Elektromanyetizmanın Temelleri

Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

Ankara Üniversitesi Fizik Bölümü
ocakir@science.ankara.edu.tr

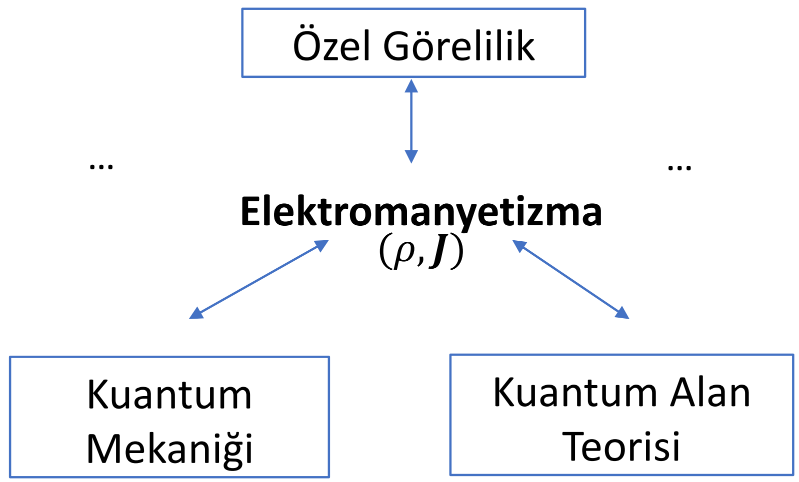
Türk Fizik Derneği
1950
Turkish Physical Society

İÇERİK

- **Elektrostatik**
  - Elektriksel kuvvet
  - Elektrik alan
  - Elektrik potansiyel, Sınır koşulları
  - Madde içinde elektrik alanlar
  - Kapasitörler
- **Manyetizma**
  - Kararlı akımlar
  - Magnetik alanlar
  - Magnetik kuvvetler
  - Magnetizasyon
- **Elektrodinamik**
  - Elektromotiv kuvvet
  - İndüksiyon, Devreler
- **Maxwell Denklemleri**
  - Boşlukta denklemler
  - Madde içinde denklemler
- **EM Dalgalar**
  - Dalga denklemi ve çözümleri
  - EM dalgaların özellikleri
  - Poynting vektörü ve enerji
  - Dalga kılavuzları

ELEKTROMANYETİZMA

Elektromanyetizma, Modern Fiziğin merkezindedir. Tarihsel olarak bu alan, Coulomb, Gauss, Ampere, Faraday, vd. aracılığıyla gelişmiştir, tüm elektrik ve manyetik etkileri J.C. Maxwell dört denklemli bir sistemde birleştirmiştir. Bu denklemlere giden yolu izleyeceğiz. Elektromanyetizma, ayrıca Özel Görelilik, Kuantum Mekaniği, Alan Teorisi, vb. ile bağlantılıdır.



Elektrik yükü:

- Gerçel sayıdır $q \in \mathbf{R}$ (EM)
- Pozitif veya negatif olabilir (-q, +q)
- Kuantumludur $q = ne, \ n \in \mathbf{Z}$ (KM)
- Korunumludur ($\Delta q = 0$)

Hadronik seviye (p,n,..) kuark yükleri:
d: -*e*/3, *u*: 2*e*/3; h = nE, $n \in \mathbf{Z}$ (KM), E = *e*/3

Türk Fizik Derneği
1950
Turkish Physical Society

ELEKTROSTATİK KUVVET

İki yük arasındaki elektrostatik kuvvet, Coulomb yasası ile verilir.

• *Kuvvet, yükler arasındaki doğru boyunca etki eder, yüklerin çarpımı ile doğru orantılı ve onların arasındaki uzaklığın karesi ile ters orantılıdır.*

• İki yük q_1 ve q_2 arasındaki kuvvet için Coulomb yasasının matematiksel formu

$$\boldsymbol{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}\hat{\boldsymbol{r}}_{12}$$

ile verilir. Burada $\boldsymbol{F}_{12}$, q_2 yükü üzerine q_1 yükü tarafından uygulanan fiziksel kuvvet vektörü; $\hat{\boldsymbol{r}}_{12}$ ise q_1 den q_2 ye doğru yükleri birleştiren doğru boyunca birim vektördür. Sabit ϵ_0 ın değeri 8.854×10^{-12} $C^2N^{-1}m^{-2}$ dir. Yükler pozitif veya negatif olabilir, Coulomb yasası zıt yüklerin birbirini çektiğini, aynı yüklerin ise birbirini ittiklerini ifade eder.

Türk Fizik Derneği
1950
Turkish Physical Society

ELEKTRİK ALAN

- Birçok yük olduğunda, birine (örneğin, q_i yüküne) etki eden net kuvvet, bütün diğer yüklerin ayrı ayrı uyguladıkların kuvvetlerin vektör toplamıdır.

$$\boldsymbol{F}_i = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0}\sum_{j\neq i}\frac{q_j\hat{\boldsymbol{r}}_{\boldsymbol{ij}}}{\left|\boldsymbol{r_i}-\boldsymbol{r_j}\right|^2} = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0}\sum_{j\neq i}\frac{q_j(\boldsymbol{r_i}-\boldsymbol{r_j})}{\left|\boldsymbol{r_i}-\boldsymbol{r_j}\right|^3}$$

burada birinci eşitlikten sonra birim vektör kullanılarak, ikinci eşitlikten sonra ise yerdeğiştirme fark vektörü kullanılarak yazılmıştır. Mutlak değer sembolü içinde yazılan ifade $\left|\boldsymbol{r_i}-\boldsymbol{r_j}\right|$, fiziksel yerdeğiştirme fark vektörünün büyüklüğüdür. Bu ifadede q_i yükü toplamın dışındadır, böylece $\boldsymbol{F}_i/q_i$ fonksiyonu $\boldsymbol{r}_i$ konumuna bağlı olur. Bu fonksiyon elektrik alanı $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_i)$ vektör fonksiyonudur, $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_i) = \boldsymbol{F}_i(\boldsymbol{r}_i)/q_i$. Bu ifade i indisi olmadan yazılabilir

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\sum_{j}\frac{q_j(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r_j})}{\left|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r_j}\right|^3}$$

Elektrik alanın üst üste gelme ilkesini sağladığı ifade edilir.

ELEKTRİK AKISI

- Bir S yüzeyi (küçük parçaları $\delta\boldsymbol{S}_i$ olan) boyunca elektrik alanın akısı

$$\Phi_{\mathrm{E}} = \sum_i \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_i) \cdot \delta\boldsymbol{S}_i$$

ile verilir. Burada $\delta\boldsymbol{S}_i$ yüzeye normal bir vektördür, büyüklüğü S_i yüzey elemanının alanına eşittir. Burada bütün $\delta\boldsymbol{S}_i$ alanları limit durumunda sıfıra giderken, S yüzeyi boyunca **E** nin akısı

$$\Phi_{\mathrm{E}} = \lim_{\delta\boldsymbol{S}_i \to 0} \sum_i \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}_i) \cdot \delta\boldsymbol{S}_i = \int_S \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) \cdot d\boldsymbol{S}$$

Burada S bir kapalı yüzey ise ve sonsuz küçük vektörler $d\boldsymbol{S}$ dışarı doğru normaller ise akı ifadesi Gauss yasası' na uyar

$$\int_S \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{S} = \frac{\sum_i q_i}{\epsilon_0} = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

burada yüzey içindeki toplam yük $Q = \sum_i q_i$ ile tanımlanmıştır.

Gauss yasası: *bir kapalı yüzeyin dışına doğru elektrik alanın akısı, yüzeyin içinde bulunan toplam yük (Q) miktarının ϵ_0' a bölümüne eşittir.*

ELEKTROSTATİK POTANSİYEL

- Elektriksel kuvvete karşı bir yükü (a' dan b' ye) hareket ettirmek için yapılan iş

$$W = -\int_a^b \boldsymbol{F} \cdot d\boldsymbol{r}$$

ile verilir. Bir q yükünü 'sonsuz' dan alıp sabit yüklerin bir kümesinin bulunduğu yerin 'yakınına' getirmek potansiyel enerji gerektirir

$$U(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \sum_j \frac{q_j}{|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_j|}$$

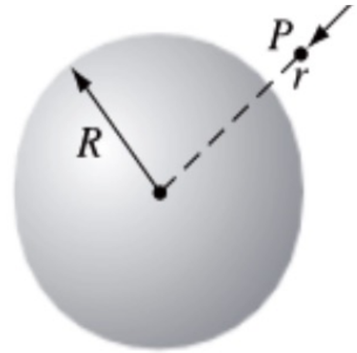
Burada $U(r)/q$ konumun bir skaler fonksiyonudur, ve elektrostatik potansiyel ($\phi(r) = U(r)/q$) olarak adlandırılır.

$$\phi(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_j \frac{q_j}{|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_j|}$$

Elektrik alan skaler potansiyelden türetilebilir ($\mathbf{E} = -\boldsymbol{\nabla}\phi$), bileşenler

$$E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z}.$$

ELEKTROSTATİK POTANSİYEL



Örnek: Düzgün yüzeysel yük yoğunluğu olan R yarıçaplı küresel bir kabuğun içinde ve dışında potansiyeli hesaplayınız.

