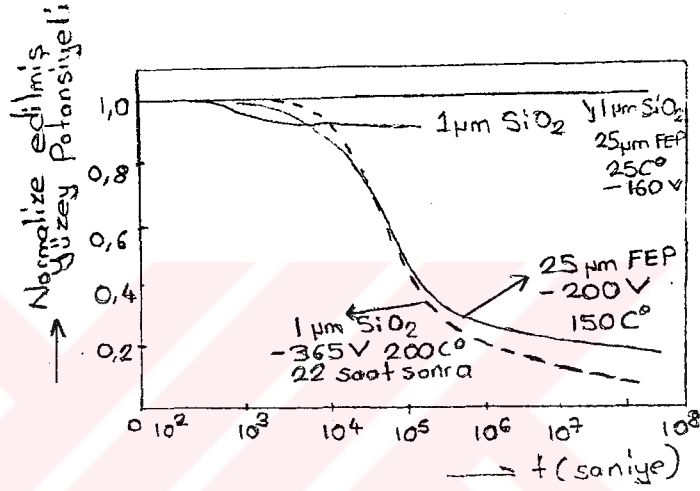
Şekil 2.8. 0,3 nA'lık akımlı negatif korona ile yüklü 12 µm kalınlığındaki FEP'de yüzey potansiyelinin zamanla değişimi.



Şekil 2.9. 22 µm kalınlığındaki PETP'nin korona yüklenmesinden sonraki (solda) ve 85 C° de 15 dakika işlem görmesinden sonraki (sağda) LIPP yanıtları.

2.4.5. Silisyum dioksit elektretler

Daha önceki veriler, silisyum dioksitin elektriksel yükü uzun süre tutmaya uygun olmadığını göstermişken, son zamanlardaki veriler bu malzemelerin negatif yük için mükemmel bir depolama yeteneğine sahip olduğunu göstermiştir. Bu durum, silisyum dioksite ilişkin eşisıl değişimin FEP'e ilişkin veriyle karşılaştırıldığı Şekil 2.10'dan görülmektedir.



Şekil 2.10. Farklı sıcaklıklarda, korona ile yüklenmiş 1 μm kalınlığında SiO_2 ve 25 μm kalınlığındaki FEP elektrete ilişkin normalize edilmiş yüzey potansiyellerinin zamanla değişimleri.

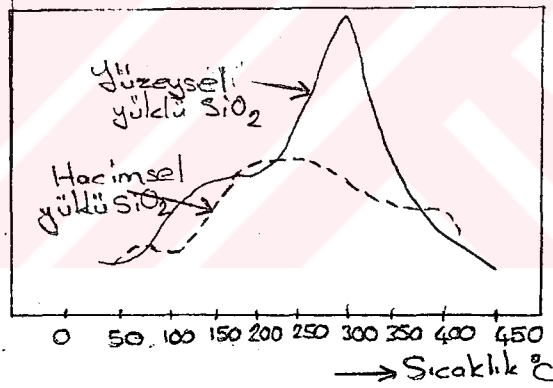
Şekil 2.10'da 1 μm kalınlığındaki silisyum dioksit tabakaları negatif korona ile yüklenip ısıyla gelişmiş nemli oksitlerdir. Şekile göre her iki malzeme için yüzey potansiyeli oda sıcaklığında sabittir. Daha yüksek sıcaklıklarda silisyum dioksit elektretler FEP elektretlerden daha karardır. Diğer deneyler, bu silisyum dioksit örneklerine ilişkin sıcaklıkta uyarılmış boşalma tepe değerinin yaklaşık 300 $^{\circ}\text{C}$ de belirlendiğini fakat oldukça zayıf yük birikiminin negatif korona yüklü oksitler, CVD oksitler ve bütün pozitif korona yüklü oksitler için elde edildiğini göstermektedir.

Sıcaklıkla gelişen oksitlerdeki negatif yüklerin olağan dışı kararlılığı, oksitleşme işleminde sık sık kullanılan kimyasal bir yüzey davranışıyla yüzey iletkenliğinin azaltılmasına bağlanabilir. Bu davranış silisyum dioksit yüzeyi üzerinde kutuplanmış HO_2 moleküllerinin yüzeyde toplanmasını engelleyen

hexemethydisilazane gibi sudan çekinme (hydrophobic) uygulamalarına uygundur. Elektron tabancası ışıması negatif ve pozitif yüklü dielektrikleri elde etmek için kullanılabilir.

Silisyum dioksitlerde elektron tabancasıyla büyük ikincil yayılma ürünlerine sahip pozitif yüklenme kolaylıkla gerçekleştirilmiştir. Böyle örnekler, 200 C° civarındaki bir TSD tepe değeriyle iyi yük korunum özellikleri gösterir.

Pozitif yüklenmenin tersine negatif elektron tabancası yüklenmesi daha zordur. Bu muhtemelen silisyum dioksitdeki hacim tuzaklarına ilişkin küçük bir kesitin ele geçirilmiş olmasından kaynaklanmaktadır. Bu yüzden elektron tabancasıyla direk ışımalı oldukça büyük yüklenme sadece kalın örneklerde mümkündür. (2,5 μm gibi) Buna karşın tabanca elektronlarının çoğu yakalanmazken yüklenme daha yetersizdir. Silisyum dioksit yüzeyine çarpmadan önce elektron hızı yavaşlatılırsa daha ince tabakalar yüklenebilir [11].



Şekil 2.11. Yüzeysel yüklü 1 μm kalınlığındaki SiO_2 ile hacimsel yüklü 2,5 μm kalınlığındaki SiO_2 ' in karşılaştırılması.

Şekil 2.11'de negatif olarak elektron tabancasıyla yüklenmiş 2,5 μm kalınlığındaki silisyum dioksit tabakasına ilişkin TSD eğrisi negatif olarak korona yüklenmeli 1 μm kalınlığındaki tabakaya ait eğriyle karşılaştırılmıştır. 1 μm derinliğe nüfuz edebilen bir elektron tabancası 2,5 μm kalınlığındaki örneklerin yüklenmesinde kullanılmıştır. Bu yüzden korona yükü yüzeysel yük olsa bile sonuçtaki yük bir hacimsel yüküdür. Şekle göre yüzeysel yük örneği belirgin bir yüksek ısı tepe değeri gösterir. Hacimsel yüklü tabakaların nedeni bu değildir. Bu sonuçlar, hacimsel yüklerin daha geniş dağılmış sığ tuzaklarda tutulurken, yüzeysel

yüklerinin daha dar enerji dağılımlı derin tuzaklarda tutulduğunu göstermektedir.



2.5. DIELEKTRİK SOĞURMA VE EŞİSİLLİLİK

2.5.1. Soğurma ve Tutunma Akımları

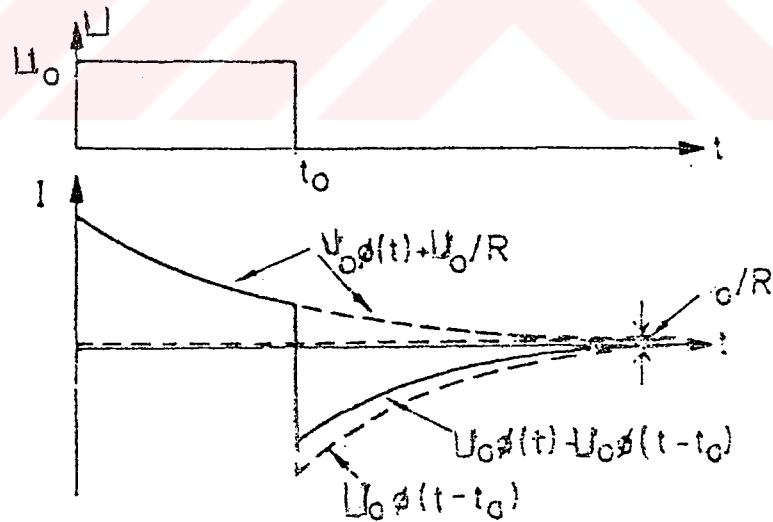
Şekil 2.12 şematik olarak doğrusal dielektrik yayımın karakteristiklerini göstermektedir. Sabit U_0 geriliminin uygulanmasını, geçici, sabit ya da doğru gerilim ve kapasitif bileşenlerin toplamı olan bir akım izler.

$$I(t) = U_0 \phi(t) - U_0 / R + C U_0 \delta(t) \quad (2.1)$$

Burada R doğru gerilim direnci, C kapasitedir. t_0 kutuplama zamanından sonra, kısa devreyi ters yönde geçici bir akım izler.

$$I(t) = U_0 \phi(t) - U_0 \phi(t - t_0) - U_0 C \delta(t - t_0), \quad t_0 < t < \infty \quad (2.2)$$

Bu durum süperpozisyon ilkesi ile çıkarılabilir. Boşalma olayı tutunma akımı, boşalma akımı, depolarizasyon akımı, kısa devre akımı gibi adlarla anılırken, yüklenme olayı da yayım akımı, yüklenme akımı, kutuplanma akımı gibi adlarla anılmaktadır.



Şekil 2.12. Dielektrik soğurma.

t_0 sonsuza giderken yayım ve tutunma (resorption) akımları eşit değerli fakat zıt yönlü olmaktadır. Bu zıtlık doğrusal sistemlerde yük depolanmasının dielektrik emisyonun gerekli bir sonucu olduğunu göstermektedir.

2.5.2. Yalıtkanlarda Hacimsel Kutuplanma. Akım Gevşeme Sürelerinin Dağılımı

Doğrusal soğurma, kuramsal olarak bir oransal eşitlikle verilen $P(t)$ hacimsel kutuplanma terimi yardımıyla

$$dP/dt + P/T = (\chi/T) E_0 \quad (2.3)$$

biçiminde tanımlanabilir. Burada χ süseptibilite, T gevşeme süresi, E_0 uygulanan elektrik alanıdır.

Soğurma akımı, kutuplanmanın değişimine bağlı akımın bir bileşenidir ve değeri $I_a = S (dP/dt)$ veya (2.3) eşitliğinden $I_a = (C_p U_0 / T) e^{-t/T}$ olarak yazılabilir. Bu eşitlikte $C_p = \epsilon X / d$, S örneğin alanı, d örneğin kalınlığıdır. Gevşeme (relaxation) işlevi:

$$\phi(t) = \phi(0)e^{-t/\tau} \quad (2.4)$$

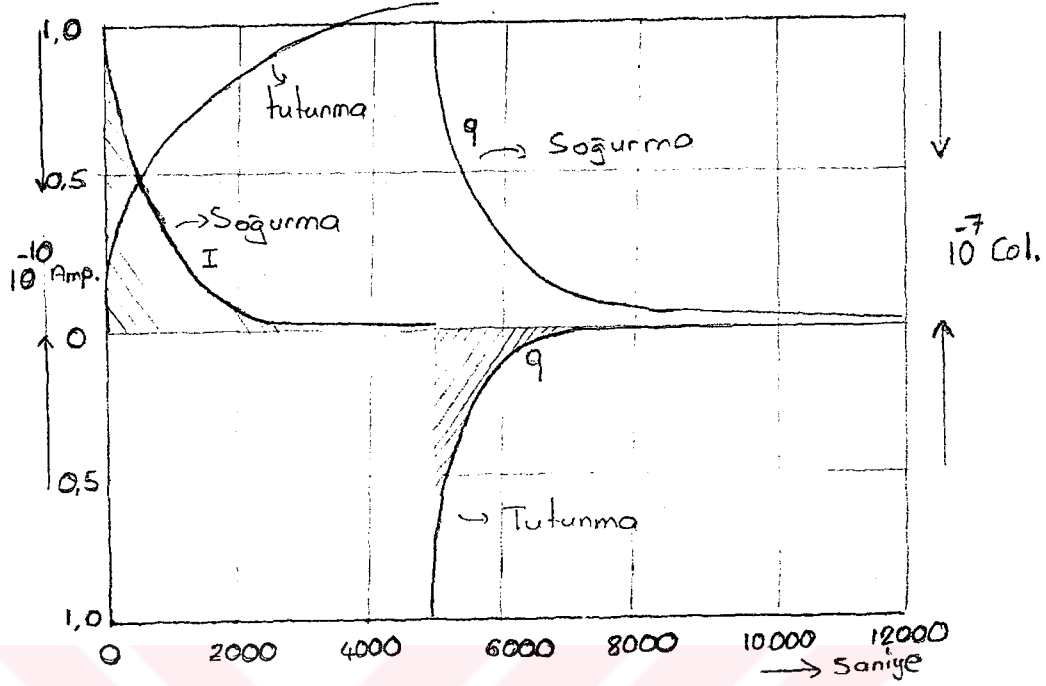
dir. Uygulamada soğurma üstel yasalara pek uymaz. Bu nedenle akımın azalma (current relaxation) sürelerinin dağılımı bir $F(T)$ integrali ile gösterilir.

$$\phi(t) = \beta \int_0^{\infty} \frac{F(\tau)}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (2.5)$$

Dağılım sürekli veya süreksiz olabileceği için $F(T)$ belirsiz bir işlev olabilir. β boyutlu bir katsayıdır. (2.5) eşitliği, farklı χ ve T değerli, paralel bağlı bağımsız kutuplanma birimlerinin gösterilimi olarak ele alınabilir. Uygulanan gerilim ile sistemin herhangi bir bölümünde ortaya çıkan geçici elektriksel olaylar sistemin diğer bölümlerinde ortaya çıkan geçici olaylardan bağımsızdır.

2.5.3. Oda Sıcaklığında Dielektrik Soğurma

Şekil 2.13 Carnauba mumu için oda sıcaklığında dielektrik soğurma ölçüm sonuçlarını göstermektedir. U_0 / R terimi ihmal edilebilir. Soğurma akımı sıfıra kadar düştükten sonra örnek kısa devre edilmiştir. Bu yüzden soğurma ve tutunma akımları eşit değerli fakat zıt yönlüdür.



Şekil 2.13. I s oğurma ve tutunma akımı ve q elektrot yükü.

Şekil 2.13 ayrıca kutuplanma süresince gerilim kaynağının artı ucuna bağlanmış elektrodun q yükünü de göstermektedir. U_0 geriliminin uygulanmasıyla q'nun değeri 0'dan $q(0+) = CU_0$ değerine yükselir. Kısa devre ile q'nun değeri $q(0+)$ 'ya eşit bir miktarda azalır ve azalma sürekli olur. Bir kondansatör için

$$I(t) = dq/dt \quad (2.6)$$

dir. Şekil 2.13'de ki içi boş yuvarlaklar $q(t)$ 'nin sayısal türevinden bulunan q değerlerini göstermektedir. $C = \epsilon S/d$ geometrik kapasitedir.

2. 5.4. Yük Birikimi. Kutuplanma Kapasitesi

Kutuplanma süresi sonsuza giderken soğurulan yük sabit bir değere yakınsar. Yük değerinin sabit bir değere ulaşması durumunda kutuplanma kapasitesi

$$CU_o + C_p U_o = \int_0^{\infty} (1 - V_o/R) dt \quad (2.7,a)$$

$$C_p = \int_0^{\infty} \phi(t) dt \quad (2.7,b)$$

bağıntıları ile belirtilir.

2.5.5. Açık Devrede Gerilimin Azalması ve Gerilim Azalma Süresinin Dağılım İşlevi

Dielektrik soğurma davranışı, yüklü bir kondansatörün açık devre durumunda gerilimindeki azalma izlenerek görülebilir. Geometrik kapasitesi C, kaçak direnci R olan bir kondansatörün boşalma gerilimi

$$du/dt + u/RC=0 \quad (2.8)$$

veya

$$u(t) = U_o e^{-t/RC} \quad (2.9,a)$$

eşitlikleriyle verilebilir. Uygulamada böyle bir davranış gözlenmez. $u(t)$ düzgün olarak azalan bir işlev olduğundan (2.8) nolu eşitlik

$$u(t) = \bar{\beta} \int_0^{\infty} \frac{\bar{F}(\tau)}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (2.9,b)$$

şeklinde yazılarak genelleştirilebilir. Burada $\bar{F}$ gerilim azalma sürelerinin dağılım işlevi, $\bar{\beta}$ da boyutlu bir katsayıdır. Kavram olarak F ve $\bar{F}$ eşdeğer kavramlardır. Uygulamada kutuplanma etkisiyle olan ilişkisinden dolayı daha çok F kullanılır. (2.9,b) eşitliği herbiri kendi R_n ve C_n 'leriyle bağlı bağımsız eleman birimlerinin bir seri bağlantısıyla verilebilir [1-12],

2.5.6 Açık Devre Gerilimi Bağıntıları

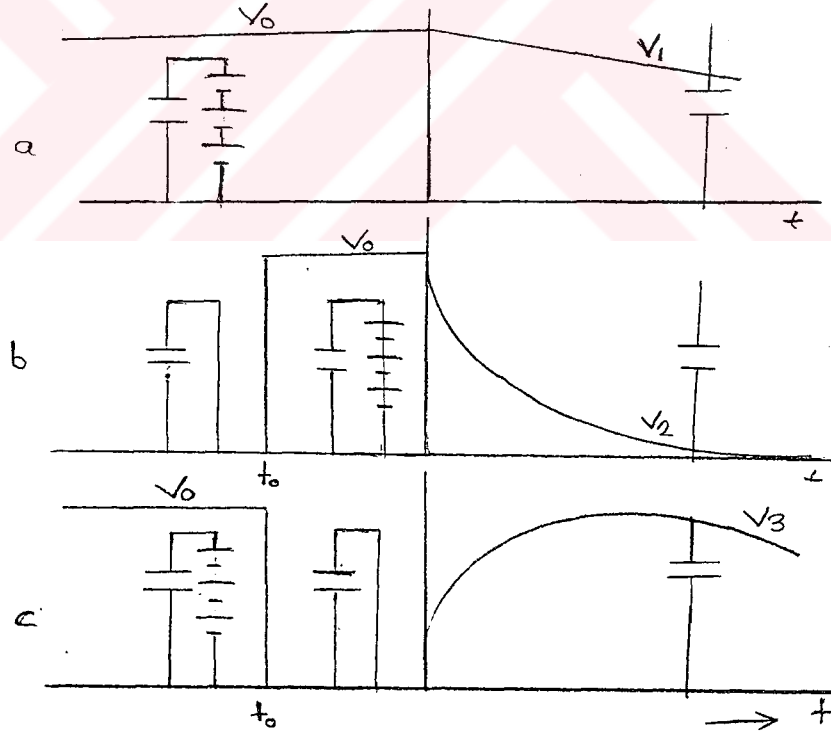
Açık devre bir kondansatör bir elektret gibi davranır. Zamana bağlı bir soğurmanın sonucu olarak ya da zamana bağlı kutuplanmanın formülünde

söylediğimiz gibi açık devre bozunum gerilimi kutuplanma süresine bağlı olmalıdır ve gerilim bir kısa devre ile kaldırılmalıdır.

Kaçaksız tam bir yükten sonra t_0 'ın sonsuz değeri için gerilim sabit kalır ve U_0 'a eşit olur. Sadece geometrik kapasitenin boşaldığı anlık bir kısa devreyi izleyen tam bir yükten sonra gerilim toparlanır ve son değeri olan $U = U_0 C_p / (C + C_p)$ değerine ulaşır. Ani bir yükten hemen sonra geometrik kapasiteyi yüklemek için gerilim sonsuzda

$$U = U_0 C / (C + C_p)$$

değerine yaklaşır. Kaçakla diferansiyel eğrisi daima bozulur. Çok uzun bir yüklenmeden sonra bozulmanın başlangıç adımı $u_0 = U_0 / R C$ ile verilir. Şekil 2.14 şematik olarak yukarıda sözü edilen kutuplama ve açık devrelerin üç şeklini göstermektedir.



Şekil 2.14. Farklı kutuplanma durumlarından sonra açık devre gerilimi.

- (a) Gerilimin azalması ($t_0 \rightarrow \infty$)
- (b) Gerilimin azalması ($t_0 \rightarrow 0$)
- (c) Toparlanma gerilimi ($t_0 \rightarrow 0$)

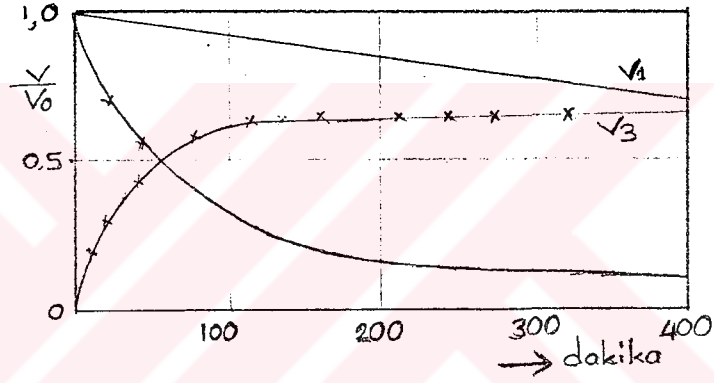
Farklı kutuplama koşulları için gerilim eğrilerinden bazı temel ilişkiler kurulabilir.

$$V_3 = V_1 - V_2 \quad (2.10,a)$$

$$t_0 \rightarrow 0; V_2 = -RC \, dV_1/dt \quad (2.10,b)$$

$$t_0 \rightarrow 0, V_3 = RC \, dV_1/dt + V_1 \quad (2.10,c)$$

V_2 süperpozisyon integrali ile V_1 'in terimleri olarak verilebilir. Deneysel ve teorik sonuçlar Şekil 2.15'de gösterilmiştir.



Şekil 2.15. Deneysel saptanmış açık devre gerilimleri. $t_0 = 10$ s. Çarpılar süperpozisyon integralinden hesaplanmış değerleri göstermektedir.

2.5.7. Soğurma Akımından Açık Devre Geriliminin Bulunması

Gevşeme işlevinin verilen bir eşitliği için $u(t)$, süperpozisyon kuralı yardımıyla hesaplanabilir. $\phi(t)$ 'nin sadece tek bir üstel fonksiyon olduğunu düşünmeliyiz.

Açık devre koşulundan ($I = 0$)

$$C \, dU/dt + U/R + S \, dP/dt = 0 \quad (2.11,a)$$

denklemini elde edilir.

P, (2.3)' den çekilip, E_0 yerine de E/d yazıldığında

$$\frac{dP}{dt} + P\tau = \left(\frac{\chi}{\tau}\right) \frac{V}{d} \quad (2.11,b)$$

denklemini elde edilir.

$U(t)$ için (2.11,a) denklemini (2.11,b)'ye uygulanırsa diferansiyel eşitlik

$$d^2V/dt^2 + [(1/\tau) + (1/RC) + C_p/C\tau] dV/dt + V/\tau RC = 0 \quad (2.12)$$

durumuna gelir. Bu eşitliğin integralinden

$$u(t) = V_0(Ae^{-t/\bar{\tau}_1} + Be^{-t/\bar{\tau}_2}) \quad (2.13)$$

bulunur.

A ve B başlangıç koşullarından belirlenir.

Gerilim bozunma eğrileri

a) $t_0 \rightarrow$ sonsuz yüklenme zamanıyla tam bir yüklenme için

$$V(0) = V_0 ; V(0) = - 1/RC \text{ değerlerine}$$

b) $t_0 \rightarrow 0$; $V(0)$ da ani bir yüklenme için

$$V(0) = - V_0 ((1/RC) + C_p /C\tau)$$

değerlerine sahiptir. Tam bir yüklenmeden sonra toparlanma gerilimi için, $t_0 \rightarrow 0$ da

$$U(0) = U_0 C_p /C\tau$$

değerlerine sahip anlık bir kısa devre izlenir. A, B ve τ zaman sabiti pozitif büyüklüklerdir. Akım gevşeme süresinden yararlanarak iki gerilim süresi elde edilir ($\bar{\tau}_1$ ve $\bar{\tau}_2$). Dağılımların aynı terimlere sahip olduğu ve açık devre boşalmasının tamamlanmadığı durumda $R \rightarrow \infty$ ya da kaçaksız bir sistem için kural beklentisi vardır. Gerilim ne sıfırdır ne de sonsuza gider.

2.5.8. Açık Devre Akımı

Kondansatör uçlarındaki geriliminin ölçülmesi yerine genellikle potansiyelin türevinin ölçülmesi yoluna gidilir. Bir ölçü kondansatörünün serbest elektrodu ile toprak arasına bir C^* kondansatörü bağlanır ve I toprak akımı ölçülür. Eğer $C^* \ll C$ ise, C^* nin kullanılmasından dolayı oluşan bozulma ihmal edilebilir ve

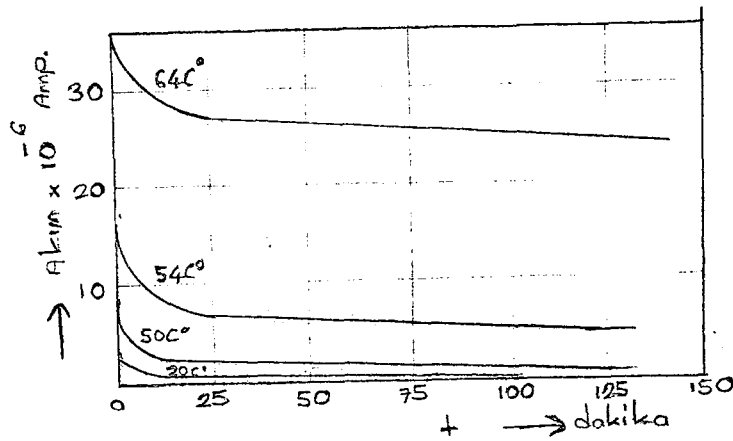
$$I = C^* du(t)/dt \quad (2.14)$$

yazılır

Burada $u(t)$ kuplaj kondansatörü yokken ölçülen yüzey potansiyelidir. Isıl olarak uyarılmış akımlar için verilen tanımlar kullanıldığında I bir açık devre akımıdır.

2.5.9. Farklı Sabit Sıcaklıklarda Eşisıl Soğurma Etkileri

Eşisıl olmayan etkileri araştırmak için ilk olarak farklı sıcaklıklarda eşisıl akımlar ölçülmüştür. Kutuplanma akımları Şekil 2.16'da gösterilmiştir. Doğru akım iletimi sıcaklıkla soğurmadan çok daha hızlı artar. Soğurma üzerinde sıcaklığın etkisi sadece doğru akım bileşeninin gözlenmediği tutunma akımıyla gösterilir.



Şekil. 2.16. Eşisıl kutuplanma akımları.

Oda sıcaklığında ihmal edilebilen omik iletim soğurmadan daha kuvvetli artmaktadır.

2.6. KUTUPLANMANIN UZAYSAL DAĞILIMI

Elde edilen sonuçlar mum elektreti içinde bir dielektrik hacim kutuplanmasının varlığını kanıtlamıştır. Ancak kutuplanmanın özel bir dağılımını tanımlamada bazı problemler vardır. Potansiyel deneyleriyle elde edilen iç alan ölçümleri; aynı, tekdüze bir hacim kutuplanmasını ifade etmektedir. Elektret yüzeylerindeki ölçümler düzenlenmiş ya da uygun duruma getirilmiştir. Polarize olmuş yüzeylerin mekanik işlemi ve polarize olmayan dielektriklerin yeni yüzey yükü oluşturduğu bilindiği için, Faraday kafesinde sıralama ya da düzenleme süresince bozulan artık yükler ölçülürken yeni oluşturulan yüzeyler üzerinde indüksiyon levha tekniği ile ölçülmüş yük zıt görünmektedir. Bu problemlerden kaçınmak için parçalama tekniği ile ısı etkileşimli yük salınım tekniği karşılaştırılmıştır.

2.6.1. Parçalama Yöntemi

Bu yöntemde örneklerin bir kısmı, yüksek sıcaklıkta kutuplanıp enerjilenme devam ederken uygun bir sıcaklıkta soğutulmuş ve sonunda kısa devre edilmiştir. Örneklerin bazıları farklı kalınlıklarda parçalara bölünmüş ve bu parçalardan bazıları merkezden bazılarıda elektrot bölgelerinden alınmıştır. Orjinal örneklerin yüzeyleri aquadag üzerinde işaretlenmiş elektrotları taşımaktadır. Aynı malzeme elektrotlar yeni oluşturulmuş tüm yüzeylere uygulanmıştır. Bu elektrotlar parçalanma süresince üretilen yüzey yüklerini kompanze etmekte ve sonunda nötrleştirmektedir.

