

Interner Bericht
DESY B3/2
Februar 1971

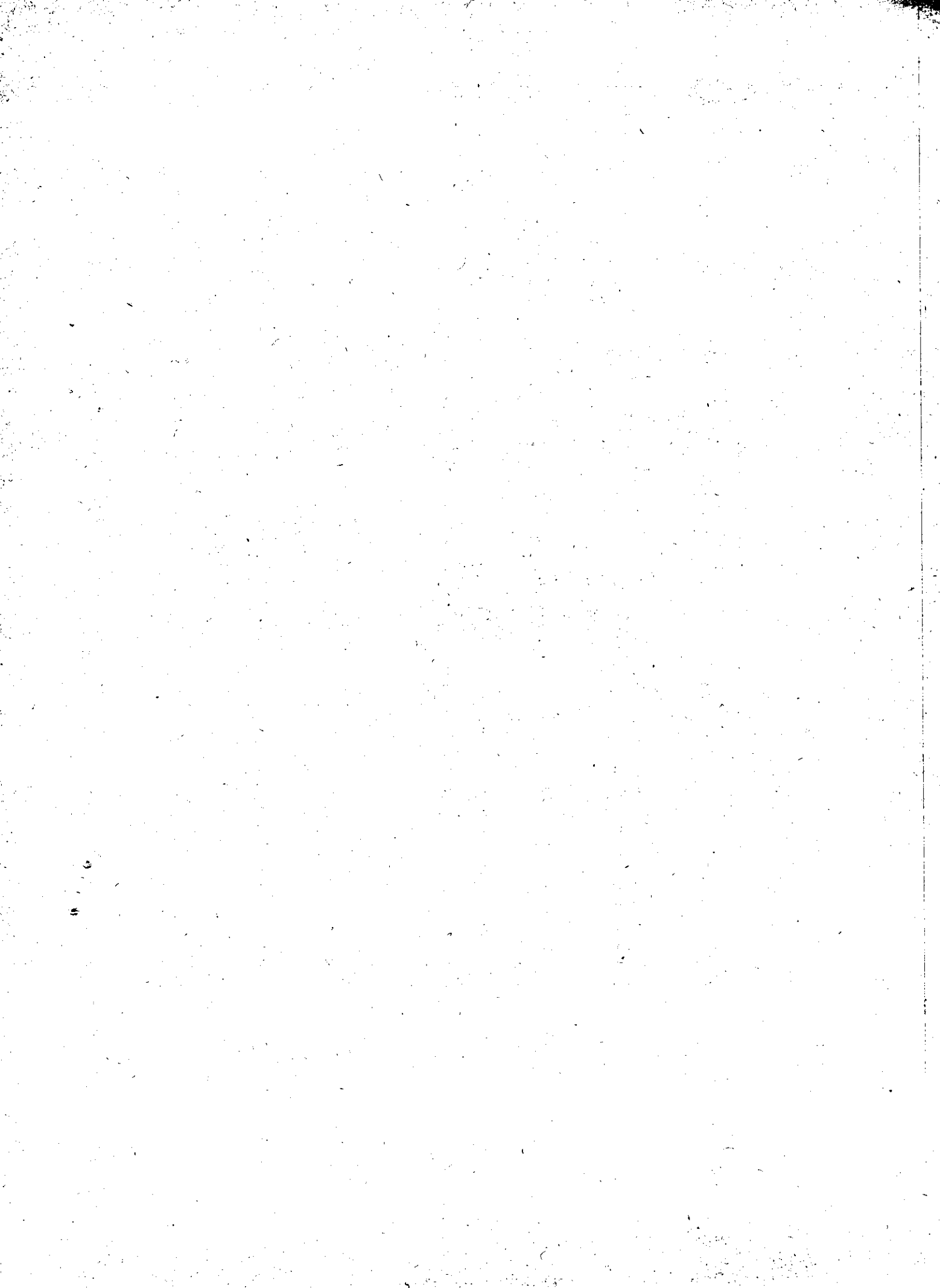
DESY-Bibliothek
10. FEB. 1971

SUPRALEITENDE BESCHLEUNIGER

Eine Zusammenstellung

von

G. Bathow, E. Freytag



Supraleitende Beschleuniger

Eine Zusammenstellung

von

G. Bathow, E. Freytag

Im Folgenden werden die charakteristischen Größen von Beschleunigungsstrecken und die Beziehungen zwischen ihnen zusammengefaßt. Besondere Aufmerksamkeit wird der Frequenzabhängigkeit bei Supraleitung im Gegensatz zum normalleitenden Zustand gewidmet, um Angaben in der Literatur bei verschiedenen Frequenzen vergleichen zu können. In einer Tabelle werden die Parameter von vier Projekten supraleitender Elektronenbeschleuniger zusammengestellt. Alle angegebenen Daten beziehen sich auf Strukturen aus massivem Niob.