Çözüm: Gauss yasasını kullanarak küre kabuğu dışında elektrik alanı

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{r^2}\hat{r}$$

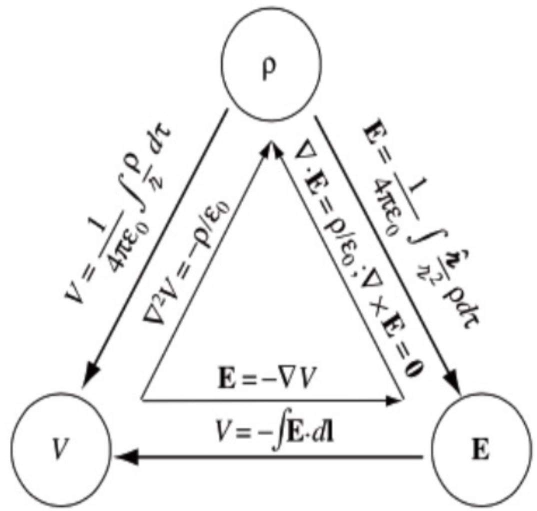
buluruz. Küre kabuğu içinde elektrik alan sıfırdır. Böylece, küre kabuğu dışında bir $r > R$ noktasında potansiyel

$$V(r) = -\int_{\mathcal{O}}^{r}\vec{E}\cdot d\vec{l} = \frac{-1}{4\pi\epsilon_0}\int_{\infty}^{r}\frac{q}{r'^2}dr' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{r'}\Big|_{\infty}^{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{r}$$

Küre kabuğu içinde ($r < R$) potansiyeli bulabilmek için integrali ikiye (iki farklı bölge) ayırmalıyız:

$$V(r) = \frac{-1}{4\pi\epsilon_0}\left[\int_{\infty}^{R}\frac{q}{r'^2}dr' + \int_{R}^{r}0dr'\right] = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{r'}\Big|_{\infty}^{R} \quad \rightarrow \quad V(R) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{R} \text{ : sabit}$$

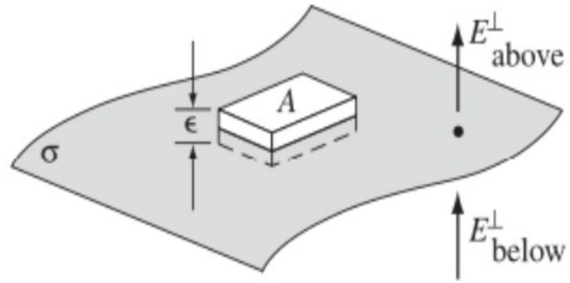
SINIR KOŞULLARI



Tipik bir elektrostatik probleminde bir kaynak yük yoğunluğu (ρ) verilir ve bunu ürettiği elektrik alan bulmak isteriz. Ara basamak olarak potansiyeli hesaplarız. Böylece 3 nicelik ($\rho, \mathbf{E}$ ve V) elektrostatiğin temel nicelikleridir. Bunlarla ilgili 6 denklem çıkarmıştık.

Bir yüzey yükünü (σ) geçtiğinizde elektrik alanı her zaman bir süreksizliğe uğrar. Bunu göstermek için yandaki şekile bakınız. Gauss yasasını uygulayalım

$$\oint_S \mathbf{E}\cdot\ d\mathbf{a} = \frac{\sigma A}{\epsilon_0}$$



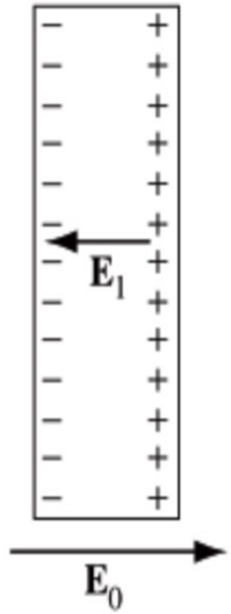
Burada A küçük kutunun yüzey alanıdır. Kutunun yüksekliği $\epsilon \to 0$ yaparsak hemen üstündeki ve altındaki alanın dik bileşenleri $E_a^{\perp} - E_b^{\perp} = \dfrac{\sigma}{\epsilon_0}$ olur.

Yorum: Elektrik alanın normal bileşenindeki süreksizlik σ/ϵ_0 kadardır.

ELEKTROSTATİK POTANSİYEL

Metal bir **iletkende**, atom başına bir veya daha fazla elektron serbestçe dolaşabilir. Sıvı iletkenlerde, tuzlu su gibi, iyonlar hareketi sağlar. Kusursuz bir iletken limitsiz serbest elektron kaynağı sağlar. Gerçek hayatta kusursuz iletken olmaz, ancak metaller birçok uygulama için buna yakındır.

Cam veya kauçuk gibi bir **yalıtkanda** ise, aksine, her elektron belirli bir atoma bağlı kısa bir yörünge üzerindedir.



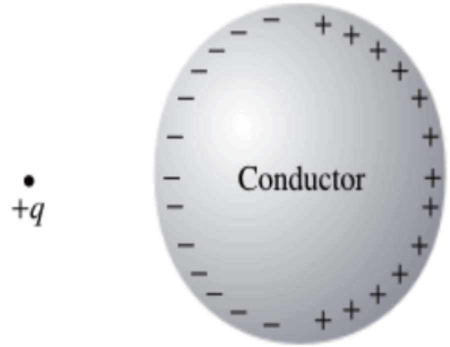
İdeal iletkenlerin elektrostatik özellikleri:

- $\mathbf{E} = \mathbf{0}$, iletkenlerin içinde elektrik alan sıfırdır. Serbest elektronlar hareket eder, artık bu yükler statik değildir. Bir iletken, dış elektrik alana ($\mathbf{E}_0$) konulduğunda serbest yüklerden pozitif olanların bir tarafa ve negatif olanların diğer tarafa toplanmasına neden olur. Bu **indüklenmiş** yükler kendi alanını ($\mathbf{E}_1$) oluştururlar.

ELEKTROSTATİK POTANSİYEL

İdeal iletkenlerin elektrostatik özellikleri:

- $\rho = 0$, iletkenin içinde yük yoğunluğu yoktur.
  Gauss yasasından $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho/\epsilon_0$, içerde elektrik alan yoksa, yük yoğunluğu da yoktur. Etrafta yük olabilir, ancak pozitif yükler olduğu kadar negatif yükler de bulunur. Böylece içerde net yük yoğunluğu sıfır olur.
- Net yük yüzeyde yer alır
- İletken, bir eşpotansiyeldir, örneğin a ve b noktaları verilen bir iletkenin üzerinde ise potansiyel farkı $V(b) - V(a) = -\int_a^b \vec{E} \cdot dl = 0$ olur. Böylece $V(a) = V(b)$ bulunur.
- E alanı yüzeye diktir (bir iletkenin dışında).

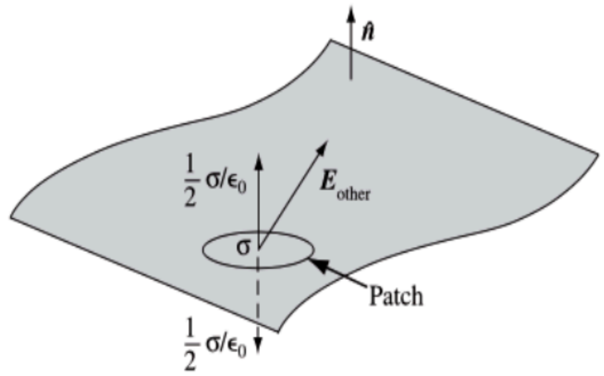


YÜZEY YÜKÜ, KUVVET VE BASINÇ

Bir iletkenin içinde elektrik alan sıfır olduğundan, sınır koşulu dışarıdaki alanın

$$\vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}\hat{\mathbf{n}}$$

olmasını gerektirir, çünkü sınırda süreksizlik bu kadar büyüklükte olmalı.



Yük yoğunluğu potansiyelin normal türevi cinsinden yazılabilir

$$\sigma = -\epsilon_0\frac{\partial V}{\partial n}$$

Bir elektrik alan olduğunda yüzey yükü bir kuvvetle karşılaşacaktır, birim alan başına kuvvet $\vec{f} = \sigma\vec{E}$ olacaktır. Burada $\vec{E}$ alanı için ortalama kullanılır, $\vec{E} = (\vec{E}_a + \vec{E}_b)/2$.

