

Interner Bericht

DESY-Bibliothek
22. APR 1968 ✓

H-16

März 1968

ÜBERSICHT ÜBER DAS FUNKTIONSPRINZIP

DES ELEKTRONENRINGBESCHLEUNIGERS

(SMOKATRON)

von

A. Piwinski

1. The first part of the document

2. The second part of the document

3. The third part of the document

4. The fourth part of the document

5. The fifth part of the document

6. The sixth part of the document

ÜBERSICHT ÜBER DAS FUNKTIONSPRINZIP

DES ELEKTRONENRINGBESCHLEUNIGERS

(SMOKATRON)

von

A. Piwinski

I n h a l t

1. Übersicht
2. Arbeitsphasen
 - 2.1 Kompression
 - 2.2 Ionisation
 - 2.3 Expansion
 - 2.4 Hochfrequenzbeschleunigung
3. Grenzen für die Teilchendichten
 - 3.1 Inkohärenter Raumladungseffekt
 - 3.2 Longitudinale Plasmaschwingungen

1. Übersicht

Zu Beginn soll ein kurzer und grober Überblick über die Arbeitsweise des Elektronenringbeschleunigers (Smokatron) gegeben werden.

Das Kernstück des Beschleunigers ist die sogenannte Kompressionsbox, eine zylindersymmetrische Kammer mit einem Magnetfeld, das im wesentlichen axial gerichtet ist. In diese Kammer werden senkrecht zum Magnetfeld Elektronen eingeschossen, so daß ein Elektronenring entsteht, der senkrecht zum Magnetfeld rotiert. Bei der nun folgenden Erhöhung des Magnetfeldes zieht sich der Elektronenring zusammen, d.h. sowohl der Durchmesser als auch der Querschnitt des Ringes. Dadurch entsteht eine hohe Raumladung und eine hohe Feldstärke an der Ringoberfläche. Außerdem wird mit der Erhöhung des Magnetfeldes, wie später noch im einzelnen gezeigt wird, die Energie der Elektronen erhöht.

Schon während der Kompression des Ringes wird Wasserstoff in die Kammer eingelassen. Die Wasserstoffatome, die in den Ring geraten, werden ionisiert, und die frei werdenden Protonen werden von der starken Raumladung des Ringes angezogen und im Ring festgehalten. Die Protonen üben nun folgenden Einfluß auf die Elektronen aus, der für die ganze Arbeit des Beschleunigers wesentlich ist. Zwischen den Elektronen wirken zwei verschiedene Kräfte: Die elektrischen Kräfte, die die Elektronen untereinander abstoßen, und die magnetischen Kräfte, die die Elektronen untereinander anziehen. Da die elektrischen Kräfte überwiegen, ist die Gesamtkraft abstoßend. Bei sehr hohen Energien werden die elektrischen und magnetischen Kräfte einander gleich, und die resultierende Kraft geht gegen Null. Wenn nun durch die Protonen ein Teil der elektrischen Ladung kompensiert wird, werden die elektri-

schen Kräfte überkompensiert, die Gesamtkraft wird anziehend und der Ring stabil. Das ist das sogenannte Prinzip der Selbstfokussierung oder auch der magnetischen Selbstfokussierung.

Anschließend soll der ganze Ring in axialer Richtung aus der Kammer hinausbefördert und beschleunigt werden. Das kann man so erreichen, daß man das Magnetfeld nach einer Seite öffnet, d.h. daß man die Feldlinien auf einer Seite nach außen biegt. Dadurch wird der Ring gezwungen, nach dieser Seite aus der Kammer hinauszulaufen. Man kann das folgendermaßen einsehen: Bei einem axialen Magnetfeld ist die Lorentzkraft zum Zentrum des Kreises gerichtet. Durch die Verbiegung des Feldes entsteht eine radiale Feldkomponente, die um 90° gegen die axiale Komponente gedreht ist. Die hierdurch entstehende Komponente der Lorentzkraft ist ebenfalls um 90° gegen die ursprüngliche Kraftkomponente gedreht und drückt den Ring hinaus. Bei diesem Vorgang wird der Ring auseinander gezogen. Die Elektronen gewinnen natürlich keine Energie, da keine Spannung induziert wird, aber es wird Rotationsenergie in axiale Bewegungsenergie umgeformt. Hierdurch gewinnen die Protonen, die bis dahin in Ruhe waren, ebenfalls axiale Bewegungsenergie.

