

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

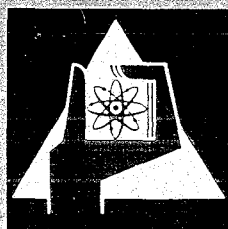
November 1969

KFK 1087

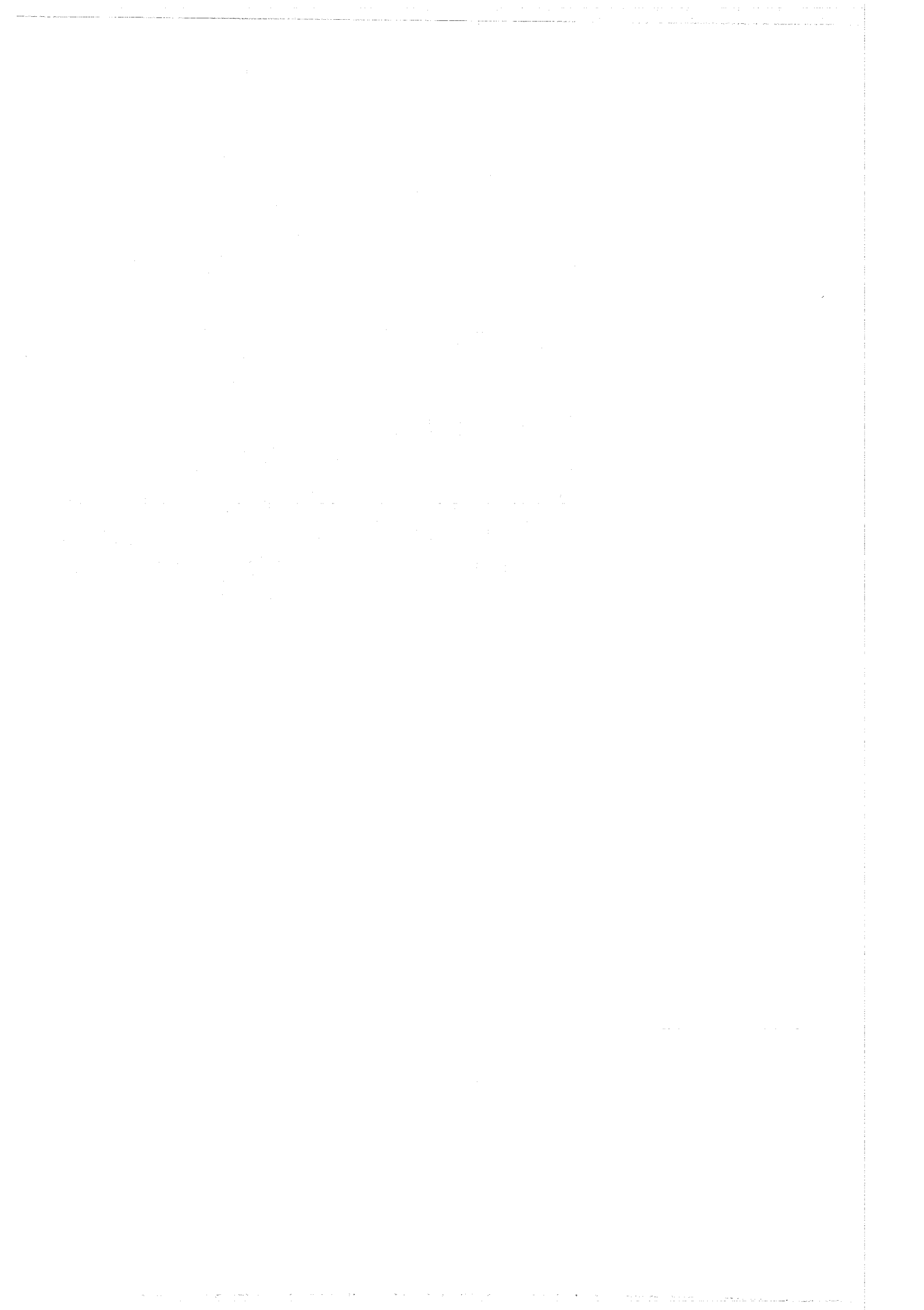
Institut für Experimentelle Kernphysik

Beschleunigung von Deuteronen in einem 60-GeV-Protonensynchrotron

W. Heinz, H. Pilkuhn



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

November 1969

KFK 1087

Institut für Experimentelle Kernphysik

BESCHLEUNIGUNG VON DEUTERONEN IN EINEM 60 GeV
PROTONENSYNCHROTRON

W. Heinz und H. Pilkuhn

Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe

Abstract

The Karlsruhe accelerator study group has proposed to build a 60 GeV separated function synchrotron.

We discuss in this paper possible experiments with accelerated deuterons and several alternatives for deuteron acceleration in the proposed machine. We find that practically without extra cost 10^{12} d/pulse can be accelerated. An improved version can deliver about 10^{13} d/pulse.

Inhaltsverzeichnis

- I. Einleitung
- II. Experimente mit relativistischen Deuteronen
- III. Teilchendynamik
 - 1. Allgemeines
 - 2. Teilchenbewegung in Linearbeschleunigern
 - 3. Teilchenbewegung im Synchrotron
- IV. Das Deuteronensynchrotron
 - 1. Anforderungen an den Beschleuniger
 - 2. Mögliche Parameter

I. Einleitung

Die Beschleunigung von Deuteronen in Linearbeschleunigern wurde theoretisch und experimentell von mehreren Autoren untersucht¹⁾²⁾, die Beschleunigung von schweren Ionen in einem Synchrotron von einer amerikanischen Gruppe vorgeschlagen³⁾. Deuteronen wurden u.a. bei Saturne (Saclay) beschleunigt⁴⁾. Es liegt daher nahe zu untersuchen, wie sich das vorgeschlagene Karlsruher Protonensynchrotron⁵⁾⁶⁾ für die Beschleunigung von Deuteronen eignet und welche experimentellen Möglichkeiten damit erschlossen würden, das um so mehr, weil an der Karlsruher Maschine von Anfang an Experimenten, die langwierig und schwierig sind und sich auf weniger erforschte Gebiete spezialisieren (z.B. Polarisationsexperimenten) ein breiter Raum eingeräumt werden soll⁷⁾. Eine effektive Möglichkeit für eine solche Art der Maschinenausnutzung ist, die Maschine von vornherein auch für die Beschleunigung von Deuteronen zu konzipieren.

Im folgenden diskutieren wir zunächst mögliche Anwendungen eines Deuteronenbeschleunigers. Dann bringen wir die Teilchendynamik in Linearbeschleuniger und Synchrotron. Schließlich diskutieren wir zwei mögliche Beschleunigervarianten: Eine billige Lösung mit reduzierter Deuteronenintensität, sowie eine Lösung, die Protonen und Deuteronen mit vergleichbaren Intensitäten zu beschleunigen erlaubt ($\sim 10^{13}$ Teilchen pro Puls). Die letztere Maschine wäre einmalig z.B. für Experimente mit Antikernen.