Mekanik işlem;depolanmış yükün donduğu düşük sıcaklıkta oluşturulduğu için malzeme hacmi içersinde depolanan yük serbest bırakılmamıştır. Bu yüzden sadece elde edilen TSC ölçümleri hacim yükümü serbest bırakmaktadır. Parçalanmanın olduğu düşük sıcaklık; hacim iletimini ve bu işlem süresince yük kaybını engellemiştir. Aynı polarizasyon değeri için salınım yük değeri, kalınlık ve bölümlerin konumundan bağımsızdır. Dielektrik kayma (yer değiştirme)

$$D(t) = \epsilon E(x,t) + P(x,t)$$

dir. Bu ilişki; iyonik, dipolar ve elektronik olabilen P'nin yapısı hakkında açık varsayımlar önermez. Örnek kısa devre edildiğinde

$$\int_0^d E(x, t) dx = 0 \quad (2.15)$$

ve bu yüzden

$$D(t) = d^{-1} \int_0^d P(x, t) dx \quad (2.15,a)$$

dır. TSC ölçümleri süresince boşalma akımı $I = a dD/dt$, a : elektrotlanmış alan'dır.

Toplam salınan yük;

$$Q = \frac{a}{d} \int_0^d P(x,0) dx = a\bar{P}(0) \quad (2.15,b)$$

$P(0)$ burada kalıcı bölüm polarizasyonu anlamına gelmektedir.

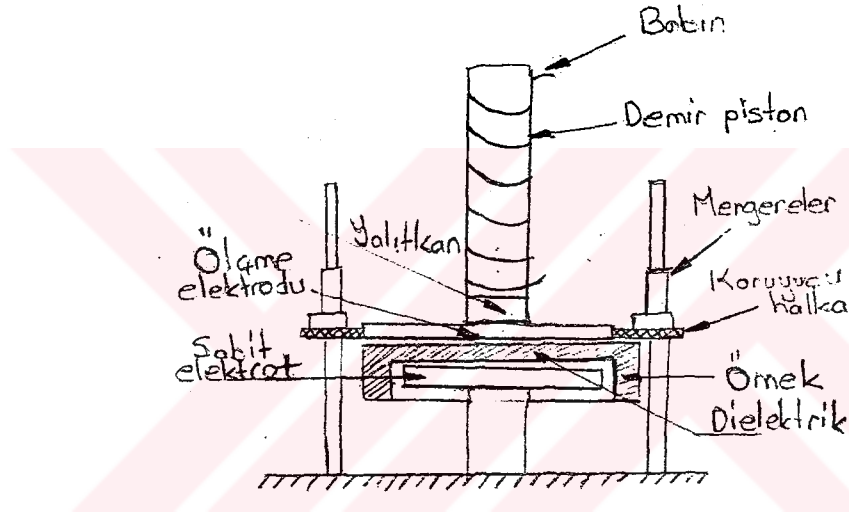
2.6.2. Paschen Delinmesi ve İndüksiyon Levhası Yöntemi

2.6.2.1. Yüzeysel Yükün Kutbiyetinin Değişmesi

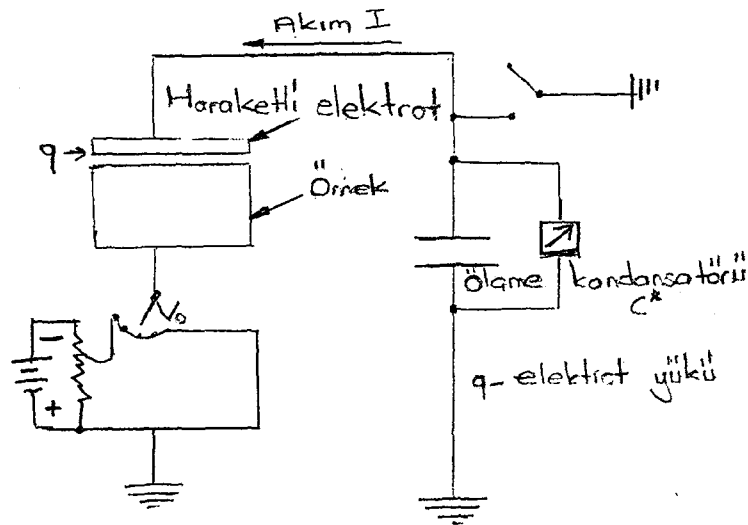
Önceki ölçümler, dielektrik hacimsel kutuplanmayı formüle etmek için yeterince kanıt, bilgi vermekte fakat dielektrik yüzey yükünde kutbiyetin değişmesini ifade eden herhangi bir kutuplanma yönü belirtmemektedir. Ters bir kutuplanma dielektrik sabitinin pozitiften negatife doğru değişmesi anlamına gelmektedir. Dielektrik para-elektrikten dia-elektriğe dönmektedir. Böyle bir etki oluştuğunda; Kısa devre değişim olaylarındaki toplam yük içeriği kutuplanma olaylarındaki yük değerine ulaşmaktadır. Kutbiyetin ters çevrilmesi; indüksiyon levha tekniği ile gözlenilirken şimdiye kadar sunulan akım ölçümleri aqu-adag üzerinde belirtilmiş elektrotlarla yapılmıştır. Bu, dielektrik hacim polarizasyonu özelliğinden çok ölçme yönteminden kaynaklanan bir artetki görünümündedir. Bu etki yalnızca kullanılan teknik araştırıldığında anlaşılabilir. Bu amaç için uygun bir araç, aynı elamanı akım ölçümleri için elektrot gibi yük ölçümleri için' de indüklemeye levhası gibi kullanılan bölmeli bir kondansatördür.

2.6.2.2. Parçalarına Ayrılabilir Kondansatör ve İndüksiyon Levhası olarak Elektrot

Bölmeli kondansatörün işlem koşulları ile kutuplanma süresince ve kısa devrede elektrotun bir indüksiyon levhası gibi kullanımı polystyrene gibi oda sıcaklığında ihmal edilebilir dielektrik emisyon gösteren bir dielektrikle araştırılabilir. Bu malzemeyle ölçüm değerleri oluşturulmuştur. Araştırmada kullanılan örnekler $d = 0,1$ cm kalınlığındaki disklerdi. Elektrot alanı $a = 44$ cm², bağıl dielektrik sabiti = 2,6, kapasite $C = 9,6 \times 10^{-11}$ F. Bölmeli kondansatör yapısı Şekil 2.17'de ölçme devresi de Şekil 2.18'de gösterilmiştir.

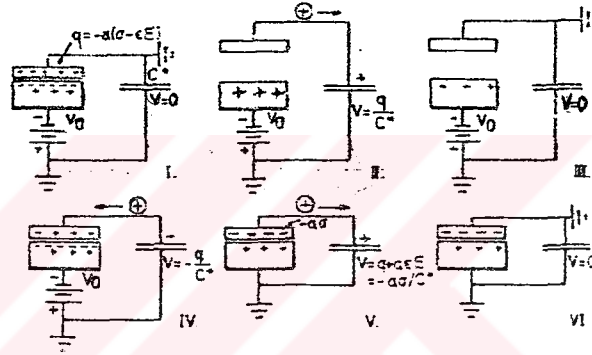


Şekil 2.17. Parçalarına ayrılabilir kondansatör.



Şekil 2.18. Ölçme sistemi.

Ölçme kondansatörü C^* 'in kapasitesi örnekle karşılaştırıldığında daha büyüktür. $C^* > C$ Dielektrik ve Elektrot yüzeyleri dikkatlice düzenlenmiş ve elektrot, örnek yüzey üzerine dayanmıştır. Düzensiz dokunma alanları ve küçük hava aralıkları ihmal edilemez. Yüksek alan durumları hariç, bölgedeki elektrot ile elektrot - dielektrik ilişkisinin engellenildiği varsayılmaktadır. Elektrodun bu tarzda aquadag üzerinde kullanımı şimdiye kadar ki kullanımlarından farklı değildir. Paschen delinmesi olduğunda kullanım alanı elektrotların alçalıp yükselmesi süresince farklılaşmaktadır. Sistemin işleyişi Şekil 2.19 I - I V'de gösterilmiştir.



Şekil 2.19. İndüksiyon levhası olarak elektrot.

- I - Kutuplanmış kondansatör. Elektrot yükü q , yalıtkanın yüzeyel yükü $\sigma^* = -a(\sigma - E)$ 'ya eşit fakat ters kutbıyettir. Burada $E = V_0/d$ ve σ serbest yüzeyel yük yoğunluğudur.
- II - Ölçme kondansatörü C^* açılıp elektrot kaldırılıyor. Elektrot yükü C^* 'ye aktarılıyor ve bu durumda potansiyel $V = q/C^*$ oluyor.
- III - C^* kısa devre ediliyor. $V=0$.
- IV - C^* tekrar açık devre ediliyor ve elektrot yalıtkanın üzerine yeniden konuyor. C^* , $V = -q/C^*$ potansiyeli ile yükleniyor. $V_0 \gg V$ olduğu için sistem başlangıçtaki durumuna dönüyor.
- V - C^* kısa devre ediliyor. Yalıtkanın yüzeyel yükü $a\epsilon E$ bağıntısına göre artarken C^* 'nin yükü de aynı miktarda azalıyor ve potansiyel değeri $V = -a\sigma/C^*$ oluyor.
- VI - C^* kısa devre ediliyor. İşlemler şimdi kısa devre koşullarındaki C^* ile tekrarlanabilir. Elektrotun kaldırıldığı (II ve III)'üncü durumlarda sınır yüzeyel yükünün $-a\epsilon E$ olmadığı görülmektedir.

Elektrot yükü; ya dielektrikten yüklenen elektrotun kaldırılmasıyla ya da dielektrik yüzeyi üzerinde önceden boşalmış elektrotun alçaltılmasıyla ölçülmüştür.

2.6.2.3. Hava Aralığındaki Alan

x hava aralığı kalınlığı olmak üzere, havanın dielektrik sabiti $\epsilon^*=0,885 \times 10^{-14}$ F/cm ve polistrenin dielektrik sabiti $\epsilon = 2.8 \times 10^{-13}$ F/cm dir. Hava aralığındaki elektrik alanı;

$$E'(x) = \frac{\epsilon \frac{V_0}{d} - \sigma}{\epsilon' + \epsilon \frac{x}{d}} = \frac{\sigma^*}{\epsilon' + \epsilon \frac{x}{d}} \quad (2.16)$$

$E'(x)$, x 'in sonsuz büyük değeri için x eksenine orijinde astımtot olan S biçiminde bir eğri verir.

2.6.2.4. Paschen Delinmesi

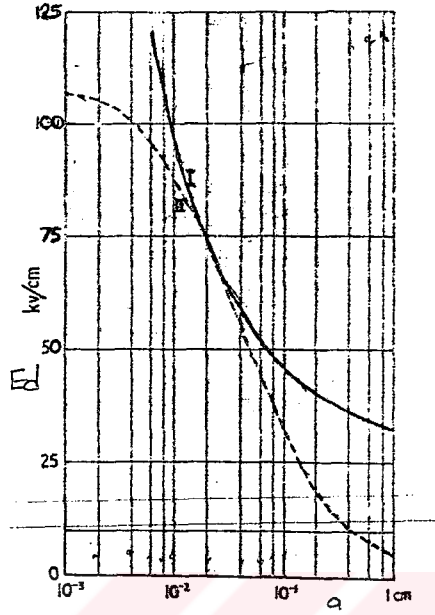
Yukarıda sözü edilen eğri, iki elektrot arasında hava içindeki delinme alanı için Paschen eğrisiyle birlikte görülmelidir. Alan, x' in sonsuz değeri için 30 kV iken $x = 0$ için sonsuza yükseltilmiştir. Tünelleme, elektron emisyonu ya da özellikle elektronik benzeri diğer olaylar alanı sınırlayacağı için sonraki değer tabiki teorik olmaktadır. V_0' in düşük değerleri için (2.16) eşitliği ile verilen $E^*(x)$ alanı her yerde paschen delinme alanından küçüktür. V_0' in yüksek değerleri için $E^*(x)$ delinme sınırına ulaşır ve iki eğri birbirini keser. Kritik potansiyel V_c ve V_0' in kısmi bir değeri için iki eğri bir noktada birbirine dokunur. Şekil 2.20' de gösterilen 1.ci eğri, NTP'de paralel elektrotlar arasındaki delinme alanını verir. 2 ci eğri, yukarıda sözü edilen geometri ve malzeme parametreleri için hava aralığı x' in bir fonksiyonu olarak E^* alanını verir. Bu eğri dielektriğin gerçek yükünü taşımadığını varsaymaktadır.

$\sigma^* = 0$ ve $\epsilon V_0 / d = 1 \times 10^{-18}$ C / cm² dir. Bu değer $E = 7.5 \times 10^4$ V/cm, $x = 2 \times 10^{-2}$ cm $V_c = 4.6 \times 10^3$ kritik potansiyel değeri için bir oscülasyon noktası verir.

2.6.2.5. Hava Aralığı İçinde Maksimum Ölçülebilir Yüzeysel Yük

Başlangıç olarak yüzsüz bir dielektriğe uygulanan gerilimin bir adım artımını düşünelim. Şekil 2.19 ı - ıv'de gösterildiği gibi, yük ölçümünden sonra her

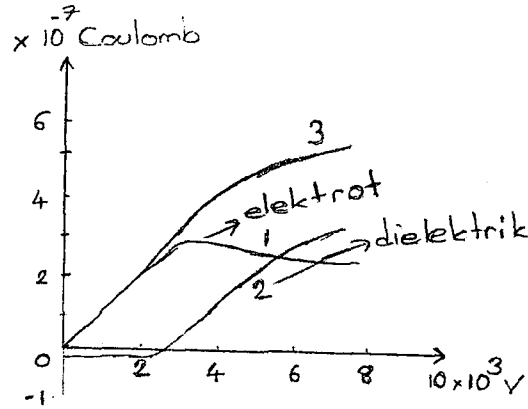
adımında elektrot kaldırılıp tekrar yerleştirilmiştir



Şekil 2.20. Delinme başlangıcının ve maksimum elde edilebilecek yük yoğunluğunun belirlenmesi
I. Havada delinme alan şiddeti
II. Yüklü yalıtkandaki alan şiddeti

$V_0 < V_c$ iken $q = CV_0$ V_0 ile lineer olarak yükselir. V , V_c 'ye eriştiği an, elektrotun kaldırılması süresince delinme alanı aşılır, delinme meydana gelir ve dielektrik yüklenmiş olur. Sonraki adımlar süresince tekrar eden bu işlem elektrot yükünü $q = CV_c$ gibi bir değerde sınırlar. İşlem, uygulanan gerilim $2V_c$ değerine ulaşınca kadar devam eder. Bu durumda, elektrotun alçalması süresince delinme eşiğine ulaşılır, sonra yüklenmiş dielektrik yüzeyi ile topraklanmış elektrot arasında geri boşalmalar oluşur. Bu boşalmalar elektrot yükünü CV_c değerinde sınırlar. Yukarıda verilen sayısal değerlerle $CV_c = 4,6 \times 10^{-7} \text{ C}$ ve $\sigma^* = 1 \times 10^{-7} \text{ C/cm}^2$ bulunmuştur. Deneysel sonuçlar Şekil 2.21'de gösterilmiştir.

1'ci eğri $3.3 \times 10^{-7} \text{ C}$ değerinde düşmeye başlayan elektrot yükünü, 2'ci eğri aynı değerde yükselmeye başlayan dielektrik yükünü ve 3'cü eğride her iki yükün toplamını ifade etmektedir. Yük doyması, yaklaşık 7 kV gerilimlerde elde edilen 2 ve 3' cü eğrilerin yatay değişimleriyle gösterilmiştir. 3'cü eğride teorik olarak tahmin edilmiş $1 \times 10^{-14} \text{ F/lık}$ bir kayma vardır. Elde edilen en büyük yük yoğunluğu $7.5 \times 10^{-19} \text{ C/cm}^2$ olup bu değer teorik değere oldukça yakındır.



Şekil 2.21. Delinme ve yük doyması. 1. Elektrot yükü, 2. Yalıtkanın yükü, 3. Toplam yük

Elektrot yükünün bir maksimuma ulaştıktan sonra, yalıtkan yükünün ulaştığı değerlerden daha küçük değerlerde durması boşalma başlangıcı ve söndürme gerilimi arasındaki farklılıktan kaynaklanmaktadır. Bu, dielektriğin yüklendiği bir delinme işleminde, elektrot yükünün delinmenin ortaya çıktığı değerin altına düşeceği anlamındadır. Yük miktarının çoğu yalıtkan transfer edilmektedir.

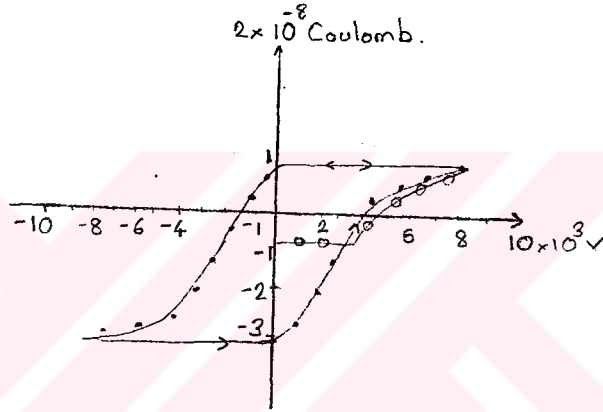
2.6.2.6. Yüzeysel Yükün Histeresiz Eğrisi

Ölçümler bir periyodu tamamlayan gerilimlerle genişletilmiş ve sonrada dielektrik ve elektrik yükleri için histeresiz eğrileri elde edilmiştir. Histeresiz eğrilerinin şekilleri, uygulanan gerilimin maksimum değerine göre değişmektedir. Toplam yüzey yükü elde edildiği anda yalıtkanın, alternatif olarak pozitif ve negatif işaretli azalan gerilimler uygulanarak polaritesini kaybettiği izlenir.

2.6.2.7. İnce Hava Aralıklarındaki Yüzeysel Yük

Elektrot, yalıtkan üzerinde iken bile elektrot ile yalıtkan arasında mükemmel bir ilişki olmadığı için elektrot kaldırılmaksızın yüklenme umulmamaktadır. Bu durum Şekil 2.22'de gösterilmiştir. Burada gerilim, alan içindeki elektrot ile her 5 saniyede bir uygulanmıştır. Sonra gerilim kaldırılmış, sistem kısa devre edilmiş ve elektrot yükü Şekil 2.19 IV-V'de gösterildiği gibi ölçülmüştür. Yük şu an doyma olmamasına rağmen öncekinden daha düşüktür.

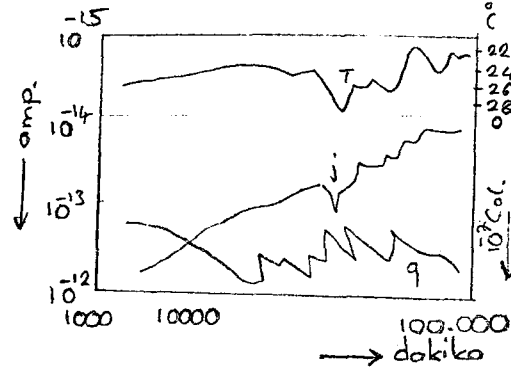
Tam bir histeresiz eğrisi şekilde ifade edilmiştir. Alçak yük değerleri tüm dielektrik alanının yüklenmediğini göstermektedir. Oldukça büyük hava aralığının bulunduğu bölgelerde, sadece sınırlanmış alan yüzeylerini örten kısmi boşalmalar oluşmaktadır. Ölçümler, boşalmanın alternatif zorlanma altında oluşumunu gösteren bir boşalma diyagramı çizimini mümkün kılmaktadır. Bu duruma göre, bir kondansatör içinde dielektrik yüzeyleri arasındaki boşalmalar, metal ve dielektrik arasında meydana gelen boşalmalarla aynı davranışı sergilemektedir. Bu sonuç aynı zamanda deneysel olarak ispatlanabilir.



Şekil 2.22. Elektrodu kaldırmaksızın ara yüzey üzerinden yalıtkanın yüklenmesi.

2.6.2.8. Yüzeysel Boşalma ve Eşyük

Oda sıcaklığında oluşturulan deneylerle dc iletimi ihmal edilebilir. Bu yüzden yüzey yükü kaçakla azaltılmamıştır. Kutuplanma gerilimi yükseltilmediğinde delinme işlemiyle yükleme yapıldıktan sonra elektrodun kaldırılması yeni eş yük oluşturmaz. Bu sonuç, en azından oda sıcaklığında çok az bir dielektrik emisyon gösteren PMMA gibi bir malzeme için doğru olmaktadır. Kuvvetli derecede emici ve sürekli olarak polarize olabilen Carnuba wax gibi bir malzeme için durum farklıdır. Bu durumda bağlantı alanı, kısmen polarizasyonla ilgili sınır yükleri alanı ile kontrol edilebilir. Kutuplanma ve kısa devre süresince polarizasyon ve bağlantı alanı değişir ve sonunda delinme eşik değerine yönelir. Sonra ateşleme meydana gelir ve eşyük oluşturulur. Kısa devrede eşyük oluşumu Şekil 2.23'de gösterilmiştir.



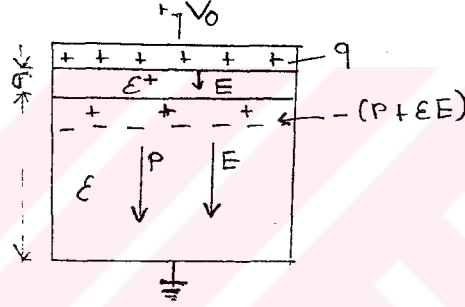
Şekil 2.23. Donmuş yük içeren örnekte oda sıcaklığında kısa devre süresince I ve q deki düzensiz değişimler sıcaklıktaki dalgalanmalardan ileri gelmektedir. Kesikli çizgiler sıcaklık dalgalanmalarına göre düzeltilmiş akımı göstermektedir

Şekil 2.23, kutuplanmış bir örneği göstermektedir fakat bu kez ölçüm parçalı kondansatör ile yapılmıştır. Şekil 2.23; kısa devreden sonra oda sıcaklığındaki emme akımını ve elektrot yükünü ifade etmektedir. Soğurma akımındaki düzensiz değişimler sıcaklık değişimlerinden kaynaklanmaktadır. Doğrulanmış değerler iki aya kadarki tüm ölçüm aralığında I/t ilişkisini vermektedir. Elektrot yükü negatif bir değerle başlar. Bu yüzden başlangıçta dielektrik zaten bir eşyük taşımaktadır. Sonunda q daha negatif olmakta fakat bu yönelim tam değerine ulaşmasını sınırlayan düzensiz değişkenlerle kesilmektedir. Düzensiz değişkenler akım değişkenleriyle ilgili değildir. Bunlar, yalıtkanın kutupsuzlanması süresince bağlantı alanı yükselmesinin neden olduğu yalıtkan - elektrot bağlantısı içinde oluşan delinme etkileridir.

2.7. HACİMSEL KUTUPLANMA YÜKLERİ İLE SERBEST YÜKLERİN TOPLANMASI

2.7.1. Alan ve Yük Eşitlikleri

Önceki bölümlerde; dielektrik emisyon, yük transferi veya iletimi ayrı ayrı açıklandı. Bu iki olayın birarada gözönüne alınması, elektretlerin ve özellikle yüzeysel yük değişiminin araştırılmasında gözlenen olguları açıklar. Bu durum basit olarak amacımıza uygun bir modelle Şekil 2.24 'de gösterilmiştir.



Şekil 2.24. Yalıtkan ve arayüzey

Yalıtkan, iki tabakalı bir sistem olarak verilmektedir. δ kalınlıklı alan E^* ve dielektrik sabiti ϵ^* , elektrot ile yalıtkan arasında küçük bir hava aralığını ya da daha genel olarak iletken yalıtkan doğru geçtiği bir bölgeyi göstermektedir. Hacim

$$\sigma^* = \sigma - (P + \epsilon U_0/d) = -q/a \quad (2.17)$$

değerinde bir yüzeysel yük yoğunluğunu taşımaktadır. q , elektrot yüküdür. Şekilde kutuplanma süresince hesaplanmış serbest yük yoğunluğu σ^* 'nin sınır yük yoğunluğu $(P + \epsilon U_0/d)$ 'dan daha küçük olduğu varsayılmaktadır. Bu yüzden ağ yükü bir zıt yüküdür. Örnek kısa devre edildiğinde U_0/d sıfır olmakta ve σ^* 'nin kutbiyeti bir eş yük durumunu ifade etmektedir.

Kutuplanma süresince hacimdeki elektrik alanı $E = U_0/d$ ve ara alan $E^* = q/a$ 'dır. Bu yüzden hacimdeki elektrik alanı kısa devre edilmiş koşullarda ara

alandan daha küçük olur. Bu durum iletken akımları düşünüldüğünde önemlidir. Omik iletim varsayımıyla hacim içindeki uzay yük etkileri ihmal edilebilir. Ara yüzey alanındaki iletim akımı a_i' , hacim akımı a_i den farklıdır.

Sürekli eşitlikler;

$$dq/dt = I - a_i' \quad (2.18)$$

$$d\sigma/dt = i' - i \quad (2.19)$$

$$i = gE \quad (2.20)$$

Burada I toplam akım, g hacimsel iletkenlik olmak üzere

$$I = aP^* + a_i \quad (2.21)$$

dir. Serbest yüzeysel yüklerin hareketi (2.19) eşitliğine göre ara yüzey iletimi ya da hacimsel iletim ile sürdürülebilir. Ara yüzey iletimi hacimsel iletimin ihmal edildiği düşük sıcaklıklarda ve yüksek alanlarda oluşur. Hacimsel iletim ise iletkenliğin büyük olduğu yüksek sıcaklıklarda ve düşük alanlarda oluşur. Ara yüzey iletimi ihmal edildiğinde $i^* = 0$ olur ve

$$I = dq/dt \quad (2.22)$$

olur. σ sabit kalır ya da sıfır olursa $i = 0$ ve

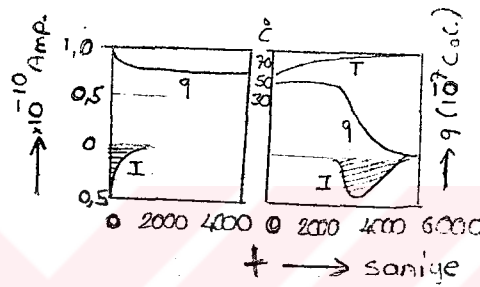
$$I = a dP/dt \quad (2.23)$$

olur.

Isıl etkileşimli depolanmış yük salınımı süresince $P < 0$ ve sadece hacimsel iletim için ($i^* = 0$), $i > 0$ olur. $i > I P^* I$ olduğunda kısa devre akımı emme akımı gibi pozitifdir. Oda sıcaklığında ve 1 kV/cm'lik bir alanda emme ve soğurma akımları Şekil 2.13'de gösterilmiştir. Emme ve soğurma akımları, bölmeli bir elektrot ve kondansatör ile ölçülmelerine rağmen elektrot etkilerine bağlanabilen bir distorsiyon göstermezler. Elektrot akımı ile elektrot yükü arasındaki ilişki (2.18) eşitliğinde $i^* = 0$ ile izlenebilir.

2.7.2. Dielektrik Soğurma, Zayıf Alan - Yüksek Sıcaklık - Zıt Yük

Dielektrik emisyonu bağı dielektrik kutuplanması, uygulanan gerilimin düşük tutulması koşuluyla, bir kutbiyet değişimi ya da eş yük oluşumu görülmeksizin içerde dondurulabilir.



