Wärmeleitungsprobleme bei supraleitenden Strahlführungsmagneten zylindrischer Bauart für Hochenergie-Teilchenphysik

Autor(en): **Ašner, A.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses**

Band (Jahr): **66 (1975)**

Heft 12

PDF erstellt am: **30.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-915297

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Wärmeleitungsprobleme bei supraleitenden Strahlführungsmagneten zylindrischer Bauart für Hochenergie-Teilchenphysik

Von A. Ašner

621.318.3 : 537.312.62 : 536.21 : 539.12.04

Es wird die Lösung von zwei Wärmeleitungs- und Temperaturverteilungsproblemen in supraleitenden Magneten mit konzentrischem, zylindrischem Aufbau gegeben. Im ersten Fall wird der Temperaturverlauf im Aktivteil eines supraleitenden Magneten ermittelt, dessen äussere Oberfläche einem (kalten) Temperatursprung ausgesetzt ist, und die Zeit ermittelt, nach welcher der Aktivteil die gleichmässig verteilte Endtemperatur erreicht hat. Im zweiten Fall wird die Temperaturerhöhung und -verteilung in den Wicklungen von intensiven Strahlungen ausgesetzten supraleitenden Magneten berechnet, die unmittelbar nach den mit hochenergetischen Protonen beschossenen Targets angeordnet sind. Bei Überschreitung einer gegebenen Strahlintensität werden, insbesondere bei Magneten mit Nb-Ti-Wicklungen, die Wicklungstemperaturen unzulässig erhöht, so dass ein Übergang in den normalleitenden Zustand zu befürchten ist. Hochfeld-Supraleiter der A15-Gruppe würden wesentlich höhere Intensitäten zulassen und somit einen weiteren Vorteil aufweisen.

Indication de la solution de deux problèmes de conduction de la chaleur et de la répartition de la température dans des aimants supraconducteurs de construction cylindrique et concentrique. Dans le premier cas, on détermine la variation de la température dans la partie active d'un aimant supraconducteur, dont la surface extérieure est soumise brusquement à une basse température, puis le temps au bout duquel la partie active a atteint la température finale, uniformément répartie. Dans le second cas, on calcule l'élévation et la répartition de la température dans les enroulements d'aimants supraconducteurs exposés à des rayonnements intensifs et disposés directement après une cible bombardée avec des protons de haute énergie. Lors du dépassement d'une certaine intensité de protons, les températures des enroulements, principalement dans le cas d'aimants à enroulements en Nb-Ti, deviennent excessives et il y a lieu de craindre une transition à l'état normal. Des supraconducteurs du groupe A15, pour des champs élevés, admettraient des intensités nettement plus fortes ce qui serait un avantage supplémentaire.

1. Problemstellung und mathematische Lösung

Es sei Fig. 1 entsprechend ein (unendlich lang angenommener) supraleitender Magnet mit konzentrischer, koaxialer Anordnung der Wicklungen, kalter Eisenabschirmung, Innenrohr usw. gegeben. Die Innen- und Aussenradien der einzelnen Wicklungen seien $r_{11}, r_{21} \ldots r_{1n}, r_{2n}$. Jede einzelne Wicklung kann nun am Innen- und Aussenumfang mit flüssigem Helium (Stickstoff) gekühlt werden, so dass die Temperaturerhöhung $\Delta T = 0$ für sämtliche $\varrho_n = r_{1n}, r_{2n}$ ist. Wird nun ein solcher Magnet um oder unmittelbar nach einem mit hochenergetischen Teilchen (Protonen) beschossenen Target angeordnet, so entstehen in den einzelnen Wicklungen Teilchenreaktionen, die zu einer Erwärmung führen. Bei kurzer Dauer des primären Protonenstrahles im Vergleich zur thermischen Diffusivität der supraleitenden Wicklungen, wie weiter angenommen, wird in der n-ten Wicklung eine adiabatische Temperaturerhöhung erfolgen:

$$\Delta T_{ad} = \Delta T_n = \frac{Q_n}{c_p} \quad \text{(K)} \tag{1}$$

worin Q_n die Energie und c_p spezifische Wärme bedeuten.

