

# Boyuna Demet Dinamiđi

*Prof. Dr. Zafer NERGİZ*

*Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi Fizik Bölümü*  
*znergiz@ohu.edu.tr*

# İÇERİK

- Lorentz Kuvveti
- Hızlandırma Teknikleri (Elektrostatik, İndüksiyon, RF)
- Disk-yüklemeli İlerleyen Dalga Yapılar (Disc-loaded Travelling Wave Structures)
- Faz Kararlılığı Ve Enerji-faz Salınımları
- Boyuna Faz Uzayı, Boyuna Emittans
- Sinkrotronlarda faz salınımları (Dispersiyon Etkisi)

# LORENTZ KUVVETİ

e yüküne sahip yüklü bir parçacığa etkiyecek Newton-Lorentz kuvveti

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

İkinci terim her zaman hareket doğrultusuna diktir; Bu sebeple hiçbir hızlandırma sağlamaz ve parçacığa enerji kazandırmaz.

Hızlandırma Elektrik alanla yapılır.

Hızlandırmanın ve Elektrik alanın z doğrultusunda olduğunu varsayarak:

$$\frac{dp}{dt} = eE_z$$

Toplam enerji E durgun kütle enerjisi  $E_0$  ve W kinetik enerji toplamıdır.  $E = E_0 + W$

Rölativistik dinamikte toplam enerji ve momentum arasındaki ilişkiden

$$E^2 = E_0^2 + p^2 c^2 \quad dE = v dp$$

İfadeleri ile birlikte birim uzunluk başına hızlandırma

$$\frac{dE}{dz} = v \frac{dp}{dz} = \frac{dp}{dt} = eE_z$$

ve z yolu boyunca enerji kazancı  $dW = dE = eE_z dz$  ifadesi ile:

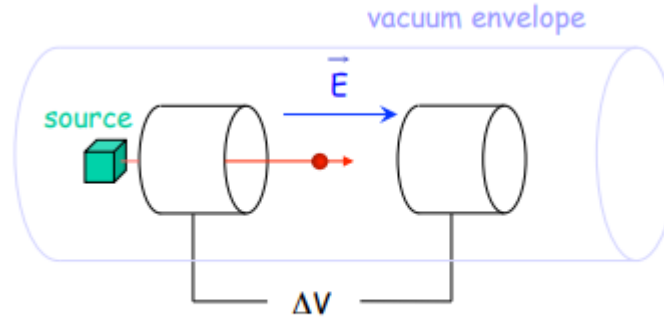
$$W = e \int E_z dz = eV \text{ olur.}$$

Burada V elektrikselsel potansiyel.

# HIZLANDIRMA TEKNİKLERİ

## Elektrostatik Hızlandırma

İki elektrot arasındaki elektrostatik alanı kullanarak yapılan hızlandırmadır.



**Fig. 1:** Electrostatic acceleration

$W$  enerji kazancı  $\Delta V$  Elektrotlar arası potansiyel farkı  $W = e\Delta V$  ile verilir.  
Yalıtım problemleri nedeni ile sağlanabilecek enerji kazancı oldukça kısıtlıdır.  
Uygulanabilecek maksimum voltaj 10 MV civarındadır.  
Yine de parçacık kaynaklarında, x-ışını tüplerinde vs. kullanılır.

# İNDÜKSİYON- BETATRON

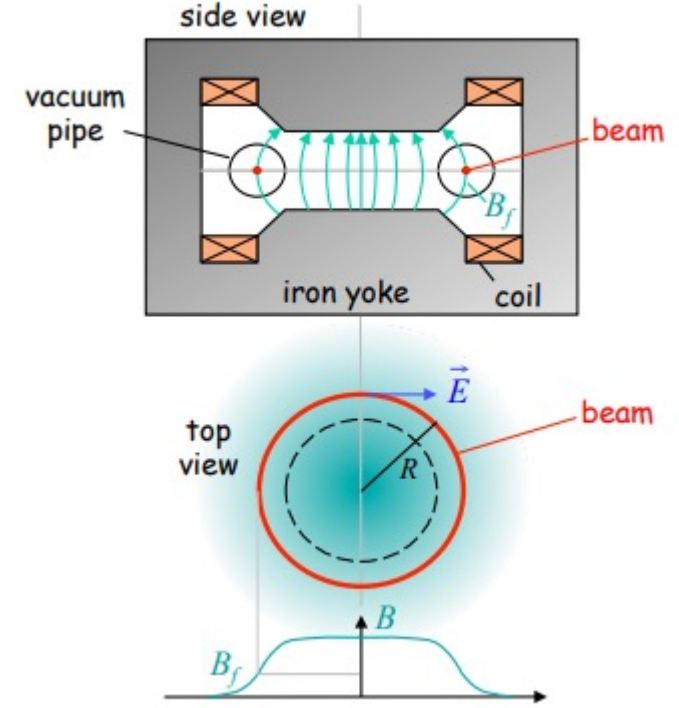
Maxwell denklemlerinden bilindiği üzere zamanla değişen manyetik alan elektrik alan üretir.

Bu prensibe dayanan uygulamalardan biri de betatronudur.

Betatronlarda çembersel simetriye sahip bir magnet tipik olarak 50 ve 200 Hz arası değişken akımla beslenir.

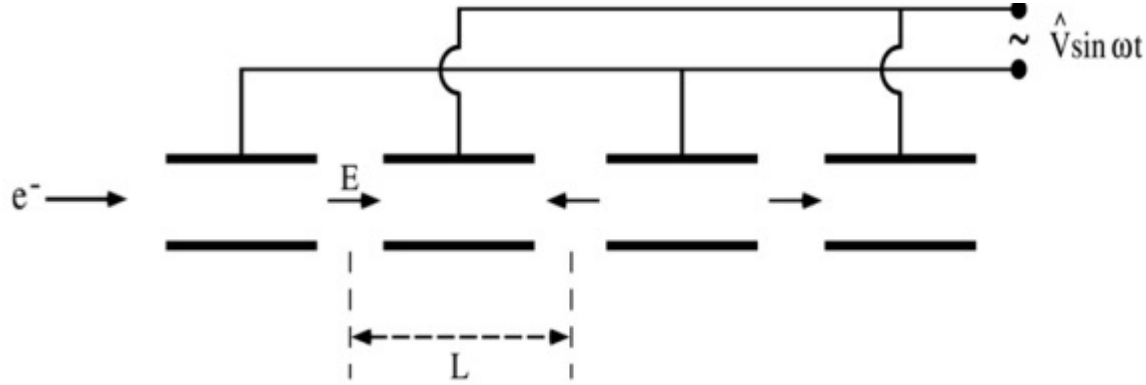
Zamanla değişen manyetik alan hem parçacıkları dairesel yörüngede tutar hem de E elektrik alanı üretir. Oluşan elektrik alan yörüngeye teğettir.