II. Experimente mit relativistischen Deuteronen

Der Neutronenstrahl

Den Neutronenstrahl erhält man durch Stripping an einem leichten Target, z.B. ^9Be . Die mittleren quadratischen

Radien von d und ^9Be sind ungefähr gleich groß (2.1 und 2.2 Fermi), so daß ca. 40 % der reagierenden Deuteronen ein schnelles Neutron ergeben. Die Neutronen erhalten die Hälfte des Deuteronenimpulses p_D , also 30 GeV/c bei 60 GeV/c Deuteronen. Die Impulsunschärfe ist durch die Impulsverteilung im Deuteron bestimmt. Der mittlere transversale Neutronenimpuls ist $\langle p \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle p_F \rangle$, p_F = Fermi-Impuls. Für $\langle p_F \rangle = 0.1$ GeV/c ist der mittlere Öffnungswinkel 2θ des Neutronenstrahls, $\langle \tan \theta \rangle \approx \langle \theta \rangle = 2\langle p_\perp \rangle / p_D = 0.16$ GeV/ p_D . Für einen 60 GeV/c-Deuteronenstrahl hätte also der Neutronenstrahl 30m hinter dem Target erst 20 cm Durchmesser. Die Energieunschärfe ist $\Gamma/2 = \frac{1}{2} p_D \sqrt{\frac{1}{3}} \langle p_F \rangle / m_{\text{neutron}}$, d.h. ungefähr 6 % von p_n , unabhängig von der Primärenergie.

Die Qualität des Neutronstrahles scheint auch für schwere Targets zu gelten. Lander et al.⁸⁾ haben Deuteron-Stripping bei 3.54 GeV/c an Al, Cu und Pb gemessen und eine der Hulténfunktion entsprechende Impulsverteilung gefunden. Nur der Prozentsatz der Stripping-Reaktionen am totalen Wirkungsquerschnitt ist hier natürlich kleiner als bei einem leichten Target. Für Al beträgt er 27 %⁹⁾.

Ein Teil der produzierten Neutronen stammt aus Diffraktionsdissoziation des Deuterons, d.h. auch das Proton fliegt praktisch ungestört weiter. Im Prinzip ist es dabei möglich, durch Messen des Protonimpulses den Neutronimpuls genauer zu bestimmen. Bei den meisten Experimenten dürften allerdings die 6% Energieunschärfe kaum stören.

Experimente mit dem Neutronstrahl

Bis jetzt sind totale Neutronwirkungsquerschnitte bei 10 GeV/c gemessen worden¹⁰⁾ sowie elastische Querschnitte bis 24 GeV/c. Diese Experimente ließen sich mit viel größerer Präzision bis zu 30 GeV/c durchführen.

Am Wasserstofftarget kann man Reaktionen der Art $np \rightarrow d\eta$, $np \rightarrow d\omega$ etc. messen. Die Reaktionen $np \rightarrow pp\pi^-$, $np \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ können

auch bei kleinsten Impulsüberträgen studiert werden (die entsprechenden Reaktionen in p-d-Kollisionen sind bei kleinem Impulsübertrag durch das Pauli-Prinzip unterdrückt).

Am Deuteriumtarget kann man zunächst elastische und totale n-n Wirkungsquerschnitte messen. Außerdem gibt es eine ganze Reihe von Reaktionen (z.B. $nn \rightarrow pp\pi^-\pi^-$, $nn \rightarrow pp\pi^-\pi^-\pi^0$, $nn \rightarrow K^0\Sigma^-p$), deren ladungssymmetrische Reaktionen ($pp \rightarrow nn\pi^+\pi^+$, $pp \rightarrow nn\pi^+\pi^+\pi^0$, $pp \rightarrow K^+\Sigma^+n$) entweder zuviele neutrale Teilchen haben oder schwer zu triggern sind.

Falls man polarisierte Deuteronen beschleunigt, würde man natürlich die Polarisation vieler Reaktionen studieren, sowohl mit dem polarisierten Neutronstrahl, als auch mit dem polarisierten Protonstrahl. Während Protonen beim Beschleunigen rasch depolarisieren, ist die Depolarisation bei Deuteronen viel kleiner, aufgrund des 12 mal kleineren anomalen magnetischen Momentes¹⁷⁾.

Experimente mit dem Deutronstrahl

Bis jetzt ist die elastische d-d-Streuung gemessen worden¹⁸⁾, sowie die Reaktion $dd \rightarrow dd\pi^+\pi^-$. Letzere Reaktion (oder auch $dd \rightarrow {}^4\text{He}\pi^+\pi^-$) erlaubt es, $\pi^+\pi^-$ -Zustände im I=0-Kanal zu isolieren. Auch die Reaktionen $dp \rightarrow d$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ + missing mass¹¹⁾ sind mit einem Deutronstrahl untersucht worden. Weiter gibt es eine Unmenge von zu untersuchenden dd-Reaktionen, bei denen (teilweise über die Glaubertheorie) Schlüsse über Spin- und Isospinabhängigkeit gezogen werden können.

Besonderes Interesse verdient ein Vorschlag von Harrington¹²⁾, die Deutronspins durch elastische Streuung an Wasserstoff fast 100-prozentig auszurichten. Man wählt dazu den Streuwinkel, bei dem Einfach- und Doppelstreuung sich gerade weginterferieren. Die restliche Streuung rührt dann anscheinend vom Quadrupolmoment des Deutrons her¹³⁾.

Ferner kann man mit Deuteronen Isospinerhaltung testen ($dd \rightarrow {}^4\text{He}\pi^0$). Vielleicht könnte man auch einen Antideutronenstrahl konstruieren. Beim 70 GeV PS in Serpukhov wurde ein \bar{d}/π^- -Verhältnis von $\sim 2 \times 10^{-7}$ bei 0° und 25 GeV gemessen¹⁴⁾.

Das dürfte für einen Antideuteronstrahl etwas knapp sein. Zunächst scheint da ein 60 GeV Deuteronenbeschleuniger noch ungünstiger zu liegen, da ja der Impuls pro Nukleon nur 30 GeV/c (statt 70) ist. Andererseits ist aber der Produktionsmechanismus ein ganz anderer: Jedes einfallende Nukleon braucht nur ein Antinukleon zu produzieren, und die Überlappung mit der Antideuteron-Wellenfunktion liegt wesentlich günstiger.

Die vorgeschlagenen Experimente sind besonders als Zählerexperimente geeignet. Der Hauptteil der Deuteronkollisionen dürfte verhältnismäßig uninteressant sein.

Beschleunigung von α -Teilchen

Statt Deuteronen könnte man auch vollkommen ionisierte ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, und ${}^{16}\text{O}$ -Kerne beschleunigen, alle zu 30 GeV/c pro Nukleon. Ein ${}^4\text{He}$ -Strahl wäre aus verschiedenen Gründen interessant; α -Teilchen sind im Vergleich zu Deuteronen sehr kompakte Projektile. Hier sind größere Abweichungen von der Glauber-Theorie zu erwarten. Das Studium von α - ${}^{14}\text{N}$ -Kollisionen wäre für die Untersuchung der α -Komponente der kosmischen Strahlung von Bedeutung¹⁵⁾. Schließlich könnte man die Antikerne ${}^3\bar{\text{H}}$ und ${}^3\bar{\text{He}}$ nachweisen, die bisher noch nicht gefunden worden sind. Das Argument läuft ähnlich wie bei der $\bar{\text{d}}$ -Produktion: Jedes einlaufende Nukleon braucht höchstens ein Antinukleon zu produzieren.

