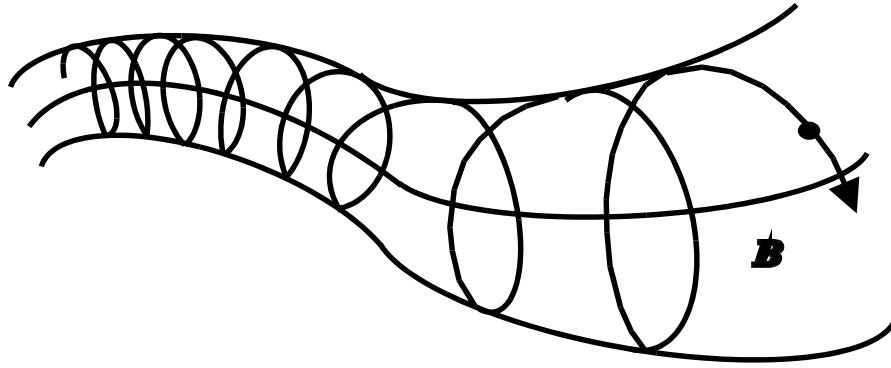


YÜKSEK ENERJİ ASTROFİZİĞİ

(DERS NOTLARI)



Prof. Dr. M. Türker ÖZKAN
2004 - KASIM

İçerik :

- 1) Giriş
- 2) Temel Tanımlar
 - Elektrik Alan
 - Kuvvet Çizgileri
 - Elektrik Alanda Bir Dipol
 - Elektrik Akı Yoğunluğu
 - Gauss Kanunu
 - Magnetik Alan
- 1) Uzayda Elektromagnetik Olaylar
 - Kosmik Magnetik Alan
 - Parçacıkların Magnetik İvmelendirilmesi
 - Magnetik Aynalar, Magnetik Şişeler, ve Kozmik Işın Parçacıkları
 - Maxwell Denklemleri
 - Enerji Yoğunluğu, Basınç ve Poynting Vektör
 - Seyrek İyonize Bir Ortamda Dalgaların Yayılımı
 - Faraday Dönmesi
 - Senkrotron Işınımı
- 4) Yüksek Enerjili Parçacıkların Madde İle Etkileşmeleri
 - İyonizasyon Kayıpları
 - Elektronların İyonizasyon Kayıpları
 - Bremstrahlung Işınımı
- 5) Yüksek Enerji Fotonlarının Etkileşimleri
 - Fotoelektrik Absorpsiyon
 - Thomson Saçılması
 - Kompton ve Ters Kompton Saçılması
 - Çerenkov Işınımı
- 6) Yıldız Evriminin Son Noktaları
 - Beyaz Cüceler
 - Nötron Yıldızları
 - Kara Delikler
 - Süpernovalar ve Kalıntıları
 - Yıldızların Salınımları ve Dönmeleri
 - Uzay - Zaman Eğriliği
- 7) X - Işın Astronomisi
 - Galaktik X - Işın Kaynakları

Galaksi Dışı X - Işın Kaynakları
X- Işın Emisyon Mekanizmaları

- 8) Gama Işın Astronomisi
- 9) Dedektörler ve Yüksek Enerji Astrofiziği Uyduları

I - GİRİŞ

Astronomide ve astrofizikte son 50 içinde büyük gelişmeler olmuştur. Bunun temel nedeni tüm elektromanyetik tayfın astronomik gözlemlere açılmasıdır. Bu devrim ancak yer temelli ve uzay temelli astronomik gözlemleri mümkün kılan yeni gelişmeler vasıtası ile olmuştur. Bu dersin amacı "Yüksek Enerji Astrofiziği" olarak bilinen genel bir alana düşen bu modern heyecan verici gelişmeleri ortaya koymak ve bunların nedenlerini anlatmaktır. 1950'den önce astronomi genellikle, yıldızlar, yıldızlar topluluğu olan galaksiler ve bunlarla ilgili sıcak gaz bulutları idi. Fakat 1945'den sonra bir çok yeni dalga aralığı astronomik gözlemlere açıldı. Özellikle radyo, kırmızıötesi, morötesi, X ve gama-ışın astronomisi son zamanlarda kendi başlarına birer uzmanlık alanı olmaya başladılar. Bu yeni tip gözlemlerin ortak özelliklerinden biri, bu dalgaboyu aralıklarında büyük enerji salan kaynakların keşfedilmesidir. Buna ilaveten gözlemler göstermektedir ki relativistik madde evrende çok geniş bir alana yayılmakta ve oldukça karmaşık olaylarla serbest hale gelmektedir. Keşfedilen cisimlerin, örneğin, radyo galaksiler, quasarlar, pulsarlar, x-ışın çiftleri, γ -ışın kaynaklarının hepsi yüksek enerji astrofiziği ile yakından ilgilidir. Bu cisimler fizikçiler için de tamamen yeni problemler ortaya çıkarırlar. Bir kaç örnek vermek gerekirse, pulsarların kaynağı kabul edilen ve aynı zamanda çok hızlı dönen cisimler olarak bilinen nötron yıldızlarının merkezindeki nükleer maddenin yoğunlukları 10^{15} gr/cm³ civarındadır. Bu yoğunluktaki madde katı-hal ve nükleer fizikçiler için tamamen yeni problemler doğurur. 1975 yılında yakın bir çift yıldızda bir pulsar bulundu ve bu genel relativite teorisinin testinde tam bir uygunluk sağladı. Buralardaki magnetik alanlar güneş sisteminin herhangi bir yerinde olandan çok daha kuvvetlidir. Son bir örnek olarak da gittikçe kuvvetlenen bir bulguya dayanılarak verilebilir. Aktif gökada (galaksi) merkezlerindeki temel enerji kaynakları (ki büyük çapta yüksek enerji astrofiziği olaylarından sorumludur) muhtemelen doğrudan çok kuvvetli gravitasyonel alanlarla ilgili olan çok ağır kara deliklerdir. Yüksek enerji astrofiziği olaylarının çoğunluğu çok yüksek enerjili parçacıklar ile ilgilidir. Atmosferin üstüne gelen kozmik ışınların yerel kaynakları hakkında doğrudan bilgiye sahibiz. Kendi galaksimizdeki kozmik ışınların orjinini ve yayılmasını anlayarak, yeni bulunan cisimleri daha iyi kavrayabiliriz.

I.1 - TEMEL TANIMLAR

Kozmik ışın deyimi ile yukarıda örneklerini verdiğimiz cisimlerde ortaya çıkan yüksek enerjili parçacıklar olarak anlıyoruz. Bu yüksek enerjili parçacıklar, protonlar, çekirdekler, elektronlar ve bunların anti parçacıklarıdır (Çizelge -1'e bakınız). Bu taneciklerin % 84'ünü

Çizelge - 1. Bazı temel parçacıklar ve özellikleri.

Parçacık	Sembol	Sukunet Kütleleri		Yük e.s.y.b
		gr	MeV	
Foton	γ	0	0	0
Nötrino	ν	~ 0	~ 0	0
Antinötrino	$\bar{\nu}$	0	0	0
Elektron	e	9.11×10^{-28}	0.511	-4.8×10^{-10}
Pozitron	e^+	9.11×10^{-28}	0.511	$+4.8 \times 10^{-10}$
Proton	β	1.67×10^{-24}	938.256	$+4.8 \times 10^{-10}$

Nötron	N	1.67×10^{-24}	939.550	0
--------	---	------------------------	---------	---

protonlar, %14'ünü helyum çekirdekleri (alfa parçacıkları) ve geriye kalanlardan yaklaşık yarısını elektronlar ve ağır çekirdekler teşkil ederler. Dünya dışında meydana gelen bu tanecikler aynı zamanda birincil tanecikler olarak da isimlendirilir. Dünyanın yüzeyinde kozmik ışın enerjilerine sahip ikincil pionlar ve muonlar da vardır. Bu tanecikler Dünya atmosferindeki atomların çekirdekleri ile birincil kozmik ışınların etkileşmesinden oluşurlar ve bunların çok kısa yaşam süreleri vardır.

