

III.9.ELEKTROMANYETİK KARŞILIKLI VE ÖZ İNDÜKSİYON

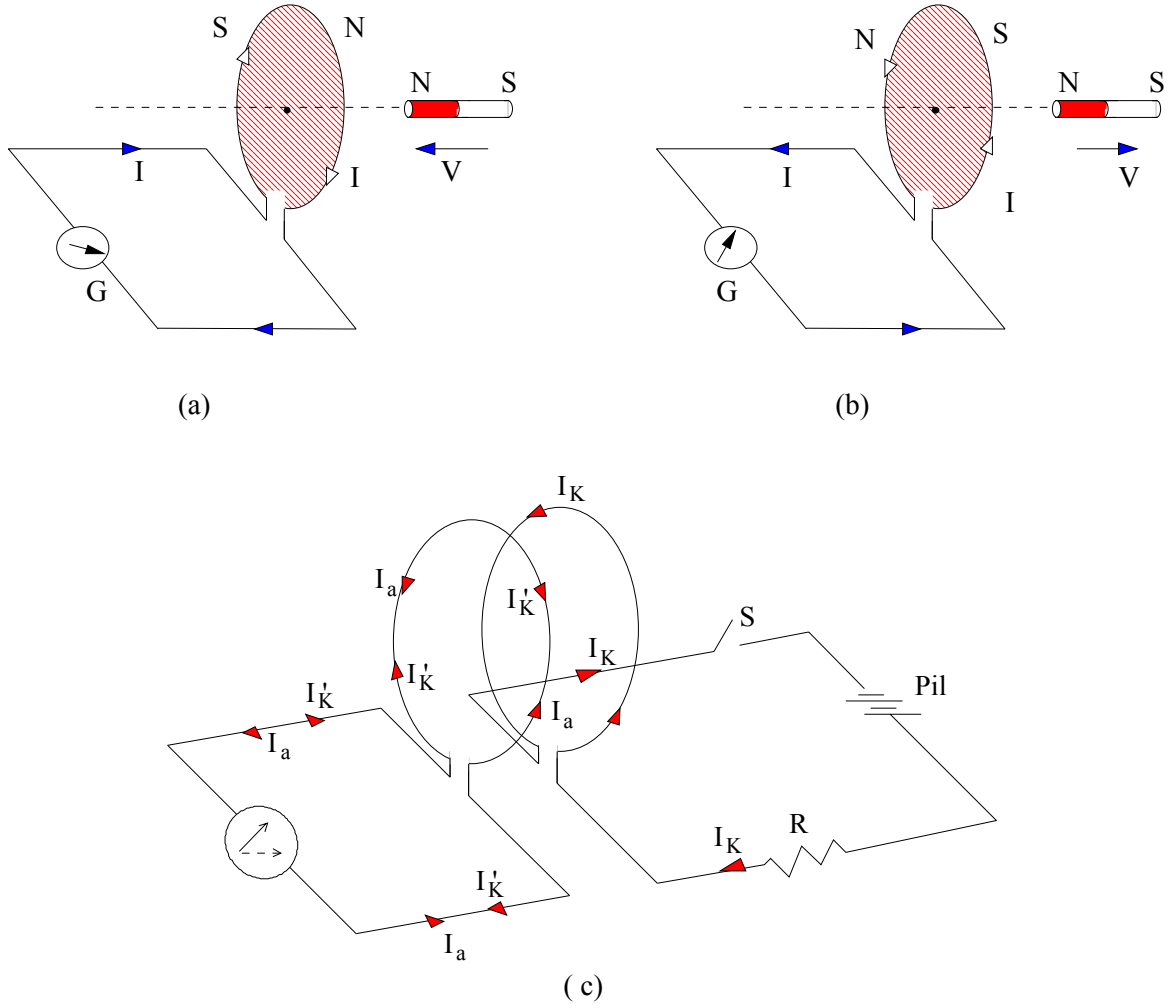
III.9.01 FARADAY-HENRY YASASI. İNDÜKSİYON ELEKTROMOTOR KUVVETİ

Şimdiye değin durgun yüklerden oluşan elektrik alanlarını ve hareketli yüklerin oluşturduğu manyetik alanları inceledik. Bu kısımda değişen manyetik alanlardan oluşan elektrik alanları incelenecektir.

Elektromanyetizmanın temel bağıntılarından biri olan *Faraday-Henry* yasası, elektromanyetizmanın denel sonuçlarına bir anlatım getirmiştir. Bir manyetik alanın, alan içine konan bir iletkende bir elektrik akımının doğmasına neden olup olamayacağı bu bilim adamlarınca araştırılmış ve elektromanyetik indüksiyon olayı böylece ortaya çıkarılmıştır.İndüksiyon e.m.k leri farklı iki yolla oluşturulabilmektedir;

- 1)Kapalı bir devreden geçen manyetik akımın değişmesiyle,
- 2)Hareketten doğan e.m.k.Burada iletken çubuk manyetik alanda hareket etmektedir.

İndüksiyon e.m.k. nin kapalı bir devreden geçen manyetik akımın değişmesiyle elde edilmesine ait deneyler sistemi Şekil 01 a,b,c de gösterilmiştir.



Şekil 01.a.b.c

Şekil 01. a, b de, bir mıknatıs çubuk dairesel tek sarımlı bir iletken düzlemine dik ve merkezine doğru (a) da düzgün bir V hızı ile yaklaşmakta, (b) de de aynı hızla uzaklaşmaktadır. Her iki halde de G galvanometresinden akım geçmekte fakat bunların yönleri ters olmaktadır. Yine Şekil 01.c' de dirençli devrede S anahtarı kapanınca diğer bobinli devredeki G galvanometresinden akım geçtiği, fakat anahtar açılınca G galvanometresinden yine akım geçtiği fakat bunun yönünün ilkinin göre ters olduğu izlenebilir. Bu akım geçişlerinin nedeni devrede oluşan induksiyon e.m.k. dir. Faraday yukarıdaki deneylerde G galvanometreli devrelerde oluşan e.m.k.nın, devrenin kendi üzerinde bulunan sarım içi halkasından geçen manyetik alan çizgilerinin sayısındaki değişiklik sonunda oluştuğunu bulmuştur. Şekil 01.a,b' de çubuk mıknatısın oluşturduğu ve halkadan geçen manyetik alan çizgileri, çubuk halkaya yanaştıkça artmakta uzaklaştıkça azalmaktadır. Şekil 01.c' de de dirençli devrede anahtar kapanınca bunun oluşturduğu manyetik alan galvanometreli devrede sıfırdan başlayan ve belli bir değere ulaşan bir manyetik alan değişikliği oluşturmaktadır, anahtar kapanınca'da tersini düşünebiliriz.

Herhangi bir yüzeyden geçen manyetik çizgilerin sayısı yani manyetik akı ϕ_m , B' nin değeri her yerde aynı ve doğrultusu S yüzeyinin normali ile θ açısı yapıyorsa,

$$\phi_m = B S \cos \theta$$

dır. SI birim sisteminde 1 Weber (ϕ) = 1 T m² dir.

Faraday- Henry indüksiyon yasasına göre; *bir devrede oluşan indüksiyon e.m.k. devreden geçen manyetik akı değişimine eşittir.* Buna göre devrede N sarım varsa,

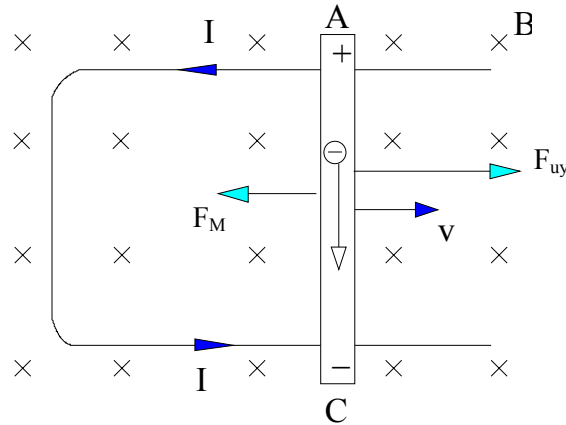
$$\varepsilon = -N \frac{d\phi_m}{dt} \quad (01)$$

olacaktır. Bağlıdaki (-) işareti e.m.k. nin yönünü gösterir. SI birim sistemine göre 1 Volt (ε)=1W/sn. dir.

III.9.02. LENZ YASASI VE HAREKETTEN DOĞAN İNDÜKSİYON ELEKTROMOTOR KUVVETİ

İndüksiyon e.m.k veren (1) bağıntısındaki *eksi işareti* ε' nin pozitif yönlü keyfi olarak seçilmesinden ileri gelir. *İndüksiyon e.m.k. nin veya I nin devredeki yönü ,kendisini oluşturan hareket veya değişmeye elektromanyetik etkileri ile karşı koyacak bir yöndedir.* Şekil 01.a' da çubuk mıknatis G galvanometreli devredeki dairesel sarımın yüzey merkezine dik olarak V hızı ile yaklaşırken dairesel sarım yüzeyinden geçen manyetik alan çizgileri sayısı artmaktadır, yasaya göre dairesel sarımda o şekilde bir indüksiyon akımı oluşurki bunun oluşturduğu manyetik alanın yönü mıknatis çubuğun oluşturduğu manyetik alanı azaltacak yönde, yani karşı yön ve doğrultuda olsun. Buna göre, akımların oluşturduğu manyetik alanın yönünü belirleyen sağ el kuralını kullanarak Şekil 01.a,b. ve Şekil 01.c'de oluşan indüksiyon akımın yönlerini bulabiliriz.

Yön bulmada diğer bir yöntemde, mıknatis çubuk sarıma yaklaşırken, sarımın çubuğa bakan yüzey tarafını sanki N kutbu diğer tarafını S kutbu, uzaklaşırken tersini kabul ederek sarımda oluşan indüksiyon akımlarının yönünü tayin etmektir. Uzunluğu 1 olan bir çubuk Şekil 02' deki gibi şekil düzlemine dik ve içe doğru yönlü bir manyetik alan içinde bulunan diğer bir iletkenin üzerinde uygulanan bir F_{uy} kuvvetiyle v hızı ile hareket etsin.