Im übrigen sollte man sich daran erinnern, daß das Interesse an einem neuen Forschungsgebiet häufig sprunghaft wächst, wenn die ersten Experimente durchgeführt sind. Ein Beispiel dafür sind die Experimente mit Kerntargets am Cosmotron in Brookhaven, die der Glaubertheorie zum endgültigen Durchbruch verhalfen¹⁶⁾.

Während die meisten der genannten Experimente bereits mit verhältnismäßig geringer Deuteronenintensität interessant sind, würden der ausgerichtete Deuteronenstrahl, Missingmass-spektrometer mit Baryonaustausch und besonders der Antideuteronstrahl von einer Intensität von 10^{13} Deuteronen pro Puls sehr profitieren.

III. Teilchendynamik

1. Allgemeines

Deuteronen haben die Massenzahl $A = 2$ und sind einfach geladen. Ihre spezifische Ladung ist in guter Näherung $m_D/m_P = 2.00138\dots$ halb so groß wie die der Protonen: $q_D/m_D \approx \frac{1}{2} \frac{e}{m}$, wobei e die Elementarladung und m die Protonenmasse bedeuten. Deuteronenimpuls, Gesamtenergie und kinetische Energie sind dann (mit Hilfe der Protonenruhemasse ausgedrückt):

$$p_D = 2\beta\gamma mc; E_D = 2\gamma mc^2; T_D = 2mc^2(\gamma-1) . \quad (1)$$

Die entsprechenden Größen pro Nukleon sind die des Protons, so daß bei gleichem Impuls von Proton und Deuteron Impuls und Energie pro Nukleon halb so groß sind wie für ein Proton mit gleichen β - und γ -Werten.

Für den Zusammenhang zwischen Impuls, Magnetfeld und Krümmungsradius gilt allgemein

$$\begin{aligned} pc &= \beta\gamma Mc^2 = qB\rho && \text{bzw.} \\ p &= 0,3 B\rho \end{aligned} \quad (2)$$

wenn p in GeV/c (MeV/c), B in T (kG) und ρ in m (cm) gemessen wird. M ist dabei die Ruhemasse des betrachteten Teilchens, q seine Ladung.

Für das Verhältnis der Geschwindigkeiten von Deuteronen und Protonen gleicher kinetischer Energie gilt

$$\frac{\beta_D}{\beta_P} = \frac{1+x}{2+x} \sqrt{\frac{4+x}{2+x}} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} & \text{für } x \ll 1 \\ 1 & \text{für } x \gg 1 \end{cases} \quad (3)$$

mit $x = \frac{T}{mc^2}$, dem Verhältnis von kinetischer Energie T zur Ruheenergie des Protons.

Für kleine Geschwindigkeiten ($x \ll 1$) erhält man

$$\beta_D = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_P \left(1 + \frac{3}{8} x + \dots \right) \quad (3a)$$

Für große Geschwindigkeiten ($x \gg 1$) wird $\beta_D \approx \beta_P$.

γ_D kann bei gleicher kinetischer Energie von Deuteron und Proton durch γ_P ausgedrückt werden. Es ist

$$\frac{\gamma_D}{\gamma_P} = \frac{1}{2} \frac{2+x}{1+x} = \begin{cases} 1 & \text{für } x \ll 1 \\ \frac{1}{2} & \text{für } x \gg 1 \end{cases} \quad (4)$$

Analog wird für B_p unter denselben Voraussetzungen (gleiche kinetische Energie von Deuteron und Proton) die Beziehung erhalten:

$$\frac{(B_p)_D}{(B_p)_P} = \left(\frac{x+4}{x+2} \right)^{1/2} = \begin{cases} \sqrt{2} & \text{für } x \ll 1 \\ 1 & \text{für } x \gg 1 \end{cases} \quad (5)$$

Die folgende Tabelle zeigt für einige in dieser Arbeit interessierende Energien die entsprechenden Werte von Protonen und Deuteronen.

| $x = \frac{T}{mc^2}$ | T (MeV) | γ | | β | | $B_p (Tm)$ | |
|----------------------|---------|----------|-------|---------|--------|------------|--------|
| | | P | D | P | D | P | D |
| 0,0160 | 15 | 1,016 | 1,008 | 0,177 | 0,125 | 0,562 | 0,793 |
| 0,0266 | 25 | 1,027 | 1,013 | 0,226 | 0,162 | 0,727 | 1,025 |
| 0,0320 | 30 | 1,032 | 1,016 | 0,247 | 0,177 | 0,798 | 1,123 |
| 0,0533 | 50 | 1,053 | 1,027 | 0,314 | 0,226 | 1,035 | 1,454 |
| 0,0639 | 60 | 1,064 | 1,032 | 0,341 | 0,247 | 1,137 | 1,595 |
| 0,1066 | 100 | 1,107 | 1,053 | 0,428 | 0,314 | 1,483 | 2,070 |
| 1,0658 | 1000 | 2,066 | 1,533 | 0,875 | 0,758 | 5,657 | 7,269 |
| 1,5987 | 1500 | 2,599 | 1,799 | 0,923 | 0,831 | 7,502 | 9,359 |
| 2,1316 | 2000 | 3,132 | 2,065 | 0,948 | 0,875 | 9,288 | 11,309 |
| 3,1974 | 3000 | 4,198 | 2,598 | 0,971 | 0,923 | 12,758 | 15,006 |
| 4,2632 | 4000 | 5,263 | 3,130 | 0,982 | 0,948 | 16,172 | 18,566 |
| 42,632 | 40000 | 43,63 | 22,30 | 0,9997 | 0,9990 | 136,52 | 139,45 |
| 63,948 | 60000 | 64,95 | 32,95 | 0,9999 | 0,9995 | 203,24 | 206,16 |

Tabelle 1

2. Teilchenbewegung im Linearbeschleuniger

a) Beschleunigung

Für den gewöhnlich benutzten TM-010-Mode existieren nur zwei Komponenten des elektrischen Feldes (E_r , E_z) und eine magnetische Feldkomponente (B_θ). Wir setzen außerdem voraus, daß $\theta \ll 1$, d.h. daß praktisch keine zur Strahlachse windschiefen Strahlen eine Rolle spielen.