Yüzeyde dışarı doğru basınç $P = \epsilon_0 E^2/2$ olur.

Ortalama alan

$$\vec{E} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}\hat{\mathbf{n}}$$

ile verilir. Böylece, birim alan başına kuvvet

$$\vec{f} = \frac{\sigma^2}{2\epsilon_0}\hat{\mathbf{n}}$$ olur.

KAPASİTÖRLER

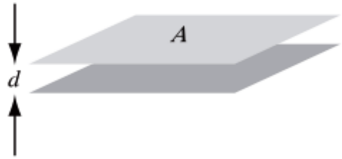
İki iletken alalım biri $+Q$ yüklü diğeri $-Q$ yüklü olsun. İkisi arasındaki potansiyel farkı

$$V = V_+ - V_- = -\int_{(-)}^{(+)} \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

Burada elektrik alan

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho}{r^2} \hat{\mathbf{r}}\, d\tau$$

yük yoğunluğuyla veya yükle doğru orantılıdır. $\vec{E}$ ile Q arasındaki bu ilişki, V ile Q arasında da yapılabilir. Böylece orantı sabiti C olmak üzere $Q \equiv CV$ yazılabilir. Burada C kapasitans (birimi farad, 1nF = 10^{-9} F)



Örnek: Yukarıdaki şekilde yüzey alanı A ve aralığı d olan paralel iki metal levhalı kapasitörün kapasitansını hesaplayın.

Çözüm: yüzey yük yoğunluğu $\sigma = Q/A$ dır. Potansiyel farkı

$$V = \frac{Q\,d}{A\,\epsilon_0},$$

$$C = \frac{A\epsilon_0}{d}$$ geometriye bağlıdır.

Kenar uzunluğu 1 cm ve aralığı d=1 mm alınırsa $C = 0.9\,pF$ olur.

İLETKENLER VE DİELEKTRİKLER

- **Polarizasyon**

Madde birçok çeşitlilikte olabilir; katılar, sıvılar, gazlar ve bunların alt grupları metaller, ağaçlar, camlar, vb. bütün bunlar elektrostatik alanlara farklı şekilde tepki verirler. Hatta günlük karşılaştığımız nesneler iki büyük sınıfa (iletkenler ve yalıtkanlar - veya dielektrikler) aittir.

İletkenler: malzeme boyunca serbestçe hareket edebilen "sınırsız" yük kaynağı içeren maddelerdir. Birçok elektron (atom başına bir veya iki elektron) belli bir çekirdekle eşlik etmez, fakat etrafında dolaşırlar.

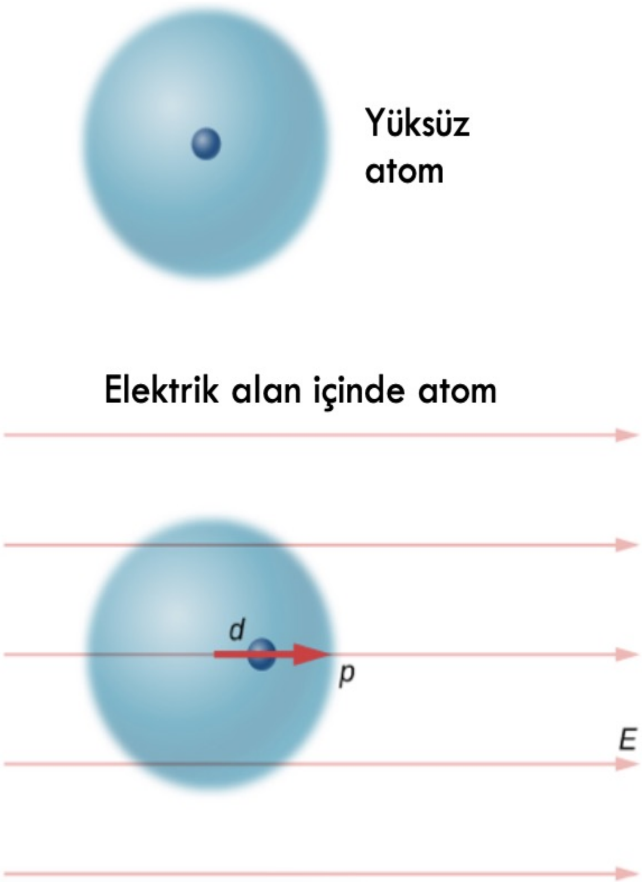
Dielektrikler: bütün yükler belli bir atoma veya moleküle bağlanmıştır. Bunlar atom veya molekül içinde sadece bir miktar hareket edebilirler.

MADDE İÇİNDE ELEKTRİK ALANLAR

- **Atomun Polarizasyonu**

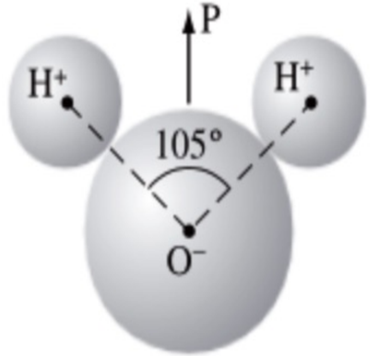
Orta şiddetle bir elektrik alan içinde atomun elektronları bir tarafa, çekirdeği ise diğer tarafa hareket eder. Sonunda bir dengeye ulaşır. Bu durumda atom polarize olmuştur. Atom bir dipol momente sahip olur, indüklenen $\mathbf{p} = \alpha\mathbf{E}$, elektrik alan ile aynı yöndedir. Bazı atomların kutuplanabilirlikleri (α) aşağıdaki Tablo'da gösterilmiştir.

H	He	Li	Be	C	Ne	Na	Ar	K	Cs
0.667	0.205	24.3	5.60	1.67	0.396	24.1	1.64	43.4	59.4

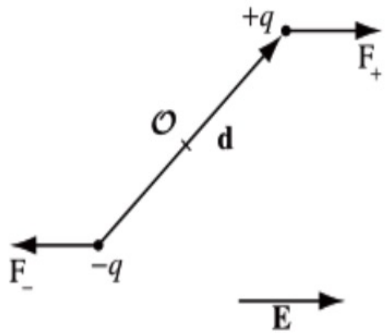


MADDE İÇİNDE ELEKTRİK ALANLAR

- Bazı moleküller kalıcı dipol momente sahip olurlar. Örneğin, Su (H_2O) molekülünde elektronlar oksijen atomları çevresinde küme oluşturmaya eğilimlidir, molekülde H atomları O ya birleştiren çizgilerin arasında 105^o açı oluşur. Bu ise köşeyi negatif yüklü ve karşı tarafı pozitif yüklü yapar. Böylece su molekülünün dipol momenti büyük olur, 6.1×10^{-30} C · m.

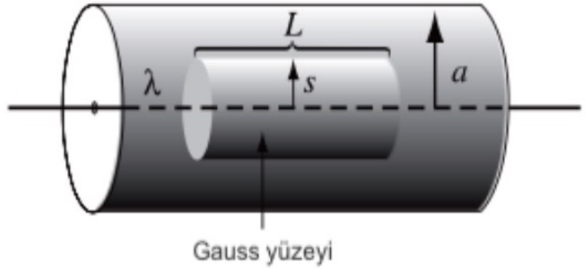


- **Soru:** Böyle polar moleküller bir elektrik alana konulduğunda ne olur?
  Cevap: Eğer elektrik alan düzgün ise, pozitif uçtaki kuvvet $F_+ = qE$, negatif uçtaki kuvvet $F\_ = -qE$ zıt yönlerde ve aynı büyüklüktedir. Ancak, bu kuvvetler tork oluşturacakır, $\mathbf{N} = q\mathbf{d} \times \mathbf{E} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}$.



MADDE İÇİNDE ELEKTRİK ALANLAR

- **Örnek:** Uzun düz bir tel, düzgün çizgisel yük yoğunluğuna sahiptir, çevresi bir a yarıçapına kadar lastik yalıtkan ile sarılmıştır. Elektrik yerdeğiştirmesini $\mathbf{D}$ bulunuz.



- **Çözüm:** Silindirik simetri için şekildeki gibi bir s yarıçaplı ve L uzunluklu Gauss yüzeyi çizilir, Gauss yasası uygulanır $D(2\pi sL) = \lambda L$ ve vektör formda $\mathbf{D} = \frac{\lambda}{2\pi s}\hat{s}$ elde edilir. Bu bağıntı hem yalıtkanın içinde hem de dışında geçerlidir, ancak ikinci bölgede $\mathbf{P} = 0$ olduğundan elektrik alanı ($\mathbf{E}$) ile yerdeğiştirme ($\mathbf{D}$) arasındaki bağıntıdan "$\epsilon_0\mathbf{E} = \mathbf{D} = \frac{\lambda}{2\pi s}\hat{s}, \quad s > a$ için" çözümü elde edilir.