Şimdi bu parçacıkların toplam enerjilerini, kinetik enerjilerini ve momentumlarını görelim.

$$\text{Toplam enerji} = (\text{durgun enerji} + \text{kinetik enerji}) = \gamma mc^2$$

burada

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$$

Lorentz faktörü olarak bilinir.

$$\text{Kinetik enerji} = \text{toplam enerji} - \text{durgun kütle enerjisi}$$

$$= (\gamma - 1)mc^2$$

$$\text{Relativistik momentum } p = \gamma mv$$

Relativistik olmayan durumda yani $v/c \ll 1$ ve $\gamma \rightarrow 1$ için

$$\text{Kinetik enerji} = \frac{1}{2} m_0 v^2$$

Ultrarelativistik parçacıklar için yani $\gamma \gg 1$ ve $v \approx c$ olduğunda

$$\text{Toplam enerji} \approx \text{Kinetik enerji}$$

$$\text{Kinetik enerji} \approx \gamma m_0 c^2$$

$$\text{Relativistik momentum} \sim \gamma m_0 c$$

Enerji birimleri olarak eV, KeV, MeV ve GeV kullanılır.

$$1 \text{ KeV} = 10^3 \text{ eV}$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$$

Ayrıca şunlarda çok kullanılıyor:

$$(\text{Protonun durgun kütlesi}) c^2 = 938.3 \text{ MeV} \sim 10^9 \text{ eV}$$

$$(\text{Elektronun durgun kütlesi}) c^2 = 0.511 \text{ MeV} \sim 5 \times 10^5 \text{ eV}$$

$$1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J} = 1.602 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

$$1 \text{ eV} = 2.418 \times 10^{14} \text{ Hz}$$

Çizelge - 2. Elektromagnetik tayf.

Işınım	Dalgaboyu	Frekans Hz	Enerji J	Sıcaklık °K
Gama ışınları	< 0.1 nm	$> 3 \times 10^{18}$	$> 2 \times 10^{-15}$	$> 10^8$
X - ışınları	0.001nm - 100 nm	$3 \times 10^{20} - 3 \times 10^{15}$	$2 \times 10^{-13} - 2 \times 10^{-18}$	$10^{10} - 10^5$
Morötesi	10 nm - 300 nm	$3 \times 10^{16} - 10^{15}$	$2 \times 10^{-17} - 7 \times 10^{-19}$	$10^6 - 5 \times 10^4$
Görsel (Optik)	300 nm - 1µm	$10^{15} - 3 \times 10^{14}$	$7 \times 10^{-19} - 2 \times 10^{-19}$	$5 \times 10^4 - 10^4$
Kırmızıötesi	1 µm - 1 mm	$3 \times 10^{14} - 3 \times 10^{11}$	$2 \times 10^{-19} - 2 \times 10^{-22}$	$10^4 - 10$
Mikrodalga	1 mm - 3cm	$3 \times 10^{11} - 10^{10}$	$2 \times 10^{-22} - 10^{-24}$	10-0.5
Radyo	1 mm - 30 m	$3 \times 10^{11} - 10^7$	$2 \times 10^{-22} - 7 \times 10^{-27}$	$10 - 5 \times 10^{-4}$

1 nanometre = 10^{-7} cm = 10^{-9} m

1 mikrometre (µm) = 10^{-4} cm = 10^{-6} m

1m = 10^{10} Å

II - UZAYDA ELEKTROMAGNETİK İŞLEMLER

II.1 - ELEKTRİK ALAN

Uzayda arza yakın her nokta için bir gravitasyon alandan (g) söz edebiliriz. Öyle ki eğer cismin kütlesi m ve üzerine etkiyen kuvvet F ise o zaman g şöyle verilir.

$$\mathbf{g} = \frac{\mathbf{F}}{m}$$

Bu denklem bir vektör alanını gösterir. Çünkü \mathbf{F} ve \mathbf{g} birer vektör olup aynı yöndedirler.

Yüklü bir düz çubuğun etrafındaki uzay bu çubuk vasıtasıyla etkilenir ve biz bu uzayda bir elektrik alandan bahsedebiliriz. Aynı şekilde bir çubuk mıknatısın etrafındaki uzaydaki bir magnetik alandan söz edilebilir. Böylece elektromagnetizmde elektrik ve magnetik alan kavramları çok önemlidir.

Elektrik alanı tanımlamak için, uzayda bir noktada q_0 yükü taşıyan küçük bir test cismini göz önüne alalım (basitlik için yükü pozitif alalım). Bu cisim üzerine etkiyen elektrik kuvveti \mathbf{F} ise bu noktadaki elektrik alan

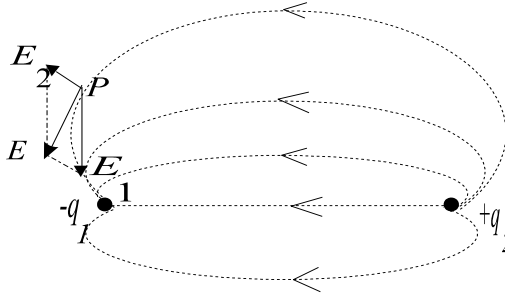
$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q_0}$$

şeklinde tanımlanır. Burada \mathbf{F} ve \mathbf{g} aynı yöndeki vektörlerdir.

Gravitasyonel alanın (\mathbf{g}) tanımı gibi elektrik alanda cismin kütlesi yerine yükü ile ilgilidir. \mathbf{g} 'nin birimleri genellikle metre/sn² veya nt/kg olurken, \mathbf{F} , nt/coul şeklinde ifade edilebilir.

II.2 - KUVVET ÇİZGİLERİ

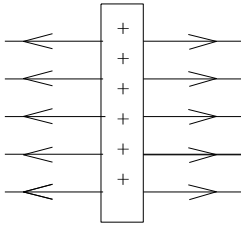
Aşağıdaki şekildeki gibi q_1 ve q_2 yüklerini alalım. Yüklerin civarında bulunan herhangi bir P noktasındaki toplam elektrik alan şiddeti arandığında, şekilde gösterilen yön ve şiddette olduğu bulunur. Eğer toplam elektrik alanlar bütün uzayda bulunup yönleri gösterilse idi, şekilde gösterildiği gibi bu elektrik alan vektörlerine teğet olan çizgiler meydana gelecekti.



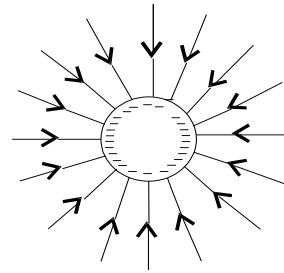
Şekil - 1. Kuvvet çizgilerinin tanımı.

Bu çizgiler fiziki hiç bir manası olmayan, fakat elektrik akışını anlamakta faydalı olabilen hayali çizgilerdir. Bu çizgilerin birim yüzeyden geçen sayılarından civardaki elektrik alan şiddeti hakkında bilgi edinmek mümkündür. Birim yüzeyden geçen çizgi sayısı çok ise alan şiddeti büyük, az ise alan şiddeti küçüktür.

Aşağıdaki şekilde düzgün pozitif yük dağılımı olan bir çubuk için kuvvet çizgileri görülmektedir.



Şekil - 2. Bir çubukta kuvvet çizgileri.



Şekil - 3. Bir kürede kuvvet çizgileri.

Bu çubuğun önüne pozitif bir test yükü koyarsak o zaman bu iki + yük birbirini itecektir. Böylece çubuk civarındaki herhangi bir noktadaki elektrik alan çubuğa dik açılarda olmalıdır. Kuvvet çizgilerinin eşit aralıklı olması, çubuğa yakın yerlerdeki bütün noktalar için E 'nin büyüklüğünün aynı olduğunu gösterir.

