

INTERNATIONAL STANDARD

NORME INTERNATIONALE



Superconductivity –

Part 15: Electronic characteristic measurements – Intrinsic surface impedance of superconductor films at microwave frequencies

Supraconductivité –

Partie 15: Mesures de caractéristiques électroniques – Impédance de surface intrinsèque de films supraconducteurs aux fréquences micro-ondes





THIS PUBLICATION IS COPYRIGHT PROTECTED

Copyright © 2011 IEC, Geneva, Switzerland

All rights reserved. Unless otherwise specified, no part of this publication may be reproduced or utilized in any form or by any means, electronic or mechanical, including photocopying and microfilm, without permission in writing from either IEC or IEC's member National Committee in the country of the requester.

If you have any questions about IEC copyright or have an enquiry about obtaining additional rights to this publication, please contact the address below or your local IEC member National Committee for further information.

Droits de reproduction réservés. Sauf indication contraire, aucune partie de cette publication ne peut être reproduite ni utilisée sous quelque forme que ce soit et par aucun procédé, électronique ou mécanique, y compris la photocopie et les microfilms, sans l'accord écrit de la CEI ou du Comité national de la CEI du pays du demandeur.

Si vous avez des questions sur le copyright de la CEI ou si vous désirez obtenir des droits supplémentaires sur cette publication, utilisez les coordonnées ci-après ou contactez le Comité national de la CEI de votre pays de résidence.

IEC Central Office
3, rue de Varembe
CH-1211 Geneva 20
Switzerland
Email: inmail@iec.ch
Web: www.iec.ch

About the IEC

The International Electrotechnical Commission (IEC) is the leading global organization that prepares and publishes International Standards for all electrical, electronic and related technologies.

About IEC publications

The technical content of IEC publications is kept under constant review by the IEC. Please make sure that you have the latest edition, a corrigenda or an amendment might have been published.

- Catalogue of IEC publications: www.iec.ch/searchpub

The IEC on-line Catalogue enables you to search by a variety of criteria (reference number, text, technical committee,...). It also gives information on projects, withdrawn and replaced publications.

- IEC Just Published: www.iec.ch/online_news/justpub

Stay up to date on all new IEC publications. Just Published details twice a month all new publications released. Available on-line and also by email.

- Electropedia: www.electropedia.org

The world's leading online dictionary of electronic and electrical terms containing more than 20 000 terms and definitions in English and French, with equivalent terms in additional languages. Also known as the International Electrotechnical Vocabulary online.

- Customer Service Centre: www.iec.ch/webstore/custserv

If you wish to give us your feedback on this publication or need further assistance, please visit the Customer Service Centre FAQ or contact us:

Email: csc@iec.ch

Tel.: +41 22 919 02 11

Fax: +41 22 919 03 00

A propos de la CEI

La Commission Electrotechnique Internationale (CEI) est la première organisation mondiale qui élabore et publie des normes internationales pour tout ce qui a trait à l'électricité, à l'électronique et aux technologies apparentées.

A propos des publications CEI

Le contenu technique des publications de la CEI est constamment revu. Veuillez vous assurer que vous possédez l'édition la plus récente, un corrigendum ou amendement peut avoir été publié.

- Catalogue des publications de la CEI: www.iec.ch/searchpub/cur_fut-f.htm

Le Catalogue en-ligne de la CEI vous permet d'effectuer des recherches en utilisant différents critères (numéro de référence, texte, comité d'études,...). Il donne aussi des informations sur les projets et les publications retirées ou remplacées.

- Just Published CEI: www.iec.ch/online_news/justpub

Restez informé sur les nouvelles publications de la CEI. Just Published détaille deux fois par mois les nouvelles publications parues. Disponible en-ligne et aussi par email.

- Electropedia: www.electropedia.org

Le premier dictionnaire en ligne au monde de termes électroniques et électriques. Il contient plus de 20 000 termes et définitions en anglais et en français, ainsi que les termes équivalents dans les langues additionnelles. Egalement appelé Vocabulaire Electrotechnique International en ligne.

