

YÜKSEK GERİLİM TEKNIĞI I

Prof. Dr. Sabir RÜSTEMLİ



YÜKSEK GERİLİM TEKNİĞİ I

Prof. Dr. Sabir RÜSTEMLİ



YÜKSEK GERİLİM TEKİNİĞİ I

Prof. Dr. Sabir RÜSTEMLİ

Genel Yayın Yönetmeni: Berkan Balpetek

Kapak ve Sayfa Tasarımı: Duvar Design

Baskı: Aralık 2024

Yayıncı Sertifika No: 49837

ISBN: 978-625-6183-93-3

© Duvar Yayınları

853 Sokak No:13 P.10 Kemeraltı-Konak/İzmir

Tel: 0 232 484 88 68

www.duvar yayinlari.com

duvarkitabevi@gmail.com



“Çalışmadan, öğrenmeden, yorulmadan rahat yaşamının yollarını aramayı alışkanlık haline getirmiş milletler, evvela haysiyetlerini, sonra hürriyetlerini ve daha sonra da geleceklerini kaybetmeye mahkûmdurlar”.

Mustafa Kemal ATATÜRK

Bu kitabı, daima sevgi ve destekleri ile yanımda olan sevgili eşim Kamile RÜSTEMLİ'ye, kızım Nermin RÜSTEMLİ'ye ve oğlum Ali Cengiz RÜSTEMLİ'ye armağan ediyorum.

Prof. Dr. Sabir RÜSTEMLİ

ÖNSÖZ

Yüksek Gerilim Tekniği I kitabının amacı, Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü'nde eğitim gören öğrencilere bir ders kitabı vermek ve uygulamada Yüksek Gerilim Tekniği ile uğraşan Elektrik/Elektronik Mühendislerine başvuru kitabı olacak şekilde yardımcı olmaktır.

Yüksek Gerilim Tekniği I kitabı, Bitlis Eren Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü'nde kuruluşundan bu yana okutulan Yüksek Gerilim Tekniği I dersi adı altında anlatılan konular ile diğer üniversitelerde okutulan benzer ad altındaki derslerin içerikleri göz önünde bulundurularak hazırlanmıştır. Hazırlanmış olan bu kitap, altı bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde; Giriş, Yalıtılmış Bir Ortamda Elektrik Alanı, Boşalma Olayları, Atomun Yapısı, Uyarımı ve İyonizasyon, Serbest Yol, İyonizasyon Türleri, Çarpma Suretiyle İyonizasyon, Kademeli İyonizasyon, Foto İyonizasyon, Termik İyonizasyon, Yüzeysel İyonizasyon, Elektrikli Parçacıkların Hareketi (Devingenliği), Elektrikli Parçacıkların Yayılması (Difüzyon), Elektrikli Parçacıkların Tekrar Birleşmesi (Rekombinasyon), Düzgün ve Az Düzgün Elektrik Alanında Boşalma Olayları, Townsend'in Birinci İyonlaştırma Katsayısı ve Elektron Çıışı, Townsend'in İkinci İyonlaştırma Katsayısı ve Düzgün Alanda Delinme Gerilimi, Az Düzgün Elektrik Alanında Delinme Gerilimi anlatılmıştır. İkinci bölümde; Düzgün Alanda Kanal Boşalması, Düzgün Olmayan Alanda Kanal Boşalması, Boşalma Süresi, Darbe Geriliminde Boşalma, Yıldırım Bulutunda Yüklerin Teşekkülü, Yıldırım Boşalmasının Kendine Has Özellikleri, Ark Boşalması, Korona Boşalması, Korona Gerilimi U_k 'ya Etki Eden Faktörler, Alternatif Gerilimde Korona Geriliminin Hesabı, Alternatif Gerilimde Korona Kayıpları, Düzgün Alanda Yüzeysel Boşalma, Düzgün Olmayan Alanda Yüzeysel Boşalma anlatılmıştır. Üçüncü bölümde; Sıvı Yalıtkanlarda Delinme Gerilimine Etki Eden Faktörler, Sıvı Yalıtkanlarda Delinme Türleri, Termik Delinme, Elektromekanik Delinme, Elektriksel Delinme, Yalıtkan Yağların Yüksek Gerilim Tekniğinde Kullanım Nedenleri anlatılmıştır. Dördüncü bölümde; Katı Yalıtkanlarda Dielektrik Kayıpları ve Kayıp Sayısı, Katı Yalıtkanlarda Delinme Türleri, Elektriksel veya Kanal Delinmesi, Termik Delinme, Boşluk veya Erozyon Delinmesi, Yağ – Kağıt İzolasyonu anlatılmıştır. Beşinci bölümde; İki Tabakalı Düzlemsel Elektrot Sistemi, Seri Düzen, Paralel Düzen, İki Tür Yalıtkanlı Çok Tabakalı Düzlemsel Elektrot Sistemi, Çok Yalıtkanlı Çok Tabakalı Düzlemsel Elektrot Sistemi anlatılmıştır. Altıncı bölümde; Eş Merkezli Küresel Elektrot Sistemi, Eş Eksenli Silindrsel Elektrot Sistemi, Bazı Elektrot Sistemlerinde Maksimum Elektrik Alanının Yaklaşık Olarak Hesabı, Küre – Düzlem Elektrot

Sistemi, Küre – Küre Elektrot Sistemi, Silindir – Düzlem Elektrot Sistemi, Silindir – Silindir Elektrot Sistemi anlatılmıştır.

Kitap, Elektrik/Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde okutulmakta olan Yüksek Gerilim Tekniği I dersi kapsamında anlatılan konular ile benzer amaçlı derslerin içerikleri baz alınarak hazırlanmıştır. Kitabın, oğrenciler, yüksek gerilim tekniği konularında çalışma yapan mühendis ve akademisyenlere faydalı olmasını dilerim.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	V
BÖLÜM 1	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Yalıtılmış Bir Ortamda Elektrik Alanı	2
1.3. Boşalma Olayları.....	8
1.4. Atomun Yapısı, Uyarımı Ve İyonizasyon.....	9
1.5. Serbest Yol.....	12
1.6. İyonizasyon Türleri	16
1.6.1. Çarpma Suretiyle İyonizasyon Türleri	16
1.6.2. Kademeli İyonizasyon.....	18
1.6.3. Foto İyonizasyon	19
1.6.4. Termik İyonizasyon.....	20
1.6.6. Yüzeysel İyonizasyon.....	20
1.7. Elektrikli Parçacıkların Hareketi (Devingenliği).....	23
1.8. Elektrikli Parçacıkların Yayılması (Difüzyon).....	24
1.9. Elektrikli Parçacıkların Tekrar Birleşmesi (Rekombinasyon).....	24
1.10. Düzgün Ve Az Düzgün Elektrik Alanında Boşalma Olayları	26
1.10.1. Townsend'in Birinci İyonlaştırma Katsayısı Ve Elektron Çıışı.....	26
1.10.2. Townsend'in İkinci İyonlaştırma Katsayısı Ve Düzgün Alanda Delinme Gerilimi.....	30
1.10.3. Az Düzgün Elektrik Alanında Delinme Gerilimi.....	35
BÖLÜM 2	41
2.1. Düzgün Alanda Kanal Boşalması.....	41
2.2. Düzgün Olmayan Alanda Kanal Boşalması	44
2.3. Boşalma Süresi	51
2.4. Darbe Geriliminde Boşalma.....	53
2.5. Yıldırım Bulutunda Yüklerin Teşekkülü.....	57
2.6. Yıldırım Boşalmasının Kendine Has Özellikleri.....	60
2.7. Ark Boşalması	66
2.8. Korona Boşalması	73
2.9. Korona Gerilimi U_k 'ya Etki Eden Faktörler.....	79
2.10. Alternatif Gerilimde Korona Geriliminin Hesabı.....	81
2.11. ALTERNATİF GERİLİMDE KORONA KAYIPLARI	84
2.12. Düzgün Alanda Yüzeysel Boşalma	92
2.13. Düzgün Olmayan Alanda Yüzeysel Boşalma	95
BÖLÜM 3	101
3.1. Sıvı Yalıtkanlarda Delinme Gerilimine Etki Eden Faktörler	101

3.2. Sıvı Yalıtkanlarda Delinme Türleri	108
3.2.1. Termik Delinme.....	108
3.2.2. Elektromekanik Delinme.....	108
3.3. Yalıtkan Yağların Yüksek Gerilim Tekniğinde Kullanım Nedenleri..	110
BÖLÜM 4.....	112
4.1. Katı Yalıtkanlarda Dielektrik Kayıpları Ve Kayıp Sayısı	112
4.2. Katı Yalıtkanlarda Delinme Türleri.....	116
4.2.1. Elektriksel Veya Kanal Delinmesi	118
4.2.2. Termik Delinme.....	120
4.2.3. Boşluk Veya Erozyon Delinmesi	122
4.3. Yağ - Kağıt İzolasyonu.....	124
BÖLÜM 5.....	127
5.1. İki Tabakalı Düzlemsel Elektrot Sistemi.....	127
5.1.1. Seri Düzen	127
5.1.2. Paralel Düzen.....	132
5.2. İki Tür Yalıtkanlı Çok Tabakalı Düzlemsel Elektrot Sistemi	134
5.3. Çok Yalıtkanlı Çok Tabakalı Düzlemsel Elektrot Sistemi	135
BÖLÜM 6.....	145
6.1. Eş Merkezli Küresel Elektrot Sistemi	145
6.2. Eş Eksenli Silindirselsel Elektrot Sistemi.....	152
6.3. Bazı Elektrot Sistemlerinde Maksimum Elektrik Alanının Yaklaşık Olarak Hesabı	157
6.3.1. Küre - Düzlem Elektrot Sistemi	158
6.3.2. Küre - Küre Elektrot Sistemi	159
6.3.3. Silindir - Düzlem Elektrot Sistemi	160
6.3.4. Silindir - Silindir Elektrot Sistemi	161
KAYNAKLAR.....	167

BÖLÜM 1

1.1. Giriş

Yüksek Gerilim Tekniği (YGT), büyük elektrik güçlerinin uzak mesafelere iletilmesi ihtiyacıyla bağlantılı olarak ortaya çıkmıştır. Enerji sektörünün ihtiyaçları doğrultusunda yüksek gerilim tekniği geliştirilmiştir. Alternatif, doğru ve darbeli gerilimler için endüstriyel yüksek gerilim tesislerinin yanı sıra, çeşitli yüksek gerilim türlerine maruz kaldığında izolasyonun (yalıtımının) araştırılması ve test edilmesi için tesisler oluşturmak gereklidir. Gerilim seviyesindeki bir artış, fiziksel olayların ve yüksek gerilimli elektromanyetik alanların çeşitli çalışma koşulları altında izolasyon üzerindeki etkisinin mekanizmalarının incelenmesini gerektirmiştir.

Şu anda enerji iletim hatlarının nominal (normal) gerilimleri 1150 kV ve 1200 kV'a ulaşmıştır. Nominal gerilimi 1150 kV olan bir hattın bir devresi ile iletebilecek güç 6 GW'a ulaşmıştır. Dünya'da nominal gerilimi 35 - 1200 kV olan enerji iletim hatları vardır. Bu hatların toplam uzunluğu düşünilemeyecek kadar büyüktür. Ülkemizde nominal gerilimi 35 - 380 kV olan enerji iletim hatları vardır. Bu durumda elektrik enerjisinin üretimi, iletimi, dönüşümü ve dağıtımı için gerekli ekipmanların oluşturulması ve işletilmesi konuları son derece önem kazanmaktadır. Bunlara generatörler, transformatörler, havai ve kablo hatları, kesiciler, ayırıcılar, kapasitörler ve diğer cihazlar dahildir. Dolayısıyla yüksek gerilim ekipmanlarında gaz, sıvı, katı yalıtım malzemeleri ve bunların kombinasyonları kullanılır. Yalıtım dış (hava ve havadaki her şey) ve iç (bu yalıtım korumalarla ortamdan ayrılır ve gaz, sıvı, katı veya birleşik olabilir) olarak ikiye ayrılır.

Yüksek gerilimler elektrik teknolojilerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bunlara boyama, elektrostatik çöktürücüler, su arıtma, elektro hidrolik ve elektrik darbe teknolojileri (kayaları delme, kırma, kesme vb), elektro fiziksel tesislerde (kontrollü termonükleer füzyon, hızlandırıcılar, lazerler vb) uygulamalar örnek olarak verilebilir.

Gerilim belirli bir değeri aştığında elektrik alanı önem kazanmaya başlar. Buna bağlı olarak boşalma olayları, izolasyon problemleri, korona kayıpları, aşırı gerilimler ve bunlara karşı koruma yöntemleri gibi sorunlar ortaya çıkmaktadır.

Boşalma olaylarını ve izolasyon problemlerini inceleyebilmek için gaz, sıvı ve katı yalıtkanlarda boşalma olaylarının incelenmesi gerekiyor.

Enerji iletim hatlarının gerilimlerinin daha büyük olması ve hatların daha büyük emniyet derecesiyle çalışması için yüksek gerilim elektrik şebekesinde meydana gelebilecek aşırı gerilimlerin ve bunlara karşı koruma yöntemlerinin incelenmesi gerekmektedir.

1.2. Yalıtılmış Bir Ortamda Elektrik Alanı

Elektrik alanının temel özelliği verilen noktada onun elektrik alan şiddeti ile ifade edilmesidir. Yani elektrik alanının varlığı o bölgede bulunan yüklü bir cisme etki eden kuvvetin varlığı ile anlaşılır. Elektrik alan şiddeti “Elektrik alan içindeki herhangi bir noktanın alan şiddeti, o noktaya konan bir birim pozitif yüke etki eden kuvvet” şeklinde tanımlanır. Elektrik alan şiddeti E vektöryel bir büyüklük olup birimi Newton/Coulomb (N/C) veya Volt/metre (v/m) şeklindedir. Elektrik alan şiddetinin etkisinden yalıtılmış ortamlarda delinme veya atlama oluşmaktadır. İki yalıtkan ortamın sınır yüzeyinde elektrik alan şiddeti vektörü kırılır ve bunun sonucunda E_n normal ve E_t teğetsel bileşenleri oluşur.

Elektrik alanının potansiyeli Ψ skaler bir büyüklüktür. Elektrik alanının noktaları pozitif, negatif veya sıfır potansiyelli olabilir. Elektrik alanındaki belirli bir noktanın pozitif potansiyeli pozitif birim yükün bir dış kuvvetin etkisiyle elektrik alan kuvvetine zıt yönde sıfır potansiyelli noktadan verilen noktaya hareket etmesi sonucu oluşan enerjiye eşit olur. Topraklama veya yükten sonsuz uzakta olan noktaların şartlı olarak sıfır potansiyeli vardır. Negatif potansiyel pozitif birim yükün elektrik alan kuvvetinin etkisiyle sıfır potansiyelli noktadan verilen noktaya hareket etmesi sonucu harcanan enerji ile ifade edilir. Aynı potansiyele sahip elektrik alanının noktaları eş potansiyelli yüzeyler oluşturur. Elektrik alanının iki noktası arasındaki potansiyel farkı bu noktalar arasındaki gerilim V olup, birimi volt (v) şeklindedir. V gerilimi için;

$$V = \Psi_1 - \Psi_2 = \Delta \Psi \quad (1.1)$$

yazılabilir.

Potansiyelin birim yükün enerjisi olarak tanımlanmasından, belirli noktasına getirilen $\Delta \Psi$, alanın iki noktası arasındaki potansiyel farkı bu enerjideki artış veya azalma olduğu anlamına gelmektedir. Büyüklüğü birden farklı olan bir yük için bu enerji artışı $q E$ kuvveti tarafından Δa yol parçası üzerinde üretilen ΔA iş olarak da düşünülebilir. Bir yükün hareket yönü $q E$ kuvvetinin yönü ile örtüşüyorsa yani alan kuvvetleri hesabına üretilen iş negatif, örtüşmediğinde ise dış kuvvetler tarafından üretilen iş pozitif olur. Bu durumda ΔA için,

$$-\Delta A = q E \Delta a \quad (1.2)$$

yazılabilir.

Buradan da potansiyel ile elektrik alan şiddeti arasında

$$-d\Psi = -\frac{dA}{q} = E da \quad (1.3)$$

veya

$$E = -\frac{d\Psi}{da} \quad (\text{v/m}) \quad (1.4)$$

matematiksel bağıntı elde edilir.

Böylece (4) ifadesi kullanılarak elektrik alan şiddeti için yeni bir tanım verilmiş olur. Buna göre elektrik alan şiddeti alandaki güç hatlarına yönelmiş azalan (eksi işareti) potansiyelin değişim hızıdır.

Dielektrik sabiti ϵ yalıtım malzemesinin temel özelliklerini ifade etmekte olup birimi Farad/metre (F/m) şeklindedir. Yani dielektrik ortamda dış elektrik alanının etkisiyle meydana gelen polarizasyon süreçlerinin yoğunluğunu fiziksel olarak iki bileşenin çarpımı şeklinde

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon' \quad (\text{F/m}) \quad (1.5)$$

olarak ifade edilebilir.

Burada;

ϵ_0 - Boşluğun dielektrik sabiti veya permitivitesi olarak adlandırılır. Ampirik olarak ϵ_0 'ın değeri

$$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi} \quad (1.6)$$

olarak hesaplanır.

Bu durumda aralarında 1 m mesafe bulunan eşit iki yük boşlukta bir-birine $9 \cdot 10^9$ N değerinde bir itme kuvveti etki ettiriyorsa, bunların yükü 1 C olur. Buna göre boşluğun dielektrik sabitinin değeri E (V/m), S (m^2) ve Q (C) cinsinden ölçülürse,

$$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi} = 8,86 \cdot 10^{-12} \quad \text{F/m}$$

olur.

ϵ' - Malzemenin bağıl dielektrik sabiti olup birimsiz değerdir. Farklı malzemeler için bağıl dielektrik sabitinin değeri ilgili tablolardan alınır.

Elektrik kasitesi C dielektrik katmanla bir-birinden ayrılmış iki iletken cisim (elektrotlar) için uygulanan kavram olup, birimi Farad (F) şeklindedir. Kabaca hava, plastik, yağ, kağıt vb türünden bir yalıtkan ortam (dielektrik) ile birbirinden yalıtılmış iki düzlemsel iletken yüzeyinden oluşan bir eleman şekline ise kondansatör denir. Yani kullanılan eleman şeklinde yüklerin birikmesi veya depolanması kondansatör olarak adlandırılır. Eğer kondansatörün elektrotları bir gerilim kaynağına bağlıysa bu durumda o büyüklük olarak potansiyele eşit fakat zıt yönlü bir değer üretmiş olacaktır. Dielektrikte polarizasyon süreci ilerledikçe elektrotların yüzeyinde yükler birikir. Deneyimler dielektrik tipine ve kondansatörün geometrik boyutlarına bağlı olarak birikmiş yük miktarı Q ile elektrotlar arasındaki V gerilimi arasında bir bağlantının olduğunu göstermektedir. Bu bağlantı kondansatörün C kapasitesini karakterize eder. Kondansatörün C kapasite değeri;

$$C = \frac{Q}{V} \quad (C/V) \quad (1.7)$$

eşitliğinden hesaplanır.

Kapasite değerinin birimi Cloumb/Volt (C/V) ve Farad (F) şeklindedir. Farad çok büyük bir değerdir. Bundan dolayı uygulamada mikrofard μF ($1 \mu F = 10^{-6}$ F), nanofard nF ($1 nF = 10^{-9}$ F) veya pikofard pF ($1 pF = 10^{-12}$ F) alt birimler kullanılmaktadır.

Yüksek gerilim tekniğinde genelde yüksek gerilim yapıları dielektrik katmanla ayrılmış iletken yüzeylerinden oluştuğu için kapasite ve elektrik alan şiddetinin hesaplanmasına aşırı önem verilmektedir. Kapasiteyi ölçmek için tasarlanmış çeşitli köprü devreleri kullanılır. Belirli bir frekansta akım ve gerilim ölçüm sonuçlarına göre kapasite

$$C = \frac{I \cdot 10^6}{V \cdot 2\pi f} \quad (1.8)$$

ifadesine göre hesaplanabilir. Eğer iletken yüzeyleri karmaşık şekle sahip ise bu durumda kapasite hesabı yapılabilmesi için önce karmaşık şekil geometrik olarak düzlem – düzlem, silindir – silindir, küre – küre doğru sisteme dönüştürüldükten sonra elektrik alan şiddetini ve kapasiteyi hesaplamak için matematiksel ifadelerin oluşturulması gerekiyor.

Örnek 1:

Yalıtkan bir ortamda 2 mm mesafede konumlandırılmış iki nokta arasındaki potansiyel farkı 400 V'tur. Verilen alandaki ortalama elektrik alan şiddetini bulunuz.

Çözüm:

(1.4) ifadesinden yararlanırsak ve potansiyelin değişiminin lineer olduğunu kabul edersek elektrik alan şiddeti için,

$$E = \frac{\Delta \Psi}{\Delta a} = \frac{0.4}{0.2} = 2 \text{ kV/cm}$$

elde edilir.

Örnek 2:

Kuvars camının dielektrik sabitini bağıl dielektrik sabiti $\epsilon' = 4$ olduğuna göre hesaplayınız.

Çözüm:

(1.5) ifadesinden yararlanarak kuvars camının dielektrik sabiti için,

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon' = 8,86 * 10^{-12} * 4 = 35,44 * 10^{-12} = 0,3544 * 10^{-10} \text{ F/m}$$

elde edilir.

Örnek 3:

Kondansatörlü devrede kondansatörün elektrotlarına 400 V gerilim uygulandığında devreden geçen akım 5 mA değerinde ve frekans 50 Hz ise kondansatörün kapasitesini μF cinsinden bulunuz.

Çözüm:

(1.8) ifadesinden yararlanarak kondansatörün kapasitesi için,

$$C = \frac{I * 10^6}{V 2\pi f} = \frac{5 * 10^{-3} * 10^6}{400 * 2 * 3,14 * 50} = 0,04 \mu\text{F}$$

elde edilir.

Örnek 4:

Kapasitesi 3 μF olan bir kondansatör 4 kV'a kadar şarj edilmiştir. Kondansatörün elektrotlarında biriken yük miktarını bulunuz.

Çözüm:

Kondansatörün C kapasitesini karakterize eden (1.7) ifadesinden yararlanarak Q yükünü $C = \frac{Q}{V}$ ifadesinden,

$$Q = CV = 3 \cdot 10^{-6} \cdot 4 \cdot 10^3 = 12 \cdot 10^{-3} \text{ C}$$

şeklinde bulunur.

Örnek 5:

110 kV'luk bir gerilimi ölçmek için iki seri bağlı C_1 kapasiteli kondansatör ve bu gerilim bölücü devreye paralel bağlı 10 kV'luk elektrostatik voltmetre ve $C_2 = 100 \text{ pF}$ değerinde bir yönlendirici kondansatör kullanılmaktadır. Elektrostatik voltmetrenin kapasitesi $C_v = 20 \text{ pF}$ olduğuna göre her bir C_1 kondansatörünün kapasitesini bulunuz.

Çözüm:

Elektrostatik voltmetre ve yönlendirici kondansatör bir-birine seri bağlı olduğundan eşdeğer kapasitenin değeri,

$$C_{eş1} = C_v + C_2 = 20 + 100 = 120 \text{ pF}$$

olarak bulunur. İki seri bağlı C_1 kondansatörünün kapasitesi için eşdeğer kapasitenin değeri,

$C_{eş2} = \frac{C_1}{2}$ şeklinde bulunur. Şimdi tüm devrenin eşdeğer kapasitesini bulalım. Bu eşdeğer kapasite

$$C_{eş} = \frac{V_v \cdot C_{eş1}}{V} = \frac{10 \cdot 120}{110} = 10,9 \text{ pF}$$

olarak bulunur. Diğer taraftan tüm devrenin eşdeğer kapasitesi için, $C_{eş} = \frac{C_{eş1} \cdot C_{eş2}}{C_{eş1} + C_{eş2}}$ yazılabilir.

Buradan da $C_{eş2}$

$$C_{eş1} \cdot C_{eş2} = C_{eş} \cdot C_{eş1} + C_{eş} \cdot C_{eş2} \text{ ifadesinden}$$

$$C_{eş2} = \frac{C_{eş1} * C_{eş1}}{C_{eş1} - C_{eş1}} = \frac{10,9 * 120}{120 - 10,9} \cong 12 \text{ pF}$$

olarak bulunur.

$$C_{eş2} = \frac{C_1}{2} \text{ olduğundan } C_1 \text{ için}$$

$$C_1 = 2 C_{eş2} = 2 * 12 = 24 \text{ pF} \quad \text{elde edilir.}$$

Örnek 6:

Eğer iki nokta arasındaki potansiyel farkı 600 v ise 0,4 mm uzunluğundaki bir bölüm üzerindeki ortalama elektrik alan şiddetini bulunuz.

Çözüm:

(1.4) ifadesinden yararlanırsak ve potansiyelin değişiminin lineer olduğunu kabul edersek ortalama elektrik alan şiddetini için,

$$E = \frac{\Delta \Psi}{\Delta a} = \frac{600}{0,4} = 1500 \text{ v/mm} = 15 \text{ kV/cm}$$

elde edilir.

Örnek 7:

Toprakтан izole edilmiş (yalıtılmış) kondansatörün elektrotlarının potansiyelleri ± 2000 v olduğuna göre elektrotlar arasında etki eden gerilimin değerini bulunuz.

Çözüm:

(1.1) ifadesine göre elektrotlar arasındaki gerilim için,

$$V = \Psi_1 - \Psi_2 = 2000 - (-2000) = 4000 \text{ v} \quad \text{elde edilir.}$$

Örnek 8:

Kapasitesi $C = 2 \mu\text{F}$ olan bir kondansatörün elektrotları arasındaki gerilim 100 v olduğuna göre kondansatördeki Q yük miktarını bulunuz.

Çözüm:

Kondansatörün C kapasitesini karakterize eden (1.7) ifadesinden yararlanarak Q yükünü $C = \frac{Q}{V}$ ifadesinden

$$Q = CV = 2 * 10^{-6} * 100 = 2 * 10^{-4} \text{ C}$$

şeklinde buluruz.

Örnek 9:

Kapasitesi $C = 100 \text{ pF}$ olan hava yalıtımlı paralel iletken elektrotlara sahip bir kondansatör 2 kV gerilimle şarj edilmiştir. Paralel iletken elektrotlardan her birinin yüzey alanı 625 cm^2 olduğuna göre kondansatörün elektrotları arasındaki elektrik alan şiddetini bulunuz.

Çözüm:

$C = \frac{Q}{V}$ ifadesinden yük miktarı Q için, $Q = CV$ elde edilir. Elektrik alan şiddeti için,

$$E = \frac{Q}{\epsilon S} = \frac{CV}{\epsilon S} = \frac{100 \cdot 10^{-12} \cdot 2}{8,86 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-2} \cdot 625} = \frac{200 \cdot 10^2}{5537,5} = 3,61 \text{ kV/cm}$$

elde edilir.

1.3. Boşalma Olayları

Hava veya gazın yalıtkan durumdan iletken duruma geçmesine boşalma olayı denir. Gazın basıncına ve boşalmayı besleyen akım kaynağının gücüne bağlı olarak boşalma; Işıltılı Boşalma, Kıvılcım Boşalması ve Ark Boşalması şeklinde olur.

Eğer gazın basıncı düşük ve elektrotları besleyen akım kaynağının gücü küçük ise, bu durumda meydana gelen boşalmaya Işıltılı Boşalma denir.

Eğer gazın basıncı yüksek ve elektrotları besleyen akım kaynağının gücü küçük ise, bu durumda meydana gelen boşalmaya Kıvılcım Boşalması denir.

Eğer gazın basıncı yüksek ve elektrotları besleyen akım kaynağının gücü büyük ise, bu durumda meydana gelen boşalmaya Ark Boşalması denir.

Eğer elektrotlardan birinin veya her ikisinin eğrilik yarıçapları elektrotlar arası açıklık yanında çok küçük ise, bu durumda elektrotların etrafında çok ince bir tabakayı kaplayan bir boşalma türü meydana gelir. Bu tür boşalmaya Korona Boşalması denir. Korona boşalması başladıktan sonra gerilimin yükseltilmesine devam edilirse, bu durumda gerilimin belirli bir değerinde Tam Boşalma meydana gelir.

Bir başka boşalma türü de yüzeysel boşalmadır. Yüzeysel boşalma iki farklı yalıtkan maddenin sınır yüzeyinde meydana gelen boşalma türüdür.

Bütün boşalma türlerinde ortak olan bir özellik vardır. Bu özellik boşalma sırasında gazın yüksek bir iletkenliğe erişmesidir. Dolayısıyla gaz içinde çok sayıda elektrikli parçacığın meydana gelmesidir.

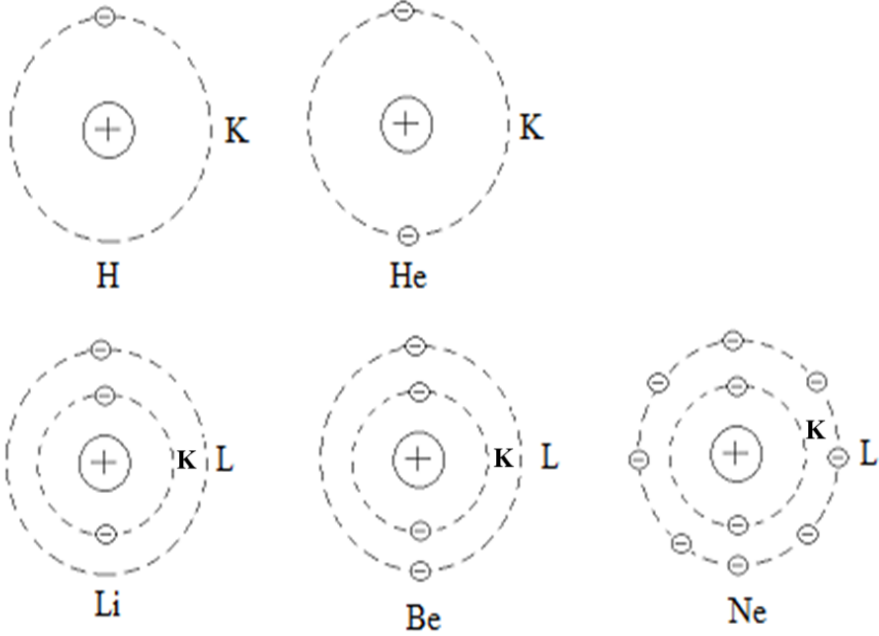
1.4. Atomun Yapısı, Uyarımı Ve İyonizasyon

Atom, pozitif elektrik yüklü bir çekirdek ile bunun etrafında bulunan elektronlardan meydana gelir. Çekirdek pozitif yüklü proton ve yüksüz nötronlardan oluşmaktadır. Atomu elektronlarla protonlar arasındaki çekim kuvveti bir arada tutmaktadır. Nötronlar, protonların çekirdekte bir arada tutulmalarını sağlar. Elektronun kütlesi $9,11 \cdot 10^{-31}$ kg, Protonun kütlesi $1,672 \cdot 10^{-27}$ kg, Nötronun kütlesi $1,675 \cdot 10^{-27}$ kg'dır. Bir atomun elektron sayısı Z ile ve bir elektronun elektrik yükü de q ile gösterilir. q ' nun değeri $1,6 \cdot 10^{-19}$ C olup, elektriğin en küçük parçasını temsil eder. Bir atomun Z elektronuna karşılık olan toplam elektrik yükü $Q = - Z q$ şeklinde olur. Nötr bir atomda bu yük çekirdeğin pozitif elektrik yüküne eşittir. Bu durumda $Q_{\text{çek}} = Z q$ olur. Z 'e çekirdek yükü sayısı, sıra sayısı veya proton sayısı denir.

Elektronlardan birinin veya bir kaçının atomdan ayrılması veya atoma konması, çekirdek yükü sayısında bir değişiklik yapmaz. Fakat bu durumda atom iyonize olmuş olur. Nötr bir atomdan elektron ayrılmasında pozitif iyon ve nötr bir atoma elektron konmasında da negatif iyon meydana gelir.

Elektronlar çekirdeği bir zarf gibi kuşatırlar. Elektronların çekirdek etrafında döndüğü yola yörünge denir. Bir atomda öyle yörüngeler vardır ki, elektronlar bu yörüngelerde hareket ettikleri sürece hiç enerji yaymazlar. Bu yörüngelere Kuantum yörüngeleri veya kabuk adı verilir. Kabuklar çekirdek merkezinden olan uzaklıklarına göre K, L, M, N, ..., veya 1, 2, 3, ..., ile gösterilir.

Çekirdek yükü sayısı en küçük olan hidrojen atomunda $Z = 1$ olduğundan bir adet elektron olup bu elektron K kabuğunda bulunur. $Z = 2$ olan helyum atomunda ise 2 adet elektron vardır. Bu elektronların her ikisi de K kabuğunda bulunur. Böylece bu kabuk dolmuştur. $Z = 3$ olan lityum atomunda 2 elektron K kabuğunda ve 1 elektron da L kabuğunda bulunur. Bunu çekirdek yükü sayısı 4 ile 10 olan atomlar izler. Böylece L kabuğu da dolar. Neon atomunda $Z = 10$ 'dur. K ve L kabuklarının elektronlara dolması Şekil 1.1'de verilmiştir.



Şekil 1.1. K ve L kabuklarının elektronlara dolma durumu

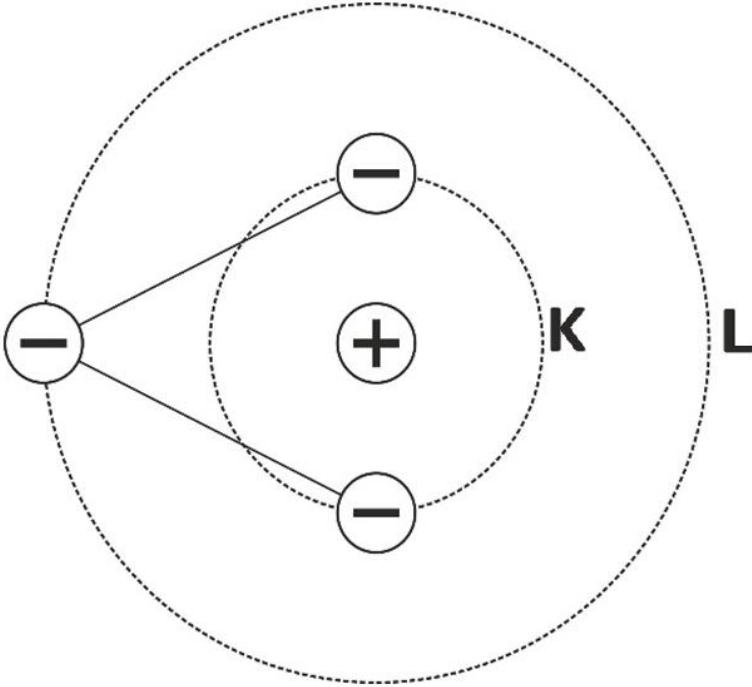
Z = 11 olan sodyum atomunda on birinci elektron M kabuğunda bulunur. Sodyumu, M kabuğunda 8 elektron doluncaya kadar birbiri ardından gelen elemanlar izler. M kabuğunda 8 elektronu olan atom, argon atomudur. Argon için $Z = 2 + 8 + 8 = 18$ 'dir.

Her yörüngede belirli sayıda elektron bulunur. Bir yörüngedeki elektron sayısı $2n^2$ 'ye göre hesaplanır. Buna göre;

1. Yörüngede $2n^2 = 2 \cdot 1^2 = 2$ elektron bulunur.
2. Yörüngede $2n^2 = 2 \cdot 2^2 = 8$ elektron bulunur.
3. Yörüngede $2n^2 = 2 \cdot 3^2 = 18$ elektron bulunur.
4. Yörüngede $2n^2 = 2 \cdot 4^2 = 32$ elektron bulunur.

Buradan da elektron sayısı arttıkça değişik düzelmelerden geçen yörünge sayısının da arttığı görülmektedir. İç yörünge elektronlarına göre, çekirdek ile en dış yörünge elektronları arasındaki uzaklık fazla olduğundan, aralarındaki çekim kuvveti çok zayıftır. Bağları zayıf olan bu elektronların atomlar arasında gelişigüzel hareket ettiği kabul edilir ve bunlara serbest elektronlar denir. İç yörüngedeki elektronlar bağlı (peyk) elektronlardır. Madenler ve karbon (kömür) serbest elektronu en çok olan maddelerdir. Aynı cins yükler birbirini iter. Fakat farklı işaretli yükler ise birbirini çeker. Elektronu çekirdeğe bağlayan sebep de

protonla arasındaki çekim kuvvetidir. En basit atom olan Hidrojen atomu şekil 1.2’de verilmiştir.



Şekil 1.2.

Hidrojen atomunun zarf elektronu normal durumda K kabuğundadır. Eğer atoma bir enerji verilirse, bu durumda elektron K kabuğundan L kabuğuna geçebilir. Burada elektron yaklaşık olarak 10^{-2} - 10^{-10} saniye kaldıktan sonra tekrar eski durumuna geri dönecektir. Elektron eski durumuna geri dönerken daha önce almış olduğu enerjiyi ışınım (radyasyon) enerjisi şeklinde geri verir. Elektron K kabuğundan L kabuğuna geçtiğinde verilen enerjinin büyüklüğü,

$$W_u = q (V_K - V_L) = q U_u \quad (1.9)$$

şeklinde ifade edilir.

Burada,

U_u - Uyarım gerilimidir,

W_u - Uyarım enerjisidir.

Uyarım gerilimi, elektronu K kabuğundan L kabuğuna çıkaran gerilimdir. Uyarım gerilim volt (v) cinsinden ölçülür. $q = 1$ için uyarım enerjisi elektron

volt (eV) cinsinden ölçülür. $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C olduğundan, $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Ws (J) olur.

Elektronu K kabuğundan atomla bağının koptuğu bir yörüngeye geçirmek için,

$$W_i = q (V_K - V_\infty) = q V_K = qU_i \quad (1.10)$$

enerjisine gereksinim duyulur.

Burada,

U_i - İyonizasyon gerilimidir,

W_i - İyonizasyon enerjisidir.

Tablo 1.1' de bazı gazlara ait uyarım ve iyonizasyon enerjisi verilmiştir.

Tablo 1.1 Bazı gazlara ait uyarım ve iyonizasyon enerjisi

Gaz	Minimum Enerji (eV)	
	Uyarım	İyonizasyon
N ₂	6,1	15,5
N	6,3	14,5
O	7,9	12,5
O ₂	9,1	13,6
H ₂ O	7,6	12,7

1.5. Serbest Yol

Gaz içerisinde bulunan parçacıklar gelişigüzel ve her doğrultuda hareket ederler. Bu hareket sırasında parçacıklar diğer parçacıklarla çarpışır. Bir parçacığın birbirini izleyen iki çarpışma arasında kat ettiği yola serbest yol denir. Serbest yol λ harfi ile gösterilir. Her hangi bir t anında çok sayıdaki parçacıklara ait serbest yolların veya uzun bir süre içinde bir parçacığa ait serbest yolların aritmetik ortalama değerine, ortalama serbest yol denir. Ortalama serbest yol λ_{ort} ile gösterilir. Ortalama serbest yol için,

$$\lambda_{ort} = \frac{1}{n} (\lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n) \quad (1.11)$$

yazılabilir.

Eğer yarıçapı r_1 olan herhangi bir parçacık (elektron veya iyon) yarıçapı r olan bir gaz içerisinde hareket edecek olursa, gazın basıncı P , sıcaklığı T ise bu durumda serbest yol için,

$$\lambda = \frac{kT}{\pi (r_1 + r_2)^2 P} \quad (1.12)$$

yazılabilir.

Burada;

k – Boltzmann sabiti olup, değeri $k = \frac{R}{N_a} = 1,38 * 10^{-23}$ (J/K⁰) şeklindedir.

R – Genel gaz sabiti olup, değeri $R = \frac{C_0}{T_0} = 8,31$ (Ws/ K⁰) şeklindedir.

N_a - Avogadro sayısı veya Loschmid sayısı olup, değeri

N_a = 6,023 * 10²³ (Molekül/Mol – Hacim) şeklindedir.

1 Mol – Hacim; T₀ = 273 K⁰ ve P₀ = 760 mmHg olduğunda 22,414*10³ cm³ 'e eşit olur.

Buna göre sıcaklık 0 °C ve basınç 760 mmHg olduğunda 1 cm³ hacimdeki molekül sayısı

$$N_0 = \frac{6,023*10^{23}}{22,414*10^3} = 2,71*10^{19} \text{ (Molekül/cm}^3\text{)}$$

olur.

Hareket eden parçacık elektron ise bu durumda $r_1 \ll r$ olduğundan $r_1 \approx 0$ olur ve elektronun serbest yolu için,

$$\lambda_e = \frac{kT}{\pi r^2 P} \quad (1.13)$$

yazılabilir.

Hareket eden parçacık iyon ise bu durumda $r_1 \approx r$ olur ve iyonun serbest yolu için,

$$\lambda_i = \frac{kT}{4\pi r^2 P} \quad (1.14)$$

yazılabilir.

(1.13) ve (1.14) ifadelerinin karşılaştırılmasından elektronun serbest yolunun iyonun serbest yolundan 4 (dört) kat daha büyük olduğu görülür.

İyonizasyon olayında gazın bağıl hava yoğunluğunun önemi büyüktür. Bağıl hava yoğunluğu,

$$\delta = \frac{P_{T0}}{P_0 T} \quad (1.15)$$

şeklinde ifade edilir.

Burada;

P_0, T_0 – Gazın normal şartlardaki parametreleridir.

P, T – Gazın atmosfer şartlarındaki parametreleridir.

Bu parametreler için uygun değerler yerine konursa, bağıl hava yoğunluğu için,

$$\delta = \frac{P(273 + 20)}{760T} = \frac{293P}{760T} = 0,386 \frac{P}{T} \quad (1.16)$$

elde edilir.

Eğer $A_0 = \frac{\pi r^2 P_0}{kT_0}$ olduğunu kabul edersek, bu durumda bağıl hava yoğunluğunu dikkate alarak elektronun serbest yolu için,

$$\lambda_e = \frac{1}{A_0 \delta} \quad (1.17)$$

yazılabilir.

Normal şartlarda bazı gazlar için A_0 katsayısının değeri ve λ_e elektronun serbest yolunun uzunluğu Tablo 1.2’de verilmiştir.

Tablo 1.2. A_0 katsayısının değeri ve λ_e elektronun serbest yolunun uzunluğu

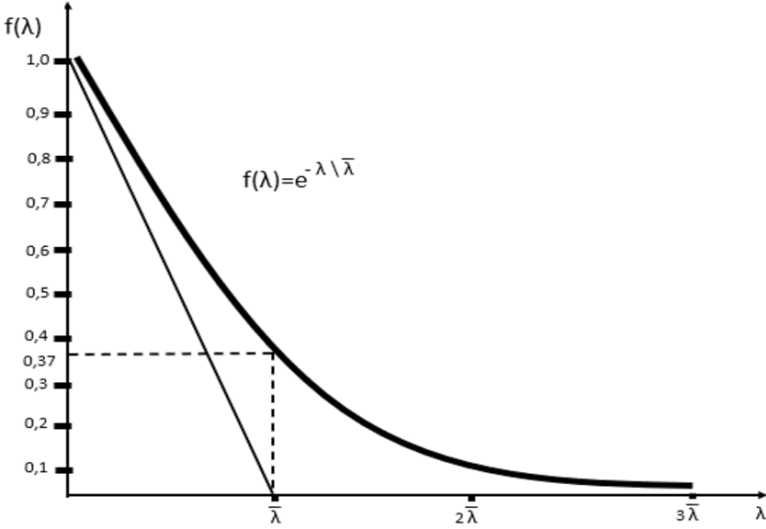
Gazın Adı	A_0 (1/cm)	λ_e (cm)
Hava	$11,1 * 10^3$	$0,09 * 10^{-3}$
Hidrojen (H_2)	$3,8 * 10^3$	$0,26 * 10^{-3}$
Azot (N_2)	$9,6 * 10^3$	$0,1 * 10^{-3}$
Helyum (He)	$2,2 * 10^3$	$0,45 * 10^{-3}$
Argon (Ar)	$10,3 * 10^3$	$0,1 * 10^{-3}$

Ortalama serbest yolu λ_{ort} olan bir parçacığın serbest yolunun λ veya daha büyük olması olasılığı,

$$f(\lambda) = e^{-\lambda/\lambda_{ort}} \quad (1.18)$$

şeklinde olur.

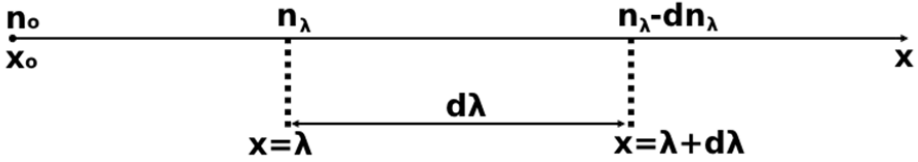
$f(\lambda) = e^{-\lambda/\lambda_{ort}}$, nın λ 'ya bağılı olarak değişimi Şekil 1.3'de verilmiştir.



Şekil 1.3.

Ortalama serbest yolu λ_{ort} olan bir parçacığın serbest yolunun sıfır veya daha büyük olması olasılığı, $e^0 = 1$, yani %100, ortalama serbest yola eşit veya daha büyük olması olasılığı, $e^{-1} = 1/e = 0,37$, yani %37 ve örneğin $\lambda = 3 \lambda_{ort}$ 'ya eşit veya daha büyük olması olasılığı da $e^{-3} = 1/e^3 = 0,05$, yani %5'dir.

Şimdi $x = 0$ mevkiinden çıkan n_0 adet parçacığın x doğrultusunda hareket ettiğini var sayalım. Bu durum Şekil 1.4'de verilmiştir.



Şekil 1.4.

$x = \lambda$ mevkiinde arpışmayan parçacıkların sayısı n_λ ile gösterilirse, $dx = d\lambda$ aralığındaki çarpışma sayısı, bu aralığta arpışmayan parçacıklardaki $-dn_\lambda$ azalmasına eşit olacaktır. Bir parçacığın 1 cm'lik yoldaki ortalama çarpışma sayısı Z_{ort} ile gösterilirse, bu durumda,

$$n_\lambda Z_{ort} d\lambda = -dn_\lambda \quad (1.19)$$

yazılabilir.

Ortalama serbest yol λ_{ort} olduğuna göre birim uzunluktaki ortalama çarpışma sayısı için,

$$Z_{ort} = \frac{1}{\lambda_{ort}} \quad (1.20)$$

yazılabilir.

(1.20) ifadesini (1.19) ifadesinde yerine yazarsak,

$$n_{\lambda} \frac{d\lambda}{\lambda_{ort}} = -dn_{\lambda} \quad (1.21)$$

elde edilir.

(1.21) ifadesini düzenlersek,

$$\frac{dn_{\lambda}}{n_{\lambda}} = -\frac{d\lambda}{\lambda_{ort}} \quad (1.22)$$

elde edilir.

(1.22) ifadesinden integral alırsak,

$$\frac{n_{\lambda}}{n_0} = e^{-\lambda/\lambda_{ort}} = f(\lambda) \quad (1.23)$$

elde edilir. Bu da (1.18) ifadesinin aynısıdır.

1.6. İyonizasyon Türleri

İyonizasyon hacimsel ve yüzeysel iyonizasyon olmak üzere ikiye ayrılır. Hacimsel iyonizasyon, elektrotlar arasındaki gaz hacminde yüklü parçacıkların oluşmasıdır. Yüzeysel iyonizasyon, yüklü parçacıkların elektrotların yüzeyinden radyasyonudur (emisyonudur). Hacimsel iyonizasyon; Çarpma (darbe) suretiyle iyonizasyon, Kademeli iyonizasyon, Foto iyonizasyon ve Termik iyonizasyon olmak üzere dörde ayrılır.

1.6.1. Çarpma Suretiyle İyonizasyon Türleri

Çarpma suretiyle iyonizasyon, bir elektronun nötr bir atoma veya moleküle çarpması sonucunda oluşur. Eğer elektrotlar arasındaki gaza bir gerilim uygulanıyorsa, bu durumda yüklü parçacıklar, termik hıza ek olarak, elektrik alanının etkisiyle alan doğrultusunda hız kazanmış olur. Kazanılan bu hız,

$$v = k E \quad (1.24)$$

şeklinde ifade edilir.

Burada;

v – Hız olup, birimi cm/s şeklindedir.

k – Hareketlilik (Devingenlik) olarak adlandırılan orantı katsayısı olup, birimi cm^2/vs şeklindedir.

E – Dış elektrik alan şiddeti olup, birimi v/cm şeklindedir.

Kütlesi m ve hızı v olan bir parçacığın kinetik enerjisi $\frac{1}{2} mv^2$ olduğundan, bu parçacık atom veya moleküle çarptığı zaman atom veya molekülü iyonize edebilir. Eğer parçacığın kinetik enerjisi söz konusu gazın iyonizasyon enerjisine eşit veya ondan büyük ise, bu durumda çarpma, iyonizasyonla sonuçlanır. Yani gaz atom veya molekülünden bir pozitif iyonla bir elektron meydana gelebilir. Bunun için,

$$\frac{1}{2} mv^2 \geq W_i \quad (1.25)$$

şartının sağlanması gerekiyor.

Burada;

m – Yüklü parçacığın kütlesidir. Elektron için $m_e = 9,11 * 10^{-31}$ kg'dır. Proton için $m_p = 1,672 * 10^{-27}$ kg'dır.

v – Yüklü parçacığın hızı olup, birimi cm/s şeklindedir.

W_i - İyonizasyon enerjisi olup, birimi eV şeklindedir.

Yüklü parçacıklar gerekli olan kinetik enerjiyi λ serbest yolunda E elektrik alanında hareket ederken de biriktirebilir. Bu durumda,

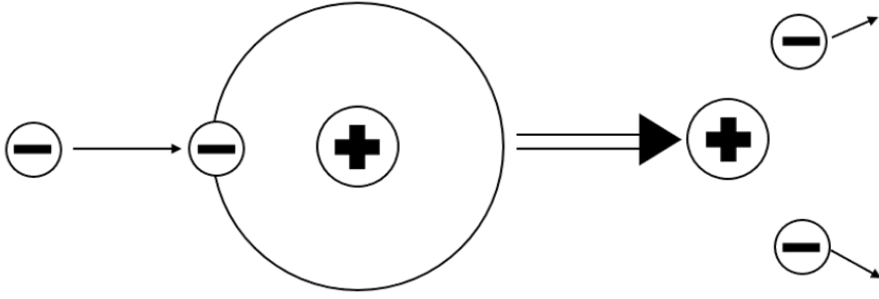
$$E q \lambda = \frac{1}{2} mv^2 \geq W_i \quad (1.26)$$

şartının sağlanması gerekiyor.

Burada;

q – Yüklü parçacığın yüküdür.

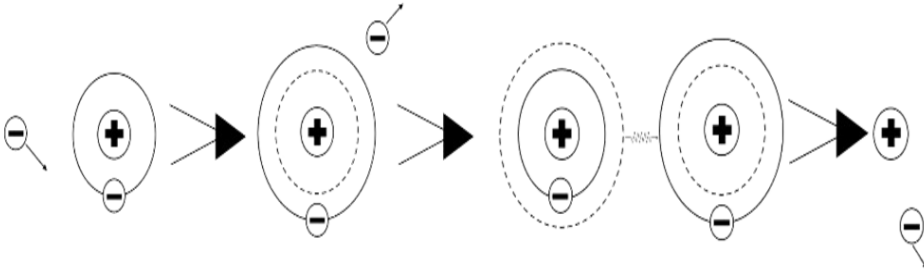
Çarpma suretiyle iyonizasyonun oluşumu şekil 1.5'de verilmiştir.