Zur weiteren Energiegewinnung der Protonen sind Hochfrequenzfelder erforderlich, die entweder mit Resonanzcavities oder mit Linearbeschleunigern oder mit anderen Strukturen erzeugt werden können. In den Hochfrequenzabschnitten muß natürlich das axiale magnetische Führungsfeld erhalten bleiben; denn die Elektronen bilden zusammen mit den Protonen weiterhin einen Ring, der nicht auseinanderlaufen darf. Am Ende des Beschleunigers genügt dann ein starker Stoß mit einem Magnetfeld, um die Protonen von den Elektronen zu trennen.

Die erste Frage, die sich sofort stellt, lautet: Welche Vorteile bietet ein solcher Beschleuniger gegenüber einem konventionellen Beschleuniger? Auf den ersten Blick bemerkt man ja einen Nachteil; denn man beschleunigt viel mehr Elektronen als Protonen, obwohl man sich für die Protonen interessiert. Den Vorteil sieht man bei folgender Überlegung. Wenn ein Elektron die Spannung U durchlaufen hat, beträgt sein Energiegewinn:

$$\Delta E_e = mc^2 \Delta \gamma_e = eU$$

mit

$$\gamma_e^2 = \frac{1}{1 - \beta_e^2} \quad ; \quad \beta_e = \frac{v_e}{c}$$

Wenn ein Proton dieselbe Spannung durchlaufen hat, beträgt sein Energiegewinn:

$$\Delta E_p = Mc^2 \Delta \gamma_p = eU$$

Wird aber ein Proton von sehr vielen Elektronen mitgezogen, so ist

$$\Delta \gamma_e = \Delta \gamma_p$$

und

$$\Delta E_p = Mc^2 \Delta \gamma_e = \frac{M}{m} eU$$

Der Energiegewinn ist um den Faktor M/m größer geworden. Leider kann man für m nicht die Ruhemasse des Elektrons einsetzen; denn die Elektronen besaßen ja zu Beginn der axialen Beschleunigung bereits relativistische Massen. Doch auch bei Berücksichtigung dieser Anfangsenergie ist der Faktor M/m noch etwa 40. Das bedeutet, daß man mit einem Vierzigstel für die Beschleunigungslänge auskommt. Darin liegt der Hauptvorteil des Elektronenringbeschleunigers. Die Grenze für die beschleunigende Hochfrequenzspannung liegt wegen der Überschläge bei etwa 14 MV/m. Wenn man die Hälfte hiervon im Mittel in der Beschleunigungsstruktur aufbringen kann und wenn der Elektronenring die nötige Raumladungsdichte besitzt, bekommt man für die Protonen einen Energiegewinn von etwa 300 MeV/m, d.h. man könnte eine 1000 GeV - Maschine auf einer Länge von 3 bis 4 km bauen.

Ein weiterer Vorteil dieses Beschleunigers ist die Möglichkeit, schwere Ionen und polarisierte Teilchen zu beschleunigen.

2. Arbeitsphasen

2.1 Kompression

Bei der Kompression soll der Elektronenring zusammengezogen und die Energie der Elektronen erhöht werden. Es muß deshalb zunächst die Abhängigkeit der Energieerhöhung von der Magnetfelderhöhung gefunden werden. Diese Frage ist zum Beispiel in der Theorie des Betatrons gelöst worden. Man könnte den Zu-

sammenhang über das Induktionsgesetz finden, indem man setzt

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{eU}{2\pi R} = \frac{e}{2\pi R} \frac{\partial}{\partial t} \int_F B \, dF$$

- P = Impuls
- U = Umlaufspannung
- e = Elementarladung
- R = Bahnradius
- B = Magnetfeld
- F = von Elektronenbahn eingeschlossene Kreisfläche

Das ist ein vertrauter, aber etwas umständlicher Weg. Es ist hier einfacher, einen anderen Weg zu wählen und eine adiabatische Invariante zu benutzen. Diese Invariante ist definiert durch

$$I = \frac{1}{2\pi} \oint p \, dq$$

p ist der kanonische Impuls. Für ein Elektron im Magnetfeld gilt

$$p = \vec{P} + e \cdot \alpha$$

\vec{P} = Teilchenimpuls, α = Vektorpotential des Magnetfeldes.

