Hareketli Cisimlerin Elektrodinamiği Üzerine

Yazan Albert Einstein
30 Haziran 1905

Maxwell'in elektrodinamiğinin –genellikle günümüzde anlaşıldığı üzere– hareket eden cisimlere uygulandığında, fenomenin doğasında var gibi görünmeyen asimetrilere yol açtığı bilinmektedir. Örneğin, bir mıknatıs ve bir iletkenin karşılıklı elektrodinamik hareketini ele alalım. Buradaki gözlemlenebilir fenomen, yalnızca iletkenin ve mıknatısın nispi hareketine bağlıdır, oysa geleneksel görüş, bu cisimlerin birinin veya diğerinin hareket halinde olduğu iki durum arasında keskin bir ayrım yapar. Çünkü mıknatıs hareket halinde ve iletken hareketsizse, mıknatısın yakınında, iletkenin parçalarının bulunduğu yerlerde bir akım üreten, belirli bir belirli enerjiye sahip bir elektrik alanı ortaya çıkar. Ancak mıknatıs sabitse ve iletken hareket halindeyse, mıknatısın çevresinde elektrik alanı oluşmaz. Bununla birlikte, iletkende, kendi başına karşılık gelen enerjinin olmadığı, ancak tartışılan iki durumda eşit hareketin eşit olduğu varsayılarak - üretilenlerle aynı yol ve yoğunluktaki elektrik akımlarına yol açan bir elektromotor kuvveti buluyoruz. önceki durumda elektrik kuvvetleri tarafından.

Bu türden örnekler, "hafif ortama" göre dünyanın herhangi bir hareketini keşfetmeye yönelik başarısız girişimlerle birlikte, elektrodinamik olgusunun yanı sıra mekanik olgusunun da mutlak dinlenme fikrine karşılık gelen hiçbir özelliğe sahip olmadığını ileri sürer. Daha ziyade, küçük miktarların birinci derecesine zaten gösterildiği gibi, aynı elektrodinamik ve optik yasalarının, mekanik denklemlerinin geçerli olduğu tüm referans çerçeveleri için geçerli olacağını öne sürüyorlar. [1] Bu varsayımı (bundan sonra "Görelilik İlkesi" olarak anılacaktır) bir postülatın statüsüne yükselteceğiz ve aynı zamanda bir öncekiyle sadece görünüşte uzlaşmaz olan başka bir postulatı, yani ışığın her zaman olduğunu ileri süreceğiz. belirli bir hızla boş uzayda yayılır yayan cismin hareket durumundan bağımsız olan c . Bu iki varsayım, Maxwell'in sabit cisimler teorisine dayanan, hareketli cisimlerin elektrodinamiğine ilişkin basit ve tutarlı bir teorinin elde edilmesi için yeterlidir. Burada geliştirilecek olan görüş, özel niteliklerle donatılmış bir "mutlak sabit alan" gerektirmeyeceği ve boş uzayın bir noktasına hız vektörü atayamayacağı için, "ışıldayan eter" in tanıtılması gereksiz olacaktır. Burada elektromanyetik işlemler gerçekleşir.

Geliştirilecek teori - tüm elektrodinamikler gibi - katı cismin kinematiğine dayanmaktadır, çünkü böyle bir teorinin iddiaları katı cisimler (koordinat sistemleri), saatler ve elektromanyetik süreçler arasındaki ilişkilerle ilgilidir. Bu durumun yeterince dikkate alınmaması, hareket eden cisimlerin elektrodinamiğinin şu anda karşılaştığı zorlukların temelinde yatmaktadır.

I. KİNEMATİK BÖLÜM

§ 1. Eşzamanlılığın Tanımı

Newton mekaniğinin denklemlerinin iyi olduğu bir koordinatlar sistemini ele alalım. [2] Sunumumuzu daha net hale getirmek ve bu koordinatlar sistemini, bundan sonra tanıtılacak olan diğerlerinden sözlü olarak ayırmak için, biz buna "sabit sistem" diyoruz.

Maddi bir nokta, bu koordinat sistemine göre hareketsizse, konumu, katı ölçüm standartları ve Öklid geometrisi yöntemlerinin kullanılmasıyla göreceli olarak tanımlanabilir ve Kartezyen koordinatlarla ifade edilebilir.

Maddi bir noktanın *hareketini* tanımlamak istersek, koordinatlarının değerlerini zamanın fonksiyonları olarak veririz. Şimdi, "zaman" ile ne anladığımız konusunda oldukça net olmadıkça, bu tür bir matematiksel tanımlamanın fiziksel bir anlamı olmadığını dikkatlice aklımızda tutmalıyız. Zamanın bir rol oynadığı tüm yargılarımızın her zaman *eşzamanlı olayların* yargıları olduğunu hesaba *katmalıyız* . Örneğin, "Bu tren buraya saat 7'de geliyor" dersem, şöyle bir şeyi kastediyorum: "Saatimin küçük kolunun 7'yi göstermesi ve trenin gelişi eşzamanlı olaylardır." [3]

"Zaman" tanımına katılmanın tüm zorluklarını "saatimin küçük kolunun konumunu" "zaman" ile değiştirerek aşmak mümkün görünebilir. Ve aslında, sadece saatin bulunduğu yer için bir zaman tanımlamayla ilgilendiğimizde böyle bir tanım tatmin edicidir; ancak farklı yerlerde meydana gelen olayların zaman dizilerinde bağlanmak zorunda kaldığımızda veya - aynı şeye ne gelirse - saatten uzak yerlerde meydana gelen olayların zamanlarını değerlendirmek artık tatmin edici değildir.

Elbette, koordinatların başlangıcına saatle birlikte yerleştirilmiş bir gözlemci tarafından belirlenen ve her olay tarafından verilen ışık sinyalleri ile ellerin karşılık gelen konumlarını koordine eden bir gözlemci tarafından belirlenen zaman değerleriyle yetinebiliriz. zamanlanmış ve ona boş uzaydan ulaşıyor. Ancak bu koordinasyon, deneyimden bildiğimiz gibi, gözlemcinin saat veya saatle olan bakış açısından bağımsız olmaması dezavantajına sahiptir. Aşağıdaki düşünce çizgisinde çok daha pratik bir kararlılığa ulaşıyoruz.

Uzayın A noktasında bir saat varsa, A'daki bir gözlemci, bu olaylarla eşzamanlı olan ellerin pozisyonlarını bularak A'nın hemen yakınındaki olayların zaman değerlerini belirleyebilir. Uzayın B noktasında, her yönden A'dakine benzeyen başka bir saat varsa, B'deki bir gözlemcinin B'nin yakın çevresindeki olayların zaman değerlerini belirlemesi mümkündür.Ancak başka bir varsayım olmadan mümkün değildir. zaman açısından, A'daki bir olayı B'deki bir olayla karşılaştırmak için Şimdiye kadar yalnızca bir "A zamanı" ve bir "B zamanı" tanımladık. A ve B için ortak bir "zaman" tanımlamadık, çünkü *tanım gereği* oluşturmadıkça ikincisi hiç tanımlanamaz ışığın A'dan B'ye gitmesi için gereken "zaman" ın, B'den A'ya gitmesi için gereken "zaman" a eşit olduğunu söyleyin.

Bir ışık ışını t_{A} A'dan B'ye doğru "A zamanında" başlasın, " B zamanı " t_{B} A yönünde B'ye yansıtılır ve" A zamanında "tekrar A'ya gelir t'_{A} .

Tanıma uygun olarak, iki saat senkronize olur

$$t_{\mathrm{B}} - t_{\mathrm{A}} = t'_{\mathrm{A}} - t_{\mathrm{B}}.$$

Bu eşzamanlılık tanımının çelişkiler içermediğini ve herhangi bir sayıda nokta için mümkün olduğunu varsayıyoruz; ve aşağıdaki ilişkilerin evrensel olarak geçerli olduğuna: -

1. B'deki saat A'daki saat ile senkronize olursa, A'daki saat B'deki saat ile senkronize olur.
2. A'daki saat, B'deki saatle ve ayrıca C'deki saatle senkronize olursa, B ve C'deki saatler de birbirleriyle senkronize olur.

Böylece, bazı hayali fiziksel deneylerin yardımıyla, farklı yerlerde bulunan senkronize sabit saatlerle neyin anlaşılacağını belirledik ve açıkça "eşzamanlı" veya "eşzamanlı" ve "zaman" tanımını elde ettik. Bir olayın "zamanı", olayın yerinde bulunan sabit bir saat tarafından olayla eşzamanlı olarak verilen saattir, bu saat, belirli bir sabit saat ile tüm zaman belirlemeleri için eşzamanlıdır ve gerçekten eşzamanlıdır.

Deneyimle hemfikir olarak, miktarı ayrıca

$$\frac{2AB}{t'_A - t_A} = c,$$

evrensel bir sabit olmak - boş uzaydaki ışığın hızı.