Magnet materyalinin zamanla doyuma ulaşması sebebi ile elektronlar 300 MeV'e kadar hızlandırılabilir.



# RADYO FREKANS İLE HIZLANDIRMA

Bir RF salınıcı tarafından ardarda dizilmiş sürüklenme tüplerini beslemesi prensibine dayanır. Tüpün içinde parçacıklar dış alandan yalıtılmış durumdadır. Eğer kutuplanma sürekli değiştirilir ise her boşlukta parçacıklar hızlandırılır.



Boşluklar arası mesafe L için Sinkronizasyon şartının sağlanması gerekir:

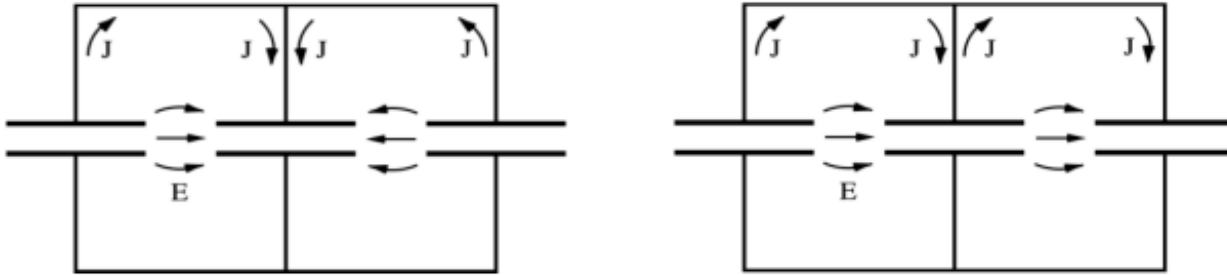
$$L = \frac{vT}{2}$$

Burada  $v = \beta c$  parçacık hızı T RF salınıcının periyodudur. Parçacıklar paketçikli yapıda olmalıdır.

Parçacıkların hızı arttıkça boşluk uzunlukları artar ve verimlilik düşer.  
Bu etkiye karşı koymak için frekans artırılabilir. Ancak bu durumda da yüksek frekanslara gittikçe ışıma sebebi ile güç kaybı olur.

Bu durumda hızlandırıcı boşlukları bir kovuk (kavite) ile çevreleyerek elektromanyetik enerjiyi manyetik alan formunda tutmak ve kovuğun rezonans frekansını hızlandırıcı alanındaki ile aynı yapmak uygun olur.

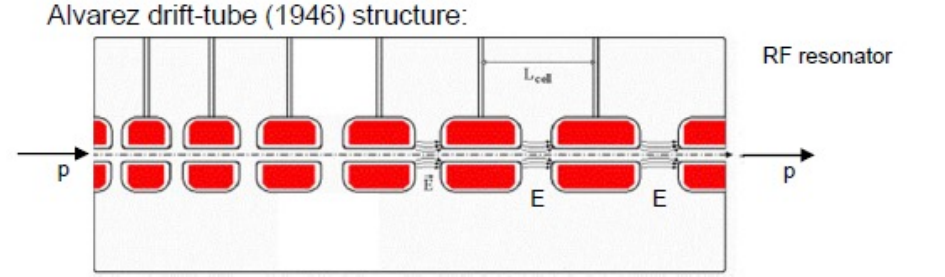
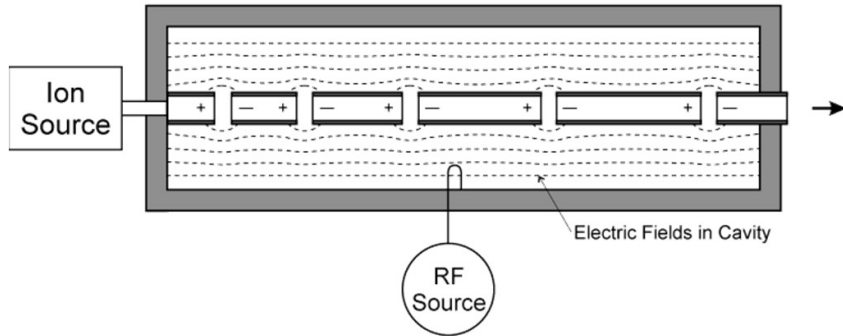
Bu kovuklardan bir kaçı veya daha fazlası belirli faz ilişkileri ile bir araya getirilebilir.



Senkronizasyon şartı moda bağlıdır.  $\pi$  modu için  $L = \frac{vT}{2}$ ,  $2\pi$  için  $L = vT'$  dir.  $2\pi$  modunda kovuklar arasındaki duvarda akım sıfırdır ve ara duvarlar (cavity walls) gereksizdir.

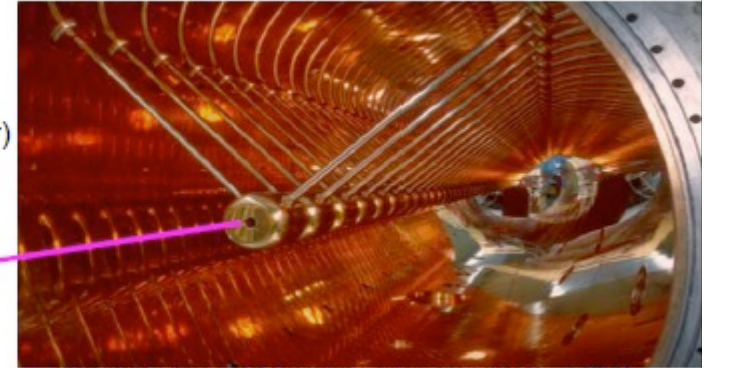
Bu yaklaşımın bir çeşidi, sürüklenme tüplerinin tek bir rezonans tankına yerleştirilmesinden oluşur. Alan tüm boşluklarda aynı faza sahiptir.