Die Bewegungsgleichungen in Zylinderkoordinaten (r, θ, z) lauten dann:

$$\frac{d}{dt} (\gamma M \dot{z}) = q \left[E_z \cos(\omega t - k_w z) + B_\theta \cdot \frac{1}{c} \frac{dr}{dt} \sin(\omega t - k_w z) \right] \quad (6a)$$

$$\frac{d}{dt} (\gamma M \dot{r}) = q \left[E_r \sin(\omega t - k_w z) - B_\theta \cdot \frac{1}{c} \frac{dz}{dt} \sin(\omega t - k_w z) \right] + F_{\text{ext}}. \quad (6b)$$

Der Energiegewinn im n-ten Spalt ist gegeben durch

$$\Delta E_n = q E_z L_n \cos \phi_s \cdot T(r), \quad (7)$$

wobei E_z und E_r die Amplituden der beschleunigenden Spannung sind, ϕ_s ist die synchrone Phase, L_n die Länge der n-ten Einheitszelle gemessen zwischen den elektrischen Mitten der Gaps aufeinanderfolgender Driftröhren, $k_w = \frac{2\pi c}{v_\phi \lambda} = \frac{2\pi}{\beta_s \lambda} = \frac{2\pi}{L_n}$ und v_ϕ Phasengeschwindigkeit der HF-Welle, β_s Geschwindigkeit des synchronen Teilchens, F_{ext} sind externe radiale Fokussierkräfte. $T(r)$ stellt das Verhältnis der Amplituden von nutzbarer Feldkomponente zur mittleren Feldamplitude, den sogenannten Laufzeitfaktor dar. Er ist definiert durch

$$T(r) = \frac{\int_{\text{gap}} E_z(z) \cos \frac{2\pi m}{L_n} z dz}{\int_{\text{gap}} E_z(z) dz} \approx \frac{I_0(k_m \cdot r)}{I_0(k_m \cdot a)} \cdot \frac{\sin m\pi g_n / L_n}{m\pi \cdot g_n / L_n} \quad (8)$$

Es bedeuten

g_n die Länge des n-ten Spaltes,

a den Radius der Driftröhre,

I_0 die modifizierte Besselfunktion und $k_m = 2\pi \left(\frac{m^2}{L_n^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right)^{1/2}$ (9)

m ist die Zahl der HF-Zyklen, während ein Teilchen die Einheitszelle durchläuft,

λ ist die Hochfrequenzwellenlänge.

Werden die Deuteronen im gleichen Mode beschleunigt wie die Protonen (z.B. im 2π -Mode), so müssen sie an jeder Stelle der Struktur die gleiche Geschwindigkeit haben wie die Protonen, das bedeutet aber, daß sie an jeder Stelle den doppelten Energiegewinn wie die Protonen haben müßten (für $T \ll mc^2$, wie es in gebräuchlichen Linearbeschleunigern üblich ist, ist $T \sim \beta^2$). Das erfordert aber auch die doppelten elektrischen Feldstärken in den Einheitszellen.

Da ein Linearbeschleuniger aus ökonomischen Gründen auf die erreichbare Spitzenfeldstärke ausgelegt wird, bedeutet das die doppelte Länge eines Deuteronen-Linearbeschleunigers gegenüber der für die Beschleunigung von Protonen erforderliche Länge. Im "Protonenmode" - fernerhin abgekürzt als P-Mode im Gegensatz zum "Deuteronenmode" D-Mode - wird dann mit der halben Feldstärke gearbeitet.

Eine andere Möglichkeit wurde an existierenden Beschleunigern untersucht und erprobt¹⁾²⁾: den Betrieb des Linearbeschleunigers im 4π -Mode ($m = 2$) für die Beschleunigung von Deuteronen und im 2π -Mode ($m = 1$) für die Beschleunigung von Protonen, d.h. es werden zwei volle HF-Zyklen ausgeführt, während die Deuteronen eine Einheitszelle durchlaufen. Das entspricht dann der Beschleunigung, bei der Deuteronen und Protonen an jeder Stelle der Struktur denselben Impuls haben. Deuteronen haben dann dort die halbe kinetische Energie und damit die halbe Geschwindigkeit der Protonen. Die Deuteronen müssen also die halbe Energie wie die Protonen gewinnen, das bedeutet bei gleicher Feldamplitude E_z , daß der Laufzeitfaktor mindestens halb so groß ist wie im Protonenmode.

Das ist durch geeignete Dimensionierung von Spaltlänge und

Einheitszellenlänge erreichbar und z.B. für den Linearbeschleuniger des BNL-AGS und des CERN-PS gewährleistet.

Es muß dann gelten:

$$\frac{T_D}{T_P} = \frac{\int_{\text{gap}} E_z(z) \cos \frac{4\pi}{L_n} z dz}{\int_{\text{gap}} E_z(z) \cos \frac{2\pi}{L_n} z dz} \Bigg|_{r=0} \approx \frac{I_0(k_1 \cdot a)}{I_0(k_2 \cdot a)} \cdot \frac{\sin 2\pi g_n / L_n}{\sin \pi g_n / L_n} \cdot \frac{1}{2} > \frac{1}{2}, \quad (10)$$

mit $L_n = \bar{\beta}_n \cdot \lambda$, $\bar{\beta}_n$ mittlere Geschwindigkeit in der n-ten Einheitszelle.

b) Fokussierung

Die Radialbewegung wird von Gleichung (6b) beherrscht, die im Falle nichtrelativistischer Teilchengeschwindigkeiten ($\beta \ll 1$ oder $\gamma \approx 1$) und kleiner Abweichungen der Teilchengeschwindigkeiten von der des synchronen Teilchens ($\beta \approx \beta_s$) nach Einsetzen der Felder E_r und B_θ bei sinusförmiger Zeitabhängigkeit lautet:

$$m\ddot{r} = - \frac{q\pi E_z \cdot T \sin \phi_s}{\beta_s \lambda} \cdot r + F_{\text{ext.}} \quad (11)$$

Die externen Kräfte $F_{\text{ext.}}$ dienen dazu, die durch den ersten Term der Gleichung hervorgerufene defokussierende Wirkung auf den Strahl zu kompensieren. Es werden dazu heute vor allem Quadrupole verwendet, deren Rückstellkraft proportional zu $g \cdot \beta_s$ ist ($g = \text{Gradient des Quadrupols}$). Beim Vergleich der notwendigen Gradienten im P- und D-Mode ergibt sich

$$g_D = 2 g_P.$$

Im Falle des "langen" Linearbeschleunigers (2π -Mode) ist die defokussierende Wirkung auf Deuteronen doppelt so groß wie auf Protonen ($E_{z,D} = 2E_{z,P}$; $T_D = T_P$ und $\beta_{s,D} = \beta_{s,P}$). Der Gradient der Quadrupole muß daher ebenfalls verdoppelt werden, um die gleiche Rückstellkraft beizubehalten. Im 4π -Mode für Deuteronen sind die Beschleunigungsspannungen

gleich, die Geschwindigkeit und der Laufzeitfaktor aber nur halb so groß wie für Protonen. Daher entsprechen sich die defokussierenden Kräfte. Der Gradient muß wegen der kleineren Geschwindigkeit verdoppelt werden, um die gleiche Rückstellkraft zu bewirken.

Einen zusätzlichen Anteil zur Defokussierung liefern die Raumladungskräfte. Sie sind proportional zur Teilchendichte ρ , zum Strahlradius r und umgekehrt proportional zu γ^2 und daher im nichtrelativistischen Fall ($\gamma \approx 1$) nahezu energieunabhängig. Wegen der Proportionalität der Fokussierkraft zur Geschwindigkeit ist für einen vorgegebenen Gradienten der Quadrupole die Zahl der Deuteronen, deren defokussierende Raumladungskräfte mit diesen Quadrupolen kompensiert werden können, im 4π -Mode halb so groß, im 2π -Mode ebenso groß wie die entsprechende Zahl von Protonen.