Şekil 1.5.

1.6.2. Kademeli İyonizasyon

Kademeli iyonizasyon, nötr bir atom veya moleküle çarpan ilk yüklü parçacığın kinetik enerjisi, atomu yalnızca uyarılmış duruma getirdiğinde, yani yüklü parçacığın kinetik enerjisi iyonizasyon için yetersiz olduğunda meydana gelir. Yani kinetik enerjisi W_i 'den küçük olan yüklü parçacık, atomu uyarılmış duruma getirebilir. İkinci bir yüklü parçacığın uyarılmış bir atom veya moleküle çarpması iyonizasyonla sonuçlanabilir. Birinci ve ikinci yüklü parçacıkların çarpması arasındaki süre, nötr atom veya molekülün uyarılmış durumda olduğu süreden fazla olmamalıdır. Bu tür iyonizasyona kademeli iyonizasyon denir. Kademeli iyonizasyonun oluşumu şekil 1.6'da verilmiştir.



Şekil 1.6.

Kademeli iyonizasyon için,

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_1 v_2^2 \geq W_i \quad (1.27)$$

şartının sağlanması gerekiyor.

Burada;

m_1 – yüklü parçacığın kütlesidir.

v_1, v_2 - Yüklü parçacığın hızıdır.

W_i - İyonizasyon enerjisidir.

1.6.3. Foto İyonizasyon

Frekansı f olan bir ışıma ile bir gazın iyonize olabilmesi için,

$$hf \geq W_i \quad (1.28)$$

şartının sağlanması gerekiyor.

$f = C/\lambda$ olduğunu (1.28) ifadesinde dikkate alırsak λ dalga uzunluğu için,

$$\lambda \leq \frac{Ch}{W_i} \quad (1.29)$$

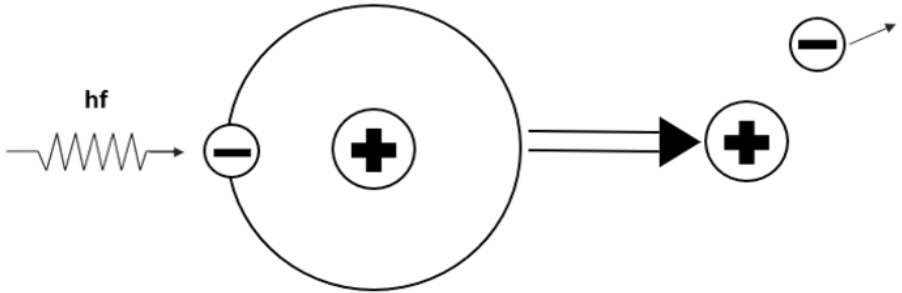
şartının sağlanması gerekiyor.

Burada;

C – Işık hızı olup, değeri $C = 3 \cdot 10^8$ m/s ‘dir.

h – Planck sabiti olup, değeri $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Js ‘dir.

(1.29) ifadesinde bu değerler ve W_i ‘de J cinsinden yerine konursa, bu durumda λ dalga uzunluğu m cinsinden bulunur. $W_i = 4,88$ eV olan sezyum buharının ışıma yoluyla iyonize olabilmesi için, ışımının dalga uzunluğu $\lambda \leq 318,4$ nm olmalıdır. Buradan da gözle görülebilir ışımayla bir iyonizasyonun mümkün olmadığı anlaşılır. Işıma yoluyla atom veya molekülün iyonize olmasına foto iyonizasyon denir. Atom veya molekülün ışıma yoluyla iyonize olma durumu şekil 1.7’de verilmiştir.



Şekil 1.7.

1.6.4. Termik İyonizasyon

Gazın atom veya molekülünü gazın sıcaklığını yükseltmekle iyonize etmek mümkündür. Sıcaklıkla kinetik enerjisi artan parçacıklar çarpma suretiyle iyonizasyona sebebiyet verebilir. Bu tür iyonizasyona termik iyonizasyon denir. Termik iyonizasyon iyonizasyon katsayısı ile karakterize olunur. İyonize olmuş atom sayısının toplam atom sayısına olan oranına iyonizasyon katsayısı denir ve Ψ harfi ile gösterilir. İyonizasyon katsayısı,

$$\Psi = \frac{N_i}{N_t} \quad (1.30)$$

şeklinde ifade edilir.

Burada;

N_i – İyonize olmuş atom sayısıdır.

N_t – Toplam atom sayısıdır.

İyonizasyon katsayısının değeri sıcaklığa bağlı olarak Tablo 1.3’de verilmiştir.

Tablo 1.3. Sıcaklığa bağlı olarak iyonizasyon katsayısının değeri

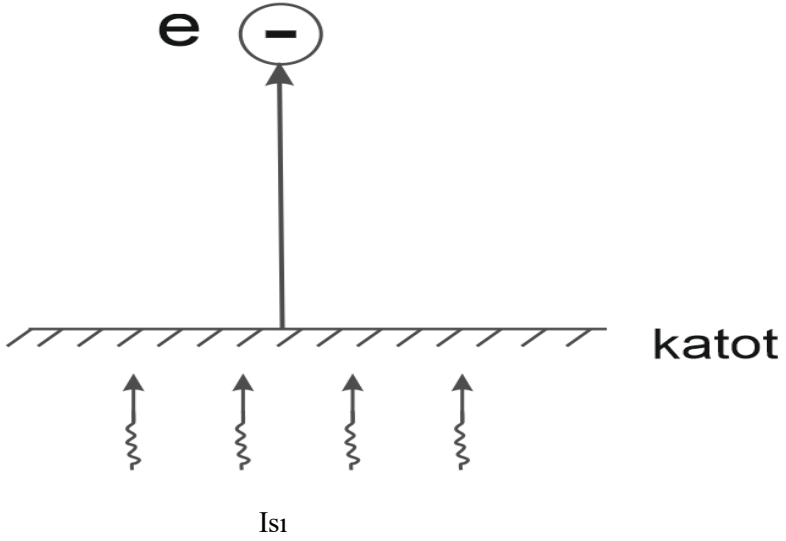
t (°C)	10000	15000	20000
Ψ	0,02	0,3	0,85

Çok yüksek sıcaklığa kadar ısıtılmış gazın her zaman farklı işaretli yük taşıyıcıları vardır. Buna plazma denir. Plazma elektromanyetik dalgaları yansıtma kabiliyetine sahiptir.

1.6.6. Yüzeysel İyonizasyon

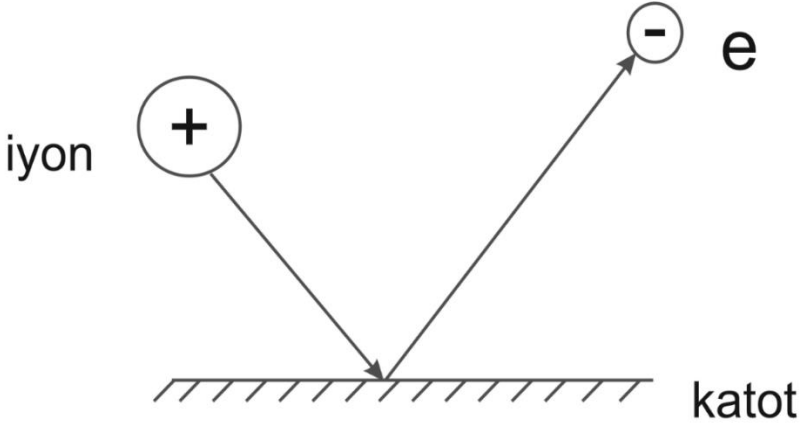
Bir metal yüzeyinden elektron koparılmasına yüzeysel iyonizasyon denir. Yüzeysel iyonizasyon için metal yüzeyine çıkış enerjisi adı verilen bir enerjinin verilmesi gerekir. Metal yüzeyinden elektron koparılması için metal yüzeyine çıkış enerjisi farklı yollarla verilir. Bunlar aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1. Metal yüzeyini ısıtmak suretiyle. Buna termik elektron emisyonu denir. Bu durum şekil 1.8’de verilmiştir.



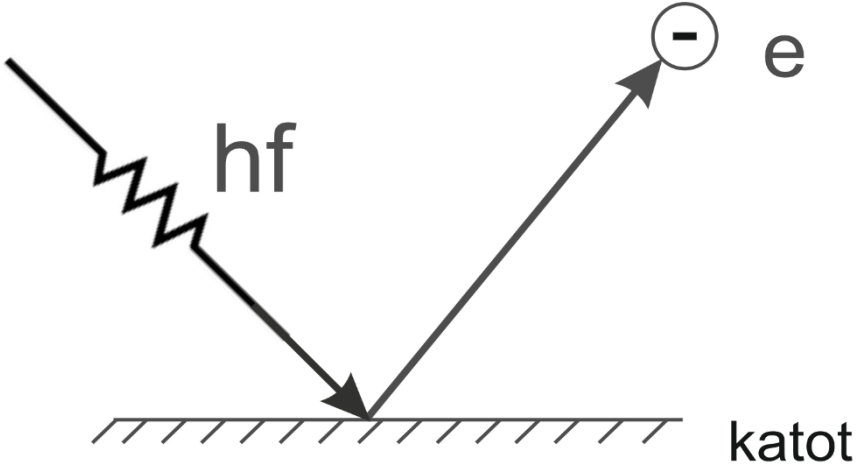
Şekil 1.8.

2. Metal yüzeyini pozitif iyonlarla bombardıman etmek suretiyle. Buna çarpma suretiyle yüzeysel iyonizasyon denir. Bu durum şekil 1.9’da verilmiştir.



Şekil 1.9.

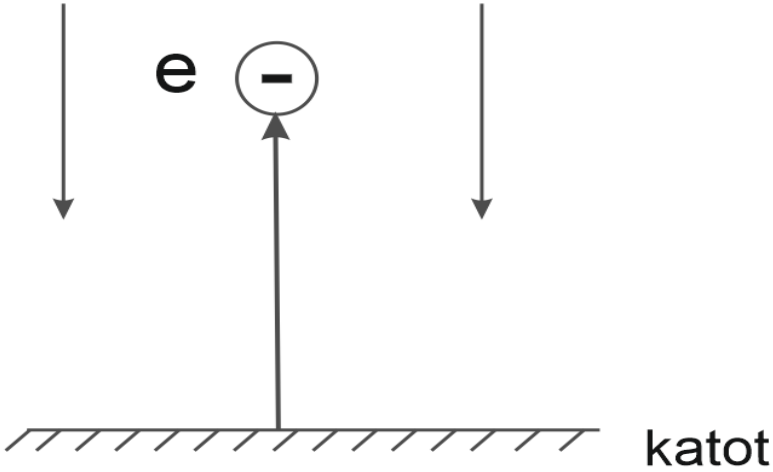
3. Metal yüzeyini kısa dalga boylu ışınlarla (fotonlarla) bombardıman etmek suretiyle. Buna foto elektron emisyon olayı denir. Bu durum şekil 1.10’da verilmiştir.



Şekil 1.10.

4. Kuvvetli bir dış elektrik alanının etkisiyle. Buna soğuk elektron emisyonu denir. Soğuk elektron emisyonu için E elektrik alan şiddetinin değerinin $E > 300$ kV/cm olması gerekir. Soğuk elektron emisyon durumu şekil 1.11'de verilmiştir.

$$E > 300 \text{ kV/cm}$$



Şekil 1.11.

1.7. Elektrikli Parçacıkların Hareketi (Devingenliği)

Eğer elektrotlar arasındaki gaza bir gerilim uygulanırsa, bu durumda yüklü parçacıklar gelişigüzel hareketlerinden başka, elektrik alanının etkisinden dolayı bir de elektrik alanı doğrultusunda sürüklenme hareketi yaparlar. Gelişigüzel harekete karşılık olan hızı termik hız denir. Sürüklenme hareketine karşılık olan ortalama hıza ise ortalama sürüklenme hızı denir. Bir elektrik alanının etkisi altında bir gaz içerisinde hareket eden yüklü bir parçacığın ortalama sürüklenme hızı, elektrik alan şiddeti ile doğru ve içinde hareket ettiği gazın yoğunluğu ile ters orantılı olarak değişir. Bir elektrik alanı içindeki ortalama sürüklenme hızının birim elektrik alan şiddetine olan oranına devingenlik denir. Devingenlik sembolik olarak,

$$K = \frac{V}{E} \quad (1.31)$$

şeklinde gösterilir.

Burada;

V – Ortalama sürüklenme hızı olup, birimi cm/s şeklindedir.

E – Elektrik alan şiddeti olup, birimi v/cm şeklindedir.

K – Hareketlilik (Devingenlik) olarak adlandırılan orantı katsayısı olup, birimi cm^2/vs şeklindedir.

K devingenliği değerce elektrik alan şiddeti $E = 1 \text{ v/cm}$ olan elektrik alanında yüklü parçacığın ortalama sürüklenme hızına eşittir. Normal şartlarda ($t = 20^\circ \text{C}$; $P = 760 \text{ mm Hg}$) hava için pozitif iyonların devingenliği,

$$K_+ = 1,6 \frac{\text{cm/s}}{\text{v/cm}} = 1,6 \text{ cm}^2/\text{vs}$$

Negatif iyonların devingenliği ise,

$$K_- = 2,2 \frac{\text{cm/s}}{\text{v/cm}} = 1,6 \text{ cm}^2/\text{vs}$$

şeklindedir.

Elektronların kütlesi iyonlara nazaran küçük olduklarından ve elektronlar için serbest yolun değeri büyük olduğundan devingenlikleri de iyonlara nazaran bir hayli büyüktür. $E > 100 \text{ v/cm}$ olduğunda elektronların devingenlikleri,

$$K_e = 5000 \frac{\text{cm/s}}{\text{v/cm}} = 5000 \text{ cm}^2/\text{vs}$$

şeklindedir.

Düzgün bir elektrik alanında bir parçacık iki çarpışma sırasında enerji kazanır. Eğer yüklü parçacığın yükü q ise bu durumda yüklü parçacığı etkileyen elektrik kuvveti qE şeklinde olur. Bu elektrik kuvvetinin etkisinden dolayı da yüklü parçacık qE/m ivmesine sahip olur.

1.8. Elektrikli Parçacıkların Yayılması (Difüzyon)

Herhangi bir nedenle bir gaz içinde belirli bir bölgede aynı işaretli elektrikli yüklü parçacık yığılması meydana gelmişse bu yığılma zamanla kayıp olur. Kayıp olmanın nedeni yoğunluğu büyük olan bölgeden yoğunluğu küçük olan bölgelere doğru bir parçacık akınıdır. Bu olaya elektrikli yüklü parçacıkların yayılması (difüzyon) denir. Hem yığılma ve hem de devingenlik bir durumda dengesiz çarpışma kütlelerinin net etkisiyle (yoğunluk gradyanıyla), diğer bir durumda elektrik alanının sebep olduğu bir sürüklenme hızıyla tanımlanan kütle hareketi şeklinde sonuçlanır. Gazlarda yayılma zamanı moleküller tarafından sağlanan kütle hareketi, yayılmanın olduğu yüzeyin alanına, yayılma süresine ve yoğunluk gradyanına bağlı olarak,

$$\Delta M = -D * \left(\frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right) * \Delta S * \Delta t \quad (1.32)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Burada;

ΔM – Difüzyon zamanı göç eden gazın kütlesidir.

Δt – Difüzyon süresidir.

ΔS – Difüzyonun olduğu yüzeyin alanıdır.

$\frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ – Yoğunluk gradyanıdır.

D – Difüzyon katsayısıdır.

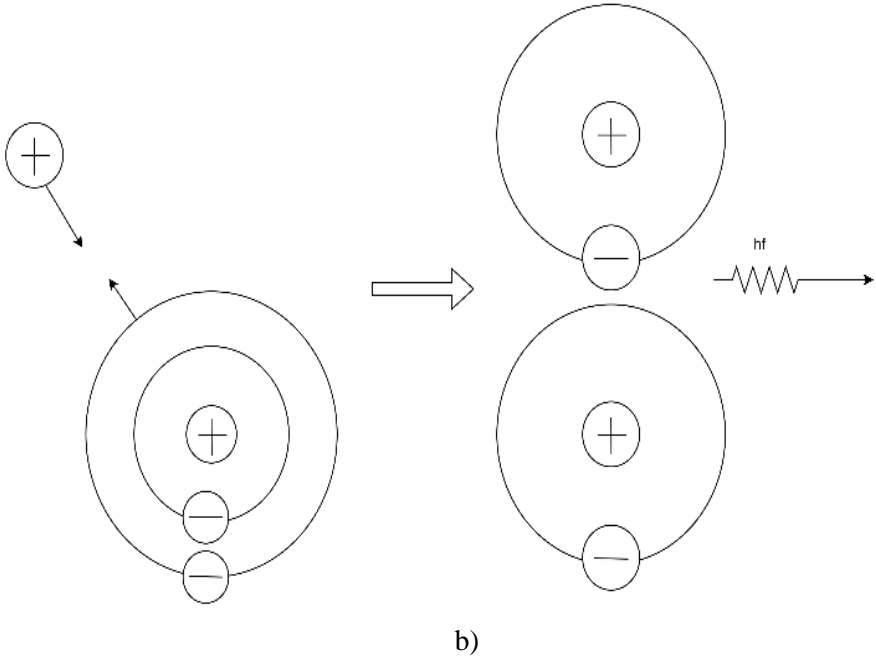
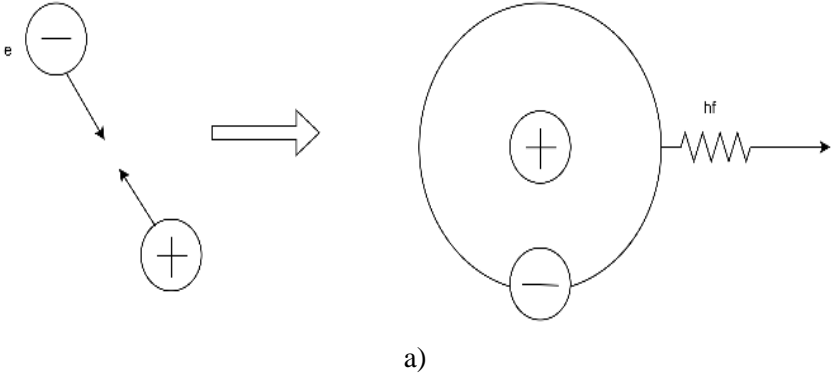
(1.32) ifadesindeki negatif (-) işareti difüzyon zamanı kütlelerin yoğunluğu az olan tarafa göç etmesini gösterir.

Yoğunluğun birim mesafede değişimine yoğunluk gradyanı denir.

1.9. Elektrikli Parçacıkların Tekrar Birleşmesi (Rekombinasyon)

Dış etkilerden uzak kandi haline bırakılmış iyonize bir gaz, elektrik yükünü yavaş yavaş kaybeder. Bu durum farklı işaretli elektrikli yüklü parçacıkların tekrar birleşmesi (rekombinasyon) sonucunda mümkündür. Bir pozitif iyonun bir negatif iyon veya bir elektronla birleşmesi için bunların belirli bir süre yan yana bulunmaları gerekir. Elektronlar iyonlara nazaran hızlı hareket ettiklerinden bir pozitif iyonla bir elektronun birleşme olasılığı, bir pozitif iyonla bir negatif iyonun birleşme olasılığından daha küçüktür. Şekil 1.12’de bir pozitif iyonla bir

elektronun ve bir pozitif iyonla bir negatif iyonun tekrar birleşmesi durumu verilmiştir.



Şekil 1.12.

1.10. Düzgün Ve Az Düzgün Elektrik Alanında Boşalma Olayları

1.10.1. Townsend'in Birinci İyonlaştırma Katsayısı Ve Elektron Çıışı

Bir elektronun elektrik alanı doğrultusunda 1 cm yol gitmesi halinde çarpma suretiyle meydana getirdiğı iyon çifti sayısına Townsend'in birinci iyonlaştırma katsayısı denir ve α harfi ile gösterilir. Elektrik yükü q olan bir elektron E elektrik alanının etkisiyle çarpışmadan λ_{ei} yolunu kat ederse, bu yolda elektron $q E \lambda_{ei}$ enerjisini biriktirir. Biriken bu enerji gazın iyonizasyon enerjisine eşit veya ondan büyükse, bu durumda elektron çarptığı gaz atom veya molekölünü iyonize eder. Yani iyonizasyon için,

$$q E \lambda_{ei} \geq W_i \quad (1.33)$$

şartının sağlanması gerekir.

Bir elektron bir gaz atom veya molekölü ile çarpışmadan önce

$$E \lambda_{ei} \geq \frac{W_i}{qE} \quad (1.34)$$

yolunu kat ederse, bu durumda çarpışma iyonizasyonla sonuçlanır.

Ortalama serbest yolu $\lambda_{e \text{ ort}}$ olan bir elektronun serbest yolunun λ_{ei} veya daha büyük olması olasılığı $e^{-\lambda_{ei}/\lambda_{e \text{ ort}}}$ şeklindedir. Bu aynı zamanda bir çarpışmanın iyonizasyonla sonuçlanması olasılığıdır.

Bir elektron 1 cm'lik yolda ortalama $Z_{\text{ort}} = \frac{1}{\lambda_{e \text{ ort}}}$ kadar çarptığından, elektronun iyonlaştırma katsayısı,

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_{e \text{ ort}}} e^{-\lambda_{ei}/\lambda_{e \text{ ort}}} \quad (1.35)$$

şeklinde olur.

(1.35) ifadesinde λ_{ei} yerine U_i / E , sabit sıcaklıkta $1 / \lambda_{e \text{ ort}}$ yerine AP ve $AU_i = B$ konursa, bu durumda iyonlaştırma katsayısı için,

$$\alpha = AP e^{-BP/E} \quad (1.36)$$

veya

$$\alpha = AP e^{-\frac{B}{E/P}} \quad (1.37)$$

elde edilir.

Burada;

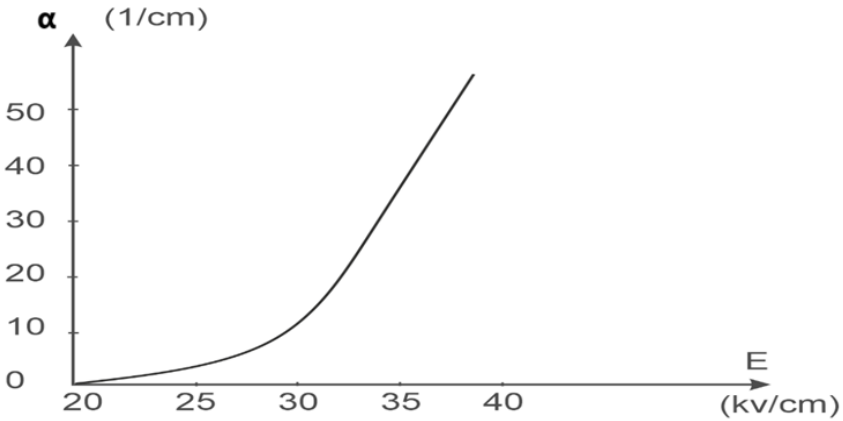
A ve B gazın cinsine ve sıcaklığına bağlı birer sabitlerdir.

Örneğin 20 °C'de hava için A = 14,6 (1/cm . mm Hg) ve B = 365 (v/cm . mm Hg) alınabilir. (1.37) ifadesinden α / P 'nin E / P 'nin bir fonksiyonu olduğu görülüyor. Bundan dolayı (1.37) ifadesi genel olarak

$$\frac{\alpha}{P} = f\left(\frac{E}{P}\right) \quad (1.38)$$

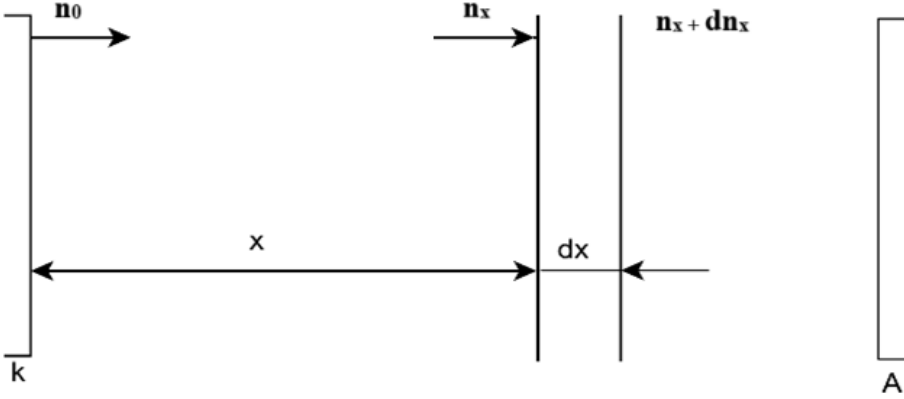
şeklinde yazılabilir.

Normal şartlarda hava için α iyonlaştırma katsayısının E elektrik alan şiddetine bağlı olarak değişimi şekil 1.13'de verilmiştir.



Şekil 1.13.

Şekil 1.13'den görüleceği üzere elektrik alan şiddetinin değeri 20 – 25 kv/cm'den küçük olduğunda α iyonlaştırma katsayısının değeri çok çok küçük olur. Yani bu durumda havada hiç iyonizasyon olmuyor. Havada iyonizasyonun oluşması için elektrik alan şiddetinin değerinin $E = 30$ kv/cm ve daha büyük olması gerekir. Bir elektron katottan anoda doğru hareket ettiğinde çarpma suretiyle iyonizasyondan dolayı elektronların çoğalışı mümkündür. Katodun 1 cm² 'lik yüzeyinden 1 saniyede çıkan elektron sayısını n_0 ile ve katottan x uzaklığında katoda paralel 1 cm² 'lik yüzeyinden 1 saniyede geçen elektron sayısını da n_x ile gösterelim $n_x > n_0$ 'dır. Bu durum şekil 1.14'de verilmiştir.



Şekil 1.14.

Bir elektron alan doğrultusunda 1 cm'lik yolda α iyon çifti meydana getirdiğine göre, dx aralığında αdx iyon çifti meydana getirir. x mevkiinde katoda paralel 1 cm² 'lik yüzeyde n_x adet elektron olduğundan, dx aralığında 1 cm² 'lik yüzeyde çarpma suretiyle iyon çifti sayısındaki artış,

$$dn_x = n_x \alpha dx \quad (1.39)$$

şeklinde olur.

(1.39) ifadesini düzenlersek,

$$\frac{dn_x}{n_x} = \alpha dx \quad (1.40)$$

yazılabilir.

(1.40) ifadesinden integral alırsak,

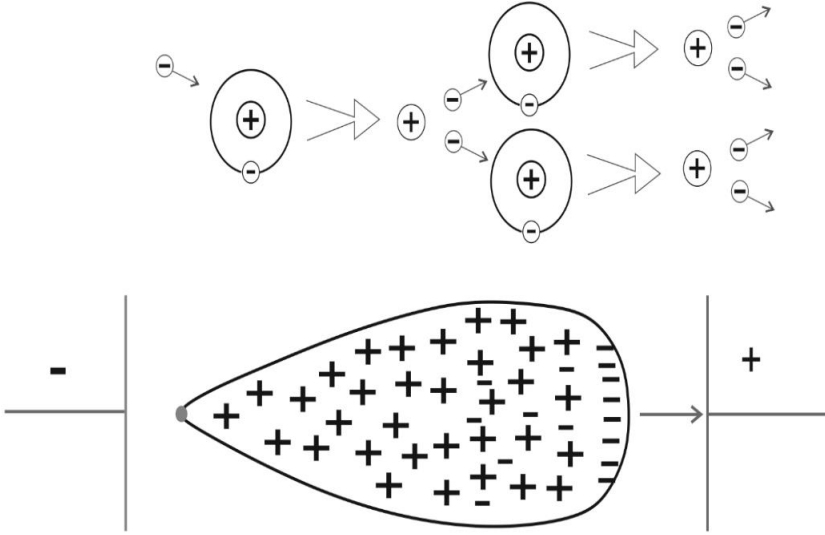
$$\int_{n_0}^{n_x} \frac{dn_x}{n_x} = \int_0^x \alpha dx \quad (1.41)$$

veya

$$\frac{n_x}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (1.42)$$

elde edilir.

(1.42) ifadesine göre, $x = 0$ mevkiinden çıkan bir elektron x yolunda $e^{\alpha x}$ adet elektron ve $e^{\alpha x} - 1$ adet de pozitif iyon meydana getirir. Elektronların bu şekilde çoğalması, bir çığa benzediğinden buna elektron çığı denir. Elektron çığının oluşumu şekil 1.15’de verilmiştir.



Şekil 1.15.

(1.42) ifadesinden n_x için,

$$n_x = n_0 e^{\alpha x} \quad (1.43)$$

yazılabilir.

(1.43) ifadesinin her iki tarafı q elektron yükü ile çarpılırsa, bu durumda akım yoğunluğu için,

$$i_x = i_0 e^{\alpha x} \quad (1.44)$$

elde edilir.

$x = a$ olduğunda anottaki akım yoğunluğu,

$$i_a = i_0 e^{\alpha a} \quad (1.45)$$

şeklinde olur.

(1.45) ifadesi anoda varan elektron sayısının bir çığ şeklinde çoğalmasına rağmen akımın kendi kendini beslemediğini gösterir. Yani dış ekti ortadan kalktığına $i_0 = 0$ olur. Bundan dolayı da $i_a = 0$ olur. Boşalmanın kendi kendini beslemesi için katottan çıkan bir elektronun anoda varıncaya kadar yan olaylarla kendisi için bir yedek elektron meydana getirmesi gerekir. Bu nedenle, elektron çığının teşekkülü sırasında meydana gelen pozitif iyonların etkisini de hesaba katmak gerekir. (1.44) ifadesinden yararlanarak α iyonlaştırma katsayısı deneysel olarak da bulunabilir. Bunun için x_1 ve x_2 mevkiinde i_1 ve i_2 akımları, $i_1 = i_0 e^{\alpha x_1}$ ve $i_2 = i_0 e^{\alpha x_2}$ olduğundan, $\ln \frac{i_2}{i_0} = \alpha x_2$ ve $\ln \frac{i_1}{i_0} = \alpha x_1$ yazılabilir. Buradan da

$$\ln \frac{i_2}{i_1} = \alpha (x_2 - x_1) \quad (1.46)$$

elde edilir.

(1.46) ifadesinden α iyonlaştırma katsayısı için,

$$\alpha = \frac{1}{(x_2 - x_1)} \ln \frac{i_2}{i_1} \quad (1.47)$$

elde edilir.

1.10.2. Townsend'in İkinci İyonlaştırma Katsayısı Ve Düzgün Alanda Delinme Gerilimi

Elektron çığının oluşumu elektrotlar arasında tam elektrik boşalmasının olması anlamına gelmez. Tam elektrik boşalmasının olması için birbirinin ardınca sürekli bu tür elektron çığlarının oluşması gerekir. Yani bir elektron çığının oluşumu için bir başlangıç elektronun olması şarttır. Bir elektron çığının arkasınca diğer elektron çığının oluşması için ilk başlangıç elektron katot yakınlığında herhangi bir dış enerji hesabına oluşursa, bu tür boşalmaya serbest olmayan boşalma denir. Bu tür boşalma dış enerjiye bağlı olarak oluşur. Eğer her bir sonraki elektron çığının oluşması için başlangıç elektron gazın kendi iç olayları hesabına oluşursa, bu tür boşalma kararlı olup, dış iyonlaştırıcı ortamdan bağımsızdır. Bu tür boşalmaya serbest boşalma denir.

Elektrik alanı doğrultusunda bir pozitif iyonun 1 cm yol gitmesi halinde çarpma suretiyle meydana getirdiği iyon çifti sayısına iyonun iyonlaştırma katsayısı denir. İyonun iyonlaştırma katsayısı β harfi ile gösterilir. Bu sayı α iyonlaştırma katsayısı ile mukayesede çok küçük olduğundan ihmal edilebilir. Pozitif iyonun katot yüzeyinden kopardığı elektron sayısı ise hiçbir zaman ihmal edilemez. Bu sayı γ harfi ile gösterilir ve Townsend'in ikinci iyonlaştırma

katsayısı olarak adlandırılır. Başlangıç elektronu dikkate alacak olursak, bir elektron katottan çıkıp anoda varıncaya kadar $e^{\alpha a}$ adet elektron ve $e^{\alpha a} - 1$ adet de pozitif iyon meydana getirir. $e^{\alpha a} - 1$ adet pozitif iyonun katottan çözdüğü elektron sayısı $(e^{\alpha a} - 1) \gamma$ olur. Bu sayı 1'e eşit olduğunda, katottan çıkan bir elektron anoda varıncaya kadar kendisi için bir yedek elektron hazırlamış olur. Bundan dolayı

$$(e^{\alpha a} - 1) \gamma = 1 \quad (1.48)$$

ifadesine boşalmanın kendi kendini besleme koşulu denir. (1.48) ifadesi

$$\alpha a = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (1.49)$$

şeklinde de ifade edilebilir.

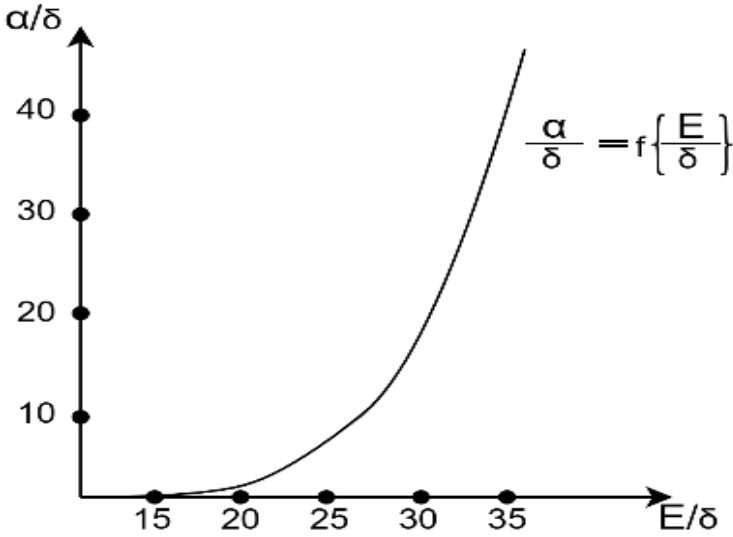
Burada;

αa - Elektronun toplam iyonlaştırma katsayısıdır. Hava için,

$$\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \cong 20$$

olur.

Buradan da $\alpha a \cong 20$ olur. Şekil 1.16'da hava için $\frac{\alpha}{\delta} = f \left(\frac{E}{\delta} \right)$ değişimi verilmiştir.



Şekil 1.16.

(1.49) ifadesinden ve şekil 1.16'dan yararlanarak havada boşalmanın kendi kendini beslemesi için gerekli kritik E_{kr} elektrik alan şiddetinin değerini hesaplamak mümkündür. $\alpha = P f_1(E_d/P)$ ve $\gamma = f_2(E_d/P)$ olduğu düşünülür ve E_d yerine U_d/a konursa, bu durumda (1.49) ifadesi

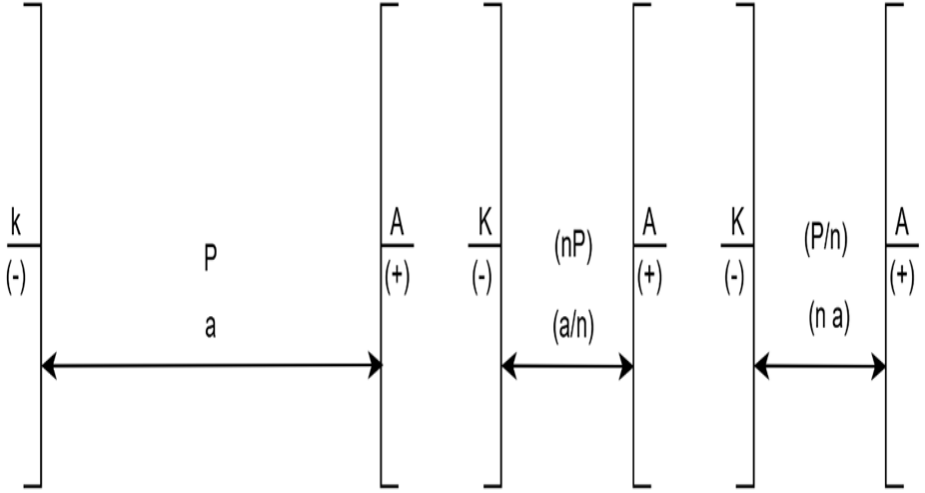
$$Pa f_1(U_d/Pa) = \ln \left[1 + \frac{1}{f_2(U_d/Pa)} \right] \quad (1.50)$$

şeklinde yazılabilir.

Burada;

U_d – Boşalmanın kendi kendini besleme koşuluna tekabül eden delinme gerilimidir.

Basıncı P ve elektrotlar arası açıklığı a olan bir düzlemsel elektrot sistemiyle, basıncı $(n P)$ ve elektrotlar arası açıklığı (a/n) veya basıncı (P/n) ve elektrotlar arası açıklığı $(n a)$ olan düzlemsel elektrot sistemlerinin delinme gerilimleri birbirine eşittir. Bu bağıntı ilk defa alman bilim insanı Paschen tarafından deneysel olarak bulunduğundan Paschen yasası adı ile bilinir. Paschen yasasını karakterize eden durum şekil 1.17'de verilmiştir.



Şekil 1.17.

(1.49) ifadesinde α yerine APe^{-BP_a/U_d} konur ve $\gamma = \text{sabit}$ kabul edilirse, bu durumda;

$$APae^{-BP_a/U_d} = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (1.51)$$

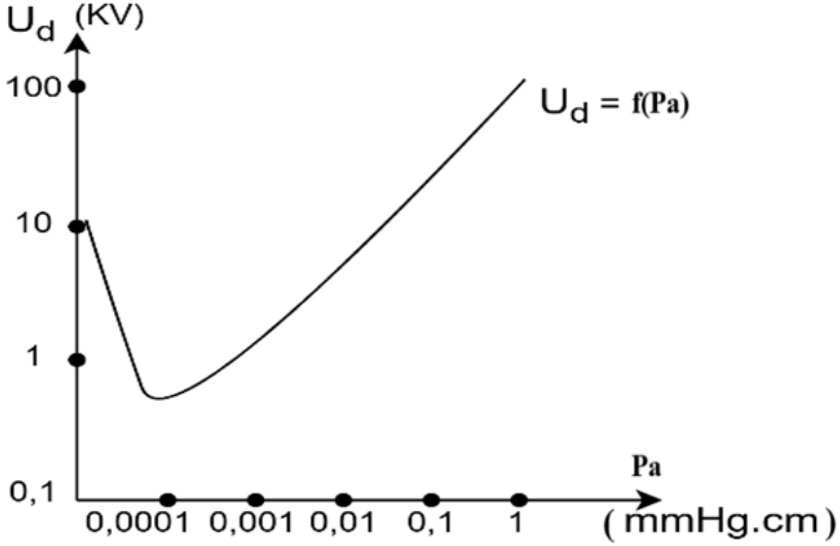
elde edilir.

(1.51) ifadesinden U_d delinme gerilimi;

$$U_d = \frac{BP_a}{\ln \left[\frac{AP_a}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right]} = f(P_a) \quad (1.52)$$

şeklinde bulunur.

γ değeri (Ed/P)'ye ve elektrot malzemesine bağlı olup değeri 1/50 ile 1/5000 arasında değişir. $U_d = f(P_a)$ eğrisi, $A = 14,6$ (1/cm . mm Hg) ; $B = 365$ (v/cm . mm Hg) ve $\gamma = 1/500$ değerleri için şekil 1.18'de gösterilmiştir.



Şekil 1.18.

(1.52) ifadesindeki A ve B sabitleri sıcaklıkla ters orantılı olduklarından A yerine AT_0 / T ve B yerine $B T_0 / T$ konursa, bu durumda sıcaklığın etkisi hesaba katılmış olur ve U_d delinme gerilimi için,

$$U_d = \frac{BPa T_0 / T}{\ln \left[\frac{APa T_0 / T}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right]} = f(Pa / T) \quad (1.53)$$

elde edilir.

(1.53) ifadesinde P / T yerine bağıl hava yoğunluğu cinsinden değeri yazılabilir. Bağıl hava yoğunluğu için,

$$\delta = \frac{PT_0}{P_0T} = \frac{273P}{760T} = 0,386 \frac{P}{T} \quad (1.54)$$

yazılabilir.

Eğer (1.54) ifadesini (1.53) ifadesinde yerine yazacak olursak, bu durumda U_d delinme gerilimi için,

$$U_d = f(\delta a) \quad (1.55)$$

elde edilir.

(1.55) ifadesine genelleştirilmiş Paschen bağıntısı denir. (1.55) ifadesine göre düzgün alanda delinme gerilimi bağıl hava yoğunluğu ile elektrotlar arası açıklık çarpımının bir fonksiyonudur. δa 'nın büyük değerleri için (atmosfer basıncı ve cm mertebesindeki elektrotlar arası açıklıklar için) $U_d = f(\delta a)$ değişimi aşağı yukarı lineerdir. Bundan dolayı düzgün alanda yaklaşık hesaplar için ortalama delinme dayanımı 30 kV/cm alınarak U_d delinme gerilimi,

$$U_d = 1,36 + 30 \delta a \quad (1.56)$$

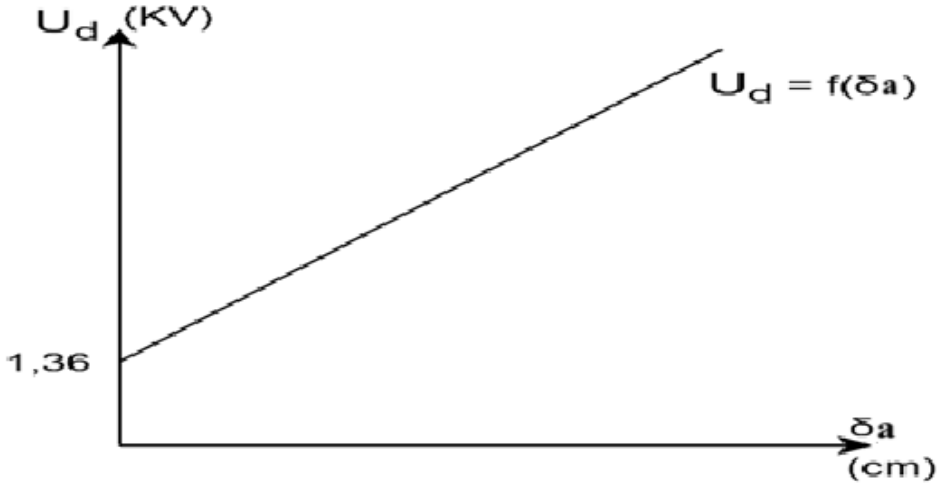
ampirik ifadesi ile hesaplanır.

Burada;

U_d - kV cinsinden delinme gerilimidir.

a – cm cinsinden elektrotlar arası açıklıktır.

U_d delinme geriliminin δa 'ya bağlı olarak değişimi şekil 1.19'da verilmiştir.



Şekil 1.19.

1.10.3. Az Düzgün Elektrik Alanında Delinme Gerilimi

Maksimum elektrik alanı ile ortalama elektrik alanı arasındaki farkın küçük olduğu ve kutbiyet etkisinin ihmal edilebildiği elektrik alanlarına az düzgün elektrik alanı denir. Bu alanlarda düzgün elektrik alanı için bulunan boşalmanın kendi kendini beslemesi söz konusudur. α iyonlaştırma katsayısı $\alpha = f(E)$ olduğundan ve E 'de a elektrotlar arası açıklığa bağlı olarak değiştiğinden toplam iyonlaştırma katsayısı αa ile değil de $\int_{x_1}^{x_2} \alpha dx$ ile belirlenir. Bu durum da boşalmanın kendi kendini besleme koşulu

$$\int_{x_1}^{x_2} \alpha dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (1.57)$$

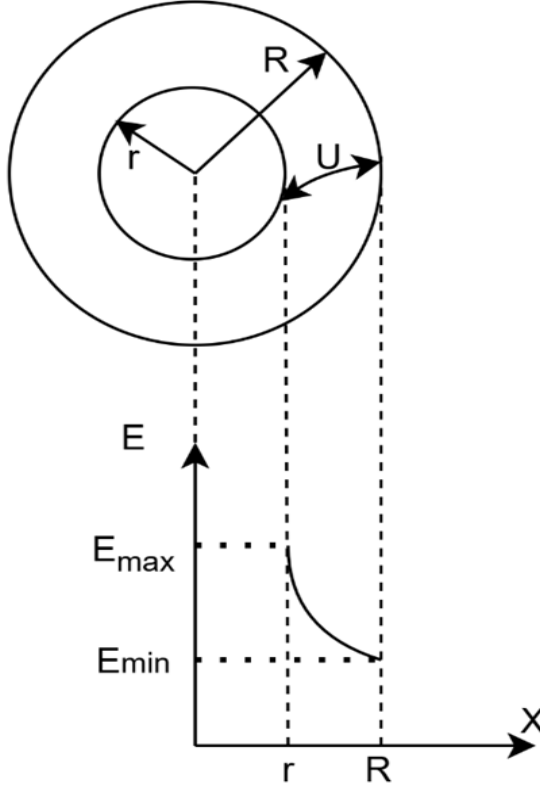
şeklinde olur.

(1.37) ifadesini (1.57) ifadesinde dikkate alacak olursak,

$$\int_{x_1}^{x_2} AP e^{-\frac{BP}{E}} dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (1.58)$$

elde edilir.

Elektrotların yarıçapları r ve R olan eş eksenli silindiresel elektrot sisteminde az düzgün elektrik alanı şekil 1.20’de verilmiştir.



Şekil 1.20.

Bu durumda (1.58) ifadesi

$$\int_{x_1=r}^{x_2=R} AP e^{-\frac{BP}{E}} dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (1.59)$$

şeklinde yazılabilir.

Silindirik elektrot etrafında elektrik alanı,

$$E_x = \frac{U_k}{x \ln\left(\frac{R}{r}\right)} \quad (1.60)$$

şeklindedir.

Burada;

$U = U_k$ olup, boşalmanın kendi kendini beslemeye başladığı andaki gerilimdir. Bu gerilim “Korona Gerilimi” olarak adlandırılır. (1.60) ifadesini (1.59) ifadesinde dikkate alacak olursak, bu durumda,

$$\int_r^R AP e^{-\frac{BPx \ln\left(\frac{R}{r}\right)}{U_k}} dx = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1.61)$$

elde edilir.

Buradan da,

$$U_k = f\left(\text{Pr}, \frac{R}{r}\right) \quad (1.62)$$

olarak U_k ‘nın (Pr) ve (R/r) ’nin bir fonksiyonu olduğu görülmektedir. Bu durum benzerlik yasasına uymaktadır. Benzerlik yasası “geometrik bakımdan benzer düzenlerde, basınçlar benzerlik oranı ile ters orantılı ise, korona gerilimleri birbirine eşittir” ifadesiyle tanımlanır. Buna göre, basıncı P ve yarıçapı r , R olan eşeksensil silindiresel elektrot sisteminin korona gerilimiyle, pasıncı (P/n) ve yarıçapları (nr) , (nR) olan benzer, eşeksensil silindiresel elektrot sisteminin korona gerilimi birbirine eşittir.

Az düzgün elektrik alanında korona gerilimi delinme gerilimine eşit olur. Bu durumda $U_d = f(\text{Pa})$ değişim eğrisi düzgün elektrik alanındaki değişim eğrisine benzer. U_d delinme gerilimine uygun $(E_d)_{\max}$ elektrik alanı,

$$(E_d)_{\max} = \frac{U_d}{r \ln\left(\frac{R}{r}\right)} \quad (1.63)$$

ifadesinden hesaplanabilir.

$(E_d)_{\text{ort}}$ ortalama elektrik alanı ise,

$$(E_d)_{\text{ort}} = \frac{U_d}{R - r} \quad (1.64)$$

ifadesinden hesaplanabilir.

Küresel elektrotlar ile paralel ve eş eksenli silindirik elektrot sistemleri için korona gerilimine uygun $(E_k)_{\max}$ maksimum elektrik alanı;

$$(E_k)_{\max} = k_1 \delta \left[1 + \frac{k_2}{\sqrt{\delta} r} \right] \quad (1.65)$$

ampirik ifadesi ile hesaplanabilir.

Burada;

$\delta = 0,386 \frac{P}{T}$ olup, bağıl hava yoğunluğudur.

r – cm cinsinden küçük elektrotun yarıçapıdır.

k_1 ve k_2 - elektrot sistemine bağlı sabitlerdir.

Elektrot sisteminin verimi η bilindiğinde korona gerilimi,

$$U_k = (E_k)_{\max} a \eta \quad (1.66)$$

ifadesi ile hesaplanabilir.

Örnek 1:

Elektrotlar arası açıklık $a = 2$ cm, basınç $P = 700$ mmHg ve sıcaklık $t = 40$ °C olduğunda hava için düzgün elektrik alanında E_{kr} kritik elektrik alan şiddetinin değerini hesaplayınız.

Çözüm:

$$\delta = 0,386 \frac{P}{T} = 0,386 \frac{700}{273 + 40} = 0,86$$

$$\alpha a = 20; \alpha = \frac{20}{2} = 10 \text{ (1/cm)}$$

$$\frac{\alpha}{\delta} = \frac{10}{0,86} = 11,6 \text{ olur.}$$

Şekil 1.16'dan $\frac{\alpha}{\delta} = 11,6$ 'ya uygun $\frac{E}{\delta} = 32$ olarak bulunur. Buradan da, $E_{kr} = 32 \delta = 32 * 0,86 = 27,5$ kv/cm olarak bulunur.

Örnek 2:

Kağıttan sarılan silindirik kondansatörün katmanları arasında ince bir hava tabakası oluşmuştur. Bu eş eksenli silindirik elektrot sisteminde $r = 1$ cm, $R = 6$ cm ve $x = 2$ cm olduğuna göre ince hava tabakasındaki elektrik alan şiddetinin değerini bulunuz. Kağıt kondansatörün dielektrik sabiti $\epsilon'_1 = 6$ alınacaktır.

Uygulanan gerilimin genliği, $U = \frac{35}{\sqrt{3}} \sqrt{2} = 28,5$ kV şeklindedir.

Çözüm:

Silindirik elektrot etrafındaki elektrik alan şiddeti,

$$E_1 = \frac{U}{x \ln\left(\frac{R}{r}\right)} = \frac{28,5}{2 \ln\left(\frac{6}{1}\right)} = 7,95 \text{ kv/cm}$$

olarak bulunur.

Buradan da ince hava tabakasındaki elektrik alan şiddeti,

$$E_2 = E_1 \frac{\epsilon'1}{\epsilon'2} = 7,95 \frac{6}{1} = 47,7 \text{ kv/cm}$$

olarak bulunur.

Örnek 3:

Elektrik alan şiddeti $E_k = 30 \text{ kV/cm}$ olduğuna göre elektronun azot molekülünü çarpma suretiyle iyonize edebilmesi için elektronun serbest yolunun kaç cm olması gerekir. Azot için $U_i = 15,8 \text{ v}$ 'tur.

Çözüm:

$$\lambda_{ei} = \frac{U_i}{E} = \frac{15,8}{30 * 10^3} \cong 5,3 * 10^{-4} \text{ cm olarak bulunur.}$$

Örnek 4:

Ortalama elektrik alan şiddeti $E_{ort} = 5 \text{ kV/cm}$ olduğuna göre havada normal atmosfer şartlarında $\Delta t = 0,005$ saniye içerisinde pozitif ve negatif iyonun geçtiği mesafeyi bulunuz.