Şekil 02

Çubuk bir dt süresinde $dx = v dt$ yolunu alacak ve bu hareket sonunda çubuk tarafından, alanı $dS = l dx = l v dt$ olan bir yüzey elemanı taranacaktır. Bu oluşan yüzey elemanından geçen $d\phi_M$ manyetik akı,

$$d\phi_M = B \cdot dS = B l \cdot dx = B l v dt$$

dır. (01) bağıntısına göre bu hareket sonunda oluşan indüksiyon e.m.k.'i $\mathcal{E} = -B l v$ için,

$$\mathcal{E} = -B l v \quad (02)$$

olacaktır. Çubuk manyetik alana dik olarak hareket edeceği yerde aralarında θ açısı varsa (02) bağıntısı,

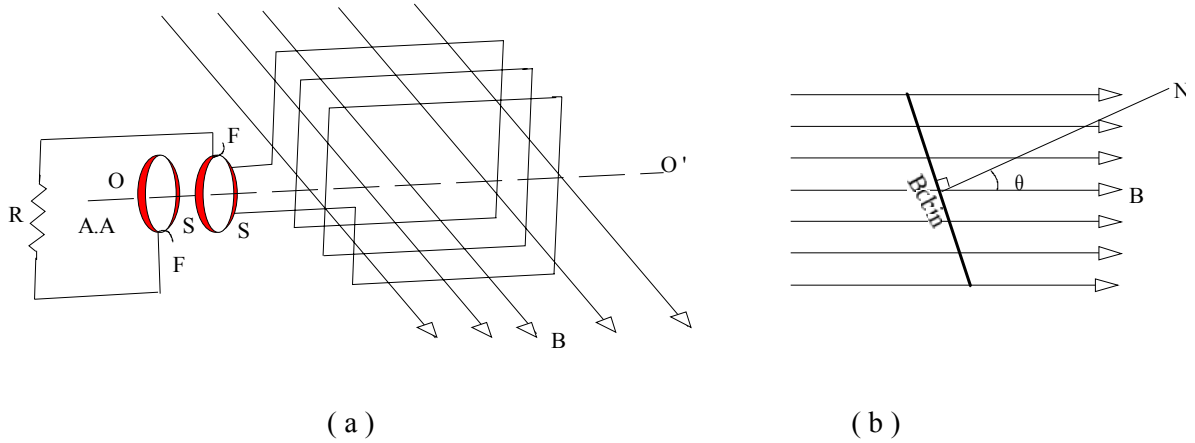
$$\mathcal{E} = -B l v \sin \theta \quad (03)$$

olur.

Faraday ve Lenz yasasına göre, indüksiyon e.m.k. leri sadece bobinlerde değil, manyetik alanda hareket eden her hangi bir sistem (Bir elektrik motor armatürü çatısı, trafoların çekirdeği gibi) içindedir. Bu akımlara *Girdap veya Foucault* akımları denilmektedir. Bu oluşan akımlar ısı şeklinde kayıplara yol açar. Trafolar ve motorların yapı çatıları içinde enerji kaybına yol açan *girdap akımlarını önlemek* için bu çatılar, birbirinden yalıtılmış ince metal levhalardan veya saçlardan yapılır. Bununla birlikte girdap akımlarından, elektrikli vasıtaların frenlerinde ve küçük çaplı demir çelik işletmelerindeki indüksiyon fırınlarında olduğu gibi, yararlı olarak faydalanılmaktadır.

III.9.03. DÖNEN BİR BOBİNDEKİ İNDÜKSİYON E.M.K. ALTERNATİF AKIM (A:A) DOĞRU AKIM (D.A) JENARATÖRÜ

Bugün kullanılmakta olan elektrik üreteçlerinden jeneratör ve dinamo, bir manyetik alan içinde dönen bir bobinde etkiyle oluşan e.m.k. üzerine dayanmaktadır. Bir iletken ile bir manyetik alan arasında bağlı hareket sonunda bir elektrik akımı oluşturan sisteme *jeneratör* adı verilir. Sabit bir U biçiminde bir elektromıknatis tarafından oluşturulan bir manyetik alanda dönen bir tel bobinden oluşan sisteme *dinamo* denilmektedir .Genelde bisikletlerde aydınlatmada kullanılan elektrik akımını oluşturan dinamoyu çoğumuz biliriz. En basit bir A.A jeneratörünün prensip şaması Şekil 03.a,b.' dedir. Burada birbirlerine bitişik olarak sarılmış N sarımlı, bir abcd bobini, B şiddetinde bir düzgün manyetik alana dik bir OO' eksenini etrafında dönmektedir. Bobinin uçları, bobinin eksenini ile aynı merkezli olan ve onunla beraber dönen ve birbirinden izole edilmiş kayar S-S bileziklerine bağlanmışlardır.



Şekil 03

A.A jeneratörünün bileziklerinde Şekil 04' de görüldüğü gibi değişiklik yapılarak bunlar tek yönlü akım veren D.A jeneratörüne dönüştürülürler.

Bir jeneratörün temel parçaları,

- 1)Mıknatıslanmayı oluşturan, *alan veya indüktör*
 - 2)Alanda dönen bobin, *armatür veya indüi*
 - 3)Bilezikler - fırçalar, *komütatör*
- adı verilen kısımlardan meydana gelmiştir.

Şekil 03.a.'daki gibi,bobinin normalinin alanla θ açısı yaptığı anda, bobinden geçen akı

$$\phi = N B \cos \theta \quad (04)$$

ve bobinde oluşan indüksiyon e.m.k.' i

$$\varepsilon = \frac{-Nd\phi}{dt} = N B S \omega \sin \theta \quad (05)$$

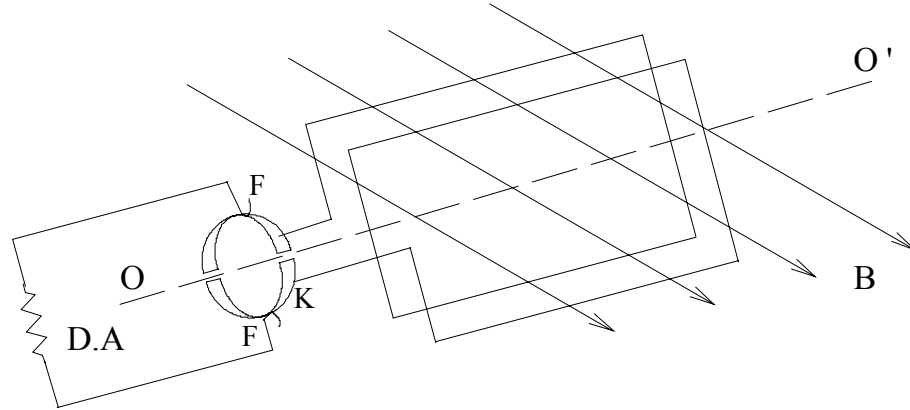
dır. Burada $\omega = d\theta / dt$, bobinin sabit açısal hızıdır. T periyot, f frekans olmak üzere $t = 0$ anında $\theta = 0$ kabul edilirse herhangi bir andaki $\theta = 2\pi / T = 2\pi f t$ olacağından (5) bağıntısı

$$\varepsilon = N B S \omega \sin \omega t = N B S \omega \sin 2\pi f t \quad (06)$$

şeklini alacaktır. Son bağıntıya göre $t = 0$ için e.m.k sıfır olur. (09) bağıntısı sinüs eğrisi gibi (sinizoidal veya alternatif) değişmektedir. Bu e.m.k. değişiminin maksimum değeri $\varepsilon_{\max} = N B S \omega$ olacağından,

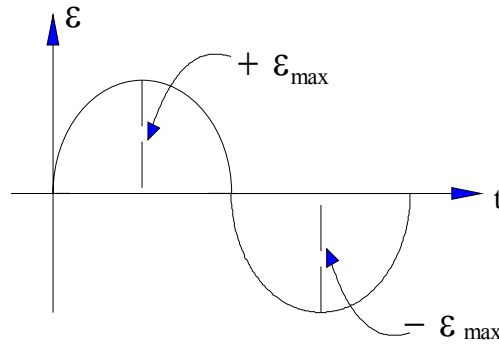
$$\varepsilon = \varepsilon_{\max} \sin \omega t \quad (07)$$

olur. Bu nedenle bu elektromotor kuvvete *alternatif e.m.k* adı verilir. Bu *indüksiyon e.m.k.*'i bobinin şekline bağlı olmayıp onun yüzölçümüne bağlıdır. Alternatif indüksiyon elektromotor kuvvetinin zamana göre değişimi Şekil 04' te gösterilmiştir.



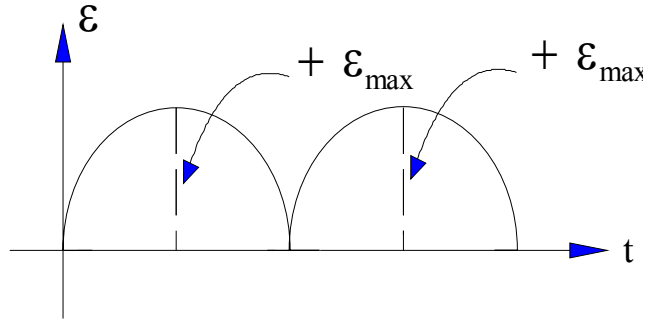
Şekil 04

Doğru akım jeneratöründe, dış devrede bir yönlü akım (D.A) elde edebilmek amacıyla alternatif akım jeneratöründeki bilezikler yarı bir K halkası ile değiştirilmiştir (Şekil 04). Burada armatürün her yarım dönmesinde akım armatürde yön değiştirdiği vakit bir fırçadan ötekine geçer ve fırçalar arasındaki e.m.k., dalgalanmakla beraber, daima aynı yönlü olur. Bu e.m.k.'nin zamana göre değişimi Şekil 06 'da gösterilmiştir



Şekil 05

D.A jeneratörlerinde, N sarımlı armatürde görüldüğü gibi onun her dönmesinde e.m.k iki defa sıfırdan geçerek maksimuma ulaşmaktadır. Bu durum, armatürü farklı açılarda yerleştirilen çok bobin sistemle önlenir."