Diğer bir örnek negatif yüklü bir kürenin kuvvet çizgileridir. Simetri dolayısı ile çizgiler yarıçap boyunca olmalıdır. Pozitif test yükü nedeniyle çizgiler içeriye doğru

ivmelenme yönündedirler. E elektrik alanı sabit olmayıp, artan uzaklıkla şiddeti azalır. Simetriden ötürü yükten itibaren verilen bir uzaklıkta uzanan bütün noktalarda E aynıdır.

II.3 - ELEKTRİK ALANININ HESABI

Bir nokta yük q dan r uzaklığında bir q_0 test yükü olsun. q üzerine etkiyen kuvvetin büyüklüğü Coulomb kanunu ile verilir:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2}$$

Burada ϵ_0 boş uzayın permitivitesi (geçirgenliği) dir.

$$E = \frac{F}{q_0}$$

olduğundan

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

bulunur. E 'nin yönü q 'dan geçen doğru boyunca olup, eğer q pozitif ise q 'dan uzaklaşan yönde, negatif ise bu yüke doğru olur. Bir çok nokta yükün elektrik alanını bulmak için :

- Önce her yük için E sanki tek bir yük varmış gibi hesaplanır.
- Ayrı ayrı hesaplanmış alanları vektörel olarak toplayarak son E bulunur. Yani,

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots = \sum E_n \quad (n=1,2,3,\dots)$$

Eğer yük dağılımı sürekli ise, herhangi bir P noktasındaki alan, yükü sonsuz küçük dq elementlerine bölerek hesaplanabilir. Diğer bir deyişle her eleman için dE elektrik alanı

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2}$$

den bulunur. Sonuç alanı bulmak için tüm yük elemanlarından gelen alanları toplayarak yani

$$E = \int dE$$

ile bulunur.

II.4 - ELEKTRİK ALANINDAKİ BİR DİPOL

Bir elektrik alan yüklü bir parçacığa

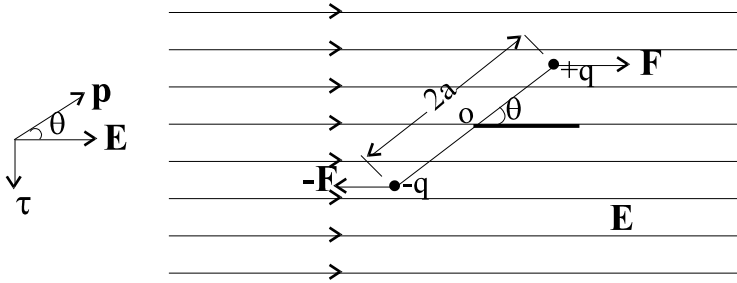
$$F = E q$$

şeklinde bir kuvvet uygulayacağını az önce görmüştük. Bu kuvvet bir ivme meydana getirecektir. Bu ivme

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{F}}{m}$$

şeklindedir.

Şekil - 4'de görüldüğü gibi, eşit pozitif ve negatif q yüklerinin birbirlerinden belli bir uzaklıkta (burada bu uzaklık $2a$) yerleşmeleriyle meydana gelen sisteme *elektrik dipol* denir.



Şekil - 4. Dış bir \mathbf{E} elektrik alanına yerleştirilen bir dipol.

Elektrik dipolden çeşitli uzaklıklardaki E 'yi bulmak için

$$E \cong \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(2a)(q)}{r^3}$$

bağıntısını kullanabiliriz (bakınız örnek problem). Ancak burada E 'yi bulmamıza rağmen $2a$ ve q 'yu ayrı ayrı çıkartamayız, sadece $2aq$ çarpımını elde edebiliriz. Bu $2aq$ çarpımını *elektrik dipol momentini* p olarak isimlendirilir. Yani

$$p = 2aq$$

dur. p aynı zamanda bir vektör olarak düşünülebilir ve yönü negatif yükten pozitif yüke doğrudur.

Şimdi dış bir E elektrik alan içine bir dipol koyduğumuzu düşünelim (şekle bakınız). Dipol moment E ile q açısı yapıyor. İki eşit ve zıt kuvvetler \mathbf{F} ve $-\mathbf{F}$ gösterildiği gibi etkiliyor. Burada $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$ olduğu biliniyor. Net kuvvet sıfır olmasına rağmen 0 noktasına göre tork sıfırdan farklı ve

$$\tau = 2F(a \sin \theta) = 2aF \sin \theta$$

şeklindedir. Son iki denklemi birleştirerek ve $p = 2aq$ olduğunu hatırlayarak

$$\tau = 2aqE \sin \theta = pE \sin \theta$$

Böylece dış bir elektrik alana konan dipol üzerine bir tork uygulanır. Son denklem

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}$$

şeklinde bir vektör formunda yazılabilir.

Bir dış alanda elektrik dipolün yönünün değişmesinde dış bir güçle iş yapılmalıdır. Bu iş, dipolu ve dış alanın ayarlamalarını kapsayan sistemdeki U potansiyel enerjisi olarak depolanır. Şekildeki θ 'nın θ_0 gibi bir başlangıç değeri varsa dipol eksenini bir θ açısına döndürmek için gereken iş

$$W = \int dW = \int_{\theta_0}^{\theta} \tau d\theta = U$$

ile hesaplanır. Burada τ iş yapan dış güçle uygulanan tork'dur. τ 'yu yerine koyarsak

$$\begin{aligned} U &= \int_{\theta_0}^{\theta} pE \sin \theta d\theta = pE \int_{\theta_0}^{\theta} \sin \theta d\theta \\ &= pE |-\cos \theta|_{\theta_0}^{\theta} \end{aligned}$$

Burada yalnızca potansiyel enerjideki değişimlerle alakadar olduğumuzdan q başlangıç değerini uygun bir değerde, örneğin 90° , seçerek

$$U = -pE \cos \theta$$

veya

$$U = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$$

bulunur.

II.5 - ELEKTRİK AKI YOĞUNLUĞU

Şimdiye kadar q yüklerini boşlukta hareketsiz kabul ettik. Eğer yükler hareket ederlerse, q yükü magnetik anlamda ilave bir yüke maruz kalacaklardır. Ve yükler boşlukta değilse, fakat polarize olabilen dielektrik (geçirgen olmayan) bir materyalde iseler, materyal kuvvetin bir kısmını azaltmak üzere kendisini ayarlar (düzenler). Bu zaman q üzerine etkiyen gerçek kuvvet

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \sum_i \frac{q_i}{r_i^2} \quad (1)$$

den daha küçük olur.

Bu durumu belirtmek için, bir vektör, diğer bir deyişle "dielektrik yer değişimi" veya "elektrik akı yoğunluğu vektörü" yada "deplasman vektörü" denen (\mathbf{D}) bir büyüklük tanımlarız. Bu \mathbf{D} vektörü ortamın (materyalin) özelliklerinden bağımsızdır. Bu geometrik bir

büyükölük olup, sanki bütün yükler boşlukta imiş gibi iken elde edilen alanı belirler. Buna göre **D**,

$$\mathbf{D} \equiv \varepsilon \mathbf{E} \quad (2)$$

vektörü ile tarif edilir. Böylece **D** ε 'den bağımsız ve sadece r 'ye ve yüklerin büyüklüklerine bağılıdır. ε dielektrik (geçigenlik) katsayısıdır.