DİELEKTRİKLER

- Bir dielektrik malzemenin kutuplanması (polarizasyonu) normalde elektrik alandan kaynaklanır, atomik veya molekülleri hizalar veya düzenlenim verir. Birçok malzeme için elektrik polarizasyon alan (alan çok güçlü olmadığı sürece) ile orantılıdır:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E}$$

Burada χ_e ortamın elektrik alınganlığıdır. Bunun değeri maddenin mikroskobik yapısına bağlıdır. (Bundan başka dış koşullara (örneğin, sıcaklık) da bağlıdır). Bu bağıntıya uyan malzemelere **lineer dielektrikler** denir. Lineer ortam için $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$.

Bazı malzemeler için dielektrik (ϵ) sabitleri

Material	Dielectric Constant	Material	Dielectric Constant
Vacuum	1	Benzene	2.28
Helium	1.000065	Diamond	5.7-5.9
Neon	1.00013	Salt	5.9
Hydrogen (H_2)	1.000254	Silicon	11.7
Argon	1.000517	Methanol	33.0
Air (dry)	1.000536	Water	80.1
Nitrogen (N_2)	1.000548	Ice (-30° C)	104
Water vapor (100° C)	1.00589	$KTaNbO_3$ (0° C)	34,000

Türk Fizik Derneği
1950
Turkish Physical Society

KARARLI AKIM VE MANYETİK ALAN

- **Kararlı akmlar:**

Kararlı akımlar, magnetik alanları üretirler ve zaman içinde sabittir, böylece kararlı akımların teorisi Magnetostatik olarak isimlendirilir. Durgun yükler ise, elektrik alanı üretirler ve bu alanlar zaman içinde sabittir, böylece Elektrostatik terimi kullanırız. Elektrostatik ve Magnetostatik için iki denklem

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \, , \quad \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = \mathbf{0}$$

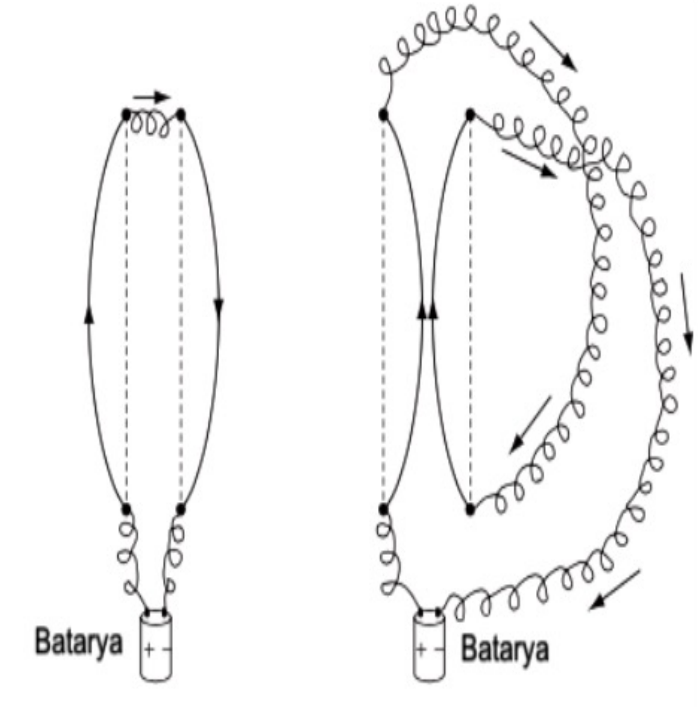
Gerçek bir kararlı akım ve gerçek durgun yük olmayabilir! Bundan başka, hareket eden noktasal bir yük artık ilk konumunda bir statik alan oluşturmayacaktır. Magnetostatikte kararlı bir akım için $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ dır.

MAGNETOSTATİK

- Harekeli yüklerin arasındaki kuvvet nasıldır?

Gözlem: Yandaki şekilde akım taşıyan iki tel üzerine zıt yönlü akım verildiğinde tellerin birbirini ittiği, ancak aynı yönlü akım verildiğinde tellerin birbirini çektiği gözlemlenmiştir.

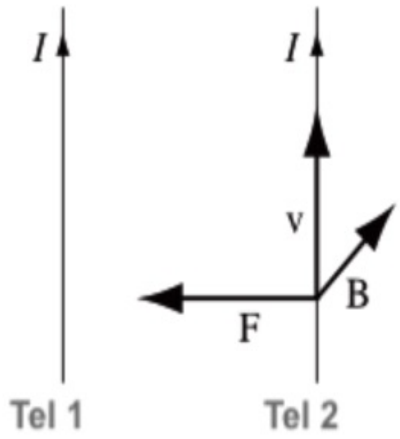
Bir açıklama: Burada akımlar için magnetik kuvvetten bahsediyoruz. Elektrostatikte sabit yüklerin çevrelerinde E alanı oluşturduklarını, Magnetostatikte ise hareketli yükler ek olarak bir akım oluşturur ve böylece manyetik alan oluştururlar. Manyetik alan ortamında akım taşıyan bir tele manyetik kuvvet etki eder.



(a) Akımlar zıt yönde, birbirini iter
(b) Akımlar aynı yönde, birbirini çeker

MANYETİK KUVVET

- Hızı v olan bir +q yükü hız yönünde bir akım oluşturur.



Bu yükün bulunduğu bölgede bir manyetik alan olduğunda,

q yükü üzerine etki eden manyetik kuvvet

$$\vec{F}_{mag} = q(\vec{v} \times \vec{B})$$

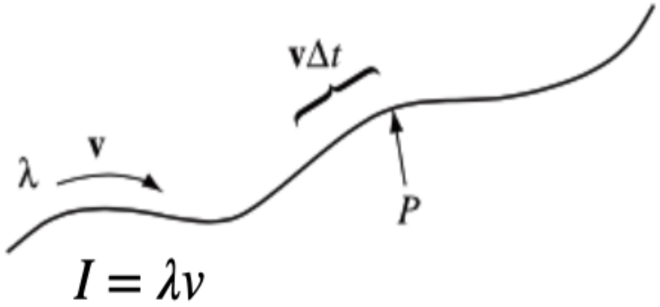
Bu yük hem elektrik alan hem de manyetik alan bulunan bir bölgede hareket ederse yük üzerine etki eden Lorentz kuvveti

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Böylece aynı yönlü akım taşıyan tellerin birbirine $\vec{F}$ kuvveti uygulamasını açıklayabiliriz.

MANYETİK KUVVET

Bir yük yoğunluğunun v hızı ile hareket ettiğini ve bir akım oluşturduğunu düşünelim. Burada yol elemanının ($dl = v\Delta t$) taşıdığı yük miktarı $dq = \lambda v \Delta t$ olur ve Δt zaman aralığında P noktasından geçer.



Akımı vektör $\mathbf{I} = \lambda \mathbf{v}$ ile gösterelim. Akım taşıyan tel parçası üzerine etki eden manyetik kuvvet

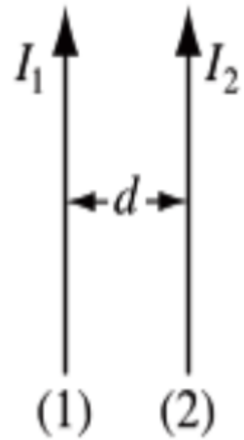
$$\mathbf{F}_{mag} = \int (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) dq = \int (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \lambda dl = \int (\mathbf{I} \times \mathbf{B}) dl$$

Burada akım $\mathbf{I}$ ve yol elemanı $d\mathbf{l}$ aynı yöndedir

$$\mathbf{F}_{mag} = \int I (d\mathbf{l} \times \mathbf{B})$$

MANYETİK KUVVET

- **Örnek:** Uzun paralel iki tel I_1 ve I_2 akımlarını taşımaktadır. Şekilde görüldüğü gibi birbirlerinden d kadar uzakta ise teller arasındaki çekici kuvveti bulunuz.
- **Çözüm:** (1) telindeki I_1 akımı nedeniyle, (2) telinin bulunduğu yerde manyetik alan $B = \mu_0 I_1/(2\pi d)$ olur, alanın sayfa düzleminde içeriye doğru yönelmiştir. Lorentz kuvvet yasası (2) teline etki eden kuvvetin (1) teline doğru olduğunu ifade eder. Toplam kuvvet $|F| = I_2\left(\dfrac{\mu_0 I_1}{2\pi d}\right)\int dl$ olacaktır. Ancak, birim uzunluk başına kuvvet ifadesi $|f| = \dfrac{\mu_0}{2\pi}\dfrac{I_1 I_2}{d}$ olur.