Die Integration ist über einen vollen Umlauf des Elektrons im Magnetfeld auszuführen.

$$I = \frac{1}{2\pi} \oint (\vec{P} + e\alpha) d\omega$$

In der Mechanik wird gezeigt, daß I bei adiabatischen, d.h. bei langsamen Änderungen eines Parameters wie hier des Magnetfeldes konstant bleibt. Langsam heißt hier, daß

$$\frac{\partial B}{\partial t} \ll \frac{B}{T}$$

gilt, wobei T die Umlaufzeit ist. Der erste Term kann bei der Integration konstant gehalten werden, da sich der Impuls bei einem Umlauf nur sehr wenig ändern soll. Der zweite Term kann nach dem Stoke'schen Satz umgeformt werden

$$I = RP + \frac{e}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^R \text{rot}_z \alpha \, r d\phi \, dr$$

weiter soll gelten

$$\text{rot}_z \alpha = B_z = \frac{C}{r^n}$$

Das Magnetfeld besitzt den für die Fokussierung notwendigen Abfall in radialer Richtung mit dem Feldindex n und ist gleich dem Magnetfeld in einer schwachfokussierenden Maschine. Die Integration liefert:

$$I = RP + \frac{e}{2-n} R^2 B$$

Da auf jeder Kreisbahn die Lorentzkraft gleich der Fliehkraft ist, gilt

$$\frac{mv^2}{R} = e u B \quad \text{oder} \quad P = e R B$$

Nach Eliminierung von R erhält man für P und R den Zusammenhang:

$$I = \frac{1}{e} \frac{3-n}{2-n} \frac{P^2}{R} = \text{konst.}$$

Da bei relativistischen Energien $E = cp$ gilt, bekommt man schließlich für die Energie in der komprimierten Phase

$$E_1 = E_0 \sqrt{\frac{B_1}{B_0}}$$

Die Indizes 0 und 1 beziehen sich auf die Anfangsphase bzw. auf die komprimierte Phase. Mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{R_1}{R_0} = \frac{P_1 B_0}{P_0 B_1}$$

erhält man für den Radius

$$R_1 = R_0 \sqrt{\frac{B_0}{B_1}}$$

Entsprechend gilt für den Strahlradius ρ (Strahldicke = 2ρ)

$$\rho_1 = \rho_0 \sqrt{\frac{B_0}{B_1}}$$

2.2 Ionisation

Die Zahl der während der Ionisation entstehenden Protonen ergibt sich aus der Gleichung

$$\frac{dN_p}{dt} = \sigma c N_e n_H$$

- σ = Wirkungsquerschnitt = 10^{-19} cm²
 $N_{p,e}$ = Zahl der Protonen bzw. Elektronen
 n_H = Dichte der Wasserstoffatome

Ersetzt man die Dichte n_H durch den Druck P_H so erhält man

$$\frac{dN_p}{dt} = 2,1 \cdot 10^8 \cdot N_e \frac{P_H}{\text{Torr} \cdot \text{sec}}$$

Mit $P_H = 10^{-8}$ Torr und $N_e = 100 \cdot N_p$ erhält man für die Ionisationszeit $t = 5$ msec.

Es soll noch eine Grenze für die Selbststabilisierung gegeben werden, durch die der Quotient N_p/N_e begrenzt wird.

Im Laborsystem, d.h. im Ruhesystem der Protonen, sind die Raumladungen der Protonen und Elektronen gegeben durch die Beziehungen

$$\rho_p = \frac{e\Delta N_p}{\Delta V} \qquad \rho_e = \frac{e\Delta N_e}{\Delta V}$$

ΔN_p bzw. ΔN_e bedeutet die Zahl der Protonen bzw. Elektronen im selben Volumen ΔV . Im mitbewegten System der Elektronen lauten die entsprechenden Dichten

$$\rho'_p = \frac{e\Delta N_p}{\Delta V'_p} \qquad \rho'_e = \frac{e\Delta N_e}{\Delta V'_e}$$