Eğer bir q yükü etrafında küresel bir yüzey çizersek, bu yükü oluşan yüzeydeki yerdeğişim

$$\mathbf{D} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \quad (3)$$

olur. Her elektrik yükü bir akı kaynağı veya akım çizgilerinin başlangıcı olarak düşünülebilir. O merkezli r yarıçaplı küresel bir yüzeyden bu akıların aktıklarını farzedelim. Eğer **D** vektörünü yüzeyden geçen akı yoğunluğu olarak tanımlarsak, (3) denklemini r yarıçaplı kürenin alanı $4\pi r^2$ ile çarptığımızda, toplam elektrik akısının küresel yüzeyin içinde bulunan toplam elektrik yüküne eşit olduğu görülür, yani

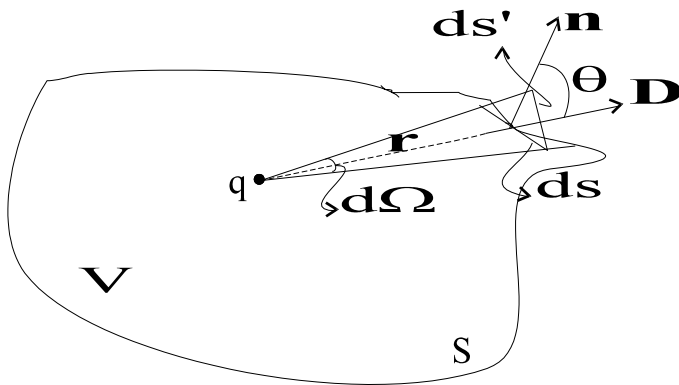
$$\mathbf{D} = q \quad (4)$$

olur.

Bir veya birden fazla yük dağılımını çevreleyen keyfi kapalı bir yüzeyden geçen toplam elektrik akı miktarının yüzey içinde hapsolunan toplam yükü eşit olduğu Gauss teoremi ile gösterilecektir.

II.6 - GAUSS TEOREMİ

Verilen bir Q yükünü çevreleyen kapalı ve keyfi bir s yüzeyini düşünelim. Bu yüzey üzerinde ds büyüklüğünde bir yüzey elemanı alalım.



Şekil - 5. Gauss teoremi.

Herhangi bir yüzeyden akan akı miktarı o yüzey elemanına o noktada dik (normal) istikametteki elektrik akı yoğunluğu vektörünün şiddeti ile yüzey elemanının çarpımı olarak tarif edilir. Dolayısı ile ds yüzeyinden geçen akı miktarı

$$d\varphi = D ds' \quad (5)$$

$$d\varphi = \frac{q}{4\pi r^2} ds \cos \theta \quad (6)$$

olarak yazılabilir. Burada $ds' = ds \cos \theta$ 'dır. Katı açısı,

$$d\Omega = \frac{ds'}{r^2} = \frac{ds \cos \theta}{r^2} \quad (7)$$

şeklinde tarif edildiğinden

$$d\varphi = \frac{q}{4\pi} d\Omega \quad (8)$$

olur. $d\Omega$ üzerinden yapılan integrasyon, 4π 'ye eşit olduğundan toplam akı,

$$\varphi = q \quad (9)$$

olur. Şimdi (5) ve (9) eşitliği kullanılarak

$$\oint_s D ds \cos \theta = \oint_s \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = q \quad (10a)$$

veya V hacmine, S yüzeyine sahip bir ortamın içersinde bulunan değişken yük dağılımını $\rho(r)$ ile gösterirsek (10a) eşitliğini daha da genelleştirerek

$$\oint_s \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = \int_v 4\pi \rho(r) dV = \int_v \nabla \cdot \mathbf{D} dV \quad (10b)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\mathbf{D} \cdot d\mathbf{s}$, \mathbf{D} vektörü ile ds yüzey elemanına dik (normal) yöndeki yüzey eleman vektörünün skaler çarpımıdır. \oint_s işareti ise kapalı bir s yüzeyi integralini göstermektedir.

(10a,b) eşitliğine *Gauss Teoremi* veya *Diverjans Teoremi* denmektedir. Buna göre (10a) denklemi, bir kapalı yüzeyden çıkan toplam akı, yüzeyin kapsadığı hacim içersindeki yük miktarına eşit olduğunu gösterir. Diğer yandan (10b)'ye göre, fiziksel olarak düşünüldüğünde S yüzeyi ile çevrili V hacminin yüzeyinden akan toplam akı, akı yoğunluğu vektörünün V hacmi içersindeki diverjansı biliniyorsa, hacim üzerinden yapılan bir integrasyonla bulunabilir.

Esasında burada niçin \mathbf{E} ile \mathbf{D} arasındaki bağıntıyı bu kadar ayrıntılı ele aldığımız merak edilebilir. Ancak evrenin boşluğun Esasında burada niçin \mathbf{E} ile \mathbf{D} arasındaki bağıntıyı bu kadar ayrıntılı ele aldığımız merak edilebilir. Ancak evrenin boşluğunu düşündüğümüz de

D ile **E** daima birbirine eşit olacakmış gibi olur. Halbuki gerçekte bu doğru değildir ve yıldızlararası uzay hakkında bildiklerimizin çoğu **E** ile **D** arasındaki küçük farklara dayanır. O nedenle elektrik alanlarda dielektrikler arasındaki farkı *polarizasyon alanı* olarak tanımlarız. Yani

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{D} - \mathbf{E}}{4\pi} = \frac{(\epsilon - 1)\mathbf{E}}{4\pi} \quad (11)$$

yazılabilir. Polarize olabilen maddedeki yüklerin yeni ayarlamaları ile $4\pi\mathbf{P}$ alanı oluşabilir. Bu alan, değerini **D**'den **E**'ye indirgeyecek şekilde, uygulanan dış alana karşı olmaya eğilimlidir. (11) bağıntısındaki 4π 'nin yazılması bir anlaşma sonucudur ve şu öneme sahiptir : Düzlem bir sınırdaki **D**, birim alandaki yük yoğunluğu σ olmak üzere $4\pi\sigma$ 'ye eşittir. Polarizasyon alanı σ yerine, birim alandaki indüklenmiş σ' ye bağlıdır. Şimdi **P** birim hacimdeki dipol momenttir. Eğer bu hacim, aralarındaki uzaklığın d ve yükün q olduğu n tane dipolü içerirse, o zaman $\mathbf{P}=nqd$ yazılabilir. Kalınlığı d olan ve nd dipolü içeren d^1 dipole tabakasından oluşan birim hacimli bir küp'ü düşündüğümüzde, yük yoğunluğu $\sigma' = nqd$ olarak alınabilir. Burdan P 'nin sayısal olarak σ' ile aynı olduğu ve dolayısı ile 4π faktörünün olmadığı görülür.

Şimdiye kadar kozmik boyutlarda önemli olan statik alanları gördük. Ancak genellikle bu doğru olmayabilir, çünkü boş uzaya yakın yerlerde elektrik yükleri, bütün elektrik alanlarının nötür oldukları, yani aynı sayıda pozitif ve negatif yükün olduğu küçük bir hacim elamanı içinde kendilerini yeniden ayarlarlar. Böyle hacimlerin boyutları Debye uzunluğu ile belirlenir. Bu uzunluk astrofizik açısından herhangi büyük bir ölçekte bir elektrik alanının devamının olanaksızlığını gösterir. Örneğin yıldızlar arası gaz bulutlarına ait tipik değerleri kullanarak Debye uzunluğu için 20 metre bulunur. Bu yaklaşık 1 pc gibi tipik yıldızlar arası uzunluğunun yanında tamamen ihmal edilir.

Şimdi uzayda elektrik yüklerinin genellikle magnetik alan çizgilerine birleştiğini ve eğer kosmik magnetik alana dik bir elektrik alan uygulanırsa yüklerin elektrik alanını nötürleştirmek için magnetik alana karşı hareket etmeyeceğini göreceğiz. Böyle bir durumda büyük ölçekli elektrik alanları sürekli kalabilirler.