Çözüm:

$V = kE$ ifadesinden yararlanarak pozitif ve negatif iyonun hareket hızını bulalım.

$$V_+ = 1,6 * 5 * 10^3 = 8 * 10^3 \text{ cm/sn}$$

$$V_- = 2,2 * 5 * 10^3 = 11 * 10^3 \text{ cm/sn}$$

olarak bulunur.

Şimdi pozitif ve negatif iyonun geçtiği mesafeyi bulalım.

$$X_+ = 8 * 10^3 * 5 * 10^{-3} = 40 \text{ cm}$$

$$X_- = 11 * 10^3 * 5 * 10^{-3} = 55 \text{ cm}$$

olarak bulunur.

Örnek 5:

Elektrik alan şiddeti $E = 30 \text{ kV/cm}$ olduğuna göre normal atmosfer şartlarında azot gazı için α iyonlaştırma katsayısının değerini bulunuz. Azot için iyonizasyon enerjisi $15,8 \text{ eV}$ 'tur.

Cözüm:

Tablo 1.2'den azot gazı için $A_0 = 9,3 \cdot 10^3 \text{ (1/cm)}$ olarak alınır. Yine tablo 1,2'den azot gazı için $\lambda_e = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ (cm)}$ olarak alınır. Örneğin şartına göre $\delta = 1$ 'dir. Bu durumda α iyonlaştırma katsayısı için,

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_e} e^{-\frac{A_0 W_i}{E \delta}} = 10 \cdot 10^3 e^{-\frac{9,6 \cdot 10^3 \cdot 15,8}{30 \cdot 10^3}} = 50 \text{ (1/cm)}$$

olarak bulunur.

Örnek 6:

Düzlensel elektrot sisteminde elektrotlar arası 2 cm hava aralığında basınç $P = 760 \text{ mmHg}$ ve elektrik alan şiddeti $E = 29 \text{ kV/cm}$ olarak bilinmektedir. Elektrotlar arası açıklıkta çarpma suretiyle iyonizasyon meydana geldiğine göre katottan saniyede bir elektron koştığında (1 el/sn) anoda varan elektron sayısını bulunuz.

Cözüm:

Hava için $\alpha a = 20$ olduğuna göre α iyonlaştırma katsayısı $\alpha = \frac{20}{2} = 10 \text{ (1/cm)}$ olarak bulunur. (1.43) ifadesine göre

$$n_x = n_0 e^{\alpha x} = 1 e^{10 \cdot 2} = 1 e^{20} = 4,852 \cdot 10^8 \text{ (el/sn)}$$

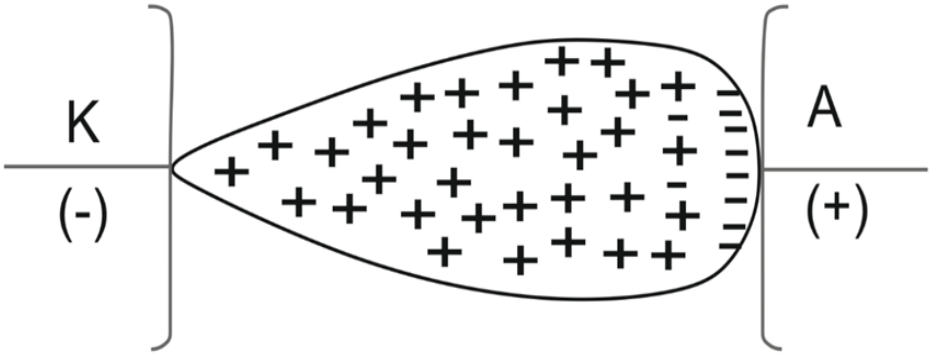
olarak bulunur.

BÖLÜM 2

2.1. Düzgün Alanda Kanal Boşalması

Büyük elektrot açıklarında deneyle bulunan boşalma süresi, Townsend'in boşalma teorisiyle açıklanamaz. Townsend'in boşalma teorisi ile açıklanan boşalma süresi deneyle bulunan boşalma süresinden büyüktür. Örneğin, deneyle bulunan boşalma süresi 10^{-8} saniye civarında olduğu halde Townsend'in boşalma teorisi ile bulunan boşalma süresi 10^{-5} ile 10^{-6} saniye arasındadır. Bundan dolayı 1940 yılında L. B. Loeb ve J. J. Meek ve 1942 yılında da H. Raether tarafından yeni bir teori ortaya atılmış ve olayların daha iyi bir şekilde açıklanması mümkün olmuştur. Bu teoriye göre, boşalma olayında pozitif iyonların meydana getirdiği elektrik alanının büyük etkisi vardır.

Büyük elektrot açıklığında ve yüksek basınçta ($P > 500$ mmHg cm) katot yakınında oluşan her bir serbest elektron, anot doğrultusundaki hareketi zamanı bir elektron çığı meydana getirir. Elektron çığının baş tarafında bir elektron bulutu ve bunun arkasında da pozitif iyonlar bulunur. Şekil 2.1'de bir elektron çığı verilmiştir.



Şekil 2.1.

Pozitif iyonların r yarıçaplı küre içinde toplandıkları kabul edilirse, bu yüklerin küre yüzeyinde meydana getirdikleri E_1 elektrik alanı

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{s} = Q \quad (2.1)$$

$$D4\pi r^2 = Q \quad (2.2)$$

$$D = \frac{Q}{4\pi r^2} \quad (2.3)$$

$$D = \varepsilon E_1 \quad (2.4)$$

$$E_1 = \frac{D}{\varepsilon} \quad (2.5)$$

$$E_1 = \frac{Q}{4\pi\varepsilon r^2} \quad (2.6)$$

şeklinde olur.

Burada;

Q – Küre içindeki pozitif iyonların toplam elektrik yükü olup,

$$Q = \frac{4}{3} \pi r^3 N_i q \quad (2.7)$$

şeklindedir.

N_i - Birim hacimdeki iyon sayısı olup, çığ başında birim uzunluğa düşen iyon veya elektron artmasının çığ kesitine bölünmesiyle bulunur. Yani,

$$N_i = \frac{dn_x}{\pi r^2} = \frac{\alpha e^{\alpha x}}{\pi r^2} \quad (2.8)$$

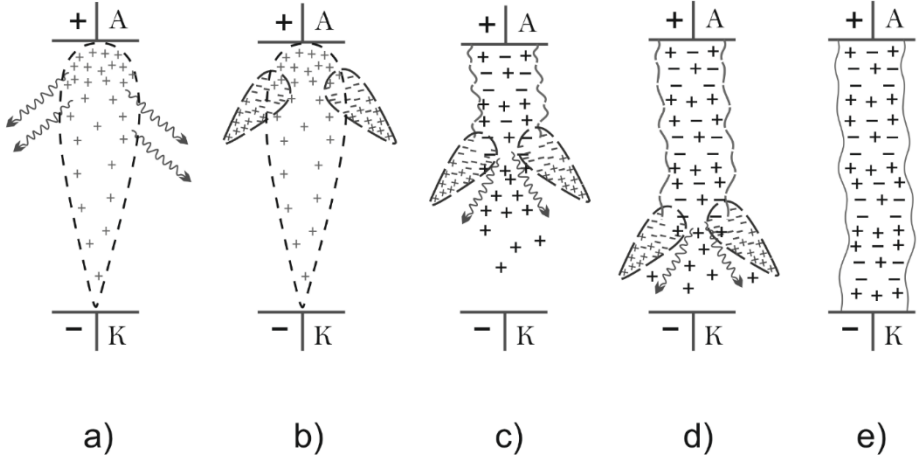
şeklinde olur.

(2.7) ve (2.8) ifadelerini (2.6) ifadesinde dikkate alacak olursak bu durumda E_1 elektrik alanı için,

$$E_1 = \frac{\alpha e^{\alpha x}}{3\pi \varepsilon r} \quad (2.9)$$

elde edilir.

Düzgün alanda kanal boşalması şekil 2.2'de verilmiştir.



Şekil 2.2.

Elektron çığının baş tarafında iyonizasyon olayı ile beraber, tekrar birleşme (rekombinasyon), uyarılmış atom ve moleküllerin eski durumuna dönme olayları da oluşmaktadır. Bundan dolayı ışık hızına ve hf enerjisine sahip fotonlar oluşmaktadır. Bu durum şekil 2.2 a'da verilmiştir.

Oluşan fotonlar elektron çığı yakınlığında yeni elektronlar oluştururlar. Bu elektronlar esas elektron çığına doğru yeni küçük elektron çıgları oluştururlar. Bu durum şekil 2.2 b'de verilmiştir.

Küçük elektron çıglarının elektronları esas çığa dahil olarak plazma meydana getirirler. Plazmanın iletkenliği çığın iletkenliği ile mukayesede çok büyüktür. Bundan dolayı elektrotun potansiyelinin büyük bir bölümü plazmanın sonuna kayar. Dolayısıyla plazmanın sonu kendini elektrot gibi gösterir. Plazmada bulunan pozitif ve negatif elektrikli parçacıklar birbirleriyle birleşmeye ve foto iyonizasyonla yeni birçok serbest elektronlar meydana getirmeye başlarlar. Bu serbest elektronlar daha büyük bir elektrik alanının etkisi altında bulduklarından yeni küçük elektron çıgları oluştururlar. Bu durum şekil 2.2 c ve şekil 2.2 d'de verilmiştir.

Yine küçük elektron çıglarının elektronları esas çığa dahil olur. Plazma katoda doğru hızla büyür ve sonunda katoda varır. Bu durum şekil 2.2 e'de verilmiştir.

Bu şekilde gelişen kanala katot kanalı adı verilir. Eğer çığ safhasından plazma safhasına geçiş elektrotlar arası açıklıktan daha küçük olan her hangi bir yolda değil de a elektrotlar arası açıklıkta, yani anot önünde meydana gelirse, bu durumda anot kanalı söz konusu olur. Genel olarak bir başlangıç çığın katot veya anot kanalına dönüşmesi, elektrot cinsine, uygulanan gerilimin büyüklüğüne ve elektrotlar arası yolda serbest elektronların dağılımına bağlıdır.

Bir elektrot sisteminde uygulanan gerilim boşalmayı ancak başlatacak büyüklükte ise, bu gerilime statik delinme gerilimi denir. Düzgün alan halinde elektrotlara uygulanan gerilim, statik delinme gerilimi mertebesinde ise anot kanalları, daha büyük olduğunda ise katot kanalları, meydana gelir. Kanaldaki bütün yüklerin nötralizasyonu ile sonuçlanan son safhaya da ana boşalma safhası denir. Ana boşalma safhası çok hızlı gelişir. Katot kanalının başı anoda değmeden önce, küçülen elektrot açıklığında elektrik alanı çok büyük değerler alır. Buna bağlı olarak bu bölgede kuvvetli bir iyonizasyon başlar. İletken kanal elektrotlar arası toplam boşalma yolunu kaplar kaplamaz, elektrotlar arası gerilim düşer ve kanaldaki ilave yükler nötralize olurlar. $x = a$ yolunda çığ safhasından kanal safhasına geçişteki E_1 elektrik alanının E_d delinme dayanımına eşit olması ile U_d statik delinme gerilimi tayin edilir. Yani

$$U_d = a E_d = a E_1 = a q \frac{\alpha e^{\alpha a}}{3\pi \epsilon r} \quad (2.10)$$

şeklinde olur.

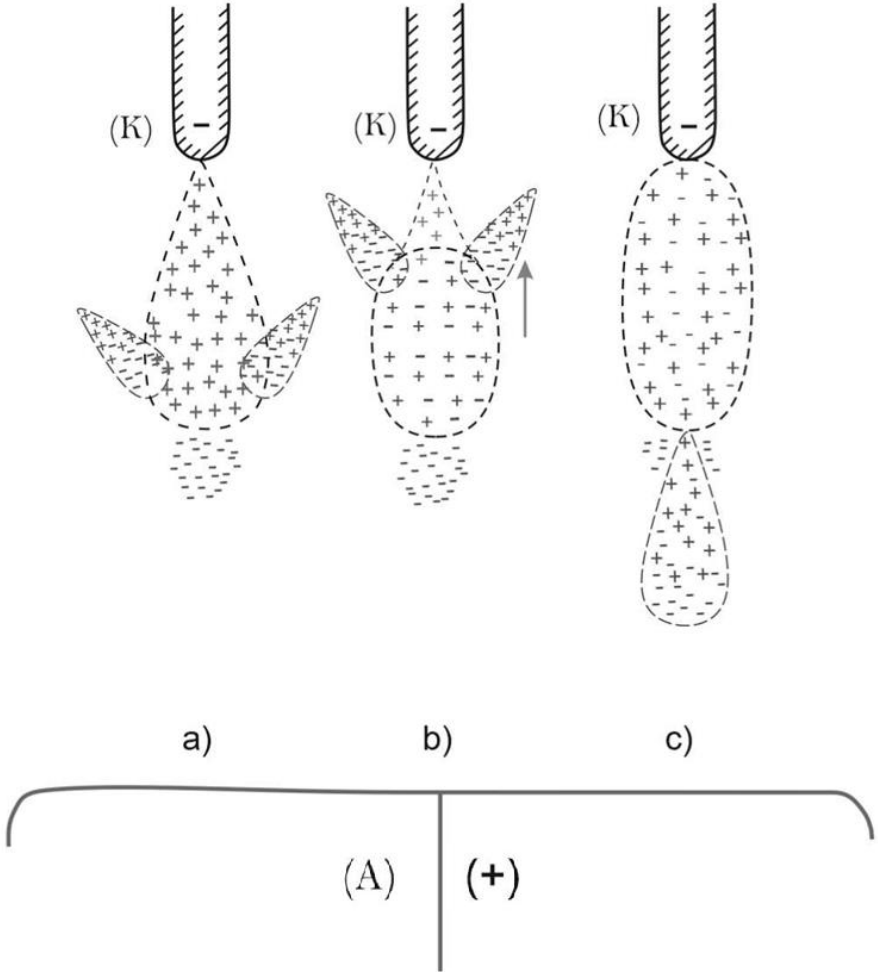
Buradan da E_d delinme dayanımı için,

$$E_d = \frac{U_d}{a} = E_1 = q \frac{\alpha e^{\alpha a}}{3\pi \epsilon r} \quad (2.11)$$

elde edilir.

2.2. Düzgün Olmayan Alanda Kanal Boşalması

Düzgün olmayan alanda boşalma daima eğrilik yarıçapı küçük olan elektrotta başlar ve bunun kutbiyetine bağlı olarak gelişir. Negatif çubuk – pozitif düzlem elektrot sisteminde kanal boşalmasının gelişimi şekil 2.3’de verilmiştir.

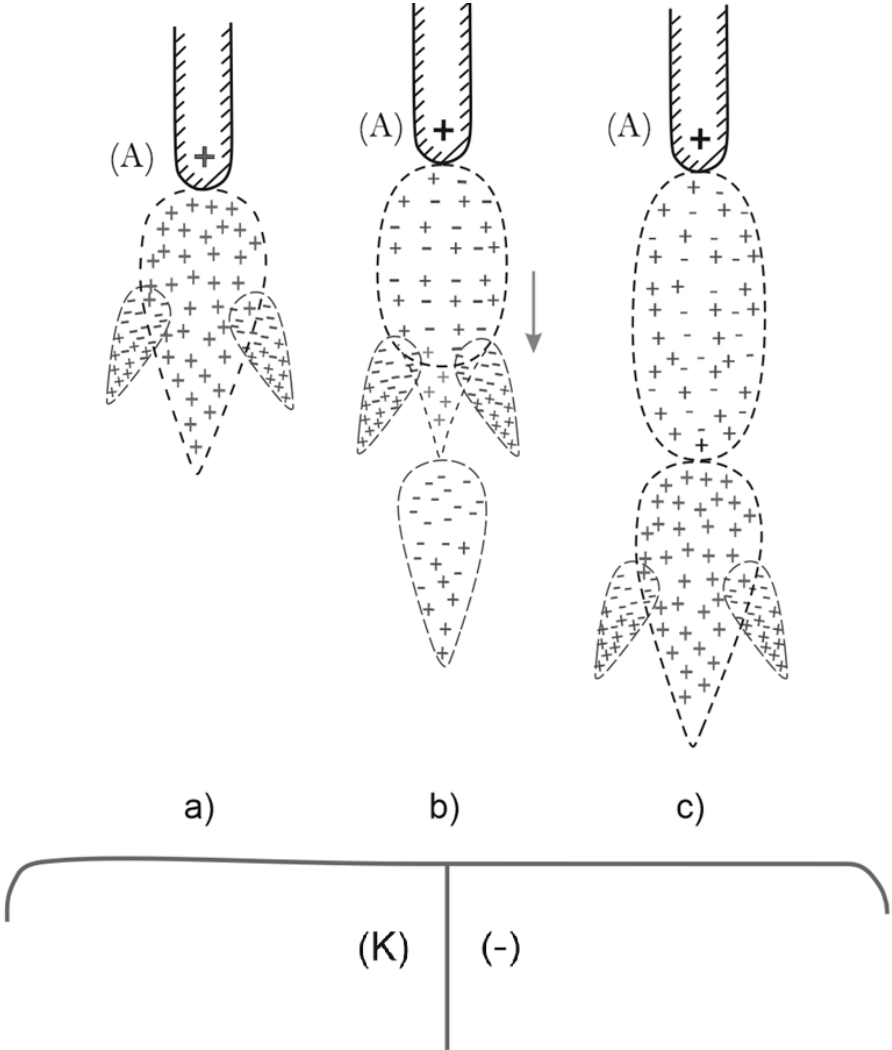


Şekil 2.3.

Negatif çubuk – pozitif düzlem elektrot sisteminde, ilk elektron çığı doğrudan doğruya katottan itibaren başlar ve anot doğrultusunda büyür. Bu durum şekil 2.3 a'da verilmiştir. Çığ gövdesindeki pozitif iyonlar, elektrik alanını katot yönünde kuvvetlendirirken, anot yönünde de zayıflatırlar. Bundan dolayı iyonizasyon bölgesi katoda doğru kayar. Dolayısıyla kanalın anot yönünde gelişmesi güçleşir. Gerilimin yükseltilmesi durumunda, pozitif yükler artık elektrik alanını anot yönünde pek o kadar kuvvetli zayıflatamazlar ve bir kanal teşekkülü mümkün olur. Bu durum şekil 2.3 b'de verilmiştir. Kanal tamamen geliştikten sonra, ilk çığ iletken plazma ile dolar ve bu katodun anoda doğru yaklaşması şeklinde düşünülür. Plazmanın iletkenliği çığın iletkenliği yanında çok büyüktür. Bundan dolayı elektrotun potansiyelinin büyük bir bölümü plazmanın sonuna kayar ve

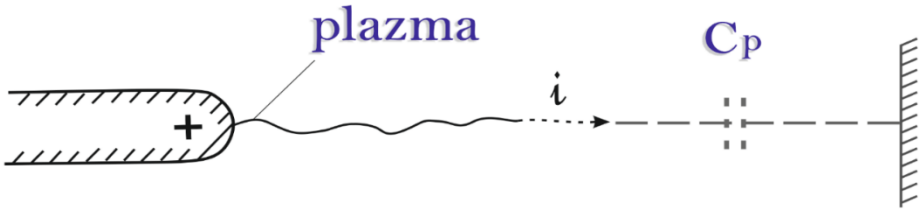
plazmanın sonu kendini elektrot gibi gösterir. Bunun sonucunda mesafe küçüldüğünden elektrik alanı büyümüş olur ve bundan dolayı da bu bölgeden anoda doğru yayılan yeni bir elektron çığı oluşur. Bu durum şekil 2.3 c’de verilmiştir. Bu çığ belirli bir yolu kat ettikten sonra ikinci bir kanalcık meydana gelir ve iletken kanal anoda varıncaya kadar bu olaylar devam eder.

Pozitif çubuk – negatif düzlem elektrot sisteminde kanal boşalmasının gelişimi şekil 2.4’de verilmiştir.



Şekil 2.4.

Pozitif çubuk – negatif düzlem elektrot sisteminde birinci çığ, çubuk elektrottan belirli bir uzaklıkta meydana gelir ve pozitif çubuk elektrota doğru gelişir. Çığın elektronları pozitif çubuk elektrotta nötralize olurlarken pozitif iyonlar da negatif düzlem elektrot yönünde elektrik alanını kuvvetlendirirler. Elektrik alanı kuvvetli olduğundan ikinci çığ oluşumu gerçekleşir. Bu durum şekil 2.4 a’da verilmiştir. Yeni oluşan çığın elektronları esas çığa dahil olarak iletken plazma meydana getirirler. Plazmanın iletkenliği çok büyük olduğundan elektrotun potansiyelinin büyük bir bölümü plazmanın sonuna kayar ve plazmanın sonu kendini elektrot gibi gösterir. Bunun sonucunda mesafe küçüldüğünden elektrik alanı büyümüş olur ve bundan dolayı bu bölgeden negatif düzlem elektrota doğru yayılan yeni bir elektron çığı oluşur. Bu durum şekil 2.4 b’de verilmiştir. Yeni oluşan çığın elektronları iletken plazmaya dahil olarak kanalın pozitif çubuk elektrottan negatif düzlem elektrota doğru büyük bir hızla ve sürekli olarak gelişmesini sağlar. Bu durum şekil 2.4 c’de verilmiştir. Böylece plazma ile dolan iletken kanal karşıdaki negatif düzlem elektrota varıncaya kadar devam eder. Kanalda tekrar birleşmenin olmamasının nedeni hareket halinde olan plazmada kapasitif akımın oluşmasıdır. Çubuk – düzlem elektrot sisteminde plazmanın gelişimi şekil 2.5’de verilmiştir.



Şekil 2.5.

Burada;

C_p - Plazmanın sonu ile karşıdaki elektrot arasındaki kapasitedir.

i – Plazma kanalından akan ve C_p kapasitesi üzerinden devresini tamamlayan akımdır. i akımı için,

$$i = \frac{d}{dt} (U C_p) = U \frac{dC_p}{dt} \quad (2.12)$$

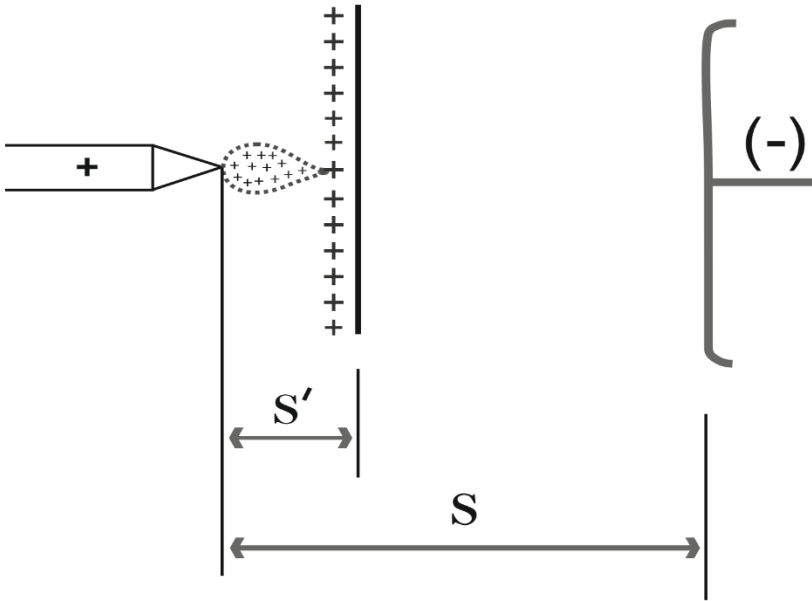
yazılabilir.

(2.12) ifadesinden görüleceği gibi i akımının değeri C_p kapasitesine bağlı olarak değişmektedir.

Çubuk – düzlem elektrot sisteminde boşalma çubuk elektrotun kutbiyetine bağlı olarak değişir. Çubuk elektrot pozitif, karşıdaki düzlem elektrot negatif ise bu durumda çıkan elektronları elektrottan çok çabuk uzaklaşır. Elektrot etrafında pozitif yükler kalır. Pozitif yükler negatif çubuk elektrot etrafında yayılır ve boşalma olayı düzgün alandaki boşalma olayına yaklaşmış olur. Bu sebepten dolayı bu durumdaki delinme gerilimi pozitif çubuk negatif düzlem elektrot sistemindeki delinme geriliminden 2,5 – 3 kat daha büyük olur. Yani,

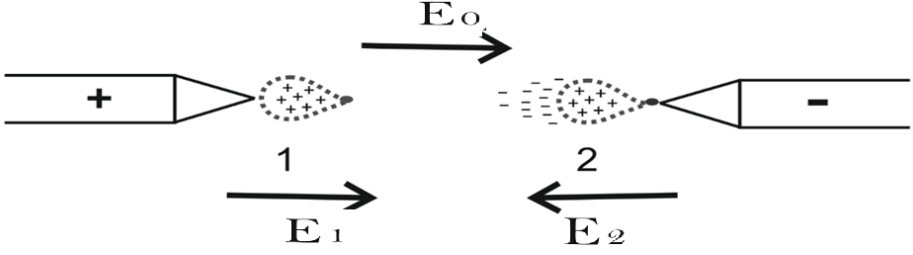
$$\frac{U}{U} = 2,5 - 3 \text{ olur.}$$

Pozitif çubuk – negatif düzlem elektrot sisteminde, pozitif çubuk önüne yalıtkan ince bir paravana (ekran) konursa, sistemin delinme gerilimi büyük ölçüde yükselmiş olur. Pozitif çubuk elektrot önüne yalıtkan ince bir paravana konması şekil 2.6’da verilmiştir.



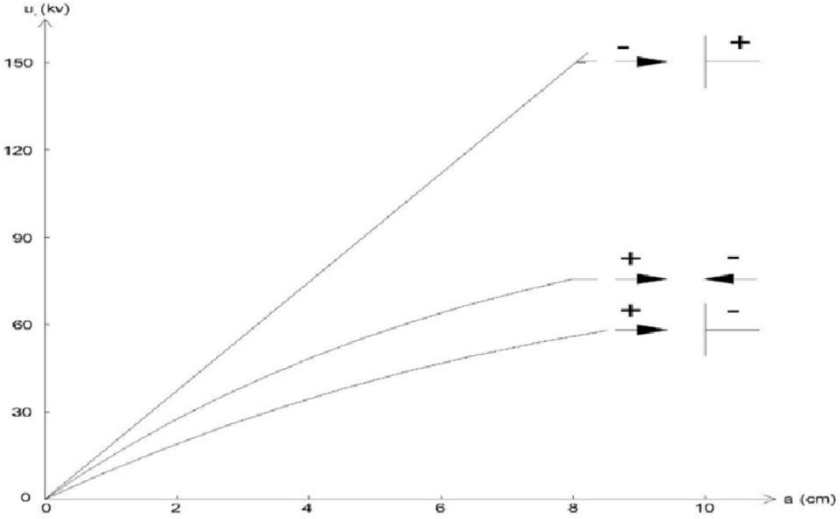
Şekil 2.6.

Paravana pozitif çubuk elektrot önüne $S' = (0,1 - 0,2) S$ mesafesine konulur. Bu durumda paravana ile negatif düzlem elektrot arasında iyonizasyon meydana gelmesi önlenmiş olur. Çubuk – çubuk elektrot sistemi şekil 2.7’de verilmiştir.



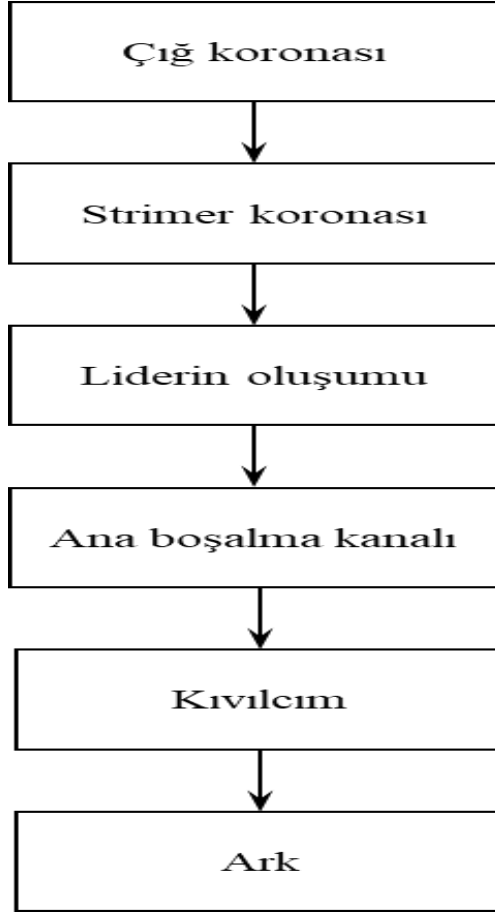
Şekil 2.7.

Bir bölgesinde elektronlar pozitif çubuk elektrot tarafından çekilip nötralize olduklarından, bu bölgede pozitif yük fazlalığı vardır. İki bölgesinde ise elektronlar, iyonizasyon bölgesinden hızla uzaklaştıkları için bu bölgede de pozitif yük fazlalığı vardır. Fakat bu pozitif yük fazlalığı negatif çubuk elektrot önünde boşalmanın büyümesine engel olur. Sonuç olarak delinme gerilimi, pozitif çubuk – negatif düzlem elektrot sisteminkinden büyük olur. Doğru gerilim halinde $U_d = f(a)$ değişim eğrileri, çubuk – düzlem ve çubuk – çubuk elektrot sistemleri için şekil 2.8’de verilmiştir.

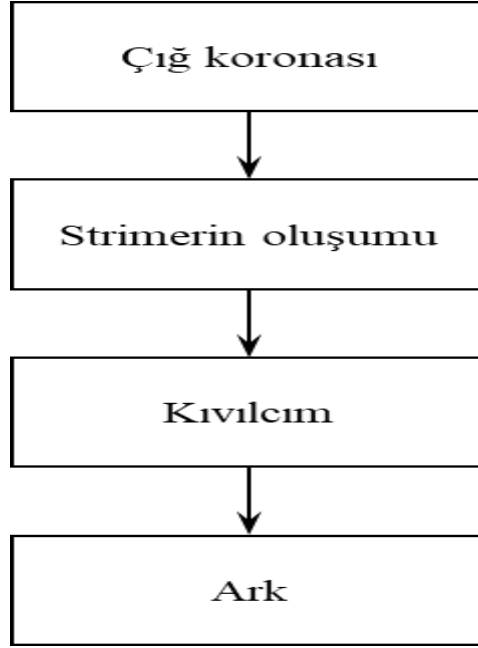


Şekil 2.8.

Uzun aralıklarda düzgün olmayan alanlarda gazlardaki boşalma aşamaları şekil 2.9’da, kısa aralıklarda düzgün alanlarda gazlardaki boşalma aşamaları ise şekil 2.10’da verilmiştir.



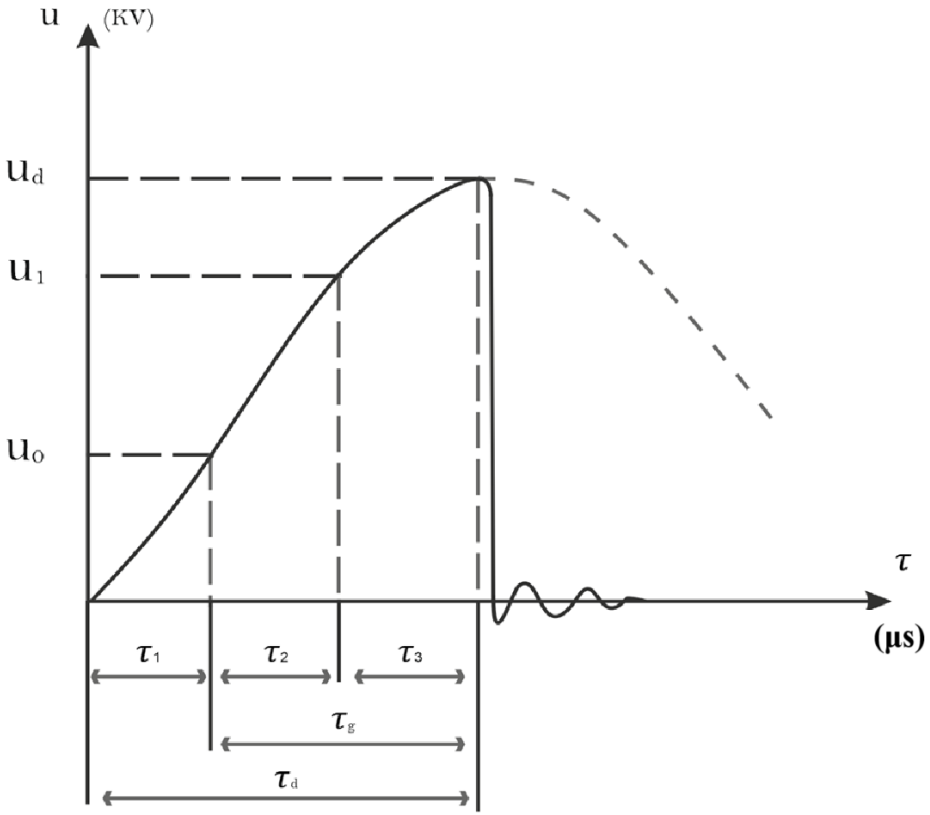
Şekil 2.9.



Şekil 2.10.

2.3. Boşalma Süresi

Bir elektrot sistemine statik delinme geriliminden daha büyük bir kısa süreli gerilim uygulandığında boşalma meydana gelmeyebilir. Yani boşalma için yalnız yeter derecede yüksek bir gerilime değil, aynı zamanda yeter derecede uzun bir uygulama süresine gereksinim vardır. Kısa süreli gerilimde boşalma süresinin bulunması şekil 2.11’de verilmiştir.



Şekil 2.11.

Şekil 2.11'den görüleceği üzere τ_1 anında gerilim U_0 statik boşalma gerilimine ulaşmasına bakmayarak elektrotlar arasında boşalma olmamıştır. Bunun sebebi boşalma olayını başlatacak serbest elektronun τ_1 anında meydana gelmemiş olması ile izah edilir. Gerilim yükselttilerek U_1 değerine ulaştığında serbest elektron meydana geldiğinden boşalma olayı oluşmaya başlar. Gerilimin U_0 değeri ile U_1 değeri arasındaki süreye statik gecikme süresi denir ve τ_2 ile gösterilir. U_1 değerinden itibaren boşalma gelişerek U_d değerinde sonuçlanmış olur. Gerilimin U_1 değeri ile U_d değeri arasındaki süre boşalmanın gelişme süresi olarak adlandırılır ve τ_3 ile gösterilir. Buradan da tam boşalma süresi τ_d için,

$$\tau_d = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 \quad (2.13)$$

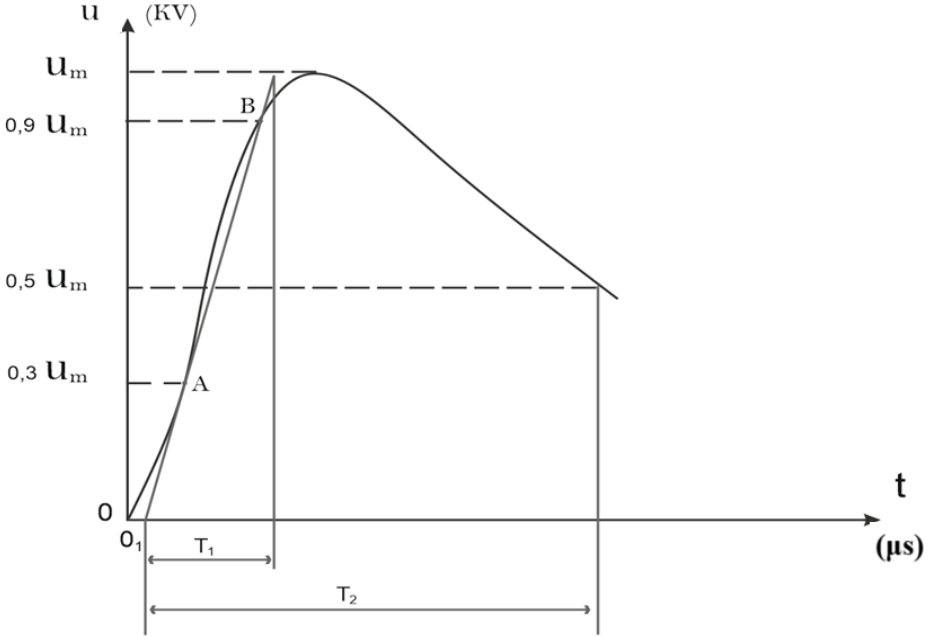
yazılabilir.

Burada;

$\tau_2 + \tau_3 = \tau_g$ olup boşalmanın gecikme süresi olarak adlandırılır.

2.4. Darbe Geriliminde Boşalma

Atmosferik etkilerden meydana gelen aşırı gerilimlerin yüksek gerilim tesislerindeki etkilerini saptamak amacıyla darbe gerilimi kullanılır. Atmosferik etkilerden meydana gelen aşırı gerilimler yıldırım düşmesi sonucu oluşan aşırı gerilimlerdir. Darbe gerilimi darbe generatörleri yardımıyla üretilir. Yalıtkanlık deneyinde kullanılan bir darbe gerilimi şekil 2.12’de verilmiştir.



Şekil 2.12.

Şekil 2.12’den görüldüğü gibi darbe gerilimi tepe değerine hızla yükselen ve bu değerden sıfır değerine genel olarak yükselme hızından daha az hızla düşen aperiyojik ve geçici bir doğru gerilimdir. Böyle bir gerilim kutbiyeti, tepe değeri, cephe süresi ve sırt yarı değer süresiyle tanımlanır.

Tepe değeri: Gerilimin maksimum değeri olup, U_m ile gösterilir.

Cephe süresi: Gerilimin tepe değerinin %30 ve %90’nın meydana geldiği anlar arasındaki T süresinin 1,67 katı olup, T_1 ile gösterilir. Cephe süresi $T_1 = 1,67 T$ şeklindedir. Şekil 2.12’de A ve B noktaları arası T ’ye karşılıktır. Standart bir darbe gerilimi için $T_1 = 1,2 \mu s$ ’dir. Ancak bazı kitaplarda $T_1 = 1,5 \mu s$ ’dir.

Anma başlangıç noktası: Şekil 2.12’deki A noktasından $0,3T_1$ kadar önceki süreye karşı düşen apsis üzerindeki nokta olup O_1 ile gösterilir. Zamanı lineer

olarak değişen osilogramlarda bu nokta cephedeki A ve B noktalarını birleştiren doğrunun apsis eksenini kestiği noktadır.

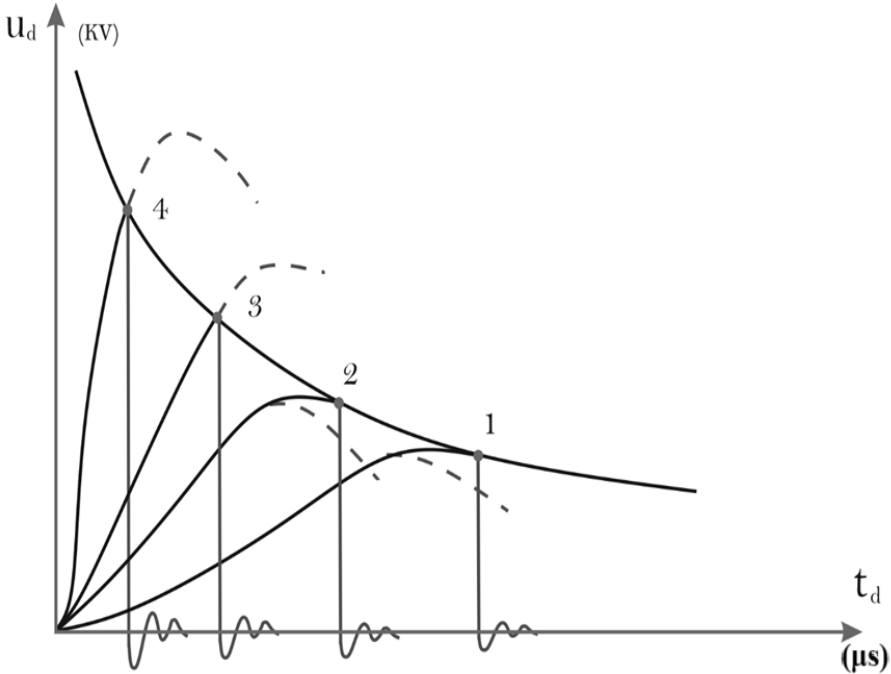
Sırt yarı değer süresi: Anma başlangıç noktası ile sırtta gerilimin tepe değerinin yarısına indiği ana karşı düşen nokta arasındaki süre olup, T_2 ile gösterilir. Standart bir darbe gerilimi için $T_2 = 50 \mu\text{s}$ 'dir. Ancak bazı kitaplarda $T_2 = 50 \mu\text{s}$ 'dir.

Bir darbe gerilimi, kutbiyeti ve tepe değerinden başka T_1 / T_2 ile verilir. Standart bir darbe gerilimi 1,2 / 50 ile verilir. Ancak bazı kitaplarda standart bir darbe gerilimi 1,5 / 40 ile verilir.

Toplam yıldırım sayısının %30 - %90'ı negatif kutbietetli, geri kalan %10 - %30'u ise pozitif kutbietetlidir.

Darbe delinme veya atlama gerilimi: Bir yalıtkan düzende, delinme veya atlama olayını meydana getiren darbe geriliminin tepe değerine, darbe delinme veya atlama gerilimi denir ve U_d ile gösterilir.

Darbe karakteristiği: Bir elektrot sisteminin veya genel olarak bir yalıtkan düzenin darbe boşalma (delinme veya atlama) gerilimleriyle boşalma süreleri arasındaki bağıntıyla darbe karakteristiği denir ve $U_d = f(t_d)$ ile gösterilir. Böyle bir darbe karakteristiği şekil 2.13'de verilmiştir.



Şekil 2.13.

Darbe karakteristiğinin çıkarılışında darbe geriliminin şekli, örneğin 1,2 / 50'lik darbe gerilimi değiştirilmez, fakat tepe değeri yavaş yavaş yükseltilir. Osilogramlar bir delinme veya atlamanın küçük darbe gerilimlerinde gerilimin sırtında ve büyük darbe gerilimlerinde de gerilimin cephesinde meydana geldiğini gösterir. Eğer her bir U_d gerilimine yalnız bir t_d süresi karşı düşerse darbe karakteristiği şekil 2.13'de gösterildiği gibi olur. Yalnız burada karakteristiğin ordinatı olarak gerilimin sırtındaki boşalmalarda bu gerilimin tepe değerinin (şekil 2.13'de 1 ve 2 noktaları) ve cephedeki boşalmalarda da boşalma anındaki gerilimin (şekil 2.13'de 3 ve 4 noktaları) olduğuna dikkat edilmelidir. Darbe karakteristiğinin bu şekilde çıkarılması uzun sürmektedir. Bundan dolayı darbe karakteristiğinin çıkarılmasında,

$$U_d = \sqrt{1 + T/td} \quad (2.12)$$

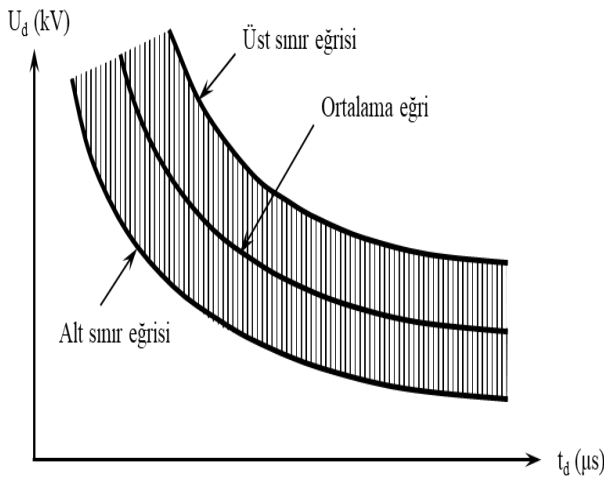
Ampirik ifadesinden yararlanılır.

Burada;

A ve T birer sabitlerdir.

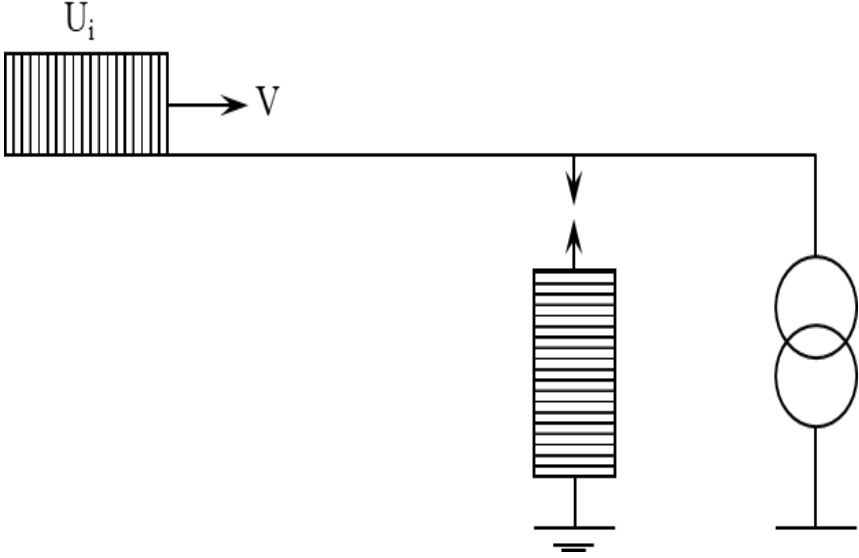
Darbe karakteristiğinin iki noktasında A ve T sabitleri bulunduktan sonra t_d 'ye değerler verilerek darbe karakteristiği elde edilir.

Gerçekte her boşalma gerilimine belli bir yasaya göre dağılan birçok boşalma süresi karşı düşer. Dolayısıyla bir elektrot sisteminin belirli bir darbe geriliminde çıkarılan darbe karakteristiği, biri ortalama eğrinin üstünde ve diğeri de ortalama eğrinin altında seyreden iki eğriyle sınırlandırılabilir. Bu durum şekil 2.14'te verilmiştir.



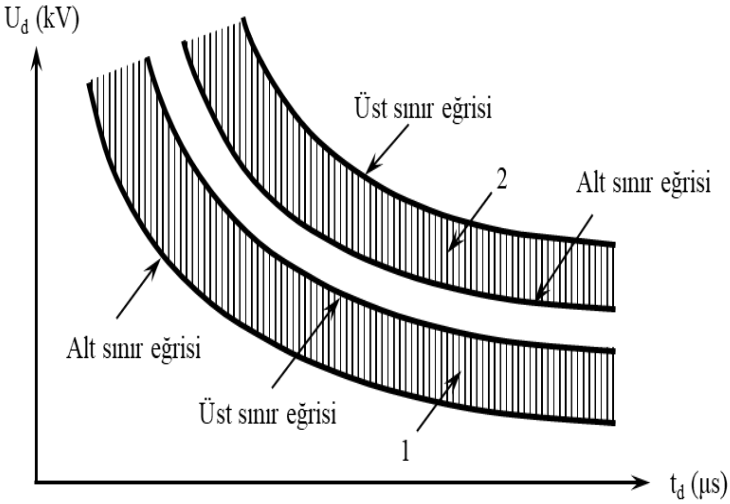
Şekil 2.14.

Şalt sahalarındaki bir transformatörü hat ile gelen aşırı gerilim dalgasından korumak için parafudr kullanılır. Bu durum şekil 2.15’de verilmiştir.



Şekil 2.15.

Transformatör ve parafudr’a ait darbe karakteristikleri şekil 2.16’da verilmiştir.



Şekil 2.16.

Burada;

1 - Parafudr'a ait darbe karakteristiğidir.

2 - Transformator'e ait darbe karakteristiğidir.

Parafudr'un transformator'ü hat ile gelen aşırı gerilim dalgasından koruya bilmesi için parafudr'un darbe karakteristiğinin transformator'e ait darbe karakteristiğinin alt sınır eğrisinin altında olması gerekir.

2.5. Yıldırım Bulutunda Yüklerin Teşekkülü

Uzun yıllardan beri yıldırımın büyük bir elektrik boşalması olduğu bilinmektedir. Yıldırım yüklü bulutla yer arasındaki elektrik boşalmasıdır. Yüksek gerilim tekniği ile uğraşan araştırmacılar tarafından yıldırım iyice incelenmiştir. Yüksek gerilim şebekeleri her geçen gün hızla gelişmektedir. Buna bağlı olarak enerji iletim hatlarının, elektrik santrallerinin ve transformator postalarının yıldırım boşalmalarına karşı korunmasının önemi de artmaktadır. Yapılan araştırmaların hiçbiri kesin sonuç vermemesine rağmen yıldırım bulutunda yüklerin teşekkülü hakkında üç önemli teori kurulmuştur. Bu teoriler;

1. Simpson ve Lomonossow teorisi,

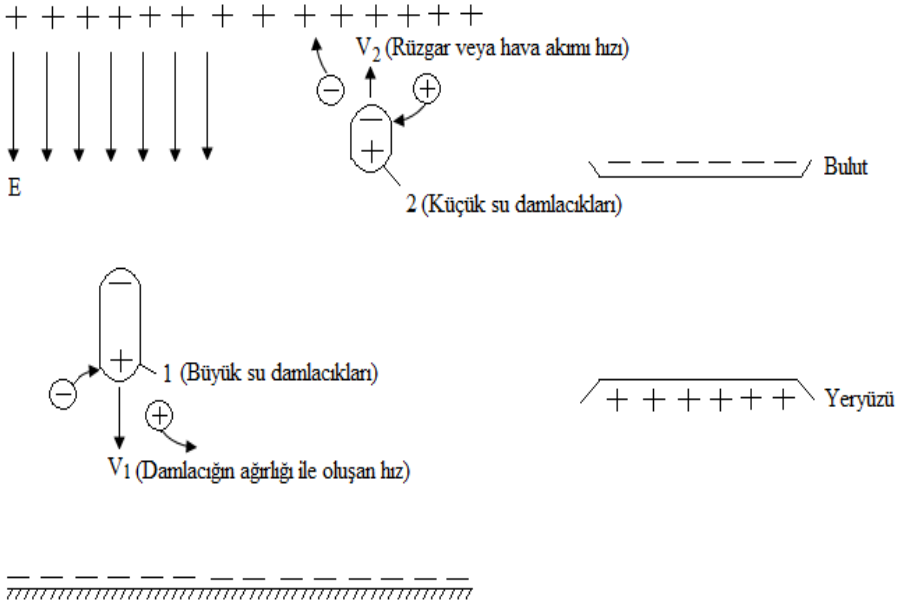
2. Elster ve Geitel teorisi,

3. Frankel teorisi

şeklinde sıralanabilir.

Simpson ve Lomonossow teorisine göre bir yıldırım bulutundaki elektrik yükleri, sıcak ve soğuk havanın yer değiştirmesi sonucunda meydana gelir. Hava akımları buluttaki su damlacıklarını hareket ettirir ve bunların sürtünmesi sonucunda elektrik yükleri teşekkül eder. Yıldırım bulutunun teşekkülü, gerçekten nemli havanın devamlı ve kuvvetli bir şekilde yukarıya doğru çekilmesine bağlıdır. Belirli bir yükseklikten sonra, havanın nemi ince su damlacıklarına veya buz kristallerine dönüşür. Buluttaki kuvvetli hava akımları su damlacıklarının devamlı olarak dağılmasına ve tekrar birleşmesine neden olurlar. Elektrik yüklerinin bu teoriye göre yıldırım bulutunda teşekkülü halinde yıldırım boşalmalarının pozitif kutbiete olması gerekiyor. Oysa yıldırım boşalmalarının %70 - %90'ı negatif kutbieteedir.