Die Energie oder Wärme, die dadurch in einer Wicklung mit $r_{1n} < \varrho_n < r_{2n}$ und der Länge L (in m) entsteht, kann in Prozenten der Gesamtenergie des auf das Target einwirkenden primären Protonenstrahls bekannter Intensität ermittelt werden.

Desgleichen wird es interessieren, die Zeit t zu ermitteln, nach welcher sich der gesamte homogen angenommene Aktivteil des supraleitenden Magneten gemäss Fig. 1 auf seine Endtemperatur (des flüssigen He oder N_2) abkühlen wird. In diesem Fall wird zur Zeit $t = 0$ der Aktivteil für $\varrho = r_{2n}$, d. h. am Aussenumfang, einem Temperatursprung von ΔT ausgesetzt.

Um die beiden Probleme zu lösen, geht man von der Differentialgleichung der Wärmeleitung in zylindrischen Koordinaten aus:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial T}{\partial \varrho} - \frac{1}{a^2} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \tag{2}$$

mit $a^2 = \frac{k}{c_p}$ ($m^2 s^{-1}$), $k \left(\frac{W}{m\,K}\right)$ als dem Wärmeleitungskoeffizienten und $c_p \left(\frac{Ws}{m^3\,K}\right)$ als der spezifischen Wärme.

Die allgemeine Lösung kann in der Form des Ansatzes

$$\Delta T = f(t) \cdot g(\varrho) \tag{3}$$

geschrieben werden.

Im Falle des Problemes der Abkühlung des Aktivteils kann unter Annahme einer endlichen Temperaturänderung für $\varrho = 0$ folgende Partikularlösung angesetzt werden:

$$\Delta T_p = A_i J_0(\lambda_i \varrho) \cdot e^{-\lambda_i^2 a^2 t} \tag{4}$$

Die allgemeine Lösung ist dann

$$\Delta T(\varrho, t) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i J_0(\lambda_i \cdot \varrho)\, e^{-\lambda_i^2 a^2 t} \tag{5}$$

mit $J_0(\lambda_i \varrho)$ als der Bessel-Funktion erster Art. Die Koeffizienten A_i ($i = 1 \ldots \infty$) können aus der Orthogonalitätsrelation der Bessel-Funktion J_0 ermittelt werden [2]:

Mit

$$\varepsilon(\varrho) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i J_0(\lambda_i \varrho) \tag{6}$$

gilt

$$\int_0^1 \varrho\, \varepsilon(\varrho) \cdot J_0(\lambda_i \varrho)\, d\varrho = \int_0^1 \varrho \sum_{i=1}^{\infty} A_i J_0(\lambda_i \varrho) \cdot J_0(\lambda_j \varrho)\, d\varrho = \frac{1}{2} A_i \left[J_1(\lambda_i \varrho)\right]^2 \tag{7}$$

wobei

$$J_1(\lambda_i \varrho) = J_0'(\lambda_i \varrho) \tag{8}$$

Es ist somit:

$$A_i = \frac{2}{[J_1(\lambda_i \varrho)]^2} \underbrace{\int_0^1 \varrho \cdot \varepsilon(\varrho) \cdot J_0(\lambda_i \varrho)\, d\varrho}_{M(\varrho)} \tag{9}$$

$\varepsilon(\varrho)$ ist die angenommene Schritt- oder Sprungfunktion, die auf die normierten Raumkoordinaten 0...1 bezogen ist. Das Integral $M(\varrho)$ kann aus folgender Gleichung ermittelt werden [1][1]):