Sabit sistemde sabit saatler aracılığıyla zamanın tanımlanması esastır ve şimdi tanımladığımız zaman, buna "sabit sistemin zamanı" dediğimiz sabit sisteme uygundur.

§ 2. Uzunlukların ve Sürelerin Göreliliği Üzerine

Aşağıdaki yansımalar, görelilik ilkesine ve ışık hızının sabitliği ilkesine dayanmaktadır. Bu iki ilkeyi şu şekilde tanımlıyoruz: -

1. Fiziksel sistemlerin durumlarının değişime uğradığı yasalar, bu durum değişiklikleri, tek tip çeviri hareketindeki iki koordinat sisteminden birine veya diğerine atıfta bulunulsun, etkilenmez.
2. Herhangi bir ışık ışını "sabit" koordinat sisteminde , ışın ister sabit ister hareketli bir cisim tarafından yayılsın, belirlenen hız *c ile* hareket eder. Bu nedenle

$$\text{velocity} = \frac{\text{light path}}{\text{time interval}}$$

Zaman aralığı, § 1'deki tanım anlamında alınacaktır .

Sabit bir sert çubuk verilsin; ve uzunluğu yine sabit olan bir ölçüm çubuğu ile ölçüldüğü gibi *l* olsun . Şimdi ekseni boyunca uzanan çubuk ekseni hayal *x* koordinatlarının sabit sistemi ve hızı ile paralel bir çeviri düzgün hareket bu *v* ekseni boyunca *x* artırma yönünde *x* sonra kazandırılır kamış. Şimdi hareketli çubuğun uzunluğunu araştırıyoruz ve uzunluğunun aşağıdaki iki işlemle belirleneceğini hayal ediyoruz: -

(*a*)

Gözlemci, verilen ölçüm çubuğu ve ölçülecek çubuk ile birlikte hareket eder ve üçü de hareketsizmiş gibi, ölçüm çubuğunu üst üste koyarak doğrudan çubuğun uzunluğunu ölçer.

(*b*)

Sabit sistemde kurulan ve § 1'e göre senkronize olan sabit saatler vasıtasıyla gözlemci, sabit sistemin hangi noktalarında ölçülecek çubuğun iki ucunun belirli bir zamanda bulunduğunu tespit eder. Hali hazırda kullanılan ölçüm çubuğuyla ölçülen ve bu durumda hareketsiz olan bu iki nokta arasındaki mesafe, aynı zamanda "çubuğun uzunluğu" olarak adlandırılabilen bir uzunluktur. Görelilik ilkesine uygun olarak, (*a*) operasyonu tarafından keşfedilecek uzunluk - buna "hareketli sistemdeki çubuğun uzunluğu" diyeceğiz - sabit çubuğun uzunluğu *l'ye* eşit olmalıdır .

İşlem (*b*) ile keşfedilecek olan uzunluğa "sabit sistemdeki (hareketli) çubuğun uzunluğu" diyeceğiz. Bunu iki prensibimize göre belirleyeceğiz ve *l*' den farklı olduğunu göreceğiz .

Mevcut kinematik üstü kapalı olan bu iki işlem ile belirlenen uzunlukları tam olarak eşit ya da başka bir deyişle, dönemi de hareket eden bir rijit gövde olduğu varsayılmaktadır *t* geometrik bakımdan mükemmel ile temsil edilebilir , *aynı* gövde *hareketsiz* kesin bir pozisyonda.

Ayrıca çubuğun A ve B iki ucuna sabit sistemin saatleriyle senkronize olan saatlerin yerleştirildiğini, yani göstergelerinin herhangi bir anda "sabit sistemin zamanına" karşılık geldiğini hayal ediyoruz. oldukları yerler. Bu saatler bu nedenle "sabit sistemde eşzamanlıdır."

Ayrıca, her saatle birlikte hareket eden bir gözlemci olduğunu ve bu gözlemcilerin, iki saatin senkronizasyonu için § 1'de belirlenen kriteri her iki saate de uyguladıklarını hayal ediyoruz . [4] zamanda bir ışık ışını A'dan ayrılsın t_A, o anda B'ye yansıtılsın ve o anda t_B tekrar A'ya ulaşsın t'_A. Işık hızının sabitliği ilkesini dikkate alarak şunu buluyoruz:

$$t_B - t_A = \frac{r_{AB}}{c - v} \text{ and } t'_A - t_B = \frac{r_{AB}}{c + v}$$

burada r_{AB} hareketli çubuğun uzunluğunu gösterir - sabit sistemde ölçülür. Hareket eden çubukla hareket eden gözlemciler böylece iki saatin eşzamanlı olmadığını keşfederken, sabit sistemdeki gözlemciler saatlerin eşzamanlı olduğunu ilan ederdi.

Böylece , eşzamanlılık kavramına herhangi bir *mutlak* anlam yükleyemeyeceğimizi görüyoruz , ancak bir koordinatlar sisteminden bakıldığında eşzamanlı olan iki olay, bir sistemden öngörüldüğünde artık eşzamanlı olaylar olarak görülemez bu sisteme göre hareket halinde.

§ 3. Koordinatların ve Zamanların Durağan Bir Sistemden Başka Bir Sisteme Dönüştürme Teorisi, Eskiye Göre Düzgün Çeviri Hareketinde

"Durağan" uzayda iki koordinat sistemi alalım, yani, her biri birbirine dik olan ve bir noktadan çıkan üç katı malzeme hattından oluşan iki sistem. İki sistemin X eksenleri çakışsın ve sırasıyla Y ve Z eksenleri paralel olsun. Her sisteme sağlam bir ölçüm çubuğu ve birkaç saat sağlansın ve iki ölçüm çubuğunun ve aynı şekilde iki sistemin tüm saatlerinin her bakımdan aynı olmasına izin verin.

Şimdi, iki sistemden (*k*) birinin başlangıcına, diğer sabit sistemin (K) artan *x* yönünde sabit bir hız *v* verilmesine izin verin ve bu hızın koordinatların eksenlerine iletilmesine izin verin. , ilgili ölçüm çubuğu ve saatler. Sabit sistem K'nin herhangi bir zamanına, o zaman hareketli sistemin eksenlerinin belirli bir pozisyonuna karşılık gelir ve simetri nedenlerinden, *k* hareketinin , hareketli sistemin eksenlerinin aynı olacak şekilde olabileceğini varsayma hakkına sahibiz . zaman *t* (bu " *t* " her zaman sabit sistemin zamanını gösterir) sabit sistemin eksenlerine paraleldir.

Şimdi hareket sistemi ile ilgili de yer hayal sabit ölçüm-çubuğu vasıtasıyla sabit sistem K ölçülecek ve *k* onunla birlikte hareket eden, ölçüm çubuğu vasıtasıyla; ve bu şekilde koordine elde olduğunu *x* , *y* , *z* ve ξ, η, ζ sırasıyla. Ayrıca, sabit sistemin *t* zamanının , § 1'de gösterilen şekilde ışık sinyalleri vasıtasıyla saatlerin bulunduğu tüm noktalar için belirlenmesine izin verin ; Benzer şekilde τ, hareket eden sistemin zamanının , § 1'de verilen yöntemi uygulayarak, bu sisteme göre hareketsiz saatlerin bulunduğu tüm noktaları için belirlenmesine izin verin. saatlerin bulunduğu noktalar arasındaki ışık sinyalleri.

Değerlerin herhangi bir sistem için *X* , *Y* , *Z* , *T* , tamamen sabit bir sistem içinde bir olay yeri ve zamanı tanımlayan, bir değerler sistemini orada ait ξ, η, ζ, τ, sistem nispeten olayı belirlemek *k* , ve görev şimdi bu miktarları bağlayan denklem sistemini bulmak.

İlk olarak, uzaya ve zamana atfettiğimiz homojenliğin özellikleri nedeniyle denklemlerin *doğrusal* olması gerektiği açıktır .

Biz yerleştirirseniz *x* '= *x* - *vt* , sistem içinde hareketsiz bir nokta açıktır *k* değerlerinin bir sisteme sahip olmalıdır *x* ,' *y* , *z* zamandan bağımsız,. Önce *x* ', *y* , *z* ve *t'nin* τ bir fonksiyonu olarak tanımlarız . Bunu yapmak için, § 1'de verilen kurala göre senkronize edilmiş olan *k* sistemindeki hareketsiz saatlerin verilerinin özetinden başka bir şey olmayan denklemlerde ifade etmeliyiz . τ

K sisteminin başlangıcından τ_0 , X ekseni boyunca *x* ' e doğru zamanda bir ışının yayılmasına izin verin ve o anda τ_1 oradan oraya gelen koordinatların başlangıcına yansıtın τ_2 ; daha sonra $\frac{1}{2}(\tau_0 + \tau_2) = \tau_1$, veya fonksiyonun argümanlarını ekleyerek τ ve durağan sistemdeki ışık hızının sabitliği ilkesini uygulayarak sahip olmalıyız : -

$$\frac{1}{2}\left[\tau(0,0,0,t) + \tau\left(0,0,0,t + \frac{x'}{c-v} + \frac{x'}{c+v}\right)\right] = \tau\left(x',0,0,t + \frac{x'}{c-v}\right).$$

Dolayısıyla, eğer *x* 'sonsuz küçüklükte seçilirse,

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{c-v} + \frac{1}{c+v}\right)\frac{\partial\tau}{\partial t} = \frac{\partial\tau}{\partial x'} + \frac{1}{c-v}\frac{\partial\tau}{\partial t},$$

veya

$$\frac{\partial\tau}{\partial x'} + \frac{v}{c^2 - v^2}\frac{\partial\tau}{\partial t} = 0.$$

Koordinatların orijini yerine, ışının başlangıç noktası için başka bir nokta seçmiş olabileceğimizi ve bu nedenle yeni elde edilen denklemin tüm *x* ', *y* , *z* değerleri için geçerli olduğunu not etmek gerekir .