3. Teilchenbewegung im Synchrotron

Die Teilchenbewegung im Synchrotron ist eine Bewegung in einem magnetischen Führungsfeld, das im wesentlichen senkrecht zum Teilchenimpuls wirkt, und eine Bewegung im beschleunigenden longitudinalen elektrischen Hochfrequenzfeld. Für einen Überblick über die Art der Bewegung ist die Ableitung aus einer Hamiltonfunktion zweckmäßig:

$$H = c \left[(\vec{P} - \frac{e}{c} \vec{A})^2 + m^2 c^2 \right]^{1/2} + e U \quad (12)$$

Dabei sind \vec{P} der kanonische Impuls, \vec{A} das magnetische Vektorpotential des Führungsfeldes und U das elektrische Potential des beschleunigenden Hochfrequenzfeldes. Die zeitliche Änderung von \vec{P} und \vec{A} sind gegenüber der Änderung von U langsam. Die Bewegungen können daher getrennt betrachtet werden.

a) Bewegung im magnetischen Führungsfeld

Der Gesamtimpuls des Teilchens ist für den Fall eines verschwindenden beschleunigenden Feldes ($U \equiv 0$) eine Konstante der Bewegung. Wir setzen außerdem die Existenz einer Symmetrieebene ($z = 0$) voraus, in der sich die Bewegung des "Sollteilchens" vollzieht. Als geeignetes Koordinatensystem wählen wir das natürliche mitgeführte System s, x, z , wobei s die Bogenlänge der Bahn des Sollteilchens darstellt und x und z die Abweichungen von der Bahnkurve in ihren beiden normalen Richtungen \vec{n} und \vec{b} bedeuten. Als unabhängige Variable benutzen wir statt der Zeit t die Bogenlänge s .

Die Lösung der aus (12) sich ergebenden Bewegungsgleichungen führt zu einer Teilchenbahn, die dargestellt werden kann durch einen Radiusvektor

$$\vec{r}(s, x, z) = \vec{r}_0(s) + x\vec{n} + z\vec{b}, \quad (13)$$

dessen spezielle Gestalt vom Magnetfeld und Teilchenimpuls abhängt. Das Sollteilchen bewegt sich auf einer geschlossenen Bahn. Es ist dabei stets die Beziehung

$$\rho(s) = \frac{cp}{qB(s)} = \rho(s + L) \quad (14)$$

erfüllt, wobei $\rho(s)$ den jeweiligen Krümmungsradius der Bahnkurve (13) und L die Länge der Gleichgewichtsbahn über einen Umlauf bedeuten.

Für kleine Abweichungen von den Koordinaten des Sollteilchens und dem zugehörigen Sollimpuls werden die Gleichungen in linearer Näherung in diesen Abweichungen erhalten:

$$x'' + \frac{1-n}{\rho^2} x = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{p}$$

$$z'' + \frac{n}{\rho^2} z = 0$$
(15)

mit p aus (14) und $n = - \frac{\rho}{B} \left. \frac{dB}{dx} \right|_{r_0(s)}$, dem Feldgradienten bezogen auf die Werte der Referenzbahn.

Die Teilchenbewegung ist also in gleichen Feldern unabhängig von der Teilchenart, vorausgesetzt daß das Verhältnis q/p das gleiche ist. Die Stabilisierungsbewegung nach (15) ist für alle Ionen sogar unabhängig von ihrer Masse und Ladung, wie man durch Einsetzen leicht verifizieren kann. Damit gelten insbesondere die gleichen Stabilitätskriterien hinsichtlich der Betatronschwingungen auch für Deuteronen und Protonen.

b) Bewegung im beschleunigenden Hochfrequenzfeld

Die Bewegungsgleichung für das synchrone Teilchen bei Abwesenheit eines magnetischen Führungsfeldes lautet nach (12)

$$\frac{d}{dt} (m\gamma_s v_s) = qE_0 \cos \phi_s, \quad (16)$$

wobei der Index s synchron, ϕ_s die synchrone Phase und E_0 die Amplitude des longitudinalen Beschleunigungsfeldes bedeuten.

Der Energiegewinn in einem Beschleunigungsspalt ist unabhängig von der Teilchenmasse. Energiegewinn und Impulsänderung hängen nach der Beziehung

$$\Delta E = \Delta E_{\text{kin}} = v \Delta p \quad (17)$$

zusammen. Für den Zusammenhang zwischen Energie- und Geschwindigkeitsänderung gilt

$$\Delta\beta = \frac{1}{\beta\gamma^2} \cdot \frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{\beta\gamma^3} \Delta\gamma . \quad (18)$$

Der Energiegewinn und der Anstieg des Magnetfeldes erfolgen synchron, so daß das synchrone Teilchen auf konstanter Bahn umläuft. Mittlerer Energiegewinn pro Umlauf und Feldänderung während eines Umlaufes hängen dann nach der Beziehung

$$\Delta E_{\text{kin}} = \beta q \rho \Delta B \quad (19)$$

zusammen. ρ ist der magnetische Krümmungsradius. Bei n identischen Spalten ist $U_0 = nU$ die Umfangsspannung und es gilt schließlich

$$\Delta E = q U_0 \sin\phi_s = q \beta \rho \Delta B . \quad (20)$$

Da der Energiegewinn unabhängig von der Teilchenart ist, muß das Produkt $\beta \cdot \Delta B$ bei der Beschleunigung verschiedener Teilchen eine Konstante sein. Die Änderung des Teilchenimpulses und damit bei konstantem Krümmungsradius die notwendige Feldänderung ist bei Deuteronenbeschleunigung um das Verhältnis der Teilchengeschwindigkeiten größer als bei Protonenbeschleunigung:

$$(\Delta B)_D = \frac{\beta_D}{\beta_P} (\Delta B)_P , \quad (21)$$

daß heißt bei kleinen Energien im Injektionsbereich um $\sqrt{2}$ größer als im Protonenmode. Im praktischen Fall ist die maximale Feldänderung durch die Auslegung der Magnetstromversorgung gegeben, so daß zur Synchronisation von Energiegewinn und Feldanstieg die Umfangsspannung im Deuteronenmode und damit der Energiegewinn pro Umlauf entsprechend zu erniedrigen ist:

$$U_{0D} = \frac{\beta_D}{\beta_P} U_{0P} . \quad (22)$$

Die Geschwindigkeitsänderung bei gleichem Energiegewinn pro Umlauf verhält sich nach (18) für Deuteronen und Protonen wie

$$\frac{\Delta\beta_D}{\Delta\beta_P} = 4 \left(\frac{1+x}{2+x} \right)^2 \sqrt{\frac{2+x}{4+x}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ für } x \ll 1 \quad (23)$$

$$4 \text{ für } x \gg 1$$

Dabei wurde von den Beziehungen (3), (4) und der Relation $m_D \Delta\gamma_D = m_P \Delta\gamma_P$ Gebrauch gemacht. Da die Umlauffrequenz der Geschwindigkeit der Teilchen direkt proportional ist, ist damit auch die für den Deuteronenmode erforderliche Änderung des Frequenzverlaufs gegeben.