Böyle bir rezonans hızlandırıcı yapı Alvarez tarafından icat edildi ve bu tip hala 50 ila 200 MeV arasında değişen enerjiye sahip protonların hızlandırılması için kullanılmaktadır.



**GSI Unilac**  
(GSI: Heavy Ion Research Center)  
Darmstadt, Germany

Protons/Ions  
 $E \approx 20$  MeV per nucleon  
 $\beta \approx 0.04 \dots 0.2$





## Geçiş-zaman faktörü (Transit-time factor)

Parçacık bir boşluktan geçtiğinde, alan parçacığın hızlanma aralığından geçişi sırasında değişir. Böylece parçacık her zaman maksimum alanı görmeyecek ve etkin hızlandırma belirli bir faktör kadar daha düşük olacaktır.

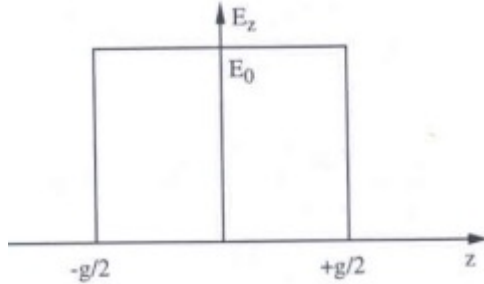
Geçiş Zaman faktörü  $T_a$  Geçiş-zaman faktörü:

$$T_a = \frac{v = \beta c \text{ hızlı parçacığın enerji kazancı}}{\text{maksimum enerji kazancı}}$$

Parçacığın zamanla sinüzoidal değişen bir elektrik alanında hareket etmesi nedeniyle enerji kazancındaki azalmayı nicelleştirir. Geçiş süresi faktörü 0 ile 1 arasında değişir. Sabit hızlı olduğu varsayılarak z doğrultusunda ilerleyen parçacık için en genel durumda:

$$T_a = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} E_z(z) e^{i\omega_{RF}t} dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_z(z) dz}$$

Basitlik için boşlukta alanın sabit olduğu Tekdüze duran dalga alanı  
 $E(z, r, t) = E_1(z, r)\cos(\omega_{RF}t)$  için inceleyelim.



$$E_1(z, r) = E_0 = sbt$$

Merkezde alanın maksimum olduğu alanı geçen parçacık için

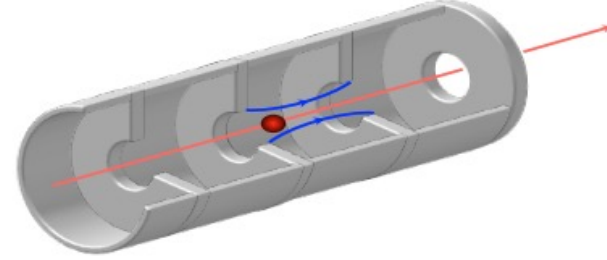
$$T_a = \left| \sin\left(\frac{\omega_{RF}g}{2v}\right) / \left(\frac{\omega_{RF}g}{2v}\right) \right|$$

Bu basit örnek göstermektedir ki küçük  $g$ , küçük radyo frekansı ve parçacığın yüksek hızlarında geçiş-zaman faktörü 1'e yaklaşır. Bu genel durum için de geçerlidir.

Hızlandırmadaki azalma, düşük enerjili protonlar ve özellikle iyonlar için önemlidir.

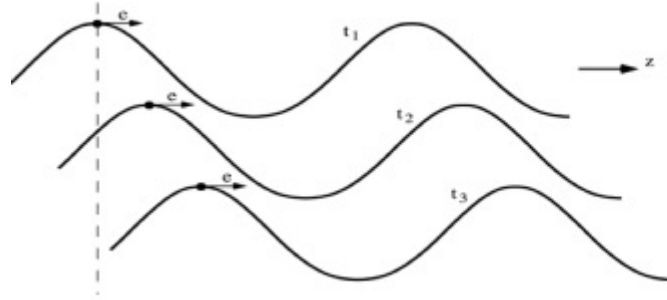
# DİSK-YÜKLEMELİ İLERLEYEN DALGA YAPILAR (DISC-LOADED TRAVELLING WAVE STRUCTURES)

Elektronlar yaklaşık 10 MeV protonlar ise yaklaşık 10 GeV enerjilere ulaştığında görece hızlara ulaşırlar. Bu enerjilerden yukarıda parçacıkların hızı ışık hızına yaklaştığı için sürüklenme tüplerinin uzunluğu aynı kalır. Yine de GHz mertebelerine çıkılmayan frekanslarda sürüklenme-tüpleri fazla uzun olur.



Bu yapılarda temel fikir ultra görece parçacıkların dalga klavuzlarında ilerleyen dalga kullanarak hızlandırmaktır. Sürekli hızlandırma sağlamak için dalganın  $v_f$  faz hızının parçacığın  $v$  hızına denk olması gerekmektedir. Ancak dikdörtgen veya silindirik dalga klavuzlarında faz hızı  $c$ 'den büyük olduğu için dalga parçacık ile senkronize kalmaz. Faz hızı dalga klavuzuna irisler yerleştirilerek ayarlanır. İrislerin ve hücrelerin ebatları ile faz hızı ve parçacıkların hızı denkleştirilir.

Z doğrultusunda hareket eden bir ilerleyen elektromanyetik dalganın elektrik alan bileşeni:



$$E_z = E_0 \cos(\omega_{RF}t - kz),$$

$$k = \frac{\omega_{RF}}{v_\varphi} \quad \text{wave number,}$$

$$z = v(t - t_0),$$

$$v_\varphi = \text{phase velocity,}$$

$$v = \text{particle velocity.}$$

Parçacık tarafında hissedilen alan:

$$E_z = E_0 \left( \omega_{RF}t - \omega_{RF} \frac{v}{v_\varphi} t - \phi_0 \right)$$