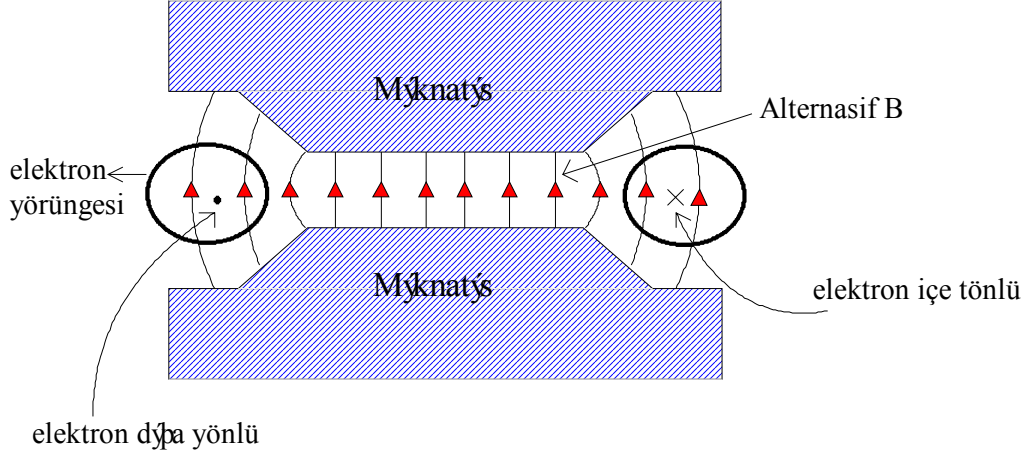


Şekil 06

III.9. 04. BETATRON

Manyetik indüksiyon elektron hızlandırıcısı *betatron* elektronları bir çember boyunca döndürerek yüksek enerjilere hızlandırmak için kullanılan bir düzendir. Betatronda hızlandırıcı faktörü olarak, bir alternatif manyetik akının değişimi ve onun paralelinde oluşan elektrik alanı yani e.m.k. kullanılır. Betatronlardan yüksek enerjili elektron demeti veya son derece girici yani yüksek enerjili X ışınları elde edilir. Betatronlar günümüzde çok kullanılan hızlandırıcı tipi değildir ama bunlar bugün kullanılmakta olan hızlandırıcıların gelişmesinde önemli rol oynamışlardır. Bugün elektronları dairesel yörüngede hızlandırmak yerine onları çizgisel bir yörüngede ve sürekli bir potansiyel farkında hızlandırmak yöntemi kullanılmaktadır. Bu tip hızlandırıcılara *lineer hızlandırıcı (LINAC) adı verilmektedir.*

Betatron yapısal olarak, kutupları arasında toroid (simit) biçiminde porselenden yapılmış ve havası boşaltılmış bir tüp yerleştirilmiş ve bir elektromıknatıstan oluşmuştur (Şekil 07). Elektromıknatısın kutuplarına alternatif akım uygulanır ve değişen manyetik akı hızlandırılan bir potansiyel farkı etkiler ve bu potansiyel farkı, toroid



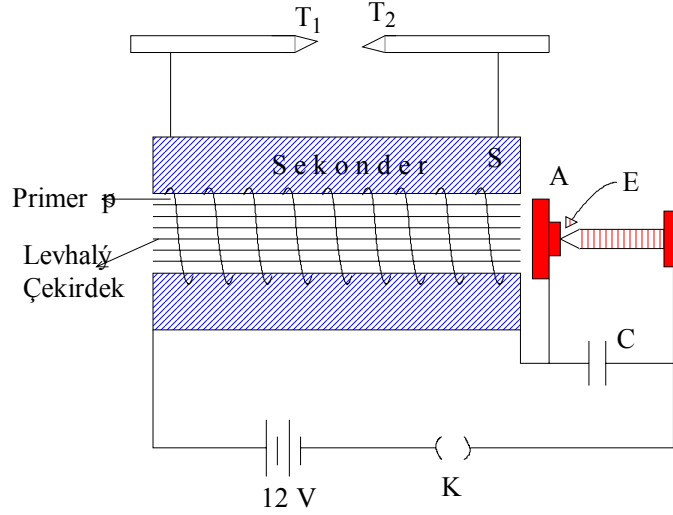
Şekil 07

içindeki elektronlar üzerine etkiyerek elektronları saat ibreleri tersi yönünde döndürürler. Elektronlar soldaki halkadan çıkıp sağ taraftaki halkaya girerler ve böylece tüp içinde dairesel yörüngede manyetik alanın maksimum değerine kadar binlerce kez dönerler. Bu dönme sonunda elektronlar ışık hızına yaklaşan değerlere kadar hızlanmaya devam ederler ve manyetik alanın artma periyodu sonunda yörüngelerinden saparak hedeflerine yönelirler.

Bu tür sistemler 350Mev kadar enerji oluşturarak çekirdeksel reaksiyonların incelenmesinde ve kanser tedavisinde radyasyon kaynağı olarak kullanılırlar.

III.9.05. İNDÜKSİYON BOBİNİ

Düşük D:A potansiyel farkını (6 - 12 Volt) yine bir yönlü bir kaç bin Volt'luk potansiyel farkına çıkarmak için kullanılan ve elektromanyetik etkileşime göre çalışan bir sisteme indüksiyon bobini (*Ruhmkorff Bobini*) adı verilmektedir (Şekil 08).



Şekil 08

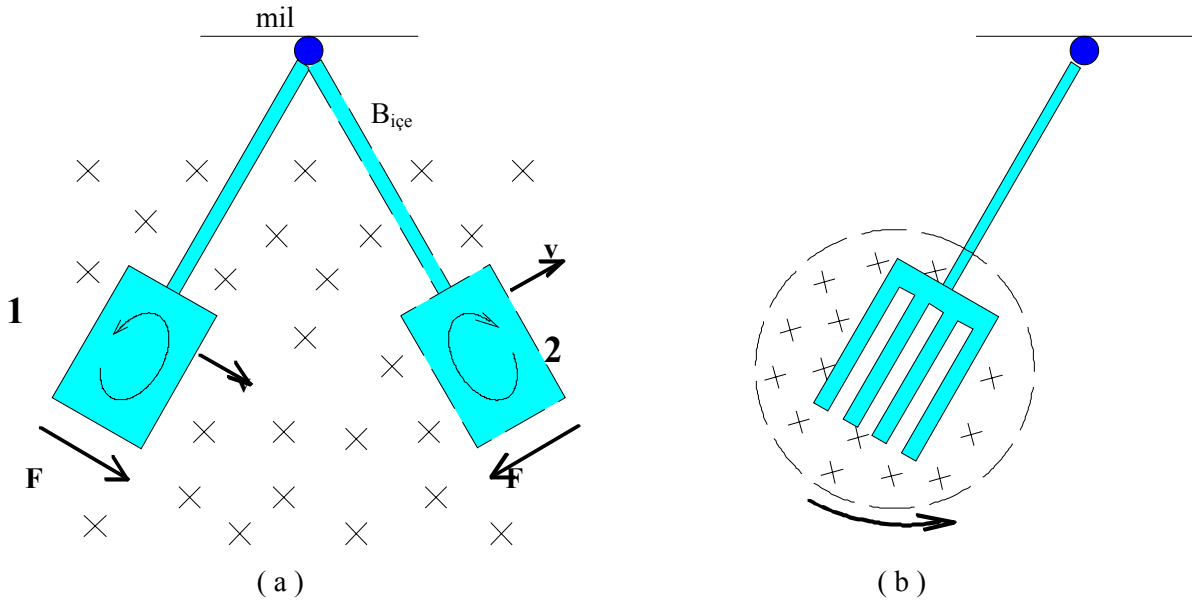
Bu bobinin, kalın bakır telden birkaç yüz sarım taşıyan primer bobini, P nin etrafına sarılmış ve bundan yalıtılmış ince bakır telden bir kaç bin sarımlı S sekonder bobini, birbirinden yalıtılmış tabakalar halinde yumuşak demirden yapılmış demir çekirdek ve E de devreyi açıp kapıyan bir sistemden ibarettir.

12 Volt e.m.k. li bir akü primerin uçlarına bağlanır ve devre A kısmıyla tamamlanır. A 'ya sivri platin uçlu E değer. Primer devre K anahtarı ile kapatılırsa A, P tarafından çekilir ve P ile değme (ilişki) kesilir ve primer akımı sıfıra iner, bu sefer A geri gelerek E 'ye tekrar değer ve primer devre yeniden kapanır. Bu olay sürekli olarak tekrarlanır ve primer devre otomatik olarak bu şekilde açılır ve kapanır. Bu durumda sekonder devrede sürekli bir akı değişmesi oluşur ve sonunda T_1 ve T_2 uçları arasında yönü değişen bir indüksiyon e.m.k' i meydana gelir. Devre kapanınca primerde oluşan akım şiddetinin tam değerine gelmesi için oldukça uzun, halbuki devrenin açılmasında ise çok daha kısa zaman geçer. Sekonderde doğan indüksiyon e.m.k.'i akımın zamanla değişmesiyle orantılı olduğundan, *sekonderdeki e.m.k.'nin devrenin açılmasındaki değeri, devrenin kapanması değerinden çok daha büyük olur.* Bu tip indüksiyon bobinleriyle bir yönlü 20000 Volt'luk potansiyel farkı elde edilebilir. Bu bobinler otoların, uçakların buji ateşleme sistemlerinde kullanılır.

III.9.06. GİRDAP AKIMLARI

Manyetik akının değişimi bir devrede emk ve bir akım oluşturabilir. Benzer şekilde manyetik alan içinde hareket eden metal parçaların iç kısmında da *girdap akımları* denen akımlar oluşur. Şekil 09.a da görüldüğü gibi çubuğa bağlı iletken dir plaka içe yönlü düzgün bir manyetik alanda bir mil etrafında hareket etmektedir. Plaka 1 konumundan alan içine girdikçe *girdap akımları* saat ibrelerinin

tersi yönünde; 2 konumunda girdap akımları saat ibreleri yönünde oluşur. Her bir durumda plaka manyetik alan tarafından iletilir ve sonunda durgun hale geçer. Şekil 09.a daki plakada alana girerken oluşan indüklenmiş girdap akımı Lenz yasasına göre kağıt düzleminden dışa doğru bir akı oluşturur. 2 bölgesinde alanı terkederken ise bu akı kağıt düzlemi içine doğrudur. Plaka alan içine girdiğinde ve çıktığında indüklenmiş girdap akımı daima durdurmaya çalışan bir F kuvveti meydana gelir. F kuvvetinin yönleri girdap akımlarının yönlerine göre Şekil 09.a da gösterilmiştir. Bu kuvvet nedeniyle salınan plaka durgun hale gelir. Yarıklar açılırsa, girdap akımları ve durdurmaya çalışan kuvvet büyük ölçüde azalır, dolayısıyla plaka manyetik alan içinde daha serbest olarak salınır.



Şekil 09.a.b

Pek çok metro ve hızlı ulaşım araçlarında frenleme sistemleri girdap akımları ve elektromanyetik indüksiyon akımlarından yararlanılarak yapılır. Akımla güç verilen bir mıknatıs, çelik rayların yakınına yerleştirilir. Elektromıknatıstan büyük bir akım geçirildiği zaman frenleme etkisi ortaya çıkar. Araç yavaşladığında girdap akımları da gittikçe azaldığından frenleme etkisi de sarsıntısız olur.