Elster ve Geitel teorisine göre yıldırım bulutundaki elektrik yükleri tesirle elektriklenme sonucunda meydana gelir. Dünya yüzeyindeki elektrik yükü - $5,4 \cdot 10^5$ C olarak negatif yüklü kabul edilirse bu yükün meydana getirdiği elektrik alanı içinde bulunan su damlacıkları alt tarafı pozitif, üst tarafı negatif olmak üzere polarize olurlar. Bu durum şekil 2.17'de verilmiştir.



Şekil 2.17.

Burada;

1 – Büyük su damlacığıdır.

2 – Küçük su damlacığıdır.

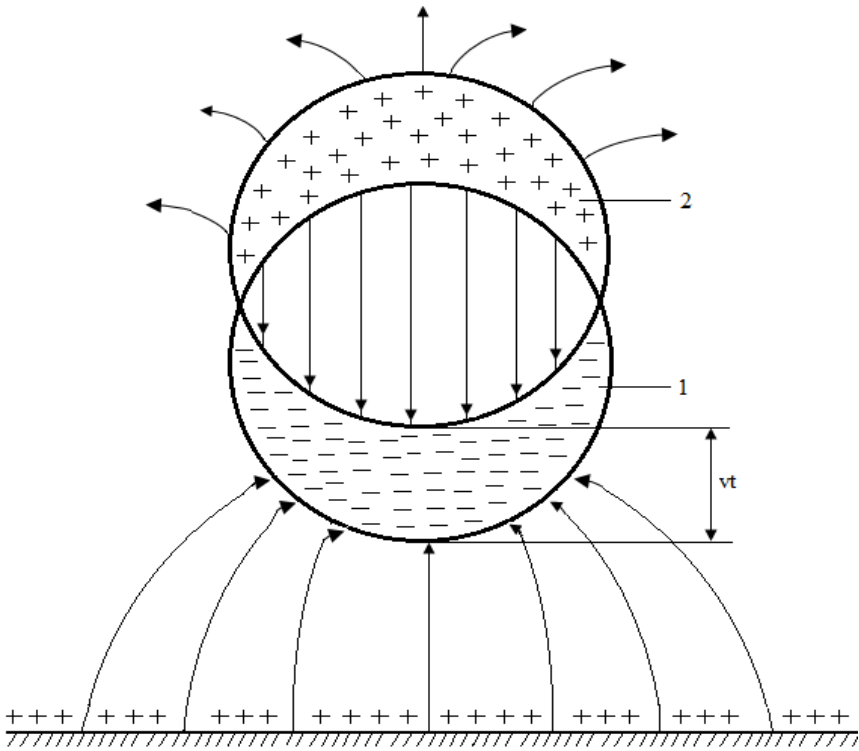
V_1 – Büyük su damlacığının kendi ağırlığı ile oluşan hızdır.

V_2 – Küçük su damlacığının rüzgar veya hava akımı sonucunda oluşan hızıdır.

Şekil 2.17'den görüleceği gibi ağır su damlacıklarının ağırlığı nedeniyle yeryüzüne yaklaşırken alt tarafları hava iyonlarının “+” olanlarını iter “-” olanlarını ise çeker. Dolayısıyla toplam yükü negatif olur. Hafif su damlacıklarının alt tarafı yer yüzeyinin alanı nedeniyle “+” üst tarafı ise “-” yüklenir. Bu damlacıklar hava akımıyla yukarı doğru hareket ederken havanın pozitif iyonlarını çeker, negatif olanlarını ise iter. Sonuçta toplam yükü pozitif olur. Bundan dolayı yer yüzeyine yakın bulutların alt tarafı “-”, üst tarafı ise “+” yüklü olacaktır. Şüphesiz bu teori ile yıldırım boşalmalarının daha çok negatif kutbiete olmaları açıklanmış olur. Fakat bu teoriye de itiraz edilebilir. Bir yıldırım bulutunun yarısından çoğu, su damlacıklarından değil de buz kristallerinden ve kar parçacıklarından oluşur ve bunların da dünyanın elektrik alanı ile polarize olmaları olasılığı çok zayıftır.

Frankel teorisine göre havada her iki işaretli iyonlar mevcut olduğundan dünyanın negatif elektrik yükleri, kaçmaya ve iyonosferin pozitif elektrik yükleriyle birleşmeye yakındır. Dolayısıyla dünyanın azalan elektrik yükünü devamlı olarak besleyecek bir olayın meydana gelmesi gereklidir. Bu teoride her

iki işaretli iyonları ihtiva eden hava ile çok küçük su damlacıkları veya buz kristallerinden oluşan bir ortam göz önüne alınır ve havanın negatif iyonlarının daha çok küçük su damlacıklarına veya buz kristallerine konduğu kabul edilir. Buna göre bulut, negatif elektrikli su damlacıkları ve pozitif iyonlu havadan teşekkül eder. Pozitif iyonlara karşılık olan negatif iyonlar su damlacıkları tarafından yutulmuştur. Su damlacıkları etrafındaki havaya nazaran daha ağır olduğundan hızı birkaç mm/sn'yi bulan bir v hızı ile aşağıya doğru düşerler. Başlangıçta su damlacıklarının ve havanın iyonlarının üst üste iki küresel bulut üzerinde oldukları kabul edilirse, t süresinden sonra su damlacıklarını içeren küre vt kadar aşağıya iner. Bu durum şekil 2.18'de verilmiştir.



Şekil 2.18.

Burada;

1 – Negatif su damlacıklarından oluşan küredir.

2 – Pozitif iyonlardan oluşan küredir.

Şekil 2.18'den görüleceği gibi bulutun üst tarafında havanın pozitif yükleri ve alt tarafında da su damlacıklarının negatif yükleri hüküm sürer. Frankel'e göre bulutun bu şekilde polarizasyonu yerçekimi etkisiyle olur.

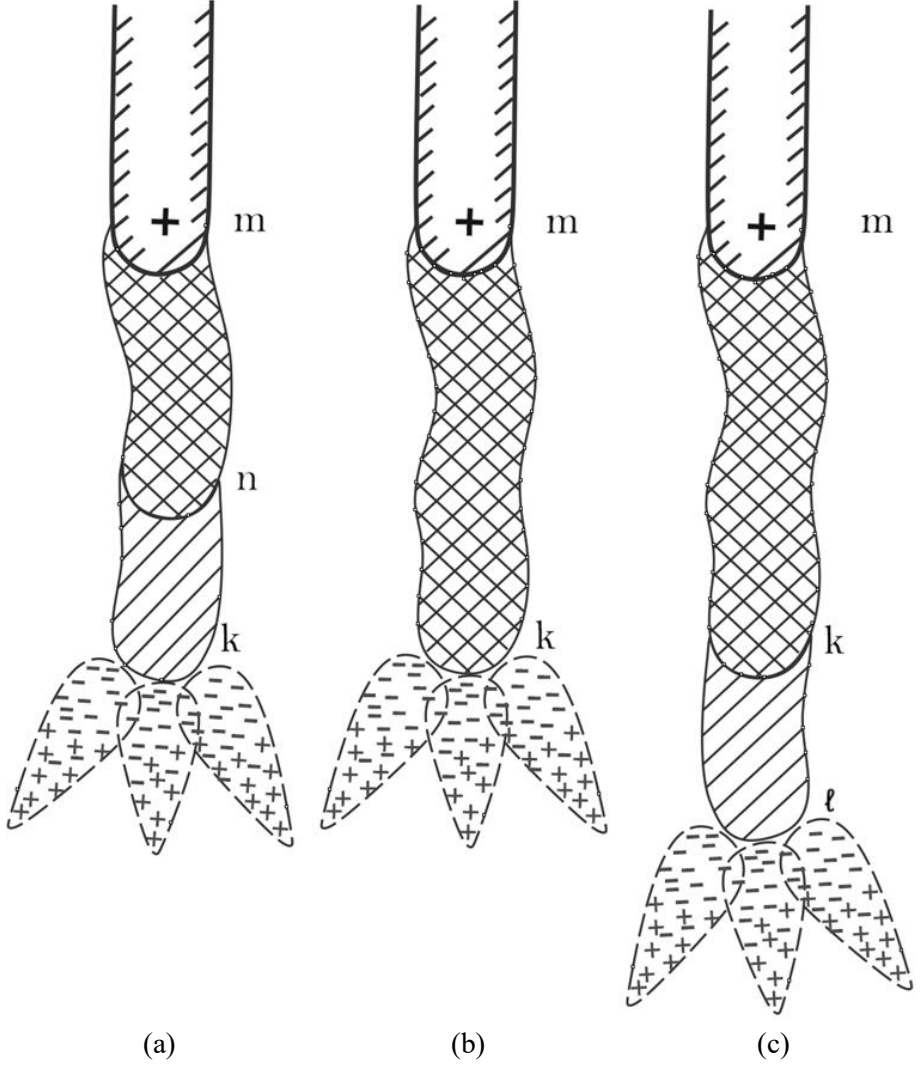
2. 6. Yıldırım Boşalmasının Kendine Has Özellikleri

Büyük aralıklarda yani yüklü bulut ile yer arasındaki boşalmanın kendine has özellikleri vardır. Bunlardan en önemlisi boşalmanın lider ve esas boşalma kanalı aşamalarına sahip olmasıdır. Büyük aralıklarda küçük aralıklardan farklı olarak elektrik kıvılcımı strimer formasında değil iletkenliği yüksek olan lider formasında gelişir. Yani büyük aralıklarda strimer elektrotlar arasında yüksek iletkenliğe sahip kanal oluşturmamaktadır. Aralık çok büyük olduğundan bu aralıktaki ortalama alan şiddeti,

$$E_{or} = \frac{U}{a} = 1 - 2 \text{ kV/cm} \quad (2.13)$$

şeklinde olur.

İlk aşamada yüklü buluttan yere doğru çıkış koronası daha sonra ise strimer koronası oluşmaya başlar. Oluşan strimer belli bir mesafeyi geçtikten sonra elektrik alanı strimerle yer arasında biraz düzelmiş olur. Strimerin sonunda elektrik alan şiddetinin değeri 30 kV/cm'den küçük olur. Bundan dolayı belirli bir mesafeyi geçen strimer durmuş olur. Fakat strimerin etrafında olan elektronlar çok dar bir kanalla strimere dahil olurlar. Elektronların sayısı çok büyük olduğundan strimer içerisinde termik iyonizasyon oluşacak. Termik iyonizasyon sonucunda elektrottan başlayarak strimer iletkenliği yüksek olan lider formasına dönüşür. Pozitif liderin gelişme aşamaları Şekil 2.19'da verilmiştir.

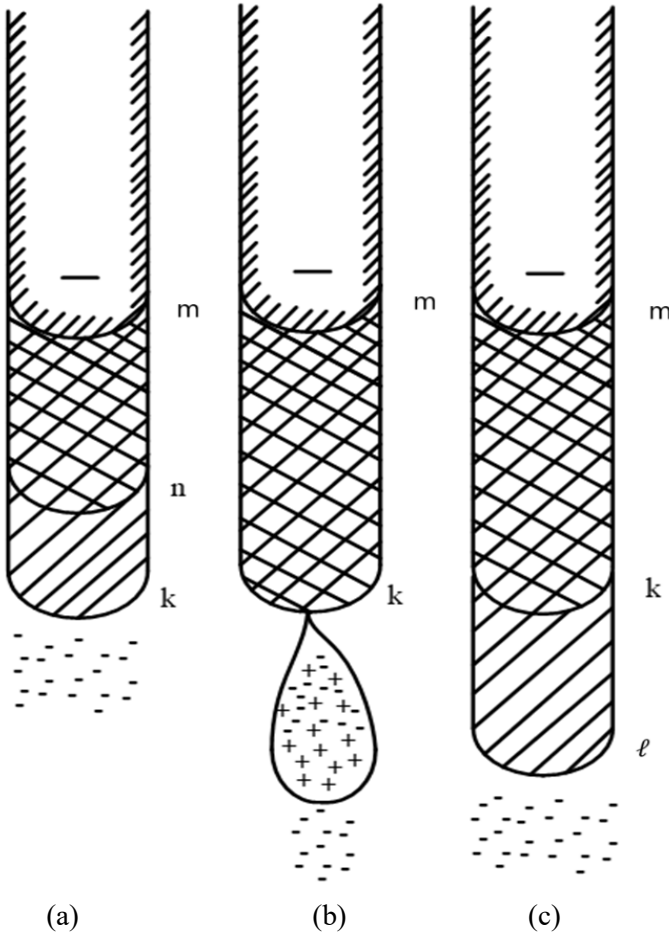


Şekil 2. 19

Strimer kanalının lider kanalına dönüşmesi şekil 2. 19a'da mn kısmındadır. Lider kanalının iletkenliği çok büyük olduğundan elektrotun potansiyelinin büyük bir bölümü lider kanalının sonuna kayar. Yani lider kanalının sonu kendini elektrot gibi gösterir. Bundan dolayı lider kanalının sonundan yeniden strimer kanalı oluşur. Strimer kanalının sonundan ise küçük çığlar oluşur. Bu durum şekil 2.19a'da gösterilmiştir. Şekil 2.19a'da nk kısmı strimer kanalını ifade etmektedir. Strimer kanalının sonundaki küçük çığların elektronları çok dar bir kanalla strimere dahil olurlar. Strimer içerisinde yeniden termik iyonizasyon oluşur. Termik iyonizasyondan sonra yeniden strimer iletkenliği çok olan lider kanalına

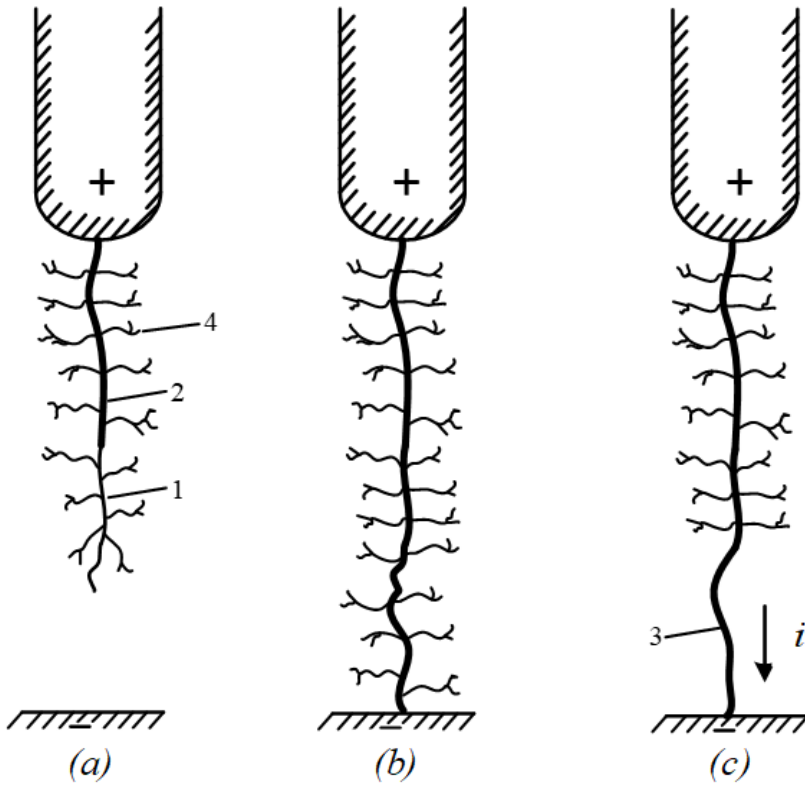
dönüşür. Bu durum şekil 2. 19b’de gösterilmiştir. Şekil 2. 19b’de mk kısmı strimer kanalının lider kanalına dönüşmüş halidir. Bundan sonra yeni strimer kanalının oluşması için belli bir süre beklemek gerekir. Lider kanalının sonundan yeni strimer kanalının ve küçük çağların oluşumu şekil 2.19c’de verilmiştir. Şekil 2.19c’de kl kısmı strimer kanalını ifade etmektedir. Lider kanalında yüklerin yoğunluğu 10^{18} iyon/cm³ ulaşmaktadır. Lider kanalının akımı ise yüzlerce ampere ulaşmaktadır. Bu şekilde lider kanalının boyu uzayarak karşıdaki elektroda doğru yaklaşır. Lider kanalı tam yere yaklaştığında yerden buluta doğru ana boşanma kanalı oluşur. Ana boşalma kanalı buluta vardığında boşanma olayı sona ermiş olur.

Negatif liderin gelişme aşamaları şekil 2.20’de verilmiştir.



Şekil 2. 20

Bu durumda elektronların akışı elektroda doğru yönelmiş olacaktır. Lider kanalı elektrottan itibaren başlar. Lider kanalında elektrottaki gerilim düşümü çarpma suretiyle iyonizasyonun oluşmasına neden olur. Böylece kanalda elektronlar oluşmaya başlar. Negatif yüklerin oluşumu negatif lider oluşumunu zorlaştırır. Aralığın delinmesi için bu durumda daha büyük bir gerilime gereksinim duyulur. Şekil 2.20 a'da mk strimer kanalında mn lider kanalının oluşumu gösterilmiştir. Şekil 2.20b'de strimer kanalının lider kanalına dönüşümü ve lider kanalının sonundan yeni küçük çığların oluşumu gösterilmiştir. Şekil 2.20c'de lider kanalının sonundan yeni kl strimer kanalının oluşumu gösterilmiştir. Bu şekilde lider kanalının boyu uzayarak karşıdaki elektroda doğru yaklaşır. Lider kanalı tam yere yaklaştığında yerden buluta doğru ana boşalma kanalı oluşur. Ana boşalma kanalı buluta vardığında boşalma sona ermiş olur. Lider kanalının ana boşanma kanalına dönüşüm aşamaları şekil 2.21'de verilmiştir. Lider kanalının oluşumu şekil 2.21a'da gösterilmiştir. Lider kanalının karşıdaki elektroda dokunma anı şekil 2.21b'de gösterilmiştir. Ana boşalma kanalının oluşumu ise şekil 2.21c'de gösterilmiştir.



Şekil 2. 21

Burada;

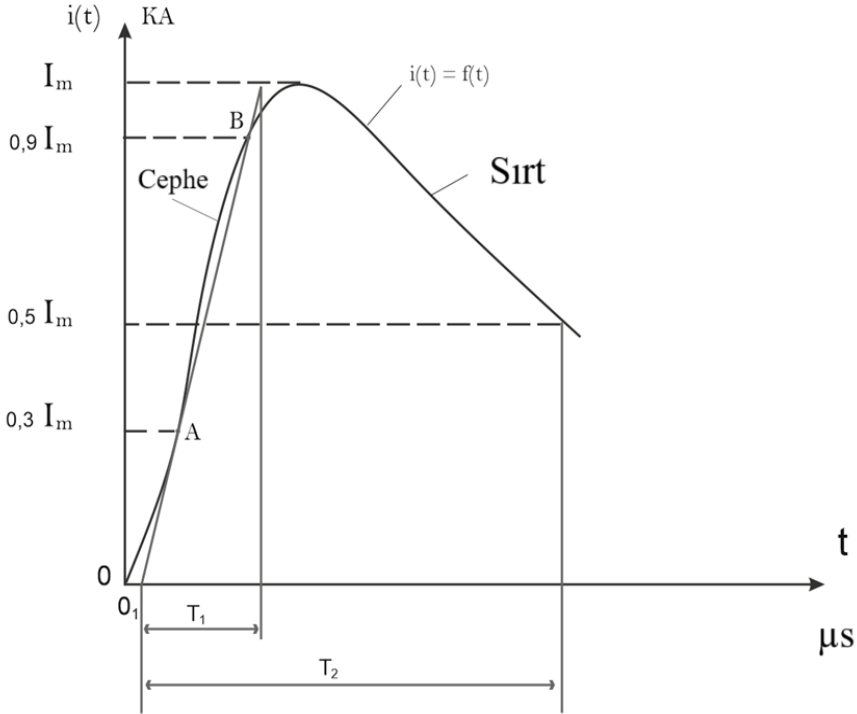
- 1 - Strimer kanalı
- 2 - Lider kanalı
- 3 - Ana boşalma kanalıdır
- 4 - Çığ koronasıdır.

Adi gözle, yıldırım boşalmasını yalnız bir kere oluşup sona eren boşalma gibi görmek mümkündür. Oysa yıldırım boşalması bir-birinin ardınca aynı yolla oluşan 3 - 5 ve bazen de daha çok sayıda ayrı ayrı boşalmalardan oluşur. Ana boşalmanın en önemli karakteri, akım şiddetlidir. Eğer ana boşalma hızı v (m/sn) ile ve birim uzunluğa düşen yük yoğunluğu da σ (c/m) ile gösterilirse, bu durumda boşalma akımı,

$$I = \sigma v \quad (2.14)$$

şeklinde olur.

Yıldırım akımı şekil 2.22’de verilmiştir.



Şekil 2. 22

Şekil 2. 22'den görüleceği gibi yıldırım akımı ana boşalma safhasını bulmadan önce maksimum değerine ulaşır ve bundan sonra yavaş yavaş tekrar sıfır değerine iner. $i(t)$ Yıldırım akımı,

$$i(t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (2.15)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Yıldırım akımlarının sırt yarı değer süreleri 30 ile 100 μ s arasında değişir. Standart bir yıldırım akımı için sırt yarı değer süresi $T_2 = 50 \mu$ s alınır. Ancak bu süre bazı kitaplarda $T_2 = 40 \mu$ s olarak da alınır. Yıldırım akımı ile yük arasındaki bağıntı,

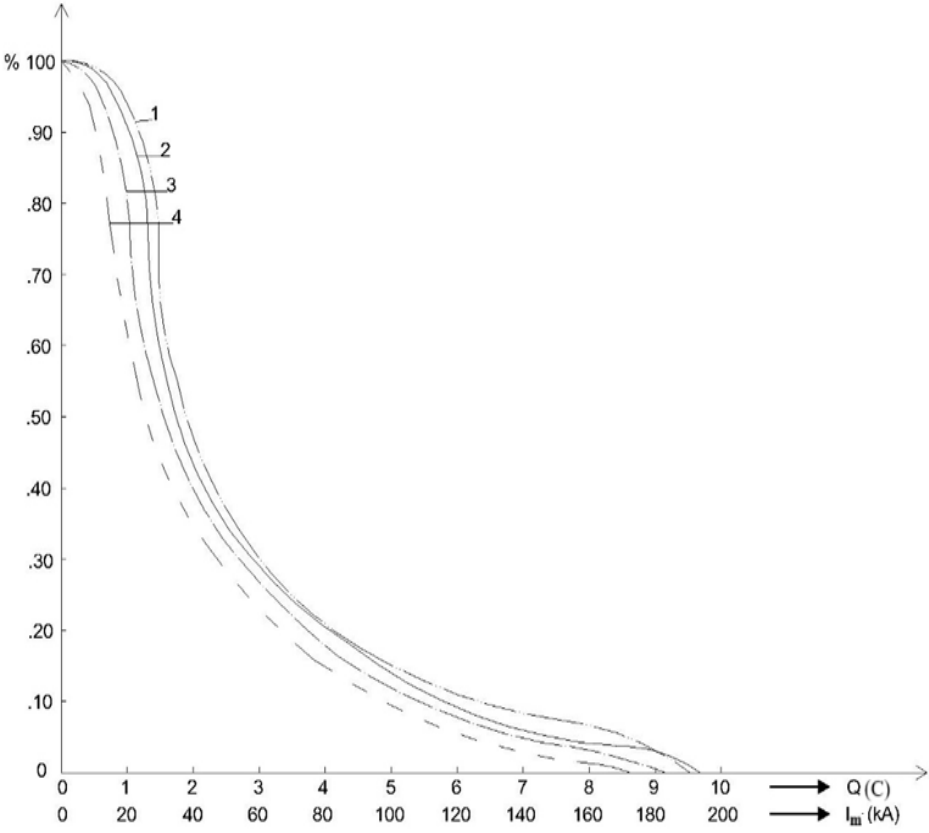
$$Q = 50 * 10^{-6} I_{\max} \quad (2.16)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Bir yıldırımın karakteristik büyüklükleri olarak, kutbiyeti, dalga şekli ve yıldırım akımının tepe değeri sayılabilir. Yıldırım boşalmasının kutbiyeti pozitif veya negatif olabilir. Toplam yıldırım sayısının %70 ile %90'ı negatif kutbiyetlidir.

Tek bir yıldırım tarafından toprağa akan elektrik yükü iki kısımdan oluşur. Yükün birinci kısmı, ana boşalma sırasında toprağa geçer. Bu, kanalda depo edilen yükü gösterir. Bundan sonra bulutta kalan artık yükler, ana boşalmanın iletken kanalı üzerinden toprağa geçerler.

İyi topraklanmış bir objeye düşen yıldırım akımının tepe değeri birçok araştırmacı tarafından ölçülmüştür. Yıldırım akımlarının birikmeli olasılık eğrileri şekil 2.23'te gösterilmiştir.



Şekil 2.23

Burada:

1 - İsviçre

2 - Amerika

3 - Almanya

4 - İngiltere

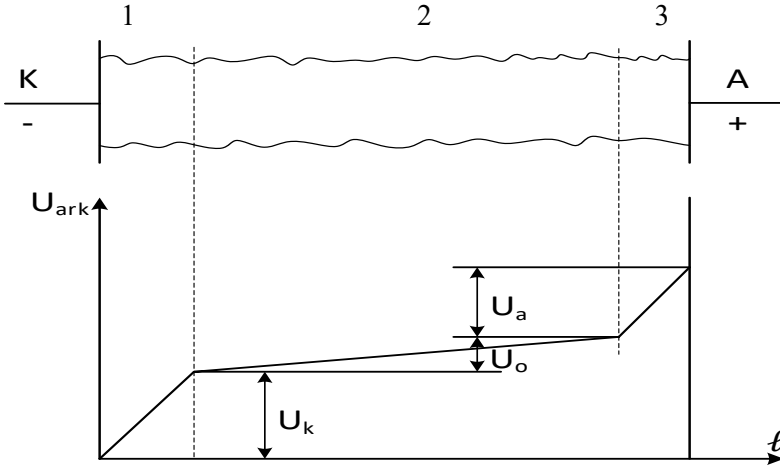
şeklindedir.

Şekil 2.23 e göre, yıldırım akımları, birkaç kA ile 200 kA arasında oldukça geniş sınırlar içinde değişmektedir. En çok meydana gelen yıldırım akımları 20 kA'ın altında olanlardır.

2.7. Ark Boşalması

Ark boşalması yüksek gerilimli enerji iletim hatlarında bir, iki veya üç fazlı kısa devreler, hat ve şalt sahasındaki izolasyon malzemelerinin yüzeyindeki boşalmalar zamanı oluşur. Parafudurlar, ayırıcılar ve kesicilerin çalışması sırasında elektrotlar arasında ark oluşur. Oluşan arkın kısa sürede söndürülmesi

yüksek gerilim tekniği için çok önemlidir. Ark boşalması kanalını, katot kısmı, orta kısım ve anot kısmı olmak üzere üç kısma ayırmak mümkündür. Ark boşalması kanalının kısımları ve kanalda gerilimin dağılımı şekil 2. 24'te verilmiştir.



Şekil 2. 24

Burada;

- 1 - Katot kısmı,
- 2 - Orta kısım,
- 3 - Anot kısmı,

U_k - Katot kısmındaki gerilim düşümünü,

U_o - Orta kısmındaki gerilim düşümü,

U_a - Anot kısmındaki gerilim düşümünü ifade etmektedir.

Katot ve anot kısımlarının uzunluğu 10^{-4} cm'ye kadar olabilir ve uygun olarak ark kanalının orta kısmından katot ve anot taraflarında yerleşir. Bu kısımlar büyük gerilim düşümü ile karakterize edilir. Bu kısımlar şekil 2.24'te U_k ve U_a olarak gösterilmiştir. Katot kısmında elektrik alan şiddeti $10^2 - 10^3$ kV/cm'ye ulaşır. Katot yüzeyinin sıcaklığı sürekli pozitif iyonlarla bombardıman sonucunda $2200 - 2500$ °C'ye ulaşır. Bütün bunlar katot yüzeyinde güçlü elektron emisyonuna sebep olur. Emisyon sırasında akım yoğunluğu $10^3 - 10^4$ A/cm²'ye ulaşır.

Anot kısmında elektrik alan şiddeti katot kısmındaki elektrik alan şiddetinden yaklaşık olarak on kata kadar küçük olduğundan bu kısımdaki akım yoğunluğu da yaklaşık olarak on kata kadar küçük olur. Fakat elektrik alan şiddetinin değeri çarpma suretiyle iyonizasyon için yeterli olur ve bu kısımda serbest boşalmanın devam etmesi sonucunda anot yüzeyinin ısınmasına neden olur. Kanalın orta

kısımında elektrik alan şiddeti düzgün dağılmış olur yani bu kısımda $E_o = 15 - 20$ v/cm değerinde olur. Elektrik alanında hızlanmış büyük devingenliğe sahip elektronlar moleküllerle çarpışarak kinetik enerjilerini onlara verir. Bunu sonucunda da gazın sıcaklığı artmış olur ve arkın orta kısımlarında sıcaklık 6000 - 12000 °K değerlerine ulaşmış olur. Bu yüksek sıcaklık termik iyonizasyona neden olur. Bunun sonucunda da plazma meydana gelmiş olur. Yani ark kanalı yüksek sıcaklığa sahip plazmadan ibaret olur.

Ark kanalındaki gerilim üç gerilim bileşeninden oluşur. Bu durumda U_{ark} gerilimi için,

$$U_{ark} = U_k + E_o \ell_o + U_a \quad (2.17)$$

yazılabilir.

Burada;

$E_o \ell_o = U_o$ olup, ark kanalının orta kısmındaki gerilim düşümüdür. Yüksek gerilim tekniğinde arklar uzun ve kısa arklar olmak üzere ikiye ayrılır. Yüksek gerilimli enerji iletim hatlarında kısa devreler oluştuğunda yaranan arklar uzun arklar olarak adlandırılır. Bu durumda ark kanalının uzunluğu on metrelere ulaşabilir. Açma-kapama durumlarında elektrotlar arasında oluşan arklar ise kısa arklar olarak adlandırılır. Uzun arklarda kanalın orta kısmındaki gerilim düşümü U_o katot ve anot kısımlarındaki gerilim düşümlerinden daha çok olur. Yani uzun ark için

$$U_o \gg U_k + U_a \quad (2.18)$$

şartı yazılabilir.

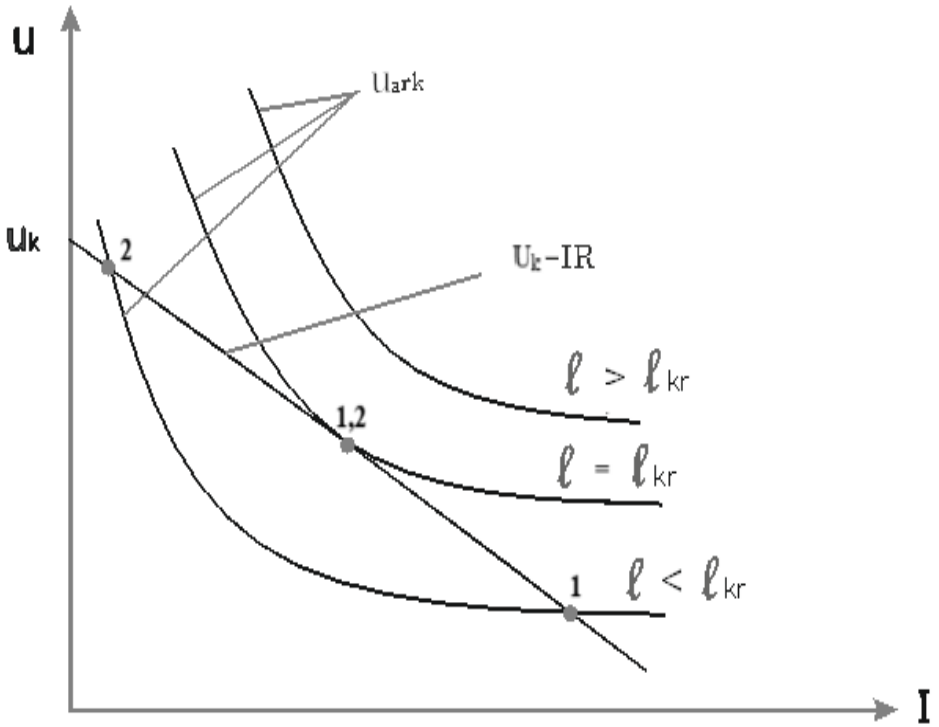
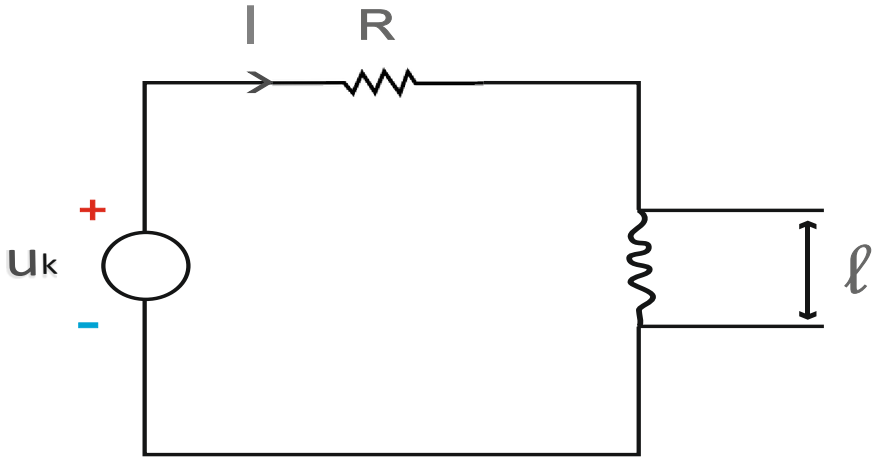
Kısa ark için ise,

$$U_o \leq U_k + U_a \quad 2.19$$

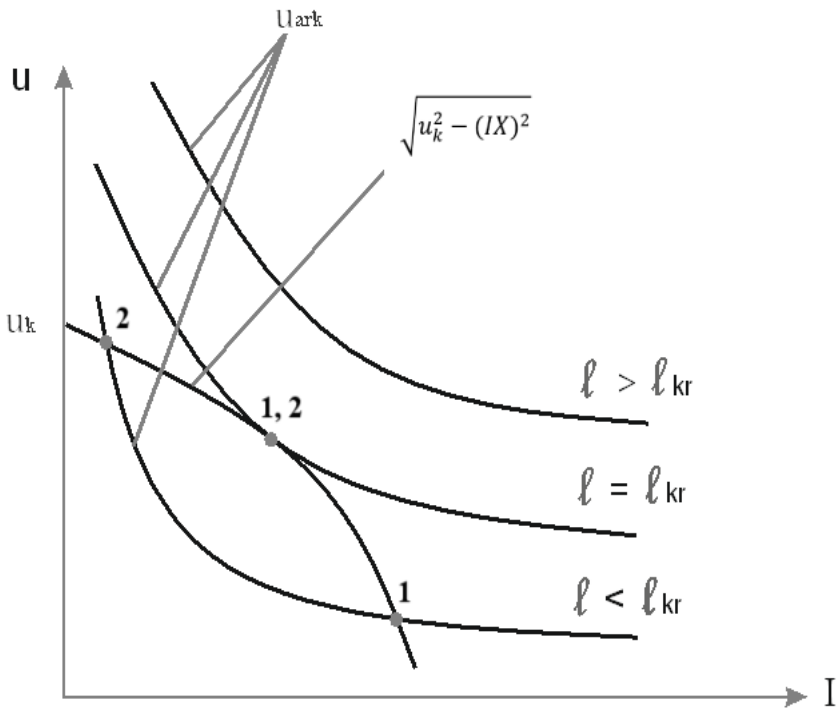
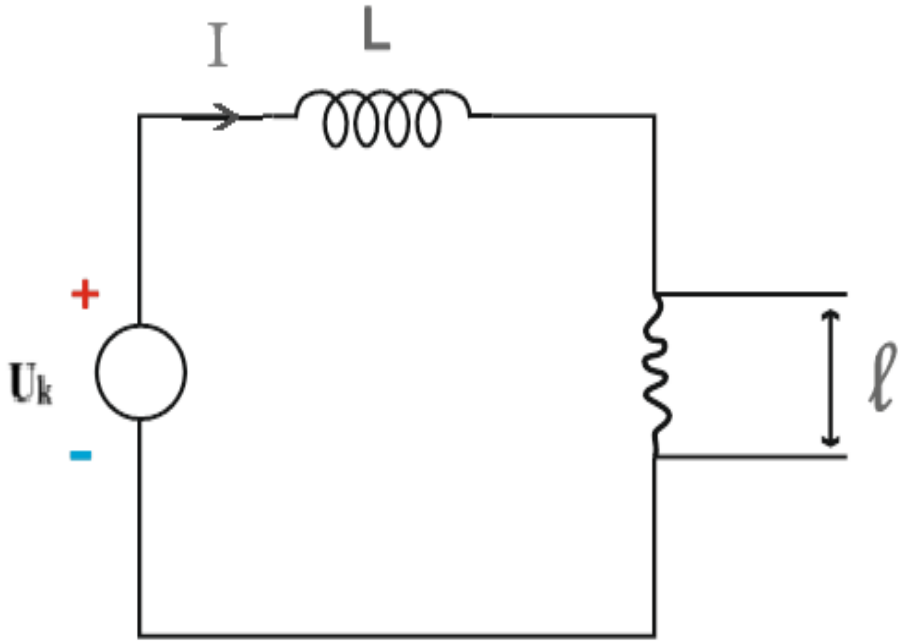
şartı yazılabilir.

Burada elektrot malzemesi de önemli yere sahiptir.

Ark boşalması gerilim-akım eğrisi ile karakterize edilir. Arkın gerilim-akım eğrileri doğru akım için şekil 2.25'te, alternatif akım için ise şekil 2.26'da verilmiştir.



Şekil 2. 25



Şekil 2. 26

Şekil 2.25 ve şekil 2.26'da U_k kaynak gerilimini ifade etmektedir. Gerilim-akım eğrilerinden görüleceği gibi ark akımı arttığında ark kanalındaki gerilim düşümü azalmaktadır. Yani akım arttığında kanalda iyonizasyon olayı hızlanmış olur, bunun sonucunda da ark kanalının iletkenliği arttığı için ark kanalındaki gerilim düşümü azalmış olur. Yüksek gerilim tekniğinde ark söndürme yöntemlerinden biri de ark kanalının boyunu suni olarak uzatmaktır. Ark kanalının boyu uzadığında kanalın kesit alanı küçülecektir. Buna bağlı olarak ark kanalının iletkenliği de azalacaktır. Kanalın iletkenliği azaldığından ark kanalındaki gerilim düşümü artacaktır. Bu durumda elektrotlara verilen gerilim elektrotlar arasındaki ark kanalını beslemek için gerekli olan gerilim dönüşümünden küçük olabilir. Bu durumda ark kanalındaki ark kendiliğinden sönmüş olur. Arkın bu uzunluğuna kritik uzunluk denir. Arkın kritik uzunluğu aşağıdaki ampirik ifadelerden yararlanılarak bulunabilir.

Aktif devre için,

$$\ell_{kr} = 0,082 U I^{0,25} \text{ (m)} \quad (2.20)$$

$$I_{kr} = 0,2 I \text{ (A)} \quad (2.21)$$

Reaktif devre için,

$$\ell_{kr} = 0,113 U I^{0,25} \text{ (m)} \quad (2.22)$$

$$I_{kr} = 0,45 I \text{ (A)} \quad (2.23)$$

ifadelerinden bulunabilir.

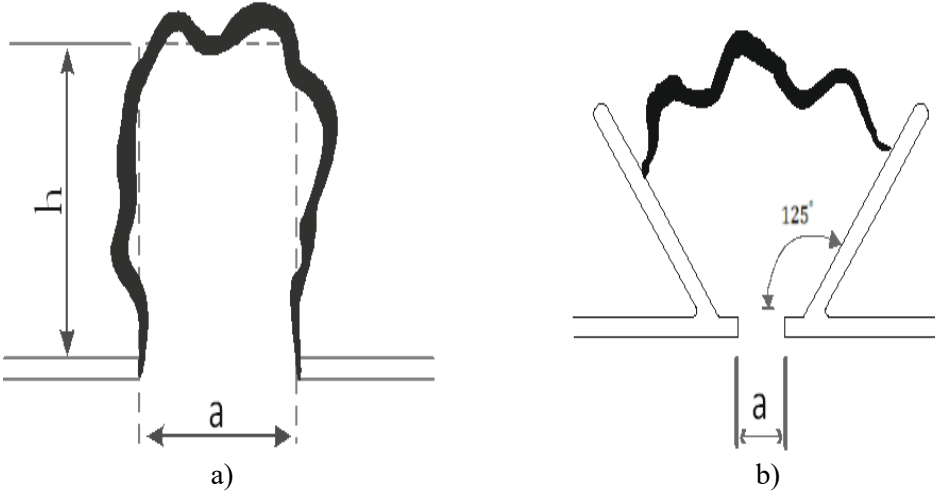
Burada;

U - kV cinsinden şebeke geriliminin efektif değeridir.

I - Amper cinsinden verilen noktadaki kısa devre akımının efektif değeridir.

(2.19) - (2.23) ifadelerinden 35 kV'luk şebekelerde $I = 10A$ olduğunda $\ell_{kr} = 7$ m ve $I = 1000A$ olduğunda ise $\ell_{kr} = 20$ m değerlerine kadar ulaşabilir.

Çubuk - çubuk ve ark boynuzu şeklinde olan elektrotlar arasında oluşan ark kanalı Şekil 2.27' de verilmiştir.



Şekil 2.27

Şekil 2. 27a' dan görüleceği üzere çubuk-çubuk elektrot sisteminde t süresinden sonra oluşan ark kanalının boyu,

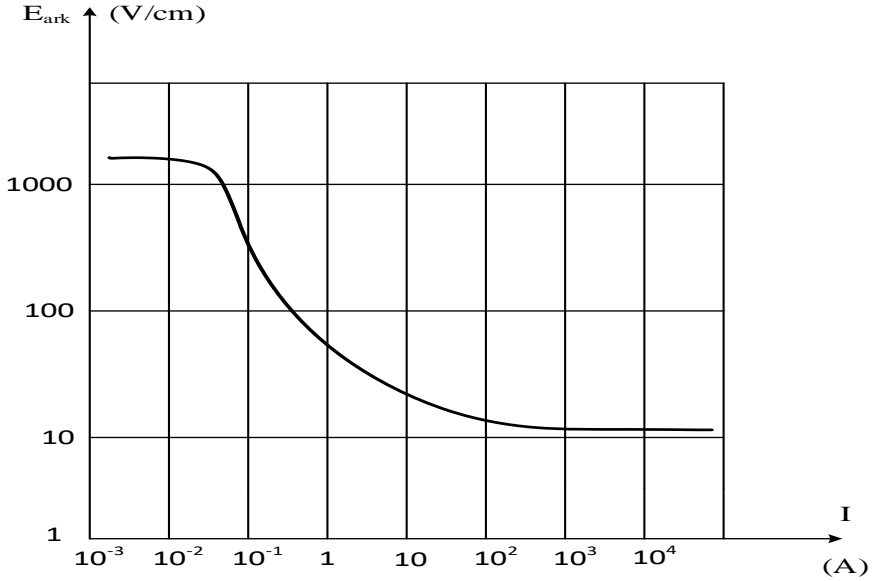
$$\ell = 2h + a = 2vt + a \quad (2.24)$$

şeklinde olur.

Burada;

$v = 100 - 150$ cm/sn arasında olan bir hızdır. Alternatif akım devrelerinde uzatılmış arkın şekil 2. 27b'deki arkın sönməsi için en uygun şart ark akımının sıfır değerinden geçtiği andır.

Şekil 2 27a'daki durum için ark kanalının elektrik alan şiddetinin akıma bağlı olarak değişimi şekil 2. 28'de verilmiştir.



Şekil 2.28

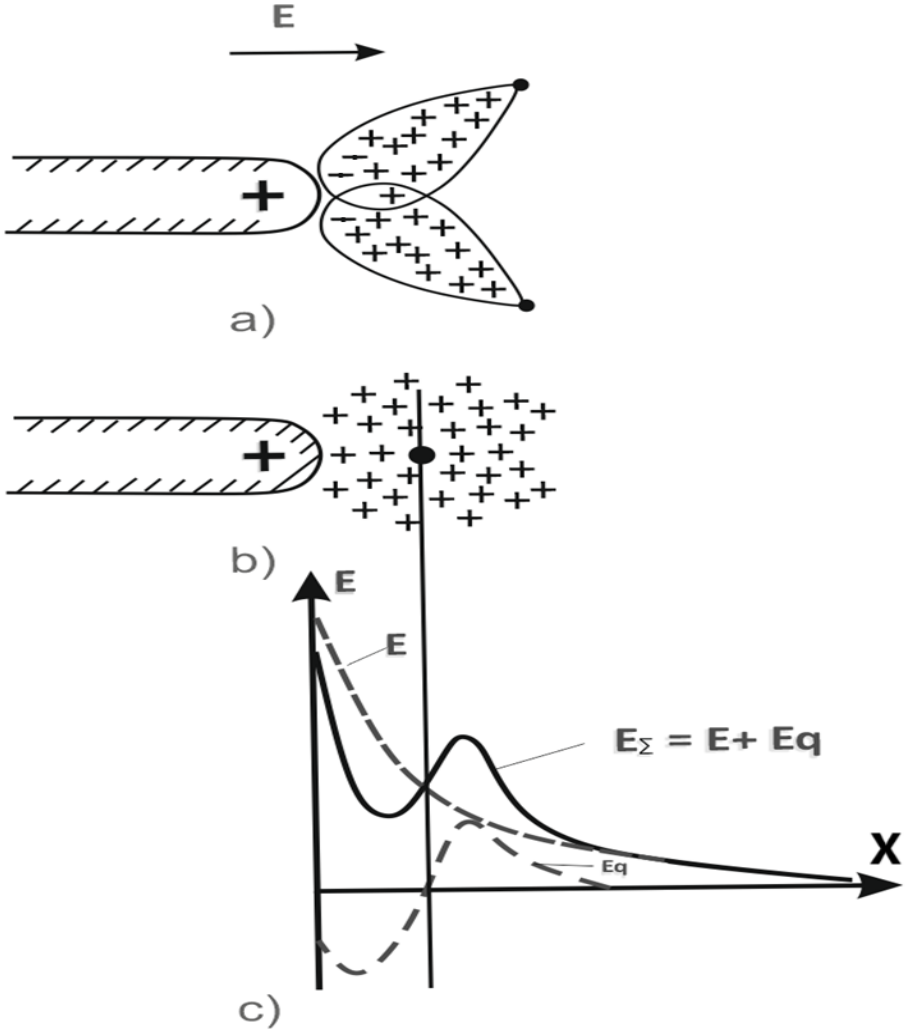
Buradan da görüleceği üzere ark kanalının akımı arttığında ark kanalındaki elektrik alan şiddeti azalmaktadır.

2. 8. Korona Boşalması

Küçük yarıçaplı elektrotlarda tam olmayan, ancak kendi kendini besleyen boşalmaya korona boşalması denir. Korona boşalması yüksek gerilimli enerji iletim hatlarında sıkça görülür ve iletkenin etrafında ışıklı bir zar olarak ortaya çıkar. Korona boşalması, yüksek gerilimli enerji iletim hatlarında enerji kayıplarına neden olur. Yüksek gerilimli enerji iletim hatlarında kötü hava koşullarında korona boşalması sırasında meydana gelen güç kayıpları hattın kilometresi başına 100 - 200 kW veya daha fazladır. Korona boşalması sırasında havada iyonizasyon meydana gelir ve hattın yüzeyinde hat üzerindeki gerilimin polaritesi ile aynı işaretle bir uzay yükü oluşur. Elektrik alan şiddetinin etkisinden uzay yükünü oluşturan iyonlar enerji iletim hattından uzaklaşır. Hattan uzaklaşan iyonların hareketleri, havanın iyonizasyonu için enerji harcaması çok daha az olduğundan esas olarak korona için olan enerji kaybını belirleyen enerji harcamasını gerektirir.

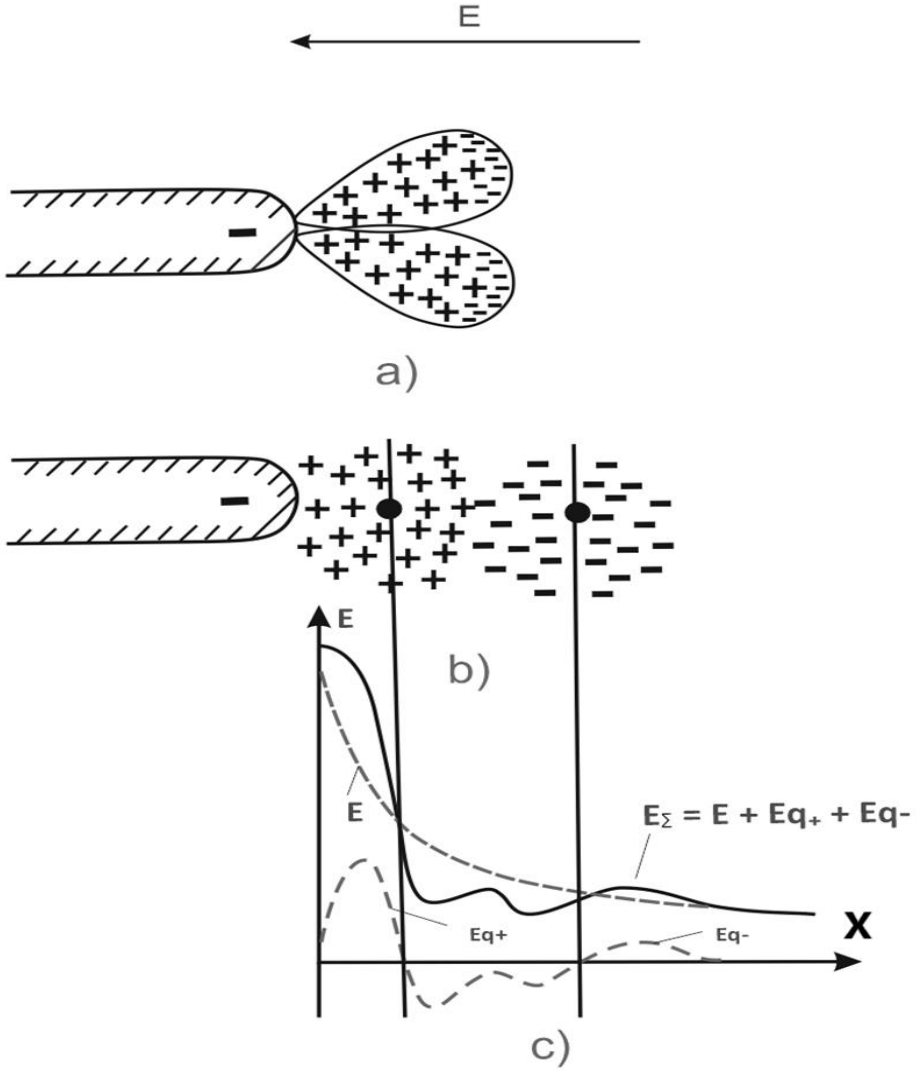
Düzgün olmayan elektrik alanlarında boşalma her zaman çubuk elektrotların etrafında başlar. Bunun nedeni ilk delinme için gerekli olan elektrik alan şiddetinin çubuk elektrot etrafına sağlanmasıdır. Çubuk elektrot etrafında elektrik alan şiddeti $E = 30 \text{ kV/cm}$ olduğunda çubuk elektrot etrafında küçük çığlar oluşur.