$\Delta V'_p$ soll durch dieselben Protonen begrenzt werden wie ΔV . Berücksichtigt man, daß ΔV im Ruhesystem der Protonen gemessen wird, so bekommt man die Beziehung

$$\Delta V = \gamma \Delta V'_p$$

und
$$\gamma \rho_p = \rho'_p$$

$\Delta V'_e$ soll anders auf ΔV transformiert werden, und zwar so, daß beide Volumina von denselben Elektronen begrenzt werden. Dann ist $\Delta V'_e$ das im Ruhesystem der Elektronen gemessene Volumen, und man erhält

$$\Delta V'_e = \gamma \Delta V$$

und
$$\rho_e = \rho'_e \gamma$$

Verlangt man nun, daß $\rho_e > \rho_p$ gilt, denn ein Teil der negativen Raumladung wird durch die anziehenden magnetischen Kräfte zwischen den Elektronen kompensiert, und verlangt man weiter, daß $\rho'_e < \rho'_p$ gilt, denn im mitbewegten System wird ein Teil der positiven Raumladung durch die anziehenden magnetischen Kräfte zwischen den Protonen kompensiert, dann erhält man

$$N_e > N_p \quad \text{und} \quad \frac{N_e}{\gamma} < N_p \gamma$$

oder

$$\frac{N_e}{\gamma^2} < N_p < N_e$$

als Grenze für die Selbstfokussierung.

2.3 Expansion

Bei der Expansion wird das Magnetfeld nach einer Seite geöffnet, so daß der Ring hinauslaufen kann. Es ist hier die Frage zu klären, wie sich die Rotationsenergie zu Beginn auf die Rotationsenergie und axiale Bewegung nach der Expansion verteilt. Um den Zusammenhang zu finden, kann man die weiter oben zitierte adiabatische Invariante benutzen. Eine adiabatische Änderung bedeutet in diesem Fall, daß

$$\frac{\partial B}{\partial z} \ll \frac{B}{R}$$

gilt. Die Invariante liefert dann

$$\frac{P_{\perp}^2}{B_z} = \text{konst.}$$

oder
$$P_{\perp 2} = P_{\perp 1} \sqrt{\frac{B_{z2}}{B_{z1}}}$$

P_{\perp} = azimuthaler Teilchenimpuls

Eine weitere Umformung liefert

$$\begin{aligned} P_{\perp 2}^2 &= m^2 \gamma_2^2 \beta_{\perp 2}^2 = m^2 \gamma^2 (\beta_2^2 - \beta_{\parallel 2}^2) = m^2 \left(\frac{\gamma_2^2}{\gamma_{\parallel 2}^2} - 1 \right) \\ &= m^2 \left(\frac{\gamma_1^2}{\gamma_{\parallel 1}^2} - 1 \right) \frac{B_{z2}}{B_{z1}} \end{aligned}$$

γ_{\parallel} ist definiert durch

$$\gamma_{\parallel}^2 = \frac{1}{1 - \beta_{\parallel}^2}, \quad \beta_{\parallel} = \frac{v}{c}$$

und bestimmt die Energie der Protonen. Eine zweite Bedingung verlangt, daß die Gesamtenergie der Elektronen und Protonen konstant bleibt:

$$N_e E_{e1} + N_p E_{p1} = N_e E_{e2} + N_p E_{p2}$$

oder
$$\gamma_1 + g \gamma_{\parallel 1} = \gamma_2 + g \gamma_{\parallel 2}$$

mit
$$g = \frac{N_p M}{N_e m}$$

Beide Bedingungen zusammen liefern die Beziehung

$$\gamma_2^2 = \gamma_{\parallel 2}^2 \left(1 + \left(\frac{\gamma_1^2}{\gamma_{\parallel 1}^2} - 1 \right) \frac{B_{z2}}{B_{z1}} \right) = (\gamma_1 + g\gamma_{\parallel 1} - g\gamma_{\parallel 2})^2$$

d.h.

$$\gamma_{\parallel 2} = \frac{\gamma_1 + g\gamma_{\parallel 1}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\gamma_1^2}{\gamma_{\parallel 1}^2} - 1 \right) \frac{B_{z2}}{B_{z1}} + g}}$$

Setzt man $\gamma_{\parallel 1} = 1$ und macht die vereinfachende Annahme

$$\gamma_1^2 \gg \frac{B_{z1}}{B_{z2}}$$

so erhält man:

$$\gamma_{\parallel 2} = \frac{\gamma_1 + g}{\gamma_1 \sqrt{\frac{B_{z2}}{B_{z1}} + g}}$$