Isı şeklinde enerji kaybına neden olan girdap akımları genellikle istenmez. Bu enerji kaybını azaltmak için yareketli iletken parçalar, yapraklar haline getirilir, aralarına iletken olmayan malzemeler (vernik, metaloksit gibi) konarak birbirinden ayrılmış ince tabakalardan oluşturulur. Bu katmanlı yapı girdap akımlarının yolları üzerindeki direnci artırır ve akım tek tek katmanlar içinde sınırlanır. böyle katmanlı yapılar transformatörler ve motorların gövdelerinin yapımında girdap akımlarını minimum hale getirerek cihazın verimini arttırmak için kullanılır.

III.9.0 7. SERBEST UZAY İÇİN MAXWELL DENKLEMLERİ

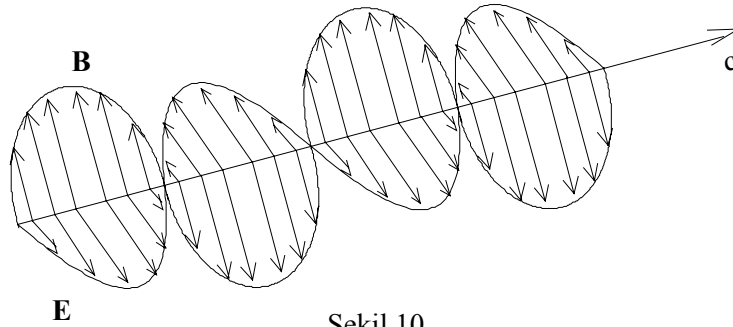
Herhangi manyetik ve dielektrik malzemenin bulunduğu bir ortam için yani serbest uzay için Maxwell denklemleri ele alınacaktır.

Tüm elektrik ve manyetik olayların temeli olan ve Maxwell tarafından formüle edilen ve onun adıyla anılan bu dört denklem, mekanik olayların tartışılmasında Newton yasalarının rolü neyse manyetik olayların incelenmesinde benzer görevi yapar.

Maxwell' in geliştirdiği teori özel relativite teorisiyle de uyuşmakta olup, bilinen elektrik ve manyetizma olaylarına ait yasaları da temsil etmektedir.

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \approx 3.10^8 \text{ m/s}$$

hızıyla hareket eden elektromanyetik dalgalar; elektrik alan ve manyetik alanın birbirlerine dik hareketleri sonucu oluşur (Şekil 10). Maxwell teorisine göre bu tür elektromanyetik dalgalar ivmeli yükler tarafından meydana getirilir.



Şekil 10

Maxwell'in dört denklemini serbest uzay için;

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad \text{Gauss yasası} \quad (08)$$

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad \text{Manyetizmada Gauss yasası} \quad (09)$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\phi_M}{dt} \quad \text{Faraday yasası} \quad (10)$$

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I + \epsilon_0 \mu_0 \frac{d\phi_E}{dt} \quad \text{Amper yasası} \quad (11)$$

şeklindedir.

Burada (08) bağıntısı, *herhangi kapalı yüzeyden geçen toplam elektrik akısının bu yüzey içindeki toplam yükün ϵ_0 'a bölümüne eşit olduğunu ifade eden Gauss yasasıdır.* Bu yasa elektrik alan çizgilerinin pozitif yüklerde başlayıp negatif yüklerde sona erdiği ortamda, elektrik alanını yük dağılımına bağlar.

Manyetizmadaki Gauss yasasını veren (09) bağıntısı, *kapalı bir yüzeyden geçen manyetik akının sıfır olduğunu gösterir.* Buna göre kapalı bir hacme giren manyetik alan çizgilerinin sayısı bu hacmi terkeden manyetik alan çizgi sayısına eşittir. Buna göre manyetik alan çizgilerinin herhangi bir noktada başlayıp sona ermeyeceğini ifade eder. Eğer bu durum olsaydı, o noktada tekbaşına manyetik monopollerin (tek kutup N veya S gibi) var olduğu anlaşılırdı. Doğada şimdilik yalıtılmış manyetik kutup gözlenmemiştir.

Bağıntı (10), elektrik alanla değişen manyetik alan arasındaki ilişkiyi vermekte olan Faraday yasasıdır. *Bu yasa, herhangi bir kapalı yol boyunca elektrik alan çizgisel integrali (emk ya eşit), kapalı yol boyunca sınırlanan herhangi bir yüzey alanından geçen manyetik akının zamanla değişimine eşit olduğunu vurgular.*

Bağıntı (11), manyetik alan, elektrik alan ve elektrik akımları arasındaki ilişkiyi veren Amper yasasıdır. *Buna göre, herhangi bir kapalı yol boyunca manyetik alanın çizgi integrali, bu kapalı yol içinden geçen net iletim akımlarıyla, bu kapalı yol boyunca sınırlanmış herhangi bir yüzeyden geçen elektrik akısının zamanla değişimi toplamına eşit olduğunu vurgular.*

Bu dört bağıntı ve uzayda bir noktadaki q yüküne etkileyen elektrik alan ve manyetik alanın bu yüke etkideği Lorentz kuvveti

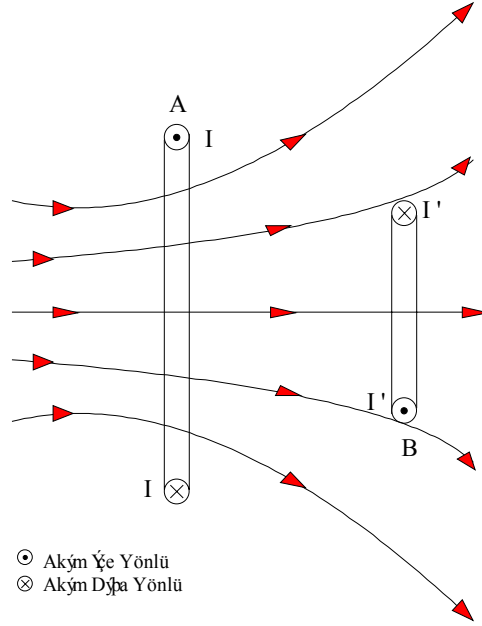
$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

değeri bilinirse bu beş bağıntı ile tüm klasik elektromanyetik etkileşmeler tam olarak tanımlanır.

III.9.08 KARŞILIKLI VE ÖZ İNDÜKSİYON

Duran bir bobinin oluşturduğu alandan geçen manyetik akının değişiminin bir indüksiyon e.m.k.'i oluşturduğunu daha önce incelemiştik. Karşılıklı indüksiyon olayında eğer manyetik akıdaki değişim ikinci bir devredeki elektrik akımını değiştirmekle elde ediliyorsa, indüksiyon e.m.k.'ni değişken manyetik akı cinsinden değil, bu değişen akım cinsindende elde edebiliriz. Şekil 11'da sarımlı iki

bobinin kesitleri, birinci bobinden geçen akımın yönleri ve onun oluşturduğu manyetik alanın yönleri gösterilmiştir.



Şekil 11

A devresindeki bir akımın, B devresinde oluşturacağı manyetik akı sistemin geometrik yapısına bağlı olmakla beraber, manyetik akının her noktasındaki manyetik alan değeri A devresinden geçen akımla doğru orantılı olacaktır. Buna göre B devresini saran manyetik akıda A devresinden geçen akımla orantılı olacaktır böylece,

$$\phi_{RA} = KI_1 \quad (12)$$

olacaktır. Burada ϕ_{BA} A devresindeki I_A akımının B devresinde oluşturduğu manyetik akıyı göstermektedir ve K 'da orantı katsayısıdır. I_1 'in değişimi ϕ_{BA} 'yı da değiştirecek ve B devresinde,

$$\varepsilon_R = -\frac{N_R d\phi_{RA}}{dt} = \frac{-N_R K dI_A}{dt}$$

e.m.k.'i doğacaktır. N_B ve N_A bobinlerin sarım sayılarıdır. $N_B K$ çarpımı M sabiti ile gösterilerek son bağıntı

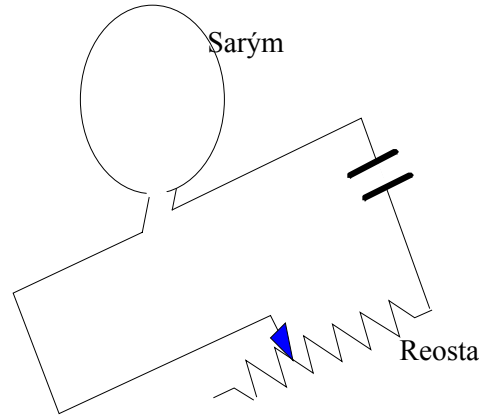
$$\varepsilon_R = \frac{-MdI_A}{dt} \quad (13)$$

veya

$$M = - \frac{\varepsilon_R}{\frac{dI_A}{dt}} \quad (14)$$

şeklini alır. M değerine karşılıklı indüksiyon katsayısı denilmektedir.

Yukardaki sistemde İndüksiyon e.m.k 'nin oluşumunda, içinde e.m.k.oluşan devreden geçen manyetik akı, kendi dışında bulunan başka bir devre tarafından temin ediliyordu. Sadece bir devre halinde de,bu devrede değişken bir akım olduğunda bunun oluşturacağı manyetik alanda değişecek ve bu manyetik akının değişimi devrede bir e.m.k. doğuracaktır (Şekil 12). Şekildeki reosta ileri geri hareket ettirildiğinde sarımdan geçen manyetik akı değişir ve dolayısıyla devrede bir e.m.k oluşur.



Şekil 12

Buradaki indüksiyon emk ni manyetik akı değişiminden ziyade değişken akıma bağlamak daha uygun olmaktadır. Bu tür e.m.k.'ne *indüksiyon e.m.k.* i adı verilir. Akımı değişen N sarımlı bir devre için, N ϕ devredeki I akımıyla orantılı olacağından

$$N \phi = L I \quad (15)$$

ve buradan oluşam indüksiyon e.m.k.'i içinde

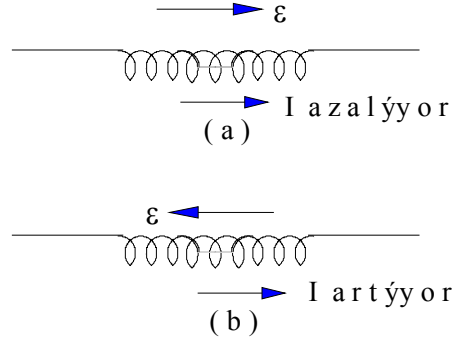
$$\varepsilon = -N \frac{d\phi_m}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (16.a)$$

bağıntısı bulunur. Burada orantı sabiti L 'ye bobinin *özindüksiyons katsayısı* veya sadece *selfi* adı verilir. SI birim sisteminde, (11) bağıntısına göre ε (Volt), I (Amp) ve zaman saniye ise, L' nin birimi Henry dir. Bu son ifadeden N sarım içeren bir bobinin indüktansının

$$L = \frac{N\phi_m}{I} \quad (16.b)$$

olarak verildiğini görüyoruz.