Y ve Z eksenlerine uygulanan benzer bir değerlendirme, sabit sistemden bakıldığında ışığın her zaman bu eksenler boyunca yayıldığı ve hızın $\sqrt{c^2 - v^2}$ bize verdiği

$$\frac{\partial\tau}{\partial y} = 0, \frac{\partial\tau}{\partial z} = 0.$$

Yana τ bir olan *doğrusal* fonksiyonu, bu denklemlerin olandan izler

$$\tau = a\left(t - \frac{v}{c^2 - v^2}x'\right)$$

burada *bir* fonksiyonudur $\phi(v)$, bu bilinmeyen de ve burada kısa olması için kökeni varsayılmıştır *k* , $\tau = 0$zaman *t* = 0.

Bu sonucun yardımıyla kolayca miktarını belirlemek ξ, η, ζ (görelilik madde ile birlikte de, ışık hızının sabitliği prensibi gereği), ışık hızı da yayılır olduğu denklemlerde ifade ederek *c* ölçüldüğünde hareketli sistemde. $\tau = 0$Artan yöne doğru zamanda yayılan bir ışık ışını için ξ

$$\xi = c\tau \text{ or } \xi = ac\left(t - \frac{v}{c^2 - v^2}x'\right).$$

Ancak ışın , durağan sistemde ölçüldüğünde, *c* - *v* hızıyla nispeten başlangıç noktası olan *k'ye* göre hareket eder , öyle ki

$$\frac{x'}{c-v} = t.$$

Bu *t* değerini denklemine eklersek ξ, elde ederiz

$$\xi = a\frac{c^2}{c^2 - v^2}x'.$$

Benzer bir şekilde, diğer iki eksen boyunca hareket eden ışınları göz önünde bulundurarak,

$$\eta = c\tau = ac\left(t - \frac{v}{c^2 - v^2}x'\right)$$

ne zaman

$$\frac{y}{\sqrt{c^2 - v^2}} = t, \ x' = 0.$$

Böylece

$$\eta = a\frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}y \text{ and } \zeta = a\frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}z.$$

Oyuncu değişikliği *x* değeri ', biz elde

$$\begin{aligned}
\tau &= \phi(v)\beta(t - vx/c^2), \\
\xi &= \phi(v)\beta(x - vt), \\
\eta &= \phi(v)y, \\
\zeta &= \phi(v)z,
\end{aligned}$$

nerede

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

ve ϕ henüz bilinmeyen bir *v* işlevidir . Hareketli sistemin başlangıç konumu ve sıfır noktası ile ilgili herhangi bir varsayım yapılmazsa τ, bu denklemlerin her birinin sağ tarafına bir ilave sabit yerleştirilecektir.

Şimdi, hareket eden sistemde ölçülen herhangi bir ışık ışınının *c* hızıyla yayıldığını kanıtlamalıyız , eğer, varsaydığımız gibi, sabit sistemde durum böyleyse; çünkü henüz ışık hızının sabitliği ilkesinin görelilik ilkesiyle uyumlu olduğunun kanıtını sunmadık.

Koordinatların $t = \tau = 0$ başlangıcı iki sistem için ortak olduğunda, buradan küresel bir dalga yayılmasına izin verin ve K sisteminde *c* hızıyla yayılsın. Eğer (*x* , *y* , *z*) sadece bir nokta ise bu dalgayla ulaşılırsa

$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2$.

Bu denklemi, basit bir hesaplamadan sonra elde ettiğimiz dönüşüm denklemlerimizin yardımıyla dönüştürmek

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = c^2\tau^2.$$

Dolayısıyla söz konusu dalga , hareketli sistemde bakıldığında *c* yayılma hızına sahip küresel bir dalgadır . Bu, iki temel ilkemizin uyumlu olduğunu göstermektedir. [5]

Geliştirilmiştir dönüşümün denklemlerinde bilinmeyen bir işlevi yoktur girer ϕ ve *v* şimdi belirleyecek.

Bu amaçla $\mathbf{K}'$, *k* sistemine göre Ξ, [*1] eksenine paralel paralel bir öteleme hareketi durumunda olan üçüncü bir koordinat sistemi tanıtıyoruz , öyle ki sistemin koordinatlarının başlangıcı $\mathbf{K}'$ hızla hareket ediyor - *v* ekseninde Ξ. *T* = 0 anında üç kaynağın da çakışmasına izin verin ve *t* = *x* = *y* = *z* = 0 olduğunda sistemin *t* ' zamanı $\mathbf{K}'$ sıfır olsun. Bu sistemde ölçüldüğü, koordinatları çağrı $\mathbf{K}'$, *X* ' *Y* ', *Z*'ve dönüşüm denklemlerimizin iki yönlü uygulamasıyla elde ederiz

$$\begin{aligned}
t' &= \phi(-v)\beta(-v)(\tau + v\xi/c^2) &&= \phi(v)\phi(-v)t,\\
x' &= \phi(-v)\beta(-v)(\xi + v\tau) &&= \phi(v)\phi(-v)x,\\
y' &= \phi(-v)\eta &&= \phi(v)\phi(-v)y,\\
z' &= \phi(-v)\zeta &&= \phi(v)\phi(-v)z.
\end{aligned}$$

X ', *y* ', *z* 've *x* , *y* , *z* arasındaki ilişkiler *t* süresini içermediğinden, K sistemleri ve $\mathbf{K}'$ birbirlerine göre hareketsizdirler ve K'den dönüşümün $\mathbf{K}'$ olması gerektiği açıktır özdeş dönüşüm. Böylece

$$\phi(v)\phi(-v) = 1.$$

Şimdi anlamını araştırıyoruz $\phi(v)$. Biz sistemi Y ekseni o kısmına dikkatimizi vermek *k* hangi yalan arasındaki $\xi=0, \eta=0, \zeta=0$ ve $\xi=0, \eta=l, \zeta=0$. Y ekseninin bu kısmı, K sistemine göre *v* hızıyla eksenine dik olarak hareket eden bir çubuktur . Uçları K'de koordinatlara sahiptir.

$$x_1 = vt,\ y_1 = \frac{l}{\phi(v)},\ z_1 = 0$$

ve

$$x_2 = vt,\ y_2 = 0,\ z_2 = 0.$$

Bu nedenle, K cinsinden ölçülen çubuğun uzunluğu $l/\phi(v)$; ve bu bize fonksiyonun anlamını verir $\phi(v)$. Simetri nedenlerinden, sabit sistemde ölçülen eksenine dik olarak hareket eden belirli bir çubuğun uzunluğunun hareketin yönüne ve hissine değil, sadece hıza bağlı olması gerektiği artık açıktır. Sabit sistemde ölçülen hareketli çubuğun uzunluğu, bu nedenle, eğer *v* ve - *v* değiştirilirse değişmez . Dolayısıyla bunu takip eder $l/\phi(v) = l/\phi(-v)$ veya

$$\phi(v) = \phi(-v).$$

Bu ilişkiden ve daha önce bulunan ilişkiden kaynaklanır $\phi(v) = 1$, böylece bulunan dönüşüm denklemleri haline gelir

$$\begin{aligned} \tau &= \beta(t - vx/c^2), \\ \xi &= \beta(x - vt), \\ \eta &= y, \\ \zeta &= z, \end{aligned}$$

nerede

$$\beta = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

§ 4. Hareketli Katı Cisimler ve Hareket Eden Saatlere Göre Elde Edilen Denklemlerin Fiziksel Anlamları

Hareket eden sistem *k'ye göre* hareketsiz durumda ve merkezi *k* koordinatlarının başlangıcında olan R yarıçaplı sert bir küre [6] tasavvur ediyoruz . Hız ile sistem K nispeten hareketli, bu küre yüzeyinin denklemi *v* olduğu

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = \mathrm{R}^2.$$

Bu yüzeyin $t = 0$ anında x , y , z cinsinden ifade edilen denklemi

$$\frac{x^2}{(\sqrt{1 - v^2/c^2})^2} + y^2 + z^2 = \mathrm{R}^2.$$

Hareketsiz durumda ölçülen, bir küre biçimine sahip olan sert bir cisim, bu nedenle hareket durumunda - sabit sistemden bakıldığında - eksenlerle birlikte bir dönme elipsoidi biçimine sahiptir.

$$\mathrm{R}\sqrt{1 - v^2/c^2},\ \mathrm{R},\ \mathrm{R}.$$

Böylece, kürenin Y ve Z boyutları (ve dolayısıyla hangi biçimde olursa olsun her katı cismin) hareket tarafından değiştirilmiş görünmezken, X boyutu oranda kısaltılmış

$$1 : \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

görünür , yani *v'nin* değeri ne kadar büyükse , kısalma daha büyüktür. İçin $v = C$ tüm hareketli düzlem rakamlar “sabit” sistem büzüşmeli kadar nesnelerin-izlendi. [*2] Işığın hızından daha yüksek hızlar için tartışmalarımız anlamsız hale gelir; Bununla birlikte, bundan sonra, teorimizdeki ışık hızının fiziksel olarak sonsuz büyük bir hızın rolünü oynadığını bulacağız.