$v = v_\varphi$  sinkronizasyonu sağlandığında parçacık düzgün alan hisseder

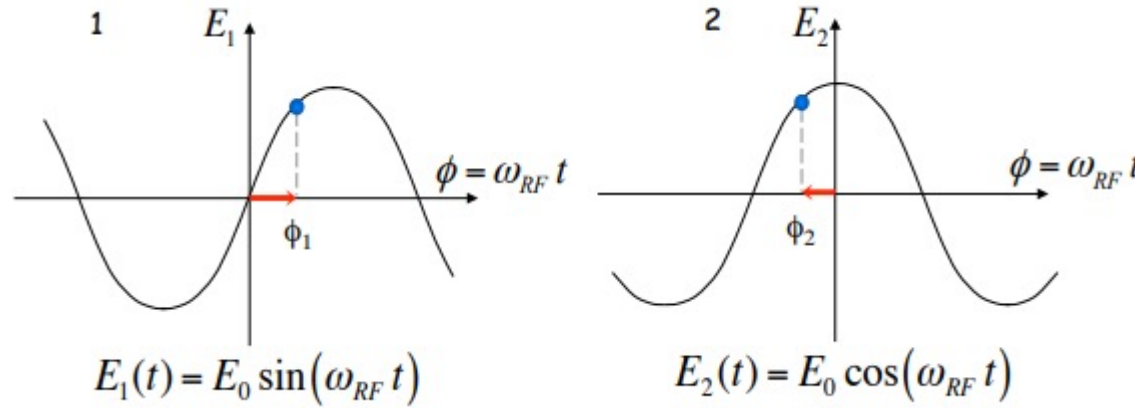
$$E_z = E_0 \cos \phi_0$$

Burada  $\phi_0$  parçacık tarafından hissedilen RF fazıdır. Dolayısıyla bu tip yapılar parçacığı geçiş sırasında sürekli hızlandırır.

# FAZ KARARLILIĞI VE ENERJİ-FAZ SALINIMLARI

Literatürde gelenekselleşmiş çeşitli faz gösterimleri mevcuttur.

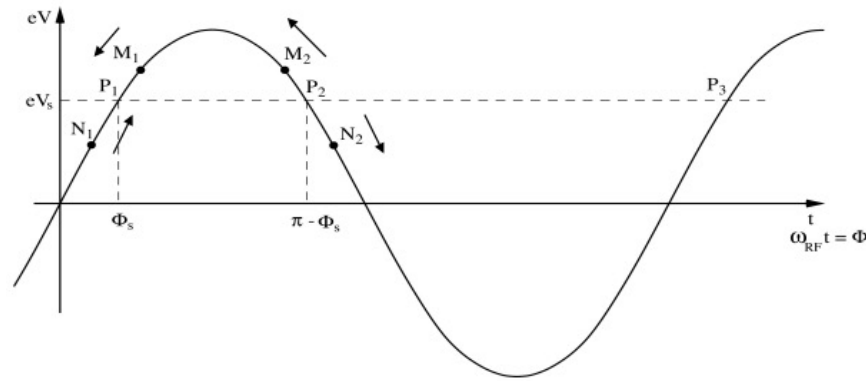
- Genellikle dairesel hızlandırıcılarda: zaman orjini 0'da alınır, pozitif yönde artış vardır.
- Genellikle doğrusal hızlandırıcılarda: Zaman orjini RF voltajının pozitif tepe noktasında alınır.



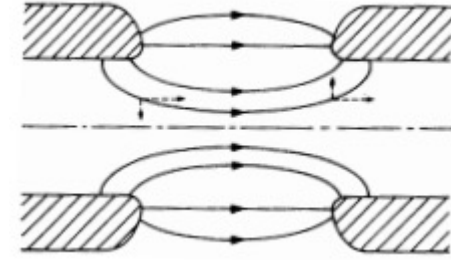
Alvarez yapısını düşünelim: belirli bir RF fazında  $\phi_s$  hızlandırıcı yapıdan geçen parçacık aynı  $\phi_s$  fazında diğer boşluğa ulaşmış olacak şekilde tasarlanır. Bu sayede takip eden boşlukta enerji kazancı aynı olacaktır. Parçacık bütün boşlukları aynı  $\phi_s$  fazında geçer Buradan enerji kazancı  $eV_s = e\hat{V}\sin\phi_s$  olur. Şekilde P1 ve P3.

N1 parçacığı boşluğa P1'den önce girer ve daha az enerji kazanır. Arkasından gelen boşlukta p1'e yaklaşır. M1 parçacığı daha geç girer daha fazla enerji alır ve P1'e olan zaman gecikmesi azalır. P1 ve P3 kararlı noktalardır. P2 ise parçacıklar gitgide daha fazla sapacakları için kararsız noktadır.

Dolayısıyla boyuna salınımın kararlılığı için parçacıkların RF alanının artan eğiminde girmeleri gerekir.



İki sürüklenme tüpü arası hızlandırma boşluğunda elektrik alanına baktığımızda girişte enine odaklama alanı ve çıkışta enine dağıtma alanı vardır. Bir elektrostatik hızlandırıcıda, çıkışta dağıtma etkisi girişteki odaklamadan daha küçüktür. Yani net odaklama etkisi vardır.



Kararlı boyuna hareketi olan RF durumunda, alan parçacığın geçişi sırasında artar. Sonuç olarak, parçacık boşluktan çıktığında dağıtıcı alan parçacık girdiğinde etkiyen odaklama alanından daha güçlüdür. Net dağıtma etkisi vardır. Enine hareketi karalı tutmak için solenoidler veya dört kutuplu mıknatıslarla harici odaklama gereklidir.

Boyuna hareket çalışılırken faz ve enerjiyi senkronize parçacığa göre belirten değişkenler kullanmak kullanışlıdır.

$$\varphi = \Phi - \Phi_s$$

$$w = E - E_s = W - W_s$$

### Senkronize parçacık için

Hızlandırıcı alan ve senkronize parçacığın enerji kazanç oranı sırasıyla

$$E_z = E_0 \sin(\omega t)$$

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{dp_s}{dt} = eE_0 \sin\Phi_s$$

## Senkronize olmayan parçacıklar için

$$\frac{dw}{dz} = eE_0[\sin(\phi_s + \varphi) - \sin\phi_s] \approx eE_0 \cos\phi_s \varphi$$

Küçük sapmalar için senkronize parçacığa göre fazın değişimi

$$\frac{d\varphi}{dz} = \omega_{RF} \left[ \frac{dt}{dz} - \left( \frac{dt}{dz} \right)_s \right] = \omega_{RF} \left( \frac{1}{v} - \frac{1}{v_s} \right) \approx -\frac{\omega_{RF}}{v_s^2} (v - v_s)$$

$d\gamma = \gamma^3 \beta d\beta$  kullanılarak

$$w = E - E_s = m_0 c^2 (\gamma - \gamma_s) = m_0 c^2 d\gamma = m_0 c^2 \gamma^3 \beta_s d\beta = m_0 \gamma^3 v_s (v - v_s)$$

Buradan aşağıdaki denklem ifade edilebilir.

$$\frac{d\varphi}{dz} = -\frac{\omega_{RF}}{m_0 v_s^3 \gamma_s^3} w$$

İlk ve son ifadeler birleştirilirse ikinci dereceden denklem  $\Omega_s$  açısal frekanslı harmonik salınıcı denklemini verir.