II.7 - MAGNETİK ALAN

Yüklü bir çubuğun yakınındaki uzayı elektrik alanının yeri olarak tanımladığımız gibi, bir magnetik çubuk veya akım taşıyan bir iletkenin etrafındaki uzayı da magnetik alanın olduğu yer olarak tanımlayabiliriz. Magnetik alan vektörü **B** ile gösterilir ve bu alan **E** elektrik alandaki gibi kuvvet çizgileriyle temsil edilir. O şekilde ki:

- 1) Herhangi bir noktada **B** 'nin çizgisine çizilen teğet **B** 'nin o noktadaki yönünü verir.
- 2) **B** 'nin çizgileri o şekilde çizilir ki, çizgilere dik birim alandan geçen çizgi sayısı magnetik alan vektörünün şiddeti (büyüklüğü) ile orantılıdır. Çizgiler birbirine yakın olduğunda B büyük ve birbirinden ayrı olduğunda ise B küçüktür.

Bir magnetik alan için akı

$$\Phi_B = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \quad (12)$$

şeklinde tanımlanır. İntegral yüzey üzerindedir.

Bir magnetik alan içindeki bir P noktasından v hızı ile geçen pozitif bir test yüküne etki eden kuvvet

$$\mathbf{F} = q_0 \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (13)$$

bağıntısı ile verilir. Magnetik saptırma kuvvetinin büyüklüğü

$$F = qvB \sin \theta \quad (14)$$

ile verilir. θ , v ile B arasındaki açıdır. \mathbf{B} 'nin birimi az önceki bağıntılardan

$$\left(\frac{\text{nt}}{\text{coul}}\right) / \left(\frac{\text{metre}}{\text{san}}\right)$$

olarak bulunur. Bu aynı zamanda

$$1 \frac{\text{weber}}{\text{m}^2} = 1 \text{tesla} = \frac{1 \text{nt}}{\text{coul}(\text{metre} / \text{san})} = 10^4 \text{ gauss}$$

Weber B 'nin akısı Φ 'yi ölçmek için kullanılır.

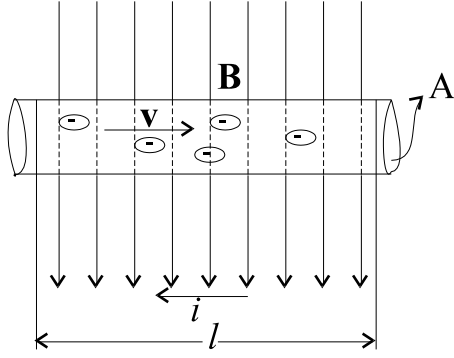
Düzgün magnetik alanlardaki magnetik kuvvetin hareket yönüne dik olmasının anlamı, bu kuvvetle parçacık üzerinde yapılan işin sıfır olduğudur. $d\ell$ uzunluğundaki parçacığın yolu üzerindeki bir eleman için yapılan iş

$$dW = \mathbf{F}_B \cdot d\ell \quad (15)$$

olur. Ancak $dW = 0$ 'dır çünkü F ve $d\ell$ daima birbirlerine dik açılardadırlar. Böylece statik (durgun) bir magnetik alan hareketli parçacığın kinetik enerjisini değiştiremez, ancak yana doğru saptırır.

II.8 - BİR AKIMIN ÜZERİNDEKİ MAGNETİK KUVVET

Bir akım hareket halindeki parçacıklardan oluşur. Magnetik alan hareketli bir parçacığa etkisi yana doğru olduğundan, benzer şekilde bir tel üzerindeki etkisi de yana saptıracak şekilde olmalıdır. Şekilde \mathbf{B} magnetik alanı içinde ℓ uzunluğunda ve i akımını taşıyan bir tel görülmektedir.



Şekil-6. Magnetik alana dik yerleştirilmiş i akımı taşıyan bir tel.

Burada basitlik için akım yoğunluk vektörünü (\mathbf{J}) \mathbf{B} 'ye dik açılarda olacak şekilde tel yönlendirildi.

Akım bir iletkenin makroskopik özelliğidir. Tıpkı cismin kütlesi, hacmi veya bir çubuğun uzunluğu gibi. İletkenin mikroskopik büyüklüğü akım yoğunluğu \mathbf{J} ile ilgilidir. Bu büyüklük bir vektör olup, iletkenin tümü yerine içindeki bir noktanın karakteristiğini verir. Eğer akım iletkende kesit alanından düzgün geçecek şekilde ise, o kesit alanındaki bütün noktalar için akım yoğunluğunun büyüklüğü

$$J = \frac{i}{A} \quad (16)$$

olur. Burada A iletkenin kesit alanıdır. Herhangi bir noktadaki \mathbf{J} vektörü pozitif bir yük taşıyıcının o noktadaki hareketi yönündedir. O noktada bir elektron $-\mathbf{J}$ yönünde hareket eder.

Bir iletkendeki yüklü parçacıkların sürüklenme hızı akım yoğunluğu \mathbf{J} 'den hesaplanabilir. Sürüklenme hızını şekildeki gibi v_d ile gösterelim ve yönü sağa doğru olsun. Teldeki elektronların sayısı $n A \ell$ olur. Burada n elektronların birim hacimdeki sayısı ve $A \ell$ de telin hacmidir. Buradan yükün büyüklüğü,

$$q = (nA \ell) e$$

olur. Bu yük ℓ uzunluğundaki teli

$$t = \frac{\ell}{v_d}$$

zamanında alır. Bu durumda akım

$$i = \frac{q}{t} = \frac{nA \ell e}{\ell / v_d} = nA e v_d$$

olur. Buradan ve $\mathbf{J} = i / A$ 'dan v_d bulunursa,

$$v_d = \frac{i}{nAe} = \frac{J}{ne} \quad (17)$$

olur.

Şimdi teldeki her bir elektron üzerine etkiyen ortalama kuvveti yazarsak

$$F' = qvB \sin \theta = e v_d B$$

bulunur çünkü $\theta = 90^\circ$ 'dir. Böylece teldeki serbest elektronlar üzerine etkiyen toplam kuvvet, dolayısı ile tele etkiyen kuvvet,

$$F = (nA \ell) F' = nA \ell \frac{JB}{n}$$

ve

$$i = JA$$

olduğundan

$$F = i \ell B \quad (18)$$

bulunur.

Biz burada tel içindeki negatif yüklerin sağa doğru hareketini düşündük. Eğer pozitif yükleri alsaydık bu sefer bunlar akım yönünde hareket edecekti. Ancak bu durumda da aynı sonuç (7) bulunur. Böylece bir magnetik alan içinde bulunan, akım taşıyan bir teldeki, yana doğru olan kuvveti ölçerek, akım taşıyıcılarının belli bir yöndeki negatif yükler mi yoksa zıt yöndeki pozitif yükler mi olduğunu söyleyemeyiz.

(7) denklemi telin \mathbf{B} 'ye dik olduğu durumlarda doğrudur. O nedenle bu denklemi daha genel vektör formunda gösterirsek,

$$\mathbf{F} = i \mathbf{l} \times \mathbf{B} \quad (8)$$

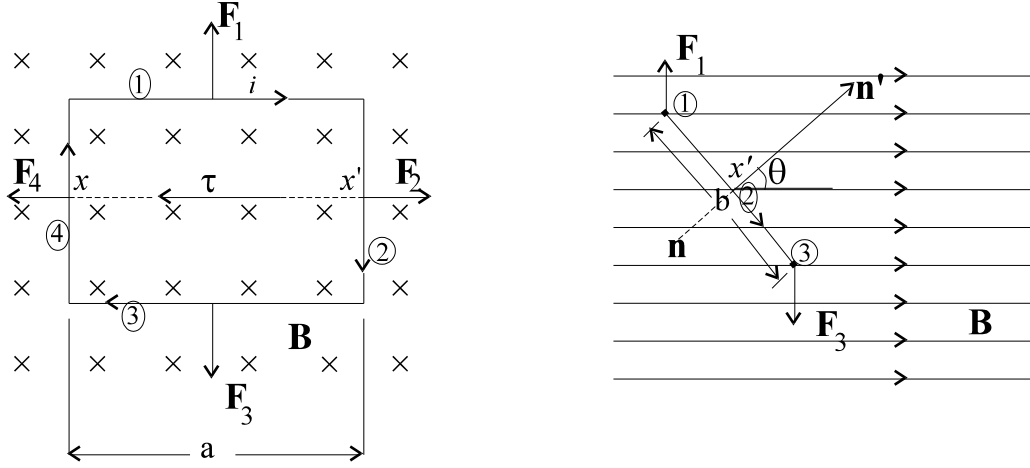
olur. Burada \mathbf{l} akım yönündeki tel boyunca olan bir vektörü gösterir. Bu bağıntı

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

denklemine eşdeğerdir, ve \mathbf{B} 'nin tanımını için ikisinden biri kullanılabilir.