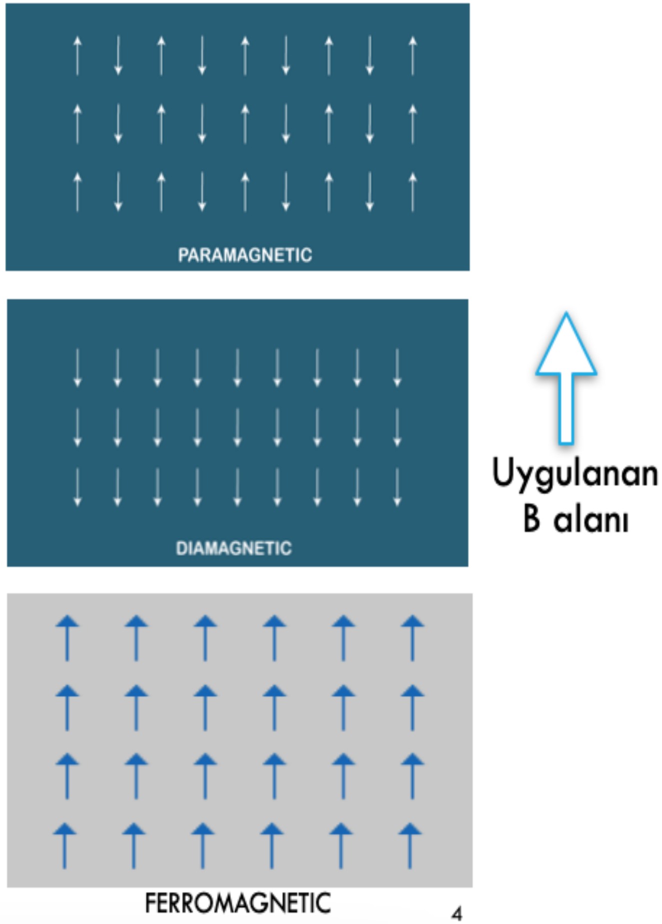
Not: Eğer akımlar zıt yönlü olsa kuvvet itici olur.

MANYETİZMA

- **Magnetizma kapsamında:** hareketli yüklerin akım oluşturmasıyla manyetik alan oluşur ve magnetik malzemelerin atomik ölçekte küçük akım halkaları nedeniyle - atomda çekirdek etrafında dolanan elektronlar ve bunların kendi eksenleri etrafında hareketleri - manyetik alan oluşur. Bu küçük akım halkaları magnetik dipoller olarak incelenebilir. Rastgele düzenlenim gösterdiklerinden makroskopik ölçekte birbirini yok eder, ancak bir dış manyetik alan uygulandığında bu magnetik dipollerin net bir düzenlenimi olduğu bilinir. Böylece ortamın **magnetik olarak kutuplandığı** veya **magnetize** olduğu ifade edilir.

MAGNETİZASYON

- Bazı malzemeler uygulanan B alanına paralel bir manyetizasyon kazanır ve bu malzemelere **paramagnetik** denir. Bazı malzemeler ise uygulanan B alanına zıt yönlü magnetizasyon kazanır, bu malzemelere de **diamagnetik** denir. Bir kaç madde ise uygulanan manyetik alan kaldırıldığında halen manyetizasyonu devam eder, bunlara da **ferromagnetik** denir. Bu tür için önemli bir örnek **demir**dir. Kalıcı bir mıknatıslanmaya sahip olur.



O.Cakir 4

MAGNETİZASYON

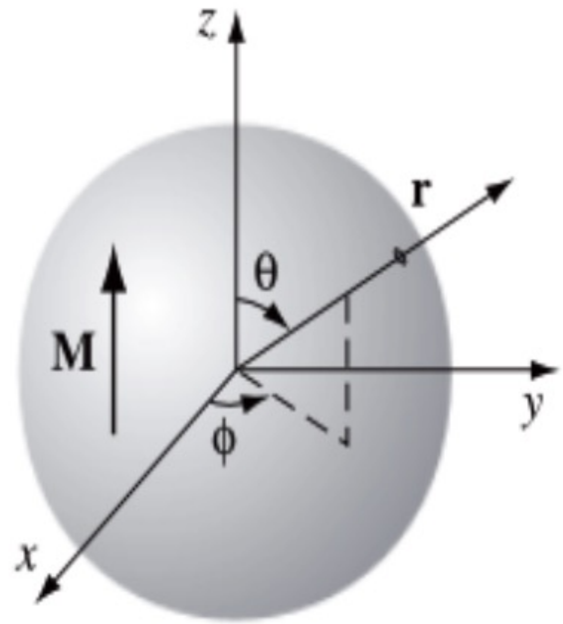
- Küresel kabuğu (yüzeyinde düzgün yük yoğunluğu σ) döndürürsek, yüzeysel akım yoğunluğuna karşılık gelir

$$\mathbf{K} = \sigma \mathbf{v} = \sigma \omega R \sin\theta \hat{\phi}$$

Düzgün olarak magnetize olmuş bir kürenin alanı, spin hareketi yapan küresel kabuğun alanına özdeştir. Burada $\sigma R \omega = M$ alınırsa kürenin içinde

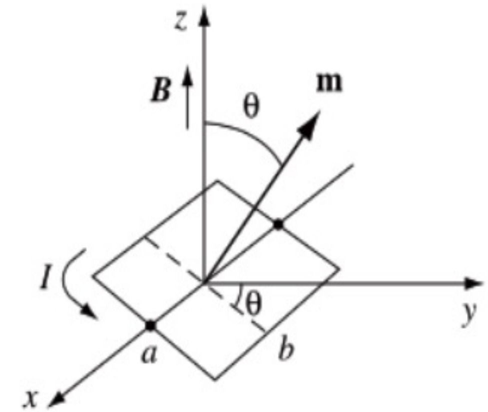
$$\mathbf{B} = \frac{2}{3}\mu_0 \mathbf{M}$$

Dışarıdaki alan kusursuz dipolunki ile aynıdır. Magnetik dipol moment $\mathbf{m} = \frac{4}{3}\pi R^3 \mathbf{M}$ elde edilir.



DİPOL ÜZERİNDE TORK

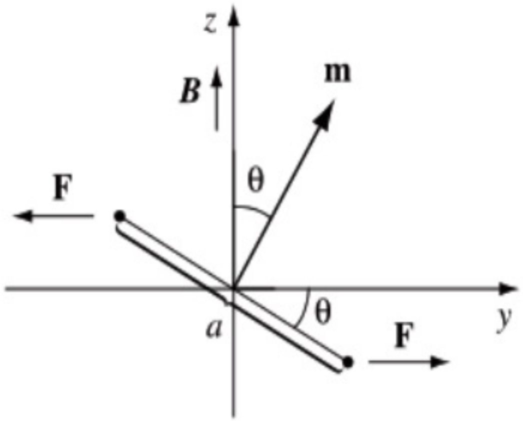
- Magnetik Dipoller Üzerinde Tork ve Kuvvetler: Bir magnetik dipol magnetik alan içinde bir tork ile etkilenir. Şekildeki dikdörtgen akım halkasına uygulanan torku hesaplayalım:



$$\mathbf{N} = aF\sin\theta\hat{x}$$

Burada kuvvetin büyüklüğü $F = IbB$ olur. Böylece

$$N = IabB\sin\theta\hat{x} = mB\sin\theta\hat{x}$$



Vektörel nicelik formunda $\mathbf{N} = \mathbf{m}\times\mathbf{B}$ yazılabilir, ve burada halkanın magnetik dipol momenti $m = Iab$ alınır. Bu hesaplanan $\mathbf{N}$ torku paramagnetizmayı açıklar.

Türk Fizik Derneği
1950
Turkish Physical Society

MAGNETİK ALINGANLIK, GEÇİRGENLİK

- **Magnetik geçirgenlik (permeability)**

Malzemeler (lineer ortam) için manyetik alan

$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0(1 + \chi_m)\mathbf{H}$

yazılır. Burada $\mathbf{B}$ alanı $\mathbf{H}$ alanı ile orantılıdır, $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$ burada $\mu = \mu_0(1 + \chi_m)$ dir. Malzemenin geçirgenliği μ ve boşluğun geçirgenliği μ_0 dır. Bağıl geçirgenlik

$\mu_r = 1 + \chi_m = \mu/\mu_0$ ile tanımlanır.