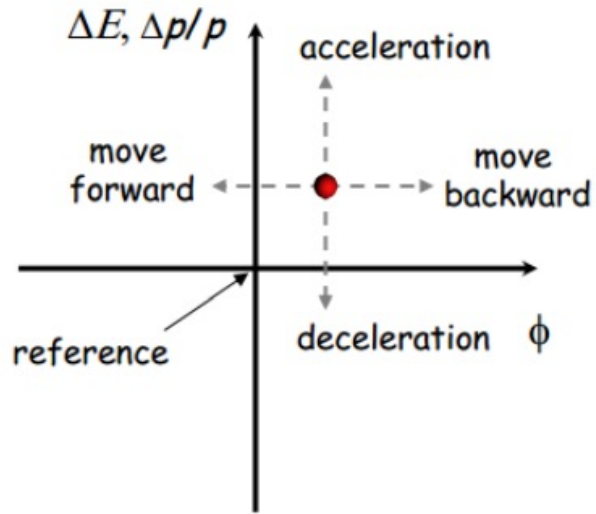
$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} + \Omega_s^2 \varphi = 0$$

Burada  $\Omega_s^2 = \frac{eE_0 \omega_{RF} \cos\phi_s}{m_0 v_s^3 \gamma_s^3}$ . Kararlı harmonik salınım için  $\Omega_s^2 > 0$  olmalı.  $\cos\phi_s > 0$  dır. Hızlandırma için  $\sin\phi_s > 0$ . Buradan linakta hızlandırma için kararlı faz bölgesi:

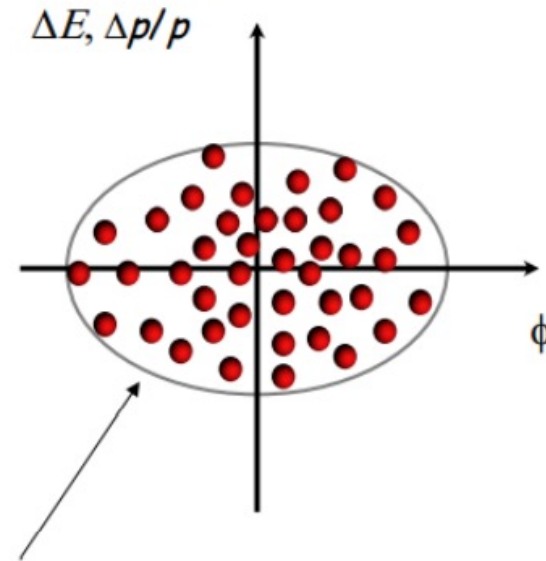
$$0 < \phi_s < \frac{\pi}{2}$$



# BOYUNA FAZ UZAYI, BOYUNA EMİTTANS



The particle trajectory in the phase space ( $\Delta p/p, \phi$ ) describes its longitudinal motion.

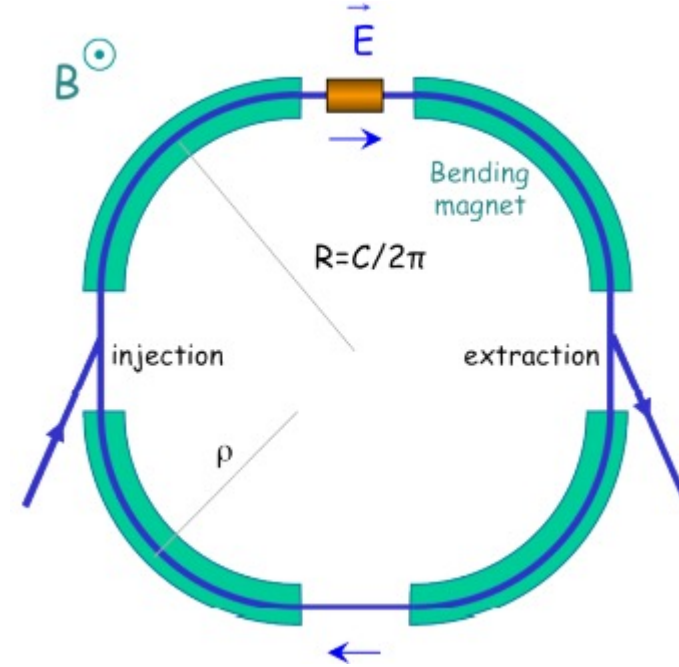


Emittance: phase space area including all the particles

# SİNKROTRON

Sinkrotron parçacıkların enerjisi artarken manyetik alan ve rf frekansının değiştirilerek yörünge yarıçapının sabit tutulduğu dairesel hızlandırıcıdır.

Radyo frekansı dolanım frekansı ile senkronize olmak zorundadır. Bunu başarmak için senkronize parçacık rf kovuğa bir tur sonra aynı fazda girmelidir.



Bu açısal radyo frekansı  $\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$ 'in açısal dolanım frekansının tam katı olması gerekir:

$$\omega_{RF} = h\omega_r$$

Burada h tamsayıdır ve harmonik sayısı olarak isimlendirilir.

Enerji artışı ile manyetik alan artırılır. Yarıçap  $\rho$  sabit olmak üzere momentum manyetik alan arası ilişki

$$p = eB\rho$$

Momentumun zamana göre türevi

$$\frac{dp}{dt} = e\rho\dot{B}$$

Sinkrotronda bir turda

$$(\Delta p)_{tur} = e\rho\dot{B}T_r = \frac{2\pi e\rho R\dot{B}}{v}$$

Burada  $R = L/2\pi$  makinanın fiziksel yarıçapıdır.