Aynı sonuçların, düzgün hareket eden bir sistemden bakıldığında, "sabit" sistemde hareketsiz duran vücutları tuttuğu açıktır.

Ayrıca, hareketsiz sisteme göre hareketsizken *t* zamanını işaretlemek için nitelikli saatlerden birinin τ ve hareketli sisteme göre hareketsiz kaldığı zamanın *k* koordinatlarının başlangıcında yer aldığını hayal ediyoruz . ve bu nedenle zaman işaretler olduğunu ayarlanır τ. Sabit sistemden bakıldığında bu saatin oranı nedir?

τ Saatin konumunu ifade eden x, t ve miktarları arasında, açıkça, $x = vt$ ve

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}(t - vx/c^2).$$

Bu nedenle,

$$\tau = t\sqrt{1 - v^2/c^2} = t - (1 - \sqrt{1 - v^2/c^2})t$$

bunun sonucu olarak, saat tarafından işaretlenen zaman (sabit sistemde

$$1 - \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

görüntülenen) saniyede saniye kadar yavaş veya - dördüncü ve daha yüksek mertebenin büyüklükleri ihmal edilerek - by $\frac{1}{2}v^2/c^2$.

Bundan şu tuhaf sonuç ortaya çıkar. K'nin A ve B noktalarında, sabit sistemde görüntülenen, senkron olan sabit saatler varsa; ve eğer A'daki saat AB'den B'ye doğru *v* hızıyla hareket ettirilirse , o zaman B'ye vardığında iki saat artık senkronize olmaz, ancak A'dan B'ye giden saat, B'de kalan diğerinin gerisinde kalır. $\frac{1}{2}tv^2/c^2$ (dördüncü ve daha yüksek mertebeden büyüklüklere kadar), *t* A'dan B'ye yolculukta işgal edilen zamandır

Saat herhangi bir poligonal çizgide A'dan B'ye hareket ettiğinde ve ayrıca A ve B noktaları çakıştığında bu sonucun hala geçerli olduğu hemen anlaşılıyor.

Bir poligonal doğru için kanıtlanan sonucun sürekli eğri bir çizgi için de geçerli olduğunu varsayarsak, şu sonuca ulaşırız: A'daki iki senkronize saatten biri, A'ya dönene kadar sabit hızla kapalı bir eğri içinde hareket ettirilirse, *t* saniye süren yolculuk , daha sonra hareketsiz kalan saat, A'ya vardığında gidilen saat $\frac{1}{2}tv^2/c^2$ ikinci yavaş olacaktır . Bu nedenle , ekvatordaki bir [7] nolu denge saatinin , aksi takdirde aynı koşullar altında kutuplardan birine yerleştirilmiş tam olarak benzer bir saate göre çok küçük bir miktarda daha yavaş ilerlemesi gerektiği sonucuna varıyoruz .

§ 5. Hızların Bileşimi

Sistem içinde *k* hızı sistem K, X ekseni boyunca hareket eden *v* , denklemleri ile uyumlu olarak, bir nokta taşınmasına izin

$$\xi = w_\xi \tau, \eta = w_\eta \tau, \zeta = 0,$$

sabitleri nerede w_ξ ve w_η gösterir.

Gerekli: Noktanın K sistemine göre hareketi. § 3'te geliştirilen dönüşüm denklemlerinin yardımıyla , noktanın hareket denklemlerine *x* , *y* , *z* , *t* miktarlarını dahil edersek, elde ederiz

$$\begin{aligned} x &= \frac{w_\xi + v}{1 + vw_\xi/c^2} t, \\ y &= \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 + vw_\xi/c^2} w_\eta t, \\ z &= 0. \end{aligned}$$

Dolayısıyla, hızların paralelkenarı yasası, teorimize göre yalnızca bir ilk yaklaşım için geçerlidir. Ayarladık

$$
\begin{aligned}
V^2 &= \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2,\\
w^2 &= w_\xi^2 + w_\eta^2,\\
a &= \tan^{-1} w_\eta / w_\xi,
\end{aligned}
$$ [*3]

a , *v* ve *w* hızları arasındaki açı olarak ele alınmalıdır . Basit bir hesaplamadan sonra [*4]

$$V = \frac{\sqrt{(v^2 + w^2 + 2vw\cos a) - (vw\sin a/c)^2}}{1 + vw\cos a/c^2}.$$

V ve *w'nin* sonuçtaki hızın ifadesine simetrik bir şekilde girdiği dikkate değerdir . Eğer *ağırlık* da X ekseninin yönünü vardır, elde ederiz

$$V = \frac{v + w}{1 + vw/c^2}.$$

O en az iki hızların bir bileşimden Bu denklemden aşağıdaki *c* , her zaman daha düşük bir hız husule *c* . Biz ayarlarsanız için $v = c - \kappa, w = c - \lambda$, κ ve λ pozitif ve daha az olmak *c* sonra,

$$V = c\frac{2c - \kappa - \lambda}{2c - \kappa - \lambda + \kappa\lambda/c} < c.$$

Ayrıca, ışık hızının *c* ışık hızından daha düşük bir hızda bileşim tarafından değiştirilemeyeceği sonucu çıkar. Bu durum için elde ederiz

$$V = \frac{c + w}{1 + w/c} = c.$$

§ 3'e göre iki dönüşümü birleştirerek, *v* ve *w'nin* aynı yöne sahip olduğu durum için V formülünü de elde edebilirdik . Sistemlerine ek olarak K ise *k* fıgur § 3 hala koordine başka sistemi tanıtmak *k* için "hareket eden paralel *k* , başlangıç noktası ekseni üzerinde hareket [*5] hız ile *ağırlık* biz miktarları arasındaki denklemler elde edilir *x* , *y* , *z* , *t* ve karşılık gelen *k* miktarları Ξ', § 3'te bulunan denklemlerden yalnızca " *v* " yerine miktarın alınmasıyla farklı olan

$$\frac{v + w}{1 + vw/c^2};$$

buradan böyle paralel dönüşümlerin - zorunlu olarak - bir grup oluşturduğunu görüyoruz.

Şimdi iki prensibimize karşılık gelen kinematik teorisinin gerekli yasalarını çıkardık ve bunların elektrodinamiğe uygulanmasını göstermeye devam ediyoruz.

II. ELEKTRODİNAMİK BÖLÜM

§ 6. Boş Alan için Maxwell-Hertz Denklemlerinin Dönüşümü. Hareket Sırasında Manyetik Alanda Meydana Gelen Elektromotor Kuvvetlerin Doğası Hakkında

Boş uzay için Maxwell-Hertz denklemlerinin durağan K sistemi için iyi kalmasına izin verin, böylece

$$\begin{array}{llll} \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{X}}{\partial t} = \frac{\partial \mathrm{N}}{\partial y} - \frac{\partial \mathrm{M}}{\partial z}, & \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{L}}{\partial t} = \frac{\partial \mathrm{Y}}{\partial z} - \frac{\partial \mathrm{Z}}{\partial y}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{Y}}{\partial t} = \frac{\partial \mathrm{L}}{\partial z} - \frac{\partial \mathrm{N}}{\partial x}, & \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{M}}{\partial t} = \frac{\partial \mathrm{Z}}{\partial x} - \frac{\partial \mathrm{X}}{\partial z}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{Z}}{\partial t} = \frac{\partial \mathrm{M}}{\partial x} - \frac{\partial \mathrm{L}}{\partial y}, & \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{N}}{\partial t} = \frac{\partial \mathrm{X}}{\partial y} - \frac{\partial \mathrm{Y}}{\partial x}, \end{array}$$

(X, Y, Z) elektrik kuvvetinin vektörünü ve (L, M, N) manyetik kuvvetin vektörünü belirtir.