II.9 - BİR AKIM İLMEĞİNDEKİ TORK

Aşağıdaki şekilde uzunluğu a genişliği b olan dikdörtgen şeklinde tel bir halka düzgün bir magnetik alan içine yerleştirilmiştir.



Şekil -7. Magnetik alana ① ve ② kenarları dik yerleştirilmiş i akımı taşıyan bir tel dikdörtgen çerçeve.

Dikdörtgenin (1) ve (3) kenarları alan yönüne daima dik olacak şekildedir. Dikdörtgen düzleminin normali $n n'$ dür ve B ile bir θ açısı yapmaktadır. Bu çerçeve üzerindeki net kuvvet, ilmeğin dört kenarı üzerine etkiyen kuvvetlerin bileşkesidir. (2) kenarı üzerindeki \mathbf{I} vektörü akımın yönünde ve b büyüklüğündedir. \mathbf{I} ile \mathbf{B} arasındaki açı $90-\theta$ 'dan bu kenar üzerindeki kuvvet

$$F_2 = ibB \sin(90-\theta) = ibB \cos \theta$$

olur. $\mathbf{F} = i\mathbf{l} \times \mathbf{B}$ bağıntısından F_2 'nin yönünün şeklin bulunduğu düzlemden dışarıya doğru olduğu görülebilir. Benzer şekilde (4) kenarındaki F_4 kuvvetinin aynı büyüklükte fakat ters yönde olduğu kolayca anlaşılabilir. Böylece F_2 ve F_4 beraber alındığında ilmeğin hareketinde bir etkisi olmaz. Yani net kuvvet sıfırdır ve dolayısı ile bu kuvvetler nedeniyle olan net tork da sıfırdır.

F_1 ve F_3 'ün büyüklüğü aynıdır, yani, (iaB) 'dir. Bu kuvvetler de birbirine dik yönelmişlerdir, o şekilde ki çerçeveyi tamamen serbestçe çevirmeye meyilli değildir. Bununla beraber şekilde gösterildiği gibi bir durum varsa kuvvetler aynı etki doğrultusunda olmazlar ve xx' eksenini etrafında dönecek şekilde (saat yönünde) net bir tork vardır. Bu tork sağdaki şekilde

x' noktasındaki sayfadan içeriye doğru olan bir vektör veya soldaki şekilde xx' eksenini boyunca sağdan sola doğru olan bir vektör şeklindedir.

τ' torkunun büyüklüğü xx' eksenini etrafındaki \mathbf{F} kuvvetinin sebep olduğu tork'u hesaplayarak bulunabilir. F_3 'de aynı eksen üzerinde F_1 'in yaptığı aynı etkiyi gösterir. Böylece

$$\tau' = 2 (iaB) \frac{b}{2} \sin \theta = iaBb \sin \theta$$

Bu tork çerçevenin her dönüşünde etkilidir. Eğer N defa dönerse

$$\tau = N\tau' = NiabB \sin \theta = NiAB \sin \theta \quad (19)$$

Burada A çerçevenin (ab) alanıdır. Bu denklem dikdörtgen olsun veya olmasın alanı A olan bütün düzlem çerçeveler (veya halka) için geçerlidir.

Daha önce elektrik alanla ilgili dipol ve dipol momentlerden bahsetmiş ve bu şekildeki torku

$$\tau = pE \sin \theta \quad (20)$$

olarak bulmuştuk. Benzer şekilde akım loopları (ilmekleri) da "magnetik dipol" ler olarak gözönüne alınabilir. Böylece

$$\tau = (NiA) B \sin \theta$$

denklemindeki (NiA) terimini (10) 'a benzer şekilde μ ile gösterilebilir, aynen p (elektrik dipol moment gibi) gibi ve bu μ "magnetik dipol moment" olarak alınabilir, yani

$$\mu = NiA \quad (21)$$

Böylece (9) denklemi vektör formunda

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B} \quad (22)$$

olarak yazılabilir. İlmeğin μ magnetik dipol momenti eksenine ile aynı yönde olmalıdır.

Bir akım ilmeği yada magnetik dipol, bir dış magnetik alan içine yerleştirildiğinde üzerine bir tork uygulanacağından böyle bir dipolün yönünü değiştirmek için dış bir güçle iş yapılmalıdır. Böylece bir magnetik dipolün, dış bir magnetik alandaki yönelmesiyle alakalı bir potansiyel enerjiye sahiptir. Elektrik dipollerdekine benzer şekilde kabul edilebilir ki $\boldsymbol{\mu}$ ve \mathbf{B} birbirine dik açılarda ise magnetik enerji U sıfırdır.

Herhangibir θ açısındaki magnetik enerji, dış bir gücün dipolü sıfır-enerji düzeyinden ($\theta = 90^\circ$) verilen bir θ açısına kadar döndürmek için yapılan iş olarak tanımlanır. Yani

$$U = \int_{90}^{\theta} \tau d\theta = \int_{90}^{\theta} NiAB \sin \theta d\theta = \mu B \int_{90}^{\theta} \sin \theta d\theta = -\mu B \cos \theta$$

olur veya vektörel olarak da

$$U = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$$

şeklinde yazılabilir.

II.10 - KOSMİK MAGNETİK ALANLAR

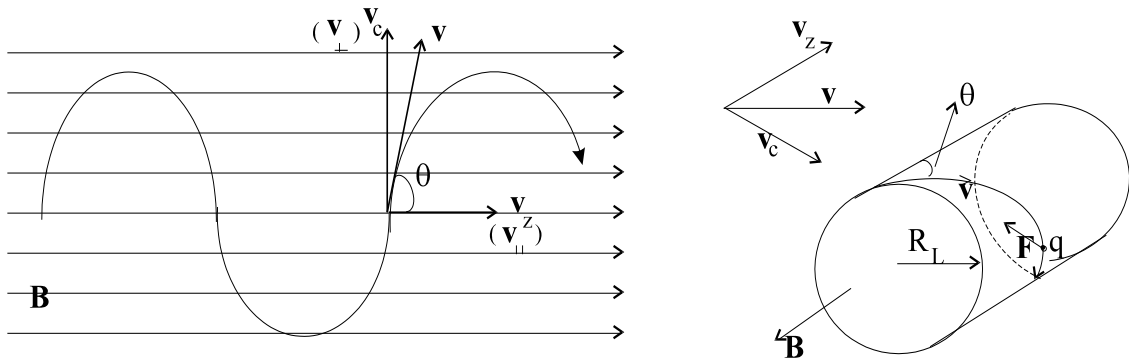
II.10.1 - SABİT MAGNETİK ALAN

Kosmik bir magnetik alandan geçen bir elektrik yükü q bir kuvvete maruz kalır.