- Service Clients: www.iec.ch/webstore/custserv/custserv_entry-f.htm

Si vous désirez nous donner des commentaires sur cette publication ou si vous avez des questions, visitez le FAQ du Service clients ou contactez-nous:

Email: csc@iec.ch

Tél.: +41 22 919 02 11

Fax: +41 22 919 03 00



IEC 61788-15

Edition 1.0 2011-10

INTERNATIONAL STANDARD

NORME INTERNATIONALE



Superconductivity –

**Part 15: Electronic characteristic measurements – Intrinsic surface impedance
of superconductor films at microwave frequencies**

Supraconductivité –

**Partie 15: Mesures de caractéristiques électroniques – Impédance de surface
intrinsèque de films supraconducteurs aux fréquences micro-ondes**

INTERNATIONAL
ELECTROTECHNICAL
COMMISSION

COMMISSION
ELECTROTECHNIQUE
INTERNATIONALE

PRICE CODE
CODE PRIX



ICS 29.050

ISBN 978-2-88912-710-8

CONTENTS

FOREWORD.....	4
INTRODUCTION.....	6
1 Scope.....	7
2 Normative references	7
3 Terms and definitions	7
4 Requirements.....	8
5 Apparatus.....	9
5.1 Measurement equipment	9
5.2 Measurement apparatus	9
5.3 Dielectric rods	13
5.4 Superconductor films and copper cavity	14
6 Measurement procedure	14
6.1 Set-up	14
6.2 Measurement of the reference level.....	14
6.3 Measurement of the R_S of oxygen-free high purity copper	14
6.4 Determination of the effective R_S of superconductor films and $\tan\delta$ of standard dielectric rods	17
6.5 Determination of the penetration depth.....	18
6.6 Determination of the intrinsic surface impedance.....	20
7 Uncertainty of the test method	21
7.1 Measurement of unloaded quality factor	21
7.2 Measurement of loss tangent.....	21
7.3 Temperature.....	22
7.4 Specimen and holder support structure	22
8 Test Report	22
8.1 Identification of test specimen	22
8.2 Report of the intrinsic Z_S values	22
8.3 Report of the test conditions	22
Annex A (informative) Additional information relating to clauses 1 to 8	24
Annex B (informative) Uncertainty considerations	41
Bibliography.....	45
Figure 1 – Schematic diagram for the measurement equipment for the intrinsic Z_S of HTS films at cryogenic temperatures	10
Figure 2 – Schematic diagram of a dielectric resonator with a switch for thermal connection	10
Figure 3 – Typical dielectric resonator with a movable top plate	11
Figure 4 – Switch block for thermal connection	12
Figure 5 – Dielectric resonator assembled with a switch block for thermal connection.....	13
Figure 6 – A typical resonance peak. Insertion attenuation IA , resonant frequency f_0 and half power bandwidth Δf_{3dB} are defined.....	16
Figure 7 – Reflection scattering parameters S_{11} and S_{22}	18
Figure 8 – Definitions for terms in Table 5	22
Figure A.1 – Schematic diagram for the measurement system	24
Figure A.2 – A motion stage using step motors	25