Bu denklemlere, § 3'te geliştirilen dönüşümü , elektromanyetik süreçleri oradaki koordinat sistemine atıfta bulunarak, *v* hızıyla hareket ettirerek uygularsak , denklemleri elde ederiz * 6

$$\begin{aligned} \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial \eta}\left\{\beta\left(\mathrm{N} - \frac{v}{c}\mathrm{Y}\right)\right\} - \frac{\partial}{\partial \zeta}\left\{\beta\left(\mathrm{M} + \frac{v}{c}\mathrm{Z}\right)\right\}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial \tau}\left\{\beta\left(\mathrm{Y} - \frac{v}{c}\mathrm{N}\right)\right\} &= \frac{\partial \mathrm{L}}{\partial \zeta} - \frac{\partial}{\partial \xi}\left\{\beta\left(\mathrm{N} - \frac{v}{c}\mathrm{Y}\right)\right\}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial \tau}\left\{\beta\left(\mathrm{Z} + \frac{v}{c}\mathrm{M}\right)\right\} &= \frac{\partial}{\partial \xi}\left\{\beta\left(\mathrm{M} + \frac{v}{c}\mathrm{Z}\right)\right\} - \frac{\partial \mathrm{L}}{\partial \eta}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{L}}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial \zeta}\left\{\beta\left(\mathrm{Y} - \frac{v}{c}\mathrm{N}\right)\right\} - \frac{\partial}{\partial \eta}\left\{\beta\left(\mathrm{Z} + \frac{v}{c}\mathrm{M}\right)\right\}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial \tau}\left\{\beta\left(\mathrm{M} + \frac{v}{c}\mathrm{Z}\right)\right\} &= \frac{\partial}{\partial \xi}\left\{\beta\left(\mathrm{Z} + \frac{v}{c}\mathrm{M}\right)\right\} - \frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \zeta}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial \tau}\left\{\beta\left(\mathrm{N} - \frac{v}{c}\mathrm{Y}\right)\right\} &= \frac{\partial \mathrm{X}}{\partial \eta} - \frac{\partial}{\partial \xi}\left\{\beta\left(\mathrm{Y} - \frac{v}{c}\mathrm{N}\right)\right\}, \end{aligned}$$

nerede

$$\beta = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

Şimdi görelilik ilkesi, boş uzay için Maxwell-Hertz denklemlerinin K sisteminde iyi durumda olması durumunda, *k* sisteminde de iyi durumda olmalarını gerektirir ; demek ki bu elektrik ve manyetik kuvvet-(vektörler X', Y', Z') ve (L', M', N') hareket sistemi -of *k* , sırasıyla elektriksel veya manyetik kitleler üzerindeki kütleye etkileri ile tanımlanır, aşağıdaki denklemleri karşılayan: -

$$\begin{array}{llll} \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{X}'}{\partial \tau} = \frac{\partial \mathrm{N}'}{\partial \eta} - \frac{\partial \mathrm{M}'}{\partial \zeta}, & \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{L}'}{\partial \tau} = \frac{\partial \mathrm{Y}'}{\partial \zeta} - \frac{\partial \mathrm{Z}'}{\partial \eta}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{Y}'}{\partial \tau} = \frac{\partial \mathrm{L}'}{\partial \zeta} - \frac{\partial \mathrm{N}'}{\partial \xi}, & \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{M}'}{\partial \tau} = \frac{\partial \mathrm{Z}'}{\partial \xi} - \frac{\partial \mathrm{X}'}{\partial \zeta}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{Z}'}{\partial \tau} = \frac{\partial \mathrm{M}'}{\partial \xi} - \frac{\partial \mathrm{L}'}{\partial \eta}, & \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{N}'}{\partial \tau} = \frac{\partial \mathrm{X}'}{\partial \eta} - \frac{\partial \mathrm{Y}'}{\partial \xi}. \end{array}$$

Açıktır ki, *k* sistemi için bulunan iki denklem sistemi tam olarak aynı şeyi ifade etmelidir, çünkü her iki denklem sistemi de K sistemi için Maxwell-Hertz denklemlerine eşittir. vektörler için semboller, denklem sistemlerinde karşılık gelen yerlerde meydana gelen $\psi(v)$ fonksiyonların, bir denklem sisteminin tüm fonksiyonları için ortak olan ve bunlardan bağımsız ξ, η, ζ ve τ ancak buna bağlı olan bir faktör haricinde uyuşması gerektiğini takip eder. üzerine *v* . Böylece ilişkilerimiz var

$$\begin{aligned} X' &= \psi(v)X, & L' &= \psi(v)L, \\ Y' &= \psi(v)\beta\left(Y - \tfrac{v}{c}N\right), & M' &= \psi(v)\beta\left(M + \tfrac{v}{c}Z\right), \\ Z' &= \psi(v)\beta\left(Z + \tfrac{v}{c}M\right), & N' &= \psi(v)\beta\left(N - \tfrac{v}{c}Y\right). \end{aligned}$$

Şimdi bu denklem sisteminin karşılığını, önce elde edilen denklemleri çözerek ve ikinci olarak denklemleri hız - *v* ile karakterize edilen ters dönüşüme (*k'dan* K'ya) uygulayarak oluşturursak , bunu izler, Bu şekilde elde edilen iki denklem sisteminin aynı olması gerektiğini düşünüyoruz, yani $\psi(v)\psi(-v) = 1$. Dahası, simetri nedenlerinden [8] ve dolayısıyla

$$\psi(v) = 1,$$

ve denklemlerimiz formu alıyor

$$\begin{aligned} X' &= X, & L' &= L, \\ Y' &= \beta\left(Y - \tfrac{v}{c}N\right), & M' &= \beta\left(M + \tfrac{v}{c}Z\right), \\ Z' &= \beta\left(Z + \tfrac{v}{c}M\right), & N' &= \beta\left(N - \tfrac{v}{c}Y\right). \end{aligned}$$

Bu denklemlerin yorumlanmasına gelince, şu açıklamaları yapıyoruz: Sabit sistem K'de ölçüldüğünde, bir elektrik noktası yükünün "bir" büyüklüğüne sahip olmasına izin verin, yani durağan sistemde hareketsizken üzerine bir dyne kuvvet uygulamasına izin verin. bir cm mesafede eşit miktarda elektrik. Görelilik ilkesine göre bu elektrik yükü, hareketli sistemde ölçüldüğünde "bir" büyüklüğündedir. Bu elektrik miktarı durağan sisteme göre hareketsizse, o zaman tanım gereği vektör (X, Y, Z) üzerine etki eden kuvvete eşittir. Elektrik miktarı nispeten (en azından ilgili anda) hareketli sistemine geri kalan kısmında ise, o zaman hareket sisteminde ölçülen bunun üzerine etki eden kuvvet, (vektöre eşittir X' , Y' ,Z'). Sonuç olarak, yukarıdaki ilk üç denklem, aşağıdaki iki şekilde kelimelerle giydirilmelerine izin verir: -

1. Bir elektromanyetik alanda bir birim elektrik nokta yükü hareket halindeyse, elektrik kuvvetine ek olarak, *v* / *c'nin* ikinci ve daha yüksek güçleri ile çarpılan terimleri ihmal edersek, ona bir "elektromotor kuvveti" de etki eder , yükün hızının ve manyetik kuvvetin vektör-çarpımının ışık hızına bölünmesine eşittir. (Eski ifade biçimi.)
2. Bir birim elektrik nokta yükü elektromanyetik bir alanda hareket halindeyse, ona etki eden kuvvet, yükün bulunduğu yerde mevcut olan ve alanın bir eş-yük sistemine dönüştürülmesiyle tespit ettiğimiz elektrik kuvvetine eşittir. elektrik yüküne göre hareketsiz haldeki koordinatlar. (Yeni ifade biçimi.)

Benzetme "manyetomotor kuvvetler" ile geçerlidir. Elektromotor kuvvetin, geliştirilen teoride yalnızca, girişini, elektrik ve manyetik kuvvetlerin koordinatlar sisteminin hareket durumundan bağımsız olarak var olmadığı durumuna borçlu olan yardımcı bir kavramın parçası olarak oynadığını görüyoruz.

Ayrıca, bir mıknatısın ve bir iletkenin göreceli hareketinin ürettiği akımları düşündüğümüzde ortaya çıkan girişte bahsedilen asimetrinin artık ortadan kalktığı açıktır. Dahası, elektrodinamik elektromotor kuvvetlerinin (tek kutuplu makineler) “yeri” ile ilgili soruların artık bir anlamı yok.

§ 7. Doppler İlkesi ve Sapma Teorisi

K sisteminde, koordinatların kökeninden çok uzakta, koordinatların kökenini içeren uzayın bir kısmında denklemlerle yeterli bir yaklaşımla temsil edilebilen bir elektrodinamik dalga kaynağı olsun.

$$\begin{aligned} \mathrm{X} &= \mathrm{X}_0 \sin\Phi, & \mathrm{L} &= \mathrm{L}_0 \sin\Phi, \\ \mathrm{Y} &= \mathrm{Y}_0 \sin\Phi, & \mathrm{M} &= \mathrm{M}_0 \sin\Phi, \\ \mathrm{Z} &= \mathrm{Z}_0 \sin\Phi, & \mathrm{N} &= \mathrm{N}_0 \sin\Phi, \end{aligned}$$

nerede

$$\Phi = \omega\left\{t - \frac{1}{c}(lx + my + nz)\right\}.$$

Burada (X_0, Y_0, Z_0) ve (L_0, M_0, N_0) dalga tren genliğini tanımlayan vektörler ve vardır *l* , *m* , *n,* dalga normaller yön kosinüs. Bu dalgaların oluşumunu, *k* hareketli sistemde hareketsiz bir gözlemci tarafından incelendiğinde bilmek istiyoruz .