Ist außerdem noch $g \ll \gamma_1$, dann erhält man schließlich:

$$\gamma_{\parallel 2} = \sqrt{\frac{B_{z1}}{B_{z2}}}$$

Der Radius ergibt sich zu

$$R_2 = R_1 \sqrt{\frac{B_{z1}}{B_{z2}}}$$

Das Magnetfeld darf nicht zu schnell abfallen, da bei einer zu starken Beschleunigung die Protonen aus dem Ring heraus-

rutschen. Eine Grenze für die Beschleunigung erhält man durch folgende Überlegung. Die Kraft auf ein Proton an der Oberfläche des Ringes ist

$$F_e = e \frac{N_e e}{\epsilon 2\pi\rho 2\pi R} = \frac{N_e r_e mc^2}{\pi\rho R}$$

mit $mc^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon r_e}$

Die Kraft, die auf Grund der Beschleunigung auf ein Proton ausgeübt wird, ist

$$F_e = \frac{dE_p}{dz} = Mc^2 \frac{d}{dz} \gamma_{||} \approx Mc^2 \frac{d}{dz} \sqrt{\frac{B_1}{B}}$$

Das Abfallen des Feldes werde beschrieben durch die Funktion

$$f(z) = \frac{B_z}{B_{z1}}$$

Berücksichtigt man, daß

$$\rho R = \rho_1 R_1 \frac{B_{z1}}{B_z} = \rho_1 R_1 \frac{1}{f(z)}$$

ist, und setzt $F_e = F_b$, dann erhält man folgende Differentialgleichung für $f(z)$:

$$\frac{N_e r_e m}{\pi\rho_1 R_1} f(z) = M \frac{d}{dz} \frac{1}{\sqrt{f(z)}}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$f(z) = \left(\frac{3z}{2\lambda} + 1\right)^{-\frac{2}{3}}$$

mit
$$\lambda = \frac{\pi \rho_1 R_1 M}{2 r_e N_e m}$$

Mit den Werten für das in Berkeley geplante Modell (Tabelle am Schluß) ergibt sich λ zu 3,5 m. Um eine Protonenenergie von 2 GeV ($\gamma_{\parallel} \approx 2$) zu erreichen, muß man das Feld auf ein Viertel abfallen lassen. Die dafür erforderliche Länge ergibt sich aus

$$f(z) = \frac{1}{4}$$

und beträgt 16,3 m. Da λ umgekehrt proportional zu N_e ist, verhält sich auch die erforderliche Länge für die magnetische Beschleunigung umgekehrt proportional zu N_e .

2.4 Hochfrequenzbeschleunigung

Das Verhalten des Ringes bei der Beschleunigung durch Hochfrequenzfelder wird dadurch bestimmt, daß der azimuthale Impuls konstant bleibt.

$$p_{\perp 3} = p_{\perp 2}$$

$$\gamma_3^2 \beta_{\perp 3}^2 = \gamma_2^2 \beta_{\perp 2}^2$$

$$\gamma_3^2 (\beta_3^2 - \beta_{\parallel 3}^2) = \gamma_2^2 (\beta_2^2 - \beta_{\parallel 2}^2)$$

$$\frac{\gamma_{\parallel 3}}{\gamma_3} = \frac{\gamma_{\parallel 2}}{\gamma_2}$$

Drückt man $\gamma_{\parallel 3}$ und γ_3 durch die Protonen- bzw. Elektronenenergien aus und setzt $\gamma_{\parallel 2} = 1$, so erhält man das in der Übersicht angeführte Ergebnis

$$E_{p3} = \frac{M}{m\gamma_2} E_{e3}$$

Die Hochfrequenzbeschleunigung wird durch die Struktur des Strahls bzw. durch die Struktur der Ringe sehr erschwert. Erstens besitzen die Ringe einen relativ großen Durchmesser ($2R_2 \approx 7,5$ cm), so daß die Cavities entsprechend groß sein müssen, was zu einer niedrigen Frequenz führt. Da die Cavityverluste mit kleiner werdender Frequenz wachsen, muß man große Verlustleistungen in Kauf nehmen. Zweitens ist die Länge eines Teilchenimpulses sehr klein. Bei einer Dicke des Ringes von 3 mm dauert der Impuls nur 10^{-11} sec oder 10 psec. Die Wiederholungsfrequenz dagegen beträgt maximal 10 Hz, so daß die Cavities fast ständig leer laufen und nur gelegentlich ein riesiges Beamloading aufnehmen müssen. Es ist deshalb vorgeschlagen worden, Beschleunigungskolonnen zu verwenden, die nur mit kurzen Impulsen gespeist werden. Ob man ein solches System technisch realisieren kann, ist noch ungewiß.