$E^2 = E_0^2 + p^2c^2$  olduğu için  $\Delta E = v\Delta p$  olur ve buradan:

$$(\Delta E)_{tur} = (\Delta E)_s = 2\pi e\rho R\dot{B} = e\hat{V}\sin\phi_s$$

Bu ilişkiden görüleceği gibi senkronize parçacık için kararlı faz, hızlandırma süresince değişir.

$$\sin\phi_s = 2\pi\rho R \frac{\dot{B}}{\hat{V}_{RF}} \quad \text{ya da} \quad \phi_s = \arcsin\left(2\pi\rho R \frac{\dot{B}}{\hat{V}_{RF}}\right)$$

Daha önce belirtildiği gibi radyo frekansı dolanım frekansının tam katı olmalıdır ve bu sebeple hızlandırma süresince artırılacaktır:

$$\frac{f_{rf}}{h} = f_r = \frac{v(t)}{2\pi R_s} = \frac{1}{2\pi} \frac{ec^2}{E_s(t)} \frac{\rho}{R_s} B(t)$$

# SİNKROTRONDA DISPERSİYON ETKİSİ

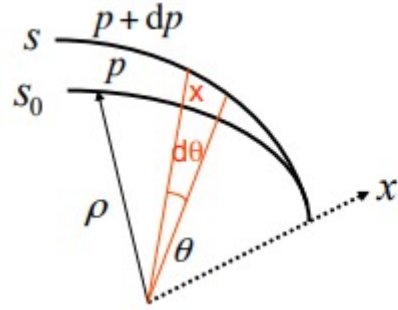
Bir parçacığın momentumu çok az bir şekilde referans momentumdan farklılaştığında farklı bir hıza ve yörüngeye sahip olur. Burada iki parametre tanımlanabilir.

- Momentum sıkıştırma faktörü  $\alpha$ ; momentumla yörünge uzunluğundaki değişim

$$\alpha = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p}$$

- Kayma faktörü  $\eta$ ; momentumla dolanım frekansındaki değişim

$$\eta = \frac{\Delta f_r/f_r}{\Delta p/p}$$



$$\begin{aligned}
 ds_0 &= \rho d\theta, \\
 ds &= (\rho + x) d\theta.
 \end{aligned}$$

Yörünge uzunluğunun değiştiği durumu göz önüne alırsak:  $p+dp$  uzunluğundaki parçacık için yol uzunluğundaki değişim

$$\frac{dl}{ds_0} = \frac{ds - ds_0}{ds_0} = \frac{x}{\rho} = \frac{D_x}{\rho} \frac{dp}{p}$$

Burada  $D_x = dx/(dp/p)$  enine demet optiğindeki dispersiyon fonksiyonudur. Çevre uzunluğu  $L$ 'de değişime sebep olur.

$$dL = \int_c dl = \int \frac{x}{\rho} ds_0 = \int \frac{D_x}{\rho} \frac{dp}{p} ds_0$$

Ve

$$\alpha = \frac{1}{L} \int \frac{D_x}{\rho} ds_0$$

Düz bölgelerde  $\rho = \infty$  olduğu için yalnızca eğici magnetlerdeki ortalama dispersiyon katkı verir.

$$\alpha = \frac{\langle D_x \rangle_m}{R}$$

$f_r = \beta c / 2\pi R$  dolanım frekansındaki görelî değişim

$$\frac{df_r}{f_r} = \frac{d\beta}{\beta} - \frac{dR}{R} = \frac{d\beta}{\beta} - \alpha \frac{dp}{p}$$

$$p = mv = \beta\gamma \frac{E_0}{c} \rightarrow \frac{dp}{p} = \frac{d\beta}{\beta} + \frac{d(1 - \beta^2)^{-1/2}}{(1 - \beta^2)^{-1/2}} = (1 - \beta^2)^{-1} \frac{d\beta}{\beta}$$

Dolayısıyla dolanım frekansındaki değişim

$$\frac{df_r}{f_r} = \left( \frac{1}{\gamma^2} - \alpha \right) \frac{dp}{p}$$

Burada kayma faktörü

$$\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \alpha$$

$\eta$ 'yi sıfır yapan enerji  $\gamma_{tr}$  geçiş enerjisi (transition energy) olarak isimlendirilir.

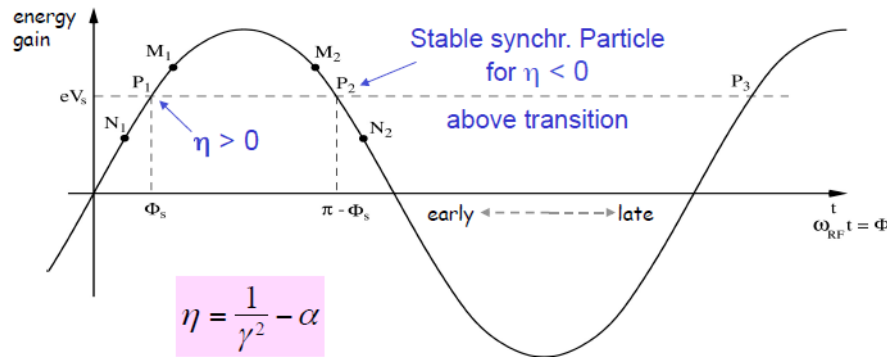
$$\gamma_{tr} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}$$

Geçiş Enerjisinden küçük enerjilerde ( $\eta > 0$ ) : Daha yüksek dolanım frekansı. Baskın olan etki parçacığın hızındaki değişimdir.

Geçiş enerjisinden büyük enerjilerde ( $\eta < 0$ ) : Daha düşük dolanım frekansı. Parçacığın hızı ışık hızına yakındır dolayısıyla hız önemli bir şekilde değişmez. Dolayısıyla yol uzunluğundaki değişim baskın etkidir.

Geçiş enerjisinde hızdaki değişim ve yol uzunluğu değişimi birbirini kompanse eder. Dolayısıyla dolanım frekansı momentum sapmasından bağımsızdır. Sonuç olarak boyuna salınım durur ve paketçikteki parçacıkların fazları değişmez. Senkronize fazda olmayan parçacıklarda enerji hataları birikir ve boyuna emittansı artırarak dispersive etkisi parçacıkların kaybına neden olur.

Momentum dolayısıyla dolanım frekansı değişimi geçişin üstünde ve altında zıt olduğu için kararlı salınımlar bölgesi tamamen farklıdır.