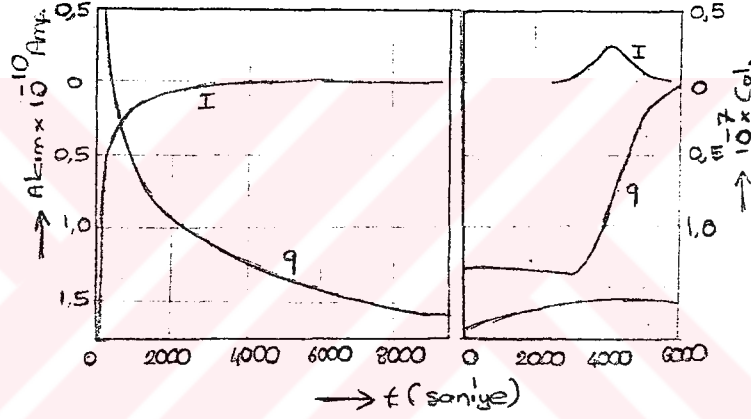
Şekil 2.25. Dielektrik soğurma ve sürekli hacimsel kutuplanma, zayıf alan.
Solda; Oda sıcaklığında kısa devreden sonra I ve q,
Sağda; İki hafta sonra yeniden ısıtma sırasında I ve q.

Şekil 2.25, $1,75 \times 100$ V/cm değerinde bir alanda 70°C 'de kutuplanmış, oda sıcaklığında soğutulmuş ve son olarak kısa devre edilmiş bir örnek için I ve q'ya ilişkin kısa devre değerleri gösterilmektedir. Şekil 2.25,a kısa devreden hemen sonraki I ve q değerlerini göstermektedir.

I hızlı düşerken, q kısa bir başlangıç bozunumundan sonra sabit kalmaktadır. q'nun kutbiyeti kutuplanma süresince olduğu gibi pozitifdir. Bu durum (2.17) eşitliğine göre zıt yüklerle ilgili içerde tutulan bir hacimsel kutuplanmayı işaret etmektedir. Şekil 2.25.b ise örneğin, oda sıcaklığında iki hafta süreyle kısa devrede kalmasından sonra gözlenen kutuplanma salınımını (release of polarization) göstermektedir. q hemen hemen sabittir, fakat sıcaklık 70°C ye ulaştığında q azalmaktadır. Ters akım değişimi görülmemiş ve eşitlik (2.14) $i^* = 0$ ile verilmiştir.

2.7.3.. Kutbiyet Değişimi, Yüksek Alan - Düşük Sıcaklık, Eşyük

Yeterli derecede yüksek alanlarda ara yüzey iletimi (ya da delinmesi), yalıtkan yüzeyini serbest yük yoğunluğu σ ile pozitif olarak yükler. (2.17) eşitliğine göre kısa devreden sonra ağ yüzeysel yük yoğunluğu $-\sigma^* = q/a = P - \sigma$ 'dır. Kısa devreden hemen sonra $P > q$ iken q pozitifdir. Dielektrik düşük sıcaklıkta kutuplandığında P sonunda σ değerine ulaşır, σ ise sabit kalır, sonunda $P = 0$, $q/a = -\sigma$ olur, yani bir kutbiyet değişimi görülür. Bu durum Şekil 2.26'da 10 kV/cm değerinde bir alan için gösterilmiştir.



Şekil 2.26. Kutbiyetin değişmesi. Solda; Yüksek alan ve düşük sıcaklıkta kutuplandıktan sonra oda sıcaklığındaki I ve q ;
Sağda; İki hafta sonra tekrar ısıtma sırasındaki I ve q değerleri.

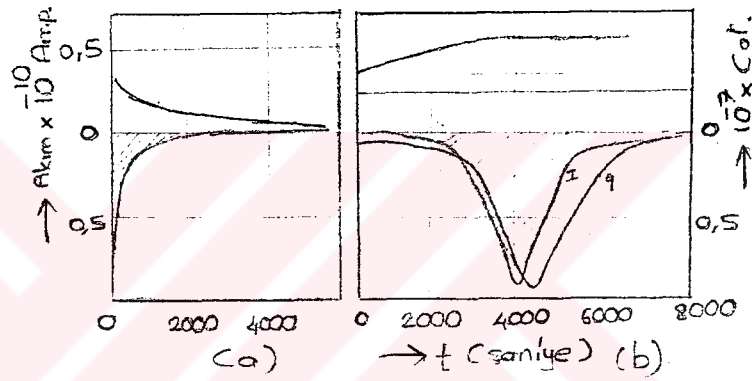
Yük bozunumuyla birlikte bulunan soğurma akımı σ 'nın sabit kalması koşuluyla $I = a \, dP/dt$ (2.23) eşitliğini yerine getirmektedir. Isıtma, yüzeysel yükleri serbest bırakmakta fakat P zaten sıfıra doğru gittiği için Şekil 2.25'deki gibi bir depolarizasyon akımı umulmamaktadır. Bu durum Şekil 2.26'da gösterilmiştir.

Küçük bir pozitif akımın (yüklenme akımının) bir eşyük bozunumuna uygun olduğu görülebilir. Bu akım hacimsel iletimi amaçlamaktadır. Genliği q 'dan daha küçük olduğu için (2.18) eşitliğine göre $-ai^* = q^* - I$ ve $P = 0$ 'dır. Bu yüzden bir eş yük kesiti ara yüzey iletimiyle bozulmaktadır.

2.7.4. Kutuplanma ve Serbest Yüzeysel Yüklerin Toplanması

Zıt kutbiyetlere sahip olmalarına rağmen eş yük, zıt yük ve serbest yük ile kutuplanma birbirlerini yok etmeksizin aynı zamanda varolabilirler. Yalıtkanın ağ yüzey yükü sıfır olabilir fakat bu herhangi bir yük yoğunluğunda zıt kutbiyetli yüklerin denkleştirilmesi anlamındadır.

Uygun bir şekilde yalıtkanın ısıtılması kutuplanmanın varlığını gösterebilir. Çünkü iki yük farklı gevşeme zamanlarına sahiptir. Kutuplanma serbest yüzeysel yüklerden daha hızlı bozunur. Bu durum Şekil 2.27 'de gösterilmiştir.



Şekil 2.27. Serbest yük ve hacimsel kutuplanmasının toplanması.

Solda; Yüksek alan, yüksek sıcaklıkta kutuplanmış, kısa devre sırasındaki I ve q; Sağda; 19 saat sonra tekrar ısıtma sırasındaki I ve q

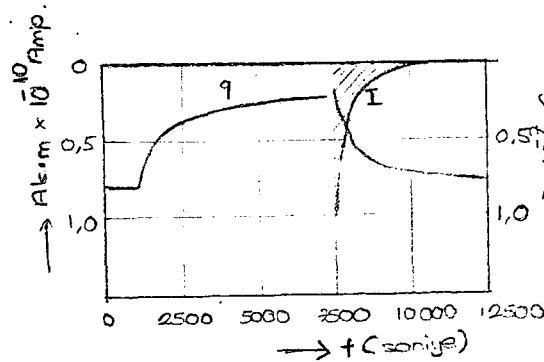
Şekil 2.27,a 9,5x100 V/cm değerinde bir alanda kutuplanmış ve sonunda oda sıcaklığında soğutulmuş bir örnek için kısa devreden sonraki I ve q değerlerini göstermektedir. q düzenli olarak azalır ve türevi I akımını verir. Ölçüm sonunda I sıfıra yaklaşır ve q pozitif olarak kalır. Burada P ve σ 'dan her ikisinin küçük, yaklaşık olarak eşit ya da zıt oldukları bilinmemektedir. Problem örneğin yeniden ısıtıldığı deneyin ikinci aşamasında çözülebilir. İki ölçüm arasındaki 19 saatlik kısa devre süresince daha sonra kutuplanmanın bozunumundan dolayı bir kutbiyet değişimi olmuştur. Sıcaklığın yükseltilmesiyle Şekil 20'de olduğu gibi içeride dondurulmuş bir kutuplanmanın salınımını işaret eden bir depolarizasyon akımı gözlenmektedir. Aynı zamanda q kuvvetli derecede negatif olur ve sıfıra ulaşmadan önce bir tepe değerine ulaşır. Bu yüzden $t = 0$ 'da $P - \sigma = 0$, $P \neq 0$ ve $\sigma \neq 0$ 'dır. Sonunda σ sabit kalırken P azalır. Ölçme aşamasının sonunda $q^* > 0$, $I <$

0 ve bu yüzden $a_i^* < 0$ eşitlik(2.18), $i = i^* - \sigma^* > 0$ eşitlik(2.19). Bu sonuç hacimsel iletiminde ara yüzeyi ispatlamaktadır. $P < 0$ olduğu için $-P^* > i$ 'dir. eşitlik (2.21).

2.7.5. Kaplamasız Yalıtkan ve Kendi Kendine Kutuplanma

Serbest yüke ilişkin alan örnek kesitine doğru çevrildiğinde serbest yük kendi kendine bir kutuplanma oluşturabilir. Bu uygun elektrodun kaldırılmasıyla başlar. Başlangıçta örnek, serbest yüzeysel yük σ 'yu oluşturmak için yüksek bir alan ile oda sıcaklığında kutuplanmıştır. Sonra örnek kutuplamayla oluşturulan kutuplanma dağılımını hesaplamak için bir süre kısa devrede bırakılmıştır.

Elektrot kaldırılmadan önce yapı, alan ve kutuplanmadan kurtulurken yalıtkanın alanı birleşik elektroda doğru olan bir yük taşımaktadır. Elektrot kısa devre edilmiş örnekten uzaklaştırıldığında alan, yapısı eski durumuna getirmektedir. Kutuplama alanı gibi aynı doğrultuya sahip olma malzemenin kutuplanmasını başlatmaktadır. Sabit σ , artan P ve $V_0 = 0$ ile ağ yüzey yükü $\sigma^* = \sigma - P$ azalır, (2.17) eşitliğinde ve elektrot ile yapılan periyodik deneyler süresince ölçülen q artar. Bu durum $t < 7500$ s için şekilde gösterilmiştir.



Şekil 2.28. Oda sıcaklığında kendi kendine kutuplanma. Başlangıçta; yalıtkan pozitif serbest yük (eşyük) taşır. $t_0 < t < 7500$ s: örnek üzerinden elektrot kaldırıldıktan sonra geçici olarak yüzeysel yükler yer değiştirir. $t > 7500$ s: Elektrot yeniden konduğunda geçici yüzeysel yükler kalkar.

Şekilde yeni oluşmuş bir kutuplanma görünmemekte ve soğurma akımının $I = dq/dt$ olduğu gözlenmektedir. Yeterli bir zamandan sonra q başlangıç değerine dönmektedir. Bu yüzden tüm işlem süresince σ sabit kalmaktadır. Bu durum yalnızca σ ve p 'nin gevşeme sürelerinin büyük ölçüde farklı olduğu zaman gözlenebilir. Bu bağlamda açık devre ölçmelerinde iki tepe değer gözlenirken yüklenmiş örnekteki kısa devre TCS ölçümünde sadece tek bir tepe değer ortaya çıkması oldukça ilginçtir. Bu etki korona ile yüklenmiş polyester tabakalar üzerinde önceki açık devre ölçümlerinde bulunmuş benzer davranışı gösteren sonuçla bağlantılıdır [1-12] .



2.8. DİELEKTRİK KURAMI VE ISIL ETKİLEŞİMLİ İŞLEMLER HAKKINDAKİ YENİ GÖRÜŞLER

2.8.1. Eşitsil Dielektrik Soğurma Hakkındaki Kuramsal Görüşler

2.8.1.1. Dielektrik Gevşeme İşlevleri için Görgül (Ampirik) Bağlıntılar

Dielektrik emisyon kuramının temel taşı, dielektrik davranışını tanımlamada kullanılan fonksiyonlarla ilişkili toplama (süperpozisyon) ilkesidir. Bu işlevlerden biri bilinirse tüm diğerleri hesaplanabilir. Bu hesaplamalar için başlangıç noktası, genellikle soğurma akımından türetilen dielektrik gevşeme işlevidir. Bu işlevin tek üstel bir bağıntı ile verilmediği daha önce belirtilmişti.

2.8.1.2. Gevşeme Sürelerinin Gaussian Olasılık Dağılımı

Sapma için üstel fonksiyonların ilk teorik ifadesi eşitlik (2.5)'te ifade edildiği gibi gevşeme zamanları $F(t)$ 'nin dağılımı düşüncesinden gelmektedir. Bu dağılımı, farklı özelliklerde gevşeyen, çoklu, bağımsız sistemlerin varlığına kanıt olarak alan K.W. Wagner, moleküler gevşeme zamanlarının logaritmik olarak Gauss olasılık dağılımına göre dağıldığını kabul etmiştir.

Wagner analitik gevşeme için Wiechert tarafından kurulmuş bir örneği izlemiştir. Gevşeme işlevi sonuçları çizelge olarak gösterilmiş ve parametrelerin ifade yöntemleri tartışılmıştır. Geniş bir zaman aralığında sunulan $\phi(t)$, çok kısa ve çok uzun zamanlar için deneysel olarak bulunduğu daha hızlı bir şekilde bir noktaya ulaşmıştır.

2.8.1.3. Dağılım İşlevinin Genişliği

Oda sıcaklığında 10^{-7} 'den 10^7 s'ye kadar uzanan bir zaman aralığında dc ve ac yöntemlerle yapılan gevşeme zamanı ölçümleri gevşeme zamanının oldukça geniş aralıkta değiştiğini göstermiştir. Ancak böyle bir dağılımı, farklı dipol momentlerinin değişken değerlerine ve diğer kutuplanabilir sistemlerin özelliklerine bağlamanın zorluğuna işaret edilmektedir. Çok kısa ve uzun zamanlarda Wagner dağılımının başarısızlığı ile birlikte, akım ve dağılım için iki denk dağılım işlevinin varlığı ile ortaya çıkan anlam belirsizliği ve bu gibi düşünceler yapısal özelliklere göre dağılım işlevinin sunumunda güvenilirliği azaltmıştır.

2.8.1.4. Gevşeme Süresinin Sıcaklıkla Değişimi. Arrhenius Yasası

Kutuplanmış bir malzemenin gevşeme süresi ile sıcaklık arasındaki ilişki genellikle Arrhenius eşitliği ile verilir.

$$\tau = \tau_0 \cdot e^{u/kT} \quad (2.24)$$

u: etkileşim enerjisi

k = 8.62×10^{-5} eV Boltzman sabiti

T: mutlak sıcaklık

$1/\tau_0$: maksimum değeri 10^{-13} s olan kaçış frekansıdır.

Gevşeme, sıcaklıktan etkilenen bir olay gibi düşünüldüğünde, gevşeme sürelerinin dağılım işlevindeki sınır genişlik bir problem olmaktan çıkmaktadır.

2.8.1.5. Etkileşim Enerjilerinin Dağılımı

Gevşeme zamanlarının dağılımı, eşitlik (2.5)'te τ yerine eşitlik (2.24)'deki değeri yerleştirilerek aktif enerjilerin bir dağılımı şekline dönüştürülebilir.

$$F(\tau) \frac{d\tau}{\tau} = G\left(\frac{u}{kT}\right) \frac{du}{kT} \quad (2.25)$$

Oda sıcaklığında τ ' nun 10^{-7} - 10^7 s aralığındaki değerlerine sahip bir dağılımının 0,36 - 1,2 keV arasında değerlere sahip bir dağılıma karşılık düşer. U'nun 1.8 keV gibi yüksek değerleri τ_0 'ın bir değeri ile uygunluk gösterir. 260°C'de gevşeme süresi 2.6 saattir. Bu değer oda sıcaklığında 2.5×10^7 s olabilir. Bu büyük değer ısı etkileşimli durum dondurulduktan sonra sistemin asla başlangıç durumuna dönmeyeceği anlamındadır. Bu göstergeyle etkin enerji dağılımı kabul edilebilir. Bu şekildeki dağılımlar deneysel olarak polimerlerde bulunmuştur. Dağılımların zaman domeninde tek bir gevşeme bölgesi ya da ısı domeninde tek bir tepe değer gösterdiği vurgulanılmıştır.

2.8.1.6. Sıcaklık - Zaman Toplama İlkesi

Admitans ve empedans fonksiyonları gibi dielektrik fonksiyonların pahalı ölçümleri ve kayıp faktör eğrileri farklı fakat sabit ısılarda gerçekleştirilmiştir. Birçok örneklerde bu eşisılar, herbiri bu fonksiyonlar için ana eğrileri oluşturan affine

dönüşüm koordinatlarına dönüştürülebilir. Böyle bir zaman - sıcaklık ilkesi bir tek etkin enerjiyle ilgili gevşeme zamanlarının dağılımı için geçerli olup aktivasyon enerjilerinin bir dağılımı için uygun değildir. Gevşeme zamanı ile aktivasyon enerjisi arasındaki ilişki Arrhenius yasasını izleme zorunluluğu göstermez fakat bu ilişki eşit WLF ilişkisiyle verilebilir. Benzer bir durum, ısı - zaman süperpozisyon ilkesine uyan malzemelerin ısı olarak kolayca adlandırıldığı visco-elastik kuramında vardır.

2.8.1.7. Dağılım İşlevleri ve Bağımsız Temel Sistemleri

Dağılım işlevlerinin varlığı tüm lineer gevşeme teorileri için gerekli bir elemandır. Bununla beraber bu fonksiyonlar deneysel bağımsız sistemlerin özelliklerini sunmaz ya da varlıklarını kanıtlamaz. Şu an dağılım fonksiyonlarının fiziksel işaretini ret eden, birbiriyle ilişkili yapılar üzerinde oluşturulmuş teoriler amaçlanmaktadır. Bu fonksiyonlar matematiksel olarak elimine edilemediği için yeni ifade yollarına gidilmiştir.

2.8.2. Birbiriyle İlgili Yapılar ve Küme Oluşumu

2.8.2.1. Genelleştirilmiş Curie-Von Schweider Yasası

Gevşeme işlevleri için en iyi yaklaşımlardan biri Curie-Von Schweider yasasıdır.

$$\phi(t) = k \left(\frac{t}{\tau} \right)^{-n}, \quad 0 < n < 1 \quad (2.26)$$

τ : karakteristik zaman sabiti

t 'nin sonsuz değeri için fonksiyon ve integrali sapma göstermektedir. Dielektrik kuramında daha genel iki güç yasası, uluslararası bir yasa kabul edildiğinde

$$\phi(t) = \frac{k}{(t / \tau)^n + (t / \tau)^{1+m}}, \quad 0 < n < 1, \quad 0 < m \quad (2.27)$$

şeklinde ifade edilebilir. Viskoelastik fonksiyonunda daha çok $k (t/\tau)^{-n}$ ifadesi kullanılmaktadır. Teorik bir bulgu, birbiriyle etkileşimli sistemlerin büyük bir çoğunluğunda enerjiyi sunan çok yapıli iki düzeyli sistemlerin teorisinde

görülmüştür. Bir başlangıç teorisi eşitlik(2.26)'yı sunmayı amaçlayan "double well" teorisinde görülebilir.

2.8.2.2. The Williams-Watt İşlevi ve Küme Oluşumu

Verilerin geniş bir aralıkta kullanıldığı diğer bir işlev

$$\varphi(t) = \varphi(0) \cdot e^{(-t/\tau_p)^{1-n}}, 0 < n < 1 \quad (2.28)$$

Eşitlik(2.28) elektrik toplamında kullanılan bir cam kavanozun açık - devre gerilim bozunum ifadesi için Kohlrausch tarafından kullanılmıştır. Dielektrik gevşeme işlevinin bir ifadesi olarak eşitlik(2.28) Williams ve Watt tarafından tartışılmıştır. Bu ilişki

$$\tau_p = ((1 - n)w_c^n \tau_0)^{1/(1-n)} \quad (2.29)$$

bağıntısıyla verilebilir.

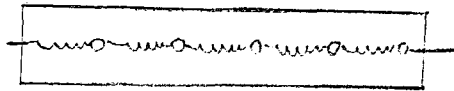
τ_p : karakteristik büyük zaman sabiti, τ_0 : küçük zaman sabiti

t 'nin sonsuz değeri için eşitlik(2.28) eşitlik(2.27)'den daha hızlı bir şekilde sıfıra ulaşır.

2.8.3. Gevşeme ve Yayılma Kuramı

2.8.3.1. Bueche'nin Mekanik Gevşeme Modeli, Cauer Modelleri

Viskoelastik ile dielektrik arasındaki benzerlik, bağımsız sistemleri ifade etmeksizin gevşeme etkilerini gösteren başka bir yöntemi ortaya çıkarmıştır. Bueche, elastik kuvvetlerle sınırlanıp viskoz kuvvetler ile büyük ölçüde engellenmiş hareketleri oluşturmaya muktedir, eşit aralıklı moleküler birimlerin bir sırası gibi polimer zincirlerini sunan başarılı bir lineer viskoelastik polimerler kuramı geliştirdi.

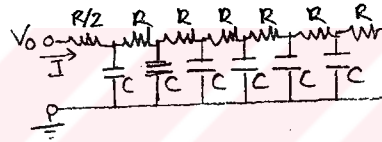


Şekil 2.29. Mekanik gevşeme için Bueche modeli.

Birbirine akuple edilmiş birimlerin lineer sönümlü kayması (yerdeğiştirmesi) Cauer modeli yardımıyla hesaplanabilir. Bu sonuç ya sonlu tekdüze veya karışık merdiven ağları, lineer sistem teorisindeki Maxwell ve Wagner yapıları kadar önemli olan bir yapı tipi sunar.

2.8.3.2. Yayılma Eşitliği

Bueche modeli, zincirleri polar molekülleri taşıyan çapraz - bağlı bir polimer için duyarlı bir yaklaşım gibi görünmektedir. Bueche modelinin elektriksel benzeri, yanıt işlevi biçim olarak Bueche işlevine benzeyen Şekil 2.30'da gösterilmiş tekdüze birleşik merdiven şebekesidir.



Şekil 2.30. Bueche modelinin elektriksel eşdeğeri.

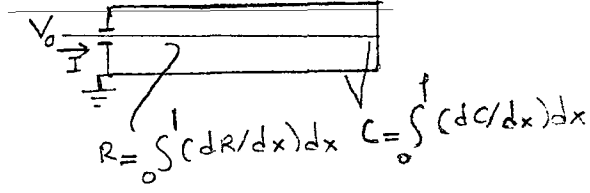
Bu model dağılım fonksiyonunun gösterilmesine yardımcı olur. Eleman değerleri son derece küçük olduğunda, şekil 2.31 'de sürekli olarak dağılmış parametrelere sahip sistemi, birleşik parametrelere sahip bir sisteme dönüştürülmüş gibi düşünebiliriz. Bu yaklaşım, bueche'nin sonuçları için yayılım eşitliği ile verilmiş asimptotik ifadeler verir.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \tau \frac{\partial V}{\partial t} \quad (2.30,a)$$

$$I = r^{-1} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (2.30,b)$$

Bu bağıntılarda, j: akım yoğunluğu; V: potansiyel; $l^2rc = \tau$ zaman sabiti; l: uzunluk; r: birim uzunluğun direnci ve c: birim uzunluğun kapasitesidir.

$$I(t) = i(0,t) \text{ ve } V(t) = v(0+)$$



Şekil 2.31. Sürekli olarak dağılmış parametrelili model.

2.8.3.4. Gevşeme İşlevi

Eşitlik(2.30,a-b)'nin integrali gevşeme işlevini verir.

$$\phi(t) = k. \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\pi^2 n^2 t / \tau} \quad (2.31)$$

Dirac delta işlevi $\delta(t)$ kullanılarak gevşeme fonksiyonu integral formunda yazılabilir.

$$\phi(t) = k. \int_0^{\infty} \delta(s - \tau_n) e^{-t/s} ds \quad (2.32,a)$$

$$\tau_n = \frac{\tau}{\pi^2 n^2} \quad (2.32,b)$$

$l \rightarrow \infty$ için eşitlik(2.26)'nın özel bir durumu olarak

$$\phi(t) \approx \left(\frac{t}{\tau} \right)^{-1/2} \quad (2.33)$$

şeklinde yazılabilir. $t = 0$ 'daki sonsuzluk, sonsuz uzunluklu modeller için karakteristiktir.

2.8.3.5. Dağılım İşlevi ve Normal Dağılım

Dağılım işlevi burada kesikli hatların bir tayfı (spektrumu) gibi görünmektedir. Dağılım işlevinin terimleri fiziksel gerçekliği amaçlayan bağımsız gevşeme sistemlerine bağlanamaz. Böyle sistemler yoktur. Gerçekten spektrum

verilen sistemin normal düğümlerini sunar. Merdiven genişliği en yüksek değer olan τ/π^2 'den sıfıra kadardır. Alt limit gerçek değildir ve bir zincirdeki daire sayısını ifade eden N sayısının kullanılmasıyla $\tau/(\pi^2 \chi n^2)$ şeklinde elde edilebilir. yüksek moleküler sistemler için $\pi^2 \chi n^2$ terimi 10^9 değerine yaklaşmaktadır.

"Uygun frekans" terimi, analogide Bode'nin frekans dönüşüm yöntemiyle gevşeme sistemlerine dönüştürülmüş osilatör sistemleri için kullanılan rezonans frekansı anlamındadır. Gevşeme zamanlarının dağılım fonksiyonu ile normal düğümler arasındaki ilişki burada kısmi bir model için Biot tarafından tersinmez işlemlerin termodinamiğinden türetilmiştir.

2.8.3.6. Sıcaklık-Zaman Toplama İlkesinin Geçerliliği

Gevşeme süresinin sıcaklıkla ilişkisini elde etmek için eşitlik(2.32)'de Arrhenius yasası ile verilen τ_n eşitliği

$$\tau_n = \frac{\tau_0}{\pi^2 \chi n^2} e^{u/kT}$$

şeklinde kullanılır. Eşitlik(2.31)'deki genlik faktörü k ısı bağımlılığını ifade etmektedir ki eşisıl işlev $\phi_1(T_1, t)$ ve $\phi_2(T_2, t)$ affine dönüşümü ile birbirine dönüştürülebilir. Bu yüzden gevşeme fonksiyonu eşitlik (2.27) ve (2.28)'daki gibi ısı - zaman ilkesine uygundur.

2.8.3.7. Cauer Sistemlerinin Diğer Uygulamaları

Farklı değerli iki eleman tipini birleştiren merdiven ağırları diye adlandırılmaktadır. Merdiven yapıları, viskoelastikte lomnitz fonksiyonunun sunumu için dielektrik teoride de frekansın geniş bir aralığında kayıp faktörleri sabit kalan malzemeler için kullanılmaktadır.

2.8.4. Eşisıl Olmayan Gevşeme Etkileri Üzerine Kuramsal Görüşler

Şimdiye kadar farklı fakat sabit sıcaklıklarda tutulmuş sistemler gözönüne alındı. Elektriksel olaylar dış gerilim ve akımların uygulamaları gibi elektriksel etkilerle oluşturulmuştu. Şimdi ise kutuplanmış, kısa devre ya da açık devre edilmiş sistemlerde ısısal etkileşimle oluşturulmuş bazı elektriksel olaylar hakkında durulacaktır.

2.8.4.1. Isıl Olarak Etkinleştirilmiş Kısa Devre ve Açık Devre Akımları

Düzenli olarak ölçülen geçici olaylar, ısı etkileşimli kısa ve açık devre akımlarıdır. Daha önce ifade edilen akımlar, iki elektrot tarafıda polarize edilip soğutulan örneğin kısa devrede tekrar ısıtılmasıyla oluşturulan akımlardır. Sonraki akımlar ise açık - devrede yenide ısıtma süresince böyle örneklerin elektrotları arasında görülen gerilimden türetilen akımlardır.

Isıl etkileşimli açık devre akımı $I = C \cdot dV/dt$ 'dir.

V: açık devre gerilimi, C*: serbest elektrot ile toprak arasına bağlanmış kondansatörün kapasitesi.

Bu ölçme tek tarafı elektrotlu örnekler ile de oluşturulabilir. Isıl etkileşimli akımların varlığı süresince kısa ve açık devre akımların tepe değerleri farklı sıcaklıklarda oluşur. Genellikle bir tek ısı - bağımlı gevşeme zamanıyla karakterize edilmiş bir sistem düşünülür.