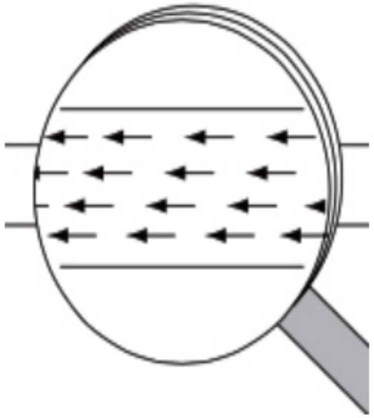
Örnek: Bir sonsuz solenoid (birim uzunluk başına n sarım) sarım başına I akım taşımaktadır. Sarım içine alınganlığı χ_m olan lineer malzeme doldurulmuştur. Solenoid içinde manyetik alan nedir?

Çözüm: Bu örnekte serbest akımdan $\mathbf{H}$ alanını belirleyebiliriz $\mathbf{H} = nI\hat{z}$, $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$ olduğundan $\mathbf{B} = \mu_0(1 + \chi_m)nI\hat{z}$ olur. Ortam paramanyetik ise alan biraz artar, diamagnetik ise biraz azalır.

Türk Fizik Derneği
1950
Turkish Physical Society

FERROMAGNETLER

- Ferromagnetler, kesinlikle lineer değildir, magnetizasyonu sürdürmek için dış alana ihtiyaç duymaz. Düzenlenim donmuş gibidir. Ferromagnetizma, çiftlenmemiş elektronların spinleri ile eşlik edilen magnetik dipolleri içerir.
- Bir ferromagnet'te "herbir dipol komşularındaki gibi aynı yönde yönelmeyi tercih eder". Bunun nedeni esas olarak kuantum mekanikseldir. Eğer bir demir parçasını büyütüp bakabilseydik, ve tek tek dipolleri çok küçük oklar şeklinde görebilseydik, tüm spinler aynı yöne yönelmiş olarak görünecekti.



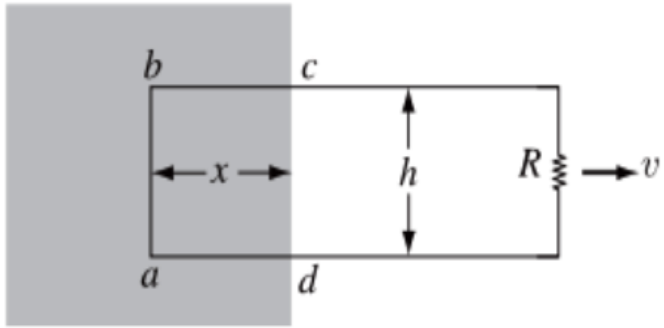
ELEKTROMOTIV KUVVET

- **Elektromotiv kuvvet:** Bir akım akışı elde etmek için yüklerin üzerine itme yapmak gerekir. Ne kadar hızlı hareket ederlerse etsin, verilen bir itmeye karşı cevap, malzemenin doğasına bağlı olacaktır. Çoğu maddeler için akım yoğunluğu $\mathbf{J}$ birim yük başına kuvvet ($\mathbf{f}$) ile orantılıdır, $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{f}$ ile verilir. Burada orantı katsayısı (σ) malzemeden malzemeye değişir. Bu katsayı ortamın **iletkenliği** olarak tanımlanır. İletkenliğin tersi ifade ($\rho = \dfrac{1}{\sigma}$) **direnç** olarak tanımlanır.

Kusursuz bir iletken için $\sigma \to \infty$, ve yalıtkanlar için ($\sigma \to 0$). Yalıtkanlar çok az da olsa bir iletim yapabilir. Ancak, metaller için iletkenlik oldukça yüksektir.

HAREKETLİ EMK

- **Örnek:** Yandaki şekildeki dikdörtgen ilmekte akı ifadesi $\Phi = Bhx$ yazılabilir. İlmek sağa doğru hareket ettikçe akı azalır



$$\frac{d\Phi}{dt} = Bh\frac{dx}{dt} = -Bhv$$

Burada negatif işareti, hızın dx/dt negatif olmasından kaynaklanır. Böylece, hareketli emk için akı kuralı ifadesi yazılabilir.

- Böylece ilmekte üretilen emk (emf) geçen akının değişim hızının eksi işaretlisidir $\varepsilon = -\dfrac{d\Phi}{dt}$

FARADAY YASASI

- **Faraday deneylerinden çıkarımlar**

İlmek hareket ettiğinde, magnetik kuvvet bir emk oluşturabilir. Fakat ilmek hareketsiz (sabit) ise kuvvet magnetik olamaz. Durgun yükler magnetik kuvvetten etkilenmezler. Bu durumda akım geçmesinden sorumlu olan elektrik alan olmalı.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

- **Değişen bir magnetik alan bir elektrik alan üretir.**
- **Her ne zaman (veya hangi sebeple olursa olsun) bir ilmek boyunca magnetik akı değişirse, ilmekte bir emk oluşur.**

$$\oint_P \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt}\int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a}$$

Türk Fizik Derneği 1950 Turkish Physical Society

OHM YASASI

- Elektromanyetik kuvvet, akım oluşturmak için yükleri sürer, akım yoğunluğu birim yük başına kuvvet ile orantılıdır

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{B})$$

Yüklerin hızları yeterince küçük ise yukarıdaki ikinci terim ihmal edilebilir.

Böylece,

$$\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$$

yazarak **Ohm yasasını** elde ederiz.

Çizelge: Bazı malzemelerin dirençliliği (ohm-m)

Material	Resistivity	Material	Resistivity
Conductors:		*Semiconductors:*	
Silver	1.59×10^{-8}	Sea water	0.2
Copper	1.68×10^{-8}	Germanium	0.46
Gold	2.21×10^{-8}	Diamond	2.7
Aluminum	2.65×10^{-8}	Silicon	2500
Iron	9.61×10^{-8}	*Insulators:*	
Mercury	9.61×10^{-7}	Water (pure)	8.3×10^{3}
Nichrome	1.08×10^{-6}	Glass	$10^{9} - 10^{14}$
Manganese	1.44×10^{-6}	Rubber	$10^{13} - 10^{15}$
Graphite	1.6×10^{-5}	Teflon	$10^{22} - 10^{24}$

MAXWELL DENKLEMLERİ

Türk Fizik Derneği 1950 Turkish Physical Society

- Elektrik ve manyetik alanların diverjans ve rotasyonellerini içeren denklemler aşağıdaki gibi yazılmıştır

(i) $\nabla \cdot \mathbf{E} = \dfrac{\rho}{\epsilon_0}$ (Gauss yasası)

(ii) $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ (Manyetik tek kutup olmaması)

(iii) $\nabla \times \mathbf{E} = -\dfrac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ (Faraday yasası)

(iv) $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$ (Amper yasası)

$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \dfrac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ (Düzeltilmiş Amper yasası)

Yer değiştirme akımı terimi

- Maxwell denklemleri, kuvvet yasası $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ ile birlikte **Klasik Elektrodinamiğin** teorik içeriğini özetler. Süreklilik denklemi ise yük korunumunun matematiksel ifadesidir.

MAXWELL DENKLEMLERİ

- Madde içinde elektrik kutuplanma (P) ve manyetik kutuplanma-magnetizasyon (M) dahil edildiğinde Maxwell denklemleri

(i) $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f$

(ii) $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$

(iii) $\nabla \times \mathbf{E} = -\dfrac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$

(iv) $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \dfrac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$

burada $\mathbf{D} \equiv \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ ve $\mathbf{H} \equiv \dfrac{1}{\mu_0}\mathbf{B} - \mathbf{M}$ ile verilir.

- Lineer ortam için:

$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E}$ ve $\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$

böylece $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$

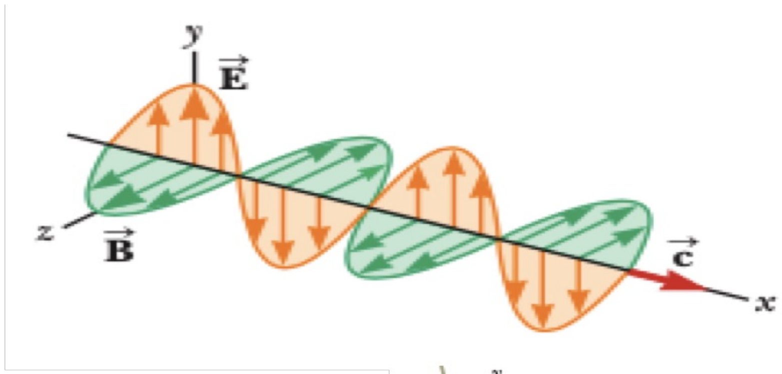
ve $\mathbf{H} = \dfrac{1}{\mu}\mathbf{B}$, burada

$\epsilon \equiv \epsilon_0(1 + \chi_e)$

ve $\mu \equiv \mu_0(1 + \chi_m)$.