$$\mathbf{F} = \frac{q\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \quad (23)$$

ki bu "Lorentz kuvveti" olarak bilinir. Burada \mathbf{v} yükün hızı, \mathbf{B} magnetik alan ve c de ışığın hızıdır. Vektörel çarpım hem kuvvetin hem de bu yükle maruz bırakılan ivmenin hızla ve magnetik alan yönüne dik olduğunu gösterir. Bu nedenle yük enerjisi değişmeksizin magnetik alan çizgileri boyunca spiral çizer. Sabit bir magnetik alanda, parçacık sabit bir ayrılma (fırlama) ile bir helix hareketi yapar. Alan yönündeki hız birleşeni v_z bir hareket sabitidir ve alan çizgileri boyunca dairesel hız v_c bir ayrılma açısı θ tanımlar:

$$\tan \theta = \frac{v_c}{v_z} \quad (24)$$



Şekil - 8. Magnetik bir alanda spiral hareketi açıklıyan diagram

Bu hareketin "gyro yarıçapı" veya "Larmor yarıçapı" magnetik kuvvet ile merkezkaç kuvvet eşitlenerek bulunur. Eğer parçacığın momentumu p_c ve gyro frekansı $\omega_c = v_c/R_L$ ise

$$\begin{aligned} \dot{P} &= F_m = m \frac{v^2}{R_L} = \frac{p_c v_c}{R_L} \\ F_c &= \frac{qvB}{c} \\ R_L &= \frac{p_c c}{qB} \end{aligned}$$

ve

$$\omega_c = \frac{v_c}{R_L} = \frac{qBv_c}{p_c c} \quad (25)$$

olur. *Gyro frekansı* veya *siklotron frekansı* olarak isimlendirilir.

Yıldızlararası bir ortamda hareket eden bir protonun Larmor yarıçapının gezegenler arası uzaklığı nazaran küçük olduğundan kosmik gazların termal hızları ile hareket eden yüklü parçacıklar kolaylıkla magnetik alan çizgilerine bağlanırlar. Ancak bunlar bu çizgileri dikine geçemezler. Böylece parçacıklar alan için *dondurulmuş* 'tur ve böyle parçacık alan kombinezonlarının hareketini de *dondurulmuş akım* olarak tanımlarız.

Bir parçacığın kuvvet çizgisinden kurtulmasının tek yolu diğer bir parçacıkla karşılaşmasıyla olur. Bu halde her parçacık tamamen yeni bir yörünge çizer. Eğer böyle çarpışmalar yeterince sıkça, parçacıklar magnetik alanı dikine dağıtabilirler. Örneğin çarpışmaların sık olduğu yoğun gazlarda dondurulmuş alanlar bulunmaz.

II.10.2 - MAGNETİK ALANIN ZAMANLA DEĞİŞMESİ

Şekil 8 'de gösterilen yüklü parçacığın magnetik alan içinde bir spiral çizerek hareket ettiğini ve bu yörüngeyi yarıçapının

$$R_L = \frac{mv_{\perp}}{ZeB} \quad (26)$$

şeklinde olduğunu görmüştük, burada Z atom sayısını gösteriyor. Şimdi magnetik alan şiddeti B 'nin partikül yörünge periyoduna göre çok yavaş değiştiği durumu (yani her periyotta $\Delta B/B \ll 1$ olmak üzere) göz önüne alalım. Yine problemi klasik fizikte düşünüyoruz. Magnetik alan etrafında dönen parçacık yörüngedeki akıma eşdeğerdir. Akımın değeri

$$i = Zev = Ze \frac{\omega}{2\pi} = \frac{Zev_{\perp}}{2\pi R_L} \quad (27)$$

ve yörüngeyi alanı $A = \pi R_L^2$ 'dir. Buradan yörüngeyi magnetik momenti,

$$\mu = iA = \left(\frac{Zev_{\perp}}{2\pi R_L}\right)\pi R_L^2 = \frac{Zev_{\perp}}{2} R_L \quad (28)$$

R_L 'yi yerine koyarak,

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{\omega_{\perp}}{B} \quad (29)$$

Burada ω_{\perp} parçacığın hareket doğrultusuna dik yöndeki kinetik enerjisidir.

Şimdi parçacığın bir yörüngeyi tamamlama süresi boyunca B 'deki değişimin ΔB olduğunu varsayalım; o zaman dairesel yörüngede $\frac{dB}{dt}$ bir elektromotor kuvvete neden olur ve bunun sonucunda partikül ivmelenir. Bir yörüngede yapılan iş

$$dw = F \cdot ds \quad (30)$$

burada F yüke etkiyen kuvvet ve değeri

$$F = BR_L i \quad (31)$$

ve ds 'de parçacığın aldığı yol ve

$$ds = vdt \quad (32)$$

dir. Buradan

$$dw = BR_L v \, idt = BR_L v \, dq \quad (33)$$

$$idt = dq \text{ ve } BR_L v = \varepsilon$$

Buradaki ε elektromotor kuvvet olarak bilinir, yani $d\varepsilon = Bvdr$ ve E (elektrik) alan cinsinden değeri

$$\varepsilon = \oint E dr = (2\pi r) E \quad (34)$$

şeklindedir. Böylece

$$\text{yapılan iş} = Ze\varepsilon = ZeE (2\pi R_L) = ZeBvdr$$

$$= ZeBwR_L dr = ZeB2\pi v \frac{R_L^2}{2}$$

$$= Ze\pi R_L^2 \frac{B}{T} \approx Ze\pi R_L^2 \frac{\Delta B}{\Delta T} \quad (35)$$

burada $\Delta T = \frac{2\pi R_L}{v_\perp}$ bir yörünge'nin periyodudur. Bu nedenle bir yörünge'deki parçacığın kinetik enerjisindeki değişim yapılan işe eşit olduğundan

$$\Delta w_\perp = Ze\pi R_L^2 \frac{\Delta B}{\Delta T}$$

veya ΔT 'yi yerine koyarak

$$\Delta w_\perp = \frac{Ze\pi R_L^2}{2\pi R_L} v_\perp \Delta B \quad (36)$$

olur. (28) ve (29) 'dan ($ZeR_L = \frac{m}{B} v_\perp$)

$$\Delta w_\perp = \frac{mv_\perp^2}{2B} \Delta B = \frac{w_\perp}{B} \Delta B \quad (37)$$

bulunur. Yörünge'deki magnetik momentteki değişimi hesaplırsak:

$$\Delta\mu = \frac{\Delta w_\perp}{B} - \frac{w_\perp \Delta B}{B^2} = 0 \quad (38)$$

Yani relativistik olmayan durumda yörüngedeki parçacığın magnetik momenti değişmezdir. Bu sonucun doğruluğundaki tek koşul alanın yavaşça değişmesidir. Bu önemli sonucu açıklamanın diğer yolları da vardır. $\Delta\mu = 0$ ifadesi

$$\Delta\left(\frac{w_{\perp}}{B}\right) = 0 \quad (39)$$

olarak da yazılabilir. $w_{\perp} = \frac{P_{\perp}^2}{2m}$ dan bu aynı zamanda

$$\Delta\left(\frac{P_{\perp}^2}{B}\right) = 0 \quad (40)$$

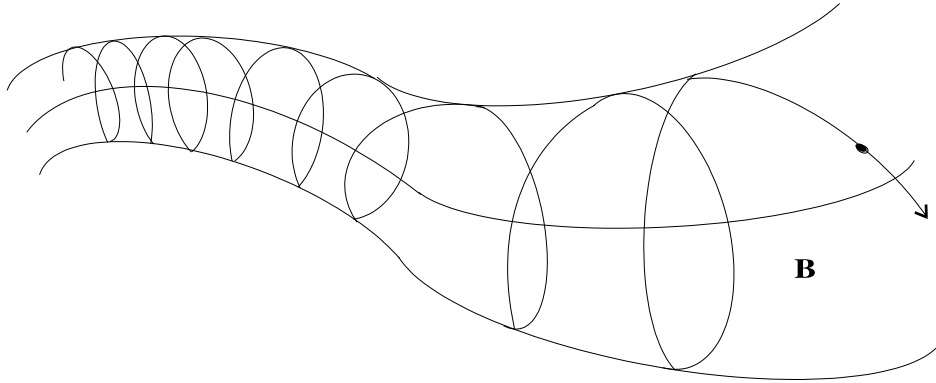
Bu sonuç da özellikle magnetik ayna olayının açıklanması bakımından önemlidir. Eğer magnetik alandaki parçacık alan çizgilerinin yakınsadığı bölgeye doğru hareket ediyorsa B artar ve bunun sonucunda da P_{\perp}^2 'nin aksine P_{\parallel}^2 de yükselmelidir. O zaman toplam momentumun karesinin $P_{\perp}^2 = P_{\parallel}^2$ şartını gerçekleştirdiği nokta da $P_{\parallel} = 0$ olacaktır.

$$R_L = \frac{mv_{\perp}}{ZeB} \quad \text{ve} \quad P_{\perp}^2 = Z^2 R_L^2 e^2 B^2 \quad \text{ve} \quad \Delta\left(\frac{P_{\perp}^2}{B}\right) = 0$$

olduğundan

$$\Delta(BR_L^2) = 0 \quad (16)$$

bu eşitlik parçacığın yörüngesi içindeki alan çizgilerinin sayısının sabit olduğunu gösterir.