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

$$\int_0^z t^\mu J_\nu(t)\,dt = \frac{z^\mu\,\Gamma\left(\frac{\nu+\mu+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\nu-\mu+1}{2}\right)} \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\nu+2k+1)\cdot\Gamma\left(\frac{\nu-\mu+1}{2}+k\right)}{\Gamma\left(\frac{\nu+\mu+3}{2}+k\right)} J_{\nu+2k+1} \tag{10}$$

Für $\mu = 1$, $\nu = 1$, d. h. $J_0(\lambda \cdot \varrho)$, vereinfacht sich Gl. (10) zu:

$$\int_0^z t \cdot J_0(t)\,dt = z\,\frac{\Gamma(1)}{\Gamma(2)} \cdot J_1(z) = z \cdot J_1(z) \tag{11}$$

Setzt man nun den Aussenradius des als homogen angenommenen Aktivteils eines supraleitenden Magneten zu r und nimmt ferner an, dass sich der Aktivteil über $0 < \varrho < r$ erstreckt, so ergibt sich für die erforderliche Abkühlungsdauer t_k, nach welcher die Temperaturunterschiede überall unter p (in %) liegen sollen, folgender Berechnungsgang:

Mit der Temperatur-Sprungfunktion:

$$\varepsilon(\varrho) = T_a - T_0 - \varepsilon(\varrho - r)\cdot(T_a - T_0) = 0 \text{ für } \varrho > r \tag{12}$$

und

$$\varepsilon(\varrho) = 1 \quad \text{für } \varrho < r$$

wird

$$A_i = \frac{2\,(T_a - T_0)}{r\lambda_i \cdot J_1(\lambda_i r)} \tag{13}$$

und

$$T - T_0 = \Delta T = \frac{2\,(T_a - T_0)}{r\lambda \cdot J_1(\lambda_i r)}\,J_0(\lambda_i\,\varrho)\,e^{-a^2\lambda_i^2 t} \tag{14}$$

Aus Gl. (14) kann $t = t_k$ für $\frac{T - T_0}{T_a - T_0} \leqq 0{,}01$ und $\varrho = 0$, d. h. für das Erreichen einer auf 1 % gleichmässigen Temperatur im ganzen Aktivteil $(0 < \varrho < r)$ bestimmt werden.

Um die Temperaturerhöhung in den bestrahlten Wicklungen eines supraleitenden Targetmagneten zu berechnen, setzt man als allgemeine Lösung der Differentialgleichung (2):

$$\Delta T(\varrho, t) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i\,C_0(\lambda_i\varrho)\,e^{-\lambda_i^2 a^2 t} \tag{15}$$

$C_0(\lambda_i\varrho)$ ist eine aus den Bessel- und Neumann-Funktionen $J_0(\lambda_i\varrho)$ und $Y_0(\lambda_i\varrho)$ zusammengesetzte Funktion. Aus den Randbedingungen

$$\Delta T_1(r_1\,\lambda_i) = \Delta T_2(r_2\,\lambda_i) = 0 \tag{16}$$

ergibt sich die nicht-triviale Lösung:

$$J_0(\lambda_i r_1)\cdot Y_0(\lambda_i r_2) - J_0(\lambda_i r_2)\cdot Y_0(\lambda_i r_1) = 0 \tag{17}$$

und

$$C_0(\lambda_i\varrho) = J_0(\lambda_i\varrho) - \frac{J_0(\lambda_i r_2)}{Y_0(\lambda_i r_2)}\,Y_0(\lambda_i\varrho) \tag{17a}$$

Für eine Wicklung zwischen den Radien r_2 und r_1 kann die Temperatur-Sprungfunktion zu

$$\begin{aligned}\varepsilon(\varrho) &= \varepsilon_2(\varrho) - \varepsilon_1(\varrho) = [\Delta T_{ad} - \varepsilon(\varrho - r_2)\,\Delta T_{ad}] - \\ &\quad - [\Delta T_{ad} - \varepsilon(\varrho - r_1)\,\Delta T_{ad}] = \varepsilon(\varrho - r_1)\,\Delta T_{ad} - \\ &\quad - \varepsilon(\varrho - r_2)\,\Delta T_{ad} = 0 \quad \text{für } \varrho \leqq r_1;\ \varrho \geqq r_2\end{aligned} \tag{18}$$

$$\varepsilon(\varrho) = \Delta T_{ad} \quad \text{für } r_1 < \varrho < r_2$$

angesetzt werden.