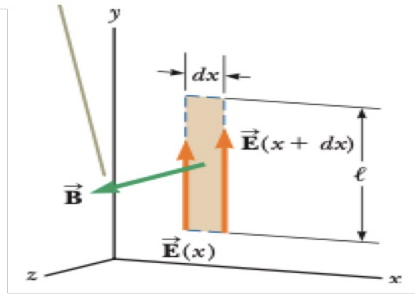
E VE B ALANLARI, EM DALGA

Elektrik ve manyetik alanlar dalga enerjisine aslında aynı oranda katkıda bulunurlar. E ve B farklı birimlerle tanımlanır. Elektromanyetik dalgalar için ilerleyen dalga modelininin matematiksel temsilini çıkarabiliriz.



$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = [E(x+dx)]\ell - [E(x)]\ell \approx \ell\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right) dx$$

$$E(x+dx) \approx E(x) + \left.\frac{dE}{dx}\right|_{t\,\text{constant}} dx = E(x) + \frac{\partial E}{\partial x} dx$$

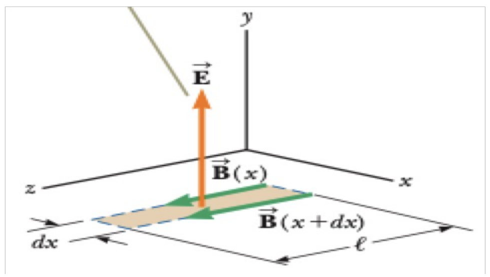


$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \ell\, dx \left.\frac{dB}{dt}\right|_{x\,\text{constant}} = \ell\, dx \frac{\partial B}{\partial t}$$

burada $\Phi_B = B\ell dx$

$$\ell\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right) dx = -\ell dx \frac{\partial B}{\partial t}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t}$$



E ve B ALANLARI, EM DALGA

Amper-Maxwell yasasını veren bağıntıdan (boş uzayda), ikinci bir denklem çıkarabiliriz. Manyetik alanın çizgi integrali Şekilde xz düzleminde kalan *dx* genişliğinde ve *l* uzunluğunda dikdörtgen çevresinde hesaplanır.

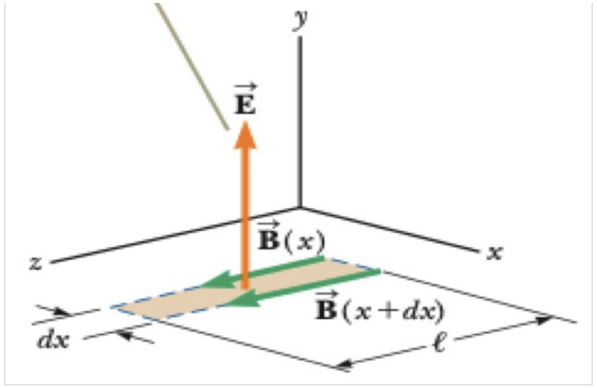
$$\oint \vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = [B(x)]\ell - [B(x+dx)]\ell \approx -\ell\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right) dx$$

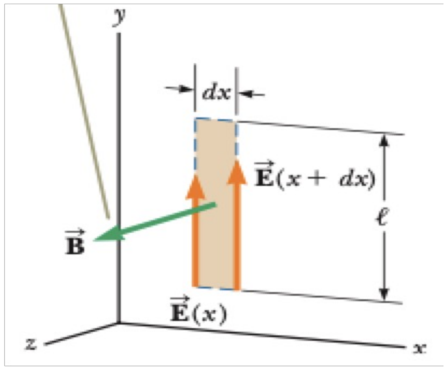
$$\frac{\partial \Phi_E}{\partial t} = \ell \; dx \frac{\partial E}{\partial t}$$

burada $\Phi_E = E\ell\,dx$

$$-\ell\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right) dx = \mu_0 \, \epsilon_0 \, \ell \; dx \left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)$$

$$\rightarrow \quad \frac{\partial B}{\partial x} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$$





MAXWELL DENKLEMLERİNİN ÇÖZÜMLERİ

Sinüs şekilli elektrik ve manyetik alanların büyüklükleri

$$E = E_{\max} \cos(kx - \omega t)$$

$$B = B_{\max} \cos(kx - \omega t)$$

burada Emax ve Bmax alanların maksimum değerleridir. Bu alanların kısmi türevlerini hesaplayıp bu maksimum değerlerin oranına bakalım.

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -kE_{\max} \sin(kx - \omega t)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \omega B_{\max} \sin(kx - \omega t)$$

$$\rightarrow$$

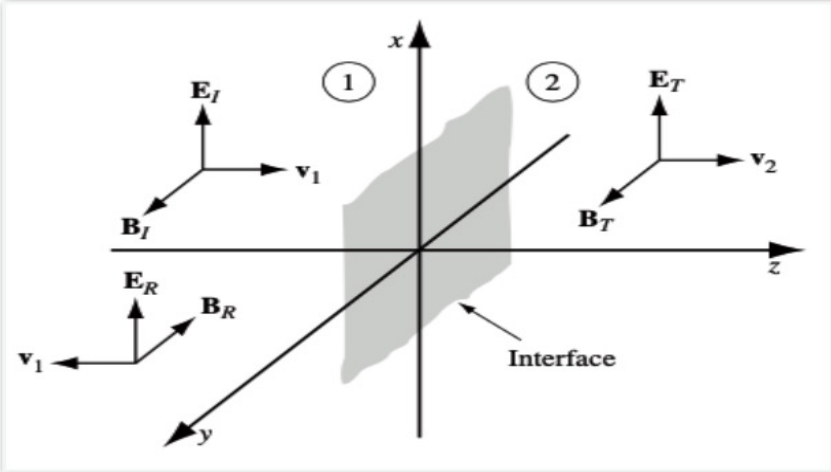
$$kE_{\max} = \omega B_{\max}$$

$$\frac{E_{\max}}{B_{\max}} = \frac{\omega}{k} = c$$

böylece Emax / Bmax = E / B = c elde edilmiş olur.

İLETKEN YÜZEYDE YANSIMA VE GEÇME

- Burada, xy düzleminin, iletken olmayan bir doğrusal ortam (1) ile bir iletken (2) arasındaki sınırı oluşturduğunu varsayalım. Eksen z-yönünde hareket eden ve x yönünde polarize olan tek renkli bir düzlem dalga, Şekil'deki gibi soldan yaklaşır:



$$\tilde{\mathbf{E}}_I(z,t) = \tilde{E}_{0_I} e^{i(k_1 z - \omega t)}\,\hat{\mathbf{x}}, \quad \tilde{\mathbf{B}}_I(z,t) = \frac{1}{v_1}\tilde{E}_{0_I} e^{i(k_1 z - \omega t)}\,\hat{\mathbf{y}}$$

Yansıyan dalga

$$\tilde{\mathbf{E}}_R(z,t) = \tilde{E}_{0_R} e^{i(-k_1 z - \omega t)}\,\hat{\mathbf{x}}, \quad \tilde{\mathbf{B}}_R(z,t) = -\frac{1}{v_1}\tilde{E}_{0_R} e^{i(-k_1 z - \omega t)}\,\hat{\mathbf{y}}$$

Geçen dalga

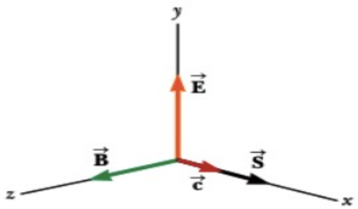
$$\tilde{\mathbf{E}}_T(z,t) = \tilde{E}_{0_T} e^{i(\tilde{k}_2 z - \omega t)}\,\hat{\mathbf{x}}, \quad \tilde{\mathbf{B}}_T(z,t) = \frac{\tilde{k}_2}{\omega}\tilde{E}_{0_T} e^{i(\tilde{k}_2 z - \omega t)}\,\hat{\mathbf{y}}$$

Türk Fizik Derneği 1950 Turkish Physical Society

POYNTING VEKTÖRÜ

Enerji için izole edilmemiş sistem modeliyle ilgili tartışmalarda, elektromanyetik radyasyon bir sistemin sınırları boyunca bir enerji transfer yöntemi olarak tanımlanmıştır. Elektromanyetik dalgalar tarafından aktarılan enerji miktarı T_{ER} olarak sembolize edilir. Elektromanyetik bir dalga tarafından enerji aktarım hızı, Poynting vektörü (**S**) adı verilen ifadeyle tanımlanır. SI birimlerinde **S** nin J/s.m^2 veya W/m^2 biriminde olur. **S** nin büyüklüğü, E alanı cinsinden veya B alanı cinsinden de verilebilir.

$$S = \frac{E^2}{\mu_0 c} = \frac{cB^2}{\mu_0}$$



buradaki ifade birim alandan bir anda taşınan enerji ile ilgilidir.

$$\vec{\mathbf{S}} \equiv \frac{1}{\mu_0} \vec{\mathbf{E}} \times \vec{\mathbf{B}}$$

Poynting vektörünün büyüklüğü, enerjinin dalga yayılma yönüne dik bir birim yüzey alanından geçme hızını temsil eder. Bu nedenle, S'nin büyüklüğü birim alan başına gücü temsil eder.

$$S = \frac{EB}{\mu_0}$$

Vektörün yönü, dalga yayılma yönü boyuncadır.