Son bağıntıdaki (16.a) eksi işareti, oluşam indüksiyon e.m.k.'nin Lenz yasası uyarınca, akımın değişmesine karşı koyacak yönde olmasındandır. Buna göre akım artarken dI / dt pozitif olacağından ε negatif olacaktır. L daima pozitif olduğundan ε ile dI / dt zıt işaretli olacaklardır (Şekil 13).



Şekil 13

(15) bağıntısından her tür bobin için

$$L = \frac{-\varepsilon}{\frac{dI}{dt}} \quad (17)$$

yazılır. *Bir devrenin L selfi, devrenin geometrik şekli, yüzölçümü ve sarım sayısıyla belirlenir.*

(15) bağıntısından (eğer bobinin yanında demir malzeme yoksa) sık sarımlı bir bobin için

$$L = \frac{-N\phi}{I} \quad (18)$$

dır.

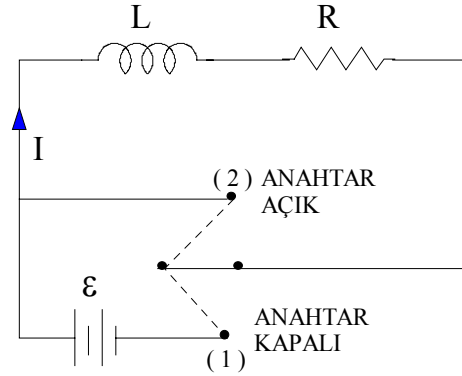
III.9.09. SELF İLE DİRENCİN KARŞILAŞTIRILMASI

Her bobinin doğal olarak hem selfi hemde bir direnci vardır ve bunlar ayrı ayrı gösterilebilen özelliklerdir. L, *Volt/sn Amp.* boyutuyla verildiği halde R, *Volt / Amp.* boyutuyla verilir. Böylece R bir bobinin sürekli akımlara karşı koyması (direnci), oysa L ise değişken akımlara (alternatif akıma) karşı koymasında önemli bir özellik olarak ele alınır. Ayrıca R, iletkenin yapıldığı telin boyutlarına ve

maddesine bağlıdır. Oysa L , bobinin geometrik şekline bağlıdır. Doğru bir iletken için L çok küçük değerdedir.

III.9.10. SERİ LR DEVRESİNDE AKIMIN ARTMASI VE AZALMASI

İçinden artan bir akım geçen bir self, bu akıma zıt bir e.m.k. haline gelir. Bu zıt e.m.k.'in sonunda selfli devrede akım, devre kapandığı anda son değerine ulaşamaz, fakat devrenin selfine ve direncine bağımlı olarak değişir. Elektromotor kuvveti ε olan seri bağlı bir RL devresinde K anahtarı 1 konumuna getirilerek kapanınca devreden herhangi bir anda geçen ani akım değeri i olsun (Şekil 14).



Şekil 14

Devre denkleminde göre

$$\varepsilon = \sum iR - \sum \varepsilon'$$

ve $\varepsilon' = -L \frac{di}{dt}$ olduğu hatırlanırsa

$$\frac{di}{dt} + \frac{R}{L}i - \frac{\varepsilon}{L} = 0 \quad (19)$$

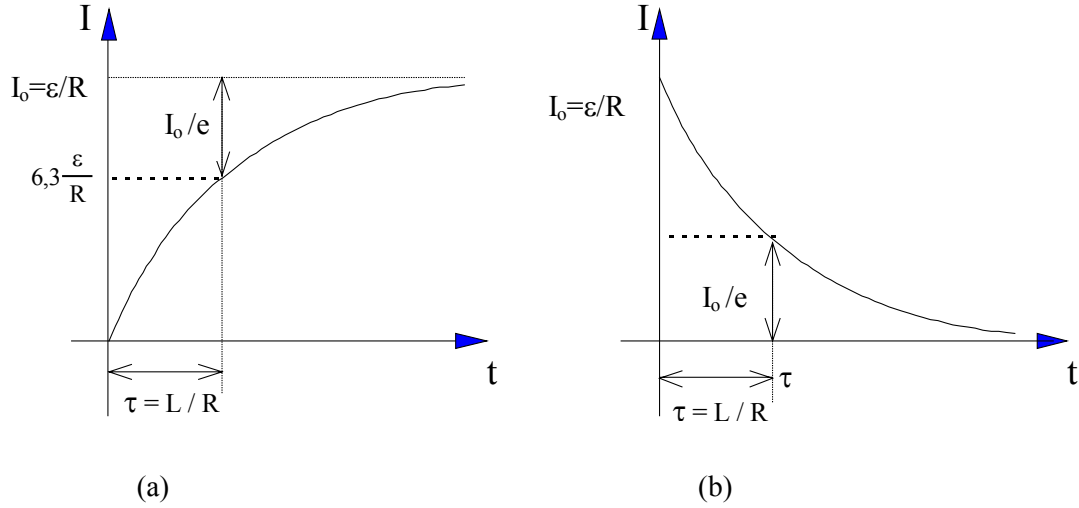
elde edilir ve buradanda

$$i = \frac{\varepsilon}{R} \left(1 - e^{-Rt/L}\right) \quad (20)$$

dır. Son bağıntıda ε / R akımın sonuç değeri I 'ye eşit olduğundan

$$i = I_0 \left(1 - e^{-Rt/L}\right) \quad (21)$$

dir. (21) bağıntısına göre i , sıfırdan başlayarak artar ve t nin büyük değerleri ($t = \infty$) için $I = \varepsilon / R$ karalı haline ulaşır. i 'yi t nin fonksiyonu olarak gösteren akımın kurulmasına ait eğri Şekil 15 'de gösterilmiştir.



Şekil 15

Şekil 14 'deki K anahtarı 2 konumuna getirilirse *selfli bir devrede akımın azalması* konumu incelenir. Bu durumda devreyi besleyen (ε) e.m.k.'i sıfır olur. ε 'nin devreden çıkarıldığı an $t = 0$ alınırsa ilk akım şiddeti $I_0 = \varepsilon / R$ olacaktır ve (19) bağıntısından

$$i = I_0 e^{-Rt/L} \quad (22)$$

elde edilir. (22) bağıntısında, i 'nin zamanın fonksiyonu olarak değişimi Şekil 14.b.' de gösterilmiştir.

Devredeki akımın kurulmasına ait akım zaman değişimi Şekil 14.a.'da görülmektedir. Bu değişimi ifade eden (21) bağıntısında, *devrenin zaman sabiti* denilen $t = L / R$ süresi sonunda *ani akım şiddeti*, son $I = \varepsilon / R$ değerinin yaklaşık % 63 'üne ulaşır. Daha açık olarak (21) bağıntısından bunu

$$i = I_0 (1 - e^{-1}) = I_0 (1 - 0,368) = 0,632 I_0 .$$

olarak izleyebiliriz. Devrenin zaman sabiti, ani akım şiddetinin son sabit değerinden bu değer $1/e = \%37$ si kadar az olması için geçen zamandır ($e = 2,718$ dir).

Devredeki akımın azalmasına ait değişim (22) bağıntısındaki gibi üstel bir azalmadır. R direnci ne kadar büyük ve L selfi ne kadar küçük olursa akımın azalması o kadar hızlı olur. Burada da I akım şiddetinin % 63 'üne düşmesi için geçen zaman $t = L / R$ 'dir. Bu değişim Şekil 15.b.'de verilmiştir.

III.9.11. MANYETİK ALANDA VE SELFTE TOPLANAN ENERJİ

Bir R, L devresinde anahtar kapatılınca devredeki akım Şekil 14.a' da gösterildiği gibi sıfırdan başlayıp bir $I_0 = \varepsilon / R$ değerine kadar artar.

Devredeki akım i ve bunun di / dt artması sonundaki herhangi bir anda

$$\varepsilon = R_i + L \frac{di}{dt}$$

dır. Buna göre bu devreye verilen güç $P = i \varepsilon$ veya

$$P = I^2 R + LI \frac{dI}{dt} \quad (23)$$

olacaktır. Bu bağıntıdaki, $I^2 R$ dirence verilen güç veya dirençte ısı şeklinde yayılan kısım ve $L i \frac{di}{dt}$ de selfe verilen güçtür. Akım son değerine (I) vardığında $di/dt = 0$ olacak selfe verilen güç duracaktır. Selfe verilmiş olan enerji self tarafından manyetik alan kurulmasında kullanılacak ve onda potansiyel enerji şeklinde depolanacaktır. Şekil 14.b' deki anahtar açılınca oluşan bu manyetik alan yok olacak ve bunun enerjisi devreye geri verilecektir. Anahtar açıldığı halde bu devrede görülen elektrik arkını, işte bu enerji sağlamaktadır. İçinden akım geçen bir selfin manyetik alanıyla bu enerji arasındaki ilişki veya selfte (indüktörde) herhangi bir anda depolanan enerji hızı için (23) bağıntısına göre

$$P = \frac{dU_m}{dt} = L i \frac{di}{dt}$$

elde edilir. Buradan

$$U_m = \int_0^{U_m} dU_m = \int_0^I LI dI$$

veya

$$U_m = \frac{1}{2} L I^2 \quad (24)$$

dir. Burada U_m , akımın sıfırdan I ' ye artması sırasında bir indüktörün manyetik alanı içinde manyetik enerji olarak depolanan enerjiyi verir. Bir alan oluşturmak için iş yapılması gerekir. Akım sıfıra düşerken bu enerji geri verilir.