Elektrik ve manyetik kuvvetler için § 6'da bulunan dönüşüm denklemlerini ve koordinatlar ve zaman için § 3'te bulunanları uygulayarak, doğrudan elde ederiz

$$\begin{aligned} \mathrm{X}' &= \mathrm{X}_0 \sin\Phi', & \mathrm{L}' &= \mathrm{L}_0 \sin\Phi', \\ \mathrm{Y}' &= \beta(\mathrm{Y}_0 - v\mathrm{N}_0/c)\sin\Phi', & \mathrm{M}' &= \beta(\mathrm{M}_0 + v\mathrm{Z}_0/c)\sin\Phi', \\ \mathrm{Z}' &= \beta(\mathrm{Z}_0 + v\mathrm{M}_0/c)\sin\Phi', & \mathrm{N}' &= \beta(\mathrm{N}_0 - v\mathrm{Y}_0/c)\sin\Phi', \end{aligned}$$
$$\Phi' = \omega'\left\{\tau - \tfrac{1}{c}(l'\xi + m'\eta + n'\zeta)\right\}$$

nerede

$$\begin{aligned} \omega' &= \omega\beta(1 - lv/c), \\ l' &= \frac{l - v/c}{1 - lv/c}, \\ m' &= \frac{m}{\beta(1 - lv/c)}, \\ n' &= \frac{n}{\beta(1 - lv/c)}. \end{aligned}$$

Denklemden, ω' bir gözlemci *v* hızıyla göreceli olarak sonsuz uzaktaki bir frekans ışık

kaynağına hareket ediyorsa ν, bağlantı hattı "kaynak-gözlemci", ϕ atıfta bulunulan gözlemcinin hızıyla açıyı oluşturacak şekilde çıkar. Işık kaynağına göre hareketsiz durumda olan bir koordinat sistemi ν', gözlemci tarafından algılanan ışığın frekansı denklemle verilir

$$\nu' = \nu \frac{1 - \cos\phi \cdot v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Bu, herhangi bir hız için Doppler'in prensibidir. $\phi = 0$ Denklem açık formu aldığında

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}.$$

Bunu, alışılmış görüşün aksine, ne zaman görüyoruz $v = -c, \nu' = \infty$.

Biz hareket sistemdeki dalga normal (ray yönünde) arasındaki açı ve bağlantı hattı "kaynak gözlemci" çağrı ise ϕ', denklemi ϕ' 7 * biçimini aldığı

$$\cos\phi' = \frac{\cos\phi - v/c}{1 - \cos\phi \cdot v/c}.$$

Bu denklem, en genel haliyle sapma yasasını ifade eder. Eğer $\phi = \frac{1}{2}\pi$ denklem basit hale gelir,

$$\cos\phi' = -v/c.$$

Hareket eden sistemde göründüğü şekliyle dalgaların genliğini bulmamız gerekiyor. Elektrik veya manyetik kuvvetin genliğini A veya A' sırasıyla, buna göre sabit sistemde veya hareketli sistemde ölçüldüğünde elde ederiz.

$$\mathrm{A}'^2 = \mathrm{A}^2 \frac{(1 - \cos\phi \cdot v/c)^2}{1 - v^2/c^2}$$

hangi denklem, eğer $\phi = 0$, basitleştiriyor

$$\mathrm{A}'^2 = \mathrm{A}^2 \frac{1 - v/c}{1 + v/c}.$$

Bu sonuçlardan, *c* hızıyla bir ışık kaynağına yaklaşan bir gözlemci için bu ışık kaynağının sonsuz yoğunlukta görünmesi gerektiği sonucu çıkar.

§ 8. Işık Işınlarının Enerjisinin Dönüşümü. Mükemmel Reflektörlere Uygulanan Radyasyon Basıncı Teorisi

Yana $A^2/8\pi$ hacim birimi başına ışığın enerjiye eşittir, biz konuda gereken $A'^2/8\pi$ hareketli sistemde ışık enerjisi olarak, görelilik ilkesi ile,. Bu nedenle A'^2/A^2, bir ışık kompleksinin hacmi K veya *k* cinsinden ölçüldüğünde aynı olsaydı, belirli bir ışık kompleksinin "hareket halinde ölçülen" enerjisinin "hareketsizken ölçülen" enerjisine oranı olurdu . Ancak durum bu değil. Eğer *l* , *m* , *n* , durağan sistemdeki ışığın dalga-normallerinin yön-kosinüsiyse, ışık hızıyla hareket eden küresel bir yüzeyin yüzey elemanlarından enerji geçmez: -

$$(x - lct)^2 + (y - mct)^2 + (z - nct)^2 = R^2.$$

Bu nedenle, bu yüzeyin aynı ışık kompleksini kalıcı olarak çevrelediğini söyleyebiliriz. Biz sistem bakıldığında bu yüzeyin çevrelediği enerji miktarı, yapmanız gerektiğini sorun *k* hafif kompleksin enerjisine nispeten sistemi vardır, *k* .

Küresel yüzey görüntülenen hareket anda bir elipsoid yüzey için denklem, sistem-olduğu $\tau = 0$, olduğu

$$(\beta\xi - l\beta\xi v/c)^2 + (\eta - m\beta\xi v/c)^2 + (\zeta - n\beta\xi v/c)^2 = R^2.$$

S, kürenin S' hacmiyse ve bu elipsoidin hacmiyse, basit bir hesaplama ile

$$\frac{S'}{S} = \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - \cos\phi \cdot v/c}.$$

Böylece sabit sistemde E' ölçüldüğünde ve hareketli sistemde ölçüldüğünde bu yüzeyle çevrelenen ışık enerjisine E adını verirsek,

$$\frac{E'}{E} = \frac{A'^2 S'}{A^2 S} = \frac{1 - \cos\phi \cdot v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

ve bu formül, ne zaman $\phi = 0$,

$$\frac{E'}{E} = \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}.$$

Bir ışık kompleksinin enerjisi ve frekansının, aynı yasaya göre gözlemcinin hareket durumuna göre değişmesi dikkat çekicidir.

Şimdi koordinat düzlemi $\xi = 0$, § 7'de ele alınan düzlem dalgalarının yansıtıldığı , mükemmel şekilde yansıtan bir yüzey olsun . Yansıyan yüzeye uygulanan ışığın basıncını ve yansımadan sonra ışığın yönü, frekansı ve yoğunluğunu ararız.

Tesadüfi ışığın A $\cos\phi$,, ν (K sistemine atıfta bulunulur) miktarlarıyla tanımlanmasına izin verin . Bakıldığında *k* gelen miktarları şunlardır

$$\begin{aligned} A' &= A\frac{1-\cos\phi\cdot v/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \\ \cos\phi' &= \frac{\cos\phi - v/c}{1-\cos\phi\cdot v/c}, \\ \nu' &= \nu\frac{1-\cos\phi\cdot v/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \end{aligned}$$

Yansıtılan ışık için, süreci *k* sistemine atıfta bulunarak, elde ederiz

$$\begin{aligned} A'' &= A' \\ \cos\phi'' &= -\cos\phi' \\ \nu'' &= \nu' \end{aligned}$$

Son olarak, sabit sistem K'ye geri dönerek, yansıyan ışığı elde ederiz.

$$\begin{aligned} A''' &= A''\frac{1+cos\phi''\cdot v/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = A\frac{1-2\cos\phi\cdot v/c+v^2/c^2}{1-v^2/c^2}, \\ \cos\phi''' &= \frac{\cos\phi''+v/c}{1+\cos\phi''\cdot v/c} = -\frac{(1+v^2/c^2)\cos\phi - 2v/c}{1-2\cos\phi\cdot v/c+v^2/c^2}, \\ \nu''' &= \nu''\frac{1+\cos\phi''\cdot v/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \nu\frac{1-2\cos\phi\cdot v/c+v^2/c^2}{1-v^2/c^2}. \end{aligned}$$

Birim zamanda aynanın birim alanına gelen enerji (sabit sistemde ölçülmüştür) açıktır $A^2(c\cos\phi - v)/8\pi$. Birim zaman biriminde ayna yüzey biriminden ayrılan enerjidir $A'''^2(-c\cos\phi''' + v)/8\pi$. Bu iki ifadenin farkı, enerji ilkesi gereği, zaman biriminde ışığın basıncıyla yapılan iştir. Bu işi , P'nin ışığın basıncı olduğu P *v* çarpımına eşit olarak koyarsak , elde ederiz

$$P = 2\cdot\frac{A^2}{8\pi}\frac{(\cos\phi - v/c)^2}{1-v^2/c^2}.$$

Deney ve diğer teorilerle uyumlu olarak, bir ilk yaklaşıma ulaşıyoruz

$$P = 2 \cdot \frac{A^2}{8\pi} \cos^2 \phi.$$

Hareketli cisimlerin optiğindeki tüm sorunlar burada kullanılan yöntemle çözülebilir. Esas olan, hareket eden bir cisim tarafından etkilenen ışığın elektrik ve manyetik kuvvetinin, bedene göre hareketsiz haldeki bir koordinatlar sistemine dönüştürülmesidir. Bu sayede hareketli cisimlerin optiğindeki tüm sorunlar, sabit cisimlerin optiğindeki bir dizi soruna indirgenecektir.