Unter Berücksichtigung von Gl. (15) kann

$$\varepsilon(\varrho) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i\,C_0(\lambda_i\varrho) \tag{19}$$

gesetzt und der Koeffizient A_i aus der Orthogonalitätsrelation nach Gl. (20) bestimmt werden.

$$\begin{aligned}&\int_{r_1}^{r_2} \underbrace{A_i\left[J_0(\lambda_i\varrho) - \frac{J_0(\lambda_i r_2)}{Y_0(\lambda_i r_2)}\,Y_0(\lambda_i\varrho)\right]}_{C_0^2(\lambda_i\varrho)}{}^2\,\varrho\,d\varrho = \\ &= 2\int_{r_1}^{r_2} \varrho\cdot\varepsilon(\varrho)\cdot C_0(\lambda_i\varrho)\,d\varrho = 2\left|\frac{1}{2}\,\varrho^2\cdot C'(\lambda_i\varrho)\cdot\right._{r_1}^{r_2} \\ &\cdot A_i\Big|_{r_1}^{r_2} = A_i\left[r_2^2\,C'^2(\lambda_i r_2) - r_1^2\cdot C'^2(\lambda_i r_1)\right]\end{aligned} \tag{20}$$

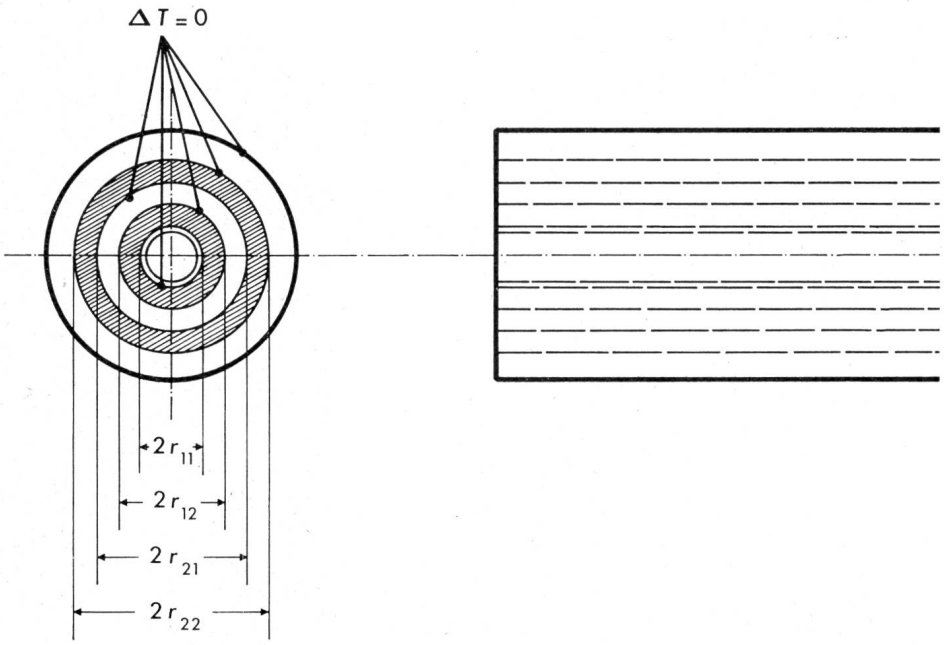


Fig. 1
Konzentrische Wicklungsanordnung
r Innen- und Aussenradius
ΔT Temperaturerhöhung