$\tau [T(t)] = \tau(t)$, $C[T(t)] = C(t)$, $R [T(t)] = R (t)$: Kaçak direnç, τ : kutuplanmanın gevşeme süresi'dir.

2.8.4.2. Kısa Devre ile Kutupsuzlanma

Eşitlik (2.3)'e göre, kısa devre ile kutupsuzlanma

$$dP/dt + P/\tau = 0 \quad (2.34,a)$$

ifadesi ile verilir. τ Arrhenius yasasını izlerse, integrasyondan

$$P(t) = P(0) \cdot e^{-\int_0^t \frac{e^{-u/kT(s)}}{\tau_0} ds} \quad (2.34,b)$$

bağıntısı elde edilir.

τ ' nun yüksek bir değerden düşük bir değere doğru değiştiği sıcaklık aralığı RC'nin yüksek bir değerden düşük bir değere değiştiği ısı aralığından daha küçüktür. İki aralığı ayıran kritik sıcaklığın T_c olması gereklidir. Bu kutuplanma

gevşeme zamanının kendi iletimindeki değerinden daha küçük olduğunu göstermektedir.

2.8.4.3. Açık Devre ile Kutupsuzlanma

Düşük sıcaklıkta $T < T_c$ ve $R \rightarrow \infty$ iken eşitlik(2.11,a)

$$dP/dt = - (C/a) dV/dt \quad (2.35,a)$$

$$P = P(o) + (C/a) (V_o - V) \quad (2.35,b)$$

ifadelerini verir. V_o : Başlangıç gerilimi, $P(0)$: kutuplanmanın başlangıç değeri Eşitlik (2.11,a)'yı kullanıp integral almakla,

$$V(t) = V_o F(t) + V_c [1 - F(t)] \quad (2.36,a)$$

ifadesi elde edilir. Sonuç gerilimi

$$V_c = \frac{(a / C) \cdot P(0)}{1 + \frac{C_p}{C}} = V(T_c) \quad (2.36,b)$$

$$F(t) = e^{-\int_0^t \frac{e^{-u/kT(s)}}{\tau_0 C / (C + C_p)} ds} \quad (2.38,c)$$

Yüksek sıcaklıkta; $T_c < T$

$$P(t) = (Xd) V(t) \quad (2.37)$$

Eşitlik(2.11,a) kullanılarak

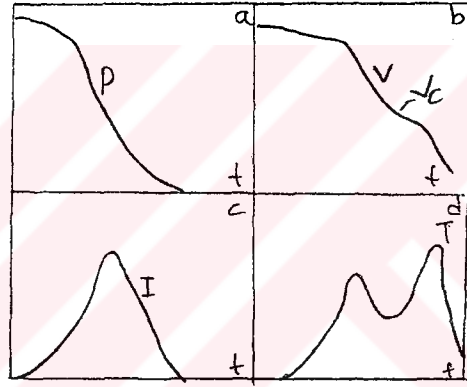
$$dV/dt + V / [RC (1 + C_p/C)] = 0 \quad (2.38)$$

bağıntısı elde edilir.

2.8.4.4. Değerlendirme

Kısa devre ısı etkileşimli akım $I = a \, dP/dt$ iken açık devre ısı etkileşimli akım $I = C^* \, dV/dt$ 'dir. Genel olarak kısa devredeki TSC'de (ısı etkileşimli akım) n etkileşim enerjileri açık devre TSC 'de $n + 1$ etkileşim enerjilerini verir.

Uygun gevşeme bölgeleri üst üste gelmedikçe u_n ve u_n^* 'a ilişkin değerler farklıdır. Bu işlemde yapılan yaklaşıklıklarla en büyük ısısal etkileşimli akıma ait tepe değeri iletimle yapılan yük salınımından kaynaklanmaktadır ve bu sürekli işlemde kaçış yük tepe değerine uygundur. Bu ilişkiler şematik olarak Şekil 2.32'de gösterilmiştir.



Şekil 2.32 Isıl etkileşimli kısa devre ve açık devre akımları. (a) Kısa devrede kutuplanmanın azalması. (b) Açık devre gerilimin azalması. (c) ısı etkileşimli kısa devre akımı $I = a \, dP/dt$. (d) ısı etkileşimli açık devre akımı $I = C^* \, dV/dt$

2.8.4.5. Soğurulan ve Verilen Yükün Tersinmezliği, Yük Değişmezliği

Eşıl olmayan koşullarda daha önce kutuplanmış bir kondansatörden kısa devrede salınmış yük kutuplanma süresince alınan yük ile aynı değildir (yükün tersinmezliği yüzünden)

Isıl etkileşimli kısa devre akımının yük bileşeni doğal olarak sabit değildir fakat ısıtma süresince sıcaklığa bağlıdır (yükün kararsızlığı yüzünden). Bu durumları amaçlamak için, verilen sabit bir sıcaklıkta tamamiyle sıcaklığa bağımlı,

eşitsil olarak denk olan ısı bağımlı elemanlara sahip Maxwell ve Wagner modelleri düşünülmüştür.

Sistemlerin her ikisinde kararlı duruma ulaşınca kadar aynı yüksek sıcaklıkta ve aynı V_0 gerilimiyle kutuplanmıştır. Sonra sıcaklık azaltılmış ve sonunda $t = 0$ 'da kısa devre edilerek benzer koşullar altında yeniden ısıtılmıştır. Sıcaklık - zaman işlevi her iki durumda da aynı olmasına rağmen iki sistemin farklı olarak yanıt verdiği bulunmuştur.

a) Maxwell Sistemi

Kısa devreden önce sistem, N kol sayısı olmak üzere

$$Q_0 = \sum_0^N V_i(0)C_i[T(0)]$$

yükünü içerir.

Kısa devre süresince bu yük, R_i dirençlerinin ve C_i kondansatörlerinin sıcaklığa bağımlılığına bakmaksızın dış devreye verilir. Bu yüzden herhangi bir zamanda sistemin yük içeriği

$$Q(T, t) = \sum V_i(t)C_i[T(t)]$$

ise akım için

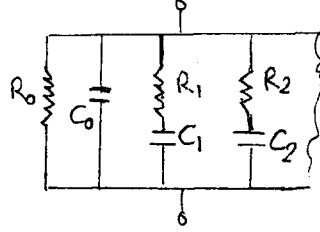
$$I(t) = dQ[T, t]/dt \quad (2.39,a)$$

yazılabilir.

$$Q[T(0), 0] = Q_0, \quad Q[T(\infty), \infty] = 0$$

$$\int_0^{\infty} I(t)dt = Q_0 \quad (2.39,b)$$

yazılabilir.



Şekil 2.33. Maxwell modeli, elemanların paralel bağlanması.

Eşitlik(2.39,a) verilebilecek yükün sabit olduğunu göstermektedir. Akım, sistemin yük işlevinin türevinden bulunabilir.

b) Wagner Sistemi

Kısa devreden hemen önceki yük miktarı

$$q_0 = \sum v_i(0)c_i[T(0)]$$

dır. V_i : C_i kondansatörünün uçları arasındaki gerilimdir.

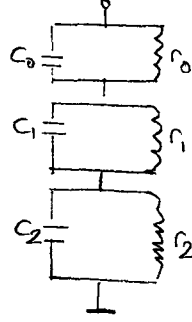
Sistem dış kaçağa sahip olduğu için bu yükün tamamı dış devreye doğru verilmez. Dış devreye doğru salınan yükün kırılması r_i direnç değerlerine bağlıdır. Bu değerler ya da bunlar arasındaki boşalma süresince değişir. Sonra iç yükün değişen bir miktarı serbest bırakılır. Bu yüzden kısa devre akımı

$$I(t) = F(t) dq [T(t),t] / dt \quad (2.40,a)$$

ve

$$\int_0^{\infty} I(t) dt \neq \text{sabit} \quad (2.40,b)$$

yazılabilir. F , serbest bırakılan yük miktarını ifade eden bir işlevdir.



Şekil 2.34. Wagner modeli, elemanların seri bağlanması.

Sistemin yük miktarı $q = \sum v_i(t)c_i[T(t)]$ ' dir. Nitekim akım Q'nun türevi değildir. Bir alternatif formülde

$$\int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt \neq 0 \quad (2.40,c)$$

yazılabilir. İntegral, kutuplanma akımı dc bileşeninin integralde alınmaması varsayımıyla tüm kutuplanma ve kısa devre daireleri boyunca alınmalıdır. Sonuç olarak; Eşisıl olmayan soğurma yük tersinmezliğinde gerekli değildir. Bu durum şekil 2.35 ve şekil 2.36' da gösterilmiştir. Genel durumlarda direnç değerleri arasındaki ilişkiler sabit kalır. F sabittir ve eşitlik

$$I = d(Fg)/dt \quad (2.41)$$

olur. Sistem yük tersinirliğine sahip olur.

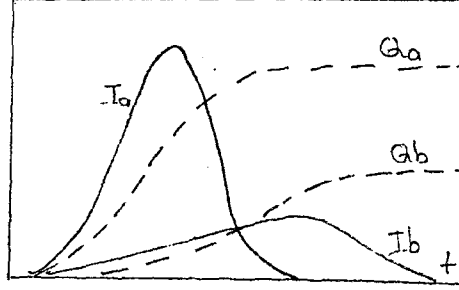
c) Yük tersinirliğine sahip sistemler

Kaçaksız sistemlerin genel özelliği yük tersinirliğidir. Maxwell akımı

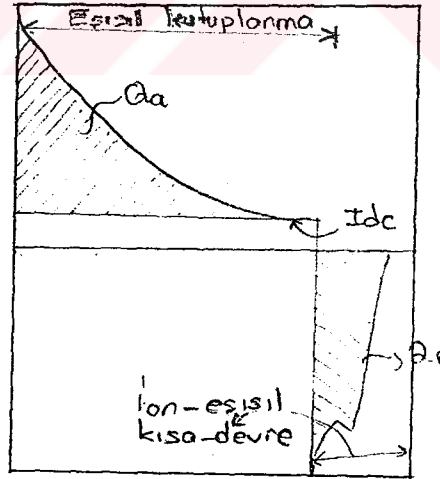
$$I = \frac{d}{dt} \sum_0^N V_i C_i = \frac{dQ}{dt} \quad (43a)$$

ve Wagner akımı

$$I = \frac{d}{dt} V_n C_n = \frac{dq_n}{dt} \quad (43b)$$



Şekil 2.35. İki farklı ısıtma hızı için salınım akımı ve yükü.
 I_a ve Q_a : hızlı ısıtma durumundaki akım ve yük;
 I_b ve Q_b : Yavaş ısıtma durumundaki akım ve yük



Şekil 2.36 Yük tersinmezliği

Burada, V_i : Maxwell kondansatörleri uçlarındaki gerilimler; c_n : Wagner kondansatörü; v_n : c_n kondansatörünün uçlarındaki gerilimdir.

Her iki durumda da tüm kutuplanma - boşalma çevrimi boyunca integral değeri sıfır olur. Yük tersinirliği gözlenir. Maxwell modeli için akım toplam iç yükün türevidir. Wagner modeli içinse akım, bu yükün sadece kısmi türevidir. Bunun nedeni eş Maxwell ve Wagner sistemleri için yük içeriğinin farklı olmasıdır. Bununla beraber eş sistemlerin enerjisi her sistemin kondansatörlerinde bulunan enerjilerin toplamına eşittir.

2.8.4.6. Yalıtkan Sistemler İçin "Kara Kutu" Kuramı

Model yapıları, alttaki tabloda verilen fiziksel sistemlerle ilişkili olmayabilir. Bu yüzden yersiz ve gereksiz olarak bunlardan türetilmiş genel sonuçlarla modellerin davranış ve özelliklerinin tartışılmasından sakınılmıştır.

Modeller yardımıyla, dielektrik özelliklere sahip örneklerin tartışılması, alttaki sistemler hakkında belirli bir bilgi vermeksizin, dielektrik özellikleri tanımlayan empedans ve admitans gibi dielektrik fonksiyonlar kadar uygunluk gösterir.

Geleneksel dielektrik kuramı amaçlarına "kara kutu" kuramı gibi bakmaktadır. Bakış açısı, gerilim ve akımlar gibi kuvvet fonksiyonlarının iki tipiyle genişletilebilir. Kuvvet fonksiyonlarının her biri karakteristlik fonksiyon ve modellerin bir grubuna girer. Bu grup elemanları alanlarına göre açıklanmıştır. Bu alanlara ait olup farklı gruplara ait elemanlar farklı analitik dönüşüm tipleriyle birbirlerine dönüştürülebilir.

Bu özellik denklik ilkesini oluşturur. Bununla beraber genel dielektrik kuramı, sabit katsayılı lineer diferansiyel eşitlikler üzerine kurulu bir eşisil kuramdır. Eşisil olmayan koşullar altında bu katsayılar zamana bağlı olur.

Elektriksel uyarının sabit kaldığı koşullar altında ısı uyarımıyla oluşturulan elektriksel olaylara ait sistemler bu teori çerçevesinde düşünülemez. Eşisil koşullardan çıkarılmış sonuçlar, sonsuz küçük sıcaklık değişimleri dışında eşisil olmayan koşullarda kullanılamaz.

Isıl olarak Maxwell sistemlerinde oluşturulan olayların Wagner sistemlerinde özel koşullar altında oluşturulan olaylardan farklı olduğu gösterilmişti. Bu yüzden ısısal olarak uyarılmış sistemler için iki sistem denk

olmamaktadır. Bu sonuç, farklı gruplara ait olan fonksyonlar arasındaki tüm eşitlik ilişkileri için geçerli değildir.

Sonuçta, kurama göre aynı fiziksel sistem farklı gruplara ilişkin modellerle verilebilir. Bu modeller tüm dış elektriksel uyarımlara benzer yanıt verdikleri için eşisıl koşullar altında bu farklılıklar tanımlanmamıştır. Eşisıl olmayan koşullar altında ise yapısal farklılıklar tanımlanmıştır. Çünkü farklı yapılar benzer dış uyarım şekillerine farklı yanıt vermekte olup ek olarak ısı etkileşimli olaylar süresince eşisıl eş sistem çiftlerinin her biri diğesinde bulunmayan bir davranış özelliğı sergileyebilir [1-12] .



BÖLÜM 3

ELEKTRET UYGULAMALARI

3.1. ELEKTRET ANAHTARLAR

3.1.1. Giriş

Burada teflon filminden 140 C° 'ye kadar ısıtılıp yüzeyi korona ile yüklenerek üretilmiş bir elektret anahtarından söz edilecektir. Elektret yüzeyindeki elektriksel yükten dolayı hareketli elektroda etkiyen çekme kuvveti F_a ve itme kuvveti F_r , dikey hareket sistemi ve menteşeli hareket sistemi modelleri kullanılarak ölçülmüştür.

Bir tarafı metal kaplı filmdeki yük değişimi, her iki tarafı metal kaplı olmayan filmdeki yük değişimine göre daha yavaş olmuştur. Menteşe hareket sisteminde elde edilen çekme kuvveti $F_a=2,5$ mN ve yüzeydeki yük yoğunluğu $\sigma =1,8 \times 10^{-8}$ C/cm² dir. Hareketli bölgenin alanı $S=4,8$ cm² devinim (hava aralığı) $d=0,1$ mm, gerilim $U_c=100$ V ve sistemin dikey hareketinden elde edilen çekim kuvveti 2,5 mN'dur. F_a/F_r oranı her zaman birden büyüktür.

Çalışma ve sonuç gerilimlerine ait değişimler, anahtarlar $U_c=150$ V ile çalışıyor ve yaklaşık bir milyon kez açma-kapama yapabiliyorken %30 azaltılmıştır.

Son yıllarda enerji tasarrufu yolundaki araştırmaların büyük ölçüde düşük enerji ile çalışan röleler üzerinde yoğunlaştığını görüyoruz. Bu ana kadar bir sistemi çalıştıracak ana anahtar elektromanyetik bobin idi. Daha düşük enerji sarfiyatına olanak sağlayan bir anahtar geliştirmek için, sorun elektret anahtarlarının pratikliliğiyle ele alınmış ve bu iş için elektrostatik güç kullanılmıştır. Bu konuda daha önce Perino ve arkadaşları, anahtarı 100 V' luk bir gerilim ve 1Mj 'lük bir enerjiyle deneme yoluyla çalıştırmıştır. Sistemin çalışması ve anahtarın çekim gücü ile ilgili düşüncelerini açıkladı. [13]

Bu bölüm, bir anahtar gibi kullanılmaları durumunda, itme ve çekme kuvvetlerine ilişkin temel deneyleri ve polimer elektret filminin üretimini tanımlamaktadır.

3.1.2. Deneyler

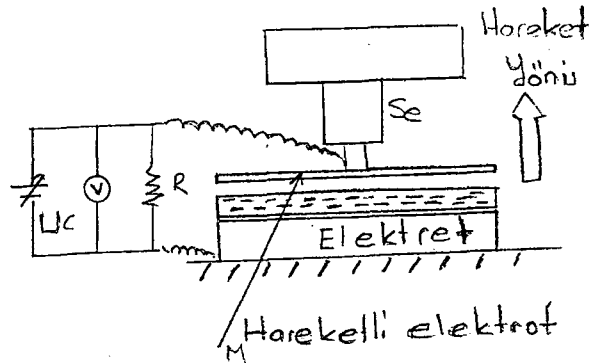
Teflon-FEP filminin bir yüzeyi vakum buharlaştırma yöntemiyle Ni-Cr karışımı ile kaplanmıştır. Filmin mekanik dayanıklılığını arttırmak için $10\mu\text{m}$ 'den $50\mu\text{m}$ 'ye kadar ki kalınlıkta bir alüminyum tabakası epoksi reçine yapıştırıcı ile kaplanmış yüzey üzerine tutturulmuştur.

3.1.3. Korona ile yükleme yöntemi

Filmin metal kaplı yüzeyi topraklanarak 140 C° 'ye kadar ısıtılmıştır. Daha sonra sivri uçlu bir elektrot, film yüzeyinden yaklaşık 10 mm uzağa dikey olarak yerleştirilmiş ve iki elektrot arasına uygulanan + ya da - kutbıyetli bir doğru gerilimle korona boşalması elde edilmiştir. Korona boşalması önce 5 s, daha sonra geçici olarak 55 s sürdürülmüş ve bu işlem 5 kez tekrar edilmiştir.

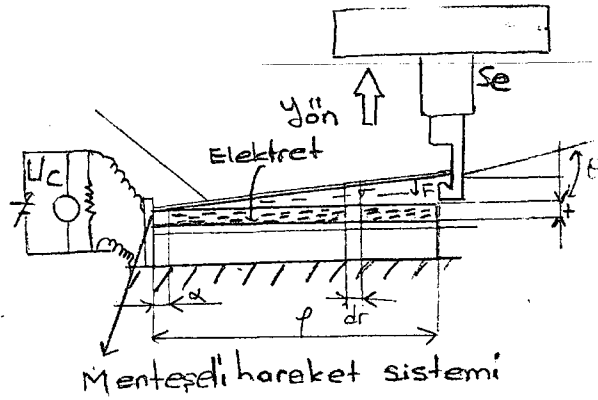
3.1.4. Elektret tarafından üretilen kuvvet

Elektrostatik kuvvet ile devinim (hava aralığı) arasındaki ilişki; işletim gerilimi U_c , elektret yüzey yük yoğunluğu σ ile Şekil 3.1 de gösterilen dikey hareket sistemi ve Şekil 3.2 de gösterilen menteşe hareket sistemi kullanılarak ölçülmüştür. Elektrostatik kuvvet Riken tipi yüzeysel yük yoğunluğu kullanılarak ölçülmüştür.



Şekil 3.1 Düşey hareket eden sistemde üretilen kuvvetin ölçümü.

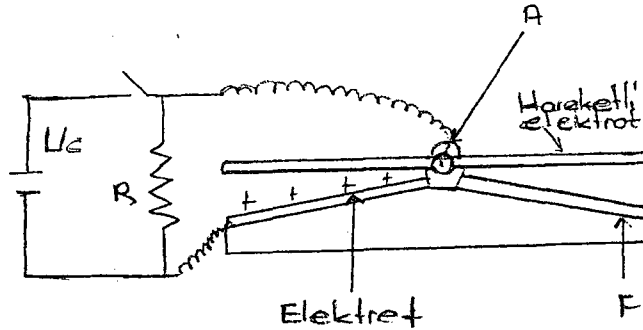
U_c : Besleme gerilimi, M : Hareketli elektrot, Se : Kuvvet algılayıcı, R : Boşalma direnci



Şekil 3.2 Mentешeli sistemde üretilen kuvvet ölçümü. H: Mentешe, α : Etkisiz bölge (uzunluk), l: Toplam uzunluk

İlk önce hareketli elektrotun elektret yüzeyi ile birleşik olarak ilişkide olduğu durum devrimin başlangıç noktası olarak alınmıştır ve elektret devrim doğrultusuna paralel hareket ettiğinde kuvvet ile devrim arasındaki ilişki ölçülmüştür. Bu durumda o çalışma gerilimindeki kuvvet standart değer olarak alınmış ve çalışma gerilimleri değiştirilerek elde edilen kuvvet değerleri bu standart değerden çıkartılarak itme ve çekme kuvveti olarak kullanılmıştır.

Şekil 3.3 denemeye üretilmiş elektret anahtarına ait bir modeli göstermektedir. İki elektret tipi birleştirilerek pozitif ve negatif olarak yüklenmiştir. Çekme ve itme kuvvetlerinin bir sonucu olarak anahtarın açılıp kapandığı bir yapı benimsenmiştir.



Şekil 3.3. Elektret anahtar modeli. A: Döner mil, F: Sabit elektrod.

Çalışma gerilimi U_c , elektret filminin alt elektrodu ile hareketli elektrodu arasına uygulanmıştır.

3.1.5. Sonuçlar

Elektretin yüzeysel yükü

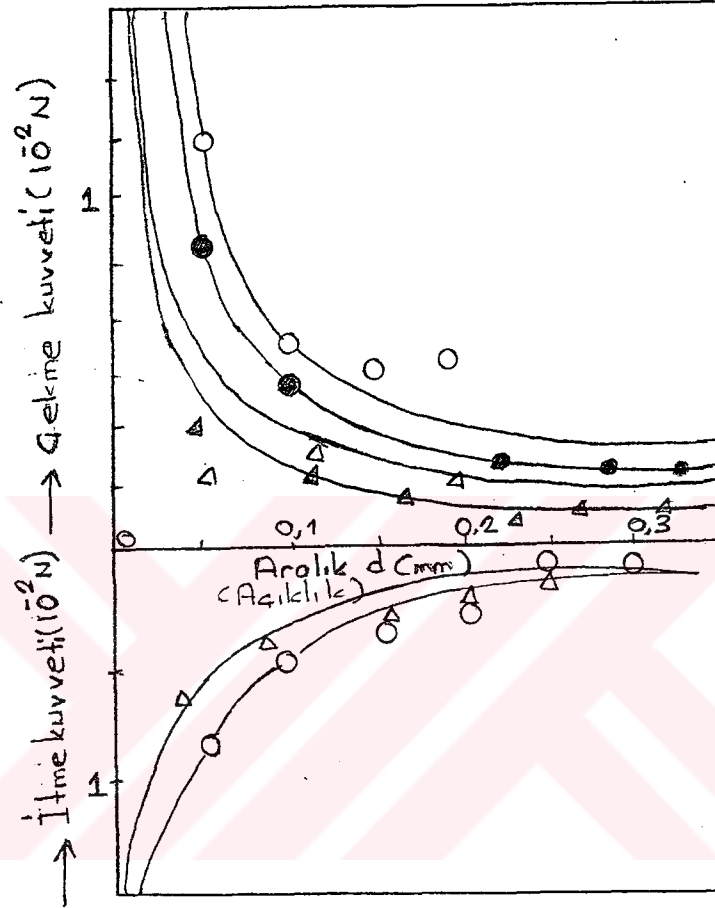
- (1) Korona yüklenmesi ile polimer filmi üzerinde birikmiş yük miktarı, yüklenme zamanının 5 s içinde doymaya ulaşmış ve doyma yükü $1-2 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$ olmuştur.
- (2) Birikmiş yükün ömrü yükün kutbiyetine bağlı olarak farklılık göstermektedir. Negatif yükün ömrü pozitif yükün ömründen daha uzundur.
- (3) Bir kez ile beş kez yüklenme durumlarında yüklenmeden 1000 saat sonraki zaman sabitleri τ karşılaştırıldığında biri $2.1 \times 10^7 \text{ s}$ diğeri ise $5.9 \times 10^7 \text{ s}$ olmuştur. Sonraki öncekinden yaklaşık üç kat daha uzundur.
- (4) Tek yüzü metal kaplı film yüzeyi üzerinde birikmiş yükün değişim oranı, metal kaplı olmayan yüzeye ait verilerle karşılaştırılmıştır. Metal kaplı yüzeye ait yük hemen hemen hiç değişmemiştir.
- (5) Tablo 3.1 deneysel sonuçları göstermektedir. 85°C de bir yük kaybı olurken -55°C de ya da % 90 bağıl nemli hava koşullarında yüzey yükü fazla azalmamaktadır.

TABLO 3.1. Çevresel Karakteristikler

Koşullar		Kalan yük yüzdeleri
Soğutma deneyi	Sıcaklık -55°C , Süre 72 saat	68
Isıtma deneyi	Sıcaklık 85°C , Süre 16 saat	19
Nemli ısıtma deneyi	Sıcaklık 40°C , Süre 48 saat	44

Şekil 3.4 menteşeli sistemler ile düşey hareket eden sistemlerde çekme kuvveti ile devinim arasındaki ilişkileri göstermektedir. Elektrotun yüzey alanı $S=4.8 \text{ cm}^2$ ve yüzeysel yük yoğunluğu $\sigma=1.8 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$ dir. Aynı koşullar altında menteşe hareket sistemindeki çekme kuvveti dikey hareket sistemindekinden daha büyüktür. Şekil 3.4 ayrıca menteşeli sistemdeki itme kuvveti ile devinim arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Yüzeysel yük yoğunluğu $1.7 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$ 'dir ve elektrete ait

itme ve çekme elektrostatik kuvvetleri hemen hemen elektret yüzeyinden olan uzaklığın karesi ile ters orantılıdır.



Şekil 3.4. Düşey hareket eden sistem ile menteşeli sistemde çekme kuvveti ile itme kuvveti ilişkileri

$U_c(V)$	Düşey hareketli sistem	Menteşeli sistem
200	● ● ●	○ ○ ○
100	▲ ▲ ▲	△ △ △

Şekil 3.5 farklı devinim (d) uzaklıkları için yüzeysel yük yoğunluğu σ ve çekme kuvveti F_a arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Şekil 3.6'da farklı (d) uzaklıkları için F_a ile çalışma gerilimi U_c arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Çekme kuvveti F_a elektret yüzey alanı S ile doğru orantılıdır. İtme kuvveti F_r ve yüzeysel yük yoğunluğu σ ile U_c ve S arasındaki ilişkiler F_a 'nın bunlarla olan ilişkileriyle aynı eğilimi göstermektedir. F_a ve F_r nin her ikisinde σ , U_c ve S ' in artımıyla bir artış göstermektedir. F_a nın büyüklüğü aynı koşullar altında F_r ninkinden farklıdır. $\sigma = 2 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$ farklı d değerleri ve U_c 'ye ilişkin olarak F_a/F_r oranı ve yaklaşık

olarak 150 kV'ta elde edilmiş bir minimum değer Şekil 3.7'de gösterilmiştir.