§ 9. Konveksiyon Akımları Hesaba Katıldığında Maxwell-Hertz Denklemlerinin Dönüşümü

Denklemlerden başlıyoruz

$$\begin{aligned}
\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial X}{\partial t} + u_x \rho\right\} &= \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z}, & \frac{1}{c}\frac{\partial L}{\partial t} &= \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}, \\
\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial Y}{\partial t} + u_y \rho\right\} &= \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x}, & \frac{1}{c}\frac{\partial M}{\partial t} &= \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}, \\
\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial Z}{\partial t} + u_z \rho\right\} &= \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y}, & \frac{1}{c}\frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x},
\end{aligned}$$

nerede

$$\rho = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}$$

temsil eder 4π çarpı elektrik yoğunluğu ve (u_x , u_y , u_Z şarj) hız-vektörü. Elektrik yüklerinin değişmez bir şekilde küçük katı cisimlere (iyonlar, elektronlar) bağlı olduğunu hayal edersek, bu denklemler Lorentzian elektrodinamiğinin ve hareketli cisimlerin optiğinin elektromanyetik temelidir.

Bu denklemler K sisteminde geçerli olsun ve §§ 3 ve 6'da verilen dönüşüm denklemlerinin yardımıyla onları *k* sistemine dönüştürün . Daha sonra denklemleri elde ederiz

$$\begin{aligned}
\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial X'}{\partial \tau} + u_\xi \rho'\right\} &= \frac{\partial N'}{\partial \eta} - \frac{\partial M'}{\partial \zeta}, & \frac{1}{c}\frac{\partial L'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Y'}{\partial \zeta} - \frac{\partial Z'}{\partial \eta}, \\
\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial Y'}{\partial \tau} + u_\eta \rho'\right\} &= \frac{\partial L'}{\partial \zeta} - \frac{\partial N'}{\partial \xi}, & \frac{1}{c}\frac{\partial M'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Z'}{\partial \xi} - \frac{\partial X'}{\partial \zeta}, \\
\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial Z'}{\partial \tau} + u_\zeta \rho'\right\} &= \frac{\partial M'}{\partial \xi} - \frac{\partial L'}{\partial \eta}, & \frac{1}{c}\frac{\partial N'}{\partial \tau} &= \frac{\partial X'}{\partial \eta} - \frac{\partial Y'}{\partial \xi},
\end{aligned}$$

nerede

$$
\begin{aligned}
u_\xi &= \frac{u_x - v}{1 - u_x v/c^2}\\
u_\eta &= \frac{u_y}{\beta(1 - u_x v/c^2)}\\
u_\zeta &= \frac{u_z}{\beta(1 - u_x v/c^2)},
\end{aligned}
$$

ve

$$
\begin{aligned}
\rho' &= \frac{\partial \mathrm{X}'}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathrm{Y}'}{\partial \eta} + \frac{\partial Z'}{\partial \zeta}\\
&= \beta(1 - u_x v/c^2)\rho.
\end{aligned}
$$

Hızların toplanması teoreminden (§ 5) takip edildiği gibi, vektör (u_ξ, u_η, u_ζ) , *k* sisteminde ölçülen elektrik yükünün hızından başka bir şey olmadığından, kinematik ilkelerimiz temelinde, Lorentz'in hareketli cisimlerin elektrodinamiği teorisinin elektrodinamik temeli, görelilik ilkesiyle uyumludur.

Ek olarak, aşağıdaki önemli yasanın geliştirilen denklemlerden kolayca çıkarılabileceğini kısaca belirtebilirim: Eğer elektrik yüklü bir cisim, cisimle birlikte hareket eden bir koordinatlar sisteminden bakıldığında, yükünü değiştirmeden uzayda herhangi bir yerde hareket halindeyse, şarj da - "sabit" sistem K'den bakıldığında sabit kalır.

§ 10. Yavaş Hızlanan Elektronun Dinamikleri

Bir elektromanyetik alanda, hareket yasasına göre aşağıdaki gibi varsaydığımız elektrik yüklü bir parçacık (devamında "elektron" olarak adlandırılır) olsun:

Elektron belirli bir dönemde hareketsizse, elektronun hareketi, denklemlere göre bir sonraki anda ortaya çıkar.

$$
\begin{aligned}
m\frac{d^2x}{dt^2} &= \epsilon \mathrm{X}\\
m\frac{d^2y}{dt^2} &= \epsilon \mathrm{Y}\\
m\frac{d^2z}{dt^2} &= \epsilon \mathrm{Z}
\end{aligned}
$$

burada x , y , z elektronun koordinatlarını ve m , hareketi yavaş olduğu sürece elektronun kütlesini gösterir.

Şimdi ikinci olarak, belirli bir çağdaki elektronun hızı *v olsun* . Zamanın hemen ardından gelen anlarda elektronun hareket yasasını ararız.

Düşüncelerimizin genel karakterini etkilemeksizin, dikkatimizi verdiğimiz anda elektronun koordinatların başlangıcında olduğunu ve X ekseni boyunca *v* hızıyla hareket ettiğini varsayabiliriz ve varsayacağız . Bu durumda, verilen anda ($t = 0$) elektronun, X ekseni boyunca *v* hızıyla paralel hareket eden bir koordinatlar sistemine görece hareketsiz olduğu açıktır .

Yukarıdaki varsayımdan, görelilik ilkesiyle birlikte, hemen takip eden zamanda (küçük *t* değerleri için) *k* sisteminden bakıldığında elektronun denklemlere göre hareket ettiği açıktır.

$$\begin{aligned} m\frac{d^2\xi}{d\tau^2} &= \epsilon\mathrm{X}', \\ m\frac{d^2\eta}{d\tau^2} &= \epsilon\mathrm{Y}', \\ m\frac{d^2\zeta}{d\tau^2} &= \epsilon\mathrm{Z}', \end{aligned}$$

hangi semboller ξ, η, ζ, X', Y', Z' sistem bakınız *k* . Ayrıca, $t = x = y = z = 0$ olduğunda $\tau = \xi = \eta = \zeta = 0$, §§ 3 ve 6'nın dönüşüm denklemlerinin iyi durumda olduğuna karar verirsek,

$$\xi = \beta(x - vt), \eta = y, \zeta = z, \tau = \beta(t - vx/c^2),$$
$$\mathrm{X}' = \mathrm{X}, \mathrm{Y}' = \beta(\mathrm{Y} - v\mathrm{N}/c), \mathrm{Z}' = \beta(\mathrm{Z} + v\mathrm{M}/c).$$

Bu denklemlerin yardımıyla yukarıdaki hareket denklemlerini *k* sisteminden K sistemine dönüştürüyoruz ve elde ediyoruz

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{\epsilon}{m\beta^3}\mathrm{X} \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{\epsilon}{m\beta}\left(\mathrm{Y} - \frac{v}{c}\mathrm{N}\right) \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{\epsilon}{m\beta}\left(\mathrm{Z} + \frac{v}{c}\mathrm{M}\right) \end{aligned}\right\} \quad \cdots \quad \textbf{(A)}$$

Sıradan bir bakış açısıyla hareket eden elektronun "boyuna" ve "enine" kütlesini araştırıyoruz. Denklemleri **(A)** şeklinde yazıyoruz

$$\begin{aligned} m\beta^3\frac{d^2x}{dt^2} &= \epsilon\mathrm{X} &&= \epsilon\mathrm{X}', \\ m\beta^2\frac{d^2y}{dt^2} &= \epsilon\beta\left(\mathrm{Y} - \frac{v}{c}\mathrm{N}\right) &&= \epsilon\mathrm{Y}', \\ m\beta^2\frac{d^2z}{dt^2} &= \epsilon\beta\left(\mathrm{Z} + \frac{v}{c}\mathrm{M}\right) &&= \epsilon\mathrm{Z}', \end{aligned}$$

ve bu ilk sözler $\epsilon\mathrm{X}'$, $\epsilon\mathrm{Y}'$, $\epsilon\mathrm{Z}'$ elektron etki eden kütleye kuvvet bileşenleri, ve elektron ile aynı hız ile elektron ile şu anda hareket eden bir sistem içinde görüldüğü gibi, çok gerçekten vardır. (Bu kuvvet, örneğin, son bahsedilen sistemde hareketsiz durumdaki bir yay dengesi ile ölçülebilir.) Şimdi, bu kuvveti basitçe "elektrona etki eden kuvvet" [9] olarak adlandırırsak ve denklemi sürdürürsek - kütle

× ivme = kuvvet - ve ivmelerin sabit sistem K'de ölçülmesine de karar verirsek, yukarıdaki denklemlerden çıkarırız.

$$\text{Longitudinal mass} = \frac{m}{(\sqrt{1-v^2/c^2})^3}.$$

$$\text{Transverse mass} = \frac{m}{1-v^2/c^2}.$$

Kuvvet ve ivmenin farklı bir tanımıyla doğal olarak kütleler için başka değerler elde etmeliyiz. Bu bize gösteriyor ki, elektronun hareketinin farklı teorilerini karşılaştırırken çok dikkatli davranmamız gerekiyor.