DALGA KILAVUZLARI

- Elektrik ve manyetik alanlar, dalga kılavuzunun içerisinde Maxwell denklemlerini sağlarlar:

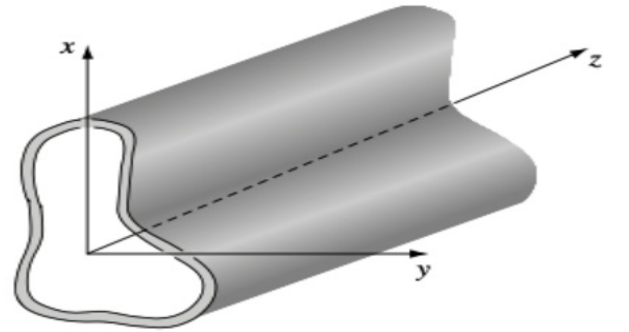
$$\text{(i)}\ \nabla\cdot\mathbf{E}=0,\qquad \text{(iii)}\ \nabla\times\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},$$

$$\text{(ii)}\ \nabla\cdot\mathbf{B}=0,\qquad \text{(iv)}\ \nabla\times\mathbf{B}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}.$$

- Sınırlandırılmış dalgalar enine değildir (genel olarak); sınır koşullarını sağlaması için alanların boyuna bileşenlerini dahil etmeliyiz:

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = E_x\hat{\mathbf{x}} + E_y\hat{\mathbf{y}} + E_z\hat{\mathbf{z}}$$

$$\tilde{\mathbf{B}}_0 = B_x\hat{\mathbf{x}} + B_y\hat{\mathbf{y}} + B_z\hat{\mathbf{z}}$$



Maxwell denklemlerinden

$$\text{(i)}\ \frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}=i\omega B_z,\qquad \text{(iv)}\ \frac{\partial B_y}{\partial x}-\frac{\partial B_x}{\partial y}=-\frac{i\omega}{c^2}E_z,$$

$$\text{(ii)}\ \frac{\partial E_z}{\partial y}-ikE_y=i\omega B_x,\qquad \text{(v)}\ \frac{\partial B_z}{\partial y}-ikB_y=-\frac{i\omega}{c^2}E_x,$$

$$\text{(iii)}\ ikE_x-\frac{\partial E_z}{\partial x}=i\omega B_y,\qquad \text{(vi)}\ ikB_x-\frac{\partial B_z}{\partial x}=-\frac{i\omega}{c^2}E_y.$$

Bileşenler için çözümler

$$\text{(i)}\ E_x=\frac{i}{(\omega/c)^2-k^2}\left(k\frac{\partial E_z}{\partial x}+\omega\frac{\partial B_z}{\partial y}\right),$$

$$\text{(ii)}\ E_y=\frac{i}{(\omega/c)^2-k^2}\left(k\frac{\partial E_z}{\partial y}-\omega\frac{\partial B_z}{\partial x}\right),$$

$$\text{(iii)}\ B_x=\frac{i}{(\omega/c)^2-k^2}\left(k\frac{\partial B_z}{\partial x}-\frac{\omega}{c^2}\frac{\partial E_z}{\partial y}\right),$$

$$\text{(iv)}\ B_y=\frac{i}{(\omega/c)^2-k^2}\left(k\frac{\partial B_z}{\partial y}+\frac{\omega}{c^2}\frac{\partial E_z}{\partial x}\right).$$

Türk Fizik Derneği 1950 Turkish Physical Society

DALGA KILAVUZLARI

- Maxwell denklemleri, E_z ve B_z bileşenler için eşlenimsiz/ayrık denklemleri verir:

$$\text{(i)} \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (\omega/c)^2 - k^2\right] E_z = 0,$$

$$\text{(ii)} \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (\omega/c)^2 - k^2\right] B_z = 0.$$

Burada $E_z = 0$ ise, bunlara TE ("enine elektrik") dalgaları diyoruz; $B_z = 0$ ise, bunlara TM ("enine manyetik") dalgalar denir; hem $E_z = 0$ hem de $B_z = 0$ ise, bunlara TEM dalgaları diyoruz. TEM dalgalarının içi boş bir dalga kılavuzunda oluşamayacağı ortaya çıkar.

İspat: $E_z = 0$ ise Gauss yasasından

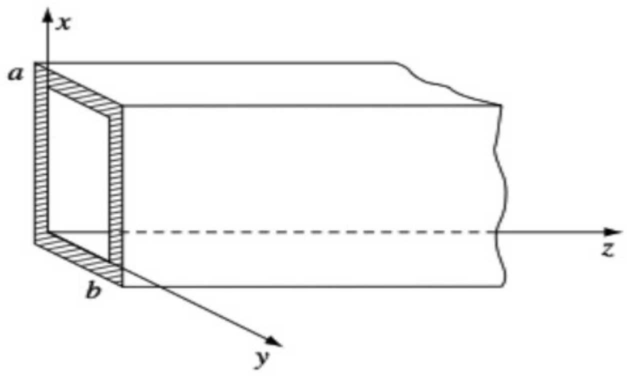
$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = 0$$

$B_z = 0$ ise Faraday yasasından

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0$$

DALGA KILAVUZLARI

- Yüksekliği a ve genişliği b olan dikdörtgen şeklinde bir dalga kılavuzumuz olduğunu varsayalım (yandaki Şekil) ve TE dalgalarının yayılmasıyla ilgileniyoruz. Problem, denklemi çözmektir. Çözümü değişkenleri ayırarak yapacağız. Sonrasında sınır koşulları uygulanır.



$$B_z(x, y) = X(x)Y(y)$$

Diferansiyel denklem

$$Y\frac{d^2X}{dx^2} + X\frac{d^2Y}{dy^2} + \left[(\omega/c)^2 - k^2\right]XY = 0.$$

$$\text{(i)}\ \ \frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} = -k_x^2, \quad \text{(ii)}\ \ \frac{1}{Y}\frac{d^2Y}{dy^2} = -k_y^2,$$

Ancak sınır koşulları, Bx gerektirir, dolayısıyla dX/dx ifadesi x = 0 ve x = a'da kaybolur. Yani A = 0 olur.

Genel çözümler

$$X(x) = A\sin(k_x x) + B\cos(k_x x)$$

$$k_x = m\pi/a, \quad (m = 0, 1, 2, \ldots)$$

Türk Fizik Derneği
1950
Turkish Physical Society

ÖZET

Elektromanyetizmanın Temelleri dersinde; başlangıçta elektrostatik konularında elektriksel kuvvet, elektrik alanı, skaler potansiyel ve madde içinde elektrik alan üzerinde durulmuş, bu konularla ilgili örnekler gösterilmiştir.

Daha sonra manyetostatik konuları içinde manyetik kuvvet, manyetik alan, vektör potansiyel, manyetik ikikutup ve madde içinde manyetik alan üzerinde durulmuş, bu konularla ilgili örnekler verilmiştir.

Son kısımda ise, elektromotiv kuvvet, indüksiyon, Maxwell denklemleri ve dalga denklemi ile EM dalga çözümleri gösterilmiştir. Burada EM dalgaların özellikleri, Poynting vektörü ve enerji taşınmasından bahsedilmiştir. Son olarak dalga kılavuzu ve içindeki alan çözümleri verilmiştir.

Türk Fizik Derneği
1950
Turkish Physical Society

KAYNAKLAR

- Introduction to Electrodynamics, Fourth edition, David J. Griffiths, Cambridge University Press, 2017.
- Elektromanyetik Teori (D.J. Griffiths) - Üçüncü baskıdan çeviri: B. Ünal, Gazi Kitabevi, 2005.
- Elektromanyetik Teori (D.J. Griffiths) - Çeviri: B. Karaoğlu
- Classical Electrodynamics (J.D. Jackson), John Wiley & Sons, Inc., 1999.
- A Student's Guide to Maxwell's Equations, Daniel Fleisch, Cambridge University Press, 2008; https://www.danfleisch.com/maxwell/.
- Elektromanyetik Teori ders notları, O. Cakir, 2022; Elektromanyetik Dalgalar ders notları, O. Cakir, 2021.