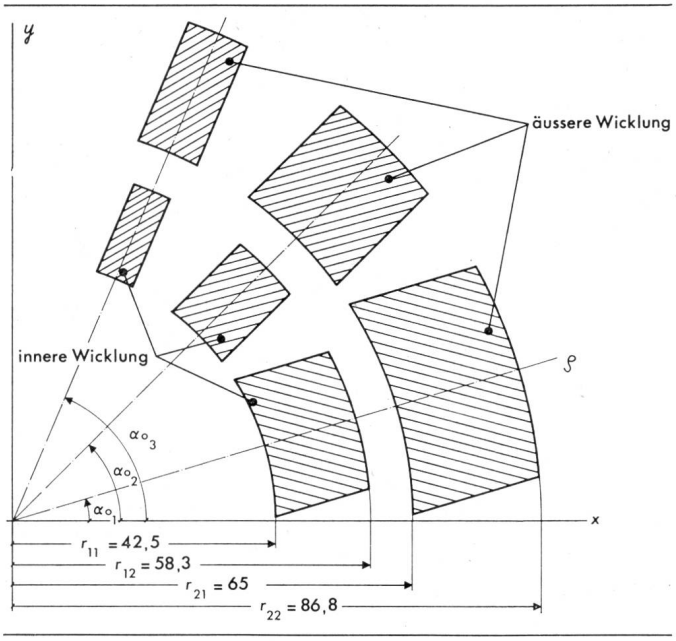


Fig. 2 Dipolmagnet mit Zweilagen-Sektorwicklung
α Wicklungs-Symmetriewinkel
ϱ radiale Komponente
r Wicklungsinnen- und Aussenradius

mit

$$C'(\lambda_i\varrho) = -C_1(\lambda_i\varrho) = -J_1(\lambda_i\varrho) + \frac{J_0(\lambda_i r_2)}{Y_0(\lambda_i r_2)} Y_1(\lambda_j\varrho) \tag{21}$$

$$A_i = \left[\int_{r_1}^{r_2} \varrho \cdot \varepsilon(\varrho) \cdot C_0(\lambda_i\varrho)\, d\varrho\right] \cdot \frac{1}{r_2^2 \cdot C_1^2(\lambda_i r_2) - r_1^2 \cdot C_1^2(\lambda_i r_1)} \tag{22}$$

Unter Anwendung von Gl. (10) und Gl. (23):

$$\int_0^z t^\nu Y_{\nu-1}(t)\, dt = z^\nu Y_\nu(z) + \frac{2^\nu \Gamma(\nu)}{\pi} \tag{23}$$

erhält man nach einiger Umformung:

$$\int_0^{\lambda r} \lambda_i^2 \varrho \cdot J_0(\lambda_i\varrho)\, d\varrho = \lambda_i r \cdot J_1(\lambda_i r) \tag{24}$$

$$\int_0^{\lambda r} \lambda_i^2 \varrho \cdot Y_0(\lambda_i\varrho)\, d\varrho = \lambda_i r \cdot Y_1(\lambda_i r) \tag{25}$$

Der Koeffizient A_i ergibt sich folglich zu:

$$A_i = \Delta T_{ad} \frac{\frac{1}{\lambda_i}\left[r_2 \cdot C_1(\lambda_i r_2) - r_1 \cdot C_1(\lambda_i r_1)\right]}{\left[r_2 \cdot C_1(\lambda_i r_2)\right]^2 - \left[r_1 \cdot C_1(\lambda_i r_1)\right]^2} = \Delta T_{ad} \frac{1}{\lambda_i r_2 \cdot C_1(\lambda_i r_2) + \lambda_i r_1 \cdot C_1(\lambda_i r_1)} \tag{26}$$