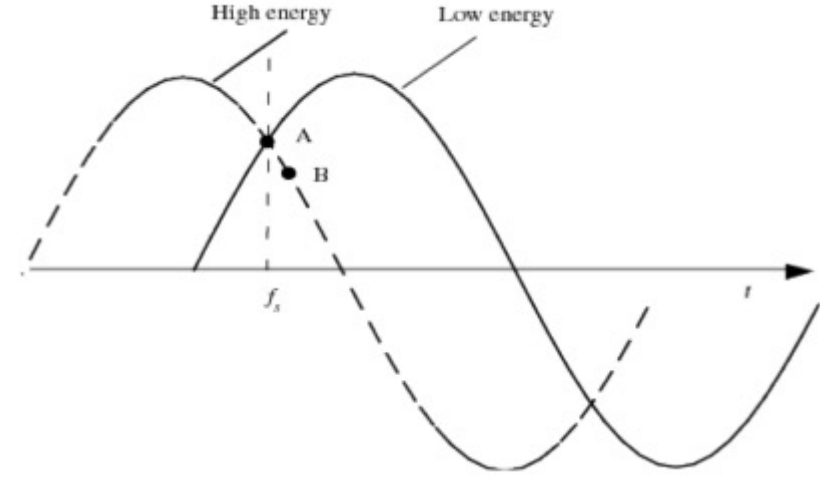


Geçiş enerjisinin altında daha önce verilen linak durumundaki grafikte olduğu gibi kararlı bölge RF alanında eğimin yükseldiği bölgededir.

Geçiş enerjisinin üstünde ise çok önce gelen M2 parçacığının daha fazla enerji alır ancak dolanım frekansındaki artış daha baskın olur. Gelecek turda daha geç gelir. N2 az enerji alır ama yörünge kısalır.



Hızlandırma sürecinde geçiş enerjisi aşılrken önceki kararlı faz kararsız hale gelir. Sonuç olarak geçiş enerjisi aşılrken RF sisteminin RF fazının çok hızlı değışmesi gerekir. Buna faz sıçraması (Phase jump) denir.



Bir yöntem de geçiş enerjisine yaklaşırken enine optik daha büyük momentum sıkıştırma faktörü sağlayacak şekilde değıştirilmesidir. Böylece enerji artarken geçiş enerjisi azalır. Dolayısıyla geçiş enerjisine yakın enerjilerde geçen zaman azalır.

Elektron hızlandırıcılarında elektronlar düşük kütle sebebi ile görelî enerjilere çabuk çıktıkları için sinkrotrona enjekte edildiklerinde zaten enerji geçiş enerjisi üstündedir. Bu sebeple zaten hızlandırma boyunca enerji geçiş enerjisinin üstündedir.

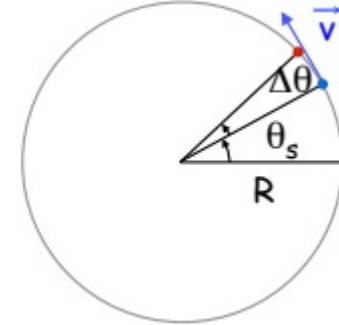
Daha önce doğrusal hızlandırıcılar için yapıldığı gibi senkronize parçacığa göre salınım hareketine bakarsak (senkronize parçacığa göre yeni değişkenler tanımlayarak):

Parçacığın RF fazı:  $\Delta\phi = \phi - \phi_s$

Parçacığın momentumu:  $\Delta p = p - p_s$

Parçacık enerjisi:  $\Delta E = E - E_s$

Azimuth açısı:  $\Delta\theta = \theta - \theta_s$



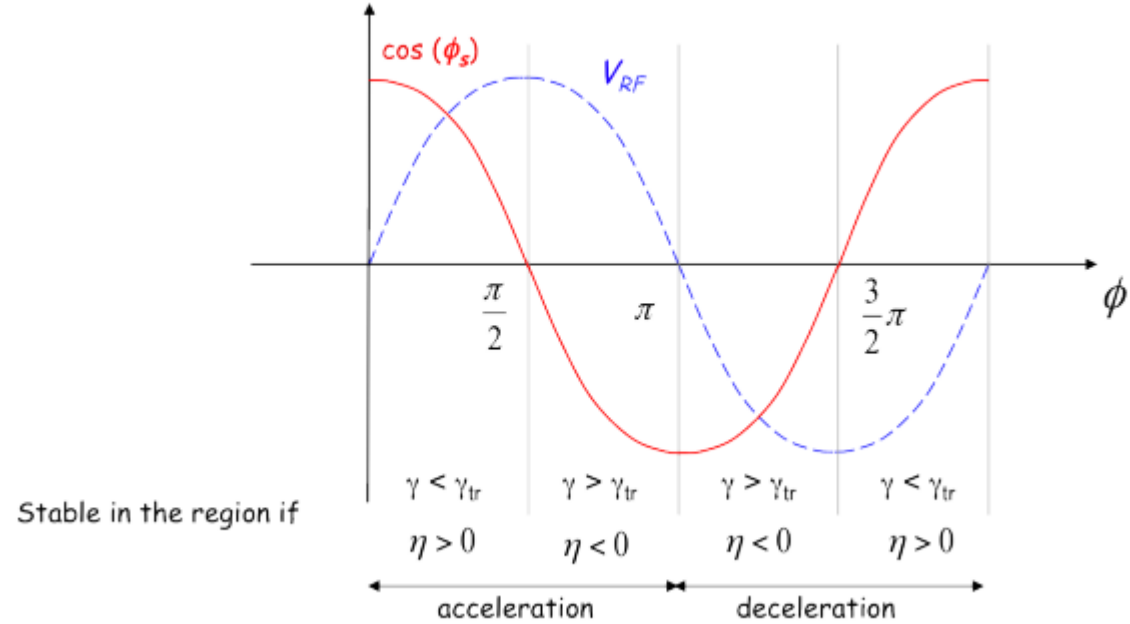
Uygun işlemler yapıldıktan sonra harmonik salınıcı denklemine ulaşılır.