Küçük çığların elektronları pozitif çubuk elektrotta nötralize olduklarından pozitif çubuk elektrot etrafında pozitif yükler kalır. Pozitif çubuk elektrot etrafında oluşan pozitif yüklerin elektrik alanı esas alan ile toplanarak E_{Σ} elektrik alanını oluşturur. Bu durumlar şekil 2.29'da gösterilmiştir. Pozitif çubuk elektrot etrafında küçük çığların oluşumu şekil 2.29a'da, pozitif yüklerin pozitif çubuk etrafında oluşumu şekil 2.29b'de toplam E_{Σ} elektrik alanının elde edilmesi şekil 2.29c'de verilmiştir.



Şekil 2.29

Negatif çubuk elektrot etrafında korona boşalmasının oluşumu şekil 2. 30 da verilmiştir.



Şekil 2.30

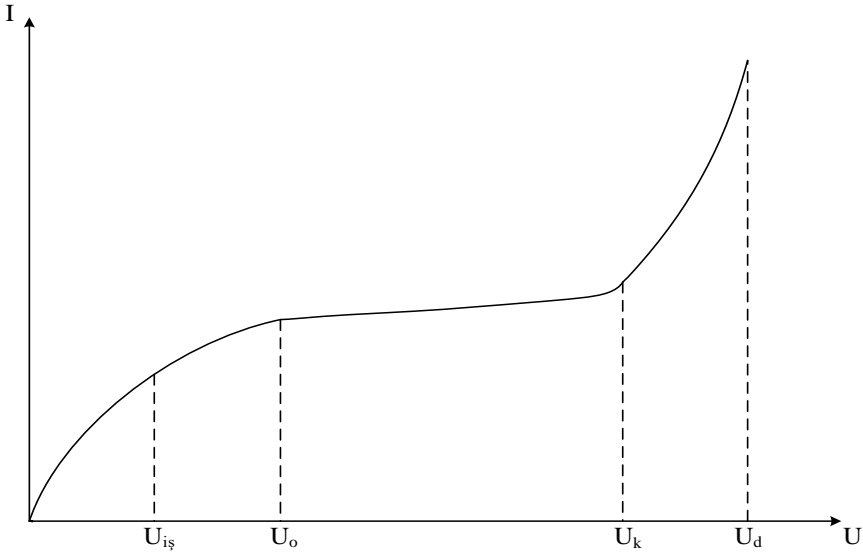
Bu durumda küçük çığlar negatif çubuk elektrot etrafında başlar ve boşluğun derinliklerine doğru gelişir. Bu durum Şekil 2.30a'da verilmiştir.

Elektronlar elektrik alan şiddetinin etkisiyle iyonizasyon bölgesinden uzaklaşarak elektrik alan şiddeti zayıf olan bölgeye taşınırlar ve burada nötr moleküller tarafından yakalanarak negatif iyonlar oluştururlar. Negatif iyonlar, pozitif iyonlardan oluşan bulutun arkasına dağılırlar. Bu durum şekil 2.30b'de

verilmiştir. Pozitif iyonların E_{q+} elektrik alanı, negatif iyonun E_{q-} elektrik alanı ve E esas elektrik alanının toplanmasıyla oluşan E_{Σ} toplam elektrik alanı şekil 2.30c'de verilmiştir. Negatif çubuk elektrot (katot) etrafında elektrik alanı artmış olmasına rağmen iyonizasyon olmayan aralıkta ise elektrik alanı zayıflamış olur. Bunun sonucunda negatif çubuk elektrot etrafında daralmış çığ koronası oluşur. Her bir yeni çığlar pozitif çubuk elektrot etrafında elektrik alanını ve pozitif iyonların biriktiği merkezlerin arkasındaki elektrik alanının zayıflamasını güçlendirir. Bundan dolayı çığlar giderek daha az mesafe kat etmeye başlar. Sonuç olarak çığ sürecinin gerçekleştiği ve elektronların oluşup dış uzaya taşındığı katot yüzeyinde yüksek alan şiddetine sahip dar bir katman oluşur. Bu tür korona olayına çığ koronası olayı denir. Korona boşalması enerji iletim hatlarında kayıplara neden olur. Bu kayıplar doğru gerilim halinde yüklerin karşıdaki elektroda doğru hareketidir. Yani doğru gerilimde yüklerin hattan yere doğru hareketidir.

Alternatif gerilimde ise yükler bir yarı periyotta hattın uzaklaşırlar. Diğer yarı periyotta hatta gerilim işaretini değiştirdiği için uzaklaşan yükler geri gelir. Geri gelen yükler hattın etrafında yeni oluşan yüklerle görüşerek tekrar birleşirler. Tekrar birleşme (Rekombinasyon) zamanı ışınım oluşur. Bu ışınım da kayıptır.

Alternatif gerilimde korona boşalmasına ait akım-gerilim değişimi şekil 2.31'de verilmiştir.



Şekil 2. 31

Burada;

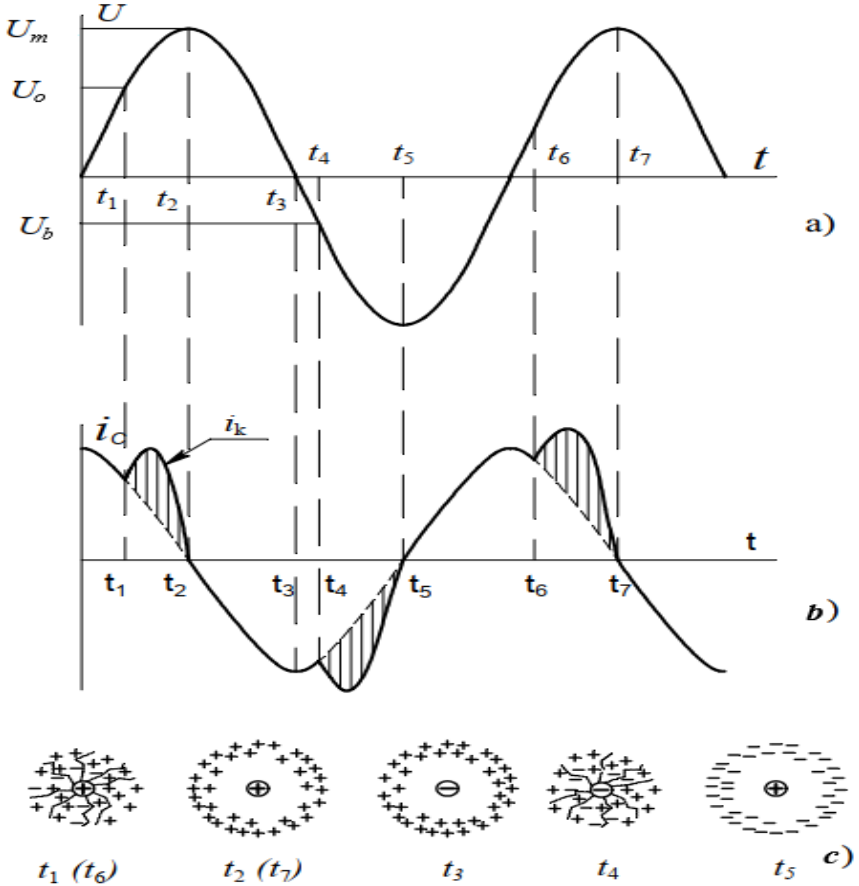
$U_{i\dot{s}}$ - İşletme gerilimidir,

U_o - Çarpma suretiyle oluşan boşalmanın başladığı andaki gerilimdir,

U_k - Korona gerilimidir,

U_d - Delinme gerilimidir.

Eğer enerji iletim hatlarına uygulanan gerilim yavaş yavaş yükseltilecek olursa bu durumda U_o gibi bir gerilimde çarpma suretiyle iyonizasyon başlar. Bu durum normal hava koşullarında 30 kV/cm civarında bir alanda ortaya çıkar. Boşalma ışıklı olmadığı için gözle görünmez. Gerilimi yükseltmekte devam edecek olursak, bu durumda boşalmanın ışıklı hale geldiği ve hattın etrafında ışıklı bir zar olduğu görülür. U_k geriliminden daha fazla gerilim uygulandığında tam boşalma devresine girilmiş olur. Yani delinme ortaya çıkar. Alternatif gerilimde korona boşalmasının gelişimi şekil 2.32’de verilmiştir.



Şekil 2. 32

Alternatif gerilimde gerilim U_0 çarpma suretiyle oluşan boşalmanın başladığı gerilime ulaştığında korona boşalması t_1 anında başlar. Bu durum şekil 2.32a'da verilmiştir. Enerji iletim hattının etrafında iyonizasyon bölgesi oluşur. Bu korona örtüsü olarak adlandırılır. Korona örtüsünden pozitif yükler çevredeki boşluğa taşınır ve bir dış uzay yükü oluşturur. Bu durum şekil 2.32b'de verilmiştir. Korona boşalması gerilim U_{\max} 'a ulaşmaya kadar devam eder. Yani bu olay t_2 süresine kadar devam edecektir. Gerilim U_{\max} değerine ulaşmasına bakmayarak hacimsel yüklerden dolayı hatta elektrik alan şiddeti E_0 değerinde sabit kalır. Daha sonra gerilim azalmaya başlar. Bununla eş zamanlı olarak hatta elektrik alan şiddeti de azalır. Bu durum korona boşalmasının sönmesine yol açar. Korona boşalmasının sönmesinden sonra yani t_2 anından sonra hattın etrafındaki boşlukta hattan uzaklaşan pozitif dış uzay yükü kalır. Bu durum Şekil 2.32c'de verilmiştir. Uzay yükünün uzaklaştığı mesafe hat üzerindeki gerilime bağlı olarak yaklaşık 40 – 100 cm arasında değişmektedir. t_3 süresine kadar hattaki elektrik alan şiddetinin azalmasına bağlı olarak hatlar arasındaki potansiyel farkı ve hacimsel yükler artar. t_4 anında gerilim U_b başlangıç değerine ulaştığında U_b gerilimi U_0 geriliminden önemli az olmasına bakmayarak negatif korona boşalması oluşmuş olur. Bu durum şekil 2.32a ve şekil 2.32c'de verilmiştir. Bu durumda negatif yüklü parçacıklar hattan dış bölgeye doğru hareket etmeye başlar ve dış uzay yükünden pozitif yüklü parçacıklar hatta doğru hareket eder. Yüklü parçacıkların rekombinasyonu pozitif dış hacimsel yükler tamamen telafi edilinceye kadar gerçekleşir. Bundan sonra negatif hacimsel yükler dış alanda birikir. Bütün bunlar t_4 süresinden t_5 süresine kadar olan anda meydana gelir. Bu durum şekil 2.32a ve şekil 2.32b'de gösterilmiştir. t_5 süresinden sonra gerilim azalmaya başladığı için negatif korona boşalması söner. Daha sonra tüm bu döngüler tekrarlanır ve korona boşalması her iki polaritede gerilim U_b başlangıç değerine ulaştığında gerçekleşir. Hat ile toprak arasında alternatif akım frekansında şarj ve deşarj olan bir C kapasitesi vardır. Bu durumda hat ile toprak arasından i_c kapasitif akım akar. i_c kapasitif akımın değişimi şekil 2.32c'de gösterilmiştir. i_c kapasitif akım için,

$$i_c = C \frac{du}{dt} \quad (2.25)$$

yazılabilir.

t_1 anında bir korona boşalmasının meydana gelmesi, hattın i_c kapasitif akımına eklenen ve mevcut sinüzoidal eğriyi bozan bir korona akımı i_k 'nın ortaya çıkmasına neden olur. Bu durum şekil 2.32b'de verilmiştir. Korona akımının pik noktaları $t_1 - t_2$, $t_4 - t_5$ ve $t_6 - t_7$ süreleri arasındadır. Alternatif gerilimde enerji iletim

hatlarında oluşan korona boşalması doğru gerilimde enerji iletim hatlarında oluşan korona boşalmasından daha yoğundur. Korona boşalmasının özellikleri (başlangıç gerilimi, enerji kayıpları, radyo yayını için oluşan parazitler ve gürültü) hava koşullarından önemli ölçüde etkilenir. Atmosferde oluşan yağış korona boşalması için gerekli olan başlangıç gerilimini önemli ölçüde azaltır.

Korona kayıplarını azaltmak için 110 – 154 - 220 kV'luk enerji iletim hatlarında her bir fazda 2 demet iletken, 330 -380 - 500 kV'luk enerji iletim hatlarında her bir fazda 3 demet iletken, 750 kV'luk enerji iletim hatlarında her bir fazda 4 demet iletken, 1150 - 1200 kV'luk enerji iletim hatlarında ise her bir fazda 9 demet iletkeni bulunur.

2.9. Korona Gerilimi U_k 'ya Etki Eden Faktörler

Korona gerilimi U_k 'ya etki eden faktörler eğrilik yarıçapı, enerji iletim hatları arası açıklık, enerji iletim hatlarının yüzeylerinin pürüzlülük durumu ve sıcaklık, nem, basınç gibi hava koşullarıdır. Korona gerilimi F. W. Peek tarafından verilen ampirik ifadelerle,

$$U_k = U_o \delta \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}} \right) \quad (2.26)$$

$$E_k = E_o \delta \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}} \right) \quad (2.27)$$

şeklinde ifade edilir.

Burada;

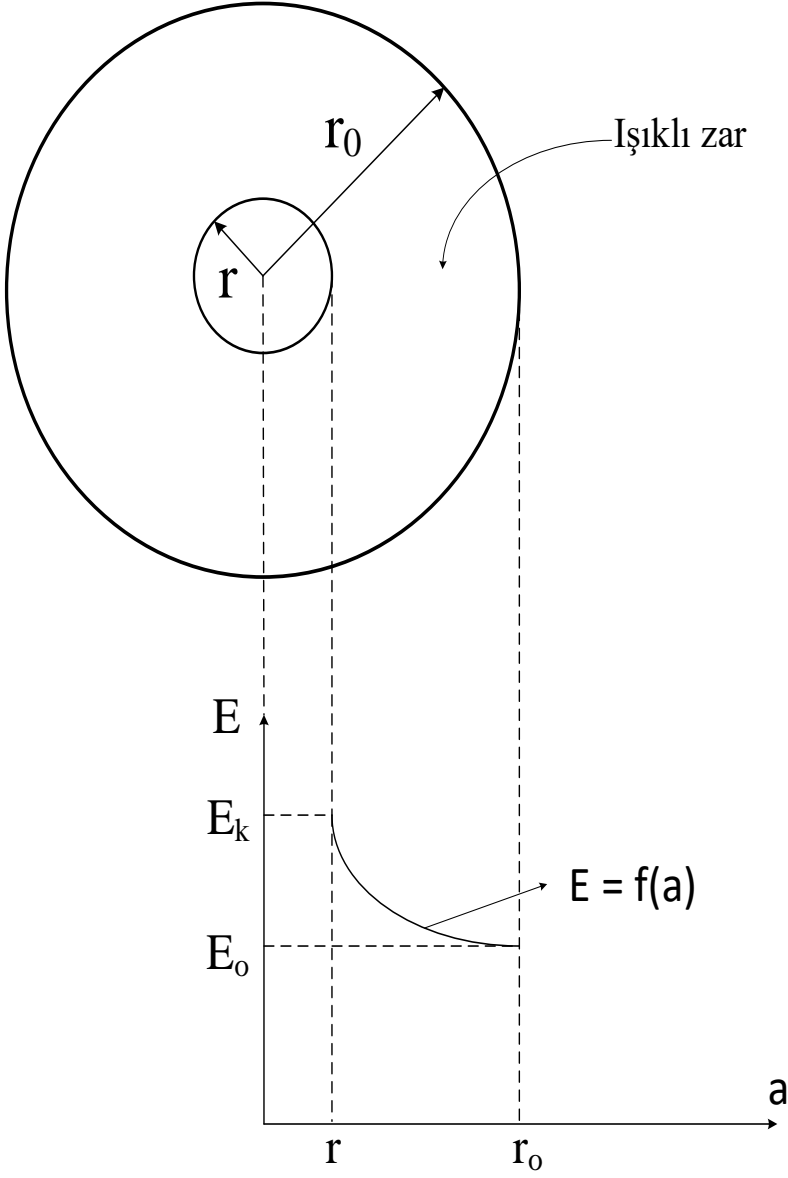
U_o - Çarpma suretiyle oluşan boşalmanın başladığı andaki gerilimdir,

E_o - Normal hava koşullarında ki elektrik alanı olup, $E_o = 30$ kv/cm dir,

δ - Bağlı hava yoğunluğu olup, $\delta = 0,386 \frac{P}{T}$ şeklindedir,

r - Enerji iletim hattının cm cinsinden yarıçapını göstermektedir.

Enerji iletim hatlarının etrafında oluşan ışıklı zar şekil 2.33'te verilmiştir.



Şekil 2. 33

$a = r_0 - r$ olup, zar kalınlığıdır.
 E_k ve E_0 için,

$$E_k = \frac{Q}{4\pi\epsilon r} \quad (2.28)$$

$$E_k = \frac{Q}{4\pi\epsilon r_o} \quad (2.29)$$

ifadeleri yazılabilir.

(2.28) ve (2.29) ifadelerini taraf tarafa bölecek olursak,

$$\frac{E_k}{E_o} = \frac{r_o}{r} \quad (2.30)$$

elde edilir.

Zar kalınlığı için,

$$a = r_o - r = r \left(\frac{r_o}{r} - 1 \right) \quad (2.31)$$

yazılabilir.

(2.27), (2.30) ve (2.31) ifadelerinden yararlanarak zar kalınlığı için,

$$a = r \left(\frac{E_k}{E_o} - 1 \right) = \delta r \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}} \right) - r \quad (2.32)$$

elde edilir.

Normal hava koşullarında $\delta = 1$ olduğu için ışıklı zarın kalınlığı,

$$a = 0,3\sqrt{r} \quad (2.33)$$

şeklinde olur.

Buradan görüleceği gibi ışıklı zarın kalınlığı iletken yarıçapına bağlıdır.

2.10. Alternatif Gerilimde Korona Geriliminin Hesabı

Yüksek gerilimli enerji iletim hatlarında r iletken yarıçapı a iletkenler arası açıklıktan çok çok küçük olduğundan E_k ve U_k teorik olarak,

$$E_k = E_{\max} = \frac{U}{2r \ln(a/r)} \quad (2.34)$$

$$U = U_k = E_k 2r \ln(a/r) \quad (2.35)$$

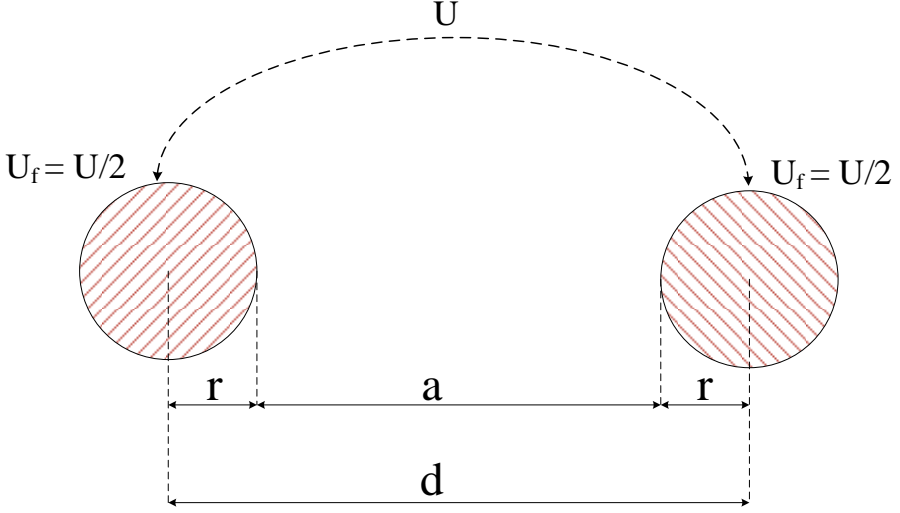
şeklinde hesaplanır.

(2.27) ifadesini (2.35) ifadesinde dikkate alacak olursak, bu durumda U_k korona gerilimi için,

$$U_k = E_o \delta 2r \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}} \right) \ln(a/r) \quad (2.36)$$

elde edilir.

Şekil 2.34'te iki iletkenli hat gösterilmiştir.



Şekil 2.34

Şekil 2.34'te gösterilen faz geriliminin korona değeri için,

$$U_{fk} = \frac{U_k}{2} = E_o \delta r \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}} \right) \ln(a/r) \quad (2.37)$$

elde edilir.

Normal koşullardaki elektrik alanı $E_o = 30$ kV/cm'dir. E_o 'ın etkin değeri ise,

$$E_{oetk} = \frac{E_o}{\sqrt{2}} = 21,2 \text{ kV/cm} \quad (2.38)$$

olur.

(2.38) ifadesini (2.37) ifadesinde dikkate alacak olursak faz geriliminin korona değeri için,

$$U_{fk} = 21,2 \delta r \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}} \right) \ln(a/r) \quad (2.39)$$

elde edilir.

İşletme esnasında iletken ve toprak arasında ölçülen gerilim (2.39) ifadesinde ifade edilen U_{fk} faz geriliminin korona değerine eşit olduğunda enerji iletim hattında korona boşalması başlayacaktır. Şekil 2.34'te verilen 2 iletkenli hat sisteminde $U_k = 2U_{fk}$ olmasına rağmen, üç fazlı sistemde $U_k = \sqrt{3}U_{fk}$ olur. Yani üç fazlı sistemlerde fazlar arası gerilim alınır. (2.39) ifadesinde hesaba katılmamış olan parametre iletkenlerin yüzeylerinin pürüzlülük durumudur. İletken yüzeyinin pürüzlülük durumu pürüzlülük kat sayısı ile karakterize edilir ve m ile gösterilir. Pürüzlülük kat sayısı dikkate alınarak (2.39) ifadesi,

$$U_{fk} = 21,2 m \delta r \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}} \right) \ln(a/r) \quad (2.40)$$

şeklinde yazılır.

Bir fazlı hava hattında U_k korona gerilimi etkin değer olarak,

$$U_{ketc} = 21,2 m \delta r \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}} \right) \ln(a/r) \quad (2.41)$$

şeklinde olur.

Üç fazlı hava hattında U_k korona gerilimi etkin değer olarak,

$$U_{ketc} = \sqrt{3} 21,2 m \delta r \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}} \right) \ln(a/r) \quad (2.42)$$

şeklinde olur.

m yüzey pürüzlülük katsayısı tablo 4'te verilmiştir.

Tablo 4. YüzeY Pürüzlülük Katsayısı

YüzeY Durumu	m
Parlatılmış YüzeY	1
Düz ve Yeni YüzeY	0,93 - 0,98
Uzun Süre Hava İçinde Kalmış YüzeY	0,88 - 0,93
Örgülü Eski İletken	0,87 - 0,88
Örgülü Yeni İletken	0,88

Faz geriliminin korona değeriY U_{fk} 'yı etkileyen bir başka faktör ise yağmur, kar, sis, buz, nem, toz ve kir olup bu faktörler nedeniyle gerçek U_{fk} , (2.40) ifadesinden hesaplanan değerdan biraz daha küçük olur.

2.11. ALTERNATİF GERİLİMDE KORONA KAYIPLARI

Korona kayıplarını karakterize eden formül F.W. Peek tarafından verilmiştir F.W. Peek'e göre korona kayıpları $\Delta U_f = U_f - U_{fo}$ farkının karesiyle orantılıdır.

Burada;

U_f - Faz-nötr gerilimidir,

$U_{fo} - U_{fo} = E_o \ln(a/r)$ olup, çarpma suretiyle iyonizasyonun faz-nötr gerilimidir.

$E_o = 30$ kV/cm olup, normal hava koşullarındaki elektrik alan şiddetidir. E_o 'ın etkin değeri $E_{oetk} = 21,2$ kV/cm'dir. Havanın basıncını, sıcaklığını ve pürüzlülük faktörünü de hesaba katacak olursak, bu durumda E_{oetk} ve U_{fo} için,

$$E_{oetk} = 21,2m\delta \text{ (kV/cm)} \quad (2.43)$$

$$U_{fo} = 21,2 m\delta r \ln(a/r) \text{ (kV)} \quad (2.44)$$

elde edilir.

Burada,

$\delta = 0,386 \frac{P}{T}$ olup, bağıl hava yoğunluğudur.

F.W. Peek'e göre faz başına korona kaybı,

$$P_{fk} = \frac{(U_f - U_{fk})^2}{R_k} \text{ (kW/km faz)} \quad (2.45)$$

şeklindedir.

R_k - ($k\Omega/km.faz$) cinsinden bir fazın km başına düşen korona radyasyon direncidir.

Üç fazla hatlarda korona kaybı,

$$P_k = 3P_{fk} = 3 \frac{(U_f - U_{f0})^2}{R_k} = \frac{(U - U_o)^2}{R_k} \text{ (kW/km)} \quad (2.46)$$

şeklindedir.

Korona radyasyon direnci R_k ampirik olarak,

$$R_k = \frac{\delta}{241} \frac{1}{(f + 25)} \sqrt{\frac{a}{r}} 10^5 \text{ (k}\Omega/\text{km faz)} \quad (2.47)$$

şeklinde hesaplanabilir.

Faz başına korona kaybı için,

$$P_{fk} = \frac{241}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{r}{a}} (U_f - U_{f0})^2 10^{-5} \text{ (kW/km faz)} \quad (2.48)$$

yazılabilir.

Üç fazlı sistemde ise faz başına korona kaybı için,

$$P_k = \frac{241}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{r}{a}} (U - U_o)^2 10^{-5} \text{ (kW/km faz)} \quad (2.49)$$

yazılabilir.

Burada;

$\delta = 0,386 \frac{P}{T}$ olup, bağıl hava yoğunluğudur,

f - Hz cinsinden şebeke frekansıdır,

r - cm cinsinden iletken yarıçapıdır,

a - cm cinsinden iletkenler arası açıklıktır,

U_f - kV cinsinden bir veya üç fazlı sistemde faz-nötr geriliminin efektif değeridir,

$U_{f0}; E_o = 21,2 \text{ mm}_1\delta$ elektrik alanına karşı düşen çarpma suretiyle iyonizasyonun başladığı faz-nötr geriliminin efektif değeridir,

U - kV cinsinden fazlar arası gerilimin efektif değeridir,

U_o - kV cinsinden fazlar arası çarpma suretiyle iyonizasyonun başladığı gerilimin efektif değeridir.

m - İletken yüzeyinin pürüzlülük kat sayısıdır,

m₁ - Havanın nemini hesaba katan bir kat sayısıdır.

İyi hava durumunda m₁ = 1, kötü hava durumunda ise yani yağmurlu ve sisli hava durumunda ise m₁ = 0,8 alınır.

Faz başına korona kayıp formülünü bazı durumlarda elektrik alanına göre yazmanın daha uygun olacağını F. W. Peek söylemektedir. (2.48) ifadesinde U_f yerine E_{rln(a/r)} ve U_{f0} yerine de E_{0rln(a/r)} değerleri yerlerine konursa bu durumda faz başına korona kaybı için,

$$P_{fk} = \frac{241}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{r}{a}} (\ln a/r)^2 (E - E_0)^2 10^{-5} \text{ (kW/km faz)} \quad (2.50)$$

elde edilir.

Faz hattı bölünmüş hattın (demet iletkenlerden) oluşmuş üç fazlı sistemde ise faz başına korona kaybı için Mayr tarafından verilen,

$$P_k = k n f r_o^2 E_{eş} (E_{eş} - E_k) \left(2,3 \log \frac{1350 E_{eş}}{f r_o} - 1 \right) 10^{-5} \text{ (kW/km faz)} \quad (2.51)$$

ifadesinden yararlanılır.

Burada;

n - Faz hattı bölünmüş hattaki hat sayısıdır,

f - Hz cinsinden frekanstır,

r_o - cm cinsinden faz hattı bölünmüş hattın yarıçapıdır,

E_k - kV/cm cinsinden koronanın oluştuğu elektrik alan şiddetidir,

E_{eş} - kV/cm cinsinden eşdeğer elektrik alan şiddetidir,

k - Hava durumuna bağlı bir kat sayısıdır.

Eşdeğer elektrik alan şiddeti için,

$$E_{eş} = \frac{E_{max} + E_{ort}}{2} \quad (2.52)$$

yazılabilir.

Burada ;

E_{ort} - kV/cm cinsinden faz hattı bölünmüş hattın ortalama elektrik alan şiddetidir.

E_{max} - kV/cm cinsinden maksimum elektrik alan şiddetidir,

Ortalama elektrik alan şiddeti için,

$$E_{\text{ort}} = \frac{U_{\text{ort}}}{n r_o \ln \frac{a}{r_{e\varnothing}}} \quad (2.53)$$

yazılabilir.

Maksimum elektrik alan şiddeti için,

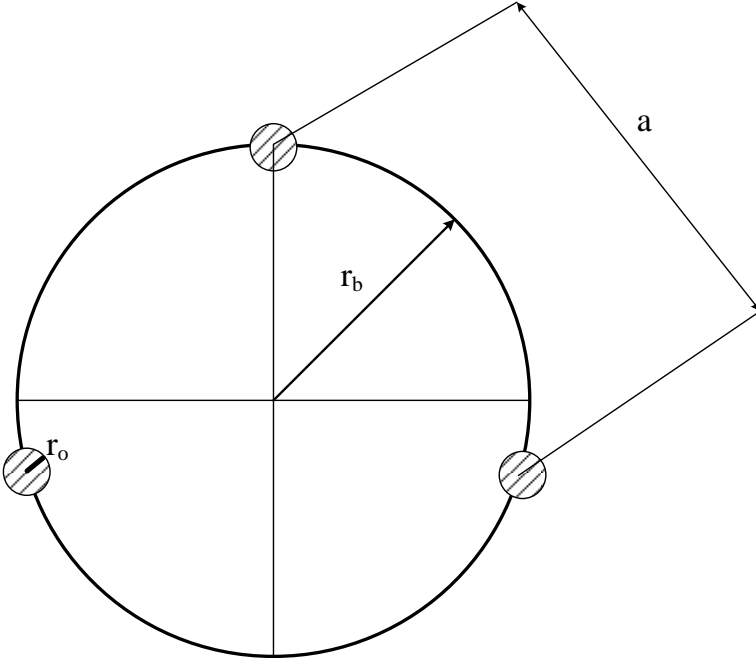
$$E_{\text{max}} = \left(1 + (n - 1) \frac{r_{e\varnothing}}{r_b}\right) E_{\text{ort}} \quad (2.54)$$

yazılabilir.

Burada;

$r_{e\varnothing} = \sqrt[n]{n r_o r_b^{n-1}}$ olup, bölünmüş faz hattı ile aynı kapasiteye sahip tek bir hattın eşdeğer yarıçapıdır,

r_b - Faz hattı bölünmüş hattın yarıçapıdır. Faz hattı üç hatta bölünmüş hat için a , r_o ve r_b şekil 2.35'te verilmiştir.



Şekil 2.35

Mayr formülünün dezavantajı her şeyin çok yönlü olmasıdır. Burada hava koşulları aralığı iki hava grubuna ayrılır. İyi hava koşulunda $k = 44$, $E_k = 17$ kV/cm alınır. Kötü hava koşulunda ise $k = 31$, $E_k = 11$ kV/cm alınır.

Üç fazlı ultra yüksek gerilimli enerji iletim hatlarında ise faz başına korona kayıpları L.Egorova ve N. Tikhodeev tarafından verilen,

$$P_k = 2,4 * 10^{-6} U_k e^{8,7\left(\frac{U_{max}}{U_k} - 0,53\right)} * 10^{-5} \text{ (kW/km faz)} \quad (2.55)$$

formülünden yararlanılarak hesaplanabilir.

Burada;

U_{max} - kV cinsinden faz geriliminin maksimum değeridir.

Örnek1:

120 km uzunluğunda 220 kV'luk üç fazlı bir hava hattı çekilecektir. İletkenler içi boş ve bakırdan olup, 210 mm² kesitinde ve 28 mm çapındadır. İletkenlerin yüzey pürüzlülük faktörü 0,68 ve iletkenler arası açıklık 6 m'dir. Hat boyunca hava basıncı 650 mmHg ve sıcaklık 12 °C ise;

a) Korona gerilimini,

b) Şebeke geriliminden %20 ve %40 büyük olan aşırı gerilimlerde korona kayıplarını hesaplayınız.

Çözüm:

$$a) \delta = 0,386 \frac{P}{T} = 0,386 \frac{650}{273 + 12} = 0,88$$

$m = 0,68$; $r = 1,4$ cm ; $a = 600$ cm olduğuna göre üç fazlı bir hattın korona geriliminin etkin değeri

$$U_{ketk} = \sqrt{3} * 21,2 * m \delta r \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}}\right) \ln\left(\frac{a}{r}\right)$$

$$U_{ketk} = \sqrt{3} * 21,2 * 0,68 * 0,88 * 1,4 \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{0,88 * 1,4}}\right) \ln\left(\frac{600}{1,4}\right)$$

$$U_{ketk} = 233 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

$$b) P_k = \frac{(U - U_o)^2}{R_k} \text{ kW/km}$$

$$U_k = U_o \delta \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}}\right)$$

$$U_o = \frac{U_k}{\delta \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta r}}\right)} = \frac{233}{0,88 \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{0,88 * 1,4}}\right)} = 208 \text{ kV}$$

$$R_k = \frac{\delta}{241} * \frac{1}{(f + 25)} \sqrt{\frac{a}{r}} 10^5 \text{ k}\Omega/\text{km} \cdot \text{faz}$$

$$R_k = \frac{0,88}{241} * \frac{1}{75} \sqrt{\frac{600}{1,4}} 10^5 = 100 \text{ k}\Omega/\text{km} \cdot \text{faz}$$

Şebeke geriliminden %20 ve %40 büyük olan aşırı gerilimler,

$$220 * 1,2 = 264 \text{ kV};$$

$$220 * 1,4 = 308 \text{ kV};$$

olarak bulunur.

264 kV aşırı geriliminde korona kaybı,

$$P_k = \frac{(264 - 208)^2}{100} = \frac{56^2}{100} = 31,36 \text{ kW/km}$$

olarak bulunur.

308 kV aşırı geriliminde korona kaybı,

$$P_k = \frac{(308 - 208)^2}{100} = \frac{100^2}{100} = 100 \text{ kW/km}$$

olarak bulunur.

Örnek 2:

Fazlar arası gerilimi 115 kV olan üç fazlı bir hava hattının iletkenlerinin çapı 10,6 mm'dir. İletkenler eşkenar üçgenin köşelerinde aralarındaki mesafe 400 cm olacak şekilde yerleştirilmiştir. İletkenlerin yüzey pürüzsüzlük katsayısı $m_1 = 0,85$ 'dir. Frekans 50 Hz'dir. Bağlı hava yoğunluğu $\delta = 1$ 'dir. Kötü (sert) hava koşullarındaki ($m_2 = 0,8$) korona kaybı iyi hava koşullarındaki ($m_2 = 1$) korona kaybından kaç kat büyük olur?

Çözüm:

(2.49) ifadesine göre üç fazlı sistemde faz başına korona kaybı:

$$P_k = \frac{241}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{r}{a}} (U - U_o)^2 10^{-5} \text{ (kw/km.faz)}$$

şeklinde dir. Bu ifadeyi $m_2 = 1$ ve $m_2 = 0,8$ için yazalım. Bu durumda;
 $m_2 = 1$ için,

$$P_k = \frac{241}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{r}{a}} (U - U_0)^2 10^{-5}$$

$$P_k = \frac{0,18}{\delta} \sqrt{\frac{r}{a}} (U - U_0)^2 10^{-5}$$

$m_2 = 0,8$ için ise,

$$P'_k = \frac{0,18}{\delta} \sqrt{\frac{r}{a}} (U - U_0)^2 10^{-5}$$

elde edilir.

Korona kaybının kaç kat büyük olduğu,

$$k = \frac{P'_k}{P_k} = \frac{(U - U_0')^2}{(U - U_0)^2}$$

ifadesinden bulunur.

U'_0 ve U_0 'ın değerlerini bulalım.

U'_0 için,

$$U'_0 = \sqrt{3} * 21,2 * m_1 * m_2 * r * \ln\left(\frac{a}{r}\right)$$

$$U'_0 = \sqrt{3} * 21,2 * 0,85 * 0,8 * 0,53 * \ln(a/r)$$

$$U'_0 = 13,22 \ln\left(\frac{400}{0,53}\right) = 13,22 \ln(754,72)$$

$$U'_0 = 13,22 * 6,63 = 87,65 \text{ kV olarak bulunur.}$$

U_0 için,

$$U_0 = \sqrt{3} * 21,2 * m_1 * m_2 * r * \ln(a/r)$$

$$U_0 = \sqrt{3} * 21,2 * 0,85 * 1 * 0,53 \ln(a/r)$$

$$U_0 = 16,54 \ln\left(\frac{400}{0,53}\right) = 16,54 \ln(754,72)$$

$$U_0 = 16,54 * 6,63 = 109,66 \text{ kV olarak bulunur.}$$

Buradan da,

$$k = \frac{P_k'}{P_k} = \frac{(U - U_0')^2}{(U - U_0)^2} = \frac{(115 - 87,65)^2}{(115 - 109,66)^2} = \frac{27,35^2}{5,34^2} = \frac{748,0225}{28,5156}$$

$$k = 26,23 \text{ kat olarak bulunur.}$$

Örnek 3:

100 km uzunluğunda fazlar arası gerilimi 154 kV olan 3 fazlı bir hava hattının iletkenlerinin yarıçapı 0,48 cm'dir. İletkenler eşkenar üçgenin köşelerinde aralarındaki mesafe 500 cm olacak şekilde yerleştirilmiştir. İletkenlerin yüzey pürüzlülük kat sayısı $m_1 = 0,85$ 'dir. Frekans 50 Hz'dir. Hat boyunca hava basıncı 710 mmHg ve sıcaklık 0°C 'dir. İyi hava koşullarında ($m_2 = 1$) olduğunda korona kaybını bulunuz.

Çözüm:

Bağıl hava yoğunluğu,

$$\delta = 0,386 \frac{P}{T} = 0,386 \frac{710}{273 + 0} = 1,02$$

olarak bulunur.

Kritik faz geriliminin etkin değeri,

$$U_{f0} = 21,2 * m_1 * m_2 * r * \ln(a/r)$$

$$U_{f0} = 21,2 * 0,85 * 1 * 0,48 \ln\left(\frac{500}{0,48}\right)$$

$$U_{f0} = 8,6496 * 6,9485772735 = 60,1 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

Faz geriliminin etkin değeri,

$$U_{fctk} = \frac{U}{\sqrt{3}} = \frac{154}{\sqrt{3}} = 89 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

1 km hat uzunluğu için faz başına korona kaybı,

$$P_{fk} = \frac{241}{\delta} (f + 25) \sqrt{\frac{r}{a}} (U_f - U_{f0})^2 10^{-5}$$

$$P_{fk} = \frac{241}{1,02} * 75 * \sqrt{\frac{0,48}{500}} (89 - 60,1)^2 * 10^{-5}$$

$$P_{fk} = 17720,5882 * 0,03098 * 28,9^2 * 10^{-5}$$

$$P_{fk} = 458516,778 * 10^{-5} = 4,585 \text{ kW/km}$$

olarak bulunur.

1 km hat uzunluğu için 3 faz korona kaybı,

$$P_k = 3 P_{fk} = 3 * 4,585 = 13,755 \text{ kW/km}$$

olarak bulunur.

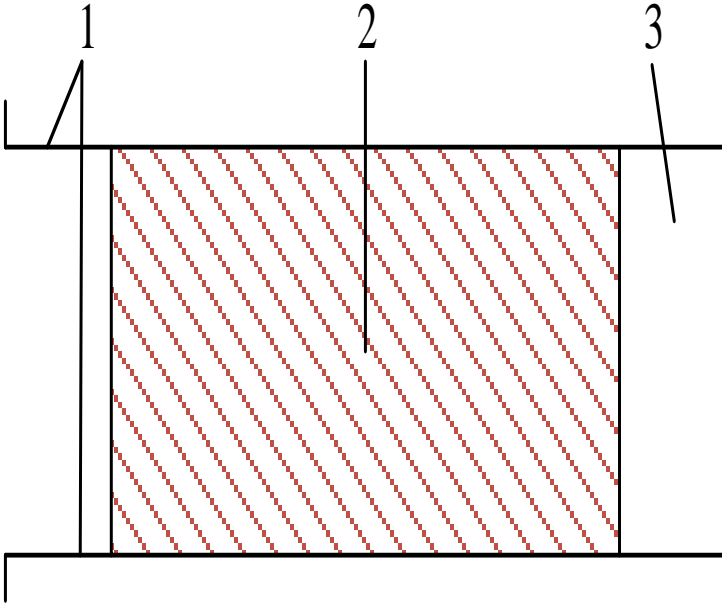
100 km uzunluğundaki hat için 3 faz korona kaybı.

$$\sum P_k = P_k * \ell = 13,755 * 100 = 1375,5 \text{ kW}$$

olarak bulunur.

2.12. Düzgün Alanda Yüzeysel Boşalma

Katı ve sıvı yalıtkan maddelerle gaz yalıtkan maddeler veya katı yalıtkan maddelerle sıvı yalıtkan maddeler arasında sınır yüzeyinde görülen boşalmaya yüzeysel boşalma denir. Düzgün alanda yüzeysel boşalmayı incelemek için paralel düzlemsel elektrot sisteminde katı yalıtkan madde ile havanın sınır yüzeyini alan çizgilerine paralel alalım. Bu durum şekil 2.36'da gösterilmiştir.

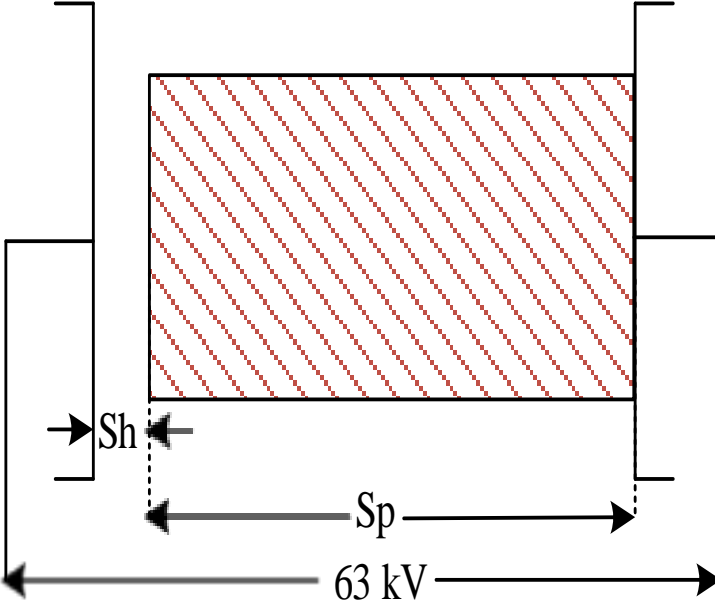


Şekil 2.36

Burada;

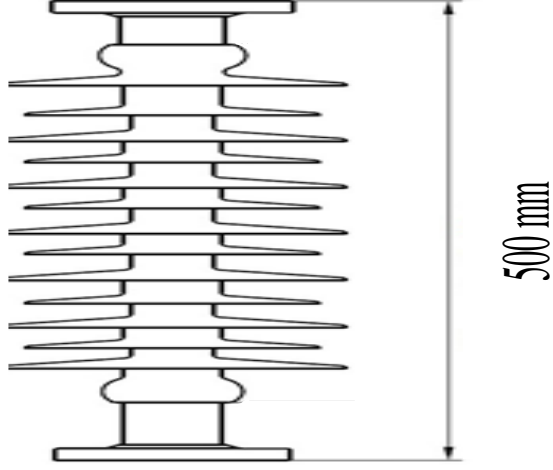
- 1 - Elektrotlardır,
- 2 - Katı yalıtkanadır,
- 3 - Havadır.

Elektrotlara bir U gerilimi uygulandığı zaman, delinme sistemin en zayıf bölgesinde meydana gelir. Katı yalıtkan maddenin delinme dayanımları havanınkinden çok daha büyük olduğundan delinme, genel olarak hava aralığında meydana gelir. Bu durumu incelemek için şekil 2.37'deki düzlemsel elektrot sistemine 63 kV'luk bir gerilim uygulandığını varsayalım.



Şekil 2.37

Burada $S_p = 100$ mm ve $S_h = 1$ mm olduğunu varsayalım. Bu durumda uygulanan 63 kV'luk gerilimin 60 kV'u porselene 3 kV'u ise hava aralığına düşeceğinden $E_h = 30$ kV/cm ve $E_p = 6$ kV/cm olacaktır. Hava aralığında $E_h = 30$ kV/cm olduğundan hava aralığında iyonizasyon meydana gelecektir. İyonizasyon sonucu meydana gelen yükler yalıtkanın yüzeyine çıkacaklar ve elektrik alanının etkisinden bu yükler karşıdaki elektroda doğru hareket edecekler. Bu durum elektrotlar arası boşalma geriliminin azalmasına neden olacaktır. Yüzeysel boşalma geriliminin havanın delinme geriliminden daha küçük olması nem (sis, yağmur, çığ vb.) ve kir (is, toz, tuzlar vb.) dolayısıyla sınır yüzeyi boyunca direncin sabit olmaması ve gerilim dağılımını bozan küçük hatalar ve yarıklar bulunmasıyla açıklanabilir. Havanın nemi hemen hemen sıfır olsa dahi yüzeysel boşalma gerilimi aynı koşullardaki havanın delinme geriliminden daha küçüktür. Yüzeysel boşalma gerilimini büyütmek için katı yalıtkan maddenin yüzeyine uygun sayıda ve biçimde çıkıntılar ilave edilir. Bu durum şekil 2.38'de gösterilmiştir.

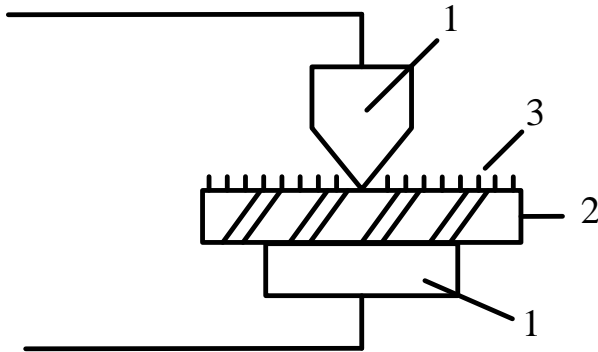


Şekil 2.38

Şekil 2.38’de gösterilen mesnet izolatörü 35 kV’luk şebekede kullanılan bir mesnet izolatörüdür. Böylece şekil 2.38’den de görüleceği üzere yüzeysel boşalma yolu büyümüş, nem ve kirin bütün yüzey boyunca bir tabaka teşkil etmesi olasılığı azaltılmıştır.

2.13. Düzgün Olmayan Alanda Yüzeysel Boşalma

Düzgün olmayan alanda yüzeysel boşalmaya Lichtenberg şekilleri ve geçit izolatörleri örnek olarak verilebilir. Klidonograf (dalga yazan) adı verilen ölçü aletinin çalışma prensibi, Lichtenberg şekillerine dayanır. Klidonograf şekil 2.39’da verilmiştir.

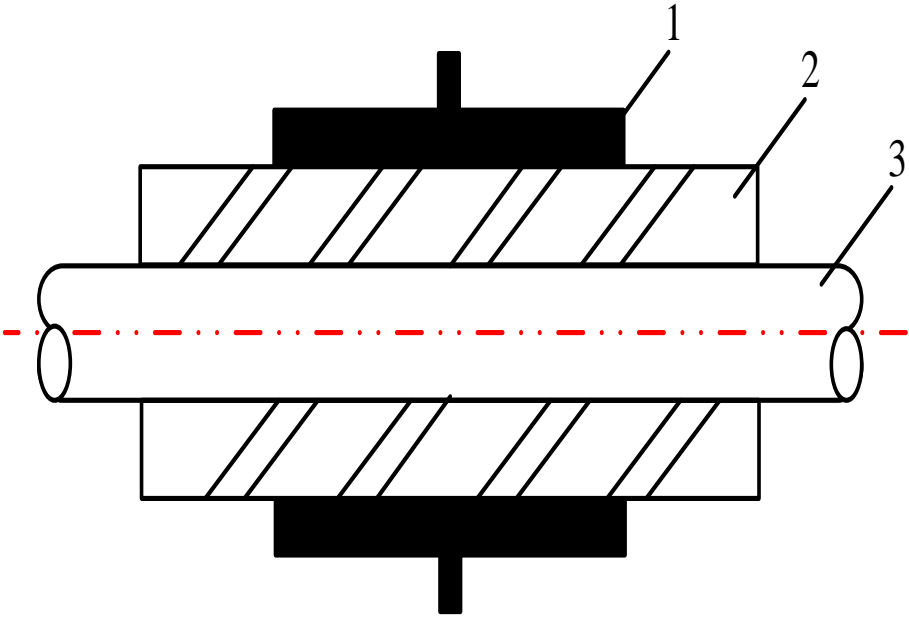


Şekil 2.39

Burada;

- 1 - Elektrotlardır,
- 2 - Yalıtkan plakadır,
- 3 - Işığa hassas tabakadır.

Klidonografin elektrotlarına bir darbe gerilimi uygulandığı zaman, gerilimin tepe değerine, kutbiyetine ve şekline göre film üzerinde yüzeysel korona veya kıvılcım boşalması meydana gelir. Klidonograf, yüzeysel korona boşalmasından yararlanır ve meydana gelen Lichtenberg şekillerinin çapı ve biçiminden darbe geriliminin tepe değerini, kutbiyetini ve yaklaşık olarak da şeklini belirlemeye yarar. Basitleştirilmiş bir geçit izolatörü şekil 2.40'ta gösterilmiştir.

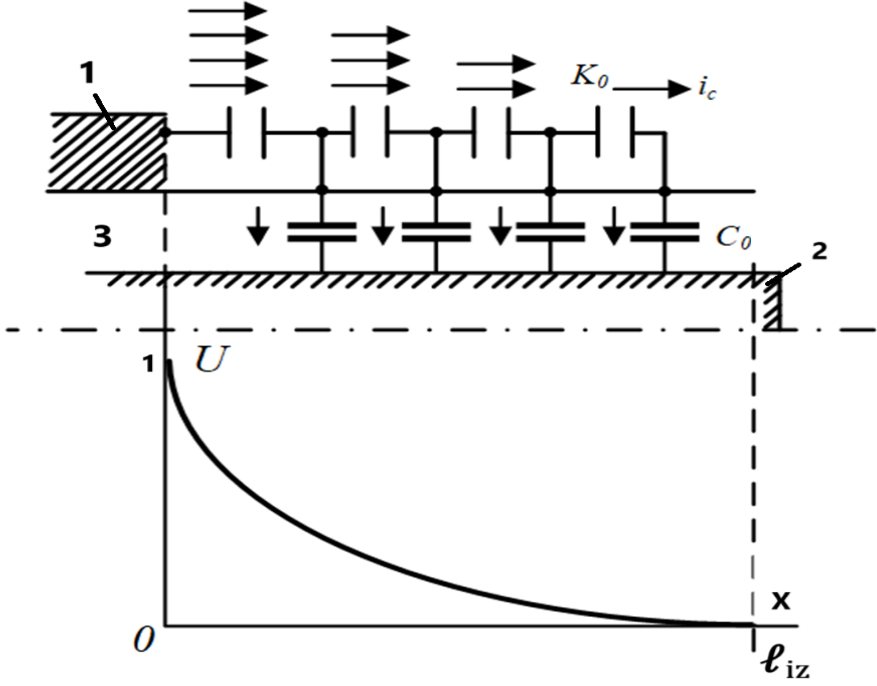


Şekil 2.40

Burada;

- 1 - Flanştır,
- 2 - Yalıtkan maddedir,
- 3 - Geçit iletkenidir.