Führt man A_i und $C_0(\lambda_i\varrho)$ in Gl. (15) ein, so erhält man für die Temperaturerhöhung $\Delta T(\varrho\, t)$:

$$\Delta T = \Delta T_{ad} \cdot \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(\lambda_i\varrho) - \frac{J_0(\lambda_i r_2)}{Y_0(\lambda_i r_2)} Y_0(\lambda_i\varrho)}{\lambda_i r_2 \cdot C_1(\lambda_i r_2) + \lambda_i r_1 \cdot C_1(\lambda_i r_1)} e^{-a^2\lambda_i^2 t} \tag{27}$$

Für die Temperaturerhöhung nach vielen Pulsen bei einer Repetitionsdauer von τ (s) erhält man:

$$\Delta T_\infty = \Delta T_{ad} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(\lambda_i\varrho) - \frac{J_0(\lambda_i r_2)}{Y_0(\lambda_i r_2)} Y_0(\lambda_i\varrho)}{\lambda_i r_2 \cdot C_1(\lambda_i r_2) + \lambda_i r_1 \cdot C_1(\lambda_i r_1)} \cdot \frac{e^{-a^2\lambda_i^2\tau}}{1 - e^{-a^2\lambda_i^2\tau}} \tag{28}$$

2. Numerische Beispiele

Als erstes Beispiel soll die Dauer der *Abkühlung* des 0,9 m langen supraleitenden Quadrupols «Castor» der CERN mit 9 cm warmer Bohrung ermittelt werden [2].

Die Wicklungsradien sind $r_1 = 6{,}5$ cm und $r_2 = 8{,}9$ cm, die Radien der unmittelbar um die Wicklung angebrachten kalten Abschirmung $r_{S1} = 9{,}5$ cm und $r_{S2} = 20$ cm. Die Abkühlung von 300 K auf 70 K (Temperatur des flüssigen Stickstoffes) erfolgt über symmetrisch am Aussenumfang der Abschirmung angebrachte Kühlrohre.

Mit $r = 0{,}2$ m; $c_p = 4 \cdot 10^6 \frac{\text{Ws}}{\text{m}^3\,\text{K}}$; $k = 1 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$; $a^2 = 2 \cdot 10^{-7}\,\text{m}^2\,\text{s}^{-1}$ und einer erstrebten Temperaturstabilisierung auf 1 % erhält man unter Berücksichtigung der Nullstellen von $J_0(\lambda_i\varrho)$:

$\lambda_1 r = 2{,}4$; $J_1(2{,}4) = 0{,}52$

$\lambda_2 r = 5{,}5$; $J_1(5{,}5) = -0{,}34$

$\lambda_3 r = 8{,}6$; $J_1(8{,}6) = 0{,}27$

$\lambda_4 r = 11{,}7$; $J_1(11{,}7) = -0{,}23$

Folglich ist für $\varrho = 0$, $J_0(\lambda_i\varrho = 0) = 1$, $p = 1$ %, d. h.

$$\frac{T - T_0}{T_a - T_0} = 0{,}01 = 1{,}6\, e^{-2{,}5 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{5{,}8}{0{,}2^2} \cdot t} - 1{,}07\, e^{-2{,}5 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{31}{0{,}2^2} \cdot t} + \ldots$$

und daraus $t = 40$ h die Abkühlungsdauer,
$t_{ab} = 10$ h die Zeitkonstante der Abkühlung.