Kütle ile ilgili bu sonuçların aynı zamanda düşünülebilir malzeme noktaları için de geçerli olduğunu belirtiyoruz, çünkü *ne kadar küçük olursa olsun* , bir elektrik yükü eklenerek (bizim anlamımıza göre) düşünülebilir bir malzeme noktası bir elektron haline getirilebilir .

Şimdi elektronun kinetik enerjisini belirleyeceğiz. Bir elektron, bir elektrostatik kuvvet X'in etkisi altında X ekseni boyunca K sisteminin koordinatlarının başlangıcında hareketsiz durumdan hareket ederse, elektrostatik alandan çekilen enerjinin değere sahip olduğu açıktır $\int \epsilon \mathrm{X}\, dx$. Elektron yavaşça hızlandırılacağından ve sonuç olarak radyasyon şeklinde herhangi bir enerji veremeyeceğinden, elektrostatik alandan çekilen enerji, elektronun hareket enerjisine W eşit olarak düşürülmelidir. Düşündüğümüz tüm hareket süreci boyunca, denklemlerden **(A)** ilkinin geçerli olduğunu akılda tutarak , bu nedenle elde ederiz

$$\begin{aligned}\mathrm{W} &= \int \epsilon \mathrm{X}\, dx = m\int_0^v \beta^3 v\, dv \\ &= mc^2\left\{\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-1\right\}.\end{aligned}$$

Böylece, $v = c$ olduğunda , W sonsuz olur. Işığın hızından daha yüksek hızların - önceki sonuçlarımızda olduğu gibi - varolma olasılığı yoktur.

Kinetik enerjinin bu ifadesi, yukarıda belirtilen argüman sayesinde, düşünülebilir kütleler için de geçerli olmalıdır.

Şimdi denklem sisteminden **(A) kaynaklanan** ve deney için erişilebilir olan elektron hareketinin özelliklerini sıralayacağız.

1. Sistemin ikinci denklemden **(A),** bir elektrik gücü Y ve bir manyetik kuvvet, N hız ile hareket eden bir elektron eşit derecede güçlü saptırıcı etkiye sahip olduğu sonucu *v* zaman $\mathrm{Y} = \mathrm{N}v/c$. Böylece teorimiz sayesinde, elektronun hızını, herhangi bir hız için sapmanın manyetik gücünün bükülme A_m elektrik gücüne oranından A_e kanunu uygulayarak belirlemenin mümkün olduğunu görüyoruz. $\frac{\mathrm{A}_m}{\mathrm{A}_e} = \frac{v}{c}.$

Bu ilişki deneysel olarak test edilebilir, çünkü elektronun hızı, örneğin, hızla salınan elektrik ve manyetik alanlar aracılığıyla doğrudan ölçülebilir.

2. Elektronun kinetik enerjisinin çıkarımından, elektronun potansiyel farkı, geçilen P ile elde edilen hız *v* arasında bir ilişki olması gerektiği anlaşılmaktadır.

$$\mathrm{P} = \int \mathrm{X} dx = \frac{m}{\epsilon} c^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right\}.$$

3. Elektronun hızına dik olarak hareket eden bir manyetik kuvvet N (tek saptırma kuvveti olarak) mevcut olduğunda, elektronun yolunun eğrilik yarıçapını hesaplıyoruz. Denklemlerin **(A)** ikincisinden elde ederiz

$$-\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{v^2}{\mathrm{R}} = \frac{\epsilon}{m} \frac{v}{c} \mathrm{N} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

veya

$$\mathrm{R} = \frac{mc^2}{\epsilon} \cdot \frac{v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \cdot \frac{1}{\mathrm{N}}.$$

Bu üç ilişki, buradaki teoriye göre elektronun hareket etmesi gereken yasaların eksiksiz bir ifadesidir.

Sonuç olarak, burada ele alınan sorun üzerinde çalışırken, arkadaşım ve meslektaşım M. Besso'nun sadık yardımlarını aldığımı ve ona birkaç değerli öneriden dolayı minnettar olduğumu söylemek istiyorum.

Dipnotlar

1. Lorentz'in önceki hatırası şu anda yazar tarafından bilinmiyordu.

2. yani ilk yaklaşıma.

3. Burada, iki olayın eşzamanlılığı kavramında gizlenen, ancak bir soyutlamayla ortadan kaldırılabilen, yaklaşık olarak aynı yerde bulunan yanlışlığı tartışmayacağız.

4. Buradaki "zaman", "sabit sistemin zamanını" ve ayrıca "tartışılan yerde bulunan hareketli saatin ellerinin konumunu" ifade eder.

5. Lorentz dönüşümünün denklemleri, bu denklemler sayesinde $x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2$ ilişkisinin sonucu olarak ikinci ilişkiye sahip olması koşulundan daha basit bir şekilde

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = c^2 \tau^2$$

çıkarılabilir .

6. Yani, istirahatte incelendiğinde küresel forma sahip bir vücut.

7. Fiziksel olarak Dünya'nın ait olduğu bir sistem olan sarkaçlı bir saat değil. Bu davanın dışlanması gerekiyordu.

8. Örneğin, X = Y = Z = L = M = 0 ve N $\neq$ 0 ise, simetri nedenlerinden, v işareti sayısal değerini değiştirmeden değiştirdiğinde, sayısal değerini Y' değiştirmeden işareti de değiştirmesi gerektiği açıktır.

9. Burada verilen kuvvet tanımı, ilk olarak M. Planck tarafından gösterildiği gibi avantajlı değildir. Gücü, momentum ve enerji yasalarının en basit biçimi alacak şekilde tanımlamak daha önemlidir.

Editörün Notları

* 1- Einstein’ın orijinal makalesinde, *k* Ξ hareketli sistemin koordinatları için semboller (, H, Z), açıkça tanımlanmadan tanıtıldı. 1923 İngilizce çevirisinde (X, Y, Z) kullanıldı ve sabit sistem K'deki X koordinatları ile hareketli sistem *k'deki* paralel eksen arasında bir belirsizlik yarattı . Burada ve sonraki referanslarda , sistemin K'ye göre çeviri yaptığı *k* sisteminin eksenine atıfta bulunurken kullanıyoruz.Ayrıca , bu cümlede daha sonra 1923 İngilizce çevirisinde sisteme yapılan atıf yanlış olarak " *k* " olarak verildi. .$\Xi K'$

* 2- Orijinal 1923 İngilizce baskısında, bu cümle yanlışlıkla "düz figürler" olarak tercüme edildi. Bu belgede doğru "düzlem figürleri" kullandım.

* 3- Bu denklem, Einstein'ın orijinal makalesinde ve 1923 İngilizce çevirisinde $a = \tan^{-1} w_y / w_x$ *şeklinde* yanlış verildi .

* 4- Bu denklemin sinüs teriminin paydasındaki *c* üssü , bu yazının 1923 baskısında yanlışlıkla 2 olarak verildi. Burada birlik olması düzeltildi.

* 5- 1923 İngilizce çevirisinde "X".

* 6- 1923 İngilizce çevirisinde, "ζ" ve "ξ" miktarları ikinci denklemde değiştirildi. Orijinal 1905 kağıdında doğru şekilde verilmişlerdi.

* 7- 1923 İngilizce çevirisinde yanlış bir şekilde l ' olarak verilmiştir ve orijinal 1905 makalesinden sembollerde bir değişikliğe rağmen bir hatayı yaymaktadır.

Bu Baskı Hakkında

Numaralı dipnotlar 1923 baskısında göründükleri gibidir; editörün notlarından önce yıldız işaretleri (*) bulunur ve sans serif tipinde görünür. 1923 İngilizce çevirisi, Einstein'ın 1905 makalesinde kullanılan notasyonu 1920'lerde kullanılan notasyona uyacak şekilde değiştirdi; örneğin, 1905'te Einstein tarafından kullanılan V'nin aksine c , ışık hızını ifade eder.

Bu elektronik baskı, Kasım 1999'da John Walker tarafından hazırlanmıştır .