Geçit izolatörünün eşdeğer şeması ve gerilimin yüzey boyunca değişimi şekil 2.41'de gösterilmiştir.



Şekil 2.41

Burada;

1 ve 2 - Elektrotlardır,

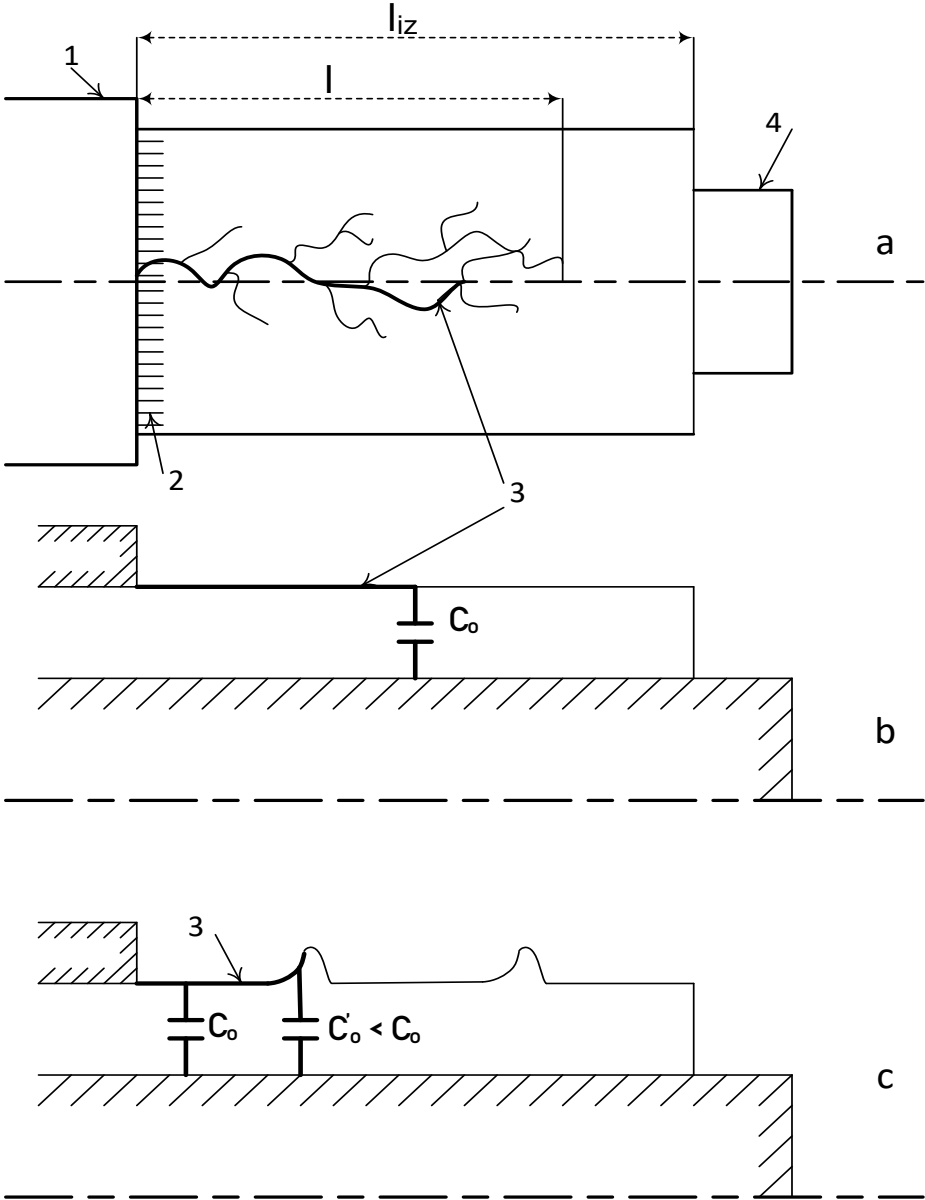
3 - Yalıtkan maddedir,

c_0 - Yüzeyin öz kapasitesi olup, $C_0 = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$ şeklinde hesaplanır.

k_0 . Yüzeyin komşu kapasitesi olup, $K_0 = 2 - 3$ pF arasındadır.

Elektrotlara uygulanan gerilim yavaş yavaş yükseltirse, iyonizasyon önce elektrik alanın en büyük olduğu flanş kenarında başlar. Doğru gerilimde, elektrik yükleri, flanştan itibaren yalıtkan yüzeyi boyunca ilerler ve elektrik alanının zayıf olduğu bölgede son bulurlar. Alternatif ve darbe geriliminde durum farklıdır. Örneğin 50 Hz alternatif gerilimde flanşın pozitif olduğu yarı dalgada, yalıtkan yüzeyinde pozitif elektrik yükleri toplanır. Diğer yarı dalgada flanş negatif olduğundan, başlangıçta yalıtkan yüzeyindeki pozitif elektrik yükleriyle negatif flanş arasında kuvvetli bir elektrik alanı meydana gelir. Dolayısıyla alternatif gerilimde yüzeysel boşalma doğru gerilimdekine göre çok daha önce başlar. Flanşın negatif olduğu yarı dalga süresince flanştan çıkan negatif elektrik yükleri önce yalıtkan yüzeyindeki pozitif elektrik yüklerini nötralize ederler ve ancak ondan sonra yalıtkan yüzeyini negatif yaparlar. Gerilimin diğer periyotlarında da olay benzer şekilde devam eder. Gerilim biraz daha yükseltirse, yüzeysel korona

boşalması başlar. Bu boşalma, iletken eksenine paralel ışıklı iplikçiklerden oluşur. Işıklı iplikçiklerin uzunluğu, uygulanan gerilimle orantılı olarak büyür ve nihayet ışıklı demet boşalması ve yüzeysel boşalma meydana gelir. Işıklı demet boşalması ve yüzeysel boşalma durumu şekil 2.42’de verilmiştir.



Şekil 2.42

Burada

ℓ_{iz} - İzolatörün boyudur,

ℓ - Işıklı iplikçiklerin uzunluğudur,

1 ve 4 - Elektrotlardır,

2 - Uygulanan gerilimin etkisinden oluşan parıltıyı (koronayı) ifade etmektedir,

3 - İletken eksenine paralel ışıklı iplikçiklerdir,

C_0 - Yüzeyin öz kapasitesidir

C_0' - Katı yalıtkan maddenin yüzeyine çıkıntılar ilave edildikten sonra yüzeyin öz kapasitesidir.

Işıklı iplikçiklerin izolatörün tüm yüzeyini kapladığını kabul edersek, ℓ için;

$$\ell = \ell_{iz} = K_0 C_0^2 U_{atlama}^5 \sqrt[4]{\frac{du}{dt}} \quad (2.56)$$

ampirik ifadesi yazılabilir.

(2.56) ifadesinden U_{atlama} gerilimi için,

$$U_{atlama} = \sqrt[5]{\frac{\ell_{iz}}{K_0 C_0^2}} \frac{1}{\sqrt[20]{\frac{du}{dt}}} \quad (2.57)$$

elde edilir.

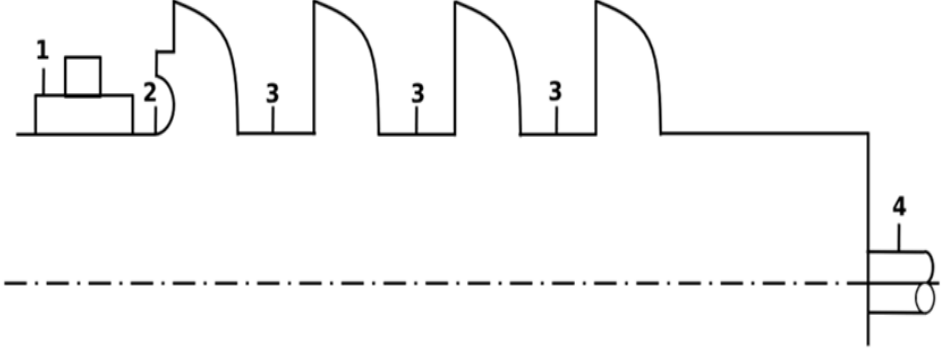
(2.57) ifadesinde $\sqrt[20]{\frac{du}{dt}} \cong 1$ olduğunu düşünürsek, bu durumda U_{atlama} gerilimi için,

$$U_{atlama} = \sqrt[5]{\frac{\ell_{iz}}{K_0 C_0^2}} \quad (2.58)$$

elde edilir.

(2.58) ifadesinden görüleceği gibi U_{atlama} gerilimi k_0 komşu kapasitenin değeri sabit ve ℓ_{iz} izolatör boyu da standart olduğundan C_0 yüzeyin öz kapasitesine bağlı olarak değişmektedir. U_{atlama} geriliminin değerini yükseltmek için C_0 kapasitesinin değerini küçültmek gerekir. Geçit izolatörlerinde ve diğer izolatörlerde yüzeysel boşalmaları önlemek amacıyla izolatör yüzeyi çıkıntılı (siperli) yapılır. Bu durum şekil 2.42c'de gösterilmiştir.

Ayrıca flanş bölgesindeki elektrik alanını küçültmek ve mümkün olduğu kadar düzgün hale getirmek için izolatörün flanş bölgesindeki iç yüzeyi ve gövdenin çıkıntılar arasındaki yüzeyi iletken bir tabaka ile örtülüdür. Bu durum şekil 2.43'te gösterilmiştir.



Şekil 2.43

Burada;

- 1 - Flanştır,
- 2 - İletken tabakadır,
- 3 - Çıkıntılar arası iletken tabakalardır,
- 4 - Geçit iletkenidir.

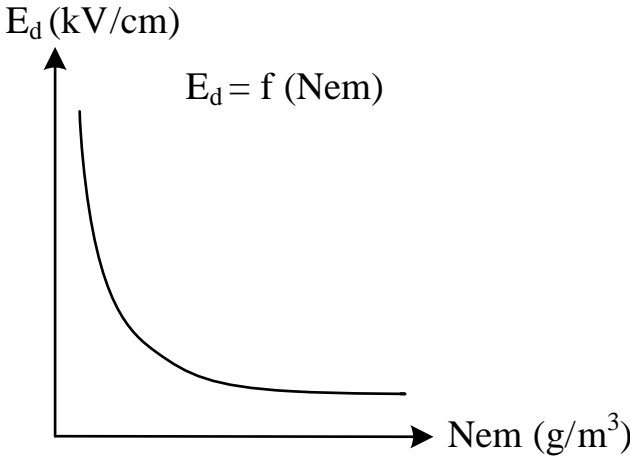
BÖLÜM 3

3.1. Sıvı Yalıtkanlarda Delinme Gerilimine Etki Eden Faktörler

Gazlara kıyasla önemli ölçüde daha yüksek bir elektrik dayanımına sahip olan sıvı yalıtkanlar yüksek gerilim tekniğinde çeşitli yerlerde soğutucu, yalıtıcı ve ark söndürücü olarak kullanılırlar. Sıvı yalıtkanlar transformatörlerde soğutucu ve yalıtıcı olarak, yağlı kesicilerde ise ark söndürücü ve soğutucu olarak kullanılır. Dolayısıyla sıvı yalıtkanlar; transformatörler, kablolar, enerji iletim hatları, kondansatörler, kesiciler vb. geniş bir uygulama alanı bulmuştur. Sıvı yalıtkanlarda delinme gerilimine etki eden birçok faktörler vardır. Bunlar aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1. Nem (Rutubet)

Sıvı yalıtkanlardaki nem; moleküler olarak çözülmüş formda, bir emülsiyon formunda (2 -10 mikron boyutunda küçük su topları şeklinde) ve yağ tankının dibinde su çamuru formunda olmak üzere üç durumda olabilir. Suyun sıvı yalıtkanlardaki çözünürlüğü sıcaklığa bağlıdır. Örneğin 20 °C'de mineral yağda hacimce yaklaşık olarak $40 \cdot 10^{-6}$ su, 80 °C'de ise yaklaşık olarak $400 \cdot 10^{-6}$ su çözünebilir. Her iki durumda da nemin varlığı yağın delinme dayanımını küçültür. Dolayısıyla sıvı yalıtkan içinde çok az dahi olsa su buharı varsa, bu durumda sıvı yalıtkanın delinme dayanımı küçülmüş olur. Örneğin %0,01 mertebesindeki su buharı sıvı yalıtkanın delinme dayanımını yaklaşık olarak 10 kat düşürebilir. $E_d = f(\text{Nem})$ eğrisi şekil 3.1'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1

$E_d = f(Nem)$ eğrisinden görüleceği gibi belli bir değerden sonra nem miktarının artmasına bakmayarak delinme dayanımı sabit kalmaktadır. Bunun nedeni belli bir değerden sonra nemin yağ tankının dibine inmesidir.

2. Toz, İs Ve Elyafli Parçalar

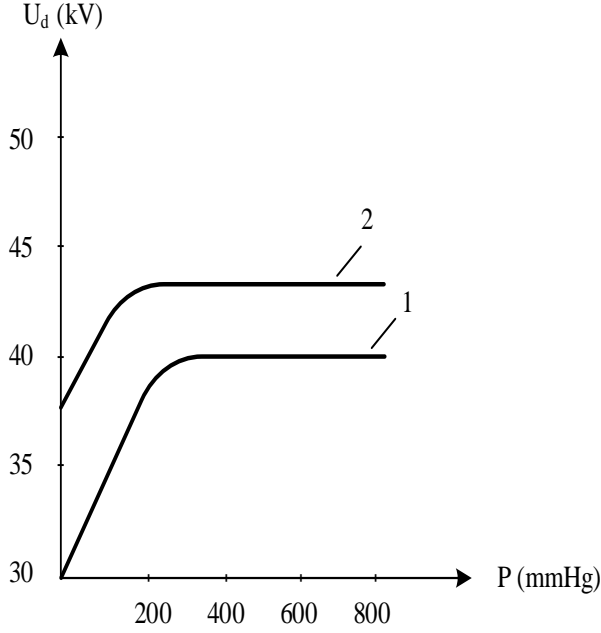
Sıvı yalıtkanın toz, is ve elyafli parçacıklar gibi yabancı maddelerden tamamen temizlenmesi hemen hemen olanaksızdır. Havanın toz ve nemi sıvı yalıtkan içine kolayca girdiği gibi, sıvı yalıtkanın filtre edilmesi sırasında veya kağıt yalıtkanlardan da sıvıya elyafli parçacıklar girebilir. Bu parçacıklar, bilhassa nemli oldukları zaman dielektrik kayıpları büyük birer dipol teşkil ederler ve elektrik alanının maksimum olduğu bölgeye doğru hareket ederek orada iletken bir köprü meydana getirirler. Bunun sonucunda köprüden geçen lokal (yerel) akım yoğunluğuna bağlı olarak artan ısıdan dolayı köprü parçalanır. Bu durum yerel iyonlaşma süreçlerine neden olur ve sonuçta elektrotlar arası aralıkta bir delinme meydana gelir

3. Gaz Kabarcıkları Ve Hava Boşlukları

Sıvı yalıtkan içinde bulunan elektrotlara büyükçe bir gerilim uygulanırsa, sıvı yalıtkan içindeki yabancı maddeler, elektrik alanının en büyük olduğu bölgede iletken bir köprü oluştururlar ve Joule yasasına göre ısınırlar. Eğer devrenin direnci çok büyük değilse, bu durumda iletken köprüden oldukça büyük akımlar geçebilir ve bu da iletken köprünün parçalanmasına neden olur. Bu arada ısınan sıvı yalıtkan içinde gaz kabarcıkları meydana gelir ve bunlarda korona boşalması başlar. Korona boşalması, sıvı yalıtkanın başlangıç sıcaklığına göre ısıtılı boşalma veya ark boşalmasına dönüşür. Eğer sıvı yalıtkan başlangıçta soğuk ise bu durumda gaz kabarcığındaki boşalma ısıtılı boşalma, sıcak olduğunda ise artık boşalması şeklinde olur.

4. Basınç

Doğru ve alternatif gerilimde sıvı yalıtkanın delinme dayanımı büyük ölçüde basınca bağlıdır. Bunun nedeni, yüksek gerilimden dolayı sıvı yalıtkanında delinmeye sebep olan gaz kabarcıklarının varlığı ve oluşumudur. Paschen yasasına göre gazın delinme dayanımı basınca bağlıdır. Transformatör yağının delinme geriliminin basınca bağlı olarak değişimi şekil 3.2’de verilmiştir.



Şekil 3.2

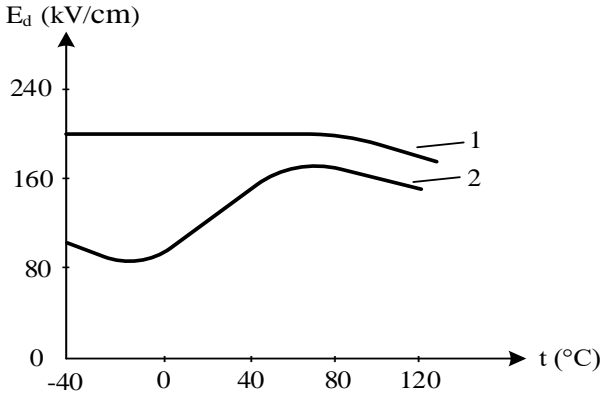
Burada;

- 1 - Gazı giderilmemiş transformatör yağıdır,
- 2 - Gazı giderilmiş transformatör yağıdır.

Düşük basınçlarda transformatör yağının içinde oluşan gazlar delinme geriliminin keskin bir şekilde düşmesine neden olur. Bu durum şekil 3.2'deki 1 eğrisinden de görülmektedir. Transformatör yağının temizlenme derecesinin artmasıyla delinme geriliminin basınca bağlı olarak arttığı şekil 3.2'deki 2 eğrisinden görülmektedir. Darbe gerilimlerinde basıncın sıvı yalıtkanların delinme dayanımına daha az etkisi vardır.

5. Sıcaklık

Sıvı yalıtkanların delinme dayanımları büyük ölçüde temizlenme derecesine bağlıdır. Saf kuru sıvı yalıtkanlar için yoğun buharlaşma ve kaynama bölgesinde sıcaklığın delinme dayanımına önemli bir etkisinin olduğu görülmektedir. Sıcaklığın transformatör yağının delinme dayanımını etkisi şekil 3.3'de verilmiştir.



Şekil 3.3

Burada;

- 1 - Kuru transformatör yağıdır,
- 2 - İçerisinde nem olan transformatör yağıdır.

İçerisinde nem olan transformatör yağının sıcaklığa bağlı olarak değişimi oldukça karmaşıktır. Şekil 3.3'deki 2 eğrisinden delinme dayanımının minimum ve maksimum değerlere sahip olduğu görülmektedir. Sıcaklığın maksimum noktadan düşmesi E_d delinme dayanımının minimuma düşmesine yol açar. Bu durum transformatör yağının içinde çözünmüş nemin emülsifiye duruma geçişi ile ilişkilidir. Sıcaklığın daha da azalması (0 °C'nin altında) su damlacıklarının donmasına ve bunun sonucunda E_d delinme dayanımının artmasına neden olur. Buzun dielektrik sabiti ϵ_b yaklaşık olarak yağın dielektrik sabiti ϵ_y 'ye eşit olur ($\epsilon_b \cong \epsilon_y$), bu da nemin yağın delinme dayanımı üzerindeki etkisini azaltır. 80 °C'nin üzerindeki sıcaklıklarda transformatör yağlarının delinme dayanımındaki azalma Şekil 3.3'den de görüleceği gibi yağın yoğun buharlaşması ve kaynamasından kaynaklanmaktadır.

Transformatörün yüksek sıcaklıkta uzun süre çalıştırılması kullanılan izolasyon malzemelerinin izolasyon özelliğinin yavaş yavaş kaybolmasına neden olur. İletim ve dağıtım sistemlerindeki transformatörlerde kullanılan izolasyon malzemelerinin maksimum çalışma sıcaklıkları en fazla 90 °C'dir. Madeni Yağ – Pamuk – Fiber – Tahta – Takoz – İpek - Kağıt ve Presbant'tan meydana gelen izolasyon malzemeleri, 90 °C'den sonra uzun süre maksimum sıcaklıkta çalışması halinde izolasyon işlevi yapamaz hale gelir. Transformatörlerin yüksek sıcaklıklarda çalışmasını engellemek için bazı termik korumalar konulur. Bu korumalarda yapılan ayarlamalar sonucunda transformatör yağının sıcaklığı 80

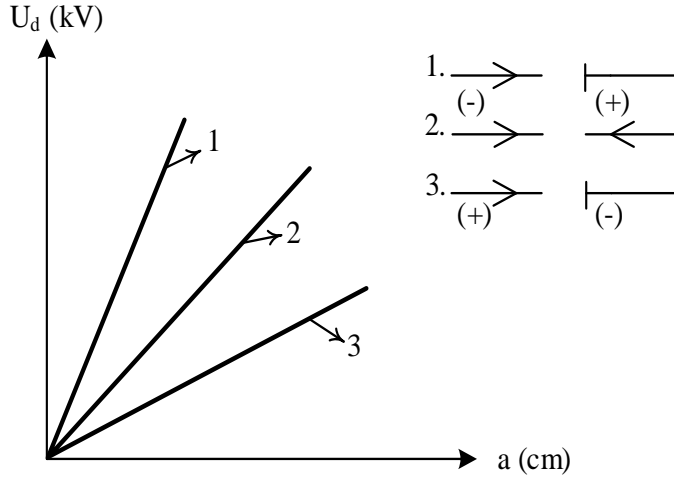
°C'ye geldiğinde yüksek sıcaklık sinyali verilerek fanlar çalıştırılır. 90 °C'yi geçtiğinde ise transformatör servis dışı edilir.

6. Elektrot Malzemesi Ve Yüzey Durumu

Elektrotlar genelde demir, çelik, gümüş vb. metallere olmaktadır. Delinme dayanımı demir elektrot durumunda en küçük, gümüş elektrot durumunda ise en büyüktür. Elektrot malzemesinin sıvı yalıtkanların E_d delinme dayanımı üzerindeki etkisi, katottaki elektron emisyonu ile alakalıdır. Elektrot yüzeyinin kirlenmesi, oksitlenmesi ve zayıf cilalanması da E_d delinme dayanımını azaltır. Elektrotlar arasındaki mesafe arttıkça elektrot malzemesinin etkisi azalır. Elektrotlar arası açıklık sabit olduğunda delinme gerilimi elektrotların alanına ve elektrotlar arasındaki sıvı yalıtkanın hacmine bağlı olarak değişir. Elektrotların alanında ve sıvı yalıtkan hacmindeki bir artış U_d delinme geriliminde bir azalmaya neden olur.

7. Elektrot Şekilleri Ve Elektrotlar Arası Açıklık

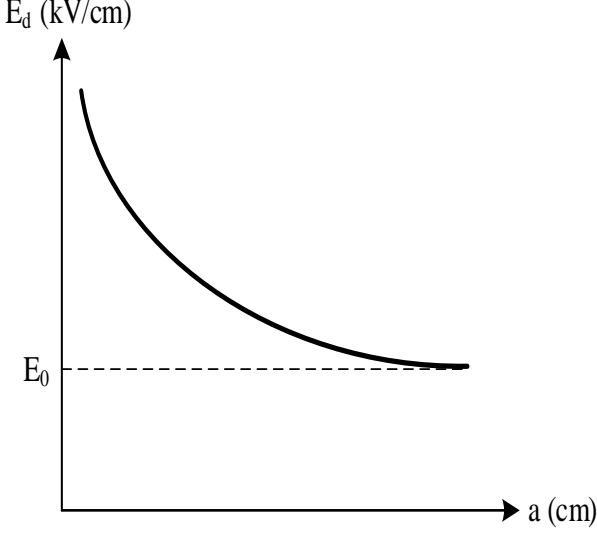
Sıvı yalıtkanların delinme dayanımı gazlarda olduğu gibi, elektrot şekillerine ve elektrotlar arası açıklığa bağlıdır. Düzgün olmayan elektrik alanında delinme gerilimi U_d 'nin elektrotlar arası açıklığa a 'ya bağlı olarak $U_d = f(a)$ değişim eğrileri şekil 3.4'de verilmiştir.



Şekil 3.4

Düzgün elektrik alanında elektrotlar arası açıklık büyüdükçe sıvı yalıtkanın delinme dayanımı küçülür, fakat belirli bir süre sonra sabit kalır.

Delinme dayanımı E_d 'nin düzgün elektrik alanında elektrotlar arası açıklığa a 'ya bağlı olarak $E_d = f(a)$ değişim eğrisi şekil 3.5'de verilmiştir.



Şekil 3.5

Yeteri derecede yaklaşıkla

$$E_d = E_0 + k a^{-n} \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilebilir.

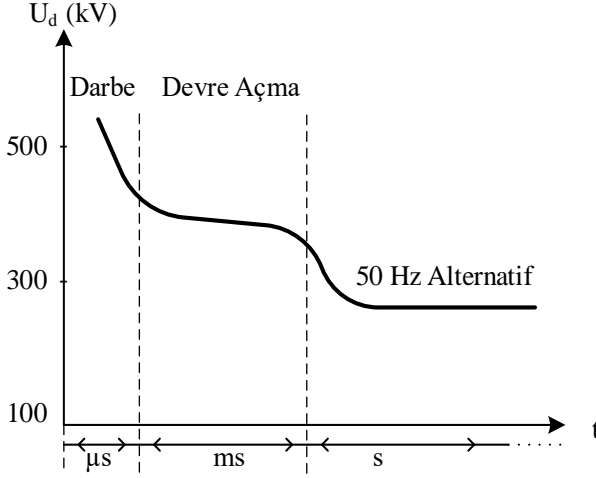
Burada;

E_0 - kV/cm cinsinden çok büyük elektrot açıklarındaki delinme dayanımıdır.

k ve n - Birer sabiti gösterir

8. Gerilimin Uygulanma Süresi

Sıvı yalıtkanların delinme dayanımı gerilimin t uygulanma süresine önemli ölçüde bağlıdır ve sıvı yalıtkanlardaki yabancı maddeler (özellikle nem ve elyaflı parçacıklar) ne kadar fazla olursa bu bağlılık bir o kadar artmış olur. Çubuk - düzlem elektrot sisteminde elektrotlar arası açıklık $a = 20$ cm olduğunda elektrotlara uygulanan gerilimin mikrosaniye, milisaniye ve saniye mertebesinde olması durumunda delinme gerilimi U_d 'nin t 'ye bağlı olarak değişimi şekil 3.6'da gösterilmiştir.



Şekil 3.6

Sıvı yalıtkanlara kısa süreli darbe gerilimi uygulandığında sıvı yalıtkanındaki yabancı maddelerin delinme gerilimine etkisi önemli ölçüde zayıflar. Yani bu yabancı maddelerin kayda değer mesafeleri kat ederek sıvı yalıtkan içerisinde iletken köprü oluşturacak zaman olmaz. Bir sıvı yalıtkanındaki boşalmanın başlangıç aşaması $E_d = 100 \text{ kV/cm}$ olduğunda gerçekleşir. Bu durumda elektron emisyon süreçleri ortaya çıkmaya başlar. Buna bağlı olarak gaz kabarcıklarının oluşumu, hem sıvı yalıtkanındaki hidrokarbonların ayrışması hem de lokal (yerel) bölgelerde açığa çıkan enerjinin etkisi altında sıvının kaynaması nedeniyle meydana gelebilir. Gaz kabarcıklarında darbe iyonizasyonu gelişir ve karşıdaki elektroda doğru gelişen bir strimer kanalı oluşur. $t < 10^{-5} \text{ s}$ olduğunda delinme gerilimindeki keskin bir artış, gerilimin uygulanma süresi boşalma oluşumu zamanı ile orantılı hale geldiğinde, boşalmanın gelişimindeki bir gecikme ile ilişkilidir.

Gerilimin uygulanma süresindeki $t > 10^{-3} \text{ s}$ 'lik bir artış, nem ve elyafli parçacıkların etkisinin yanı sıra gaz kabarcıklarının oluşması nedeniyle U_d delinme geriliminde hızlı bir düşüşe yol açar. Gerilimin uygulanma süresinin bundan sonraki artışlarında oluşan termik süreçler U_d delinme geriliminin azalmasında belirleyici bir etkiye sahip olmaya başlar. Gerilimin uygulanma süresi uzun süreli olduğunda sıvı yalıtkanlardaki nem, gaz kabarcıkları ve elyafli parçacıklar delinme dayanımını büyük ölçüde azaltmış olur. Sıvı yalıtkan içerisindeki nemli yabancı maddelerin elektrik alanının büyük olduğu bölgeye hareket ederek bir köprü oluşturması sonucunda sıvı yalıtkanında bir delinme meydana gelir. Bu köprü içinden bir akımın aktığı iletken bir kanala dönüşür. Kanalda oluşan ısı su ve sıvıyı kaynama noktasına kadar ısıtır. Oluşan gaz kanalı

sıvı yalıtkanın delinmesine neden olur. Yapılan deneylere göre gerilimin uygulanma süresi arttıkça delinme dayanımı,

$$E = E_d t^{-\alpha} \quad (3.2)$$

ifadesine göre küçülür.

Burada;

E_d - kV/cm cinsinden gerilimin çok kısa süre uygulanması durumundaki delinme dayanımıdır,

E - kV/cm cinsinden gerilimin t saniye uygulanması durumundaki delinme dayanımıdır.

Yağ ne kadar temiz olursa α bir o kadar küçük, dolayısıyla E bir o kadar büyük olur. α ve E_d ayrıca elektrotlar arası açıklığa da bağlıdır.

3.2. Sıvı Yalıtkanlarda Delinme Türleri

3.2.1. Termik Delinme

Sıvı yalıtkanların en önemli elektriksel özellikleri delinme dayanımı, iletkenlik ve dielektrik kayıplardır. Bu özelliklere sıvı yalıtkan içinde bulunan nem, elyafli parçacıklar, gaz kabarcıkları ve hava boşlukları önemli ölçüde etki etmektedir. Sıvı yalıtkan içerisinde bulunan yabancı maddeler elektrik alanının etkisinden polarize olurlar ve elektrik alanının büyük olduğu bölgeye doğru hareket ederek iletken köprü oluştururlar. Bu köprü içinden bir akımın aktığı iletken bir kanala dönüşür. Kanalda oluşan ısı su ve sıvıyı kaynama noktasına kadar ısıtır. Bunun sonucunda oluşan gaz kanalı sıvı yalıtkanın delinmesine neden olur. Bu tür delinmeye termik delinme denir.

3.2.2. Elektromekanik Delinme

Sıvı yalıtkan içerisinde gaz kabarcıkları ve hava boşlukları varsa bu durumda delinme elektromekanik delinme şeklinde açıklanabilir. Elektromekanik delinme sıvı yalıtkan içerisinde elektrik alanının oluşturduğu basınçla, gaz kabarcıklarının oluşturduğu basıncın dengelenmesine dayanmaktadır. Sıvı yalıtkan içerisindeki elektrotlara bir gerilim uygulanmadığı sürece sıvı yalıtkanın elektrotlara uyguladığı toplam basınç $P_D + P_A - P_H$ şeklindedir.

Burada;

P_D - Dış basınçtır,

P_A - Adhasion basıncıdır,

P_H - Gaz kabarcıklarının basıncıdır.

Sıvı yalıtkan içerisindeki elektrotlara bir gerilim uygulandığında elektrotlar arası çekme kuvvetinden ileri gelen basınç,

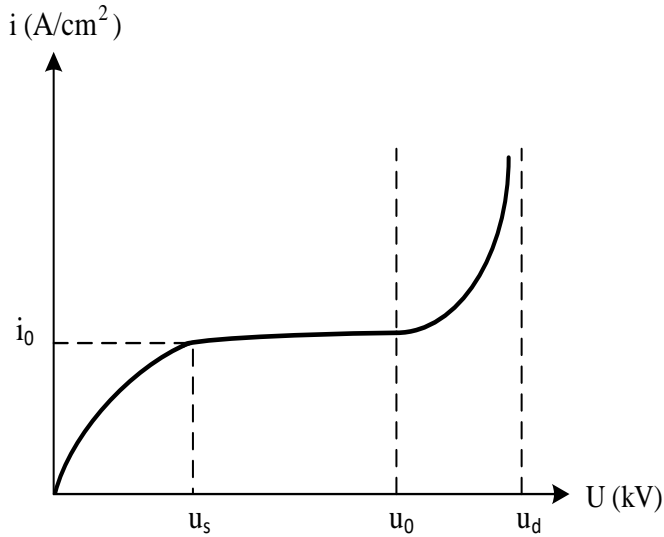
$$P = \frac{1}{2} \varepsilon E^2 \quad (3.3)$$

şeklinde ifade edilir.

Bu basınç, $P_D + P_A - P_H$ toplam basıncından büyük veya ona eşit olduğunda sıvı yalıtkanında bir delinme olur. Bu tür delinmeye elektromekanik delinme denir.

3.2.3. Elektriksel Delinme

Sıvı yalıtkan çok temiz ve içinde gaz kabarcıkları ile hava boşluğu yoksa sıvı yalıtkan içindeki elektrotlara çok kısa süreli gerilimler uygulandığında meydana gelen delinme olayı, gazlarda olduğu gibi elektriksel delinme şeklinde açıklanabilir. Sıvı yalıtkanlarda $i = f(u)$ değişim eğrisi şekil 3.7’de verilmiştir.



Şekil 3.7

Şekil 3.7’den görüleceği üzere akım gerilime bağlı olarak artarak doyma noktasına gelir. Doyma noktasından sonra gerilimin U_0 değerine kadar yükselmesi, akımda bir değişiklik yapmaz. Gerilimin U_0 değerinden sonra akım eksponansiyel olarak artmaya başlar. Akım yoğunluğu için;

$$i = i_0 e^{k a (E - E_0)} \quad (3.4)$$

ifadesi yazılabilir.

Burada;

i - A/cm² cinsinden E elektrik alanındaki akım yoğunluğudur,

i_0 - A/cm² cinsinden E_0 elektrik alanındaki akım yoğunluğudur,

a - cm cinsinden elektrotlar arası açıklıktır,

k - elektrotlar arası açıklığa ve sıvı yalıtkanın cinsine bağlı bir sabittir.

(3.4) ifadesi $i = i_0 e^{\alpha a}$ ifadesine benzemektedir. Sadece burada α yerine,

$$\alpha = k(E - E_0) \quad (3.5)$$

terimi gelmiştir.

Akım - gerilim eğrisinin U_0 'dan başlayarak eksponansiyel olarak artması, gazlarda olduğu gibi çarpma suretiyle iyonizasyon olayı ile açıklanabilir.

3.3. Yalıtkan Yağların Yüksek Gerilim Tekniğinde Kullanım Nedenleri

Yalıtkan yağların yüksek gerilim tekniğinde kullanım nedenleri aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1. Delinme dayanımı yüksek yalıtım sağlarlar,
2. Doğal sirkülasyonlarıyla ısıyı çevreye ileterek soğumayı sağlarlar,
3. Ark söndürücü olarak görev yaparlar,
4. Gerilim altındaki metalik yüzeyleri pas, neme ve kire karşı korurlar.

Yalıtkan yağların bu üstün yanlarına karşın bazı arzu edilmeyen özellikleri de vardır. Bunlar aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1. Klorlu ve flüorlu yağların dışındaki bazı yalıtkan yağlar yanabilir,
2. Özellikleri zamanla, nemle, arka, ısınma ve kirlenmeden dolayı bozulabilir,
3. Yalıtkan yağların bozulmalarını önlemek için katkı maddelerine ihtiyaç vardır,
4. İçerisindeki yabancı maddeleri temizlemek için yalıtkan yağları zaman zaman süzgeçten geçirmek gerekir,
5. İçerisindeki nem ve suyu almak için yalıtkan yağları zaman zaman kurutmak gerekir,
6. Yalıtkan yağlardan zehirli olanları vardır,
7. Yalıtkan yağlar kurşunla temasları halinde tortullaşırlar. Çamur haline geldikten sonra yani viskozitesini kaybedince, yalıtkan yağların soğutma özelliği kaybolur. Yüksek gerilim güç kesicilerinde kullanıldıkları zaman tortullaşırlarsa kesiciler bu durumda açma -kapama işlemi yapamaz hale gelir,

8. Yalıtkan yağların belirli bir sıcaklıktan sonra kimyasal özellikleri değişir. Kirlenmiş yağların temizlenmesi esnasında, rutubetin giderilmesi anında kurutma işlemi yapılırken sıcaklığın 100 - 110 °C'yi geçmemesi gerekir. Kirli yağın temizlenmesi için filtrelerden yararlanılır. Yağ soğukken filtre işlemi yapılmasına rağmen, yağın nemini gidermek için, yağ vakumda belirli bir sıcaklıkta kurumaya bırakılır.

Yalıtkan yağların bozulmasına yol açan etmenler aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1. İşletme sıcaklığı,
2. Havaya ve güneş ışığına maruz kalması,
3. Kirlenmeye maruz kalması,
4. Elde edildiği petrolün türü ve bunun rafinasyonu,
5. Buldukları kabın içerisine su sızması, nem alması,
6. Yalıtkan yağların bozulmasını önlemek için yağın içerisine katılan katkı maddeleri, bu maddelerin miktarı.

BÖLÜM 4

4.1.Katı Yalıtkanlarda Dielektrik Kayıpları Ve Kayıp Sayısı

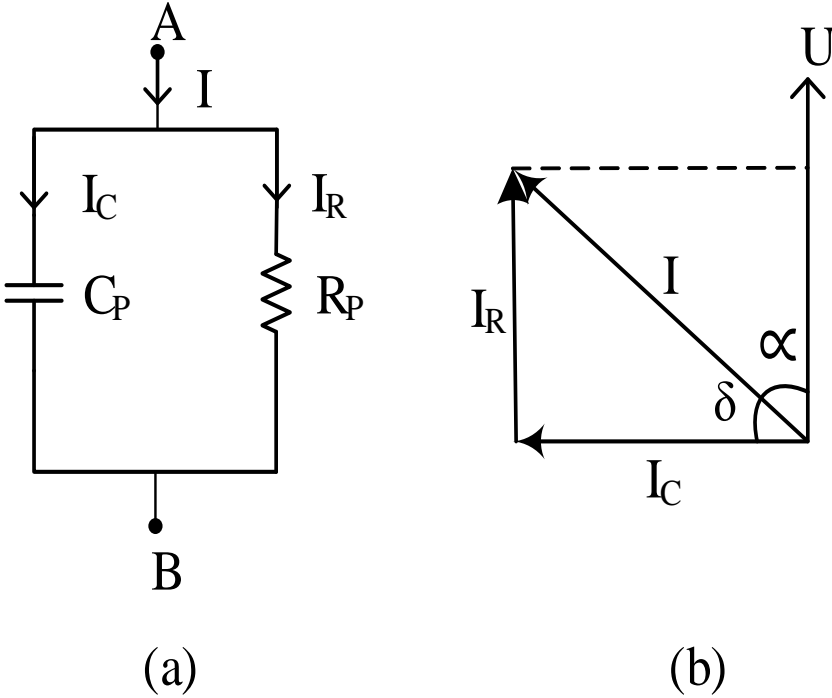
Katı yalıtkanlardaki kayıplar; izolasyon kayıpları ve dielektrik kayıpları olmak üzere ikiye ayrılır.

a) İzolasyon kayıpları,

Bu kayıplar maddenin doğru gerilimde ölçülen direnci ile karakterize edilir.

b) Dielektrik kayıpları,

İzolasyon maddelerinin dirençleri alternatif akımda daha büyüktür. Bu sebepten daha büyük bir kayıp meydana gelir. Bu kayıplara dielektrik kayıpları denir. Dielektrik ortam mükemmel yalıtkan olsa kayıplar bu durumda hiç olmayacak ve izolasyon sadece bir kapasiteden ibaret olacaktır. Ancak uygulamada bu mümkün değildir. Bir katı yalıtkanın yalnız iletkenlik kaybı varsa, bu durumda yalıtkan madde, ya paralel bağlı C_p kapasitesi ve R_p direnciyle veya seri bağlı C_s kapasitesi ve R_s direnciyle gösterilebilir. Bir katı yalıtkanın paralel eşdeğer devresi ve fazör diyagramı şekil 4.1'de gösterilmiştir.



Şekil 4.1

Yalıtkanın vathlı güç kaybı için,

$$P = UI_R \quad (4.1)$$

yazılabilir.

Şekil 4.1 b'deki fazör diyagramından $\tan\delta$ için,

$$\tan\delta = \frac{I_R}{I_C} \quad (4.2)$$

yazılabilir.

I_R ve I_C için,

$$I_R = \frac{U}{R_P} \quad (4.3)$$

$$I_C = \omega C_P U \quad (4.4)$$

olduğunu dikkate alacak olursak $\tan\delta$ için,

$$\tan\delta = \frac{I_R}{I_C} = \frac{\frac{U}{R_P}}{\omega C_P U} = \frac{1}{R_P \omega C_P} \quad (4.5)$$

elde edilir.

Buradan da I_R için,

$$I_R = I_C \tan\delta = \omega C_P \tan\delta U \quad (4.6)$$

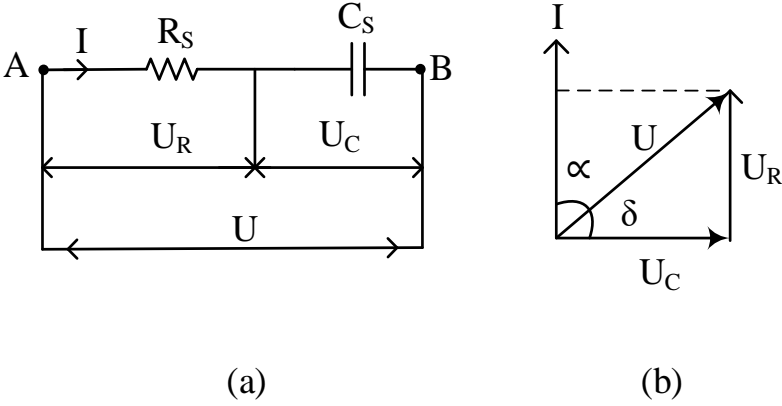
yazılabilir.

(4.6) ifadesini (4.1) ifadesinde dikkate alacak olursan P güç kaybı için,

$$P = \omega C_P \tan\delta U^2 \quad (4.7)$$

elde edilir.

Bir katı yalıtkanın seri eşdeğer devresi ve fazör diyagramı şekil 4.2'de gösterilmiştir.



Şekil 4.2

Yalıtkanın vatlı güç kaybı için,

$$P = IU_R \quad (4.8)$$

yazılabilir.

Şekil 4.2 b'deki fazör diyagramından $\tan\delta$ için,

$$\tan\delta = \frac{U_R}{U_C} \quad (4.9)$$

yazılabilir.

U_R ve U_C için,

$$U_R = IR_S \quad (4.10)$$

$$U_C = \frac{I}{\omega C_S} \quad (4.11)$$

olduğunu dikkate alacak olursak, $\tan\delta$ için,

$$\tan\delta = \frac{U_R}{U_C} = \frac{IR_S}{\frac{I}{\omega C_S}} = R_S \omega C_S \quad (4.12)$$

elde edilir.

I akımı için,

$$I = \frac{U}{|Z|} \quad (4.13)$$

olduğunu ve Z için de,

$$Z = R_S - j \frac{1}{\omega C_S} \quad (4.14)$$

olduğunu dikkate alacak olursak, yalıtkanın vatlı güç kaybı P için,

$$P = \frac{I^2 \tan \delta}{\omega C_S} = \frac{\tan \delta U^2}{\left(R_S^2 + \frac{1}{\omega^2 C_S^2} \right) \omega C_S} \quad (4.15)$$

elde edilir.

(4.15) ifadesini düzenlersek P için,

$$P = \frac{\omega^2 C_S^2 \tan \delta \cdot U^2}{(R_S^2 \omega^2 C_S^2 + 1) \omega C_S} = \frac{\omega C_S \tan \delta U^2}{(1 + R_S^2 \omega^2 C_S^2)} \quad (4.16)$$

elde edilir.

(4.12) ifadesini (4.16) ifadesinde dikkate alacak olursak güç kaybı P için,

$$P = \frac{\omega C_S \tan \delta U^2}{1 + \tan^2 \delta} \quad (4.17)$$

elde edilir.

(4.7) ifadesi ile (4.17) ifadesinin karşılaştırılmasından C_P ile C_S arasındaki bağıntı,

$$C_S = C_P(1 + \tan^2 \delta) \quad (4.18)$$

şeklinde olur.

Paralel eşdeğer devreden düzlemsel yalıtkan için,

$$C_P = \varepsilon \frac{S}{a} \quad (4.19)$$

değeri (4.7) ifadesinde yerine konursa, bu durumda P güç kaybı için,

$$P = \omega \varepsilon \frac{S}{a} \tan \delta U^2 \quad (4.20)$$

elde edilir.

Birim hacme düşen güç kaybı yani özgül güç kaybı P_0 için,

$$P_0 = \frac{P}{S a} = \omega \varepsilon \tan \delta \left(\frac{U}{a} \right)^2 = \omega \varepsilon \tan \delta E^2 \quad (4.21)$$

elde edilir.

(4.21) ifadesinde ω için,

$$\omega = 2\pi f \quad (4.22)$$

olduğunu dikkate alacak olursak, birim hacme düşen güç kaybı P_0 için,

$$P_0 = 2\pi f \varepsilon \tan \delta E^2 \left(\frac{W}{\text{cm}^3} \right) \quad (4.23)$$

elde edilir.

Eğer (4.23) ifadesinde,

$$k = 2\pi f \varepsilon \tan \delta \quad (4.24)$$

olduğunu kabul edersek, bu durumda birim hacme düşen güç kaybı P_0 için,

$$P_0 = k E^2 \quad (4.25)$$

elde edilir.

Burada;

$k - (W/\text{cm}^3)/(\text{kV}/\text{cm})^2$ cinsinden kayıp sayısıdır.

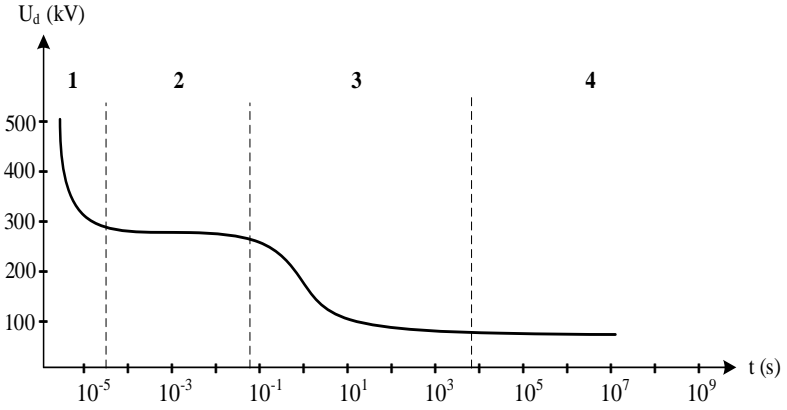
4.2. Katı Yalıtkanlarda Delinme Türleri

Katı yalıtkanların delinme dayanımı gaz ve sıvı yalıtkanların delinme dayanımından daha yüksektir. Yani $U_{dk} > U_{ds} > U_{dg}$ şeklinde olur. Katı yalıtkanların delinme dayanımı;

1. Elektrik alanının şekline,

2. Gerilimin türüne ve polaritesine,
3. Gerilimin uygulanma süresine,
4. Dielektriğin homojenliğine,
5. Elektrofiziksel özelliklerine (polar - polar olmayan, $\tan\delta$, ϵ , γ vs),
6. Sıcaklığa bağlıdır.

Katı yalıtkanların delinme dayanımına en çok etki eden faktör gerilimin uygulanma süresi, katı yalıtkanın kalınlığı ve sıcaklıktır. Delinme geriliminin gerilimin uygulanma süresine bağlı olarak değişimine gerilim - zaman karakteristiği denir. Delinme geriliminin gerilimin uygulanma süresine bağlı olarak değişimi şekil 4.3'te gösterilmiştir.



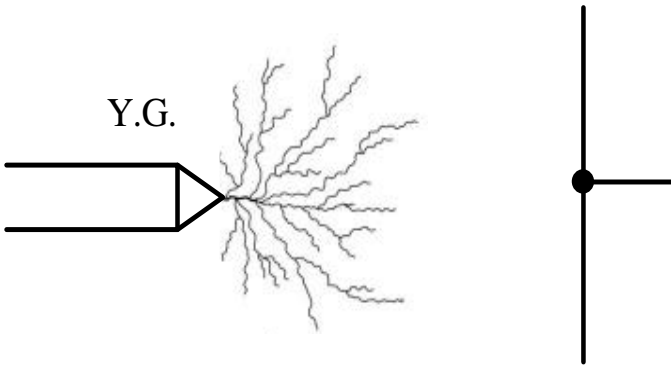
Şekil 4.3

Şekil 4.3'deki değişim eğrisi 4 bölgeden oluşur. 1. bölge elektriksel delinme, boşalma kanalının gelişimindeki gecikme bölgesidir. 2. Bölge $t < 0,1$ s olduğunda sıcaklıktan bağımsız elektriksel delinme bölgesidir. 3. Bölge $t > 0,1$ s olduğunda zamana bağlı olarak U_d delinme geriliminde keskin düşüşün olduğu termik delinme bölgesidir. 4. Bölge U_d delinme geriliminin çok az değiştiği ve delinmeye kadar sürenin önemli ölçüde arttığı yaşlanma (eskime) bölgesidir. Dolayısıyla 1. ve 2. bölge elektriksel delinmeye karşılık gelen bölgelerdir. Burada gerilimin uygulanma süresi $t < 0,1$ s olduğunda delinme gerilimindeki keskin artış, gerilimin uygulanma süresine göre boşalmanın gelişimindeki gecikmeden kaynaklanmaktadır. 3. Bölge termik süreçlerin baskın rolünü gösteren, delinme gerilimindeki keskin bir düşüşle karakterize edilir. 4. Bölge artan gerilimin uygulanma süresi ile birlikte delinme gerilimindeki yavaş bir azalma, yavaş yaşlanma (eskime) süreçleri ve katı yalıtkanın delinmesi ile ilişkilidir.

Katı yalıtkanlarda; elektriksel veya kanal delinmesi, termik delinme ve boşluk veya erozyon delinmesi olmak üzere esas üç delinme türü vardır.

4.2.1. Elektriksel Veya Kanal Delinmesi

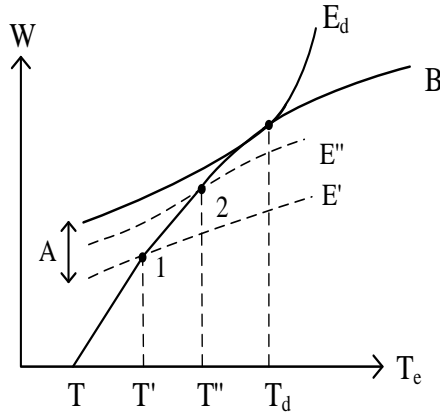
Katı yalıtkanlarda elektriksel veya kanal delinmesi kısa süreli gerilim (darbe gerilimi) uygulanması sonucunda oluşur. Bilindiği üzere katı yalıtkanlarda her zaman farklı sebeplerden dolayı serbest elektronlar vardır. Bu serbest elektronların elektrik alan şiddetinin etkisinden dolayı hızlanmaları sonucunda sahip oldukları kinetik enerjisi artmış olur. Artan bu kinetik enerji katı yalıtkanlardaki moleküllerin iyonizasyonu için yeterli olabilir. Çubuk - düzlem elektrot sisteminde elektrotlar arasında katı yalıtkan olduğunda elektrotlara kısa süreli bir gerilim uygulanırsa, bu durumda katı yalıtkan içerisinde ağaca benzer delinme kanalları meydana gelir. Bu delinme kanalları şekil 4.4'te gösterilmiştir.