Neben der Aufrechterhaltung der Synchronbedingung für das synchrone Teilchen muß das Hochfrequenzbeschleunigungssystem einen Stabilitätsbereich hinsichtlich Phasenlage und Energie für nichtsynchrone Teilchen gewährleisten.

Die Größe des stabilen Phasengebildes während der Beschleunigung beträgt

$$A = \frac{8R}{c} \left[\frac{2qU_0 E}{\pi h |\eta|} \right]^{1/2} \alpha(\phi_s) \quad (24)$$

$\alpha(\phi_s)$ ist eine Funktion, die mit dem Anwachsen der synchronen Phase vom Wert $\alpha(0) = 1$ bis $\alpha\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0$ abnimmt, E ist die Gesamtenergie des Teilchens, R der mittlere Bahnradius, h die harmonische Zahl, die das Vielfache der Hochfrequenz gegenüber der Umlauffrequenz angibt. η ist die Dispersion der Umlauffrequenz mit dem Teilchenimpuls

$$\eta = \frac{p}{\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{dp} = \beta^2 \frac{E}{\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{dE} \quad (25)$$

Für gleiche Teilchenimpulse und gleichen Energiegewinn im P- und D-Mode verhalten sich die stabilen Gebiete

dieser Moden wie

$$\frac{A_D}{A_P} = \left[\frac{E_D}{E_P} \cdot \left| \frac{\eta_D}{\eta_P} \right| \right]^{1/2} = \begin{cases} \sqrt{2} & \text{für } p^2 \ll m^2 c^2 \\ \frac{1}{2} & \text{für } p^2 \gg 4m^2 c^2 \end{cases} \quad (26)$$

Die zulässige Energiestreuung ist proportional zum stabilen Gebiet und der Umlauffrequenz. Für kleine Impulse, z.B. bei der Injektion und bei mittleren Energien im Zwischensynchrotron, ist sie im D-Mode um $\sqrt{2}$, gegen Ende der Beschleunigung im Hauptsynchrotron um einen Faktor 2 gegenüber dem P-Mode reduziert.

Die Frequenz der Phasenschwingungen für kleine Schwingungsamplituden (Synchrotronoschwingungen) beträgt

$$f_{\text{syn}} = \frac{c}{R} \left[\frac{h|\eta|eU_o \cos\phi_s}{2\pi E} \right]^{1/2} \quad (27)$$

Sie wächst zu Beginn der Beschleunigung, weil U_o ansteigt (adiabatischer Einfang) und nimmt dann mit η ab. Für Deuteronenbeschleunigung ist f_{syn} bei kleinen Energien um $\sqrt{2}$ kleiner, für sehr große Energien um 2 größer als im Protonenmode. Da ohnehin nur bei kleinen Energien eine gefährliche Kopplung mit den Betatronfrequenzen bei zu hoher Synchrotronfrequenz zu erwarten ist, ist diese Erhöhung bei großen Energien nahezu ohne Bedeutung, während sich die Verkleinerung bei nichtrelativistischen Energien positiv auswirkt.

Für eine gegebene Impuls- und Energiebreite ist zum Aufbau des stabilen Phasengebietes eine Mindestspannung erforderlich die sich aus dem Phasenvolumen bei Injektion $2\pi\Delta E/\Omega_s$ und dem phasenstabilen Gebiet nach (24) ergibt:

$$U_{o,\text{min}} = \frac{\pi^3}{32e} \frac{h|\eta|E}{\beta^2} \cdot \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 \quad (28)$$

und die entsprechend an Injektionsenergie und Energiestreuung anzupassen ist.

c) Raumladungsbewegung im Synchrotron

Die Raumladungsbewegung in einem Synchrotron hängt neben Geometrieparametern des Strahles und seiner Emittanz von Geschwindigkeit, Energie und Art der zu beschleunigenden Teilchen ab. Das Verhältnis der maximalen Teilchenzahlen von Deuteronen und Protonen ist bei gleichen Geometrieparametern und gleicher Strahlemittanz gegeben durch

$$\frac{N_D}{N_P} = \frac{r_P}{r_D} \cdot \frac{(\beta^2 \gamma^3)_D}{(\beta^2 \gamma^3)_P}, \quad (29)$$

wobei r_P und r_D die klassischen Teilchenradien sind ($r_P = 2r_D$).

Bei gleicher kinetischer Energie der beiden Teilchen gilt schließlich

$$\frac{N_D}{N_P} = \frac{1}{4} \left(\frac{4+x}{1+x} \right) = \begin{cases} 1 & \text{für } x \ll 1 \\ \frac{1}{4} & \text{für } x \gg 1 \end{cases} \quad (30)$$

und bei gleichem Impuls beider Teilchen

$$\frac{N_D}{N_P} = \frac{1}{2} \frac{\gamma_D}{\gamma_P} = \begin{cases} 1/2 & \text{für kleine Energien} \\ 1/4 & \text{für große Energien} \end{cases} \quad (31)$$

Injektion ins Zwischensynchrotron geschieht bei kleinen Energien, so daß bei gleichen Energien die Raumladungsgrenzen in beiden Moden gleich sind. N wächst in diesem Bereich linear mit der kinetischen Energie an.

In das Hauptsynchrotron wird bei mittleren Energien ($1 \leq x \leq 4$) eingeschossen. Bei 2 GeV können verglichen mit der Protonenzahl halb so viel Deuteronen, bei 4 GeV der dritte Teil an Deuteronen injiziert werden.

IV. Das Deuteronensynchrotron

1. Anforderungen an den Beschleuniger

a) Linearbeschleuniger

Nach den vorausgegangenen Überlegungen gibt es zwei Möglichkeiten zur Realisation eines kombinierten Protonen-Deuteronen-Beschleunigers, die sich wesentlich durch die Betriebsart des Linearbeschleunigers unterscheiden: "langer" Linearbeschleuniger für beide Teilchenarten im 2π -Mode betrieben, wobei bei der Beschleunigung von Protonen nur die halbe zur Verfügung stehende Beschleunigungsspannung ausgenutzt wird; "kurzer" Linearbeschleuniger, der für Protonen im 2π -Mode, für Deuteronen im 4π -Mode betrieben wird.

Das vorgeschlagene Protonensynchrotron⁵⁾⁶⁾ ist ein Kaskadenbeschleuniger bestehend aus einem 30 MeV Linearbeschleuniger, einem Zwischensynchrotron mit 2 GeV Endenergie und einem Hauptsynchrotron von 40 oder 60 GeV Endenergie. Einige Parameter sind in Tabelle 2 angegeben.