Oberflächenwiderstand R

Der Oberflächenwiderstand ist die Ursache für die Verluste in Hochfrequenz-Beschleunigerstrukturen. Temperatur- und Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes R_s für Supraleiter wird durch die halbempirische Formel beschrieben

$$R_s = R_n A(\hbar\omega/kT_c) \cdot \phi(t) + R_o$$

mit $t = T/T_c$

T_c = kritische Temperatur .

Die temperaturabhängige Funktion $\phi(t)$ wird im Bereich $0,3 \leq t \leq 0,9$ durch

$$\phi(t) = t^4(1-t^2)/(1-t^4)^2$$

sehr gut wiedergegeben.

R_n ist der Oberflächenwiderstand des Materials oberhalb der kritischen Temperatur T_c . In diesem Temperaturbereich ergibt sich durch den anomalen Skin-effekt infolge der großen freien Weglänge der Elektronen als Frequenzabhängigkeit

$$R_n \sim \omega^{2/3}$$

während für die Funktion $A(\hbar\omega/kT_c)$ in guter Näherung gilt

$$A \sim \omega^{4/3},$$

sodaß für die Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes (ohne R_o) gilt

$$R_s \sim \omega^2.$$

Erst bei tiefen Temperaturen und niedrigen Frequenzen spielt der Restwiderstand R_o eine Rolle, der von Verunreinigungen und Defekten im Material verursacht wird. Dieser Restwiderstand ist proportional ω^a mit $a \leq 2$ und im wesentlichen temperaturunabhängig. Obwohl also in praxi die Frequenzabhängigkeit je nach Größe von R_o schwächer als quadratisch geht, haben wir im Folgenden die quadratische Abhängigkeit zugrunde gelegt.

Der Widerstand R_N des normalleitenden Metalls im Bereich des normalen Skin-effekts hat die Frequenzabhängigkeit

$$R_N \sim \omega^{1/2}.$$

Wir schreiben daher

$$R_s = C_s(t) \cdot \nu^2 [\text{GHz}] \qquad R_N = C_N(T) \cdot \sqrt{\nu} [\text{GHz}]$$

C bedeutet dabei den auf 1 GHz normierten Oberflächenwiderstand. Während C_N im wesentlichen eine (temperaturabhängige) Materialkonstante ist (z.B. für Cu 300°K : $C_N = 7,8 \text{ m}\Omega$), ist C_s (Supraleitung) häufig über den Restwiderstand R_o vom Oberflächenzustand abhängig, der durch die Art der Vorbehandlung (Ätzen, Polieren, Glühen etc.) beeinflußt wird.

Empirisch stellt man fest, daß C_s auch von der wirksamen Magnetfeldstärke abhängt. Außerdem wird schon bei Feldstärken, die weit unterhalb von $H_c = 1940$ Gauss liegen, die Resonatorgüte drastisch reduziert. Immerhin gelangt man zu elektrischen Feldstärken, die über die in normalleitenden Beschleunigungsstrecken hinausgehen. Die folgenden gemessenen Werte gelten für diesen Bereich hoher Feldstärken:

Q_0	R_s (Ohm)	T (°K)	(GHz)	C_s (T)	Literatur
	$2 \cdot 10^{-6}$	4,2	2,5	$3 \cdot 10^{-7}$	5)
$8 \cdot 10^9$	$(3 \cdot 10^{-8})$	1,25	8,6	$(4 \cdot 10^{-10})$	6)
$2 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	1,2	8,4	$1,7 \cdot 10^{-9}$	7)
theor. Wert:	$5 \cdot 10^{-9}$	1,85	1,0	$5 \cdot 10^{-9}$	8)

Güte Q_0

Die Güte eines Kreises ist definiert als

$$Q_0 = 2\pi \frac{\text{gespeicherte Energie}}{\text{Energieverlust/Schwingung}}$$

Die Güte einer Struktur ohne Belastung durch den Strahl ist also proportional $1/R_s$:

$$Q_0 = \eta \cdot G/R$$

wobei $\eta = 377$ Ohm der Wellenwiderstand des Vakuums ist und

$$G = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{res}}} \frac{\int H^2 dV}{\int H^2 dO}$$

ein Form- oder Geometriefaktor, der nur von der Form der Struktur und dem Schwingungsmoden, nicht jedoch von der Frequenz abhängt. Für ein zylindrische unbelastetes Cavity der Länge $\lambda/2$ im TM_{010} -mode z.B. ist $G = 0,65$. Diese Definition von G setzt voraus, daß der Oberflächenwiderstand im ganzen Cavity einen konstanten Wert hat. Im supraleitenden Fall jedoch können durchaus lokale Unterschiede auftreten, sodaß ein nach dieser Beziehung errechnetes R_s je nach dem benutzten mode unterschiedliche Werte aufweisen kann⁹.