Manyetik alan içinde depolanan, birim hacimdeki enerji veya enerji yoğunluğunu hesaplayabiliriz. Örnek olarak indüktansı $L=\mu_0 n^2 SL$ olan bir selenoid ele alalım (burada $n=N/L$ dir, N sarım sayısıdır). Selenoidin manyetik alanı $B=\mu_0 nI$ bağıntısı ile verilir. L ve $I=B/\mu_0 n$ değerleri (24) de yerine iletilirse

$$U_m = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} \mu_0 n^2 SL \left(\frac{B}{\mu_0 n} \right)^2 = \frac{B^2}{2\mu_0} (SL) \quad (25)$$

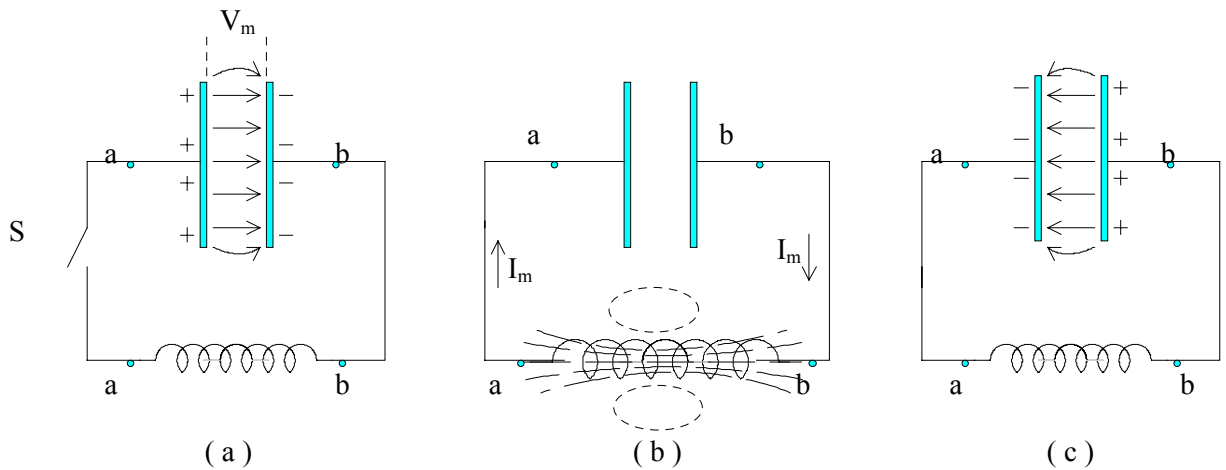
ve SL selenoidin hacmi olduğundan, manyetik alan içinde birim hacim başına depolanan enerji

$$u_m = \frac{U_m}{SL} = \frac{1}{2\mu_0} B^2 \quad (26)$$

olur. Selenoid özel durum için türetilmiş olmasına karşın bu bağıntı manyetik alanın var olduğu herhangi bir bölge içinde geçerlidir. Bu bağıntı biçimsel olarak elektrik alanının birim hacmindeki depolanan enerjiyi veren $\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ bağıntısına benzer. Her iki halde de enerji yoğunluğu alanın karesi ile doğru orantılıdır.

III.9.12. LC SALINIM VE RLC SÖNÜMLÜ SALINIM DEVRESİ

LC SALINIM DEVRESİ



Şekil 16.a.b.c

Şekil 16.a.b.c deki gibi direnci ihmal edilen bir LC devresini ele alalım. Önce Şekil 16.a daki gibi yüklü bir kondansatör, direnci ihmal edilen self (bobin) ve S anahtarı açık olsun. S anahtarı kapatılınca kondansatör self üzerinden boşalmaya başlar. Şekil 16.b de kondansatör tamamen boşalır ve uçları arasındaki potansiyel farkı sıfıra düşer. Bu arada selfden geçmiş olan akım, etrafında bir manyetik alan oluşturur. Bu halde bu manyetik alan azalmaya başlar ve selfde akımla aynı yönde olan bir indüksiyon emk oluşur. Dolayısıyla akım şiddeti azalmakla beraber manyetik alan yok oluncaya kadar devam eder ve kondansatör ilk yüklü konumuna zıt yönlü olarak dolar (Şekil 16.c). Bundan sonra işlem zıt yönde devam eder ve enerji kayıpları yoksa kondansatördeki yükler sonsuza değin ileri geri dalgalanır. Bu işleme *elektrik salınımı* adı verilir. Bu hal tamamen ideal olan bir kavramdır.

Şekil 16.a' da a ve b noktaları arasında kondansatör ve selfin uçları şeklinde bakılabilir. Buna göre,

$$V_{ab} = \frac{q}{C} = L \frac{di}{dt}$$

olur.

$i = -\frac{dQ}{dt}$ olduğundan (- işareti Q azalmakta olduğu içindir),

$$\frac{di}{dt} = -\frac{d^2Q}{dt^2}$$

dir ve dolayısıyla

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{1}{LC}Q = 0$$

ve

$$\frac{d^2Q}{dt^2} = -\frac{1}{LC}Q \quad (27)$$

olur. Bu bağıntı,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{k}{m}x = -\omega^2x$$

şeklindeki basit harmonik (periyodik) hareketin diferansiyel denklemine benzer. Burada k yay sabiti ve $\omega = \sqrt{k/m}$ dir. bu denklemin çözümü

$$x = A \cos(\omega t + \delta)$$

şeklindedir. Burada A (x' in maksimum değeri) genlik, ω açısal frekans ve δ faz sabitidir. Bağntı (27) de bu son bağntıya benzer olduğundan çözümü,

$$Q = Q_m \cos(\omega t + \delta) \quad (28)$$

olacaktır. Burada, Q_m kondansatörün maksimum yükü ve ω açısal frekansı

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (29)$$

dir. Q periyodik olarak değiştiğinden $I = \frac{dQ}{dt}$ de

$$I = \frac{dQ}{dt} = -\omega Q_m \sin(\omega t + \delta) \quad (30)$$

şeklinde periyodik olarak değişir. (30) bağntısındaki δ faz açısını belirlemek amacıyla $t=0$ da $I=0$ ve $Q=Q_m$ başlangıç koşullarını inceleriz. (30) de $t=0$ da $I=0$ koyarsak

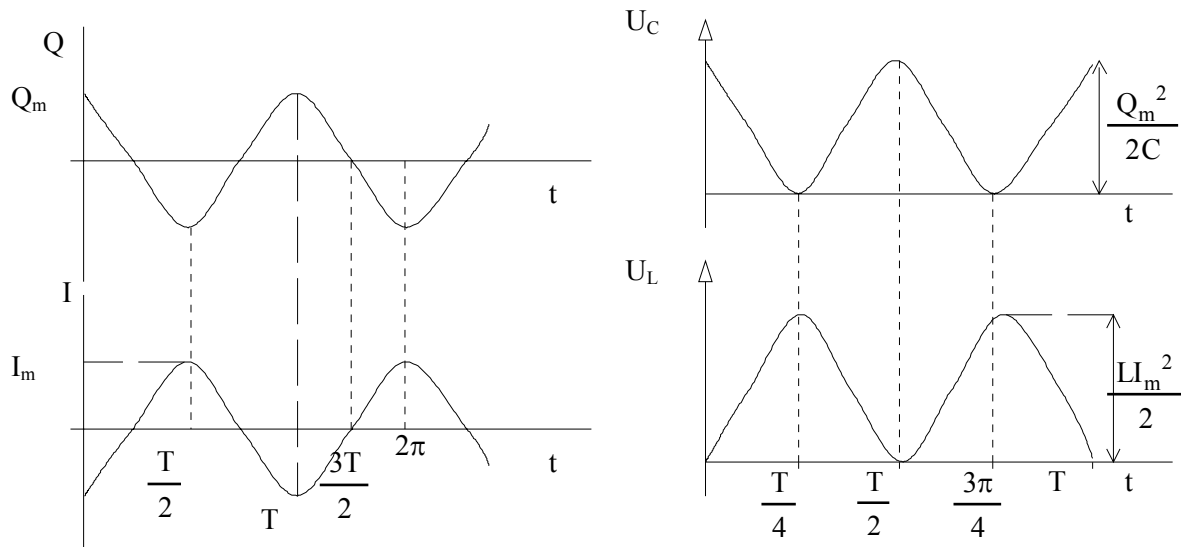
$$0 = -\omega Q_m \sin \delta$$

bulunur ve buradan $\delta=0$ olduğu anlaşılır. ikinci şartta $t=0$ da $Q=Q_m$ alınarak Q ve I nin zamana göre değişimleri olarak

$$Q = Q_m \cos \omega t \quad (31)$$

$$I = -\omega Q_m \sin \omega t = -I_m \sin \omega t \quad (32)$$

elde edilir. Burada $I_m = \omega Q_m$ dir ve I_m devredeki maksimum akımdır. Bu durumda akımla yük arasındaki faz farkı 90° dir (Şekil 17.a).



Şekil 17.a.b

Kondansatörün herhangi bir anındaki enerjisi $U_C = \frac{Q^2}{2C}$ ve selfinki (bobin) $U_L = \frac{1}{2}LI^2$ dir. Buna göre toplam enerji,

$$U = U_C + U_L = \frac{Q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} \quad (33a)$$

veya

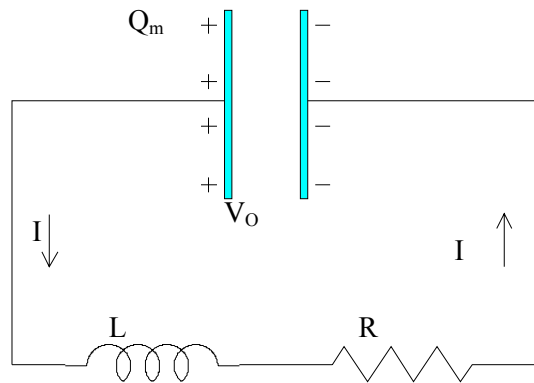
$$U = \frac{Q_m^2}{2C} \cos^2 \omega t + \frac{LI_m^2}{2} \sin^2 \omega t \quad (34b)$$

bağıntısıyla verilir (Şekil 17.b).

Böyle bir salınım devresinde toplam enerji sabit kalmakta ve sistemin enerjisi kondansatörün elektrik alanında depolanan enerji ile indüktörün (selfin) manyetik alanında depolanan enerji arasında sürekli olarak salınım yapmaktadır. Şekil 17.b den izleneceği gibi kondansatörde depolanan enerji $Q_m^2 / 2C$ maksimum değerine sahip olduğunda indüktörde toplanan enerji sıfırdır. Dirençsiz bir LC devresinde U_C ve U_L nin zamana göre değişimi Şekil 17.b de verilmiştir.

Gerçek LC devrelerinde daima bir miktar direnç olacak, dolayısıyla ısı şeklinde enerji kaybolacaktır. Bu inceleme idealleştirilmiş direnci sıfır olan bir hal içindir.