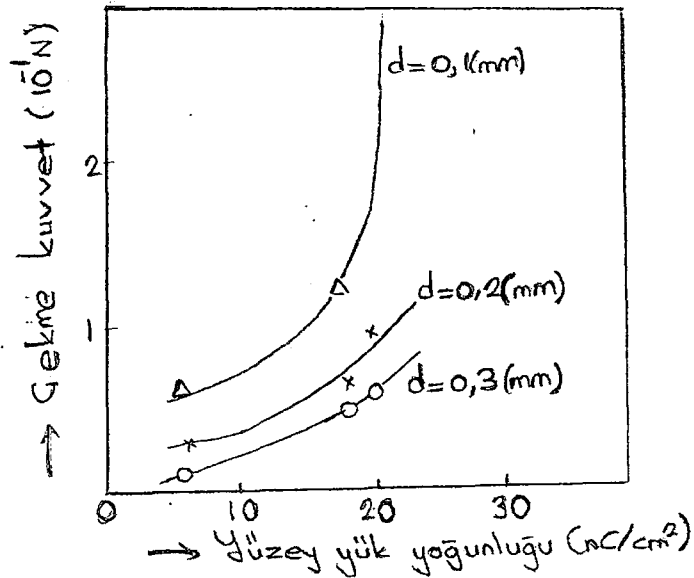
Elektret Anahtar

Tablo 3.2, yüzeysel yük yoğunluklarından biri $\sigma=1.5 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$ ve diğeri $\sigma=2 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$ olup farklı polaritelere sahip iki elektret filmini kullanan seesaw tipi elektret anahtarı (A) ile yüzey yük yoğunluğu $\sigma=1 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$ olan bir elektret filmini kullanan menteşe tipi elektret anahtarı göstermektedir.

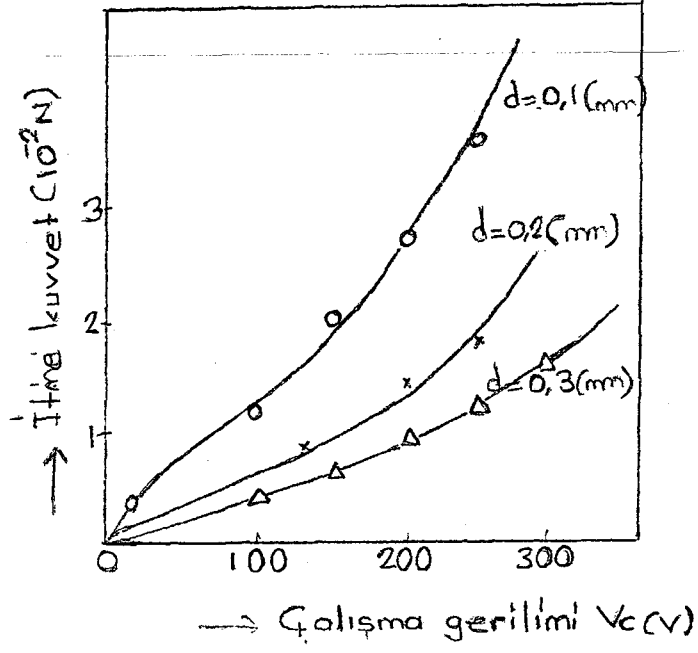
TABLO 3.2 : Örnek bir elektret anahtarın karakteristikleri.

Karakteristikler	A tipi	B tipi
Uygulanan Gerilim (V)	300	150
Güç tüketimi (mW)	20	10
Çalışma gerilimi (V)	244	115
Ayrılma Gerilimi (V)	46	75

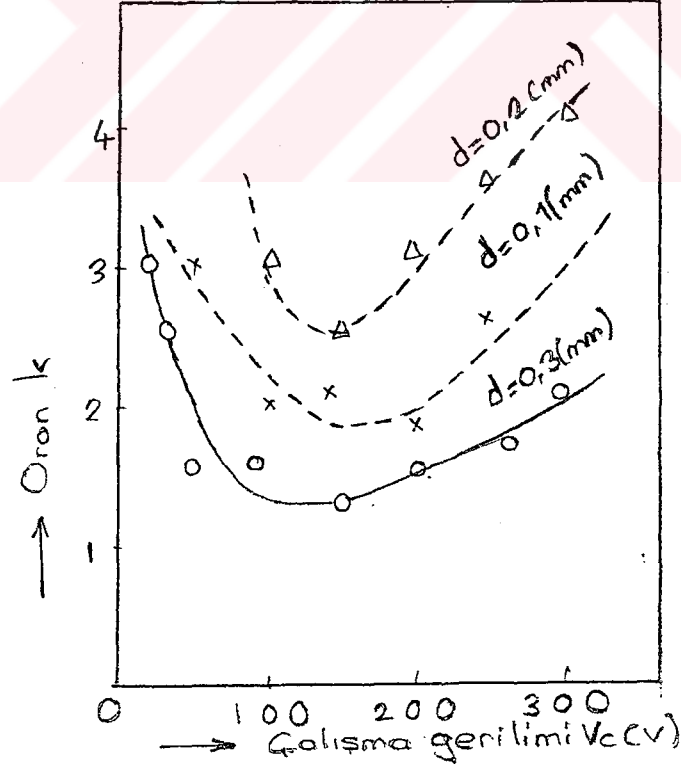
Bir boşalma direnci, anahtarın giriş uçlarına seri bağlanmıştır. Bu sayede boşalan yük, çalışma gerilimi ve elektret yüzey yükü ile hareketli yükü indüklemiştir. Güç tüketimi boşalma direnci yüksek tutularak azaltılmış fakat yenilenme (onarım) zamanı daha büyük olmuştur. Seesaw tipi elektret anahtarı için bu zaman 17 ms, salınım zamanı ise 27 ms'dir.



Şekil 3.5.. Çekme kuvvetinin yüzeysel yük yoğunluğu ile değişimi.

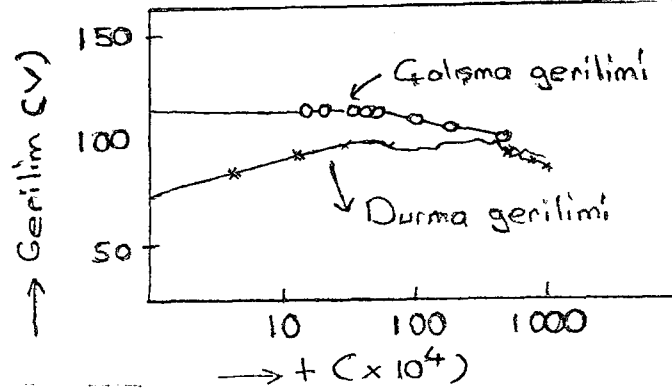


Şekil 3.6.. Çekme kuvvetinin çalışma gerilimi ile değişimi



Şekil 3.7. $k(=F_a/F_r)$ oranının çalışma gerilimi ile değişimi.

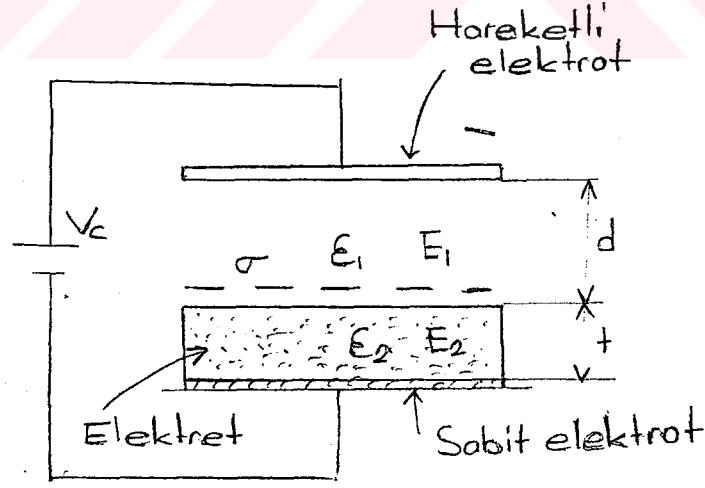
Menteşe tipi elektret anahtarı için mekanik çalışma deneyi yapılmıştır. Şekil 3.8 bu deneyin sonuçlarını göstermektedir. Yaklaşık bir milyon kez işlem tekrarından sonra kararlı durum gösterilmiş olup çalışma(pickup) ve düşme(dropout) gerilimlerindeki değişimler yaklaşık %35 oranında engellenmiştir.



Şekil 3.8. Mekanik çalışma deneyinin sonuçları.

3.1.6. Değerlendirme

Şekil 3.9 da gösterildiği gibi iki tabakalı bir elektret modeli kullanıldığında, d hava aralığındaki elektrik alanı



Şekil 3.9. Elektretin elektriksel alan ve elektriksel kuvvet modeli.

$$E_1 = \frac{-\left(\frac{\sigma t}{\epsilon_2} + V_c\right)}{\left(d + \frac{\epsilon_1 t}{\epsilon_2}\right)} \quad (3.1)$$

eşitliği ile verilebilir. Bu eşitlikte σ : elektretin yüzeysel yük yoğunluğu; t : örneğin kalınlığı; ϵ_1 : hava aralığının dielektrik sabiti; ϵ_2 : elektretin dielektrik sabitidir. Elektretin elektrik alanı E_1 ile hareketli elektrot üzerine etkiyen çekme kuvveti arasındaki ilişki

$$F_{a1} = -\frac{\epsilon_1 S E_1^2}{2} = -\frac{\epsilon_0 S}{2} \frac{\frac{\sigma t}{\epsilon_0 \epsilon_s} + V_c}{d + \frac{t}{\epsilon_s}} \quad (3.2)$$

şeklinde verilebilir. Burada $\epsilon_1 = \epsilon_0$; $\epsilon_s = \epsilon_2 / \epsilon_0$ ve S de yüzey alanıdır. Burada, çalışma gerilimi uygulanarak indüklenmiş çekme kuvvetinin bir arttırımı alınarak bu kuvvet gerilime bağlı olarak ifade edilebilir.

Aynı şekilde itme kuvveti F_r 'de

$$F_a = \frac{\epsilon_0 S V_c}{2(d + \frac{t}{\epsilon_s})^2} \left(\frac{2\sigma t}{\epsilon_0 \epsilon_s} + V_c \right) \quad (3.3)$$

$$F_r = \frac{\epsilon_0 S V_c}{2(d + \frac{t}{\epsilon_s})^2} \left(\frac{2\sigma t}{\epsilon_0 \epsilon_s} - V_c \right) \quad (3.4)$$

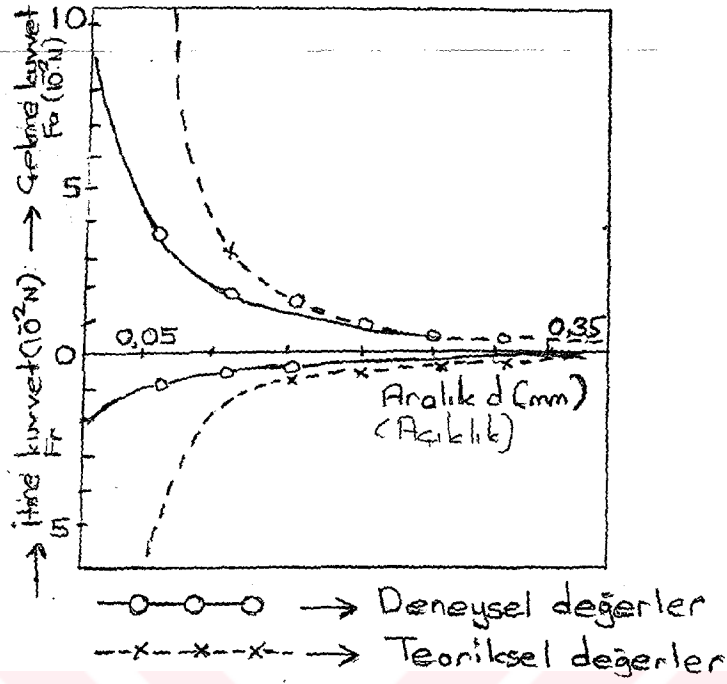
İki eşitlik arasındaki oran $k = |F_a / F_r|$ şeklinde verilebilir. Bu eşitlikten $k > 1$ olmakta ve bu sonuç Şekil 3.7'de uygun düşmektedir. Bununla beraber k , U_c için bir minimum değer göstermekte fakat bu ilişki k nın ifadesinden elde edilememektedir. Elektret yüzeysel yük yoğunluğu σ nun U_c ye bağlı olarak değişmesi minimum değer elde edilmesindeki sebeplerden biri olarak düşünülebilir. Teorik ve deneysel değerler Şekil 3.10'da işaretlenmiş ve küçük hava aralığı değerleri için büyük bir fark bulunmuştur. Kuramsal değerler sol tarafa kaydırıldığında deneysel değerlere çok daha iyi yaklaştığı görülmektedir.

3.1.7. Mekanik yük ile Elektret tarafından oluşturulan elektrostatik kuvvet arasındaki ilişki

Şekil 3.11 denemeyele üretilmiş bir elektret anahtarın basit bir yapısını göstermektedir.

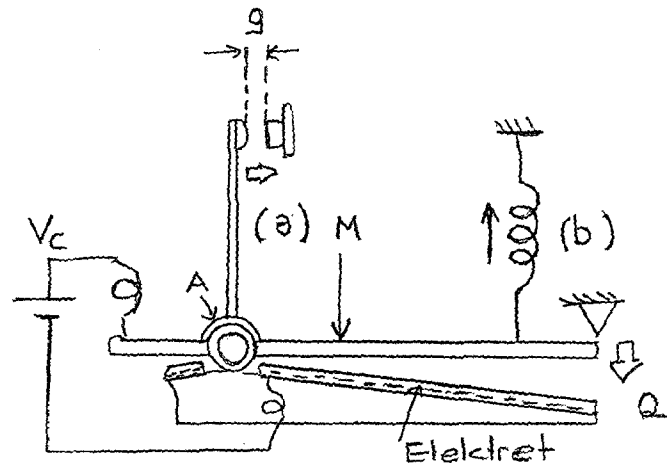
Çalışma geriliminin uygulanmadığı durumda, hareketli elektrot Q 'ya ters doğrultuda etki eden yay kuvvetiyle Şekil 3.11 deki gibi tutulur ve bu andaki kuvvet

ile hava aralığı bir P_1 noktasıyla verilir.

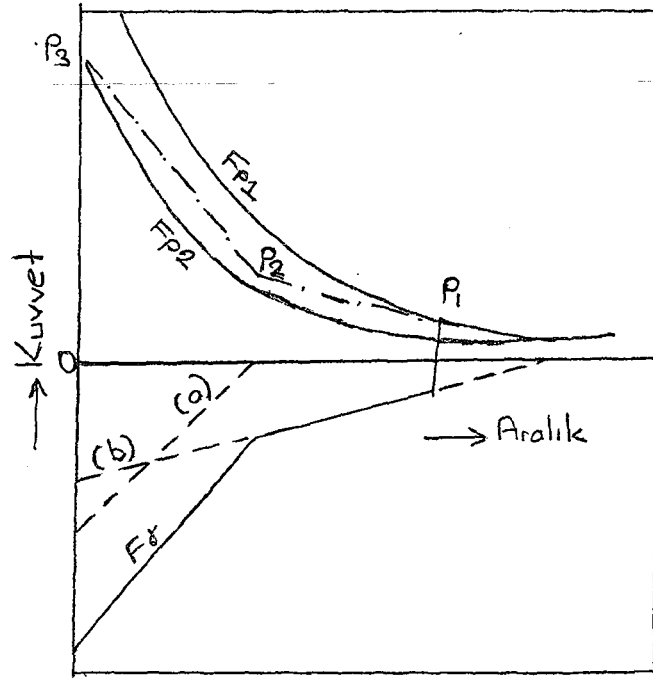


Şekil 3.10. Çekme kuvveti ile itme kuvveti arasındaki ilişki

U_c gerilimi sıfırdan başlayarak artırıldığında elektret tarafından üretilen kuvvet yay tarafından üretilen kuvvetten daha büyük olur. Hareketli elektrot elektrete dokununcaya kadar Q ya doğru ilerler. İşlem sırasında ilişki aralığı g azalır ve sonuçta dokunma olur. Bu andaki işlem P_2 noktasıyla belirtilmektedir. İlişki yayı a 'ya ait kuvvet P_2 noktasındaki elektrete ait çekme kuvveti yüküne eklenmiş ve mekanik yüke bağlı olarak a ve b nin bir sonucunda P_2 noktasından itibaren bir F_1 yükü olmuştur.



Şekil 3.11. Seesaw tipi elektret anahtarının yapısı. (a) kontak yayı, (b) geri çekme yayı, (g) kontak aralığı



Şekil 3.12. Mekanik yüklenme ile elektretin elektrostatik kuvveti arasındaki ilişki
 F_{p1} : İşlem sırasındaki kuvvet karakteristiği. F_{p2} : Sonuçtaki kuvvet karakteristiği.

U_c azaltıldığında çekme kuvveti F_1 'den daha küçük olur ve hareketli elektrot Q ya ters bir doğrultuda hareket eder. Bu işlemde istenilen en küçük çalışma gerilimi Tablo 3.2 de gösterilen çalışma(pickup) gerilimidir ve bu andaki çekme kuvveti karakteristiği F_{p1} dir. Ayrıca en büyük gerilim düşme(dropout) gerilimi olup bu andaki çekme kuvveti karakteristiği F_{p2} dir.

3.1.8. Polimer Elektret Film Uygulamalarındaki sınırlamalar

(1) Elektret anahtarlarının boyutları elektromagnetik anahtarlara göre daha büyüktür. Fakat yükseklikte 10 mm ya da daha az parçalara bölünebilir.

(2) Çalışma gerilimi U_c , elektromagnetik tiple karşılaştırıldığında daha yüksek olduğu için bu anahtar yüksek gerilim çalışma anahtarı olarak uygundur.

(3) Küçük bir kuvvet ve küçük bir hava aralığından dolayı uygulama, düşük yükler için anahtarları sınırlamıştır.

Elektromagnetik anahtarlarla karşılaştırıldığında; elektret anahtarlarının güç gereksinimi büyük ölçüde düşüktür ve ayrıca elektret anahtarlarında bobin kullanılmadığından elektromanyetik gürültü oluşmayacak ve maliyetleri daha düşük sonuçlar elde edilecektir [13].



3.2 BİR ELEKTRET VE BİR İLETKENDEN YAPILMIŞ HAVA FİLTRESİ

Elektrik yüklü fiberler, yani elektret fiberleri hava filtresi olarak kullanılabilirler. Düzlemsel (tabaka) elektretler yüksek iç ve düşük dış elektrik alanlarına sahiptir. Fakat sadece dış alanlar filtreleme olanağına katkıda bulunurlar. Elektretler filtrelerde kullanılmak istenildiğinde temel problem bu dış alanın gücünü arttırmak olacaktır. Genel olarak bir elektret filtresinde bu problem elektret tabakasının enini azaltmak suretiyle kolayca çözülebilir. Bu da elektreti fiberler (lifler) haline getirmekle mümkün olur. Diğer bir çözüm de iletkenleri elektretin yüzeyine yakın bir yere yerleştirmektir. Bu yolla hava akımına karşı düşük direnç gösteren bir filtre yapılabilir, fakat elektret üzerinde tutulacak yük miktarı, dielektrik ile iletkenler arasında kalan havada oluşabilecek boşalma nedeniyle sınırlı olur. Bu tür bir filtre üzerindeki yük, mikroskopik olarak X - ışınımı ve bir proba ölçülmüştür. Filtrenin içerisindeki elektrik alanında öz - kavi bir yöntemle ölçülmüştür. Filtre verimine ilişkin örnek sonuçlar elde edilmiştir.

Elektriksel güçler hava temizlemede geniş çapta kullanılmaktadır. Daha açık bir şekilde ifade etmek gerekirse, çoğu hava filtreleri, tozu filtre fiberleri üzerindeki elektrik yükü sonucunda oluşan elektrik alanı sayesinde üzerlerinde toplarlar. Bu alanda yakın zamandaki önemli gelişmelerden birisi de elektret fiberlerinden yapılan filtrelerdir.

Bu filtrede kullanılan elektret eşyüklü olarak tanımlanır, çünkü malzeme üzerindeki yükün kutbiyeti, malzemeyi yüklemek için kullanılan elektrotlarla aynıdır. Elektret genellikle polipropilen gibi tabaka şeklinde plastik bir malzemeden yapılır. Tabakanın her iki tarafı zıt kutbiyetli olmak üzere korona ile yüklenir. Bu iki yük miktar olarak birbirine eşit olup işaret olarak birbirine zıttır.

Geniş düzlemsel bir levhanın her iki tarafında eşit ve zıt yükler varsa bu levha; sadece malzemenin dielektrik dayanımı ile sınırlanan bir iç elektrik alanına sahip olan bir kondansatör gibi göz önüne alınabilir. Tabaka, fiberlere ayrıldığında oluşan geometrik değişim, bir dış alanın oluşmasına yol açar; bu da malzeme filtre olarak kullanıldığında toz ve benzeri parçacıkları yakalamasını sağlar. Dış alanın gittikçe büyümesi fiberlerin dışındaki boşalmalar nedeniyle engellenir. Uzun bir fiberde, elektrik alanı orta kısımlarda daha zayıf kalacak ve kenarlara doğru yoğunlaşacaktır. Bir elektret fiberi üzerindeki yük, aynı şekildeki bir silindirin üzerinde olabilecek yükten fazladır. Fiber elektrette elektrik akımının çoğu içerdedir

ve direncin kendisi yerine karesiyle ters orantılı bir değişkenlik gösteren benzer şekildeki silindirlere daha az dış alan oluşur.

Bir elektretin dışında elektrik alanı oluşturma bir yolu da iletken malzeme kullanmaktır. Eğer elektriksel temas durumundaki iki iletken bir elektretin iki tarafında tutulacak olursa, iletkenler potansiyellerini eş değerde tutmak için gerekli olacak yükü oluşturacaklardır. Bu yükler, elektret ile iletkenler arasındaki bölgede elektretin iç alanının tersi yönünde bir elektrik alanı oluşturacaktır. Bu elektrik alanı filtreleme işi için kullanılabilir.

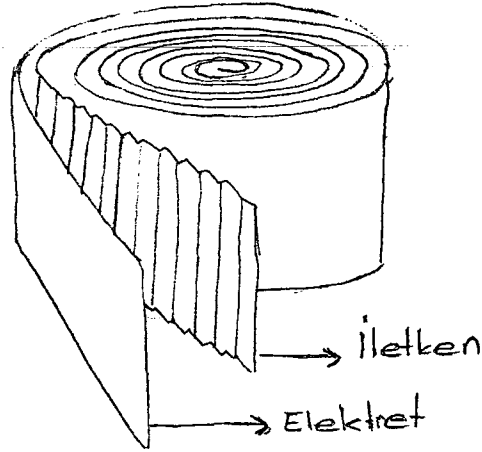
3.2.1. Malzemenin Elektriksel Yüklenmesi

Elektret olarak seçilen malzeme 30 mm kalınlığında, 25 mm eninde oldukça uzun bir şerit şeklinde kesilmiş polipropilen' dir. Malzemenin yüzeyi iospropanol ile temizlenerek, yüzeyi merdane şeklindeki döner bir fırça ile yüklenmiştir. Üzerine merdanenin kılları sürtünen polimerin altında kalan kısmı topraklı bir iletken. Merdanenin topraklı kısmı ile fırçanın kılları arasında atlama olmasını önlemek için polimerin birer ucunda 2 mm eninde yalıtkan şeritler vardır. Bu düzen ile malzemedede dipolar yük oluşturulur.

Elektrometre ile yüzeysel yük yoğunlukları $3400 \cdot 10^{-6} \text{ C/cm}^2$ ye kadar ölçülebilir. Fakat polimer iletken üzerinde durmadıkça bu yük yoğunlukları kısa ömürlü olur. Eğer malzeme herhangi bir beslemeye sahip değilse çevresindeki havada işitilebilir bir boşalma meydana gelir.

Birleşik filtrenin yapısını gösteren Şekil .3.13 de içiçe sarılmış yüklü polimer ile oluklu metal şerit arasındaki hava aralığında elektrik alanı oluşturulmaktadır. İletken maddenin polimerin yüzeyindeki yük yoğunluğu üzerine etkisi, polimere değen kısa oluklu bir şerit yerleştirilerek araştırılmış ve yalıtkan maddenin bozulmasıyla yük yoğunluğunun ortalama $450 \cdot 10^{-6} \text{ C/cm}^2$ düzeyine düştüğü görülmüştür.

Böyle yüklü bir polimer oldukça düşük bir iç elektrik alanına sahiptir. Polimeri bu şekilde yükleyebilmek için vakumda elektron bombardımanına tutulur. Ama bu şekilde oluşturulan yükler az ve düzensiz olup hepsi aynı işaretli değildir. Oysa elde edilen dipolar yükler yüksek ve tekdüze bir şekle sahiptir.



Şekil 3.13. Bir elektret ve bir iletkenle yapılmış filtrenin yapısı.

3.2.2. Filtrenin Yapısı

Filtrenin yapısında kullanılan ara tutucu madde 120 μm kalınlığında alüminyum şerittir. Alüminyum şerit, kıvrımları yaklaşık 0.7 mm'lik yüksekliğe ve 2 mm'lik tepeden tepeye uzaklığına sahip sinüsoidal kıvrımlı biçimdedir. Filtre, onu destekleyen bir plastik kapsülün içine konmuştur. Bu kapsül filtrenin sargısının dağılmasını önler ve elle tutmayı kolaylaştırır. Hava akımı yönündeki boyu 25 mm dir. Taşıyıcının desteği ile hava akımına karşı kaldırıldığında alanı 2170 mm^2 dir. Filtrenin alan ağırlığı yaklaşık olarak 2,8 kg/m^2 olup 0.97 ses kesirine sahiptir.

Temel olarak böyle bir filtre, düzgün ve pürüzsüz gözeneklerin, her gözenek ekseninin elektrik alanına dik birleşmesinde oluşur. Bu yapının hava akımına karşı düşük bir direnci vardır. Basınç, gerçek gözeneklerle aynı kesit alanına sahip eliptik şekilli gözeneklerden oluşan filtreye doğru olur. Bağımlı oran 1,4 olup gözeneklere doğru 0.23 m/s hızındaki .2 Pa olarak hesaplanmıştır. Gerçekte bu değer 6.7 Pa olup aradaki fark dış etkilere ve şekil etkisinden oluşmuştur. Örneğin, ikizkenar üçgen şeklindeki gözeneklerin direncinin aynı alana sahip daire şeklindeki gözeneklerin direncine oranı 1.38 dir.

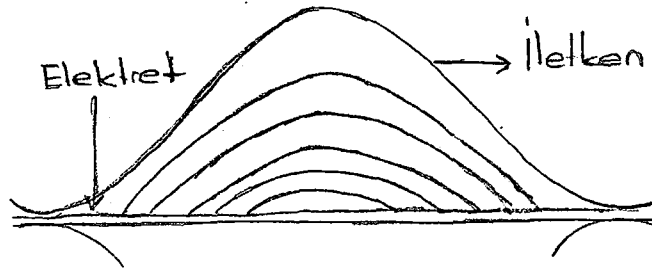
Filtre, parçacıkları etkileyebilmek için aynı gözeneklerin farklı bölümlerindeki elektrik alanının uyumlu hareketine göre davranır. Bu esnada gözeneklere düzenli parçacık akışı olur. Hava akımının safiye şeklinde olması önemlidir. Çünkü türbülans bu düzgün akışı altüst edebilir.

Deneylerle ve hesaplamalarla gösterilmiştir ki, elektretle birleştirilen elektrik alanı iletkenleri kapalı yakınlıkla yerleştirilerek elle işletilebilir. Yüksek seviyeli bir yük dipolar bir grupta içinde elektret üzerine yerleştirilebilir, ama tek işaretli yük elde etme denemeleri başarısızlıkla sonuçlanmıştır. Dielektrik bozunum filtredeki yük seviyesini sınırlandırır. Oluşan elektrik alanı hava filtresinde kullanılabilir ve filtre hava akımına karşı düşük direnç gösteren bir yapıya sahip olur ve aerosol parçacıklarının tutulmalarında yeterli bir verimlilik sağlar.