Figure A.3 – Cross-sectional view of a dielectric resonator	26
Figure A.4 – A diagram for simplified cross-sectional view of a dielectric resonator	30
Figure A.5 – Mode chart for a sapphire resonator	33
Figure A.6 – Frequency response of the sapphire resonator.....	34
Figure A.7 – Q_U versus temperature for the TE_{021} and the TE_{012} modes of the sapphire resonator with 360 nm-thick YBCO films	35
Figure A.8 – The resonant frequency f_0 versus temperature for the TE_{021} and TE_{012} modes of the sapphire resonator with 360 nm-thick YBCO films.....	35
Figure A.9 – The temperature dependence of the R_{Se} of YBCO films with the thicknesses of 70 nm to 360 nm measured at ~40 GHz.....	36
Figure A.10 – The temperature dependence of $\Delta\lambda_e$ for the YBCO films with the thicknesses of 70 nm and 360 nm measured at ~40 GHz.....	36
Figure A.11 – The penetration depths λ of the 360 nm-thick YBCO film measured at 10 kHz by using the mutual inductance method and at ~40 GHz by using sapphire resonator	37
Figure A.12 – The temperature dependence of the intrinsic surface resistance R_S of YBCO films with the thicknesses of 70 nm to 360 nm measured at ~40 GHz.....	37
Figure A.13 – Comparison of the temperature-dependent value of each term in Equation (A.35) for the TE_{021} mode of the standard sapphire resonator.....	38
Figure A.14 – Comparison of the temperature-dependent value of each term in Equation (A.35) for the TE_{012} mode of the standard sapphire resonator.....	38
Figure A.15 – Temperature dependence of uncertainty in the measured intrinsic R_S of YBCO films.....	39
Table 1 – Typical dimensions of a sapphire rod	14
Table 2 – Typical dimensions of OFHC cavities and HTS films.....	14
Table 3 – Geometrical factors and filling factors calculated for the standard sapphire resonator	17
Table 4 – Specifications of vector network analyzer	21
Table 5 – Type B uncertainty for the specifications on the sapphire rod	21
Table A.1 – Geometrical factors and filling factors calculated for the standard sapphire resonator	31
Table B.1 – Output signals from two nominally identical extensometers	42
Table B.2 – Mean values of two output signals	42
Table B.3 – Experimental standard deviations of two output signals.....	42
Table B.4 – Standard uncertainties of two output signals	42
Table B.5 – Coefficient of variations of two output signals.....	43

INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION

SUPERCONDUCTIVITY –

**Part 15: Electronic characteristic measurements –
Intrinsic surface impedance of superconductor
films at microwave frequencies**

FOREWORD

- 1) The International Electrotechnical Commission (IEC) is a worldwide organization for standardization comprising all national electrotechnical committees (IEC National Committees). The object of IEC is to promote international co-operation on all questions concerning standardization in the electrical and electronic fields. To this end and in addition to other activities, IEC publishes International Standards, Technical Specifications, Technical Reports, Publicly Available Specifications (PAS) and Guides (hereafter referred to as “IEC Publication(s)”). Their preparation is entrusted to technical committees; any IEC National Committee interested in the subject dealt with may participate in this preparatory work. International, governmental and non-governmental organizations liaising with the IEC also participate in this preparation. IEC collaborates closely with the International Organization for Standardization (ISO) in accordance with conditions determined by agreement between the two organizations.
- 2) The formal decisions or agreements of IEC on technical matters express, as nearly as possible, an international consensus of opinion on the relevant subjects since each technical committee has representation from all interested IEC National Committees.
- 3) IEC Publications have the form of recommendations for international use and are accepted by IEC National Committees in that sense. While all reasonable efforts are made to ensure that the technical content of IEC Publications is accurate, IEC cannot be held responsible for the way in which they are used or for any misinterpretation by any end user.
- 4) In order to promote international uniformity, IEC National Committees undertake to apply IEC Publications transparently to the maximum extent possible in their national and regional publications. Any divergence between any IEC Publication and the corresponding national or regional publication shall be clearly indicated in the latter.
- 5) IEC itself does not provide any attestation of conformity. Independent certification bodies provide conformity assessment services and, in some areas, access to IEC marks of conformity. IEC is not responsible for any services carried out by independent certification bodies.
- 6) All users should ensure that they have the latest edition of this publication.
- 7) No liability shall attach to IEC or its directors, employees, servants or agents including individual experts and members of its technical committees and IEC National Committees for any personal injury, property damage or other damage of any nature whatsoever, whether direct or indirect, or for costs (including legal fees) and expenses arising out of the publication, use of, or reliance upon, this IEC Publication or any other IEC Publications.
- 8) Attention is drawn to the Normative references cited in this publication. Use of the referenced publications is indispensable for the correct application of this publication.
- 9) Attention is drawn to the possibility that some of the elements of this IEC Publication may be the subject of patent rights. IEC shall not be held responsible for identifying any or all such patent rights.

International Standard IEC 61788-15 has been prepared by IEC technical committee 90: Superconductivity.