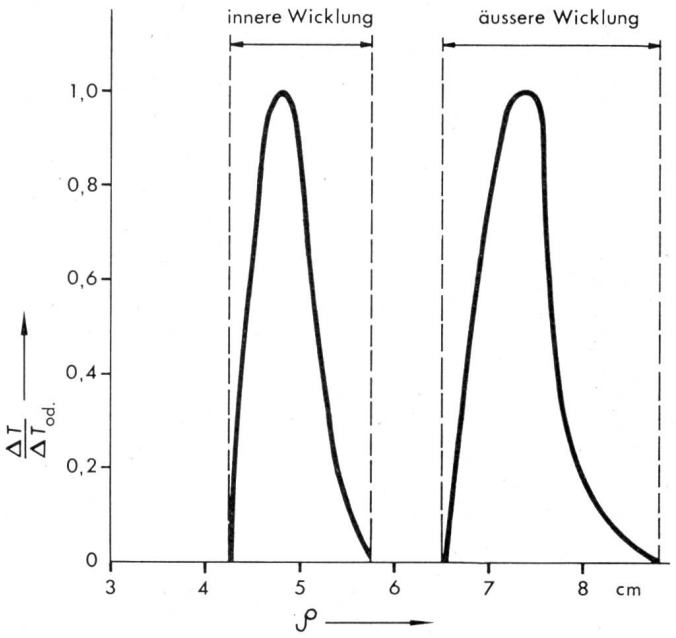
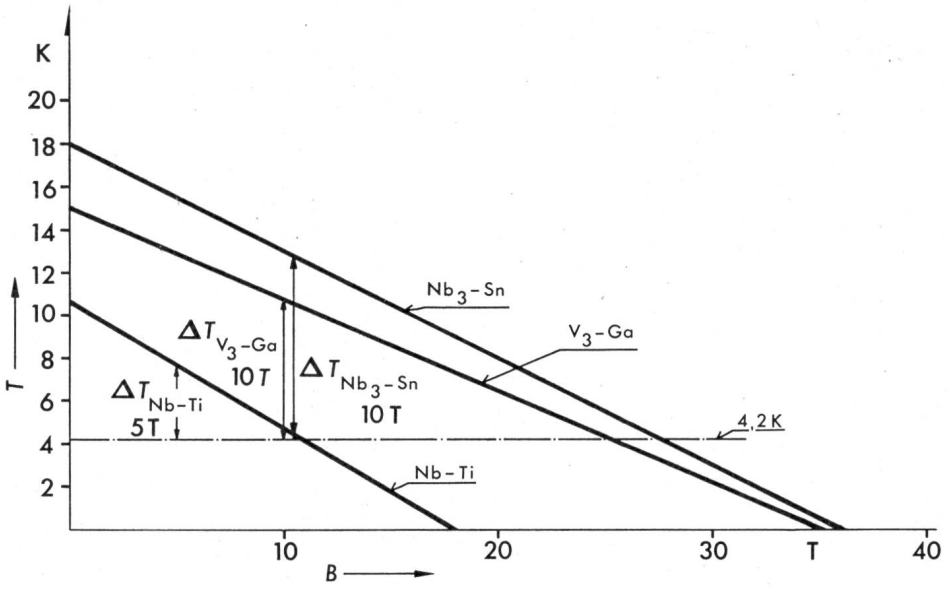


Fig. 3 Temperaturverteilung in Wicklungen
ΔT Temperaturerhöhung
ΔT_{ad} adiabatischer Temperatursprung
ϱ radiale Abmessung

Fig. 4
Temperaturreserven verschiedener Supraleiter
B Magnetfeld
T Temperatur
ΔT Temperaturreserve



Die berechneten Werte stimmten mit den gemessenen gut überein.

Als Beispiel für die *Temperaturverteilung* in der Wicklung eines supraleitenden Targetmagneten soll der in Fig. 2 dargestellte Dipolmagnet mit Doppellagenwicklung berechnet werden.

Die wesentlichen Parameter sind: Radius der warmen Bohrung $r_0 = 3{,}5$ cm, Radien der Innenwicklung $r_{11} = 4{,}25$ cm, $r_{12} = 5{,}78$ cm, Radien der Aussenwicklung $r_{21} = 6{,}5$ cm, $r_{22} = 8{,}8$ cm.

Bei einer Gesamtleistung des primären Protonenstrahls mit N Teilchen pro Puls, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ (As) der Elementarladung, E (V) der Energie und τ (s) der Puls-Repetitionsdauer von

$$P = \frac{N e E}{\tau} \quad \text{(W)} \tag{29}$$

werden pro cm Länge der Innenwicklung $p_1 = 1{,}84\,\%$ und in der Aussenwicklung $p_2 = 3{,}23\,\%$ von P in Wärme umgesetzt.