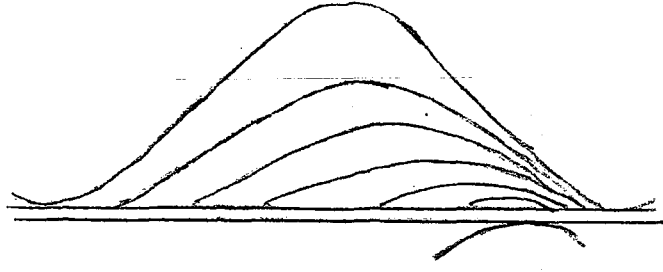
Elektrik alanı tutarlı yaklaşımlarla hesaplanabilir. Bu hesap, hem yüklerin polimer üzerindeki gruplaşmasına hemde filtrenin lokal yapısına bağlıdır. Bilhassa, filtrenin gözeneklerinin merkez bölgelerinde alan oldukça sabittir. Bu bölgede havanın hızı en yüksek seviyesindedir ve bu küçük nötr parçacıkların nakli ile ilgili muhtemel bir geri çekilme olacaktır.

3.2.3. Filtre Verimi

Elektrik kuvvetleri ile parçacık yakalama teorisini ifade ederek burada daha fazla bir ayrıntıya girmedik fakat yüklü ve nötr parçacıkları ayrı ayrı kullanma gibi genel ilkelerin altını çizmek yararlı olacaktır. Yüklü bir parçacığı yakalama colomb çekmesi ile olur. Bu parçacık, elektriksel hareket yeteneği ve alan boyutunun çarpımı ile orantılı olarak bir eğilim hızına ulaşan elektrik alanı altında hareket eder. Nötr bir parçacığın yakalanması, elektrik alanı tarafından parçacığın kutuplanması ve indüklenen dipol üzerinde alanın akışı ile ilgilidir. Yüksek alanlı bir bölgeye doğru gitme eğiliminde olan nötr parçacıklar tekdüze alanlar tarafından hareket ettirilemez. Bu oldukça önemlidir çünkü filtrelerdeki elektrik alanı tekdüze olmamalıdır. Bu durum Şekil 3.14 ve 3.15 de oldukça açık bir şekilde görülmektedir. Elektrik alanı istenilenden çok daha fazla tekdüzedir.



Şekil 3.14 Sinüsoidal olarak değişen yük dağılımlı elektrette eşpotansiyel çizgiler



Şekil 3.15. Ard arda kıvrılmış iletkenler arasında kıvrımlı elektroda yakın eşpotansiyel çizgiler.

Her iki işlemde de parçacıkları yakalama, kuvvetlerin etkidiği zaman miktarını arttırmaktadır. Bu yüzden filtreleme etkisi düşük hava hızlarında daha büyük olacaktır. Filtrenin, Blackfard tarafından tanımlanan sistemi kullanımı test edilerek parçacık tutma işlemi ölçülmüştür. Parçacıklar, yüklerinin azaltılıp eşit bir seviyede tutulmaları için bir radyoaktif nötürleyicinin içinden geçirilmiştir. Bu işlem parçacıkların çoğunda düşük bir yükde gerçekleşmiş olduğu için yakalama mekanizması, colomb çekmesi ile kutuplamanın bir kombinasyonu olmuştur. Nüfuz etme deney sonuçları üç farklı filtreleme hızı için Tablo 3.3 de gösterilmiştir. Filtreleme yeteneği yaklaşık $7\mu\text{m}$ boyutuna kadar parçacık boyutuyla artar. Çizelge 3.3 düşük hızlarda yakalama yeteneğinin düşük hızlarda daha yüksek olduğunu açıkça göstermektedir.

TABLO 3.3. Elektret / İletken filtrede parçacık tutulma etkisi.

Filtreleme hızı (m/sn)	Parçacığın geometrik çapı (μm)				
----	0,6	2,7	4,8	6,3	8,1
0,12	---	0,17	0,07	0,05	0,04
0,25	0,25	0,21	0,13	0,07	0,07
0,35	---	0,23	0,18	0,11	0,09

3.2.4. Yük Değeri ve Ömrü

Filtre X ışınlarının artan dozlarına maruz bırakıldığında, iyonize ışımada filtre üzerindeki yükü ölçmek için kullanılabilir. İyonize ışımada, filtreye doğru standart parçacığın nüfuz etkisindeki bir artımda sonuçlanan yükü derece derece kaldırır. Sonraki ışımada aerosolün

nüfuz etmesinde herhangi bir artıma neden olduğunda filtre elektriksel olarak nötrdür ve tutulan yük miktarı nötrleşmesinde gerek duyulan iyonların sayısından hesaplanabilir. Filtre üzerinde elektrik yüklerinin iyonlarla taşınabilirliğindeki kolaylık kararlılığı göstermez.

3.2.5. Sonuçlar

Yakın çevresine iletkenler yerleştirilerek elektrete bağlı elektrik alanının kullanımı deneyler ve hesaplarla gösterilmiştir. Yüksek bir yük düzeyi dipolar bir konfigürasyondaki elektret üzerine yerleştirilmiş fakat tek işaretli yük elde etme girişimleri başarısızlıkla sonuçlanmıştır. Yalıtkanın delinme dayanımı filtredeki yük düzeyini sınırlar. Elektrik alanı filtrelerde kullanılabilir ve filtre, hava akımına karşı düşük bir direnç, aerosol parçacıklarını yakalamadada uygun bir verime sahip olmak için böyle bir yapıda gerçekleştirilmiştir. Elektrik alanı bir takım yaklaşımlarla hesaplanabilir. Bu daha çok polimer üzerindeki yük konfigürasyonuna ve filtrenin yerel yapısına bağlıdır. Genellikle alan filtre gözeneklerinin orta bölgelerinde hemen hemen sabittir [14].

3.3. POLİMER ELEKTRETLİ GENERATÖR (EG)

3.3.1. Özet

Burada, polimer elektret filmler kullanılarak gerçekleştirilmiş bir elektretli generatör (üreteç) örneği anlatılmıştır. Generatörün rotoru bir iletken disk ile diske tutturulmuş farklı kutbiyette iki tür elektret filmi ileten yelpaze şekilli birkaç tane parçadan oluşmuştur. Stator bir iletken diskten oluşmuştur ve deliklere sahiptir, delikler elektretler gibi yelpaze şeklindedir. Generatör, bir fırça ve bir kayar contaya (halkaya) sahiptir. Rotordaki iki tür elektret aynı dielektrik katsayısı ve kalınlığa sahip olduğunda generatör parametrik olmayan olur, iki elektret farklı olduğunda ise generatör parametrik olur. Bu iki generatörün temel karakteristikleri birbirine çok benzemektedir ve aynı koşullar altında parametrik olmayan generatörün çıkış gerilimi, akımı ve gücü parametrik generatöre göre daha büyüktür. İki generatörün de çıkış gerilimi ve akımı, iki elektretin yüzeySEL yük yoğunluklarının doğrusal (lineer) toplamıyla orantılıdır. Çıkış gücü ise, yukardaki doğrusal kombinasyonun ikinci gücü ile orantılıdır.

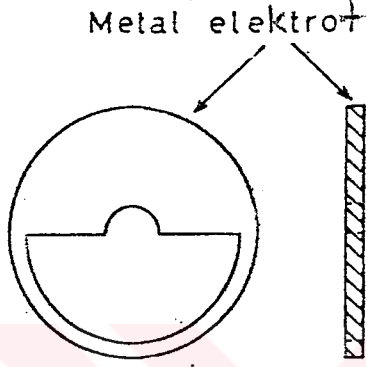
3.3.2. Giriş

Güvenilir yapıya sahip bir elektret generatör (EG), temel yapısı, teorisi ve birkaç deney sonucu ile birlikte ilk defa Jefimenko tarafından gerçekleştirilmiştir. Bununla beraber, gerilim, akım ve güç karakteristikleri bu bölümde kısmi olarak açıklanmıştır. Jefimenko'nun EG'si fırçasızdı ve bir parametrik olmayan bir makıneydi. Malzemelerin ve rotoru oluşturan elektretlerin kalınlığının seçiminde sınırlamalar vardı. Örneğin elektretin de mekanik olarak dayanıklı olması gerekiyordu.

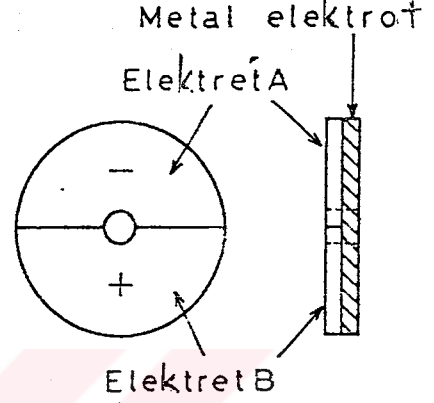
Burada yapısında kullanılan elektret için mekanik bakımdan dayanıklı olması koşulu aranmayan bir EG anlatılmakta ve kuramsal ve uygulama bakımından temel karakteristikleri açıklanmaktadır. Söz konusu EG, bir fırça ve kayan contaya (halkaya) sahip, parametrik bir makinedir. Bu makina, rotoruna zıt kutbiyetli elektretler eklendiğinde Jefimenko'nun parametrik olmayan EG'sine benzemektedir. Bu bölümde, yukarıdaki temel EG'nin genel bir modeli üzerindeki çalışmalar açıklanarak, parametrik ve parametrik olmayan karakteristikleri sistematik olarak incelenmiştir.

3.3.3. Kuram

Burada açıklanan EG Şekil 3.16 ve Şekil 3.17 de gösterildiği gibi bir stator ve rotor çiftine sahiptir. Normal olarak rotorda yüzeyi eksi yüklü A elektreti ile yüzeyi artı yüklü B elektreti birbirinden kalınlık, dielektrik katsayısı ve malzeme bakımından farklıdır.



Şekil 3.16. Bir kutuplu stator

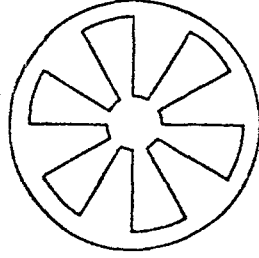


Şekil 3.17. Bir kutuplu rotor.

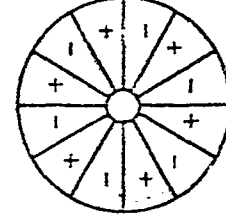
Yukarıdaki iki elektret yüzeySEL yük yoğunluğu bakımından da farklı olabilir, çünkü bu yoğunlukları eşit yapmak çok zordur. Şekil 3.16 da gösterildiği gibi bir tane stator elektrodu olduğunda, statorun kutup sayısı 1'e ve Şekil 3.17 de gösterildiği gibi rotorda aynı kutbiyette yalnız bir elektret olduğunda rotorun kutup sayısı bire eşittir. Bu durumda EG'nin kutup sayısı 1 olarak tanımlanır. Çok kutuplu rotor ve stator örneği olarak Şekil 3.18 ve Şekil 3.19 da sırasıyla 6 kutuplu stator ve 6 kutuplu rotor gösterilmiştir. N kutuplu statorun elektrodu ve 6 kutuplu rotorun elektreti bir fırıldak gibi şekillendirilmiştir. N kutuplu EG tarafından üretilen çıkış akımının, 1 kutuplu EG tarafından üretilen çıkış akımından n kat daha fazla olduğu söylenebilir. EG'nin ana parçalarıyla kesiti Şekil 3.20 de gösterilmiştir. Stator yük direnci R üzerinden, rotor da mil, kayma halkası ve fırça üzerinden toprağa bağlanmıştır.

Şimdi, çok kutuplu EG'nin çalışmasını inceleyelim. Çok kutup sayısı n olsun. Şekil 3.21 de gösterilen tek kutuplu EG'nin doğrusal devrim modelini göz önüne alalım. Stator, bir kare metal - tabaka elektrottur ve rotor bir metal elektrot bandından meydana gelmiştir, bağlanan iki tip kare film elektret sonsuz uzunlukta düşünülerek genişletilmiştir. İki elektretin kutbiyetleri elektrot bandında değişir. Stator elektreti ve elektrodu aynı yüzey alanına ve şekline sahiptir. Stator ve A ile

B elektretleriyle ortak olan yüzey alanları sırasıyla S_a ve S_b dir. Stator tabakasının tüm alanı S_s olsun , bu durumda



Şekil 3.18. Altı kutuplu stator.



Şekil 3.19 kutuplu rotor.

$$S_s = S_b + S_a \quad (3.5)$$

olur. Elektret A ve B nin kalınlıkları sırasıyla h_a ve h_b ,stator ile elektret A ve B arasındaki boşluklarda sırasıyla d_a ve d_b olsun. Stator ile rotor arasındaki açıklık l olsun. bu durumda,

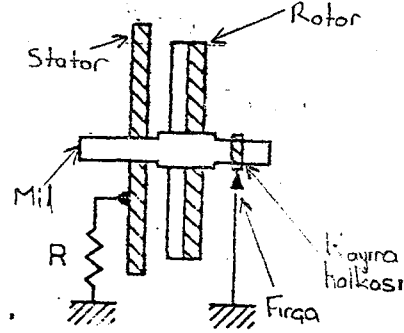
$$l = h_a + d_a = h_b + d_b \quad (3.6)$$

olur. Havanın ve elektret A ve B nin dielektrik katsayıları ϵ_0 , ϵ_a , ϵ_b olsun. Elektret A ve B nin üst ve alt yüzeylerindeki yüzeysel yük yoğunlukları $-\sigma_a$, $+\sigma_a$, $+\sigma_b$, $-\sigma_b$ 'dir. Yüzey alanı sırasıyla S_a ve S_b olan rotor ve statorun yüzeyinde indüklenen yüzeysel yük yoğunlukları $-\sigma_a'$, $+\sigma_a'$, $+\sigma_b'$, $-\sigma_b'$ ' dir. Yüzey alanı S_a olan statorun altındaki hava aralığında ve elektret A da elektrik alanları E_a' ve E_a dir. Yüzey alanı S_b olan statorun altındaki hava aralığı ve elektret B deki elektrik alanı da sırasıyla E_b' ve E_b dir. R yük direnci, u çıkış gerilimi, i çıkış akımıdır. u için denklemleri şu şekilde bulabiliriz.

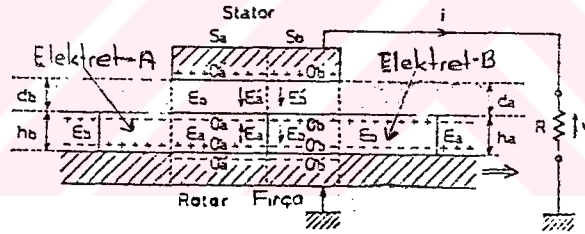
Rotorun soldan sağa doğru hareket ettiğini varsayalım. O zaman E_a , E_a' , E_b , E_b' , u ve i 'nin yönleri Şekil 3.21 deki gibi olacaktır. Burada i için statordan çıkan yön, u için de topraktan statora giden yön pozitif olarak kabul edilmiştir. Kirchhoff'un ikinci yasası uygulanarak, topraktan R üzerinden, statordan, hava aralığı ile statorun rotora olan S_a parçasının altındaki elektret A dan tekrar toprağa olan çevrim ile topraktan R üzerinden, statordan, hava aralığından ve statorun rotora olan S_b parçasının altındaki elektret B den toprağa dönen ikinci çevrim için şu eşitlikler yazılabilir:

$$u - E_a'd_a + E_a h_a = 0 \quad (3.7)$$

$$u - E_b'd_b - E_b h_b = 0 \quad (3.8)$$



Şekil 3.20. Elektret generatörün görünüşü.



Şekil 3.21. Kuramsal çözümleme için bir kutuplu EG' nin doğrusal devinim modeli.

Hava aralığı, elektret A ve statorun S_a parçasının altındaki rotor elektrodu ile elektret A'ya Gauss yasası uygulanırsa;

$$E_a' = \sigma_a' / \epsilon_0 \quad (3.9)$$

$$E_a = (\sigma_a - \sigma_a') / \epsilon_a \quad (3.10)$$

şeklinde yazılabilir. Benzer şekilde, hava aralığı, elektret B ve statorun S_b parçasının altındaki rotor elektrodu ile elektret B'ye Gauss yasası uygulanırsa;

$$E_b' = \sigma_b' / \epsilon_0 \quad (3.11)$$

$$E_b = (\sigma_b - \sigma_b') / \epsilon_b \quad (3.12)$$

yazılabilir. (3.9) ve (3.10) nu eşitlik (3.7) de yerine koyarsak, şu eşitlikler elde edilir.

$$u = \sigma_a' / C_a - V_{ea} \quad (3.13)$$

$$C_a = 1 / (d_a / \epsilon_0 + h_a / \epsilon_a) \quad (3.14)$$

C_a , rotor elektrodu ile statorun S_a parçası tarafından oluşturulan kondansatörün birim alanı başına kapasitesidir ve V_{ea} elektret A'nın gerilimidir.

$$U_{ea} = (\sigma_a' / \epsilon_a) h_a \quad (3.15)$$

(3.11) ve (3.12) yi eşitlik (3.8) de yerine koyarak şu eşitlikleri elde edebiliriz.

$$u = (\sigma_b' / C_b + V_{eb}) \quad (3.16)$$

$$C_b = 1 / ((d_b / \epsilon_0 + h_b / \epsilon_b)) \quad (3.17)$$

C_b , rotor elektrodu ile statorun S_b parçası tarafından oluşturulan kondansatörün birim alanı başına kapasitesidir ve V_{eb} elektret B'nin gerilimidir.

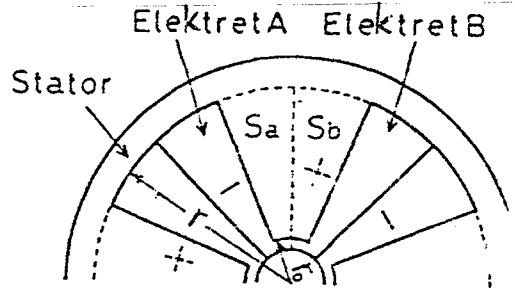
$$U_{eb} = (\sigma_b' / \epsilon_b) x h_b \quad (3.18)$$

Elektret A, statorun altına geldiğinde zamanın 0 olduğunu varsayalım. Elektrik yükünün korunması ilkesine göre; Q ; $t = 0$ da stator elektrodu üzerindeki yüküdür ($S_a = 0$).

Şimdi n kutuplu bir elektrik generatörünü gözönüne alalım. Basitleştirmek için, yüzey yük yoğunlukları, kalınlıklar ve aynı polariteli elektretlerin permitiviteleri aynı olsun. Yüzeyde - yük bırakan elektretler A, + yük bırakan elektretler ise B olarak adlandırılmaktadır. Böyle bir çok kutuplu EG de, R den akan i akımı, bir tek rotor parçasından geçen akımın n katıdır.

$$\sigma_a' S_a + \sigma_b' S_b + \int_0^t i dt = Q \quad (3.19)$$

$$n_i = U / R \quad (3.20)$$



Şekil 3.22. Dönen n - kutuplu EG'nin S_a ve S_b alanları.

Gerçek dönen n - kutuplu EG'ye ilişkin S_a ve S_b alanları Şekil 3.22 de gösterilmiştir. Rotorun dış yarıçapı r ve statorun iç yarıçapı r_0 dir. Elektret A tamamen statorun altında iken $t = \tau$ ise, Elektret A'nın statorun altından ayrılmaya başladığı anda $t = \tau$ dir. 2τ ise statorun tamamen ayrıldığı andır.

$$\tau = T/2n = 1/2nf = \pi/n\omega \quad (3.21)$$

Burada, T , f ve ω sırasıyla rotorun dönme periyodu, dönme frekansı ve açısal hızıdır. Şekil 3.22 den $0 \leq t \leq \tau$ için,

$$S_a = S f t \quad (3.22)$$

$$S_b = S f (\tau - t) \quad (3.23)$$

ve $\tau \leq t \leq 2\tau$ için,

$$S_a = S f (2\tau - t)$$

$$S_b = S f (\tau - t) \quad (3.24)$$

yazılabilir.

(3.13), (3.14), (3.19), (3.20), (3.22), (3.24) ü birleştirirsek, çıkış gerilimi $0 \leq t \leq \tau$ için V_1 ve $\tau \leq t \leq 2\tau$ için de V_2 dersek, V_1 ve V_2 dif. denklemleri elde edilebilir.

$$(C't + C_b\tau) \delta V_1 / \delta t + (C' + 1/g) V_1 + q = 0 \quad 0 \leq t \leq \tau \quad (3.25)$$

$$(-C't + (C' + C_a)\tau)\delta V_2/\delta t + (-C' + 1/g)V_2 - q = 0 \quad \tau \leq t \leq 2\tau \quad (3.26)$$

Burada;

$$C' = C_a - C_b \quad (3.27)$$

$$g = S_n f R \quad (3.28)$$

$$q = C_a V_{ea} + C_b V_{eb} \quad (3.29)$$

$C' \neq 0$ iken, (3.25) ve (3.26) parametriktr. $C' = 0$ iken $C_a = C_b = C$ olup (3.25) ve (3.26) parametrik değildir.

$$C\tau \delta V_1/\delta t + 1/g V_1 + q = 0, \quad 0 \leq t \leq \tau \quad (3.30)$$

$$C\tau \delta V_2/\delta t + 1/g V_2 + q = 0, \quad \tau \leq t \leq 2\tau \quad (3.31)$$

EG sabit hızla döndüğünde;

$$V_1(0) = V_2(2\tau) \quad (3.32)$$

$$V_1(\tau) = V_2(\tau) \quad (3.33)$$

Bu bağıntılar kullanılarak (3.25) ve (3.26) yı birleştirerek parametrik EG için V_1 ve V_2 hesaplanabilir. Parametrik EG için ortalama güç değeri

$$\bar{P} = \frac{g^2 q^2}{R} - 2Cg \frac{\{1 - e^{-1/Cg}\}^2}{\{1 - e^{-2/Cg}\}} + 1 \quad (3.34)$$

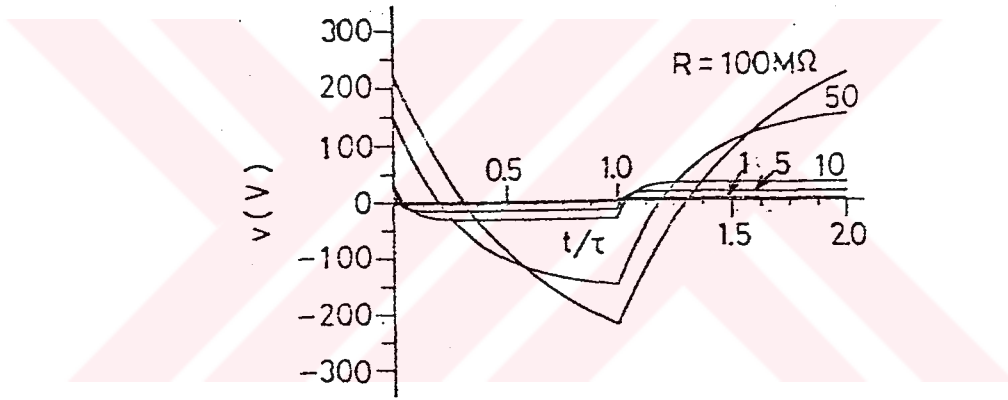
şeklinde verilebilir. Ayrıca parametrik olmayan EG içinde V_1 , V_2 ve ortalama güç bağıntıları yazılabilir.

3.3.4. Temel Karakteristikler

Burada yapılan deneyde parametrik bir elektret generatör modeli kullanılarak generatöre ait güç, çıkış gerilimi ve akımı dalga şekilleri ile akım ve gerilime ait temel karakteristikler elde edilmiştir.

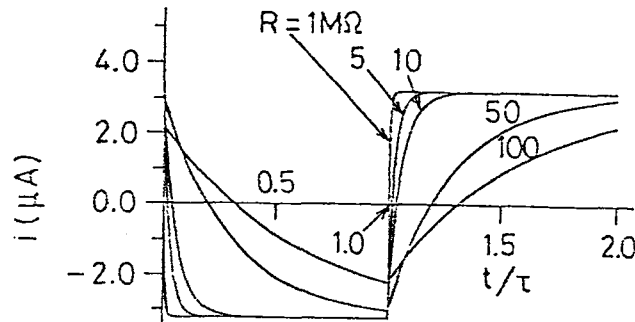
Kutup sayısı birdir. EG'nin parametrik olması için $C_a \neq C_b$ koşulunu sağlayan elektret örnekleri kullanılmıştır. Bu durumda $h_a = 2h_b$, $\epsilon_a = \epsilon_b$ olarak alınabilir. Elektret malzemeleri Teflon FEP'dir. Dielektrik sabiti $\epsilon_a = 2,1$, kalınlık $h_a = 12,5 \mu\text{m}$ ve yüzeysel yük yoğunlukları $\sigma_a = \sigma_b = 5,4 \times 10^{-4} \text{ C/m}^2$ hava aralığı da $= 0,3 \text{ mm}$, rotor iç yarıçapı $r = 3 \text{ cm}$ ve stator iç yarıçapı $r_o = 1,1 \text{ cm}$ dir. Rotorun dış yarıçapı deneysel makinada kullanılan yarıçaptan $1,5 \text{ cm}$ daha kısadır.

Devir sayısı $f = 5000 \text{ d/d}$ için, çıkış dalga şekilleri (3.30) ve (3.31) eşitliklerinden hesaplanarak yük direnci R 'nin çeşitli değerleri için Şekil 3.23 de gösterilmiştir. Çıkış akımına ilişkin çıkış akım dalga şekilleri daha önceki gerilim eşitliklerinin R 'ye bölünmesiyle elde edilebilir. Akım şekilleri Şekil 3.24 de gösterilmiştir. Gerilim eşitliklerinde $t = 0$ ve $t = \tau$ alınarak çıkış geriliminin pozitif ve negatif tepe değerleri bulunabilir.

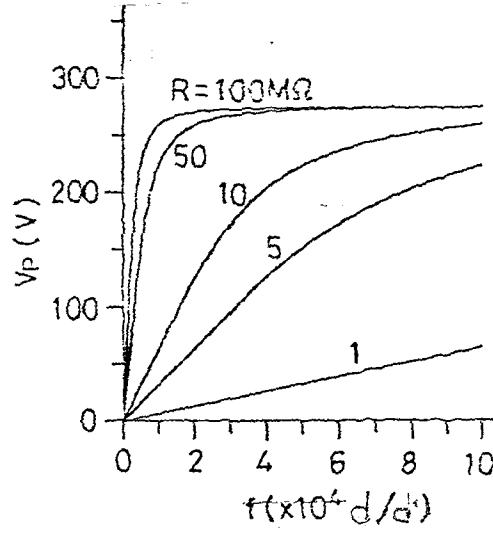


Şekil 3.23. Parametrik EG. Çıkış geriliminin farklı yük dirençleri için dalga şekilleri.

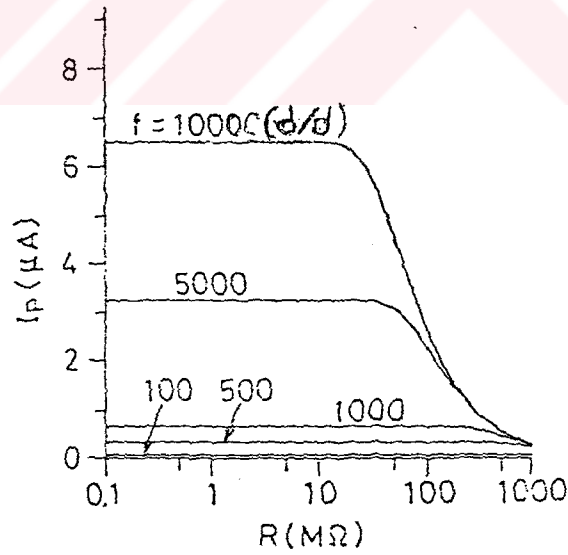
Burada, $|V_1(0)| \neq |V_1(\tau)|$ iken çıkış gerilimi simetrik değildir. V_1 'i V_p ile değiştirerek R nin farklı değerleri için $V_p - f$ karakteristiği Şekil 3.25 dedir. V_p yi R ile bölerek farklı f değerleri için pozitif tepe akımı I_p nin R ile değişimleri elde edilmiştir.



Şekil 3.24. Parametrik EG'nin çıkış akımının farklı yük dirençleri için dalga şekilleri.