Bei gleicher Geometrie (gleichem G) ist die Frequenzabhängigkeit

$$Q_0 \sim 1/\omega^2$$

und bei Zimmertemperatur entsprechend $Q_0 \sim 1/\sqrt{\omega}$.

Shuntimpedanz r_o

Die Shuntimpedanz pro Längeneinheit der Struktur, r_o , ist definiert durch

$$r_o = \frac{E^2}{P_v/L}$$

wo E die effektive Feldstärke ist. P_v ist der gesamte Energieverlust in der Struktur, L die Gesamtlänge der Struktur. Zusammen mit der Tatsache, daß bei gleichbleibender Geometrie das Verhältnis r_o/Q_o materialunabhängig und proportional ω ist (wie man aus $Q_o = W/(P_v/\omega) = (\omega W/L)/(P_v/L)$ und $E^2 \sim \omega^2 W$, W gespeicherte Energie), ergibt sich für die Frequenzabhängigkeit von r_o

$$r_o \sim 1/\omega$$

Bei Zimmertemperatur ist entsprechend $r_o \sim \sqrt{\omega}$.

Verlustleistung P_v/L

Aus der Frequenzabhängigkeit von r_o folgt (bei gleichbleibender Feldstärke E) für die Frequenzabhängigkeit der Struktur-Verlustleistung:

$$P_v/L \sim \omega$$

während bei Zimmertemperatur $P_v/L \sim 1/\sqrt{\omega}$ gilt.

Güte bei Strahlbelastung Q_L , Beam Loading Factor

Der beam loading Faktor (= Strahlleistung/ P_v) ist demnach $1/\omega$ proportional (normalleitend $\sim \sqrt{\omega}$).

Ist die Energieaufnahme durch den Strahl groß gegen die Energieverlust in der Wand, so wird

$$Q_L = Q_o \frac{P_{\text{Wand}}}{P_{\text{Strahl}} + P_{\text{Wand}}} \Rightarrow Q_o/\text{beam loading factor}$$

und $Q_L \sim \frac{1}{\omega}$

selbstverständlich unabhängig von Normal- oder Supraleitung.

Füllzeit t_f

Die Füllzeit einer Struktur ist bei Anpassung $t_f = 2Q/\omega$. Für den hier interessierenden Fall starker Strahlbelastung gilt daher

$$t_f = 2Q_L/\omega$$

und $t_f \sim 1/\omega^2$.

In der folgenden Tabelle ist die Frequenzabhängigkeit der bisher behandelten Größen zusammengestellt, ferner ist der Einfluß des Oberflächenwiderstandes durch die entsprechenden Größen C_s und C_N angegeben.

Tabelle 1

	Supraleitung	Normalleitung (normaler Skineffekt)
R	$C_s \omega^2$	$C_N \cdot \sqrt{\omega}$
Q_o	$\frac{1}{C_s \omega^2}$	$\frac{1}{C_N \cdot \sqrt{\omega}}$
Q_L	$1/\omega$	$1/\omega$
r_o/Q_o	ω	ω
r_o	$\frac{1}{C_s \cdot \omega}$	$\frac{\sqrt{\omega}}{C_N}$
P_v	$C_s \cdot \omega$	$C_N/\sqrt{\omega}$
beam loading Faktor	$\frac{1}{C_s \cdot \omega}$	$\frac{\sqrt{\omega}}{C_N}$
t_f	$1/\omega^2$	$1/\omega^2$

In Tabelle 2 sind die wichtigsten Parameter supraleitender Elektronenbeschleuniger zusammengefaßt. Die ersten drei angeführten Beschleuniger sind bereits im Bau, dabei ist der dritte die Vorstudie zu dem geplanten vierten (SLAC-)Projekt.

Die Zahlenangaben sind der Literatur entnommen, eingeklammerte Werte sind aus diesen berechnet oder (ca.-Angaben) abgeschätzt. Beim SLAC-Projekt sind nicht alle Angaben in sich konsistent.

Die Werte für die Beschleunigungsstruktur bei HEPL basieren auf einem Strukturverlust von 2 W/m. Dieser Wert ergibt sich, wenn die angegebene Kälteleistung von 300 W für ständigen kontinuierlichen Betrieb ausreichen soll.

Die am Schluß aufgeführten Werte für C_s sind die maximalen Werte, die mit den angegebenen Parametern verträglich sind. Sie lassen im Vergleich zu den vorn angeführten Werten für C_s aus Labormessungen erkennen, welche Sorgfalt man bei der Oberflächenbehandlung der Struktur aufwenden muß.