The text of this standard is based on the following documents:

FDIS	Report on voting
90/280/FDIS	90/283/RVD

Full information on the voting for the approval of this standard can be found in the report on voting indicated in the above table.

This publication has been drafted in accordance with the ISO/IEC Directives, Part 2.

A list of all parts of the IEC 61788 series, published under the general title *Superconductivity*, can be found on the IEC website.

The committee has decided that the contents of this publication will remain unchanged until the stability date indicated on the IEC web site under "<http://webstore.iec.ch>" in the data related to the specific publication. At this date, the publication will be

- reconfirmed,
- withdrawn,
- replaced by a revised edition, or
- amended.

IMPORTANT – The 'colour inside' logo on the cover page of this publication indicates that it contains colours which are considered to be useful for the correct understanding of its contents. Users should therefore print this document using a colour printer.

INTRODUCTION

Since the discovery of high T_C superconductors (HTS), extensive research has been performed worldwide on electronic applications and large-scale applications with HTS filter subsystems based on $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) having already been commercialized [1]¹.

The merits of using HTS films for microwave devices such as resonators, filters, antennas, delay lines, etc., include i) possibility of microwave losses from HTS films being extremely low and ii) no signal dispersion on transmission lines made of HTS films due to extremely low microwave surface resistance (R_S) [2] and frequency-independent penetration depth (λ) of HTS films, respectively.

In this regard, when it comes to designing HTS-based microwave devices, it is important to measure the surface impedance (Z_S) of HTS films with $Z_S = R_S + jX_S$ and $X_S = \omega\mu_0\lambda$ (here ω and μ_0 denote the angular frequency and the permeability of vacuum, respectively, X_S , the surface reactance, and $X_S = \omega\mu_0\lambda$ is valid at temperatures not too close to the critical temperature T_C of HTS films).

Various reports have been made on measuring the R_S of HTS films at microwave frequencies with the typical R_S of HTS films as low as 1/100 - 1/50 of that of oxygen-free high-purity copper (OFHC) at 77 K and 10 GHz. The R_S of conventional superconductors such as niobium (Nb) could be easily measured by using Nb cavities by converting the resonator quality factor (Q) to the R_S of Nb. However, such conventional measurement method could no longer be applied to HTS films grown on dielectric substrates, with which it is basically impossible to make all-HTS cavities. Instead, for measuring the R_S of HTS films, several other methods have been useful, which include the microstrip resonator method [3], the coplanar microstrip resonator method [4], the parallel plate resonator method [5] and the dielectric resonator method [7-10]. Among the stated methods, the dielectric resonator method has been very useful due to that the method enables to measure the R_S in a non-invasive way and with accuracy. In 2002, the International Electrotechnical Commission (IEC) published the dielectric resonator method as a measurement standard [11].

The test method given in this standard enables measurement not only of the intrinsic surface resistance but also the intrinsic surface reactance of HTS films, regardless of the film's thickness, by using a single sapphire resonator that differs from the existing IEC standard (IEC 61788-7:2006), which is limited to measuring the surface resistance of superconductor films having a thicknesses of more than 3λ at the measured temperature by using two sapphire resonators. In fact, the measured surface resistances of HTS films with different thicknesses of less than 3λ mean effective values instead of intrinsic values, which cannot be used for directly comparing the microwave properties of HTS films among one another [12, 13]. Use of a single sapphire resonator as suggested in this standard also makes it possible to reduce uncertainty in the measured surface resistance that might result from using two sapphire resonators with sapphire rods of even slightly different quality.

The test method given in this standard can also be applied to HTS coated conductors, HTS bulks and other superconductors having established models for the penetration depth.

This standard is intended to provide an appropriate and agreeable technical base for the time being to engineers working in the fields of electronics and superconductivity technology.

The test method covered in this standard has been discussed at the VAMAS (Versailles Project on Advanced Materials and Standards) TWA-16 meeting.

¹ Numerals in square brackets refer to the Bibliography.