Şekil 4.4

Bu durum serbest elektronların sayısında artışa sebep olur. Serbest elektronların bu şekilde artışı katı yalıtkanlarda lokal (bölgesel) enerji seviyelerinin oluşmasına sebep olur. Bunun sonucunda da boşalmanın olduğu yerde bir yük birikmesi olur ve bu yük birikimi bu bölgedeki elektrik alanını büyük ölçüde bozar. Bir boşalma kanalının uçları arasındaki yük yığılması bölgesel alanlara neden olur ve bu alanlar boşalma kanal uçlarında bölgesel delinmeler meydana getirir. Katı yalıtkan içinde bu şekilde delinme kanallarının oluşması ve bütün kalınlık boyunca adım adım ilerlemesi sonucu delinme olayı tamamlanır. Elektriksel delinmede önemli hususlardan biri de ortamda oluşan negatif yüklü iyonların yüzeyde parçalanması ile alakalıdır. Negatif iyonlar

yüzeyde parçalanarak elektronunu katı yalıtkanın yukarıda belirtilen bölgesel enerji seviyelerine verir. Bunun sonucunda da iletkenlik artmış olur. Katı yalıtkanlarda olan yük yığılması elektrik alanının etkisinden hareket ederek belirli bir enerji biriktirirler. Eğer hareket sonucunda biriken enerji katı yalıtkanın kristal kafesinin düğüm noktalarındaki atomlarla çarpışması sonucunda onun düğüm noktası etrafındaki dengesini bozarsa, bu durumda katı yalıtkan delinmiş olur. Bu tür delinmeye elektriksel veya kanal delinmesi denir. Uygulanan gerilim arttıkça biriken enerji de artar. Buna bağlı olarak elektron gazının sıcaklığı T_e 'de artar. Elektron gazının sıcaklığı onun geliş güzel hareketini temsil eder. T_e elektron gazının ve E elektrik alan şiddetinin artmasına bağlı olarak elektronun biriktirdiği W enerjisi de artar. Değişik elektrik alan şiddetlerinde elektronun biriktirdiği enerjinin elektron gazının sıcaklığına bağlı olarak değişimi şekil 4.5'te gösterilmiştir.



Şekil 4.5

Burada;

A - Elektronun biriktirdiği enerjidir,

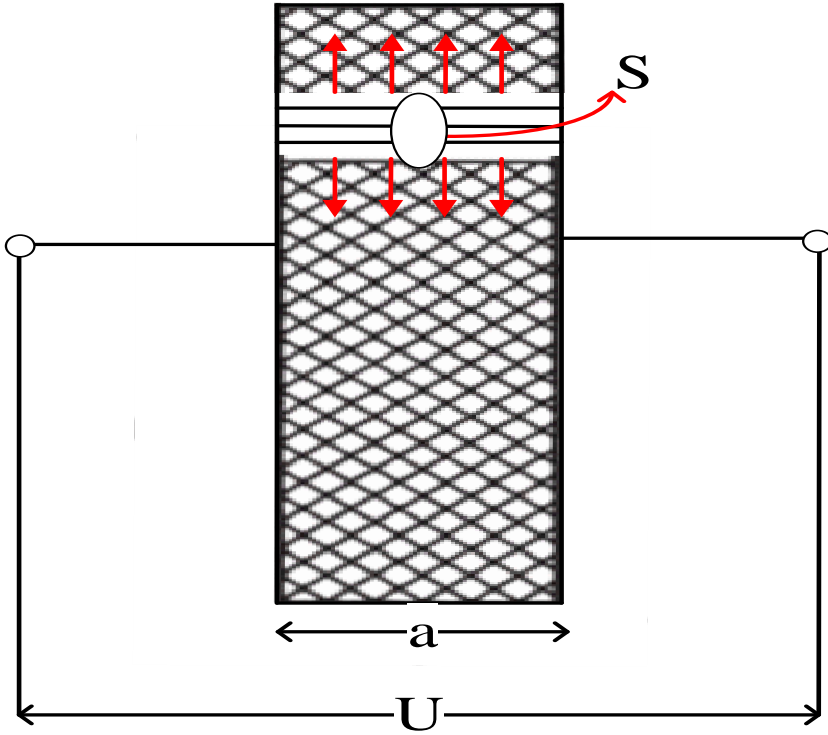
B - Elektronun kristal kafesinin düğüm noktasına verdiği enerjidir

E' , E'' ve E_d - Değişik elektrik alan şiddetleridir.

T_e sıcaklığının artmasıyla elektronun kristal kafesinin düğüm noktasına verdiği enerji de artar. Bu durum şekil 4.5'te B eğrisi ile gösterilmiştir. Denge durumunu A ve B değişim eğrilerinin kesiştiği 1 ve 2 noktaları karakterize etmektedir. E_d delinme alan şiddetinde A ve B eğrileri birbirine dokunur ve dokunma noktasında denge konumu bozulur ve elektron gazının sıcaklığı sürekli artarak katı yalıtkanın delinmesine sebep olur. E_d kritik elektrik alan şiddeti katı yalıtkanın delinme dayanımı olarak adlandırılır.

4.2.2. Termik Delinme

Katı yalıtkan bir gerilim uygulandığı zaman katı yalıtkanın içerisinde iletkenliği büyük olan yerde bir kanal oluşur. Bu durum şekil 4.6'da verilmiştir.



Şekil 4.6

Burada;

a - Oluşan kanalın uzunluğudur,

S - Oluşan kanalın kesit alanıdır,

U - Katı yalıtkanına uygulanan gerilimdir.

Kanaldan geçen akımın etkisinden iletkenlik artar ve buna bağlı olarak bir ısı üretilmiştir olur. Böylece akım tarafından üretilen ısı, kısmen çevreye atılırken, kısmen de katı yalıtkan içinde kalır, bu sıcaklığı meydana getiren akımı, dolayısıyla katı yalıtkanın sıcaklığını yükseltir. Çevreye atılan ısı şekil 4.6'da oklar şeklinde gösterilmiştir. Eğer katı yalıtkan içinde herhangi bir noktada üretilen ısı, dışarıya atılan ısıdan daha büyükse, bu durumda kararsız bir durum söz konusu olur ve katı yalıtkan delinebilir. Bu tür delinmeye termik delinme denir.

Kanalda ısı oluşturan kayıp gücü,

$$P_{T1} = \omega \varepsilon E^2 (\tan\delta)_{T_0} e^{\alpha(T - T_0)} s a \quad (4.26)$$

şeklinde ifade edilir.

Burada;

ω - 1/s cinsinden açısal frekanstır,

ε - Dielektrik katsayısıdır,

E - kV/cm cinsinden elektrik alan şiddetidir,

$\tan\delta$ - dielektrik kayıp açısının tanjantıdır,

T_0 - Başlangıç şartlara uygun sıcaklıktır,

T - Verilen andaki sıcaklıktır,

S - Kanalın kesit alanıdır,

α - Katı yalıtkanın türüne bağlı ısı katsayısıdır,

a - Kanalın uzunluğudur,

Kanaldan dışarıya atılan kayıp gücü;

$$P_{T2} = k (T - T_0) a \quad (4.27)$$

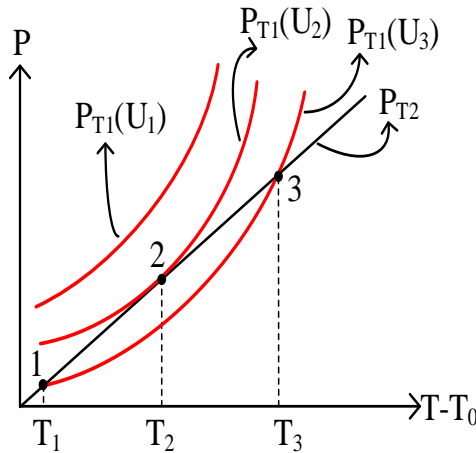
şeklinde ifade edilir.

Burada;

k - Katı yalıtkanın ısı iletim katsayısıdır.

Isı iletim katsayısının birimi $W \text{ cm/cm}^2 \text{ }^\circ\text{C}$ şeklindedir.

$U_1 > U_2 > U_3$ farklı gerilimlerde P_{T1} ve P_{T2} kayıp güçlerinin sıcaklığa bağlı olarak değişimi şekil 4.7'de verilmiştir.

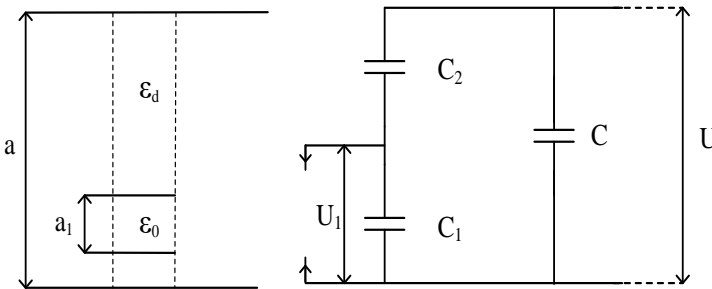


Şekil 4.7

Küçük gerilimde örneğin U_3 geriliminde $P_{T1}(U_3)$ ve P_{T2} değişim eğrileri 1 ve 3 noktalarında kesişir. 1 noktasında kanalda oluşan $P_{T1}(U_3)$ kayıp gücü ve dışarıya atılan P_{T2} kayıp gücü T_1 sıcaklığında denge halindedir. 1 noktası kararlı çalışma noktasıdır. Sıcaklığın T_1 'den az veya çok olduğu durumlarda 1 kararlı çalışma noktasına geri dönlür. Fakat 3 noktasında kanalda oluşan $P_{T1}(U_3)$ kayıp gücü ve dışarıya atılan P_{T2} kayıp gücü T_3 sıcaklığında denge halinde olmasına bakmayarak bu nokta kararsız çalışma noktasıdır. Sıcaklığın T_3 'den az veya çok olduğu durumda kanalda oluşan $P_{T1}(U_3)$ kayıp gücü dışarıya atılan P_{T2} kayıp gücünden büyük olduğundan katı yalıtkan delinmiş olur. Dolayısıyla 3 noktası kararsız noktadır. U_2 geriliminde $P_{T1}(U_2)$ ve P_{T2} değişim eğrileri 2 noktasında kesişir. Fakat 2 noktasında kanalda oluşan $P_{T1}(U_2)$ kayıp gücü ve dışarıya atılan P_{T2} kayıp gücü T_2 sıcaklığında denge halinde olmasına bakmayarak bu noktada kararsız çalışma noktasıdır. Sıcaklığın T_2 'den az veya çok olduğu durumda kanalda oluşan $P_{T1}(U_2)$ kayıp gücü dışarıya atılan P_{T2} kayıp gücünden büyük olduğundan katı yalıtkan delinmiş olur. Dolayısıyla 2 noktası da kararsız çalışma noktasıdır.

4.2.3. Boşluk Veya Erozyon Delinmesi

Yalıtım sistemlerinde, her zaman katı yalıtkanın içinde veya elektrotlarla katı yalıtkanın sınır yüzeyinde bazı boşluklar veya oyuklar bulunur. Bu boşluklar genellikle delinme dayanımı katı yalıtkanınkinden daha düşük olan gaz (hava) veya sıvı yalıtkanla doludur. Bu dolgu maddelerinin dielektrik katsayıları katı yalıtkanın dielektrik katsayısından daha küçüktür. Boşluktaki elektrik alanı katı yalıtkindaki elektrik alanından daha büyük olur. Dolayısıyla katı yalıtkanın normal zorlanması altında katı yalıtkanın içindeki boşluğun uçlarındaki gerilim boşluğun delinme gerilimini aşabilir ve katı yalıtkan zamanla delinir. Bu tür delinmeye boşluk veya erozyon delinmesi denir. Eşdeğer devresiyle birlikte tabaka şeklinde kalınlığı a_1 olan bir boşluğu ve a kalınlığındaki yalıtkan tabakanın dik kesiti şekil 4.8'de gösterilmiştir.



Şekil 4.8

Burada

a_1 - Boşluğun kalınlığıdır,

a - Katı yalıtkanın kalınlığıdır,

ϵ_0 - Boşluğun dielektrik katsayısıdır,

ϵ_d - Katı yalıtkanın dielektrik katsayısıdır,

C_1 - Boşluğun kapasitesidir,

C_2 - C_1 ile seri bağlı katı yalıtkanın kapasitesidir,

C - Boşluk olmadığı durum için katı yalıtkanın kapasitesidir,

U - Katı yalıtkana uygulanan gerilimdir,

U_1 - Boşluğun uçları arasındaki gerilimdir.

$a_1 \ll a$ olduğuna göre U_1 gerilimi için;

$$U_1 = \frac{C_2}{C_1 + C_2} U \quad (4.28)$$

ifadesi yazılabilir.

Burada;

$$C_1 = \frac{\epsilon_0 S}{a_1} \quad (4.29)$$

$$C_2 = \frac{\epsilon_d S}{a - a_1} \quad (4.30)$$

olduğu göz önüne alınırsa, bu durumda U_1 için;

$$U_1 = \frac{U}{1 + \frac{1}{\epsilon_d} \left(\frac{a}{a_1} - 1 \right)} \quad (4.31)$$

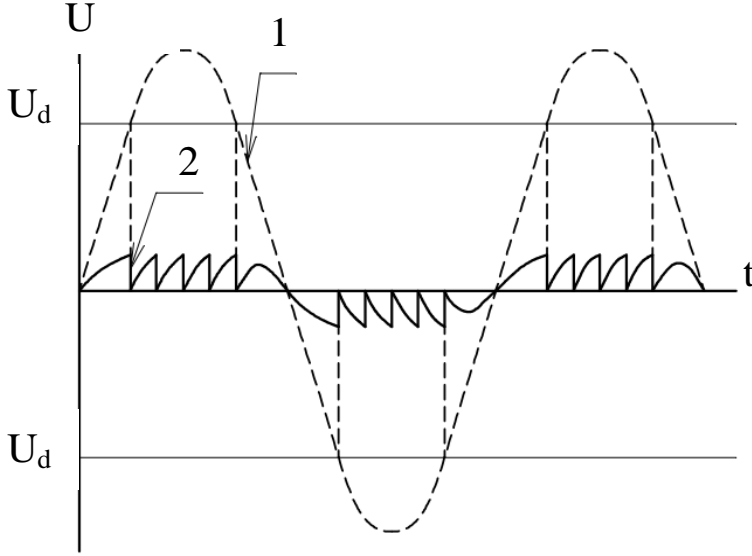
elde edilir.

$a_1 \ll a$ olduğunda, boşluğun uçları arasındaki U_1 gerilimi yaklaşık olarak,

$$U_1 \cong \epsilon_d \frac{a_1}{a} U \quad (4.32)$$

şeklinde ifade edilir.

Sinüsoidal bir alternatif gerilim altında boşluktaki yani C_1 kondansatöründeki delinmeler şekil 4.9'da gösterilmiştir.



Şekil 4.9.

Burada;

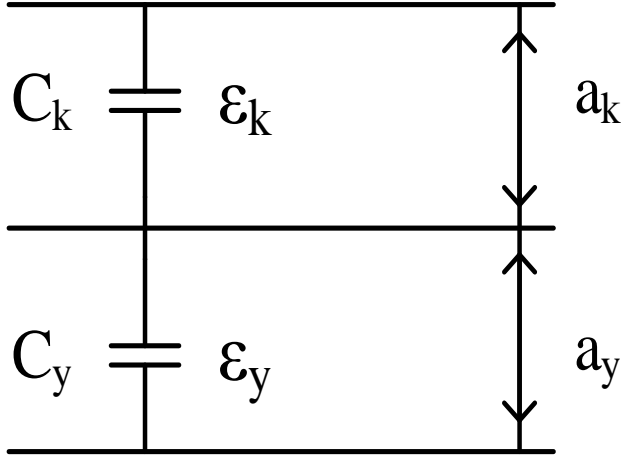
- 1 - C_1 kondansatöründe delinme yok iken gerilimin değişim eğrisidir,
- 2 - C_1 kondansatöründe delinme olduğu zaman gerilimin değişim eğrisidir.

U gerilimi U_d delinme değerine erişince boşlukta boşalma olur ve gerilim düşerek boşluk uçlarındaki ark söner. Boşluk uçlarındaki gerilim, tekrar bir boşalmanın olduğu U_d değerine kadar artmaya başlar. Buna göre, uygulanan gerilimin yükselen kısmında birkaç boşalma olabilir. Benzer şekilde uygulanan gerilimin azalmasında boşluk uçlarındaki gerilim U_d değerine eriştiğinde tekrar boşalma olur. Böylece uygulanan gerilimin yükselmesi veya azalmasında sırasıyla pozitif ve negatif boşalmalar olur.

Katı yalıtkanın erozyonu (aşınması) katı yalıtkanaya uygulanan gerilimin büyüklüğüne bağlıdır.

4.3. Yağ - Kağıt İzolasyonu

Yağ - kağıt izolasyonu transformatörlerde, kablolarında, kondansatörlerde vb yerlerde kullanılmaktadır. Yağ - kağıt izolasyonu seri sıralanan kağıttan ve yağ katlarından oluşur. Yağ - kağıt izolasyonunda kağıt hem levha, hem de bant şeklinde olabilir. İki katlı yağ - kağıt izolasyonunun eşdeğer şeması şekil 4.10'da verilmiştir.



Şekil 4.10

Burada;

C_k - Kağıt izolasyonunu karakterize eden kondansatördür,

C_y - Yağ izolasyonunu karakterize eden kondansatördür,

ϵ_k - Kağıt izolasyonunun dielektrik katsayısıdır,

ϵ_y - Yağ izolasyonunun dielektrik katsayısıdır,

a_k - Kağıt izolasyonunun kalınlığıdır,

a_y - Yağ izolasyonunun kalınlığıdır.

Şekil 4.10'da eşdeğer şeması verilen iki katlı yağ - kağıt izolasyonu için,

$$\frac{E_y}{E_{or}} = \frac{\epsilon_k \left(1 + \frac{a_y}{a_k}\right)}{\epsilon_y + \epsilon_k \frac{a_y}{a_k}} \quad (4.33)$$

ifadesi yazılabilir.

Burada;

E_y - Yağdaki elektrik alan şiddetidir,

E_{or} - Ortalama elektrik alan şiddetidir.

Ortalama elektrik alan şiddeti E_{or} için,

$$E_{or} = \frac{U}{a_k + a_y} \quad (4.34)$$

yazılabilir.

Bant şeklindeki yağ - kağıt izolasyonu için $\frac{a_y}{a_k}$ oranı yaklaşık olarak 1'e eşit olur. Yani $\frac{a_y}{a_k} \cong 1$ olur. Bu durumda,

$$\frac{E_y}{E_k} \cong \frac{2 \varepsilon_k}{\varepsilon_y + \varepsilon_k} \cong 1,2 \quad (4.35)$$

olur.

Levha şeklindeki yağ- kağıt izolasyonu için $\frac{a_y}{a_k} \ll 1$ olur. Bu durumda,

$$\frac{E_y}{E_k} \cong \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_y} \cong 1,7 \quad (4.36)$$

olur.

Yağ - kağıt izolasyonunda ilk etapta tabaka sayısının artmasıyla elektrik delinme dayanımı artar. Bunun nedeni izolasyonda olabilecek defoların ortadan kalkmasıdır. Fakat sonraki etapta tabaka sayısının artmasıyla elektrik delinme dayanımı azalır. Bunun nedeni dışarıya atılan ısının atılmasındaki zorluktur. Bu veya diğer durumlarda $\frac{a_y}{a_k}$ ve $\frac{E_y}{E_k}$ oranları sabit kalır. Dolayısıyla ister bant şekilli, isterse de levha şekilli yağ - kağıt izolasyonunda kağıt tabakanın kalınlığının azalması yağ tabakasının kalınlığının azalmasına neden olur. Bu durum yağ tabakasının delinme geriliminin değerini arttırır ve kısmi boşalmaların yaranmasını zorlaştırır.

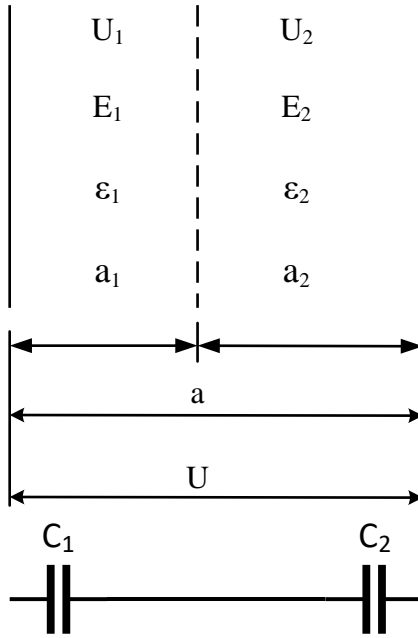
BÖLÜM 5

5.1. İki Tabakalı Düzlemsel Elektrot Sistemi

Yalıtkan tabakalar, üst üste (seri düzen) yan yana (paralel düzen) veya eğik düzlemde olmak üzere üç şekilde yerleştirilmiş olabilir. Bu düzlemlerin delinme dayanımı bakımından özellikleri, birbirinden farklıdır.

5.1.1. Seri Düzen

İki tabakalı seri düzen şekil 5.1’de verilmiştir.



Şekil 5.1.

Şekil 5.1’de verilen ve dielektrik katsayıları ϵ_1 , ϵ_2 ve tabaka kalınlıkları a_1 , a_2 olan iki yalıtkan tabakadan oluşan düzlemsel sistemlerde elektrotlar arasına uygulanan gerilim U ve elektrotlar arası açıklık a olduğuna göre, söz konusu düzlemsel sistemde tabakalara düşen U_1 , U_2 gerilimleri ile tabakalardaki E_1 , E_2 elektrik alan şiddetleri bulunacak ve düzlemsel sistem delinme bakımından incelenecektir.

İki tabakalı düzlemsel elektrot sisteminde tabakaların kapasiteleri C_1 , C_2 ile gösterilirse, bu durumda düzlemsel sistemin eşdeğer kapasitesi için,

$$C_{eş} = \frac{C_1 * C_2}{C_1 + C_2} \quad (5.1)$$

yazılabilir.

Tabakaların kapasiteleri C_1 ve C_2 için,

$$C_1 = \frac{\epsilon_1 S}{a_1} \quad (5.2)$$

$$C_2 = \frac{\epsilon_2 S}{a_2} \quad (5.3)$$

ifadeleri yazılabilir.

(5.2) ve (5.3) ifadelerini (5.1) ifadesinde yerine yazacak olursak, bu durumda $C_{eş}$ için,

$$C_{eş} = \frac{S}{\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2}} \quad (5.4)$$

elde edilir.

Seri düzende bir elektrotun Qelektrik yükü için,

$$Q = C_{eş} U = C_1 U_1 = C_2 U_2 \quad (5.5)$$

yazılabilir.

Bu durumda tabakalardaki U_1 ve U_2 gerilimleri için,

$$U_1 = \frac{C_{eş}}{C_1} U = \frac{a_1}{\epsilon_1} \frac{U}{\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2}} = \frac{a_1}{a_1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} a_2} U \quad (5.6)$$

$$U_2 = \frac{C_{eş}}{C_2} U = \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{U}{\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2}} = \frac{a_2}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} a_1 + a_2} U \quad (5.7)$$

elde edilir.

E_1 ve E_2 elektrik alanları ise,

$$E_1 = \frac{U_1}{a_1} \quad (5.8)$$

$$E_2 = \frac{U_2}{a_2} \quad (5.9)$$

şeklinde bulunur.

(5.6) ve (5.7) ifadelerimi (5.8) ve (5.9) ifadelerinin yerine yazacak olursak, bu durumda E_1 ve E_2 elektrik alanları için,

$$E_1 = \frac{U}{a_1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} a_2} \quad (5.10)$$

$$E_2 = \frac{U}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} a_1 + a_2} \quad (5.11)$$

elde edilir.

Tabakalardaki elektrik alanları $\frac{E_1}{E_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$ bağlantısına göre yalıtkan tabakaların dielektrik katsayıları ile ters orantılıdır. Tabakalardaki zorlanmalar, sabit gerilimde tabakaların dielektrik katsayılarından başka bir de tabakaların kalınlığına bağlıdır.

Burada $\epsilon_1 < \epsilon_2$ olmak koşuluyla, biri $a_1 \ll a_2$ ve diğeri de $a_2 \ll a_1$ olmak üzere iki uç durum söz konusudur.

1) $\epsilon_1 < \epsilon_2$ ve $a_1 \ll a_2$ durumu

Bu durumda E_1 ve E_2 elektrik alanları için,

$$E_1 \cong \frac{U}{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} a_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{U}{a_2} \cong \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{U}{a} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E \quad (5.12)$$

$$E_2 \cong \frac{U}{a_2} = \frac{U}{a} \cong E \quad (5.13)$$

elde edilir.

Bu durumda $E_1 > E_2$ olur.

2) $\epsilon_1 < \epsilon_2$ ve $a_2 \ll a_1 \cong a$ durumu

Bu durumda E_1 ve E_2 elektrik alanları için,

$$E_1 \cong \frac{U}{a_1} \cong \frac{U}{a} = E \quad (5.14)$$

$$E_2 \cong \frac{U}{a_1} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = E \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (5.15)$$

elde edilir.

Bu durumda da $E_1 > E_2$ olur.

Örnek 1:

Elektrot açıklığı $a = 6$ cm olan iki tabakalı seri düzlemsel elektrot sisteminde yalıtkan tabakaların dielektrik katsayıları, kalınlıkları ve ortalama delinme dayanımları,

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 1; & a_1 &= 2 \text{ cm}; & E_{d1} &= 30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \\ \varepsilon_2 &= 4; & a_2 &= 4 \text{ cm}; & E_{d2} &= 90 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \end{aligned}$$

olarak verildiğine ve elektrotlara $U = 100$ kV'luk bir gerilim uygulandığına göre, tabakalardaki elektrik alan şiddetini ve gerilimlerini hesaplayınız.

Çözüm:

$$E_1 = \frac{U}{a_1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} a_2} = \frac{100}{2 + \frac{1}{4} 4} = \frac{100}{3} = 33,33 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_1 = E_1 a_1 = 33,33 * 2 = 66,66 \text{ kV}$$

$$E_2 = \frac{U}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} a_1 + a_2} = \frac{100}{\frac{4}{1} 2 + 4} = \frac{100}{12} = 8,33 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_2 = E_2 a_2 = 8,33 * 4 = 33,32 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

Burada her iki tabandaki elektrik alan şiddeti, bu tabakaların delinme dayanımı ile karşılaştırıldığında 1. tabakadaki elektrik alan şiddeti 1. tabakanın delinme dayanımından büyük olduğundan bu tabakada delinme meydana gelir. Fakat 2. tabakadaki elektrik alan şiddeti 2. tabakanın delinme dayanımından küçük olduğundan bu tabakada delinme meydana gelmez.

Örnek 2:

Elektrot açıklığı $a = 4$ cm olan iki tabakalı seri düzlemsel elektrot sisteminde yalıtkan tabakaların dielektrik katsayıları, kalınlıkları ve ortalama delinme dayanımları,

$$\varepsilon_1 = 1; \quad a_1 = 3 \text{ cm}; \quad E_{d1} = 30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\varepsilon_2 = 3; \quad a_2 = 1 \text{ cm}; \quad E_{d2} = 100 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

olarak verildiğine ve elektrotlara $U = 100$ kV'luk bir gerilim uygulandığına göre, tabakalardaki elektrik alan şiddetini ve gerilimleri hesaplayınız.

Çözüm:

$$E_1 = \frac{U}{a_1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} a_2} = \frac{100}{3 + \frac{1}{3} 1} = \frac{100}{3,33} = 30,03 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_1 = E_1 a_1 = 30,03 * 3 = 90,09 \text{ kV}$$

$$E_2 = \frac{U}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} a_1 + a_2} = \frac{100}{\frac{3}{1} 3 + 1} = \frac{100}{10} = 10 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_2 = E_2 a_2 = 10 * 1 = 10 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

Burada her iki tabakadaki elektrik alan şiddeti, bu tabakaların delinme dayanımı ile karşılaştırıldığında 1. tabakadaki elektrik alan şiddeti 1. tabakanın delinme dayanımından büyük olduğundan bu tabakada delinme meydana gelir. Fakat 2. tabakadaki elektrik alan şiddeti 2. tabakanın delinme dayanımından küçük olduğundan bu tabakada delinme meydana gelmez.

Örnek 3:

Elektrot açıklığı $a = 3$ cm olan iki tabakalı seri düzlemsel elektrot sisteminde yalıtkan tabakaların dielektrik katsayıları, kalınlıkları ve ortalama delinme dayanımları,

$$\varepsilon_1 = 3; \quad a_1 = 1 \text{ cm}; \quad E_{d1} = 90 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\varepsilon_2 = 4; \quad a_2 = 2 \text{ cm}; \quad E_{d2} = 50 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

olarak verildiğine ve elektrotlara $U = 100$ kV'luk bir gerilim uygulandığına göre, tabakalardaki elektrik alan şiddetini ve gerilimleri hesaplayınız.

Cözüm:

$$E_1 = \frac{U}{a_1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} a_2} = \frac{100}{1 + \frac{3}{4} 2} = \frac{100}{2,5} = 40 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_1 = E_1 a_1 = 40 * 1 = 40 \text{ kV}$$

$$E_2 = \frac{U}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} a_1 + a_2} = \frac{100}{\frac{4}{3} 1 + 2} = \frac{100}{3,33} = 30,03 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

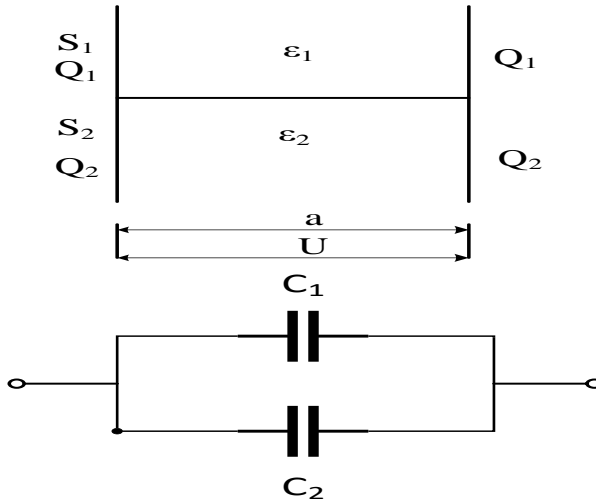
$$U_2 = E_2 a_2 = 30,03 * 2 = 60,06 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

Burada her iki tabakadaki elektrik alan şiddeti, bu tabakaların delinme dayanımlarından küçük olduğundan, tabakalarda delinme meydana gelmez.

5.1.2. Paralel Düzen

İki tabakalı paralel düzen şekil 5.2’de verilmiştir.



Şekil 5.2

Paralel düzende tabakalardaki elektrik alanları birbirine eşittir. Elektrotlar arası açıklığı a , elektrotlara uygulanan gerilim U olduğuna göre, tabakalardaki elektrik alan için,

$$E_1 = E_2 = E = \frac{U}{a} \quad (5.16)$$

olur.

Tabakaları kaplayan elektrot yüzeyleri S_1 ve S_2 olduğuna göre, tabakalardaki D_1 ve D_2 deplasmanları için,

$$D_1 = \varepsilon_1 E_1 = \frac{\varepsilon_1 U}{a} \quad (5.17)$$

$$D_2 = \varepsilon_2 E_2 = \frac{\varepsilon_2 U}{a} \quad (5.18)$$

olur.

S_1 ve S_2 yüzeylerindeki Q_1 ve Q_2 yükleri

$$Q_1 = D_1 S_1 \quad (5.19)$$

$$Q_2 = D_2 S_2 \quad (5.20)$$

olduğuna göre Q toplam elektrot yükü için,

$$Q = \frac{\varepsilon_1 S_1 + \varepsilon_2 S_2}{a} U \quad (5.21)$$

olur.

Sistemin C toplam kapasitesi için,

$$C = C_1 + C_2 = \frac{\varepsilon_1 S_1 + \varepsilon_2 S_2}{a} \quad (5.22)$$

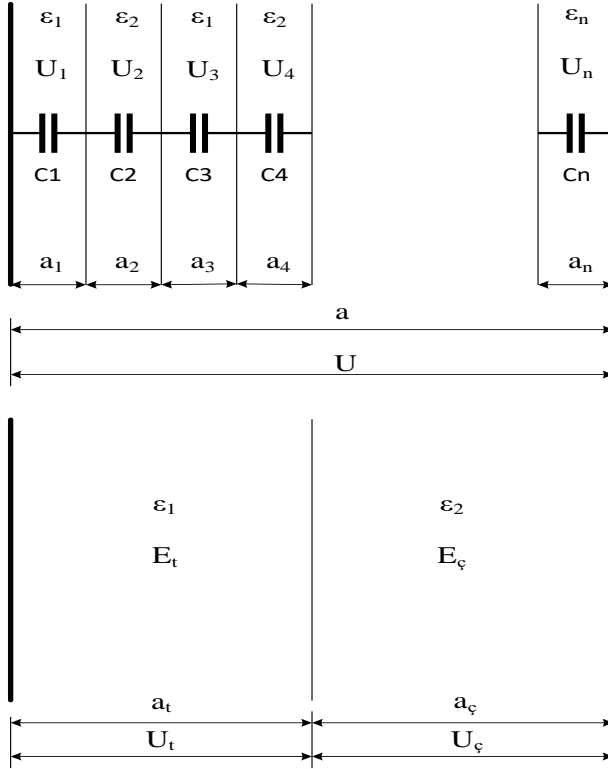
olur.

Burada sistemin eşdeğer şeması, paralel iki kapasite ile gösterilir. Seri düzende sadece iki ortamın delinmeye karşı zorlanması söz konusudur. Paralel düzende ise, iki ortamdan başka bir de yüzeysel zorlanma söz konusu olmaktadır. Yalıtkan ortamları oluşturan tabakalar katı - katı, katı - sıvı, katı - gaz veya sıvı - gaz durumlarında olabilir. Katı - sıvı, katı - gaz veya sıvı - gaz durumlarında yüzeysel boşalmalar söz konusudur. Katı - katı düzeninde ise sınır yüzey hava

boşluğu kalmayacak şekilde yapılmışsa, bu durumda sınır yüzeyinde herhangi bir boşalma olayı söz konusu olmaz.

5.2. İki Tür Yalıtkanlı Çok Tabakalı Düzlemsel Elektrot Sistemi

İki tür yalıtkanlı çok tabakalı düzlemsel elektrot sistemi şekil 5.3'te verilmiştir



Şekil 5.3

Şekil 5.3'te verilen ve dielektrik katsayıları ϵ_1 , ϵ_2 olan iki tür yalıtkan maddeden oluşan çok tabakalı bir sistem, iki tabakalı bir sisteme dönüştürülerek kolayca incelenebilir. Tabakalardaki deplasmanlar birbirine eşit olduğundan, aynı türden tabakalardaki elektrik alanları da birbirine eşit olur. Bu durumda aynı tür yalıtkan tabakalar şekil 5.3'te verildiği gibi tek bir tabaka olarak yan yana getirilebilir. Böylece söz konusu sistem iki tabakalı eşdeğer bir sisteme dönüştürülmüş olur. Burada tek sayılı tabakaların toplam kalınlığı a_t ve çift sayılı tabakaların toplam kalınlığı da $a_ç$ ile gösterildiğinde bu tabakalardaki gerilim ve elektrik alanları için,

$$U_t = \frac{a_t}{a_t + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} a_\zeta} U \quad (5.23)$$

$$U_\zeta = \frac{a_\zeta}{a_\zeta + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} a_t} U \quad (5.24)$$

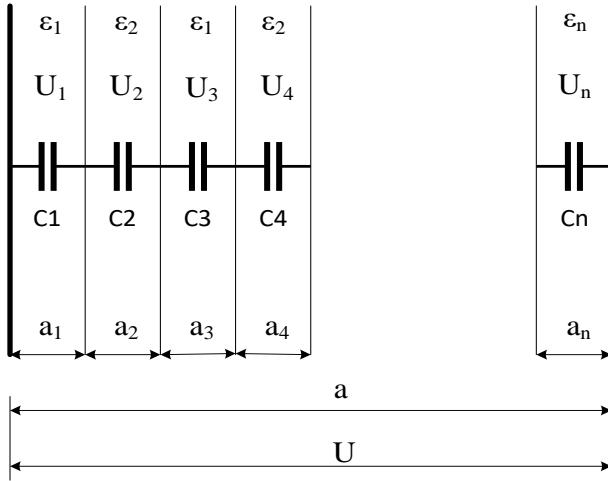
$$E_t = \frac{U}{a_t + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} a_\zeta} \quad (5.25)$$

$$E_\zeta = \frac{U}{a_\zeta + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} a_t} \quad (5.26)$$

bağlantıları elde edilir.

5. 3. Çok Yalıtkanlı Çok Tabakalı Düzlemsel Elektrot Sistemi

Çok yalıtkanlı çok tabakalı düzlemsel elektrot sistemi şekil 5.4'te verilmiştir.



Şekil 5.4

Şekil 5.4'ten görüldüğü üzere dielektrik katsayıları $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n$ olan n farklı yalıtkan tabakadan oluşan bir sistemde, herhangi bir tabakadaki gerilim ve elektrik alanı, sistemin eşdeğer devresinden gidilerek kolayca bulunur.

Tabakaların kapasiteleri C_1, C_2, \dots, C_n ile gösterilirse, sistemin eşdeğer kapasitesi,

$$\frac{1}{C_{eş}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad (5.27)$$

veya

$$C_{eş} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}} \quad (5.28)$$

ifadelerinden hesaplanır.

Burada;

$$C_1 = \frac{\epsilon_1 S}{a_1}; C_2 = \frac{\epsilon_2 S}{a_2}; \dots; C_n = \frac{\epsilon_n S}{a_n} \quad (5.29)$$

oldukları göz önünde bulundurulursa, sistemin eşdeğer kapasitesi için;

$$C_{eş} = \frac{S}{\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \dots + \frac{a_n}{\epsilon_n}} = \frac{1}{\frac{1}{S} \sum_{k=1}^n \frac{a_k}{\epsilon_k}} \quad (5.30)$$

elde edilir.

$$Q = C_{eş} U = C_1 U_1 = C_2 U_2 = \dots = C_n U_n \quad (5.31)$$

olduğundan tabakalara düşen gerilimler,

$$U_1 = \frac{C_{eş}}{C_1} U = \frac{a_1}{\epsilon_1} \frac{U}{\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \dots + \frac{a_n}{\epsilon_n}} = \frac{a_1}{\epsilon_1} \frac{U}{A} \quad (5.32)$$

$$U_2 = \frac{C_{eş}}{C_2} U = \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{U}{\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \dots + \frac{a_n}{\epsilon_n}} = \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{U}{A} \quad (5.33)$$

:

$$U_n = \frac{C_{eş}}{C_n} U = \frac{a_n}{\epsilon_n} \frac{U}{\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \dots + \frac{a_n}{\epsilon_n}} = \frac{a_n}{\epsilon_n} \frac{U}{A} \quad (5.34)$$

şeklinde hesaplanır.

Tabakalardaki E_1, E_2, \dots, E_n elektrik alanları ise,

$$E_1 = \frac{U_1}{a_1} = \frac{U}{\varepsilon_1 \left(\frac{a_1}{\varepsilon_1} + \frac{a_2}{\varepsilon_2} + \dots + \frac{a_n}{\varepsilon_n} \right)} = \frac{U}{\varepsilon_1} \frac{1}{A} \quad (5.35)$$

$$E_2 = \frac{U_2}{a_2} = \frac{U}{\varepsilon_2 \left(\frac{a_1}{\varepsilon_1} + \frac{a_2}{\varepsilon_2} + \dots + \frac{a_n}{\varepsilon_n} \right)} = \frac{U}{\varepsilon_2} \frac{1}{A} \quad (5.36)$$

$$E_n = \frac{U_n}{a_n} = \frac{U}{\varepsilon_n \left(\frac{a_1}{\varepsilon_1} + \frac{a_2}{\varepsilon_2} + \dots + \frac{a_n}{\varepsilon_n} \right)} = \frac{U}{\varepsilon_n} \frac{1}{A} \quad (5.37)$$

şeklinde hesaplanır.

Burada;

$$A = \sum_{k=1}^n \frac{a_k}{\varepsilon_k} \quad (5.38)$$

şeklindedir.

Örnek 1:

Elektrot açıklığı $a = 6$ cm olan üç tabakalı düzlemsel elektrot sisteminde yalıtkan tabakaların dielektrik katsayıları, kalınlıkları ve ortalama delinme dayanımları,

$$\varepsilon_1 = 1; \quad a_1 = 3 \text{ cm}; \quad E_{d1} = 30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\varepsilon_2 = 3; \quad a_2 = 1 \text{ cm}; \quad E_{d2} = 100 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\varepsilon_3 = 4; \quad a_3 = 2 \text{ cm}; \quad E_{d3} = 50 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

olarak verildiğine ve elektrotlara $U = 100$ kV'luk bir gerilim uygulandığına göre, tabakalardaki elektrik alan şiddetini ve gerilimlerini hesaplayınız.

Çözüm:

$$A = \frac{a_1}{\varepsilon_1} + \frac{a_2}{\varepsilon_2} + \frac{a_3}{\varepsilon_3} = \frac{3}{1} + \frac{1}{3} + \frac{2}{4} = \frac{36 + 4 + 6}{12}$$

$$A = \frac{46}{12} = 3,833$$

$$E_1 = \frac{U}{\epsilon_1} \frac{1}{A} = \frac{100}{1} \frac{1}{3,833} = 26,089 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_1 = E_1 a_1 = 26,089 * 3 = 78,267 \text{ kV}$$

$$E_2 = \frac{U}{\epsilon_2} \frac{1}{A} = \frac{100}{3} \frac{1}{3,833} = \frac{100}{11,499} = 8,696 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_2 = E_2 a_2 = 8,696 * 1 = 8,696 \text{ kV}$$

$$E_3 = \frac{U}{\epsilon_3} \frac{1}{A} = \frac{100}{4} \frac{1}{3,833} = \frac{25}{3,833} = 6,522 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_3 = E_3 a_3 = 6,522 * 2 = 13,033 \text{ kV}$$

olarak hesaplanır.

Burada her üç tabakadaki elektrik alan şiddeti, bu tabakaların delinme dayanımlarından küçük olduğundan, tabakalarda delinme olayı meydana gelmez. Dolayısıyla sistem delinmez.

Örnek 2:

Elektrot açıklığı $a = 6 \text{ cm}$ olan üç tabakalı düzlemsel elektrot sisteminde yalıtkan tabakaların dielektrik katsayıları, kalınlıkları ve ortalama delinme dayanımları,

$$\begin{array}{lll} \epsilon_1 = 1; & a_1 = 1 \text{ cm}; & E_{d1} = 40 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \\ \epsilon_2 = 2; & a_2 = 2 \text{ cm}; & E_{d2} = 50 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \\ \epsilon_3 = 3; & a_3 = 3 \text{ cm}; & E_{d3} = 100 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \end{array}$$

olarak verildiğine ve elektrotlara $U = 100 \text{ kV}$ 'luk bir gerilim uygulandığına göre, tabakalardaki elektrik alan şiddetini ve gerilimlerini hesaplayınız.

Cözüm:

$$A = \frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} = \frac{1}{1} + \frac{2}{2} + \frac{3}{3} = 3$$

$$E_1 = \frac{U}{\epsilon_1} \frac{1}{A} = \frac{100}{1} \frac{1}{3} = 33,333 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_1 = E_1 a_1 = 33,333 * 1 = 33,333 \text{ kV}$$

$$E_2 = \frac{U}{\epsilon_2} \frac{1}{A} = \frac{100}{2} \frac{1}{3} = \frac{100}{6} = 16,666 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_2 = E_2 a_2 = 16,666 * 2 = 33,332 \text{ kV}$$

$$E_3 = \frac{U}{\epsilon_3} \frac{1}{A} = \frac{100}{3} \frac{1}{3} = \frac{100}{9} = 11,111 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_3 = E_3 a_3 = 11,111 * 3 = 33,333 \text{ kV}$$

olarak hesaplanır.

Burada her üç tabakadaki elektrik alan şiddeti, bu tabakaların delinme dayanımlarından küçük olduğundan, tabakalarda delinme olayı meydana gelmez. Dolayısıyla sistem delinmez.

Örnek 3:

Elektrot açıklığı $a = 8 \text{ cm}$ olan dört tabakalı düzlemsel elektrot sisteminde yalıtkan tabakaların dielektrik katsayıları, kalınlıkları ve ortalama delinme dayanımları,

$$\epsilon_1 = 2; \quad a_1 = 1 \text{ cm}; \quad E_{d1} = 50 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\epsilon_2 = 1; \quad a_2 = 2 \text{ cm}; \quad E_{d2} = 30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\epsilon_3 = 3; \quad a_3 = 1 \text{ cm}; \quad E_{d3} = 40 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\epsilon_4 = 4; \quad a_4 = 4 \text{ cm}; \quad E_{d4} = 60 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

olarak verildiğine ve elektrotlara $U = 100 \text{ kV}$ 'luk bir gerilim uygulandığına göre, tabakalardaki elektrik alan şiddetini ve gerilimlerini hesaplayınız.

Çözüm:

$$A = \frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} + \frac{a_4}{\epsilon_4}$$

$$A = \frac{1}{2} + \frac{2}{1} + \frac{1}{3} + \frac{4}{4} = \frac{3 + 12 + 2 + 6}{6} = \frac{23}{6} = 3,833$$

$$E_1 = \frac{U}{\epsilon_1} \frac{1}{A} = \frac{100}{2} \frac{1}{3,833} = 13,044 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_1 = E_1 a_1 = 13,044 * 1 = 13,044 \text{ kV}$$

$$E_2 = \frac{U}{\epsilon_2} \frac{1}{A} = \frac{100}{1} \frac{1}{3,833} = \frac{100}{3,833} = 26,089 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_2 = E_2 a_2 = 26,089 * 2 = 52,178 \text{ kV}$$

$$E_3 = \frac{U}{\epsilon_3} \frac{1}{A} = \frac{100}{3} \frac{1}{3,833} = \frac{100}{11,499} = 8,696 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_3 = E_3 a_3 = 8,696 * 1 = 8,696 \text{ kV}$$

$$E_4 = \frac{U}{\epsilon_4} \frac{1}{A} = \frac{100}{4} \frac{1}{3,833} = \frac{100}{15,332} = 6,522 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_4 = E_4 a_4 = 6,522 * 4 = 26,088 \text{ kV}$$

olarak hesaplanır.

Burada her dört tabakadaki elektrik alan şiddeti, bu tabakaların delinme dayanımlarından küçük olduğundan, tabakalarda delinme olayı meydana gelmez. Dolayısıyla sistem delinmez.

Örnek 4:

Elektrot açıklığı $a = 4 \text{ cm}$ olan dört tabakalı düzlemsel elektrot sisteminde yalıtkan tabakaların dielektrik katsayıları, kalınlıkları ve ortalama delinme dayanımları,

$$\epsilon_1 = 6; \quad a_1 = 1 \text{ cm}; \quad E_{d1} = 80 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\epsilon_2 = 10; \quad a_2 = 0,5 \text{ cm}; \quad E_{d2} = 55 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\epsilon_3 = 4; \quad a_3 = 1,5 \text{ cm}; \quad E_{d3} = 100 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$\epsilon_4 = 2; \quad a_4 = 1 \text{ cm}; \quad E_{d4} = 60 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

olarak verildiğine ve elektrotlara $U = 220 \text{ kV}$ 'luk bir gerilim uygulandığına göre,

- Tabakalardaki elektrik alan şiddetini ve gerilimlerini hesaplayınız.
- Sistemin delinip delinmeyeceğini belirleyiniz.

Cözüm:

a)

$$A = \frac{a_1}{\varepsilon_1} + \frac{a_2}{\varepsilon_2} + \frac{a_3}{\varepsilon_3} + \frac{a_4}{\varepsilon_4}$$

$$A = \frac{1}{6} + \frac{0,5}{10} + \frac{1,5}{4} + \frac{1}{2} = \frac{10 + 3 + 22,5 + 30}{60} = \frac{65,5}{60} = 1,09$$

$$E_1 = \frac{U}{\varepsilon_1} \frac{1}{A} = \frac{220}{6} \frac{1}{1,09} = \frac{220}{6,54} = 33,64 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_1 = E_1 a_1 = 33,64 * 1 = 33,64 \text{ kV}$$

$$E_2 = \frac{U}{\varepsilon_2} \frac{1}{A} = \frac{220}{10} \frac{1}{1,09} = 20,18 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_2 = E_2 a_2 = 20,18 * 0,5 = 10,09 \text{ kV}$$

$$E_3 = \frac{U}{\varepsilon_3} \frac{1}{A} = \frac{220}{4} \frac{1}{1,09} = \frac{220}{4,36} = 50,46 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_3 = E_3 a_3 = 50,46 * 1,5 = 75,69 \text{ kV}$$

$$E_4 = \frac{U}{\varepsilon_4} \frac{1}{A} = \frac{220}{2} \frac{1}{1,09} = 100,92 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_4 = E_4 a_4 = 100,92 * 1 = 100,92 \text{ kV}$$

olarak hesaplanır.

Buradan;

$$E_1 = 33,64 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} < 80 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$E_2 = 20,18 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} < 55 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$E_3 = 50,46 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} < 100 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$E_4 = 100,92 \frac{\text{kv}}{\text{cm}} > 60 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

olduğu için 1., 2., ve 3. tabakalardaki elektrik alan şiddetleri, bu tabakaların delinme dayanımından küçük olduğundan bu tabakalarda delinme olayı olmayacaktır. Fakat 4. tabakadaki elektrik alan şiddeti bu tabakanın delinme dayanımından büyük olduğu için 4. tabakanın delineceği görülmektedir.

b)

4. tabaka delinip kısa devre olduğu için uygulanan gerilim, delinmeyen geri kalan üç tabakaya uygulanacaktır. Hesapları bu duruma göre yapalım.

$$A' = \frac{a_1}{\varepsilon_1} + \frac{a_2}{\varepsilon_2} + \frac{a_3}{\varepsilon_3}$$

$$A' = \frac{1}{6} + \frac{0,5}{10} + \frac{1,5}{4} = \frac{10 + 3 + 22,5}{60} = \frac{35,5}{60} = 0,59$$

$$E_1' = \frac{U}{\varepsilon_1} \frac{1}{A'} = \frac{220}{6} \frac{1}{0,59} = \frac{220}{3,54} = 62,15 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_1' = E_1' a_1 = 62,15 * 1 = 62,15 \text{ kV}$$

$$E_2' = \frac{U}{\varepsilon_2} \frac{1}{A'} = \frac{220}{10} \frac{1}{0,59} = 37,29 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_2' = E_2' a_2 = 37,29 * 0,5 = 18,645 \text{ kV}$$

$$E_3' = \frac{U}{\varepsilon_3} \frac{1}{A'} = \frac{220}{4} \frac{1}{0,59} = \frac{220}{2,36} = 93,22 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$U_3' = E_3' a_3 = 93,22 * 1,5 = 139,83 \text{ kV}$$

olarak hesaplanır.

$$E_1' = 62,15 \frac{\text{kv}}{\text{cm}} < 80 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$E_2' = 37,29 \frac{\text{kv}}{\text{cm}} < 55 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$E_3' = 93,22 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} < 100 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

olduğu görülmektedir.