Hauptsynchrotron:

| | | |
|----------------------|----------|-----------|
| Endenergie | 40 GeV | 60 GeV |
| Injektion | 2 GeV | 2 GeV |
| Magnetstruktur | combined | separated |
| Mittlerer Radius | 150 m | 180 m |
| Magnetischer Radius | 100 m | 113 m |
| Maximales Magnetfeld | 1,36 T | 1,8 T |
| Injektionsfeld | 0,093 T | 0,082 T |

Zwischensynchrotron:

| | 3-Ring- langsam | 1-Ring- schnell |
|---------------------|--------------------|--------------------|
| Endenergie | 2 GeV | 2 GeV |
| Injektionsenergie | 30 MeV | 30 MeV |
| Mittlerer Radius | 50 m | 30 m |
| Magnetischer Radius | 16,6 m | 16,3 m |
| Maximales Feld | 0,56 T | 0,58 T |
| Injektionsfeld | 0,048 T | 0,05 T |

Tabelle 2: Parameterliste

Deuteronensynchrotron mit "langem" Linac.

Die Deuteronenenergie am Ausgang des Linearbeschleunigers beträgt in diesem Fall 60 MeV, der Deuteronenimpuls 478 MeV/c, die Teilchengeschwindigkeiten von Deuteronen und Protonen am Ausgang des Linearbeschleunigers sind gleich. Damit sind bei der Injektion in das Zwischensynchrotron auch Umlaufszeit und erforderliche Frequenz der Beschleunigungsspannung gleich. Das Injektionsfeld muß dagegen gegenüber dem P-Mode verdoppelt werden.

Deuteronensynchrotron mit "kurzem" Linac.

Es sind in diesem Fall Protonen- und Deuteronenimpuls gleich, Geschwindigkeit und kinetische Energie dagegen nur halb so groß wie die der Protonen. Das bedeutet sowohl halbe Injektionsenergie in den Linearbeschleuniger als auch halbe Endenergie (15 MeV). Das Injektionsfeld im Zwischensynchrotron bleibt wegen der Gleichheit der Impulse ungeändert. Dagegen ist die Frequenz der Beschleunigungsspannung bei Injektion zu halbieren, der Frequenzhub wird gegenüber dem P-Mode verdoppelt und beträgt etwa 1 : 7.5. Ein solcher Frequenzhub kann durch mehrere (mindestens 2) synchronisierte Hochfrequenzsysteme bewältigt werden.

b) Zwischensynchrotron

Für den Betrieb des Zwischensynchrotron sind mehrere Betriebsarten denkbar:

- a. Das Maximalfeld wird unverändert beibehalten. Damit beträgt die erreichbare Endenergie der Deuteronen etwa 1.5 GeV.
- b. Die kinetische Energie der Deuteronen wird gleich der der Protonen (2 GeV) gewählt. Das zugehörige $B \cdot \rho$ beträgt 11.3 T · m im D-Mode gegenüber 9.26 T · m im P-Mode, das Maximalfeld ist entsprechend (um einen Faktor 1.22) zu erhöhen.

c. Die Teilchengeschwindigkeiten sollen im P- und D-Mode am Ende des Zwischensynchrotrons gleich sein, um möglichst geringe Änderungen am Hauptsynchrotron vornehmen zu müssen. Das erfordert eine Verdopplung der Endenergie (4 GeV) und des Maximalfeldes (1.15 T) im Zwischensynchrotron. Damit wird eine stärkere Stromversorgung für die Magnete erforderlich, die gespeicherte Energie vervierfacht sich. Dazu muß entweder die Hochfrequenzleistung oder die Beschleunigungsdauer verdoppelt werden.

c) Hauptsynchrotron

Allein im letzten Fall kann das Hochfrequenzsystem des Hauptsynchrotrons unverändert bleiben. Insbesondere bleiben Bandbreite und Frequenzhub ungeändert, das Hochfrequenzsteuerprogramm ist entsprechend anzupassen.

Dagegen erfordert die Beibehaltung der maximalen Felder im Zwischensynchrotron eine Vergrößerung der Bandbreite von 5.4 auf 13.1 % bzw. eine Vergrößerung des Frequenzhubes von 1.06 auf 1.14. Das bedeutet eine Änderung der Konzeption für das Hochfrequenzsystem im Hauptsynchrotron. Es ist die Trennung in einen schmalbandigen Hochfrequenzteil im Hauptsynchrotron mit großer Beschleunigungsfeldstärke und einen breitbandigen Teil im Zwischensynchrotron mit kleinem Energiegewinn aufgehoben. Der Energiegewinn, die Wiederholfrequenz und damit die erreichbare Intensität im Hauptsynchrotron werden drastisch verringert. Die entsprechende Verringerung von Bandbreite und Frequenzhub im Zwischensynchrotron ist dagegen in diesem Fall vernachlässigbar und ohne Einfluß auf die Wahl des Hochfrequenzsystems.

Die Beibehaltung der Endenergie von 60 GeV für Deuteronen im Hauptsynchrotron erfordert eine Erhöhung des Maximalfeldes um 1.5 %. Soll das Maximalfeld beibehalten werden, so können 59 GeV erreicht werden.

2. Mögliche Parameter

Bei der Diskussion möglicher Parameter für ein Deuteronen-synchrotron werden 2 Alternativen betrachtet. Einmal wird davon ausgegangen, daß Energie und Intensität dieselben Werte wie im Protonenmode haben. Bei dieser Alternative bleibt das Hauptsynchrotron als wesentlichster Teil der Anlage für beide Moden unverändert. Das bedeutet insbesondere, daß Magnetsystem und Hochfrequenzsystem unverändert bleiben. Bei der zweiten Alternative wird davon ausgegangen, das Gesamtsystem auch auf Kosten von Energie oder Intensität möglichst wenig zu verändern und damit eine möglichst billige Lösung zu erhalten.

a) Erste Alternative: Minimale Änderung des Hauptsynchrotrons

Das Magnetsystem ist wesentlich durch das maximale Feld und die Wiederholfrequenz, das Hochfrequenzsystem durch Bandbreite und Wiederholfrequenz bestimmt. Das maximale Magnetfeld ist proportional zum maximalen Impuls und damit auch der erreichbaren Endenergie. Die Endenergie ist in beiden Moden bis auf 1. % gleich. Das Magnetsystem des Hauptsynchrotrons erfährt keine Änderungen bis auf eine geringfügige Veränderung des Magnetzyklus, wie etwa der Anpassung der Anstiegszeit gemäß den Beziehungen (21) und (22) und einem höheren Injektionsfeld.

Gleiche Bandbreite für das Hochfrequenzsystem erfordert gleiche Teilchengeschwindigkeiten bei der Injektion, das bedeutet aber doppelten Teilchenimpuls im D-Mode. Soll andernteils eine Vergrößerung der Bandbreite zugelassen werden, so ergibt sich eine unzulässige Änderung der Gesamtkonzeption des Hochfrequenzsystems.

Doppelter Teilchenimpuls bei der Injektion in das Hauptsynchrotron bedeutet Verdopplung des maximalen Magnetfeldes im Zwischensynchrotron von 0,58 T auf 1,15 T. Es

vervierfacht sich die gespeicherte Energie. Der Frequenzhub wird so groß, daß er nicht mehr von einem System von Kavitäten bewältigt werden kann, das Hochfrequenzsystem wird damit ebenfalls aufwendiger.