SUPERCONDUCTIVITY –

Part 15: Electronic characteristic measurements – Intrinsic surface impedance of superconductor films at microwave frequencies

1 Scope

This part of IEC 61788 describes measurements of the intrinsic surface impedance (Z_S) of HTS films at microwave frequencies by a modified two-resonance mode dielectric resonator method [13, 14]². The object of measurement is to obtain the temperature dependence of the intrinsic Z_S at the resonant frequency f_0 .

The frequency and thickness range and the measurement resolution for the intrinsic Z_S of HTS films are as follows:

- frequency: up to 40 GHz;
- film thickness: greater than 50 nm;
- measurement resolution: 0,01 mΩ at 10 GHz.

The intrinsic Z_S data at the measured frequency, and that scaled to 10 GHz, assuming the f^2 rule for the intrinsic surface resistance R_S ($f < 40$ GHz) and the f rule for the intrinsic surface reactance X_S for comparison, shall be reported.

2 Normative references

The following referenced documents are indispensable for the application of this document. For dated references, only the edition cited applies. For undated references, the latest edition of the referenced document (including any amendments) applies.

IEC 60050-815:2000, *International Electrotechnical Vocabulary – Part 815: Superconductivity*

IEC 61788-7:2006, *Superconductivity – Part 7: Electronic characteristic measurements – Surface resistance of superconductors at microwave frequencies*

3 Terms, definitions and general concepts

3.1 Terms and definitions

For the purposes of this document, the definitions given in IEC 60050-815, one of which is repeated here for convenience, apply.

3.1.1

surface impedance

impedance of a material for high frequency electromagnetic wave which is constrained to the surface of the material in case of metals and superconductors

NOTE The surface impedance governs the thermal losses of superconducting RF cavities.

² Numerals in square brackets refer to the Bibliography.

(IEC 60050-815:2000, 815-04-62)

3.2 General concepts

3.2.1 Intrinsic surface impedance

In general, the surface impedance Z_S of conductors, including superconductors, is defined as the ratio of the tangential component of the electric field (E_t) and that of the magnetic field (H_t) at a conductor surface:

$$Z_S = \frac{E_t}{H_t} = R_S + jX_S. \quad (1)$$

Here R_S denotes the surface resistance and X_S , the surface reactance. If the thickness of the conductor (or the superconductor) under test is sufficiently greater than the penetration depth of electromagnetic fields, Z_S is expressed by

$$Z_S = \left(\frac{\mu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{j\mu_0\omega}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

with ε and μ denoting the permittivity and the permeability of the conductor (or the superconductor) under test, respectively, μ_0 , the permeability of vacuum, σ , the conductivity of the conductor (or the superconductor), and ω , the measured angular frequency, and is called the intrinsic surface impedance. σ is real for the conductor and complex for the superconductor.

3.2.2 Effective surface impedance

If the thickness of the conductor (or the superconductor) under test is not sufficiently greater than the penetration depth of electromagnetic fields, Z_S as defined by Equation (1) in 3.2.1 becomes significantly different from that defined by Equation (2) in 3.2.1. In this case, Z_S as defined by Equation (1) is called the effective surface impedance Z_{Se} with

$$Z_{Se} = \frac{E_t}{H_t} = R_{Se} + jX_{Se} \quad (3)$$

Here R_{Se} denotes the effective surface resistance and X_{Se} , the effective surface reactance.

4 Requirements

The Z_S of HTS films shall be measured by applying a microwave signal to a dielectric resonator with the superconductor specimen and then measuring the attenuation of the resonator at each frequency. The frequency shall be swept around the resonant frequency as the centre, and the attenuation-frequency characteristics shall be recorded to obtain the Q -value, which corresponds to the loss.

The target relative uncertainty of this method is less than 10 % at temperatures of 30 K to 80 K.

It is the responsibility of the user of this standard to consult and establish safety and health practices and to determine the applicability of regulatory limitations prior to use.

Hazards exist in this type of measurement. The use of a cryogenic system is essential to cool the superconductors to allow transition into the superconducting state. Direct contact of skin with cold apparatus components can cause immediate freezing, as can direct contact with a spilled cryogen. The use of an r.f.-generator is also essential to measure high-frequency

properties of materials. If its power is too high, direct exposure to human bodies can cause an immediate burn.