Burada  $\Omega_s$  sinkrotron açısal frekansı. 
$$\Omega_s^2 = \frac{h\eta\omega_{rf}e\hat{V} \cos\phi_s}{2\pi R_S P_S}$$

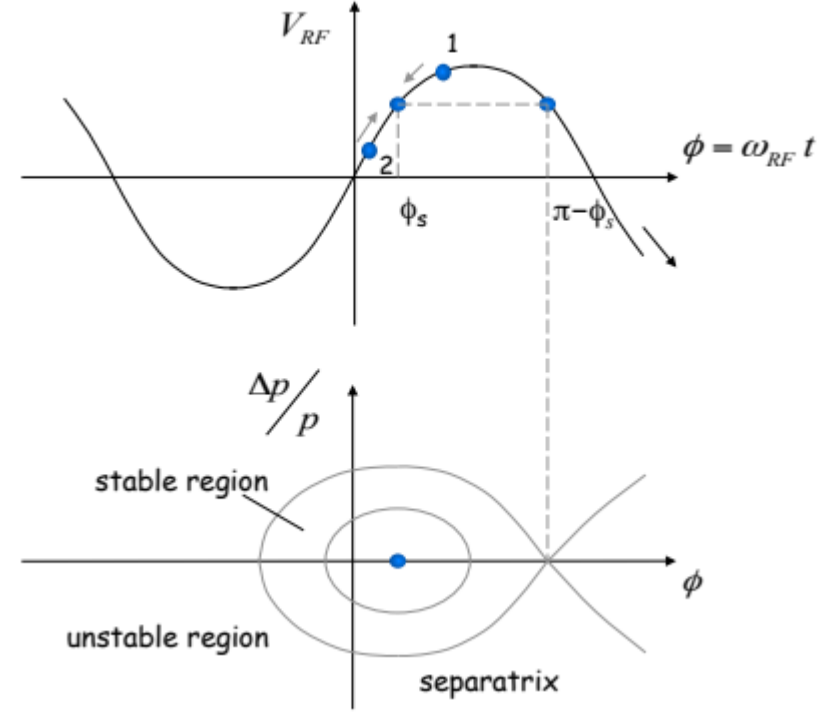
Kararlılık için  $\Omega_s^2$  pozitif olmalı. Diğer terimler pozitif olduğu için 
$$\eta \cos\phi_s > 0$$

Şartı oluşur.

Kararlılık için şartlar yandaki şekildeki gibi özetlenebilir.



Şekilden görüldüğü üzere  $\phi$ ,  $\pi - \phi_s$ 'e ulaştığında geri çağırıcı kuvvet sıfır olur. Dolayısıyla  $\pi - \phi_s$  kararlı hareket için uç genlik olur. Kararlı hareket faz uzayında kapalı bir yörünge meydana getirir. Buna separatrix denir. Separatrix içindeki alan RF bucket olarak isimlendirilir. Kararlı hareket için maksimum akseptansla ilişkilidir.

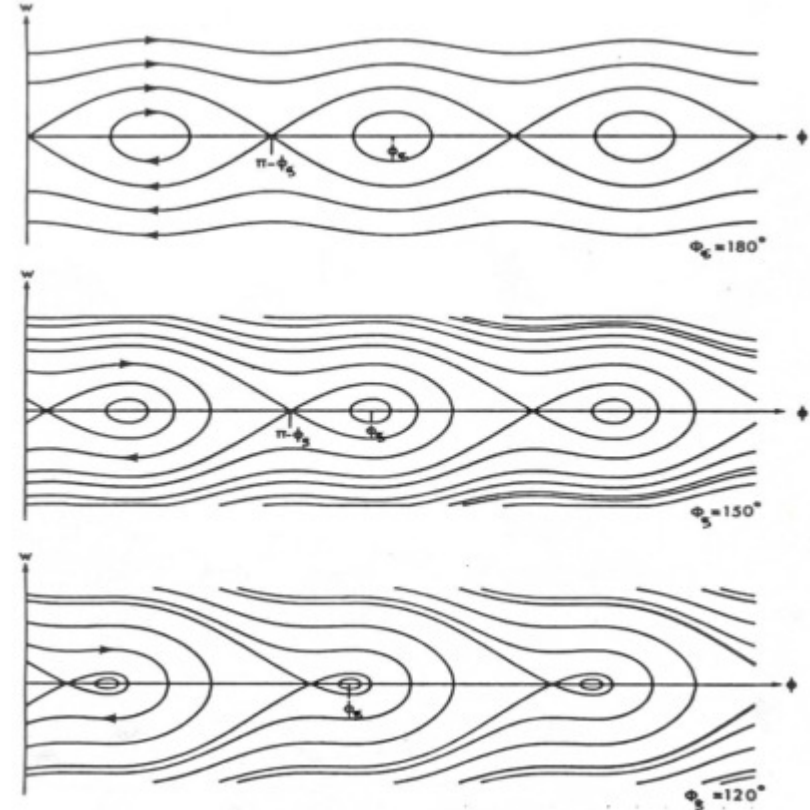


RF akseptansı  $\pi - \phi_s$ 'e çok sık şekilde bağlıdır. Enjeksiyon süreçlerinde ve depolanmış demet ömründe önemli bir rolü vardır.

Maksimum enerji akseptansı RF voltajının kare kökü ile orantılıdır.

Senkronizasyon fazı 90 dereceye yaklaştıkça bucket ölçüleri küçülür.

Şekilde farklı faz açıları için faz uzayı grafiği gösterilmektedir.



# ÖZET

## Alvarez yapılı linaklarda

- Belirli bir RF fazında  $\emptyset_s$  hızlandırıcı yapıdan geçen parçacık aynı  $\emptyset_s$  fazında diğer boşluğa ulaşmış olacak şekilde tasarlanır. Bu dayede takip eden boşlukta enerji kazancı aynı olacaktır. Parçacık bütün boşlukları aynı  $\emptyset_s$  fazında geçer.

## Sinkrotronlarda

- Geçiş Enerjisinden küçük enerjilerde ( $\eta > 0$ ) : Yüksek dolanım frekansı. Baskın olan etki parçacığın hızındaki değişmedir.
- Geçiş enerjisinden büyük enerjilerde ( $\eta < 0$ ) : Düşük dolanım frekansı. Parçacığın hızı ışık hızına yakındır dolayısıyla hız önemli bir şekilde değişmez. Dolayısıyla yol uzunluğundaki değişme baskın etkidir.

# KAYNAKLAR

1) F. Tecker, Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Advanced Accelerator Physics, Trondheim, Norway, 19–29 August 2013, edited by W. Herr, CERN–2014–009 (CERN, Geneva, 2014)