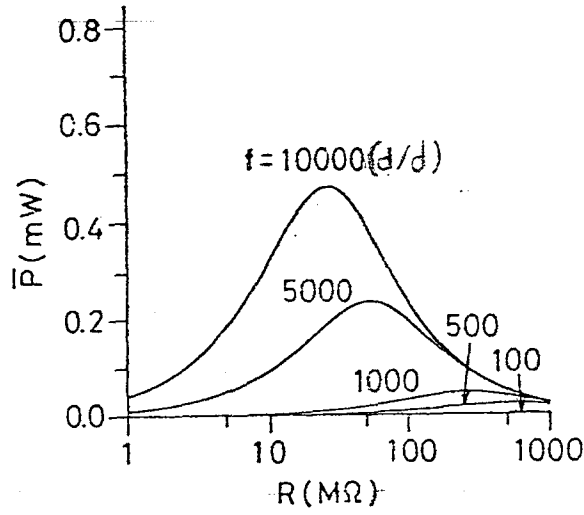


Şekil 3.25. Parametrik EG'de çıkış geriliminin pozitif tepe değerinin farklı yük direnci değerleri için devir sayısı ile değişimi.

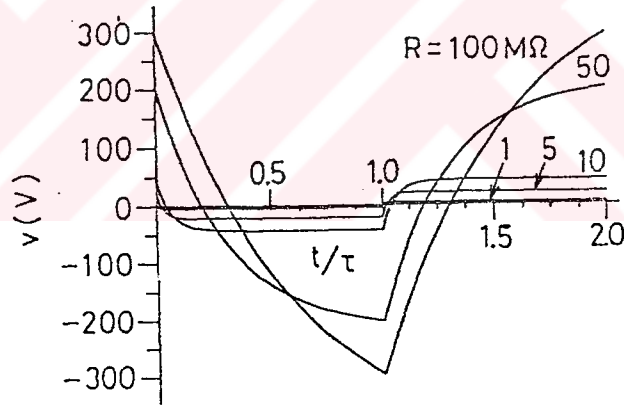


Şekil 3.26. Parametrik EG'de çıkış akımının pozitif tepe değerinin f devir sayıları için yük direnci ile değişimi.

Güç bağıntısı kullanılarak elde edilen $\bar{P}$ - R karakteristiği Şekil 3.27 de gösterilmiştir.



Şekil 3.27. Parametrik EG'de ortalama çıkış gücünün farklı f devir sayıları için yük direnci ile değişimi.



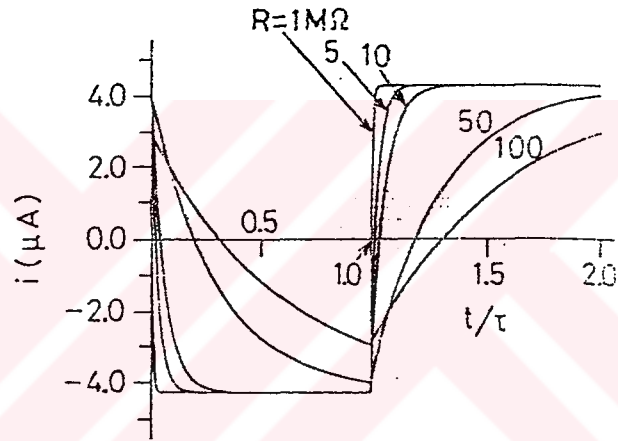
Şekil 3.28. Parametrik olmayan EG'de çıkış geriliminin farklı yük direnci değerleri için dalga şekilleri.

Burada, somut bir parametrik olmayan EG'nin temel akım, gerilim, güç karakteristikleri ile çıkış gerilimi ve akımına ilişkin dalga şekilleri çıkartılacaktır. Parametrik olmayan EG için $C_a = C_b$, elektretler içinde $h_a = h_b$ ve $\epsilon_a = \epsilon_b$ olmalıdır. Somut modelin, EG ile $h_a = h_b$ dışında parametrik EG ile aynı olduğunu düşünelim. Çıkış gerilim ve dalga şekli parametrik durumdakine benzer şekilde hesaplanarak Şekil 3.28 ve Şekil 3.29 da gösterilmiştir. $t = 0$ ve $t = \tau$ için pozitif ve negatif tepe gerilimleri yazılabilir.

$$V_1(0) = gq \left\{ 2 \frac{1 - e^{-1/Cg}}{1 - e^{-2/Cg}} - 1 \right\} > 0 \quad (3.35)$$

$$V_1(\tau) = gq \left\{ 1 - 2 \frac{1 - e^{-1/Cg}}{1 - e^{-2/Cg}} \right\} < 0 \quad (3.36)$$

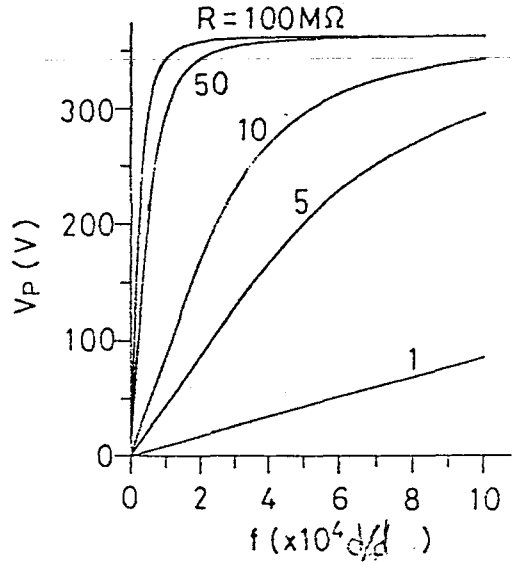
Burada, $|V_1(0)| = |V_1(\tau)|$ olduğu için çıkış gerilim dalga şekli simetriktir. $V_1(0)$ ile V_p 'yi yer değiştirelim. Eşitlik (3.35) kullanılarak Şekil 3.30 da gösterildiği gibi V_p , f karakteristiği elde edilir. V_p nin pozitif tepe akımı I_p olsun. Bu durumda da V_p/r bağıntısı kullanılarak Şekil 3.31 de gösterilen I_p , R karakteristiği elde edilir. Ayrıca güç bağıntısı kullanılarak P , R karakteristiği Şekil 3.32'de gösterilmiştir.



Şekil 3.29. Parametrik olmayan EG'de çıkış akımının farklı yük direnci değerleri için dalga şekilleri.

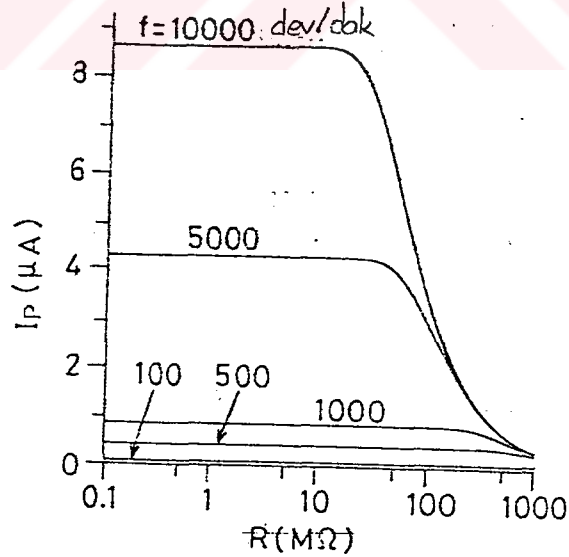
3.3.5. Değerlendirme

Genelleştirilmiş EG'den elde edilen parametrik diferansiyel denklemler, yazar tarafından en temel EG için bulunan denklemlerle aynı olup yalnızca parametreler farklıdır. Parametrik olmayan EG için çıkarılan çıkış gerilim değeri ile, parametrik EG için çıkarılan gerilim, akım, V_p , f , I_p , R ve P , R karakteristikleri benzerdir. Aynı koşullar altında, parametrik olmayan EG'den çıkış gerilimi, akımı ve gücü parametrik EG den daha büyüktür. Parametrik ve parametrik olmayan EG lerin ikisinde de çıkış gerilimleri iki elektretin yüzey yük yoğunluklarının lineer kombinasyonu ile orantılıdır. Bu yüzden, akımlarda aynı orantıya sahiptir.



Şekil 3.30. Parametrik olmayan EG'de çıkış geriliminin pozitif tepe değerinin farklı yük direnci değerleri için devir sayısı ile değişimi.

R ve/veya f arttığında, her iki EG'nin çıkış gerilim ve akım dalga şekilleri kareden üçgene dönüşmektedir. Yüksek yük direnci ve yüksek f değerlerinde, iki EG' nin çıkış gerilim karakteristikleri için gerilim doyma karakteristikleri bulunabilir.



Şekil 3.31. Parametrik olmayan EG'de çıkış akımının pozitif tepe değerinin farklı devir sayıları için yük direnci ile değişimi.

$R \rightarrow \infty$ yani $g \rightarrow \infty$ iken parametrik EG için doyma gerilimleri şu şekilde verilebilir.

$$V_1(0)_{R \rightarrow \infty} = - \frac{C_a V_{ea} + C_b V_{eb}}{C_a - C_b} \left(1 + \frac{C_a + C_b}{C_b} \frac{1}{\ln \frac{C_b}{C_a}} \right) \quad (3.37)$$

yine $R \rightarrow \infty$ yani $g \rightarrow \infty$ yaparak parametrik olmayan EG için de doyma gerilimi şu şekilde verilebilir.

$$V_1(0) = (V_{ea} + V_{eb})/2 \quad (3.38)$$

$$R \rightarrow \infty$$

Çok düşük R ve f değerlerinde her iki EG içinde çıkış akım karakteristikleri sabit akım olarak bulunur. $R \rightarrow \infty$ yani $g \rightarrow \infty$ iken parametrik EG için akım değeri şu şekilde ifade edilir.

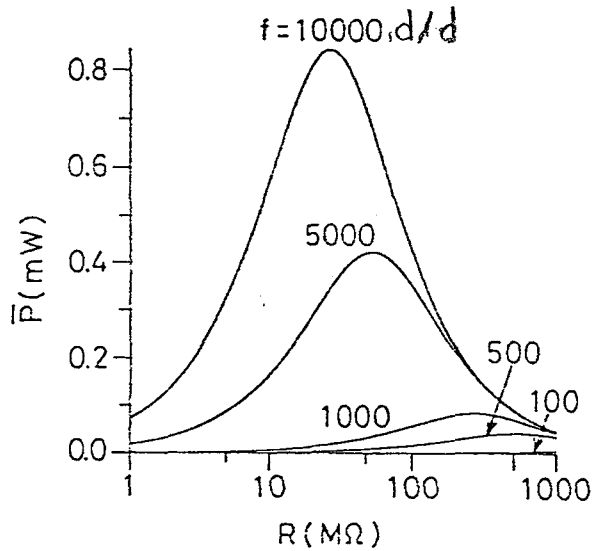
$$I_1(0) = \{V_1(0)/R\} = -S_n f C (C_a V_{ea} + C_b V_{eb}) \quad (3.39)$$

$$R \rightarrow \infty$$

$R \rightarrow \infty$ yani $g \rightarrow \infty$ iken parametrik olmayan EG içinde akım değeri şu şekilde ifade edilir.

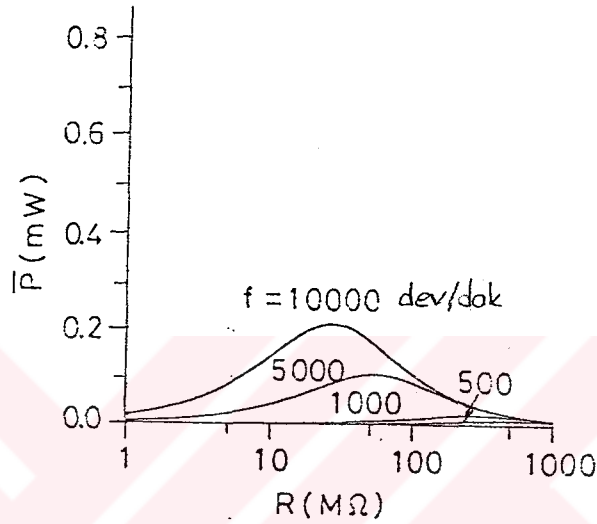
$$I_1(0) = \{V_1(0)/R\} = -S_n f C (V_{ea} + V_{eb}) \quad (3.40)$$

$$R \rightarrow \infty \quad R \rightarrow \infty$$



Şekil 3.32. Parametrik olmayan EG'de ortalama çıkış gücünün farklı devir sayıları için yük direnci ile değişimi.

Parametrik ve parametrik olmayan EG ler için çıkış güç karakteristiklerinde, Şekil 3.27 ve Şekil 3.32. de gösterildiği gibi, bir maksimum güç değeri $P_{\max}$ ile uygun bir R direnci vardır. Parametrik EG için $f = 10000$ d/d ve $R = 26 \text{ M}\Omega$ için en büyük güç $P_{\max} = 0.43 \text{ mW}$, parametrik olmayan EG için de $f = 10000$ d/d ve $R = 26 \text{ M}\Omega$ için $P_{\max} = 0.82 \text{ mW}$ dır. Bu $P_{\max}$ değerleri statorun ve rotorun kuşattığı silindir hacmine bölündüğünde hacimsel güç yoğunluğu p , parametrik EG için 0.53 kW/m^3 , parametrik olmayan EG için de 0.93 kW/m^3 olmaktadır.



Şekil 3.33. elektretsiz parametrik EG'de ortalama çıkış gücünün farklı devir sayıları için yük direnci ile değişimi.

3.3.6. Sonuçlar

Parametrik ve parametrik olmayan EG'lerin çıkış gerilimi ve akım dalga şekilleri, çıkış gerilimi, akımı ve gücüne ilişkin temel karakteristikler, daha önceki modellerden daha genel bir model kullanılarak çıkartılmıştır. Parametrik olmayan EG, parametrik EG'nin özel bir şeklidir. Parametrik olmayan EG'nin çıkış gücü parametrik EG'den çok daha büyüktür.

Güç uygulamaları için parametrik EG çok daha uygundur. Bununla beraber, parametrik olmayan EG için elde edilen kuramsal maksimum hacimsel yük yoğunluğu uygulama bakımından oldukça küçüktür. Çünkü EG'nin maksimum çıkış gücü yoğunluğundaki artış açıklanamamıştır.

Parametrik olmayan EG yapımı, elektretleri rotor elektrodu üzerine ters kutbiyette bağlamak gerektiğinden zor olabilir [15].

3.4. ELEKTRET MİKROFONLAR

3.4.1. Özet

Silisyum elektret mikrofonlarında, diyafram ile arka plaka arasındaki açıklığın denetlenmesindeki kesinlik diğer tür mikrofonlardan daha iyidir. Silisyum parçalar, empedans uygunluğu için istenen IC kuvvetlendiricilerini oluşturmada kullanılabilir. Burada açıklanacak mikrofonda, ince bir polyester diyafram ve silisyum ya da teflon elektreti taşımak için ikinci bir diyaframı destekleyen silisyum bir göbek kullanılmıştır. Kısmi montajlar, göbekten ayrı tutularak mikrofon düzeni için birlikte kullanılmıştır. Ön kuvvetlendirici devre kısmi montaj şeklinde de oluşturulabilir. İşaret - gürültü oranı normal mikrofonlarda 3 mm ya da daha az kenar ölçüleri ile elde edilebilir.

3.4.2. Giriş

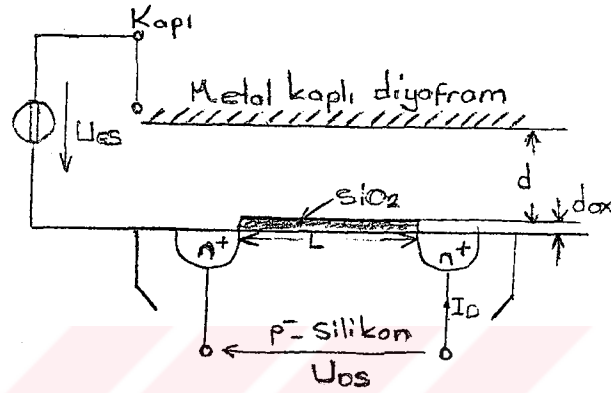
Elektret mikrofonlar ilk tanıtıldıkları 1962 yılından bu yana küçültülmeleri ve verimliliklerinin artırılmaları konusunda devamlı gelişme göstermişlerdir. Mekanik titreşim için yüksek duyarlılığın eklendiği mükemmel elektroakustik karakteristiklerden, kaset kaydecileri ve işitme aygıtlarında başarıyla yararlanılmıştır.

Varolan modellerde çok ince metal kaplı bir polyester diyafram, sabit metal arka plakaya bağlanmış bir fluorokarbon elektrod ve empedans uygunluğu için kapalı bir ön kuvvetlendirici kullanılmaktadır.

Varolan mikrofonların küçük boyutlarına rağmen (3,6 - 5,6 mm kenar uzunluklarında) kulak işitme aygıtlarında daha küçük boyutlara gereksinim duyulmaktadır. Küçültme fikirlerinden biri, bir tranzistör mikrofon kazancı sağlamak için mikrofonun FET kuvvetlendirici ile birleştirilmesidir. Elektrostatik yük ya da basınçla tranzistör jonksiyonunu değiştirmek için çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Hareketli - kapılı (movable - gate) FET 1969'da patenti alınmış olmasına rağmen ticarileşmeden son bulmuştur. Bununla beraber, bu teknik ilginç yeniliklerin yanısıra 2 mm boyutunda bir çevirici için iyi bir çıkış ve frekans oranı veren teorik bir modeli kapsamaktadır. Silisyum, ön kuvvetlendirici görevine ek olarak, yapısal bir parça, diyafram ve elektret gibi kullanım amacıyla düşünülmüştür.

3.4.3. Asitlenmiş Silisyum Yapılar

Kondansatör mikrofonlarda, $2\text{ }\mu\text{m}$ 'lik değişim aralığı dahil yaklaşık toplam $25\text{ }\mu\text{m}$ 'lik bir diyafram - arka plaka açıklığına gereksinim duymaktadır. Tekli kristal silisyum plakaları bu boyutlarda ve toleranslarda üretilmişlerdir. Bu yöntem 1960'ların sonunda geliştirilmiş ve yakın zamana kadar basınç, ısı ve ivme için kullanılan silisyum algılayıcıların gelişimine olanak vermiştir.

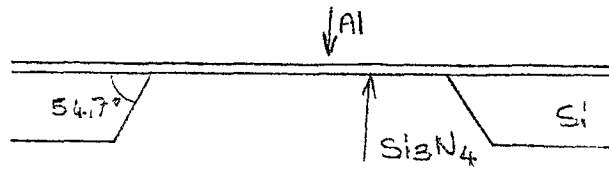


Şekil 3.34. Hareketli kapılı FET

3.4.4. Silisyum Tabanlı Diyaframlar

$1\text{ }\mu\text{m}$ ya da daha az silisyum diyaframlı basınç algılayıcıları boron etch-stop yöntemi ya da benzer yöntemlerle hazırlanmıştır. Diyaframlar, yüksek sesle okuma için genellikle piezoelektrikli filmlerle kaplanmıştır. Geniş tünellerde basınç ölçümü için kullanılan bir mikrofon bu yolla yapılmıştır. Silisyum diyaframlar, yüksek iç gerginliğe ve sertliğe sahiptirler ve genel olarak yüksek sesli basınç düzeyleri için kullanılırlar.

En iyi mikrofon diyaframları, kimyasal olarak silisyum nitrattan elde edilmiştir. Kalınlıkları oldukça küçüktür ve azot iyon bombardımanı gerginliği azaltırken uyumu arttırmaktadır.



Şekil 3.35. Kimyasal olarak metal buharının yoğunlaştırılmasıyla hazırlanmış ince silisyum nitrat diyafram.

3.4.5. Silisyum dioksit Elektretler

Fluorokarbon elektretler son yirmi yıl boyunca bütün ticari elektret mikrofonlarında kullanılmışlardır. Çünkü bu malzemeler sadece sıcaklık ve nemin aşırı değerlerine karşı kullanım amacıyla bulunmuşlardı. Silisyum dioksit elektretlerin bir yıllık bir sürede oldukça iyi bir kararlılık gösterdikleri beş yıl önce rapor edilmiştir. Son zamanlarda ise silisyumdioksit elektretlerin teflonla karşılaştırıldıklarında daha yüksek bir ısı kararlılığı ve de kuru etkenlerle işleme tabi tutulduklarında uygun nem direncine sahip oldukları belirtilmektedir. Malzeme, silisyumun ısı oksitlenmesi ile kolayca hazırlanıp geleneksel yöntemlerle yüklenebilir

3.4.6. Silisyumlu Piezoelektrik Mikrofonlar

Silisyumdan üretilen ilk mikrofon basınç algılayıcılarına benzer şekilde piezoelektrik iletiminde kullanılmıştır. Piezoelektrik eleman diyafram üzerindeki ZnO filmi idi ve alt tabakada bir ön kuvvetlendirici bulunmaktaydı. Benzer bir mikrofon Muller tarafından yapılmış ve bir AlN piezomikrofon da Franz tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu piezoelektrik mikrofonların duyarlılıkları ve işaret - gürültü oranları kondansatör mikrofonlara göre daha düşüktür.

3.4.7. Silisyum Elektretli Kondansatör Mikrofonlar

Metal kaplı polyester diyafram ve bir silisyum dioksit elektret kullanan ilk silisyum kondansatör mikrofon Hohm ve Derhand tarafından gerçekleştirilmiştir. İlk model, 1 cm çapında idi ve 3 mV/Pas değerinde bir çıkış vermişti. Sprenkels ve Bergveld bu karmaşık yapı üzerinde çalışmaya devam ederek 3 mm²'lik iletkenlerle 10 mV/Pas değerinden daha büyük bir çıkış elde etmiştir.

3.4.8 Deneyler

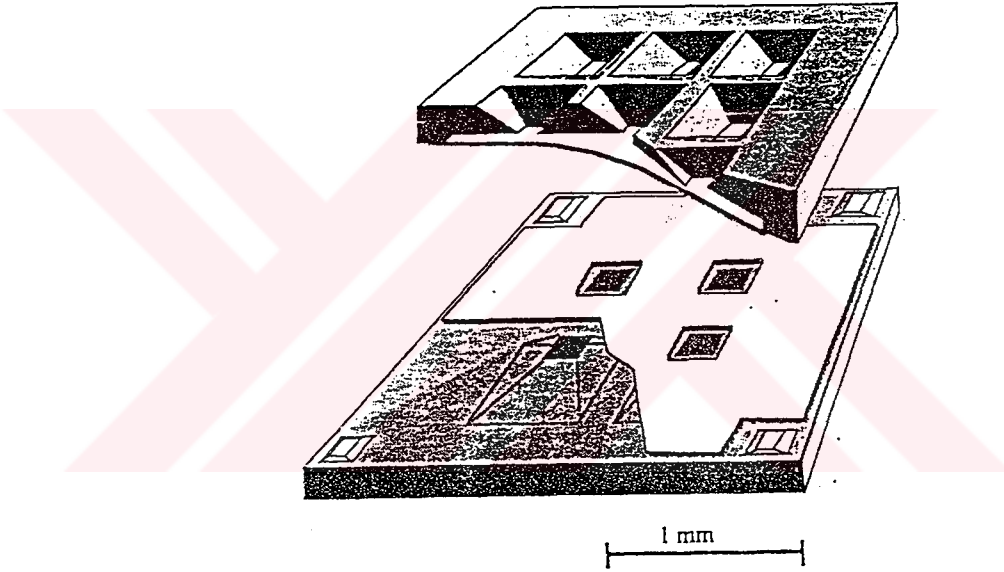
Numune mikrofonlar, biri diyaframı destekleyen, diğeri de diyafram - arka plaka açıklığının sağlanması için elektret ve ara elemanları taşıyan iki silisyum çip kullanılarak yapılmıştır. Çipler p tipi silisyum tabakalarından 7 cm çapında, 380 µm kalınlığında 3-5 ohmluk direnç değerinde olacak şekilde üretilmişlerdir.

Tabakalar delik örneği hazırlamak için her tarafından ışık ile maskelenmiştir. Sonra KOH kullanılarak arka yüzeylerinden 250 µm' ye kadar

aşındırılmıştır. Aşındırma delikler ve ön yüzeyler tamamlanıncaya kadar her iki yüzeyde de devam ettirilmiştir.

Diyafram destek çipi, diyafram bağlantısı için 200 μm genişliğindeki sol sınırı hariç önden 80 μm kadar aşağıya yerleştirilmiştir. Arka plaka çipi, diyafram ve arka plaka arasındaki aralığı kontrol hizmeti veren 4 köşe çıkıntısı hariç ön yüzey üzerinde 25, 30 ya da 95 μm kadar aşağıya konmuştur. Bu mikrofonlar, varolan mikrofonlardaki üretim toleranslarının iki katı kadar toleransa sahiptir.

1,5 μm kalınlığındaki altın kaplı polyester bir diyafram, diyafram destek tabakasına bağlanmış ve testere ile dama şeklinde kesilmiştir. Bazı diyaframların orta bölgeleri olası kapasiteleri önlemek için metalle kaplanmıştır.



Şekil 3.36. Arka plaka ve diyafram destek çipini içeren silisyum mikrofonun parçaları

Elektret malzemeler arka plaka üzerinde üç yöntemle hazırlanmıştır.

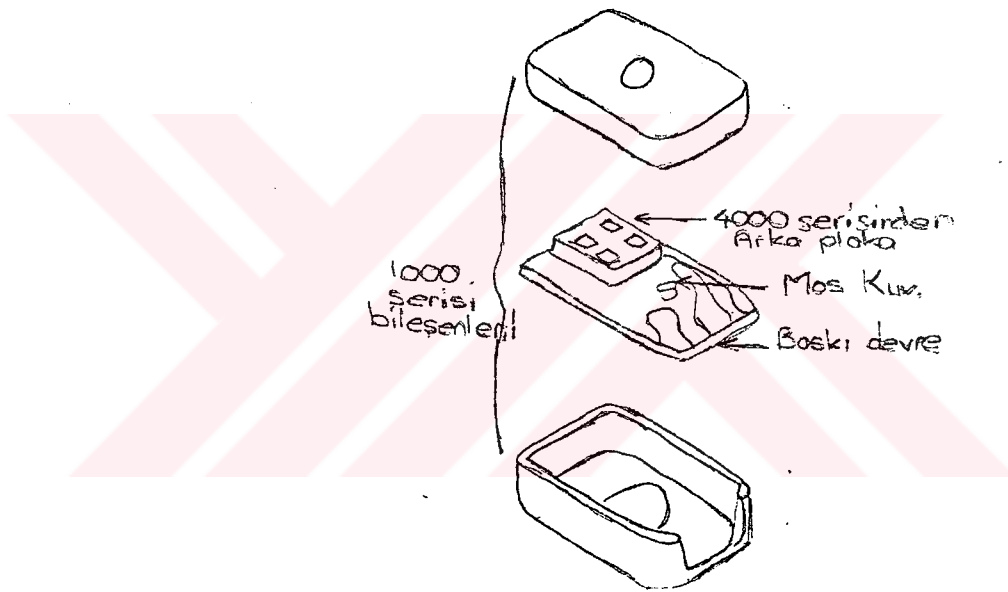
- 1) 12 μm kalınlığındaki FEP Teflon film ısıtılarak eritilmiştir.
- 2) 8 μm 'lik TFE Teflon film hazırlanarak 320°C de eritilmiştir ve
- 3) yüzey 1,5 μm kalınlığında silisyum dioksit elde etmek için oksitlenmiştir.

Teflon kaplı tabakalar alüminyum ile kaplanarak oksijen plazmasından ve ara yüzeylerden temizlenmiştir. Tabakalar testere ile dama şeklinde kesilerek yaklaşık -200 V da korona ile kutuplanmıştır. Diğer örnekler, farklı delik boyutlarında ve biçimlerde hazırlanmıştır. Modeller, elektret ya da arka plakayı taşıyan tek bir kırmığa yapıştırılmış diyafram ile de hazırlanabilir.