Die Benutzung des Linearbeschleunigers für beide Teilchenarten im 2π -Mode erscheint unwirtschaftlich, weil im P-Mode nur die halbe Beschleunigungsspannung ausgenutzt werden kann. Da andernteils die Beschleunigung von Deuteronen im 4π -Mode an existierenden Linearbeschleunigern gelungen ist, soll hier von dieser Betriebsart ausgegangen werden. Es bleibt zu untersuchen, ob Beschleunigung im 4π -Mode auch für intensive Teilchenstrahlen ohne Verluste möglich ist. Da die kinetische Energie der Deuteronen dabei aber nur die Hälfte der Protonenenergie beträgt, erscheint es zweckmäßig, von Anfang an mit höheren kinetischen Energien auch für die Injektion der Protonen in das Zwischensynchrotron zu arbeiten. So könnte etwa mit 60 statt 30 MeV im P-Mode eingeschossen werden. Das bedingt einen doppelt so langen Linac. Im D-Mode stünden dann 30 MeV Deuteronen zur Verfügung. Die Raumladungsbegrenzung für Deuteronen bei der Injektion in das Zwischensynchrotron ist dann dieselbe wie unter den jetzigen Bedingungen für Protonen. Mit der Erhöhung der Injektionsenergie wird auch der Frequenzhub im Zwischensynchrotron entsprechend vermindert, er beträgt bei einem 60 MeV Linac wie bisher $1 : 3,84$. Allein das Magnetsystem des Zwischensynchrotrons bedarf in diesem Fall einer Änderung. Der zusätzliche Gewinn für den Protonenmode ist die gegenüber den jetzigen Werten hinausgeschobene Raumladungsbegrenzung, was zu einer entsprechenden Erhöhung der Protonenintensität ausgenutzt werden kann.

Die Mehrkosten setzen sich zusammen aus den Kosten für die Deuteronenquelle, den vergrößerten Linearbeschleuniger und den Mehrkosten für das Magnetsystem des Zwischensynchrotrons.

Dafür kann ein Deuteronenbeschleuniger mit einer Energie von nahezu 60 GeV und einer Intensität von etwa 10^{13} d/Puls erwartet werden.

Wird der Linearbeschleuniger unverändert mit einer Endenergie von 30 MeV im Protonenmode betrieben, so ist das Zwischensynchrotron mit einem zweiten Hochfrequenzsystem auszustatten, um den großen Frequenzhub zu bewältigen. Dafür ist genügend Platz vorzusehen. Die erreichbare mittlere Deuteronenintensität wird in diesem Fall wegen der linearen Abhängigkeit der Raumladungsgrenze von der Injektionsenergie mindestens um den Faktor 2 niedriger sein als mit dem doppelt so langen Linearbeschleuniger.

Die Transferenergien für den Deuteronenmode werden mit Hilfe eines Optimierungsverfahrens⁶⁾ nach Fixierung der wesentlichen Parameter gefunden.

b) Zweite Alternative: Minimale Änderung des Gesamtsystems

Hier wird davon ausgegangen, daß keine teuren Komponenten des Beschleunigers geändert werden. Es bleibt also bei einem Linearbeschleuniger von 30 MeV für Protonen, entsprechend 15 MeV für Deuteronen. Das Magnetsystem des Zwischensynchrotrons bleibt unverändert, damit sinkt die mögliche Injektionsenergie für das Hauptsynchrotron auf 1.48 GeV. Das Injektionsfeld im Hauptsynchrotron bleibt unverändert, aber der erforderliche Frequenzhub bzw. die Bandbreite wachsen an, auf 1 : 1,2 bzw. 18,5 % (statt 1 : 1,06 bzw. 5,4 %). Die Injektionsenergie in das Zwischensynchrotron beträgt 15 MeV für den D-Mode. Der zugehörige Frequenzhub im Zwischensynchrotron ist 1 : 6,7. Es werden dann sowohl im Zwischensynchrotron als auch im Hauptsynchrotron je ein zusätzliches Hochfrequenzsystem notwendig, die den Anschluß an die Werte im P-Mode gewährleisten, d.h. die die Teilchenenergie von 15 auf 60 MeV im Zwischensynchrotron und von 1,5 auf 4 GeV im Hauptsynchrotron bringen. Die dazu erforderliche

Zeit bedingt eine Verlängerung des Zyklus. Aus Raumgründen kann im Zwischensynchrotron zusätzlich nur etwa eine weitere Kavität in den Ring gebracht werden, die Zykluszeit verlängert sich dann um etwa 0,5 sec. Sowohl durch diese Verlängerung (um ca. 0,5 sec) als auch durch die niedrigere Raumladungsgrenze bei der Injektion in das Zwischensynchrotron ($N_D \approx \frac{1}{2} N_p$) und größere Aufstreuung im Restgas wird die Deuteronenintensität reduziert. Es kann mit etwa 10^{12} d/Puls gerechnet werden.

Eine solche Alternative scheint attraktiv, wenn der Beschleuniger voraussichtlich den größeren Teil im P-Mode gefahren wird.

Einer der Verfasser (W.H.) dankt Herrn Arendt für kritische Durchsicht des Manuskripts.

Literaturverzeichnis

- 1) Th. Sluyters, A theoretical and experimental comparison of proton and deuteron acceleration in the CERN linear accelerator, CERN 64-22 (1964)
- 2) E.D. Courant, A study of possible deuteron acceleration, in Conference on Linear Accelerators for High Energy, BNL, Aug. 1962, p. 289
- 3) The omnitron, a multipurpose accelerator, July 1966 Lawrence Radiation Laboratory, UCRL-16828
- 4) L'accélération de deutons par Saturne, NI (Internal Courier of CEA. Saclay) Jan. 1968

- 5) Vorschlag zum Bau eines 40 GeV Protonensynchrotrons, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Experimentelle Kernphysik, Juli 1967
- 6) Vorschlag zum Bau eines 40 GeV Protonensynchrotrons - Addendum - Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Experimentelle Kernphysik, Juli 1969
- 7) Seminar über das 40 GeV Protonensynchrotron, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Experimentelle Kernphysik, 16./17. Febr. 1968
- 8) Lander et al., Phys. Rev. 137 B, 1228 (1965)
- 9) G. Fäldt, H. Pilkuhn, TH. 1064-CERN preprint (1969)
- 10) Engler et al., Physics Letters 27 B, 598 (1968) and 28 B, 64 (1968)
- 11) J. Banaigo et al., pres. at Int. Conference on Elementary Particles, Lund 1969
- 12) Harrington, Phys. Letters 29 B, 188 (1969)
- 13) z.B. V. Franco und R.J. Glauber, Phys.Rev.Letters 22, 370 (1969)
- 14) F. Binon et al., pres. at Int. Conference on Elementary Particles, Lund 1969
- 15) Proc. XI. Int. Conference on Cosmic Rays (im Druck)
- 16) z.B. C. Wilkin, in "Nuclear and Particle Physics", Ed. B. Margolis and C.S. Lam (Benjamin 1968)
- 17) R. Beurtey, CERN NP Internal Report 67 - 21
- 18) A. T. Goshaw et al., Phys. Rev. Letters 23, 990 (1969)