RLC SÖNÜMLÜ SALINIM DEVRESİ



Şekil 18

Gerçek devrelerde direnç sıfır olamaz. Devrenin direncininde ele alınması gerekmektedir. Şekil 18 deki devrede depolanan toplam enerji, kondansatörde depolanmış $Q^2/2C$ ve indüktörde depolanmış $LI^2/2$ enerjilerinin toplamıyla verilir. LC devresinde toplam enerjinin sabit olmasına karşın, RLC devresinde enerjiyi ısı şeklinde harcayan bir direncin varlığı nedeniyle toplam enerji burada sabit olmayacaktır. Dirençte birim zamanda harcanan enerji

$$\frac{dU}{dt} = -I^2R \quad (35)$$

dir ve buradaki eksi işareti U nun zamanla azadığını gösterir. Buna göre toplam enerjiyi veren

$$U = U_C + U_L = \frac{Q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} \quad (36)$$

ifadenin zamana göre türevi alınır ve (35) buraya iletilirse

$$LI \frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{Q}{C} \frac{dQ}{dt} = -I^2R \quad (37)$$

bulunur. Burada $I=dQ/dt$ ve $dI/dt = d^2Q/dt^2$ ifadeleri kullanılırsa

$$L \frac{d^2Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0 \quad (38)$$

elde edilir. (38) bağıntısı sönümlü harmonik titreşimin ifadesine benzer. Son bağıntının çözümü oldukça zahmetlidir ve burada $R=0$ alınırsa çözüm basit LC devresinin halini alır.

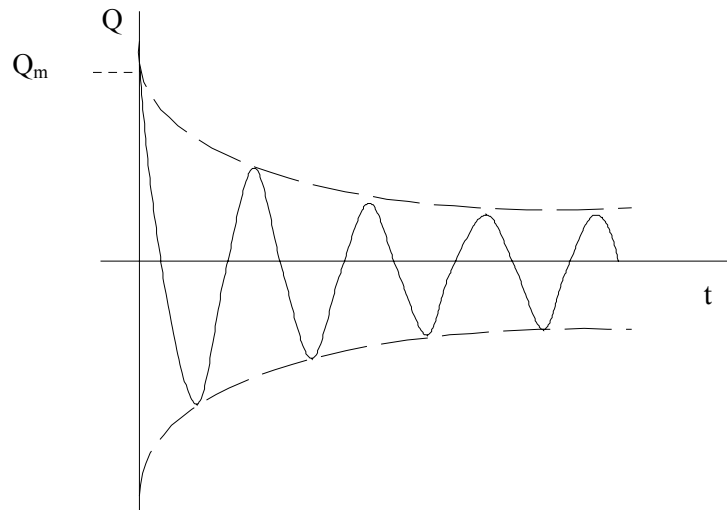
R direncinin oldukça küçük olduğu ($\sqrt{4L/C} > R$) bir hal için (38) ağıntısının çözümü

$$Q = Q_m e^{-Rt/2L} \cos \omega_d t \quad (39)$$

şeklindedir ve burada,

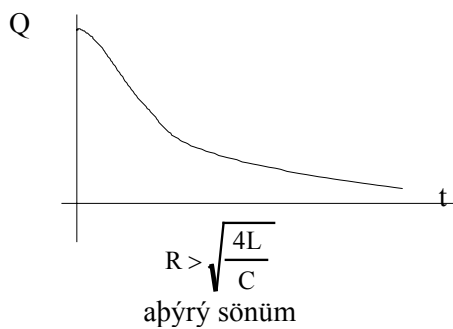
$$\omega_d = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \quad (40)$$

dir. Bu durumda (39) bağıntısındaki gibi sönümlü titreşen yükün zamana göre değişimi Şekil 19 da verilmiştir.

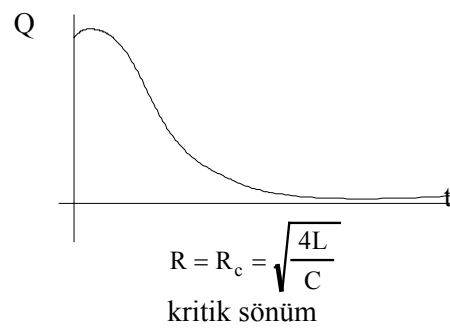


Şekil 19

Sönümlü harmonik titreşimin zamanla küçülmesi gibi Q nun da maksimum değeri her salınımdan sonra küçülür. $R > \sqrt{4L/C}$ durumunda aşırı sönüm vardır, gerçekte R_c gibi kritik bir direnç değerinden daha büyük dirençler için hiç bir salınım meydana gelmez (Şekil 20). Bu kritik değer $R_c = \sqrt{4L/C}$ ile verilir. $R=R_c$ olan bir sistemin kritik şekilde sönümlü olduğu görülür (Şekil 21).



Şekil 20



Şekil 21

Diğer taraftan $\sqrt{4L/C} \gg R$ ise (37) bağıntısındaki ω_d sönümlü titreşimin açısal frekansı, sönümsüz titreşimin $1/\sqrt{LC}$ frekansına yakın değerde olur.

III.9.13. ÖRNEK PROBLEMLER

1.) Yassı bir dairesel bobinin çapı 20 cm. ve sarım sayısı 100' dür. Bu bobinin merkezine, kenarları 2 cm. olan 20 sarımlı karesel sekonder (ikincil) bir bobin, düzlemi dairesel bobininkine paralel olmak üzere yerleştirilmiştir. Dairesel bobinden geçen akım şiddeti 0.01 saniyede $10/\pi$ den $30/\pi$ Amp.'re değiştiğine göre sekonder bobinde indüklenen ortalama e.m.k.'i hesaplayınız.

Cevap : Sekonderden geçen akı değişimi

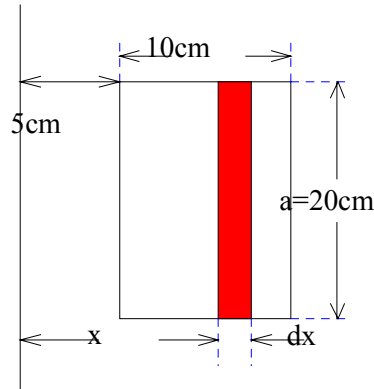
$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \frac{\mu_0}{2} \frac{N}{r} S \left(\frac{30}{\pi} - \frac{10}{\pi} \right) = \frac{\mu_0}{2} \frac{N}{r} S \left(\frac{20}{\pi} \right)$$

$N=20$ ve $S=(0.02)^2 \text{ m}^2$ olduğuna göre

$$\varepsilon = \left(N_2 \frac{\Delta\phi}{\Delta t} = 20 \frac{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}}{2} * \frac{100}{0.1} * (0,02)^2 * \frac{20}{\pi} \right) \frac{1}{0,01}$$

$$\varepsilon = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ Volt.}$$

2) Şekil 22' de ki gibi dikdörtgensel bir bobinin yakınında bulunan çok uzun doğrusal bir telden geçen akım şiddeti 10 Amp. dir. Bu akım 0.02 sn' de sıfıra düştüğüne göre bobinde indüklenen (etkiyle oluşan) e.m.k.'i ve indüklenen akımın yönünü bulunuz.



Şekil 22

Çözüm : Akımlı uzun telden x uzaklıkta bulunan ve genişliği dx olan bir parçaya etkiyen manyeti alan

$$dB = \frac{\mu_0 I}{2\pi x}$$

ve taralı bu yüzeyden geçen manyetik akı

$$d\phi = \frac{\mu_0 I}{2\pi x} a dx$$

ve tüm bobinden geçen manyetik akı

$$\phi = \int d\phi = \frac{\mu_0}{2\pi} Ia \int_{0,05}^{0,15} \frac{dx}{x} = \frac{\mu_0}{2\pi} Ia \ln 3$$

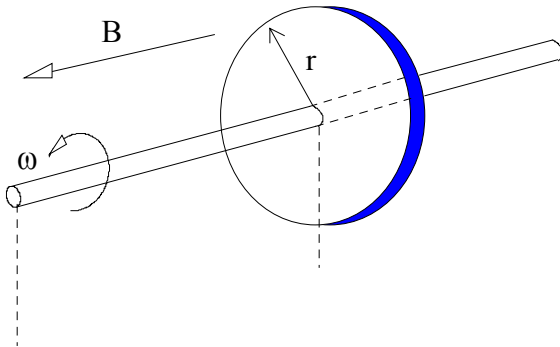
Bobinde indüklenen e.m.k değeri,

$$\varepsilon = \frac{\phi_1 - \phi_2}{\Delta t} =$$

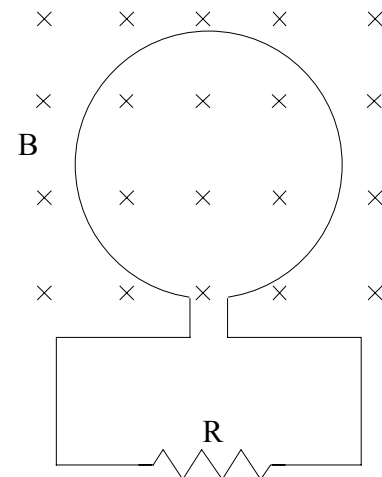
$$\varepsilon = 22 \cdot 10^{-6} \text{ Volt}$$

ve bu indüksiyon akımı Lenz yasasına göre saat ibreleri yönündedir.

3.) Yarıçapı r olan metal bir disk, diskin eksenine paralel olan bir düzgün manyetik alanın bulunduğu bir düzlem içinde ω açısal hızı ile dönüyor (Şekil 23). Diskin merkezi ve kenarları arasındaki potansiyel farkının $(1/2) \omega r^2 B$ olduğunu gösteriniz.



Şekil23



Şekil 24

Çözüm: Bu sistem ilk elektrik jeneratörlerinden biri olan *Faraday'ın disk dinamosudur*. Diskin merkezinin çizgisel hızı 0 ve yarıçapın ucunun çizgisel hızı ωr olduğundan r yarıçapının ortalama hızı

$$v = \frac{1}{2} (0 + \omega r) = \frac{1}{2} \omega r$$

dir. İndüksiyon e.m.k.nin mutlak değeride

$$\varepsilon = B l v = B r \cdot \frac{1}{2} \omega r = \frac{1}{2} \omega r^2 B$$

4.) Şekil 24' deki bobinin düzlemine dik içe yönlü manyetik akı $\phi = 6 t^2 + 7 t + 1$ bağıntısına göre değişmektedir ve burada akı mili Weber, t sn. cinsindedir. $t = 2$ sn. olunca bobinde etkiyle oluşan e.m.k. ni ve R direncinden geçen akımın yönünü bulunuz. $N=1$

Çözüm :

$$d\phi = (12t + 7) dt$$

$$\varepsilon = -N \frac{d\phi}{dt} = -31 \text{ mili Volt}$$

ve akımın yönüde saat ibreleri yönünde.

5.) Şekil 02' deki çubuğun uzunluğu 1,5 m., $B = 0,5$ T ve $v = 4$ m/sn olduğuna göre bu iletkenin uçları arasındaki potansiyel farkını bulunuz ve hangi ucun potansiyeli daha yüksektir?