3. Grenzen für die Teilchendichten

Es werden noch zwei Effekte angegeben, durch die die Zahl der

Elektronen und damit die Zahl der Protonen und die maximale Beschleunigung der Protonen begrenzt sind.

3.1 Inkohärenter Raumladungseffekt

Durch die Raumladung werden auf ein Elektron Kräfte ausgeübt, die den fokussierenden Kräften entgegen gerichtet sind. Dadurch werden die Betatronschwingungen langsamer, d.h. die Betatronfrequenz Q wird zu kleineren Werten verschoben. Da Q aus Stabilitätsgründen für die Betatronschwingungen weder ganz- noch halbzahlig sein darf, ist eine Grenze für die maximale Q -Verschiebung gegeben. Für eine schwachfokussierende Maschine gilt

$$Q_r = \sqrt{1 - n} \quad \text{und} \quad Q_z = \sqrt{n}$$

Mit $n \approx 0,5$ ist $Q_r \approx Q_z \approx 0,7$ und

$$\Delta Q < 0.2$$

Die Q -Verschiebung ist bei Vernachlässigung der Wandfelder mit der Elektronenzahl N_e verknüpft durch die Beziehung

$$N = \frac{2\pi p^2 \gamma^3}{r_e R} Q \cdot \Delta Q$$

Für das in Berkeley geplante Modell ergibt sich damit für die Anfangsphase die Grenze

$$N_e < 4 \cdot 10^{13}$$

3.2 Longitudinale Plasmaschwingungen

Bei longitudinalen Plasmaschwingungen führen ganze Teilchenbereiche kohärente Schwingungen in longitudinaler Richtung gegeneinander aus. Bei zu großen Teilchendichten können diese Schwingungen exponentiell anwachsen. Eine Stabilitätsgrenze ist gegeben durch

$$N_e < \frac{4R\gamma^3}{6r_e} \frac{E}{f} \left| \frac{df}{dE} \right| \frac{\Delta p^2}{p^2}$$

f = Umlauffrequenz

Δp = Impulstrennung

Für eine schwachfokussierende Maschine gilt weit oberhalb der kritischen Energie

$$\frac{E}{f} \frac{df}{dE} = \frac{-1}{1-n}$$

Mit den zuletzt genannten Daten und $\Delta p/p = 2,5 \%$ erhält man

$$N_e < 3,5 \cdot 10^{13}$$

Es sei noch bemerkt, daß transversale Plasmaschwingungen bei hoher Leitfähigkeit der Vakuumwände dieselbe Q-Verschiebung hervorrufen wie der Raumladungseffekt und daher dieselbe Grenze für die Teilchendichte verlangen.

P A R A M E T E R

			geplantes	
			Modell in Dubna	Modell in Berkeley
<u>Injektionsphase</u>				
Elektronenenergie	E_0	1.5 MeV	4.5 MeV	
Ringradius	R_0	25 cm	20 cm	
Strahlradius	ρ_0		0.5 cm	
Magnetfeld	B_0	200 G	750 G	
Elektronenzahl	N_e	10^{13}	10^{13}	
<u>Komprimierte Phase</u>				
Elektronenenergie	E_1	15 MeV	23 MeV	
Ringradius	R_1	5 cm	3.7 cm	
Strahlradius	ρ_1		0.09 cm	
Magnetfeld	B_1	10 kG	20 kG	
Protonenzahl	N_p	10^{11}	10^{11}	
Strahlungsverluste pro Umlauf u. Elektron	ΔE_1	1 meV	0.7 eV	
Kompressionsfrequenz	f_K	1 Hz	0.03 Hz	
Protonenenergie nach der Expansion ($Mc^2\gamma_{ 2}$)	E_{p2}	2 GeV	2 GeV	
Hochfrequenz	f	150 MHz	200 MHz	

L i t e r a t u r

- 1) W.H. Bennett, Phys. Rev. 45, 890 (1934)
- 2) W.H. Bennett, Phys. Rev. 98, 1584 (1955)
- 3) G.I. Budker, CERN Symposium 1956, S. 68
- 4) V.I. Veksler, Atomnaja Energija, N. 5, (1957)
- 5) Proposal for an Accelerator Development Study,
Lawrence Radiation Laboratory, Calif. Univ.
(Nov., 1967)
- 6) Veksler, Sarantseo, u.a., Proc. 6. Intern. Conf.
on High Energy Accelerators, Cambridge 1967
S. 289
- 7) H. Schopper, Physikalische Blätter