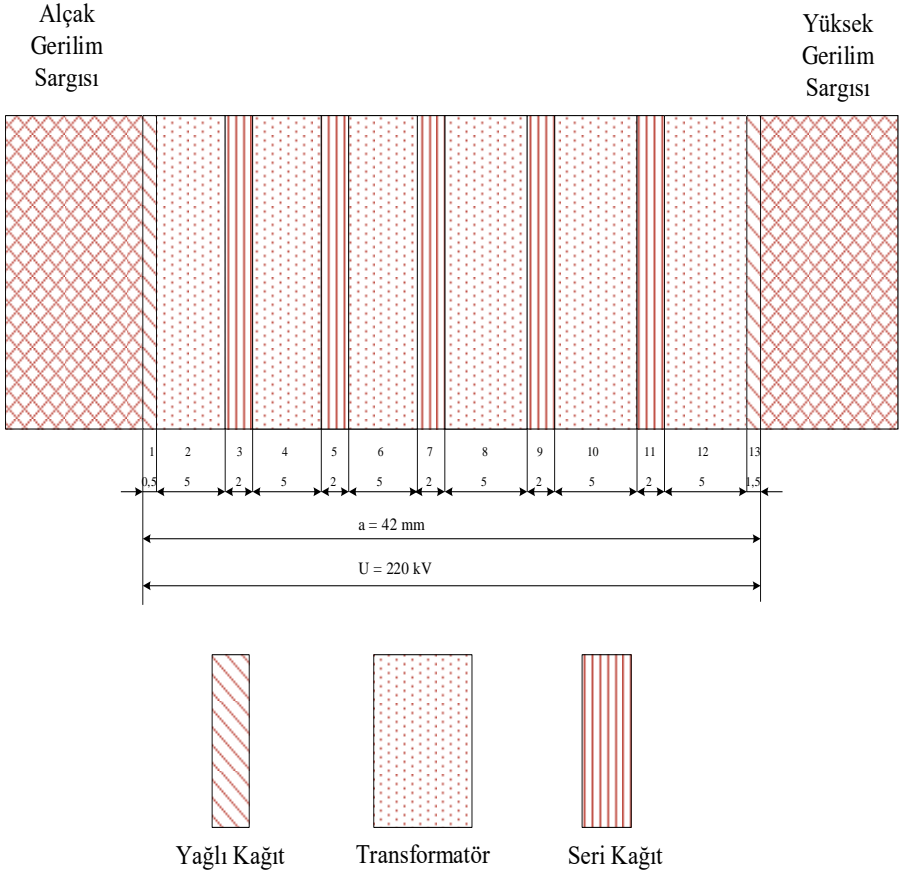
Bu sonuçlar bize 4. tabakada bir delinme olsa da bu durum sistem için bir kısmi boşalma olacağı ve sistemin tamamının delinmeyeceğini göstermektedir.

Örnek 5: Şekil 5.5'te 110 kV, 50 Hz'lik bir yüksek gerilim transformatörünün ana yalıtımı gösterilmiştir.

$U = 220 \text{ kV}$ için yalıtkan maddelerdeki elektrik alanlarını hesaplayınız.

Not: Sistem çok tabakalı düzlemsel elektrot sistemi olarak kabul edilecektir.

$\epsilon_1 = 3,1$ (Yağlı kâğıt); $\epsilon_2 = 2,2$ (Transformatör yağı); $\epsilon_3 = 4,2$ (Seri kâğıt)



Şekil 5.5.

Çözüm:

Tabakalar 1'den 13'e kadar numaralanırsa,

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{13}$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = \varepsilon_6 = \varepsilon_8 = \varepsilon_{10} = \varepsilon_{12}$$

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = \varepsilon_7 = \varepsilon_9 = \varepsilon_{11}$$

$$a_2 = a_4 = a_6 = a_8 = a_{10} = a_{12}$$

$$a_3 = a_5 = a_7 = a_9 = a_{11}$$

olduklarından,

$$A = \sum_{k=1}^n \frac{a_k}{\varepsilon_k} = \left(\frac{2}{3,1} + \frac{5 * 6}{2,2} + \frac{2 * 5}{4,2} \right) * 10^{-1}$$

$$A = \frac{0,2}{3,1} + \frac{3}{2,2} + \frac{1}{4,2} = 1,666$$

Dolayısıyla E_1 , E_2 ve E_3 ' ün değerleri,

$$E_1 = \frac{U}{\varepsilon_1} \frac{1}{A} = \frac{220}{3,1} \frac{1}{1,666} = 42,59 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

$$E_2 = \frac{U}{\varepsilon_2} \frac{1}{A} = \frac{220}{2,2} \frac{1}{1,666} = 60,02 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

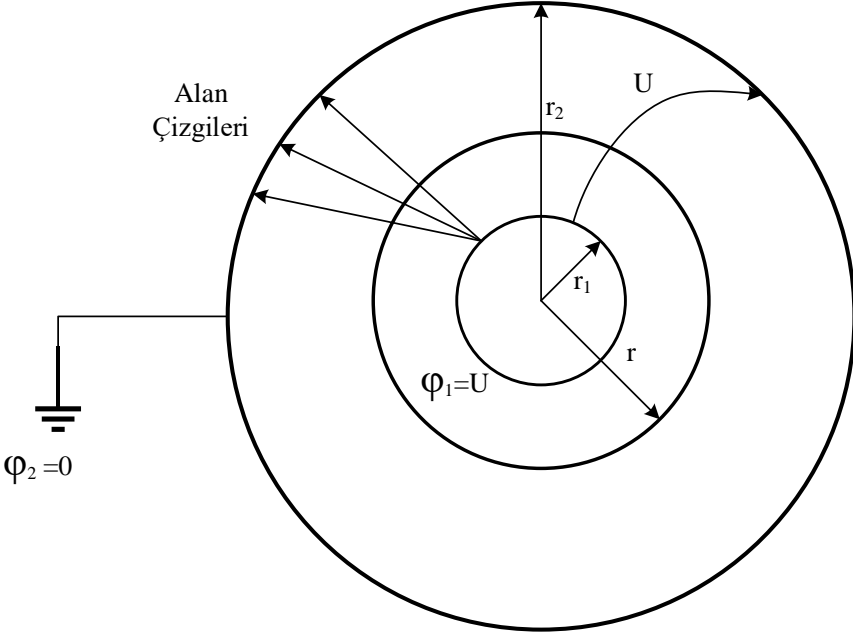
$$E_3 = \frac{U}{\varepsilon_3} \frac{1}{A} = \frac{220}{4,2} \frac{1}{1,666} = 31,44 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

olarak hesaplanır.

BÖLÜM 6

6.1. Eş Merkezli Küresel Elektrot Sistemi

Eş merkezli küresel elektrot sistemi şekil 6.1’de gösterilmiştir.



Şekil 6.1.

Şekil 6.1’deki elektrot sisteminde herhangi bir r yarıçaplı küre içinde kalan yük için D deplasmanı her noktada aynı olduğundan,

$$\oint \vec{D} d\vec{s} = Q \quad (6.1)$$

Denklemini

$$D4\pi r^2 = Q \quad (6.2)$$

şeklini alır.

$$D = \epsilon E \quad (6.3)$$

olduğunu düşünürsek E elektrik alanı için,

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r^2} \quad (6.4)$$

elde edilir.

Burada;

$$r_1 \leq r \leq r_2$$

şeklindedir.

Küreler arasında uygulana gerilim için,

$$U = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{Q}{4\pi\epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{Q}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (6.5)$$

elde edilir.

(6.4) ifadesinde $\frac{Q}{4\pi\epsilon}$ yerine

$$\frac{Q}{4\pi\epsilon} = U \frac{r_1 * r_2}{r_2 - r_1} \quad (6.6)$$

konursa , bu durumda E elektrik alan için,

$$E = U \frac{r_1 * r_2}{r_2 - r_1} \frac{1}{r^2} \quad (6.7)$$

elde edilir.

Küreler arasındaki aralığın kapasitesi için,

$$C = \frac{Q}{U} = 4\pi\epsilon \left(\frac{r_1 * r_2}{r_2 - r_1} \right) \quad (6.8)$$

elde edilir.

(6.7) ifadesinden

$r = r_1$ için,

$$E = E_{\max} = \left(\frac{r_2}{r_1}\right) \frac{1}{r_2 - r_1} U \quad (6.9)$$

$r = r_2$ için,

$$E = E_{\min} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right) \frac{1}{r_2 - r_1} U \quad (6.10)$$

elde edilir.

Ortalama elektrik alanı, elektrotlara uygulanan gerilimin elektrotlar arası açıklığa olan oranı ile tanımlanır ve E_{ort} ile gösterilir. Tanım olarak

$$E_{\text{ort}} = \frac{\text{Uygulanan Gerilim}}{\text{İzolasyon Kalınlığı}} = \frac{U}{r_2 - r_1} \quad (6.11)$$

olur.

Potansiyel ifadesi de

$$\varphi = - \int E dr + \kappa \quad (6.12)$$

ifadesinden,

$$\varphi = U \frac{r_1 * r_2}{r_2 - r_1} \frac{1}{r} + \kappa \quad (6.13)$$

elde edilir.

Burada;

κ - integral sabitidir.

κ integral sabiti $r = r_2$ için $\varphi = \varphi_2 = 0$ koşulundan bulunur. κ integral sabiti için,

$$\kappa = - \frac{r_1}{r_2 - r_1} U \quad (6.14)$$

elde edilir.

(6.14) ifadesini (6.13) ifadesinde yerine yazacak olursak, bu durumda potansiyel ifadesi için,

$$\varphi = U \frac{r_1}{r_2 - r_1} \left(\frac{r_2}{r} - 1 \right) \quad (6.15)$$

elde edilir.

E'nin E_{ort} 'ya eşit olduğu r_{ort} yarıçapı,

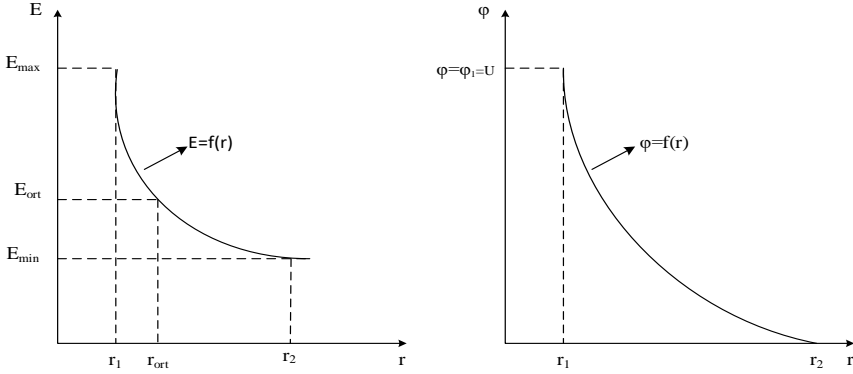
$$E_{ort} = U \frac{r_1 * r_2}{r_2 - r_1} \frac{1}{r_{ort}^2} = \frac{U}{r_2 - r_1} \quad (6.16)$$

ifadesinden

$$r_{ort} = \sqrt{r_1 r_2} \quad (6.17)$$

olarak bulunur.

Şekil 6.2'de küresel elektrot sisteminde elektrik alanının ve potansiyelin r 'ye bağlı olarak değişimi gösterilmiştir.



Şekil 6.2.

Gerçek açıklık a ile gösterilir. Eş merkezli küresel elektrot sisteminde gerçek açıklık için,

$$a = r_2 - r_1 \quad (6.18)$$

Eş değer açıklık α ile gösterilir. Herhangi bir elektrot sisteminde uygulanan gerilim U ve bu sistemde maksimum elektrik alan şiddeti E_{max} ise eşdeğer açıklık,

$$\alpha = \frac{U}{E_{\max}} \quad (6.19)$$

şeklinde tanımlanır.

Eş merkezli küresel elektrot sisteminde $E_{\max} = U \frac{r_2}{r_1} \frac{1}{r_2 - r_1}$ olduğundan eşdeğer açıklık için,

$$\alpha = \frac{r_1}{r_2} (r_2 - r_1) \quad (6.20)$$

elde edilir.

$E_{\max} = E_d$ olduğunu kabul edersek U_d delinme gerilimi için,

$$U_d = E_d r_1 \left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right) \quad (6.21)$$

elde edilir.

Bir elektrot sisteminde verim η ile gösterilir. Verim

$$\eta = \frac{\alpha}{a} = \frac{E_{\text{ort}}}{E_{\max}} \quad (6.22)$$

şeklinde tanımlanır.

Eş merkezli küresel elektrot sistemini delinme dayanımı bakımından inceleyelim.

1) Önce $r_2 = \text{sabit}$ ve $U = \text{sabit}$ olması durumunda E_{\max} 'ın r_1 'e göre değişimini inceleyelim.

$E_{\max} = U \frac{r_2}{r_1} \frac{1}{r_2 - r_1}$ denkleminin r_1 'e göre türevi alınıp sifıra eşit yapılırsa, E_{\max}' ı minimum yapan r_1 yarıçapı bulunur.

$$\frac{dE_{\max}}{dr_1} = - \frac{(r_2 - 2r_1) r_2 U}{(r_1 r_2 - r_1^2)^2} = 0 \quad (6.23)$$

denkleminde $r_1 = \frac{r_2}{2}$ koşulu bulunur.

Demek ki,

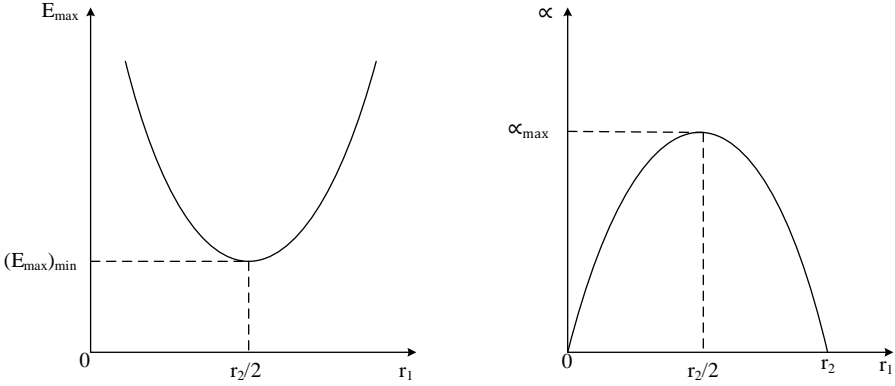
$$(E_{\max})_{\min} = U \left(\frac{r_2}{\frac{r_2}{2}} \right) \frac{1}{r_2 - (r_2/2)} = \frac{4U}{r_2} = \frac{2U}{r_1} = \frac{2U}{a} = 2E_{\text{ort}} \quad (6.24)$$

olur.

2) $E_{\max} = E_d = \text{sabit}$ ise U 'yu maksimum yapan r_1 'in değerini bulalım.

Bunun için $U = (r_2 - r_1) \frac{r_1}{r_2} E_{\max}$ ifadesinde E_{\max} 'ın sabit olduğunu, r_1 'in

sadece değişken olduğunu düşünürsek $\frac{\partial U}{\partial r_1} = 0$ yapan r_1 değeri $r_1 = \frac{r_2}{2}$ olarak bulunur. r_1 'in bu değerinde U ve α maksimum değerlerini alırlar. E_{\max} ve α 'nın r_1 'e bağlı olarak değişimi Şekil 6.3'te gösterilmiştir.



Şekil 6.3.

Örnek 1:

İç küre yarıçapı $r_1 = 50$ cm ve dış küre yarıçapı $r_2 = 200$ cm olan eş merkezli elektrot sisteminde havanın delinme dayanımı $E_d = 30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} = \text{sabit}$ olduğuna göre sistemin delinme başlangıç gerilimini hesaplayınız.

Çözüm:

$$U_d = E_d r_1 \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right)$$

$$U_d = 30 * 50 \left(1 - \frac{50}{200} \right) = 1125 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

Örnek 2:

İç küre yarıçapı $r_1 = 120$ cm ve dış küre yarıçapı $r_2 = 200$ cm olan eş merkezli elektrot sisteminde havanın delinme dayanımı $E_d = 30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} = \text{sabit}$ olduğuna göre sistemin delinme başlangıç gerilimini hesaplayınız.

Cözüm:

$$U_d = E_d r_1 \left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right)$$

$$U_d = 30 * 120 \left(1 - \frac{120}{200}\right) = 1440 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

Örnek 3:

a) Eş merkezli küresel elektrot sisteminde delinme dayanımı bakımından en elverişli durumdaki yarıçaplar arasındaki oran bağlantısını çıkarınız. İç küre yarıçapı 0,8 cm olan böyle bir sistemde dış küre yarıçapını hesaplayınız.

b) Söz konusu sistemde yalıtkan olarak delinme dayanımı $E_d = 100 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ve bağıl dielektrik sabiti $\epsilon_r = 4$ olan bir yalıtkan kullanılmış olması durumunda uygulanabilecek maksimum gerilimi ve sistemin kapasitesini $\epsilon_0 = 8,854 * 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}$ olduğuna göre hesaplayınız.

Cözüm:

a) $E_{\max} = U \left(\frac{r_2}{r_1}\right) \frac{1}{r_2 - r_1}$ denkleminin r_1 'e göre türevi alınıp sıfıra eşit yapılırsa, E_{\max} 'ı minimum yapan r_1 yarıçapı bulunur.

$$\frac{dE_{\max}}{dr_1} = - \frac{(r_2 - 2r_1)r_2 U}{(r_1 r_2 - r_1^2)^2} = 0 \text{ denkleminde } r_1 = \frac{r_2}{2} \text{ koşulu bulunur.}$$

Buradan da yarıçaplar arasındaki oran $\frac{r_2}{r_1} = 2$ olarak bulunur.

$r_1 = 0,8$ cm olarak verildiğine göre delinme dayanımı bakımından en elverişli durumda yarıçaplar arasındaki oran kullanılarak dış yarıçapın değeri,

$$r_2 = 2 * r_1 = 2 * 0,8 = 1,6 \text{ cm}$$

olarak bulunur.

b) Sisteme uygulanacak maksimum gerilim;

$$U_d = E_d r_1 \left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right) = 100 * 0,8 \left(1 - \frac{0,8}{1,6}\right)$$

$$U_d = 40 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

Bu sistemin kapasitesi ise,

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r_1 r_2}{r_2 - r_1} = \frac{4\pi * 8,854 * 10^{-14} \left(\frac{F}{cm}\right) * 4 * 0,8 * 1,6}{1,6 - 0,8}$$

$$C = 7,12 * 10^{-12} F = 7,12 \text{ pF}$$

olarak bulunur.

Örnek 4:

Delinme dayanımı bakımından en elverişli düzene sahip, dış yarıçapı $r_2 = 50 \text{ cm}$ ve delinme elektrik alan şiddeti $E_d = 30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ olan bir eş merkezli küresel elektrot sisteminde;

- Delime dayanma bakımından en elverişli durumda iç küre yarıçapını hesaplayınız.
- U_d delinme gerilimini hesaplayınız.

Cözüm:

a) $E_{\max} = U \left(\frac{r_2}{r_1}\right) \frac{1}{r_2 - r_1}$ denkleminin r_1 'e göre türevi alınıp sıfıra eşit yapılırsa, E_{\max} 'ı minimum yapan r_1 yarıçapı bulunur.

$$\frac{dE_{\max}}{dr_1} = - \frac{(r_2 - 2r_1) r_2 U}{(r_1 r_2 - r_1^2)^2} = 0 \text{ denkleminde } r_1 = \frac{r_2}{2} \text{ koşulu bulunur.}$$

Buradan da

$$r_1 = \frac{r_2}{2} = \frac{50}{2} = 25 \text{ cm}$$

olarak bulunur.

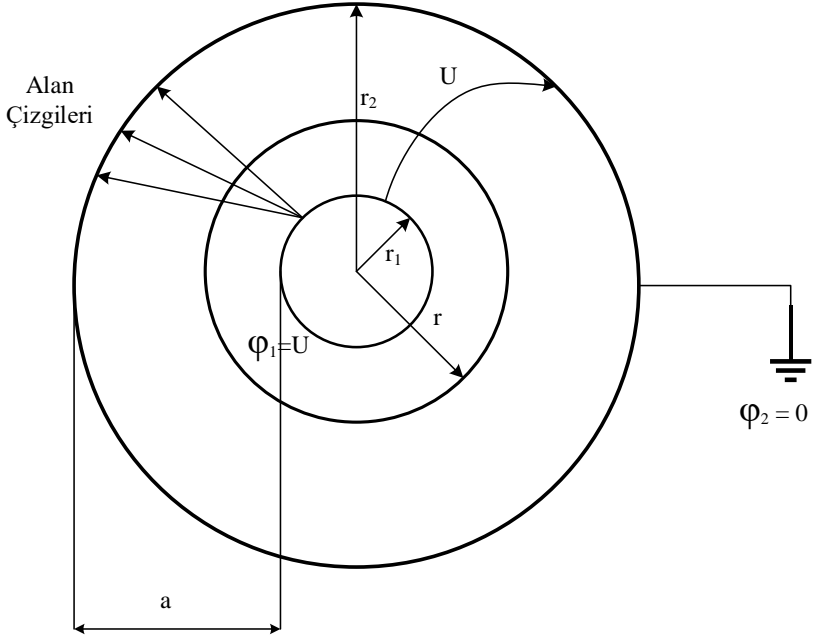
$$b) U_d = E_d r_1 \left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right) = 30 * 25 \left(1 - \frac{25}{50}\right)$$

$$U_d = 375 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

6.2. Eş Eksenli Silindriyel Elektrot Sistemi

Eş eksenli silindriyel elektrot sistemi şekil 6.4'te gösterilmiştir.



Şekil 6.4.

Şekil 6.4 yarıçapları r_1 , r_2 uzunluğu ℓ ve elektrotlarına uygulanan gerilim U olan eş eksenli silindrsel elektrot sistemini ifade etmektedir. Şekil 6.4'teki elektrot sisteminde herhangi bir r yarıçaplı silindir içinde kalan yük için D deplasmanı her noktada aynı olduğundan

$$\oint \vec{D} d\vec{s} = Q \quad (6.25)$$

denklemini

$$D(2\pi r\ell) = Q \quad (6.26)$$

şeklini alır.

$\vec{D} = \epsilon\vec{E}$ olduğu düşünülürse, elektrik alanı

$$E = \frac{Q}{2\pi\epsilon\ell} \frac{1}{r} \quad r_1 \leq r \leq r_2 \quad (6.27)$$

olur.

Silindirler arasına uygulanan gerilim ise

$$\int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{Q}{2\pi\epsilon\ell} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{Q}{2\pi\epsilon\ell} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (6.28)$$

şeklinde olur.

(6.27) ifadesinde $Q/2\pi\epsilon\ell$ yerine $U/\ln(r_2/r_1)$ konulursa, bu durumda E elektrik alanı,

$$E = \frac{1}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \frac{U}{r} \quad (6.29)$$

şekline girer.

Potansiyel ifadesinde $\varphi = - \int E dr + \kappa$ ifadesinden

$$\varphi = - \frac{U}{\ln\frac{r_2}{r_1}} \ln r + \kappa \quad (6.30)$$

olarak elde edilir.

Burada;

κ – integral sabitidir.

κ integral sabiti $r = r_2$ için $\varphi = \varphi_2 = 0$ koşulundan

$$\kappa = \frac{U}{\ln\frac{r_2}{r_1}} \ln r_2 \quad (6.31)$$

olarak bulunur.

κ integral sabitinin bu değerini (6.30) ifadesinde yerine yazarsak, bu durumda potansiyel için

$$\varphi = \frac{U}{\ln\frac{r_2}{r_1}} \ln \frac{r_2}{r} \quad (6.32)$$

elde edilir.

$r = r_1$ için;

$$E = E_{\max} = \frac{U}{r_1 \ln\frac{r_2}{r_1}} \quad (6.33)$$

olur.

$r = r_2$ için;

$$E = E_{\min} = \frac{U}{r_2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (6.34)$$

olur.

Ortalama elektrik alan için,

$$E_{\text{ort}} = \frac{U}{r_2 - r_1} = \frac{U}{r_{\text{ort}} \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (6.35)$$

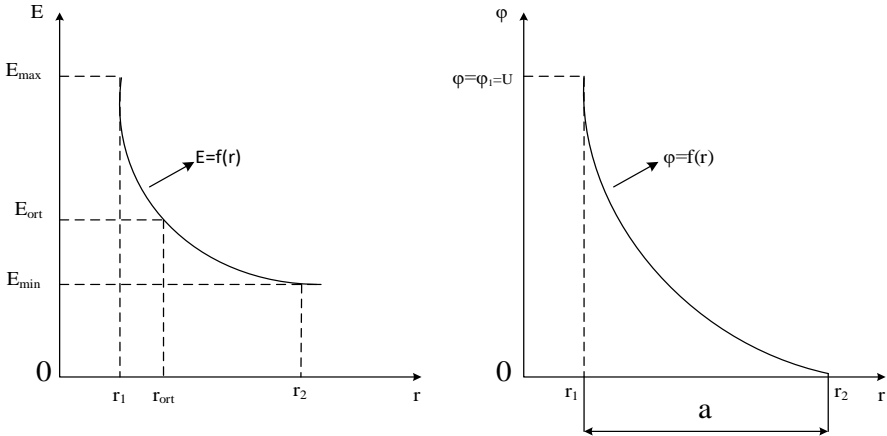
olur.

Burada;

$$r_{\text{ort}} = \frac{r_2 - r_1}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (6.36)$$

şeklinde.

Eş eksenli silindrsel elektrot sisteminde elektrik alanının ve potansiyelin r 'ye bağlı olarak değişimi şekil 6.5'te gösterilmiştir.



Şekil 6.5

Gerçek açıklık a ile gösterilir. Eş eksenli silindrsel elektrot sisteminde gerçek açıklık için,

$$a = r_2 - r_1 \quad (6.37)$$

yazılabilir.

Eşdeğer açıklık α ile gösterilir. Eş eksenli elektrot sisteminde uygulanan gerilim U ve bu sistemde maksimum elektrik alan şiddeti E_{\max} ise eşdeğer açıklık,

$$\alpha = \frac{U}{E_{\max}} = r_1 \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (6.38)$$

şeklinde tanımlanır. Verim η ile gösterilir. Verim

$$\eta = \frac{\alpha}{a} = \frac{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}{r_2 - r_1} \quad (6.39)$$

şeklinde tanımlanır.

Eş eksenli silindrsel elektrot sistemini delinme dayanımı bakımından inceleyelim.

1) Dış silindir yarıçapının sabit olması durumunda $r_2 = \text{sabit}$ ve $U = \text{sabit}$ olması durumunda E_{\max} 'ın r_1 'e göre değişimini inceleyelim.

$E_{\max} = \frac{U}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}$ denkleminin r_1 'e göre türevi alınıp sıfıra eşit yapılırsa, E_{\max} 'ı minimum yapan r_1 yarıçapı bulunur.

$$\frac{dE_{\max}}{dr_1} = - \frac{\left(\ln \frac{r_2}{r_1} - \frac{r_1}{r_1} \right) U}{\left(r_1 \ln \frac{r_2}{r_1} \right)^2} = 0 \quad (6.40)$$

Denklemden $\ln \frac{r_2}{r_1} = 1$ veya $\frac{r_2}{r_1} = e = 2,718$ koşulu bulunur. Demek ki,

$$(E_{\max})_{\min} = \frac{U}{r_1} = \frac{U}{r_2} e \quad (6.41)$$

olur.

2) İç silindir yarıçapının sabit olması durumunda $r_1 = \text{sabit}$ ve r_2 değişken olması durumunda, delinme başlangıç gerilimi,

$$U_d = E_d \cdot r_1 \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (6.42)$$

ifadesine göre logaritmik olarak bir yükseliş gösterir. Burada $r_1 = \text{sabit}$ olduğundan ortamın E_d delinme dayanımı için de sabit bir değer söz konusudur.

Örnek:

$U = 300 \text{ kV}$ 'luk bir doğru gerilime dayanabilecek hava yalıtkanlı bir duvar tipi geçit izolatörünün iç silindir yarıçapı $r_1 = 10 \text{ cm}$ olarak verildiğine göre dış silindir yarıçapını bulunuz.

Bu hesapta kenar etkisi ihmal edilecek ve $E_d = 30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} = \text{sabit}$ kabul edilecektir.

Çözüm:

$$\ln \frac{r_2}{r_1} = 1 \text{ veya } \frac{r_2}{r_1} = e \text{ olduğundan}$$

$$r_2 = e r_1 = 2,718 * 10 = 27,18 \text{ cm}$$

olarak bulunur.

6.3. Bazı Elektrot Sistemlerinde Maksimum Elektrik Alanının Yaklaşık Olarak Hesabı

Uygulamada bazı durumlarda ve özellikle küresel ve silindirselsistemlerde veya bu türden olup da, uzun hesap işlemlerini gerektiren daha karışık elektrot sistemlerinde, maksimum elektrik alanının bulunmasında kesin hesap işlemlerine göre daha basit ve kolay olan yaklaşık hesap yöntemi kullanılır.

Yaklaşık hesap yönteminde ele alınan küresel veya silindirselsistemleri, kendi türlerinden olan en basit elektrot sistemlerine ve örneğin eş merkezli küresel veya eş eksenli silindirselsisteme dönüştürülür ve söz konusu sistemlerin E_{max} elektrik alan şiddetleri, bu basit elektrot sistemlerine ilişkin bağıntılar kullanılarak ve ortalama bir K düzeltme faktörü göz önünü alınarak yaklaşık olarak bulunabilir. Ele alınan elektrot sisteminin basit elektrot sistemine dönüştürülmesinde aşağıdaki üç ilke göz önünde tutulur.

1. Söz konusu elektrot sistemlerinde maksimum elektrik alan şiddetinin bulunduğu nokta, genel olarak iki elektrot arasında en dar bölgededir.

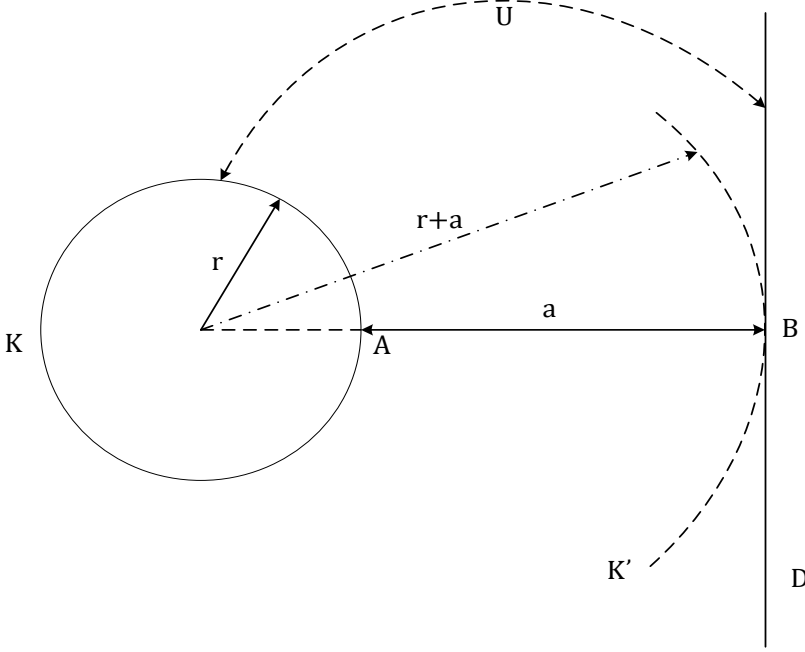
2. Maksimum elektrik alan şiddeti, yarıçapı küçük olan elektrot üzerindedir.

3. Maksimum elektrik alan şiddeti, karşı elektrotun yarıçapına az bağlıdır. Bu bağıllık elektrotlar arası açıklık büyüdükçe azalır.

Bu esaslara göre bazı elektrot sistemlerinde E_{\max} 'ın yaklaşık olarak hesabını inceleyelim.

6.3.1. Küre - Düzlem Elektrot Sistemi

Küre - Düzlem elektrot sistemi şekil 6.6'da gösterilmiştir.



Şekil 6.6.

Şekil 6.6'da verilen küre - düzlem elektrot sisteminde, E_{\max} iki elektrot arasında en dar bölgede ve eğrilik yarıçapı küçük olan elektrot üzerindedir.

Buna göre E_{\max} 'ın her iki elektrota dik olan AB doğrusunun küreyi kestiği A noktasında olacağı kolayca anlaşılır. Diğer taraftan, E_{\max} 'ın karşı elektrotun eğrilik yarıçapına az bağlı olması, verilen sistemde D düzlemi yerine, bu düzleme B noktasında teğet olan $(r + a)$ yarıçaplı eş merkezli K' küresinin karşı elektrot olarak alınabileceğini gösterir. Eş merkezli küresel elektrot sisteminde,

$$E_{\max} = U \frac{r_2}{r_1} \frac{1}{r_2 - r_1} \quad (6.43)$$

olduğunda burada E_{\max} için,

$$E_{\max} = \frac{U}{a} \frac{r + a}{r} \quad (6.44)$$

olur.

$K < 1$ bir düzeltme faktörü olmak üzere, küre - düzlem elektrot sisteminde maksimum elektrik alanı,

$$E_{\max} = K \frac{U}{a} \frac{r + a}{r} \quad (6.45)$$

şeklinde olur.

Burada;

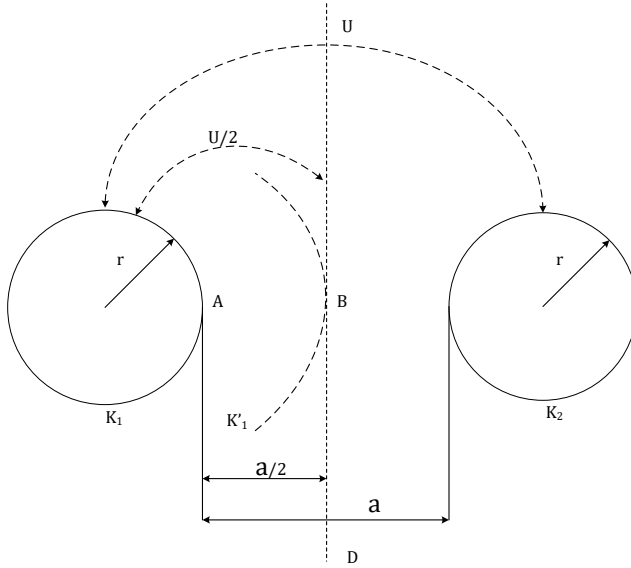
K – Düzeltme faktörüdür.

K Düzeltme faktörünün kesin değeri 0,88 – 0,97 arasında değişmektedir.

Ortalama bir değer olarak K düzeltme faktörü için $K \cong 0,9$ alınabilir.

6.3.2. Küre - Küre Elektrot Sistemi

Küre - küre elektrot sistemi şekil 6.7’de gösterilmiştir.



Şekil 6.7

Şekil 6.7’den görüldüğü üzere, yarıçapları eşit, simetrik düzende küre - küre elektrot sisteminin maksimum alan şiddetinin yaklaşık değeri de aynı şekilde ortalama bir düzeltme faktörü kabul edilmek suretiyle eş merkezli küresel elektrot

sisteminin bağıntılarından gidilerek bulunabilir. Bunun için önce kürelerin D simetri düzlemi çizilir. Böylece problem elektrotlar arasındaki açıklığı $a/2$ ve elektrotlara uygulanan gerilim $U/2$ olan küre - düzlem elektrot sistemine indirgenmiş olur. Bundan sonra D düzlem elektrotu yerine yarıçapları $[r + (a/2)]$ olan K'_1 küresi alınarak A noktasındaki maksimum elektrik alan şiddeti

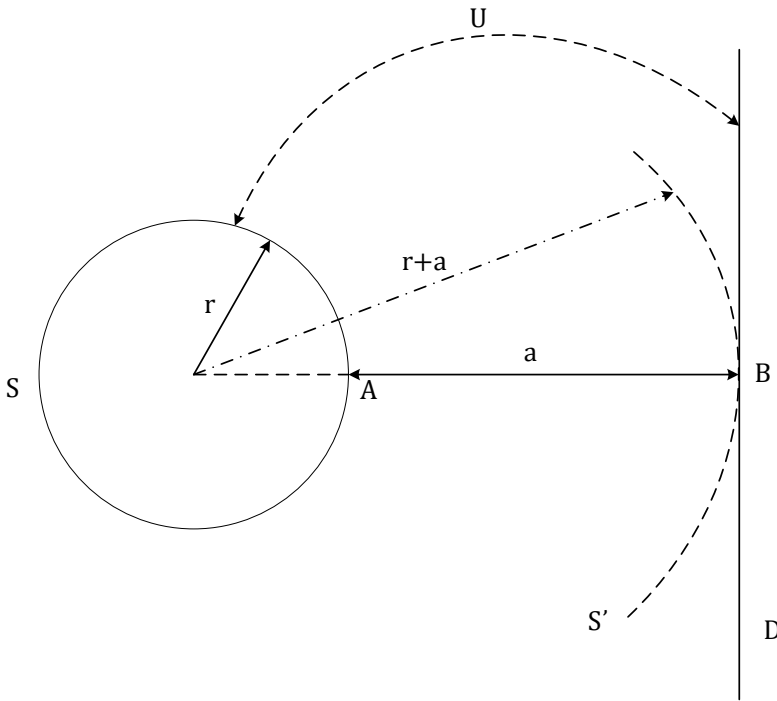
$$E_{\max} = K \frac{U}{a} \frac{r + \frac{a}{2}}{r} \quad (6.46)$$

şeklinde bulunur.

Burada K düzeltme faktörü $K \cong 0,9$ alınır.

6.3.3. Silindir - Düzlem Elektrot Sistemi

Silindir - düzlem elektrot sistemi şekil 6.8'de gösterilmiştir.



Şekil 6.8.

E_{\max} elektrik alanı A noktasındadır. D düzlemi yerine yarıçapı $r + a$ olan bir S' silindiri alınırsa E_{\max} elektrik alanının değeri çok az değişir. Eş eksenli silindresel elektrot sisteminde,

$$E_{\max} = \frac{U}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (6.47)$$

olduğundan silindir - düzlem elektrot sisteminde maksimum elektrik alanı

$$E_{\max} = K \frac{U}{r \ln \frac{r+a}{r}} \quad (6.48)$$

şeklinde olur.

Burada;

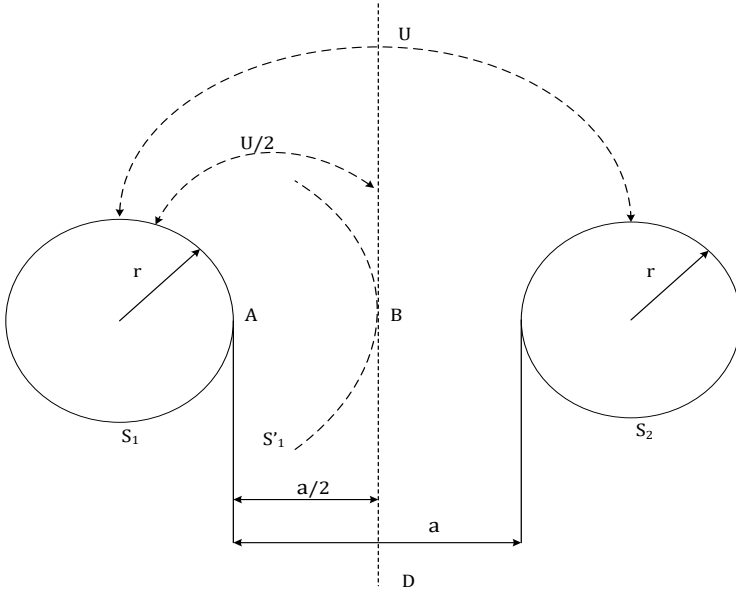
K – Düzeltme faktörüdür.

K Düzeltme faktörünün kesin değeri 0,88 – 0,97 arasında değişmektedir.

Ortalama bir değer olarak K düzeltme faktörü için $K \cong 0,9$ alınabilir.

6.3.4. Silindir - Silindir Elektrot Sistemi

Silindir - silindir elektrot sistemi şekil 6.9’da gösterilmiştir.



Şekil 6.9.

Şekil 6.9’dan görüldüğü gibi, yarıçapları eşit silindir - silindir elektrot sisteminin maksimum elektrik alanı küre - küre elektrot sisteminde olduğu gibi, ortalama bir düzeltme faktörü kabul edilmek suretiyle, eş eksenli silindirselsel

elektrot sisteminin bağıntılarından gidilerek bulunabilir. Böylece problem, elektrotlar arası açıklığı $a/2$ ve elektrotlarına uygulanan gerilimi $U/2$ olan bir silindir - düzlem elektrot sistemine indirgenmiş olur. Bundan sonra düzlem elektrot yerine yarıçapı $[r + (a + 2)]$ olan bir S'_1 silindiri alınarak A noktasındaki maksimum elektrik alanı bulunur.

Eş eksenli silindrsel elektrot sisteminde,

$$E_{\max} = \frac{U}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (6.49)$$

olduğundan silindir - silindir elektrot sisteminde maksimum elektrik alanı,

$$E_{\max} = K \frac{U}{2r \ln \frac{r + \frac{a}{2}}{r}} \quad (6.50)$$

şeklinde olur.

Burada;

K – Düzeltme faktörüdür.

K Düzeltme faktörünün kesin değeri $0,88 - 0,97$ arasında değişmektedir.

Ortalama bir değer olarak K düzeltme faktörü için $K \cong 0,9$ alınabilir.

Örnek 1:

Küre - düzlem elektrot sisteminde küre yarıçapı $r = 0,2$ cm elektrot açıklığı $a = 0,5$ cm, havanın delinme dayanımı $E_d = E_{\max} = 30$ kV/cm ve düzeltme faktörü $K = 0,85$ olduğuna göre maksimum elektrik alan şiddetinin yaklaşık olarak hesabından yararlanarak U_d delinme gerilimini hesaplayınız.

Çözüm:

Küre - düzlem elektrot sisteminde maksimum elektrik alanı yaklaşık olarak

$$E_{\max} = K \frac{U}{a} \frac{r + a}{r}$$

ifadesinden hesaplanır. Bu ifadeyi düzenlese,

$$E_d = E_{\max} = K \frac{U_d}{a} \frac{r + a}{r}$$

elde edilir. Buradan da U_d için

$$U_d = E_d \frac{1}{K} \frac{r * a}{r + a}$$

elde edilir. Değerleri yerine yazacak olursak U_d

$$U_d = 30 * \frac{1}{0,85} * \frac{0,2 * 0,5}{0,2 + 0,5} = 5,042 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

Örnek 2:

Eşit yarıçaplı karşılıklı küre - küre elektrot sisteminde $r_1 = r_2 = 25 \text{ cm}$, $a = 10 \text{ cm}$, $U = 263 \text{ kV}$ ve düzeltme faktörü $K = 0,9$ olduğuna göre maksimum elektrik alan şiddetini yaklaşık hesap yöntemiyle hesaplayınız.

Cözüm:

Küre - küre elektrot sisteminde maksimum elektrik alan şiddeti

$$E_{\max} = K \frac{U}{a} \frac{r + \frac{a}{2}}{r}$$

ifadesinden hesaplanır. Değerleri yerine yazacak olursak E_{\max}

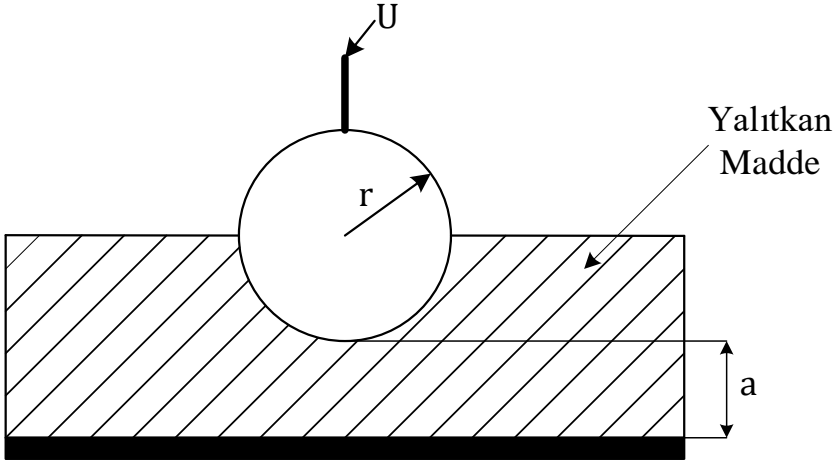
$$E_{\max} = 0,9 * \frac{263}{10} * \frac{25 + \frac{10}{2}}{25} = 28,404 \text{ kV/cm}$$

olarak bulunur.

Örnek 3:

Bir yalıtkan maddenin delinme dayanımını tayin etmek üzere küre - düzlem elektrot sistemiyle 6 numune üzerinde yapılan deney sonuçları aşağıda verilmiştir. Küre elektrotun yarıçapı $r = 1 \text{ cm}$ 'dir. Yalıtkan maddenin ortalama ve en küçük delinme dayanımlarını yaklaşık hesap yöntemle hesaplayınız.

a (cm)	0,45	0,51	0,48	0,55	0,50	0,47
U_d (kV)	75	86	82	85	81	75



Küre - Düzlem Elektrot Sistemi

Çözüm:

Küre - düzlem elektrot sisteminde

$$E_{\max} = 0,9 \frac{U}{a} \frac{r + a}{r}$$

şeklindedir.

E_{\max} yerine E_d , U yerine de U_d konursa,

$$E_d = 0,9 \frac{U_d}{a} \frac{r + a}{r}$$

elde edilir.

Bu ifade de $r = 1$ cm ve a ile U_d yerine de yukarıdaki çizelgedeki değerler konulursa, bu durumda E_d için aşağıdaki çizelgedeki değerler bulunur.

a (cm)	0,45	0,51	0,48	0,55	0,50	0,47
U_d (kV)	75	86	82	85	81	75
E_d (kV/cm)	217	228	227	216	218	212

Buna göre,

$$(E_d)_{\text{ort}} = \frac{1}{6} (217 + 228 + 227 + 216 + 218 + 212) = 219,6 \text{ kV/cm}$$

$$(E_d)_{\min} = 212 \text{ kV/cm}$$

olarak bulunur.

Örnek 4:

Silindir - düzlem elektrot sisteminde yarıçapı $r = 1,2 \text{ cm}$, elektrot açıklığı $a = 10 \text{ cm}$, havanın delinme dayanımı $E_d = E_{\max} = 30 \text{ kV/cm}$ ve düzeltme faktörü $K = 0,92$ olduğuna göre maksimum elektrik alan şiddetinin yaklaşık olarak hesabından yararlanarak U_d delinle gerilimini hesaplayınız.

Cözüm:

Silindir - düzlem elektrot sisteminde maksimum elektrik alanı yaklaşık olarak,

$$E_{\max} = K \frac{U}{r \ln \frac{r+a}{r}}$$

ifadesinden hesaplanır. Bu ifadeyi düzenlese,

$$E_d = E_{\max} = K \frac{U_d}{r \ln \frac{r+a}{r}}$$

elde edilir. Buradan da U_d için

$$U_d = E_d \frac{1}{K} r \ln \frac{r+a}{r}$$

elde edilir. Değerleri yerine yazacak olursak U_d

$$U_d = 30 * \frac{1}{0,92} * 1,2 * \ln \frac{1,2 + 10}{1,2} = 87,4 \text{ kV}$$

olarak bulunur.

Örnek 5:

Eşit yarıçaplı, eksenleri paralel karşılıklı silindir - silindir elektrot sisteminde $r_1 = r_2 = 3,2$ cm, $a = 600$ cm, $U = 400$ kV ve düzeltme faktörü $K = 0,9$ olduğuna göre maksimum elektrik alan şiddetini yaklaşık hesap yöntemiyle hesaplayınız.

Cözüm:

Silindir - silindir elektrot sistemde maksimum elektrik alan şiddeti

$$E_{\max} = K \frac{U}{2r \ln \frac{r + \frac{a}{2}}{r}}$$

ifadesinden hesaplanır. Değerleri yerine yazacak olursak E_{\max}

$$E_{\max} = 0,9 * \frac{400}{2 * 3,2 * \ln \frac{3,2 + \frac{600}{2}}{3,2}} = 12,36 \text{ kV/cm}$$

olarak bulunur.

KAYNAKLAR

- Akpınar, A. (1997). Yüksek Gerilim Tekniğinin Temelleri, Karadeniz Teknik Üniversitesi Basımevi, Trabzon.
- Özkaya, M. (1996). Yüksek Gerilim Tekniği, Cilt 1, Birsen Yayınevi, İstanbul.
- Özkaya, M. (1988) “Yüksek Gerilim Tekniği”, Cilt 2, İstanbul 1988, İstanbul Teknik Üniversite Matbaası Gümüşsuyu.
- Kalenderli, Ö., Kocatepe C., Arıkan O., (2005). Çözülü Problemlerle Yüksek Gerilim Tekniği, Cilt 1, Birsen Yayınevi, İstanbul.
- Далгинов, А. И. (1962). Техника Высоких Напряжений, Москва - Ленинград. Дерюгина, Е. А. and Пономаренко, Е. Г. (2020). Перенапряжения В Электроэнергетических Системах, Минск. Под Общей Редакцией Д. В. Разевига, (1964). Техника Высоких Напряжений, Москва Ленинград, Издательство “Энергия”.
- Под Общей Редакцией В. П. Ларионова, (1986). Техника высоких напряжений”, Москва Энергatomиздат.
- Тиняков, Н. А , Степанчук, К. Ф. (1982). Техника высоких Напряжений, Минск.
- Титков, В. В. Перенапряжения и Молниезащита: Учебное пособие для вузов / В.В. Титков, Ф. Х. Халилов. – СПб.: Издательство Политехнического университета, 2011. – 221 с.
- Rüstemli S., Kocaman B., (2022) Elektrik Şebekelerinde Aşırı Gerilimlere Karşı Koruma Tekniği, İksad Yayınevi.
- AKALP O., KAYA İ., EFE S. B., “Yüksek gerilim teçhizatlarında dış etken kaynaklı arızaların analizi ve azaltılması”, DÜMF Mühendislik Dergisi 7 (1), 51-62.
- EFE S. B., “Dinamik güç sistemleri için Jakobson yöntemi tabanlı birleşik güç akış kontrolörü tasarımı”, DÜMF Mühendislik Dergisi 9 (2), 601-607.
- Alisoy T. G., Alisoy H. Z., Rüstemov S. A., M. Arkan M., “Internal Ionization Process In Polymer Dielectrics In Strong Electrical Field”, Physica A:Statistical Mechanics And Its Applications, 335 (2004), pp., 59–69.
- H. Z. Alisoy, G.T. Alisoy, M. Koseoglu “Charging kinetics of spherical dielectric particles in a unipolar corona field”, Journal of Electrostatics 63 (2005) 1095–1103.
- Rustemli S., Cengiz M. S., “Active Filter Solutions in Energy Systems”, Turkish Journal of Electrical Engineering & Computer Sciences 23 (2015), pp: 1587–1607, 2015.

- Rüstemli S., Cengiz M. S., Dinçer F., “Van İli Elektrik Enerjisinin Dünü, Bugünü ve Yarını”, Kaynak Elektrik Enerji, Elektrik, Aydınlatma, Elektronik ve Otomasyon Mühendisliği Dergisi, Sayı:260, s.108–115, 2011.
- Abdurrahmanov, M. (2006). Elektrik Şebekelerin Mühafize Teknikası”, Bakı.
- Naidu, M.S. and Kamaraju, V. (2009). High Voltage Engineering, Tata McGrawHill, 4th Edition, 2009.
- А. В. Лобонов, Ю. В. Рахманова, Л. Э. Рогинская (2021), Техника Высоких Напряжений, Уфа.
- А. Ф. Важов, В. А. Лавринович, С. А. Лораткин (2006), Техника Высоких Напряжений, Томск.
- В. Ф. Важов, В. А. Лавринович, (2008), Техника Высоких Напряжений, Томск.