Für die Wicklung (Supraleiter in Kupfermatrix mit Leiterisolation) können bei 4,2 K folgende Werte angenommen werden:

$$k = 6 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\text{W}}{\text{cm K}}\right); \; c_p = 2 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\text{Ws}}{\text{cm}^3\,\text{K}}\right); \; a^2 = 3 \; (\text{cm}^2\,\text{s}^{-1})$$

Die λ_i-Werte der Gl. (17) können [3] entnommen werden:

für $(k - 1)\, x_{0i} = (r_2 - r_i)\, \lambda_{0i}$ mit $k = \frac{r_i}{r_2}$.

Für die Radien $r_{11} \ldots r_{22}$ ergibt sich für die innere und äussere Wicklung $k = 1{,}36$.

Die λ_i-Werte sind in Tabelle I angegeben:

λ_i-Werte Tabelle I

i	$(r_2 - r_3)\,\lambda_i$	$\lambda_{i\,\mathrm{I}}$	$\lambda_{i\,\mathrm{II}}$
1	3,138	2,05	1,36
2	6,28	4,1	2,73
3	9,418	6,15	4,1
4	12,56	8,25	5,46
5	15,70	10,26	6,83
6	18,85	12,30	8,2

Fig. 3 zeigt die normierte Temperaturverteilung ΔT_{norm} in den beiden Wicklungen in K pro 100 kWs Protonenstrahlenergie. Unter Annahme einer Puls-Repetitionsdauer von $\tau = 4$ s und Berücksichtigung der Dämpfung $e^{-\lambda_i^2 a^2 \tau}$ wird es keinen kumulativen Effekt geben [Gl. (28)]; bei jedem Puls wird $\Delta T_{\max} = \Delta T_{\text{ad}}$ der Gl. (1) und (27) entsprechen.

Nimmt man nun einen primären Protonenstrahl im Energiebereich 200...400 GeV an, so kann unter Berücksichtigung von Fig. 3 folgender Vergleich angestellt werden: Nimmt man zwei supraleitende Magnete, die einmal mit Nb-Ti und das andere Mal mit einem Hochfeldsupraleiter der Gruppe A15 gewickelt sind und die bei durchschnittlichen Wicklungsstromdichten von $2 \cdot 10^8$ Am^{-2} für Nb-Ti bzw. $3 \cdot 10^8$ Am^{-2} für den Hochfeldsupraleiter Bohrungsfelder von 5 T und 7,5 T ergeben würden, so wäre im ersten Fall durch den geringen noch zulässigen Temperaturgradienten des Nb-Ti bei 4,2 K die Intensität des primären Protonenstrahls auf weniger als 10^{10} Teilchen pro Puls beschränkt (Fig. 4). Der mit Hochfeldsupraleiter gewickelte Magnet würde zu dem höheren Bohrungsfeld dank dem wesentlich höheren zulässigen Temperatursprung von Supraleitern der A15-Gruppe (Nb_3–Sn, V_3–Ga) höhere Intensitäten von über 10^{11} Protonen pro Puls ohne Gefahr eines Überganges in den Normalzustand ertragen.

Literatur

[1] *M. Abramowitz* and *I. A. Stegun:* Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables. National Bureau of Standards USA, Applied Mathematical Serie 55. New York, Dover Publication Inc., 1964.

[2] *A. Ašner:* Die neue supraleitende Quadrupollinse für den Strahltransport hochenergetischer Teilchen von mehreren 100 GeV der CERN. Bull. SEV 64(1973)17, S. 1031...1040.

[3] *E. Jahnke, F. Emde* und *F. Lösch:* Tafeln höherer Funktionen / Tables of higher functions. 6. Auflage, Stuttgart, Teubner, 1960.

Adresse des Autors:

Dr. *A. Ašner,* Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN), 1211 Genève 23.