Cevap : $\varepsilon = B l v = 0,5 \cdot 1,5 \cdot 4 = 3$ Volt ve üst uçun potansiyeli daha yüksektir.

III.9.14. PROBLEMLER

1.) İnce telden 50 sarımlı ve 4 cm^2 kesitli bir A dairesel bobini, 20 cm. yarıçaplı ve 100 sarımlı bir B bobininin merkezine eksenleri çakışacak şekilde konulmuştur. a-Bobinlerin karşılıklı indüktansını bulunuz. b-B bobinindeki akım 50 Amp./sn şeklinde azalmakta iken A bobinindeki oluşan etkileşim (indüksiyon) e.m.k.ni hesaplayınız. c-Bu anda A bobininden geçen akı değişimini bulunuz. d-Bir şekil çizerek, B bobinindeki akımla A bobininde etkileşimle oluşan e.m.k. nin bağlı yönlerini gösteriniz.

Cevap : a - $6,28 \cdot 10^{-6}$ Henry

b - $3,14 \cdot 10^{-4}$ Volt.

c - $6,28 \cdot 10^{-6}$ Weber / sn.

2.) L m. uzunluğundaki bir çubuğun uçları manyetik doğu ve batı yönünde yatay kalmak üzere, kendi ağırlığının etkisiyle durma halinden serbestçe düşmeye başlıyor. Çubuğun 10 m. düşmesi sonunda uçları arasındaki potansiyel farkını bulunuz. Yerkürenin manyetik alanının yatay bileşeni $1,7 \cdot 10^{-5}$ T ve $g=9,8$ m/sn² dir.

Cevap : $2,38 \cdot 10^{-4}$ Volt.

3.) Uzunluğu 1 m. olan bir tel iletken, 2 m/sn. lik bir hızla manyetik alan değeri 0,5 T olan alana dik olarak hareket ediyor. Telin uçları arasındaki oluşan indüksiyon potansiyel farkını hesaplayınız. Telin uçları direnci 6Ω olan bir devreye bağlanırsa, teli sabit hızla harekette tutabilmek için gerekli gücü bulunuz.

Cevap : 1. Volt , 1 / 6 Volt

4.) Bir betatronun simit biçimindeki tütünün çapı 1 m. dir ve büyük elektromıknatısının kutupları arasındaki manyetik alan düzgün kabul edilmektedir ve 1/240 sn. içinde, 0 dan 1,6 T 'ya yükselmektedir. a-Tüp içindeki indüksiyon e.m.k.ni, b-Tüp içindeki elektrik alan şiddetini ve c-Tüp içinde bir kere dönen bir elektronun kazanacağı enerjiyi bulunuz.

Cevap: Bir betatronda $E = 1 / 2\pi R \cdot d\phi / dt = \epsilon / 2 \pi R$ ve elektronun bir dönmede kazanacağı enerji $= e \epsilon$ dir. Buna göre a- 301,44 Volt., b- 96 Nevton / Coulomb. c- $4,82 \cdot 10^{-17}$ Joule.

5.) Yerkürenin manyetik alanının yatay bileşeni yaklaşık olarak $5 \cdot 10^{-5}$ T olduğuna göre, a- Kuzeye doğru 60 m/sn. hızla giden bir otomobilin 1,5 m uzunluğundaki ön metal tamponunda oluşan indüksiyon e.m.k. hesaplayınız. b-Bu tamponun hangi ucu pozitif yüklenir? c-Yerkürenin manyetik alanı yatayla 70° lik açı yaptığına göre kuzeye giden bir otomobilin 20° lik bir yokuşa tırmandığına göre bu kez oluşan indüksiyon e.m.k. ni hesaplayınız.

Cevap: a- $4,5 \cdot 10^{-3}$ Volt, b-Sol ucu, c - $4,78 \cdot 10^{-3}$ Volt.

6.) Bir üreteç ve bir anahtarın bulunduğu bir seri L, R devresinden geçen akım şiddeti, anahtarın kapatılmasından 1 sn. sonra, son sabit değerinin % 30' una ulaşıyor. Devrenin zaman sabitini bulunuz.

Cevap : 1,96 sn.

7.) Bir elektrik jeneratörünün kutup parçaları ile armatürü arasındaki hava aralığındaki manyetik alan 1 T'dir. Armatür üzerindeki tellerin uzunluğu 1 m. dir: Her armatür telinde 1 Volt'luk bir e.m.k. oluşması için bu tellerin dönme hızını bulunuz.

Cevap : 1 m / sn.

8.) Yüzölçümü 600 cm^2 olan 20 sarımlı dikdörtgensel bir bobin, manyetik alan değeri 1 T. olan düzgün bir alanda 1800 devir/dak. hızla dönmektedir. Bobinin uçları arasında indüklenen alternatif e.m.k.nin maksimum değerini hesaplayınız.

Cevap : 226 Volt.

9.) Bir selenoidin selfi 50 H ve direnci 30Ω dur. Bu selenoid 100 Volt'luk bir D.A üreticine bağlandığına göre akım şiddetinin son denge değerinin yarısına gelmesi için geçen zamanı hesaplayınız.

Cevap : 1,2 sn.

10.) Sarım sayısı 80 ve yüzölçümü 2 cm^2 olan bir bobin, 0,1 T lık bir manyetik alandan uzaklaştırılıyor. Bobine bağlı 10Ω 'luk dirençten geçen elektrik yükünü hesaplayınız.

Cevap : Önce dirençten geçen akım ve oradanda yük değerini bulalım , $I = \varepsilon / R = - N/R. d \phi / d t = - N S / R d B / d t$ ve $Q = \int I dt$ olacağından, $Q = N S B / R$ olarak bulunur. Buradan $Q = 1,6 \cdot 10^{-4}$ Coulomb dur.

11.) $I_0 = 5A$ ve $\omega/2\pi = 60Hz$ olup $I = I_0 \sin \omega t$ şeklinde değişen bir akım, indüktansı 10mH olan bir indüktörden geçmektedir. Zamanın fonksiyonu olarak ters emk değerini bulunuz.

12.) Bir direnç ve bobin 12V luk bir emk ya seri olarak bağlıdır. Devrenin zaman sabiti $500 \mu s$ ve maksimum akım 200mA dir. İndüktansın (self) değeri nedir?

13.) İçinden 1,75A lik akım geçen ve her bir sarımda $3,7 \cdot 10^{-4} \text{ Wb}$ lik bir manyetik akı oluşturan, 200 sarımlı bir selenoidin manyetik alanına eşlik eden enerjiyi hesaplayınız.

14.) Süperiletken bir selenoidin içindeki manyetik alan 4,5T dır. Selenoidin iç çapı 6,2cm ve uzunluğu 26cm dir. a) manyetik alandaki manyetik enerji yoğunluğunu b) selenoid içinde manyetik alanda depolanan enerjiyi bulunuz.

15.) Havanın açık olduğu bir günde, yeryüzüne yakın bir yerde 100V/m değerinde düşey bir elektrik alanı vardır. Aynı anda yer kürenin manyetik alanının yaklaşık değeri $0,5 \cdot 10^{-4} T$ dır. Bu iki alanın enerji yoğunluğunu hesaplayınız.

16.) $L=4H$ ve $R=5\Omega$ olan bir RL devresi $t=0$ da $\varepsilon=22V$ değerinde bir üretece bağlıdır. a) devredeki akımın $0,5A$ olduğu zaman indüktörde (bobin) depolanan enerjiyi b) $I=1A$ olduğu zaman bobindeki birim zamanda depolanan enerjiyi c) $I=0,5A$ olduğu zaman üreticinin devreye sağladığı gücü hesaplayınız.

17.) 1 ve 2 gibi birbirine yakın iki bobinin karşılıklı indüktansı $M=28mH$ dir. 2 bobinindeki akım $I=3t^2-4t+5$ ile verildiğine göre, zamanın fonksiyonu olarak 1 bobininde indüklenen emk yi bulunuz. Burada t (s) ve I (A) dir.

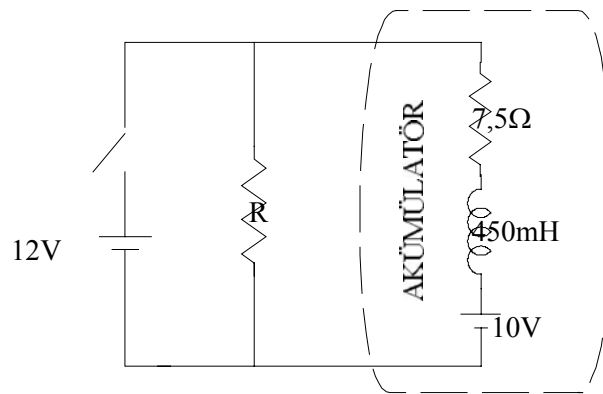
18.) Sığası $8\mu F$ olduğu zaman $120Hz$ lik frekansla salınım yapan LC devresinin indüktansını bulunuz.

19.) Sabit $L=1,05\mu H$ lik bir indüktör, radyonun istasyon ayarı kesimindeki değişken bir kondansatörle seri bağlıdır. Sığanın hangi değeri için devreye $96,3MHz$ frekansta yayın yapan bir istasyondan yayılan sinyale ayarlayacak dolayısıyla yayını dinleyebileceksiniz?

20.) $500\mu F$ lık yüklü bir kondansatör $3,2mH$ lik bir indüktör ve bir R direnciyle seri bir RLC devresi oluşturmuştur. Aşağıdaki R değerleri için salınımların frekansını Hz cinsinden hesaplayınız;

- 1- $R=0$ (salınım yok)
- 2- $R=16\Omega$ (kritik sönüm $R=R_c=\sqrt{4L/C}$ hali)
- 3- $R=4\Omega$ (sönüm öncesi $\sqrt{4L/C} > R$)
- 4- $R=64\Omega$ (aşırı sönüm $R > \sqrt{4L/C}$)

21.) Bir elektrik motorunda arktan oluşacak zararı önlemek amacıyla bazen armatüre paralel olarak bir boşalma direnci yerleştirilir. Motor dönerken fiş aniden çekilirse bu direnç armatür bobinleri arasında oluşan voltajı sınırlar. $7,5\Omega$ direnci ve $450mH$ lik indüktansa sahip bir armatürlü $12V$ luk doğru akım motorunu göz önüne alalım. Motor normal hızla döndüğü zaman, armatürdeki ters emk $10V$ olsun. Motor prizden çekildiği zaman, armatür uçları arasındaki potansiyel farkını $80V$ la sınırlayabilmek için maksimum R direncini hesaplayınız (Şekil 23).



Şekil 25