Tabelle 2

Parameterliste supraleitender Elektronen-Beschleuniger

	HEPL ¹ Stanford	Urbana ² (Mikrotron)	Leapfrog ³ Stanford	SLAC ⁴ Stanford	
Endenergie	2	20 x 0,03	0,0172	100	GeV
Strahlstrom	100	20 x 10	48	3(mittel) 48(Spitze)	μ A
Tastverhältnis	1	1	1	1/16	
Pulslänge	-	-	-	0,25	sec
Strahlleistung	200	6	0,8	300(mittel) 4800(Spitze)	kW
Frequenz	1,3	1,3	2,856	2,856	GHz
Länge gesamt	150	-		3000	m
Beschleunigungs- Struktur	(ca.120)	(ca.3,7)	0,525	(2920)	m
Beschleunigung	(ca.17)	(ca.8)	32,8	32,8	MeV/m
maximale Feldstärken	(ca.40)	(18,5)	55	(55)	MV/m
-----	(ca.800)	370	1000	(1000)	Gauss
Sollphase		9°			
Phasenbreite Einschub	$\pm 0,5^\circ$	$\pm 3^\circ$			
Einschubenergie	80	250			keV
Einschub-Akzeptanz	5 π				mm·mrad
Emittanz	0,1 π			5·10 ⁻⁴ π	mm·mrad
Energiestreuung $\Delta p/p$	1·10 ⁻⁴	(1·10 ⁻⁴)		2·10 ⁻³	

Typ	SW	SW	TW+feedback	TW+feedback	
Mode	π	$\pi/2$ biper.	2 $\pi/3$	(2 $\pi/3$)	
Wandverlust/m	(2)	(13)	(64)	4(mittel)	W/m
Gesamte Verlustleist.	(250)	(50)	(34)	12 000(")	W
Shuntimpedanz r_o	(1,3·10 ¹⁴)	5·10 ¹²	1,72·10 ¹³	1,72·10 ¹³	Ohm/m
r_o/Q_o	(ca.1,3)	1,26	4,35	(4,35)	kOhm/m
Güte Q_o (unbelastet)	(ca. 10 ¹¹)	(4·10 ⁹)	4·10 ⁹	4·10 ⁹	
Q_L (belastet)	(ca.1,25·10 ⁸)	(5,3·10 ⁷)	1,5·10 ⁸	(1,5·10 ⁸)	
beam loading Faktor	(800)	(75)	(27)	(27)	
Füllzeit	(ca. 30)	(13)	16,8	18	msec

Installierte Kühlleistung	0,3	0,1	-	14,2	kW
Arbeitstemperatur erforderliches	1,85	1,85	1,85	1,85	°K
$C_s(1,85 \text{ °K})$	1,4·10 ⁻⁹	36·10 ⁻⁹	7,5·10 ⁻⁹	7,5·10 ⁻⁹	Ohm

Literatur.

1. E. E. Chambers;
Status and Development of Superconducting 2 GeV Accelerator at HEPL.
HEPL 611 (August 1969)
2. J. S. Allen, P. Axel, A. O. Hanson, J. R. Harlan, R. A. Hoffswell,
D. Jamnik, C. S. Robinson, J. W. Staples, D. C. Sutton;
Design of a 600 MeV Microtron Using a Superconducting Linac.
Particle Accelerators 1, 239 (1970)
3. P. B. Wilson, R. B. Neal, G. A. Loew, H. A. Hogg, W. B. Herrmannsfeldt,
R. H. Helm, M. A. Allen;
Superconducting Accelerator Research and Development at SLAC.
Particle Accelerators 1, 223 (1970)
4. Feasibility Study for a Two-Mile Superconducting Accelerator
Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, Dezember 1969
5. H. Hahn, H. J. Halama;
Investigation of a Superconducting Niobium Cavity at S-Band
7th International Conference High Energy Accelerators Yerevan 1969
6. J. P. Turneaure, N. T. Viet;
Superconducting Nb TM_{010} Mode Electron-Beam Welded Cavities;
HEPL 612 (Okt.1969)
7. J. P. Turneaure, I. Weissman;
Microwave Surface Resistance of Superconducting Niobium;
J.Appl.Phys. 39, 4417 (1968)
8. H. A. Schwettmann, J. P. Turneaure, W. M. Fairbank, T. I. Smith,
M. S. McAshan, P. B. Wilson, E. E. Chambers;
Low Temperature Aspects of a Cryogenic Accelerator.
IEEE Transactions, NS14, No.3, p.336, Juni 1967
9. J. D. Halbritter;
Interpretation of Experimental Results on RF Superconductivity
Especially Residual Surface Resistance and High Field Effects
CERN-Karlsruhe Symposium on Superconducting RF Separators,
Karlsruhe Juni 1969.