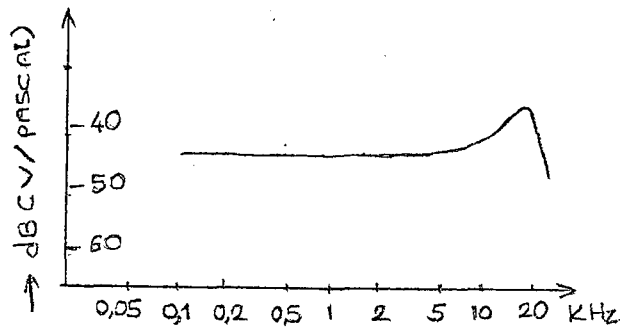
3.4.9. Sonuçlar

Silisyum mikrofonlar (4000 serileri), Şekil 3.37'de gösterilen daha büyük bir mikrofon bileşenleri (1000 serileri) kullanılarak sınaıa işlemleri için düzenlenmiştir. Etkin kapasite yaklaşık $2 \mu\text{F}$ civarında ölçülmüştür. Çıkış, olası kapasiteyi önlemek için diyaframın ayırıcı metal kaplanması ile elde edilmiştir.

İlk örnekler, baskı modunda çıkış frekansı yanıtı için sınaıanmıştır. Tipik bir yanıt eğrisi Şekil 3.38'de gösterilmiştir. Farklı bir kırmık üzerinde 0,9 kazançlı bir CMOS buffer kuvvetlendirici kullanılarak 4-8 mV/Pas arası çıkış düzeyi elde edilmiştir.



Şekil 3.37. Silikon mikrofon oluşturma işlemi 1000 serisi mikrofon parçalarını kullanmaktadır.



Şekil 3.38. Örnek silisyum mikrofonun frekans yanıtı

Rezonans frekansları şekilde gösterildiği gibi 15 kHz değerini aşmaktadır. Bu konudaki çalışmalar, çıkış düzeyini arttırmak ve mikrofon kırı mığı üzerinde kuvvetlendiriciyi yerleştirmek yönünde devam etmektedir [16] .



3.5. DÜZGÜN OLMAYAN ALANDA PERSPEKS ELEKTRETLERİN DELİNME DAYANIMI

3.5.1. Özet

Perspeks elektretler üzerine yapılan bir çalışmada, perspeks elektretler bir küre-düzlem elektrot sisteminde, küresel elektroda sürekli olarak 15 kV'luk pozitif doğru gerilimi uygulanırken 160°C'ye kadar ısıtılıp 20°C'ye kadar soğutulularak elde edilmiştir. Bu elektretlerin pozitif darbe geriliminde ortalama darbe delinme gerilimi, aynı ısı işlemlere tabi tutulmuş fakat doğru gerilim uygulanmamış elektret olmayan (nonelektret) maddelerinkinden 18 kV daha yüksek elde edilirken, uygulanan geriliminin kutbiyeti değiştirildiğinde de delinme gerilimi 38 kV daha küçük ölçülmüştür. Elektretler, elektrotları kısa devre edilerek 160°C'ye kadar tekrar ısıtılıp kutupsuz duruma getirildiğinde ortalama delinme gerilimleri elektret olmayan maddelerle aynı olmuştur. Bu sonuçlar, ısıtma ile yapılan kutupsuzlandırma işlemi süresince geri verilenle elektretten elektroda geri dönen eşyük durumu arasındaki uygunluğu göstermektedir. Tabaka şeklindeki perspeks elektretler üzerinde yapılan kutupsuzlandırma akımı ölçümleri de bu görüşü desteklemektedir.

3.5.2. Giriş

Sivri uç - düzlem ve küre - düzlem elektrotları arasında denenen birçok katı yalıtkan maddenin elektriksel delinmesindeki belirgin özellik, küçük eğrilik yarıçaplı elektroda bağlı olarak kutbiyet etkisi ve doğru delinme gerilimi darbe delinme gerilimini aştığındaki darbe-doğru gerilim oranıdır. Bu durumların açıklamaları, iç uzay yüklerinin yerel alanı değiştirdiği görüşüne dayandırılmış fakat yakın zamana kadar bu görüş destekten yoksun kalmıştır. Bununla beraber, bazı yalıtkanları yüksek sıcaklıklara kadar ısıtarak yüklemek ve sonrada bir elektrik alanı altında soğutarak içinde yıllarca kararlı bir şekilde yük tutmak olasıdır. Bu şekilde sürekli yüklü bir yalıtkan madde elektret olarak adlandırılmaktadır. Bir gerilim uygulandığında elektretin iç alan dağılımı elektret yapısı ve elektret yüküyle ifade edilebilir. Böylece bir elektret, elektriksel delinme oluşturmak için gerekli olan gerilimde uzay yüklerinin etkisini araştırmak için kullanılabilir.

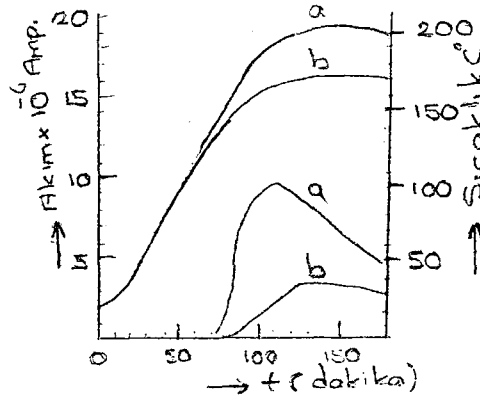
Böyle bir araştırmada, perspeks elektretlerin darbe delinme dayanımı, aynı ısı işlemlere tabi tutulan fakat kutuplama geriliminin uygulanmadığı elektret olmayan madde diye adlandırılan benzer örneklerden farklı bulunmuştur.

Delinme alanının kutbiyeti gerçek alanının kutbiyetine zıt olduğunda, sivri uç-düzlem elektrot sistemi kullanılarak, elektretlerin delinme dayanımları elektret olmayan maddelerden daha düşük bulunmuştur.

Delinme dayanımındaki azalma, elektret içinde varolan yükün yarattığı iç elektrik alan dağılımının sonucu olarak düşünülebilir. Bu görüşe göre, delinme geriliminin kutbiyeti ve orijinal kutuplama geriliminin kutbiyeti ile aynı olursa elektretlerin delinme dayanımının elektret olmayan maddelerden daha büyük olacağı söylenebilir. Ayrıca, eğer elektretin delinme dayanımındaki değişme gerçekten içerde varolan yüklerden kaynaklanıyorsa, elektretin kutuplanma kalktıktan sonraki delinme dayanımı elektret olmadığı durumundaki değerini almalıdır. Kutuplanmanın kaldırılması, elektrotlar boşalma akımı sıfır olana kadar kısa devre edilerek ve elektretler ısıtılarak gerçekleştirilebilir.

3.5.3. Deneysel Yöntemler ve Sonuçlar

Bir kutupsuzlandırma araştırmasında 0,1 cm kalınlığında ve 10 cm çapındaki düz Perspeks plakalar kullanılmıştır. Delinme deneyinde kullanılan örneklerle karşılaştırmak için grafit elektrotlar kendi yüzeyleri üzerine kadar boyanıp işlem başlamadan önce kurutulmuştur. İşlem, kutuplama geriliminin uygulandığı 7,5 cm çaplı pirinç elektrotlar arasındaki perspeks plakaların ısıtılması ve yine gerilim kesilmeden 1 saat süre ile 20 C° de soğutulması biçimindedir. İşlem süresince akım ölçmeleri bir elektrometre kullanılarak yapılmıştır. Sıcaklığın hızlı bir şekilde artması ile akım da hızla yükselmiş fakat sıcaklık sabit bir değere ulaştığında akım da yavaşça daha düşük kararlı bir değere inmiştir. Şekil 3.39'da 160 ve 190°C'de kutuplanmış elektretlerin 5 kV'luk gerilim altındaki davranışları gösterilmiştir.



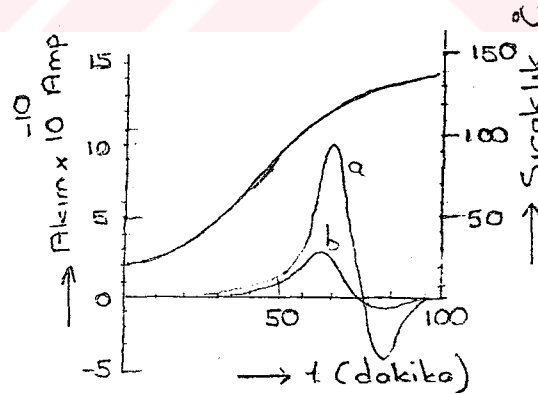
Şekil 3.39. Perspeks elektretlerin kutuplanması sırasında geçen akımın zamanla değişimi.

Kutupsuzlandırma, elektrometre üzerinden kısa edilmiş 7,5 cm çapındaki pirinç elektrotlar arasında yer alan elektretleri yeniden ısıtmakla gerçekleştirilmiştir. Sıcaklık yükseldiğinde kutupsuzlandırma akımı hızlı bir şekilde artmış ve 10 nanoamper değerinde bir tepe değere ulaşmıştır. Hızlı bir düşüşten sonra, kutbiyeti değişen ve yüksek sıcaklıkta ters doğrultuda bir tepe değerine ulaşan akım daha sonra sifıra doğru azalmıştır.

Şekil 3.40, 160 ve 190°C'de 5 kV altında kutuplanan iki elektretin kutupsuzlandırma karakteristiklerini göstermektedir. Pozitif kutupsuzlandırma akımının tepe değeri 110°C'de ve negatif akımın tepe değeri de 130°C'de oluşmaktadır. Bu durum, her iki kutbiyetli yüklerin azalmasının sonucudur ve ayrıca 130°C'den daha yüksek bir sıcaklıkta tekrar ısıtma yapıldığında elektretlerin tam olarak kutupsuz duruma geleceği göz önüne alınmalıdır.

3.5.4. Delinme Dayanımı Ölçmeleri

Delinme deneyleri 2,5 cm²'lik perspeks bloklar üzerinde yapılmıştır. Perspeks blokların birer yanına biri 0,95 cm çapında diğeri de 0,064 cm çapında uçları yuvarlatılmış ve kısmen perspeks içine gömülmüş 7,5'ar cm uzunluğunda iki elektrot yerleştirilmiştir.

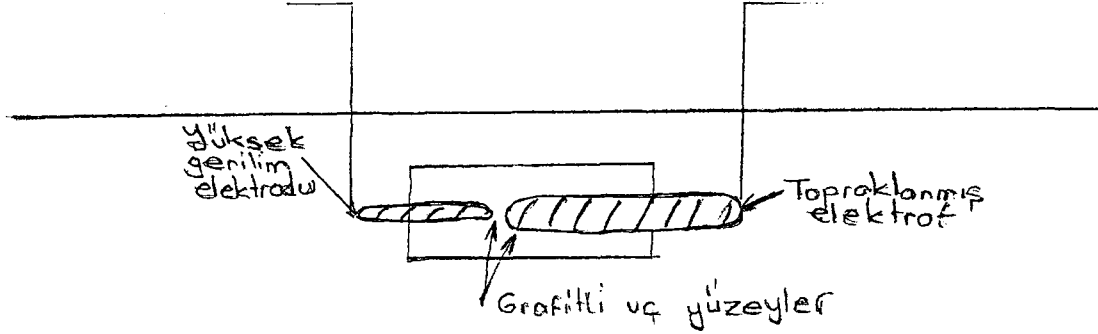


Şekil 3.40. Perspeks elektretlerin kutupsuzlanması sırasındaki boşalma akımı.

Elektret a 190°C'de, Elektret b ise 160°C'de işleme tutulmuştur.

Şekil 3.41'de bu eğrilik çapı değerleri büyük ölçüde bir küre-düzlem elektrot sistemi gibi göz önüne alınmaktadır. Elektrotlar arasındaki maddenin kalınlığı 0,025 cm olup bu kalınlık $\pm 0,0005$ cm duyarlılığına sahip bir mikroskop ile

örneğin saydam tarafından ölçülmüştür. Elektrotların biçimlenmesi için her oyuk yüzeyine yapışkan grafit sürülmüştür



Şekil 3.41. Elektrot sistemi ve perspektif örnek

Üç grup örnek hazırlanmış ve her grup, 2 saat süreyle 160°C'de ısıtılmış, sonraki 4 saat içinde de 20°C'de soğutulmuş ve bu ısıl çevrim birkaç kez tekrarlanmıştır. İlk grup örnekler, ısıtma işlemi süresince gerilimin uygulanmadığı elektret olmayan örnekler olmuştur. İkinci grup örnekler ise, ikinci ısıl çevrim süresince 15 kV'luk pozitif doğru gerilimin uygulandığı sonradan elektret olan örneklerdir. Üçüncü grup örnekler, birinci ısıl çevrim sırasında 15 kV'luk doğru geriliminin uygulandığı, ikinci çevrim sırasında ise kısa devre edilen ve bu yüzden kutupsuz duruma geçmiş elektret örnekleridir. Biçimlendirme işlemlerinden sonra örnekler tekrar mikroskop altında incelenmiş ve elektrotlarda bozulma ve çatlama oluşumları ayrılmıştır. 20°C'deki delinme dayanımı, delinme oluncaya kadar 3'er kV'luk basamaklarla yükseltile 1/50 μ s'lik darbe gerilimlerinin uygulanmasıyla bulunmuştur. Deney sırasında örnekler transformatör yağı içine konmuştur. Darbe delinme geriliminin tepe değeri, darbe üreticinin yükleme geriliminden hesaplanmış ayrıca çıkışa bağlı bir küresel elektrot sistemi ile ölçülmüştür. Her iki kutbiyetli darbe gerilimi de uygulanmıştır. Böylece pozitif darbe gerilimi uygulandığında delinme alanının kutbiyeti biçimlendirme alanın kutbiyeti ile aynı olmuş, negatif darbe gerilimi uygulandığında da delinme alanının kutbiyeti ile biçimlendirme alanının kutbiyeti birbirine zıt olmuştur. Sonuçlar Tablo 3.4'de özetlenmiştir.

Pozitif darbe geriliminde elektret olmayan örneklerin ortalama delinme gerilimi 122 kV, elektretlerinki ise 140 kV olarak saptanmıştır. Kutuplanmadan çıkarılan elektretlerde ortalama delinme gerilimi 120 kV olarak saptanmış olup bu değer yaklaşık elektret olmayan örneklerin delinme gerilimine eşittir.

Negatif darbe geriliminde ortalama delinme gerilimi elektret olmayan örnekler için 168 kV, elektretler için 130 kV olmuştur. Bu ortalama iki değer arasındaki farkın % 0,5 mertebesinde sabit olması önemli değildir. Kutupsuz duruma getirilen elektretler için ortalama delinme gerilimi 160 kV olmuştur.

TABLO 3.4 PERSPEX ELEKTRETLERİN DARBE DAYANIMI.

	Elektret Olmayan	Elektret	Kutbiyetsiz Elektret
Pozitif darbe dayanımı			
ana delinme gerilimi(kV)	122	140	120
standart sapma(kV)	8,0	14,5	12,5
örnek sayısı	8	9	6
Negatif darbe dayanımı			
ana delinme gerilimi(kV)	168	130	160
standart sapma(kV)	16,5	26,5	23,0
örnek sayısı	7	9	6

3.5.5. Sonuçlar

Küre-düzlem elektrotlar arasında denenen perspeks örneklerin delinme gerilimi, uygun kutbiyetli uzay yüklerinin varlığı ile artırılıp azaltılabilir. Böyle bir yük, elektrotlara bir ön gerilim uygulanarak kolayca verilebilir. Elektriksel delinme deneyleri perspeks elektretlerde varolan yüklerin kutbiyetini ve değerini belirlemek için yapılmıştır. Elektrotları kısa devre edilen ve ısıtılan bir elektrette varolan yükün kaybolacağı ve böylece elektretin tekrar sıradan yalıtkan durumuna dönebileceği saptanmıştır [17-20].

BÖLÜM 4

SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Son yirmi yıl boyunca, PVDF (poly vinylidene fluoride) ya da onun tekli kopolimerlerini içeren piezo-, pyro- ve ferroelektrik polimer elektretler bilimde ve teknolojiye oldukça önemli duruma gelmişlerdir. Yük biriktirme konusu birçok araştırmacı tarafından ele alınmıştır çünkü bu malzemelerin temel özellikleri oldukça kolay anlaşılır olup entegre edilmiş elektret alıcıları üzerinde yapılmış uygulamaları, böyle aygıtların ucuz ve büyük miktarlara üretilebileceğini göstermiştir.

En çok kullanılan madde silisyum dioksittir. Uygun şekilde hazırlanmış ve korona ile yüklenmiş silisyum dioksitte yük biriktirme özellikleri, oda sıcaklığı ve daha yüksek sıcaklıklarda incelenmiş ve iyi bir polimer elektret olan teflon FEP (Fluoro-Etilen-Propilen)'e benzer olduğu görülmüştür. Bu maddeler ile yük birikimi kuvvetli derecede delik tuzakları üzerindeki HCl'nin etkisi ile açıklandığı gibi oksidin üreme koşullarına bağlıdır.

Darbeli elektron tabancaları, genellikle 1 - 2 μm kalınlığındaki silisyumdioksit tabakalarındaki tuzaklama karakteristikleri ile özel yük dağılımlarına uygun bir yardımcı olarak kullanılmıştır. Silisyum dioksitin pekçok özelliği MOS araştırmalarından ve benzer yapılardan çok iyi bilinmektedir. Anorganik malzemelerdeki tuzaklama, polimerlerdekinden çok daha iyi tanımlandığı için oksitlerin elektret özellikleri ve verimli bir şekilde kullanılmaları çok daha dikkat çekici olmuştur.

Yakın zamanda keşfedilmiş diğer anorganik elektret maddeleri borsilikat cam ve alüminyum oksittir. Alüminyum oksitteki yük bozunumunun yüzey sertliğine ve neme bağlı olduğu bulunmuştur. İnce anorganik elektret tabakaları, tek yüzü metal kaplı elektretlerin gereksinim duyulduğu alanlar ile açık yüzeyli elektretlerin serbest yüzeyi üzerindeki hava aralığının uygun olarak ince yapılabilirdiği uygulamalarda polimer elektretlerin yerini alabilir.

Diğer ilginç bir gelişme, elektronların kısmen kolayca hareket edebildiği ve bu yüzden nüfuz alanı doğrultusunda bir elektrik alanı uygulandığında bir dev dipol oluşturan ve üstün yalıtkanlar (süper dielektrikler) olarak adlandırılan uzun nüfuz alanlı polimerler üzerindeki ilerlemelerdir. Chomophore diye adlandırılan moleküllerin polimerik maddelerle birleştiği ek - ana yapılar, lineer olmayan optik özelliklerin kuvvetli derecede gereksinim duyulduğu uygulamalar için çok umut verici olarak görünmektedir. Ek moleküller sık sık dış elektrik alanı ile sıralanmış olmaktadır. Bu kutuplama işlemi, Eguchi tarafından açıklanan bir termoelektret biçimine özdeşir. Böylece polimer elektretler, şimdiye kadar anorganik maddelerin kullanıldığı lineer olmayan optik, - opto elektronik ve entegreli optik gibi yeni alanlara katılmıştır.

Elektretleri yüklemek için çeşitli yükleme yöntemlerinden yararlanılmaktadır. Kararlı pozitif yüklü elektretler, yüksek sıcaklıklarda korona yüklenmesiyle üretilbilir ve böylece daha sık tuzakların dolması engellenir. Uygun koşullar altında, yüksek frekanslı ısıtılı boşalma ile üretilen polimer filmler elektret şeklini alabilir, böylece ek yüke gereksinim duyulmadan tek aşamalı bir işlemle alt tabakada elektret filmlerini imal etmek mümkün görünmektedir. Bununla beraber maddenin seçimi, plazma kutuplanmasının gereksinimleri ile sınırlanmaktadır. Elektron tabancası ile yükleme, genellikle elektret filmlerine negatif yük vermek için kullanılmaktadır.

Pekçok yükleme yöntemi PVDF (polyvinylidene fluoride)'in ve diğer piezo - pyroelektrik polimer elektretlerin kutuplanmasında kullanılabilir. Kutuplama sırasında delinmeyi önlemek için örnekten geçen akımı sınırlamak gereklidir. Bu durum, yüksek alan tekniği kullanılırken akım sınırlama devresi ile gerçekleştirilir. Öte yandan korona boşalmasındaki akım, yayım elektrodu ile ızgaraya ilişkin gerilim ve geometriyle sınırlanmıştır. Fakat bu akım geri besleme yoluyla sabit tutulabilir. Bunun gibi sabit bir akım; yakın zamanlarda açıklanmış piezo ve pyro elektretlerin kutuplanması için kullanılan bir elektron tabancasıyla dağıtılmıştır. Bu yeni kutuplama yöntemi, piezo ve pyro polimer elektretlerde önceden saptanan kalınlık bölgesinde kutuplanma oluşumunu olanaklı duruma getirmektedir.

~~Kutuplama yöntemleri ile kutuplanma akımı, sadece yöntemin özelliklerini sınırlayarak etkili olmakla kalmaz aynı zamanda ferroelektrik kutuplanmanın anahtarlama özelliklerinede etki eder.~~

Deneysel durumların doğru anlaşılması, elektrostatik ölçümler için modern aletlerin kullanılması gerektiği görüşünü desteklemektedir. Bu alandaki en son gelişmeler, değişik biçimli yalıtkan yüzeylerin yük haritasını elde etmek için bilgisayar kontrollü robot kullanımı, tek bir deneyde yalıtkan tabakalarına ilişkin yük, kalınlık ve dielektrik sabitini aynı anda ifade etme görüşü gibi konularla çok yüksek hacimde ticari elektrostatik sonda uydurulması ve yük tanecikleri ile şeritlerinin ölçümünde yüksek çözünme sondasının kullanımı gibi konuları içermektedir. Yalıtkan filmlerdeki kutuplanma - histerizis etkilerini ifade etmekte kullanılan yeni bir teknik; kutuplanmaya bağlı elektriksel kuvvetler tarafından filmlerde oluşturulan akustik dalgalar ile ışığın kırılması esasına dayanmaktadır. Böylece, akustik dalgaların genliğine bağlı olan kırılma etkisi, bir elektrik öngerilimi ile indüklenmiş kutuplanmanın göreceli bir ölçümüdür.

Günümüzdeki daha dikkat çekici araştırma teknikleri örnek hacmi arasındaki akustik dalgaının çoğaltılması esasına dayanmaktadır. Bu araştırmanın ilkesi on yıl öncesine dayanmaktadır. Şok dalgalarıyla başlangıç niteliğindeki deneyler, bu konudaki düşüncelerin gerçekleştirilebileceğini göstermiş fakat ince örnekler için elverişli direk çözünmeyi sağlayamamıştır. Kısa akustik darbelerin üretilmesinde lazer darbeleriyle, birleşme ve zaman problemleri azaltılabilir ve hatta önlenir.

Akustik yöntemler için örnek elektrotlar arasında üretilen işaret ya gerçek yük yoğunluğu ile kutuplanma açısı ya da örnek içindeki elektrik alanıyla orantılıdır; böylece işaretin ısıyla oluşumu, kutuplanma ile uzay yükünün bir direk şeklini ya da alan profilini göstermektedir.

Son zamanlarda lazer darbe tekniği ile ölçülen yük dağılımlarının ısılanma örnekleri PETP, FEP ve diğer polimer türevlerinde elde edilmiştir. Burada LIPP yöntemi uygun derecede çözünmeyi sağlamaktadır. Sonuçlar kutuplanmış hacim kalınlığının elektron tabancasıyla doğrudan ilişkili olduğunu göstermiştir.

Lazer ağırlıklı modülasyon yönteminin daha özel bir düzene gereksinim duymaması üstünlük gibi görünmektedir

Bilgisayar kullanımlı yeni araştırma yöntemlerinin geliştirilmesi, maddelerin özelliklerinin araştırılması, ısı, nem ve değişik ortam şartlarına göre malzeme davranışlarının bilinmesi elektret araştırmalarına yeni bir ivme kazandıracaktır.

KAYNAKLAR

- [1] TAREEV, B., Physics of Dielectric Materials, Mir Publishers, Moscow, 1975.
- [2] GERHARD, R, Electrets: Dielectrics with Quasi Permanent Charge or Polarization, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 22, No. 5, October 1987, pp. 531 - 536.
- [3] GROSS, B, Electret Research - Stages in Development, IEEE Transactions on Electric Insulation, Vol. EI - 21, No. 3, June 1986, pp. 249 - 265.
- [4] IEDA, M., TANAKA, T., Recent Forty - Year Activity in Electrical Insulation in Japan, IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. EI - 21, No.6, December, 1986, pp. 823 - 830.
- [5] SEESSLER, G.M, Charge Storage in Dielectrics, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 24, No. 3, June 1989, pp. 395 - 402.
- [6] BRADWELL, A., Electrical Insulation, Peter Peregrinus Ltd., London, 1983.
- [7] ANDERSON, J.C., Dielectrics, Chapman and Hall Ltd., London, 1964.
- [8] BOGORODITSKY, N.P., PASYNKOV, V.V., TAREEV, B.M., Electrical Engineering Materials, Mir Publishers, Moscow, 1979.
- [9] SMITH, W.F., Principles of Materials Science and Engineering, Mc Graw - Hill, New York, 1986.
- [10] SHINDO, KIMIO, TSDC and TSPC due to Polarization by Space Charge Migration over Macroscopic Distances, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 24, No. 3, June 1989, pp. 481 - 488.
- [11] GUNTHER, P, Charging, Long - term Stability and TSD Measurements of SiO₂ Electrets, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 24, No. 3, June 1989, pp. 517 - 522.
- [12] BÖTTCHER, C.J.F., Theory of Electric Polarisation, Elsevier Publ. Co., London, 1952.
- [13] TAKAMATSU, T, An Electret Switch, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 21, No. 3, June 1986, pp. 449 -455.
- [14] BROWN, R.C, An Air Filter From An Electret and A Conductor, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI -21, No. 3, June 1986, pp. 471 - 475.

- [15] TADA, V, Theoretical Characteristics of Generalized Electret, using Polymer Film Electrets, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 21, No.3, June 1986, pp. 457 - 464.
 - [16] MURPHY, P, Subminiature Silicon Integrated Electret Capacitor Microphone IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 24, No. 3, June 1989, pp. 495 - 498.
 - [17] WATSON, D. B., Dielectric Breakdown of Perspex Electrets in Nonuniform Fields, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 8, No.1, March 1973 pp. 6 - 9.
 - [18] FREI, C.J, Implications from the Influence of Electrohydrodynamic Motion on Breakdown with respect to the Discharge Mechanism in Dielectric Liquids. IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 24, No. 2, April 1989, pp. 169 - 174.
 - [19] PRETZSCH, B, Dosimeter Properties of Electret Ionization Chambers, IEEE Electrical Insulation, Vol. EI - 21, No. 3, June 1986, pp. 437 - 440.
 - [20] COUPAL, H, Highly Time - Resolved Calorimetry Using Pyroelectric Thin - Film Electrets, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI - 21, No. 3, June 1986, pp. 495 - 499.
-

ÖZGEÇMİŞ

Aykut ÖZTAYLAN, 1970 yılında Afyon'da doğdu. İlk öğrenimini Hüseyin Sümer İlkokulu'nda, orta öğrenimini sırasıyla Şemseddin Karahisari Orta Okulu'nda ve Afyon Lisesi'nde tamamladı. 1987 yılında girdiği İ.T.Ü. Elektrik - Elektronik Fakültesi, Elektrik Mühendisliği Bölümü'nden 1991 yılında mezun oldu. Aynı yıl İ.T.Ü. Fen - Bilimleri Enstitüsü, Elektrik Mühendisliği Programında Yüksek Lisans öğrenimine başladı.

Öğrenim yaşamı boyunca destekleyici nitelikte çeşitli yerlerden özel burslar alan Aykut ÖZTAYLAN iyi derecede İngilizce bilmekte olup halen PTT - Gayrettepe Tel. Baş. Müd. Santraller Proje Grup Başmühendisliğinde elektrik mühendisi olarak çalışmaktadır.