Şekil - 9. Yavaşça değişen bir magnetik alanda yüklü parçacığın hareketi.

Yukarıda çıkartılan ifadeler bir magnetik alanda parçacık hareketinin "ilk adyabatik değişmez" i olarak isimlendirilirler. Bu formüllerin relativistik ifadeleri de şöyle yazılabilir.

$$\begin{aligned}\Delta(BR_L^2) &= 0 & R_L &= \frac{\gamma m v_{\perp}}{ZeB} \\ \Delta\left(\frac{P_{\perp}^2}{B}\right) &= 0 & P_{\perp} &= \gamma m v_{\perp} \\ \Delta(\gamma\mu) &= 0 & \Delta\left(\frac{P_{\perp}^2}{B}\right) &= 0\end{aligned}$$

11.11 - OHM KANUNU

Bir akım genellikle iki terim içerir. Birincisi uygulanan elektrik alanına bir tepki gösteren yükün gerçek akımı ve ikincisi uygulanan alanda bir değişimi gösteren gerçek olmayan bir akımı gösterir. Bunu

$$\mathbf{J} = \rho\mathbf{v} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (41)$$

şeklinde yazabiliriz. Buradaki hızın değeri iki etkiyle bulunur: Uygulanan elektrik alan sürekli yükü ivmelendirirken, elektrik yüklerinin uzak çarpışmaları da parçacığın sürekli hızının düşmesine neden olurlar. Ortamın direnci bu yavaşlamanın bir ölçüsüdür. Bunun tersi σ iletkenliğini verir. (41) E ve σ 'ya göre

$$\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (42)$$

olur. Genellikle iletkenlik gazın yoğunluğuna, sıcaklığına, iyonizasyon durumuna ve kimyasal bileşime bağlıdır.

11.12 - PARÇACIKLARIN MAGNETİK İVMELENDİRİLMESİ

Elektromagnetik teoriye Faraday 'ın katkılarından biri de şudur: Zamanla değişen bir magnetik alan, alanı çevreleyen iletken bir ortamda elektrik akımları oluşmasına neden olur. Bu akımın olduğu düzlem, zamanla değişen alanın bileşenine diktir. İntegral formunda Faraday kanunu şöyle yazılabilir:

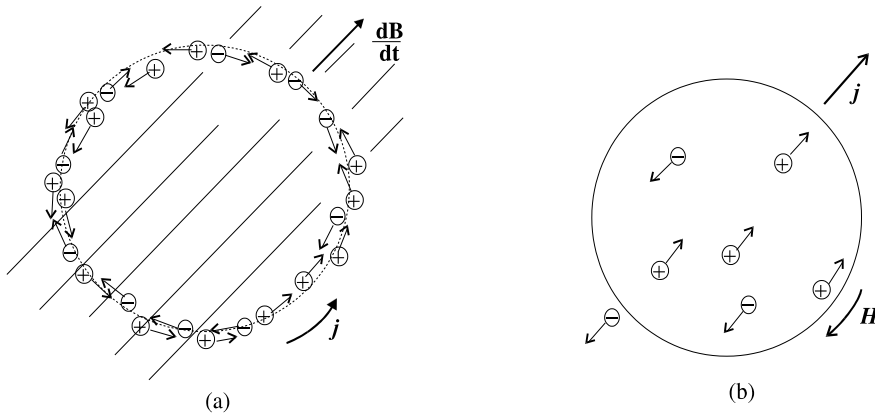
$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = - \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (43)$$

sol taraf halka ile çevrili alan üzerinden bir yüzey integralidir. Sağdaki integral halka üzerinden

çizgi integralidir. \mathbf{E} için (15) deki değeri yerine konarak hesaplar yapılır. Yıldızlararası ortamın herhangi bir bölgesi ani bir magnetik alan değişimi gösterirse, elektrik yükleri \mathbf{B} 'nin zamanla değişimi ile orantılı etkin bir elektrik alanı oluşturur. Labaratuvarında bu etki yükleri çok yüksek enerjilere yükseltmek için kullanılır. Bu ivmelendirmeye ilgili ilk alet 1940 yılında D.W. Kerst tarafından yapıldı. Bu alete *betatron* denir. O zamandan beri betatron

işleminin yıldızlararası ortamda gözlenen kozmik ışınlarda gözlenen çok büyük enerjilere ivmelendirilen yüklü parçacıklarda etkin olduğu ileri sürülmüştür.

Magnetik alandaki hızlı bir değişim, bu alana dik yöndeki kozmik bir bulutun sıkışmasıyla meydana gelebilir. Böyle bir sıkışma (baskı), yıldızlararası bulutların çarpışmasında veya patlayan süpernovalardan atılan yüksek hızlı gazlarla olabilir. Bu işlem düşük enerjili kozmik ışınlar (bazen suprathermal parçacıklar olarak isimlendirilir) oluştururlar. Daha yüksek enerjili parçacıkların oluşma mekanizmalarını aşağıda göreceğiz.



Şekil - 9: a) Faraday Kanunu 'nun gösterilmesi: İletken bir halkada akım ve ilgili elektrik alanı, halka ile çevrili magnetik kuvvet çizgilerindeki değişimle belirlenir. b) Amper Kanunu 'nun şematik gösterimi: bir akımı çevreleyen halka boyunca integre edilen magnetik alan, çevrili alandan geçen toplam akımla belirlenir.

11.13 - AMPERE KANUNU VE KOSMİK AKIMLAR İLE MAGNETİK ALANLAR ARASINDAKİ İLİŞKİ

Daha önce gördük ki kozmik magnetik alanlar alana donmuş dönen elektrik yükleri ile oluşuyordu. Bu fikir daha doğru olarak Amper kanunu ile ifade edilebilir: Bir akım dairesel bir magnetik alan oluşturur ve magnetik ifadesi

$$\frac{4\pi}{c} \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s} = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} \quad (44)$$

sol taraf, aşağıdaki çizgi integralindeki manyetik alanla çevrilen tüm yüzey üzerinden alınan bir yüzey integralidir.

Kosmik manyetik bulutların öyle konfigürasyonları var ki her bölgede (17) denklemi geçerlidir. Bu nedenle manyetik alanların şekilleri ve akımlar oldukça karışıktırlar. Başlangıç konfigürasyonları kuvvetten bağımsız manyetik alanlar olarak düşünülebilir. Yani bu alanlar ve yüklerin akımı öyle düzenlenmiştir ki hiç bir kuvvet konfigürasyonları bozmaz. Bu kuvvetleri

bağımsız konfigürasyonlar kosmik manyetik alanların yapısını iyi bir şekilde temsil edebilir. Denklem (11) 'den kuvvetin bağımsız yapısı her yerde $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$ şartını gerçekleştirmelidir sonucu ortaya çıkar.