5 Apparatus

5.1 Measurement equipment

Figure 1 shows a schematic diagram of the equipment required for the microwave measurement. The equipment consists of a network analyzer system for transmission measurements, a measurement apparatus, and thermometers for monitoring the temperature of HTS films under test.

An incident power generated from a suitable microwave source such as a synthesized sweeper is applied to the dielectric resonator fixed in the measurement apparatus. The transmission characteristics are shown on the display of the network analyzer.

The measurement apparatus is fixed in a temperature-controlled cryocooler.

For measuring the Z_S of HTS films, a vector network analyzer is recommended because it has better measurement accuracy than a scalar network analyzer due to its wider dynamic range.

5.2 Measurement apparatus

Figure 2 shows a schematic diagram of a typical measurement apparatus for the Z_S of HTS films deposited on a substrate with a flat surface. The lower HTS film is pressed down by a spring, which is made of beryllium copper. Use of a plate type spring is recommended for the improvement of measurement uncertainty. This type of spring reduces the friction between the spring and the other part of the apparatus, and enables smooth motion of HTS films in the course of thermal expansion/contraction of the dielectric-loaded cavity. The upper HTS film is glued to the Cu plate at the top using adhesives with good thermal conductivity.

The R_S is measured with the upper HTS film being in contact with the top of the Cu cavity. During measurements of the R_S , the whole resonator is first cooled down to the lowest temperature with the cryocooler turned on and then warmed up to higher temperatures with the cryocooler turned off. Meanwhile, the X_S is measured with a small gap between the upper HTS film and the top of the Cu cavity. The gap distance shall be set to a value predetermined at the room temperature by using either a micrometer or a step motor connected to the upper superconductor film through a polytetrafluoroethylene (PTFE) rod. The real gap distances would be a little longer at cryogenic temperatures than the corresponding predetermined ones due to thermal contraction of the PTFE rod. The gap distance should be small enough not to cause significant radiation loss and large enough to enable control of the temperature of the upper superconductor film. More detailed descriptions on a dielectric resonator with a movable top plate, a switch block for thermal connection, and the dielectric resonator assembled with the switch block are given in Figures 3 to 5, respectively. Procedures for controlling the temperature of the upper HTS film for measurements of the X_S are described in 6.6.

Each of the two semi-rigid cables shall have a small loop at the end as shown in Figure 3. The plane of the loop shall be set parallel to that of the HTS films in order to suppress the unwanted TM_{mn0} modes. The coupling loops shall be carefully checked prior to the measurements to keep the good coupling conditions. These cables can move to the right or to the left to adjust the insertion attenuation (IA). In this adjustment, coupling of unwanted cavity modes to the interested dielectric resonance mode shall be suppressed. Unwanted, parasitic coupling to the other modes not only reduces the high- Q value of the TE mode resonator but also increases uncertainty in the measured resonant frequency of the TE mode resonator, making it difficult to measure changes in the resonant frequency vs. temperature data with accuracy.

For suppressing the parasitic coupling, dielectric resonators shall be designed in such a way that the frequencies of the resonance modes of interest are well separated from those of nearby parasitic modes. The dielectric rod should be fixed at the center of the bottom superconductor film by using low-loss epoxy.

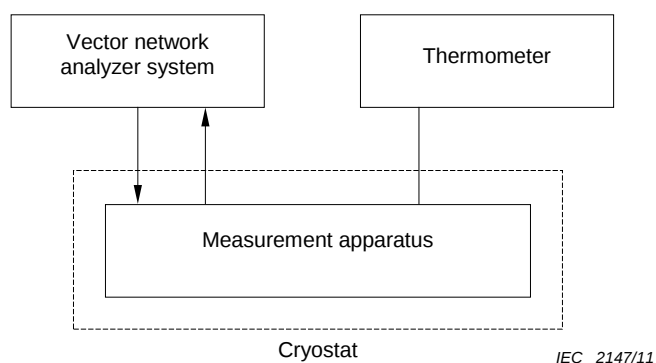
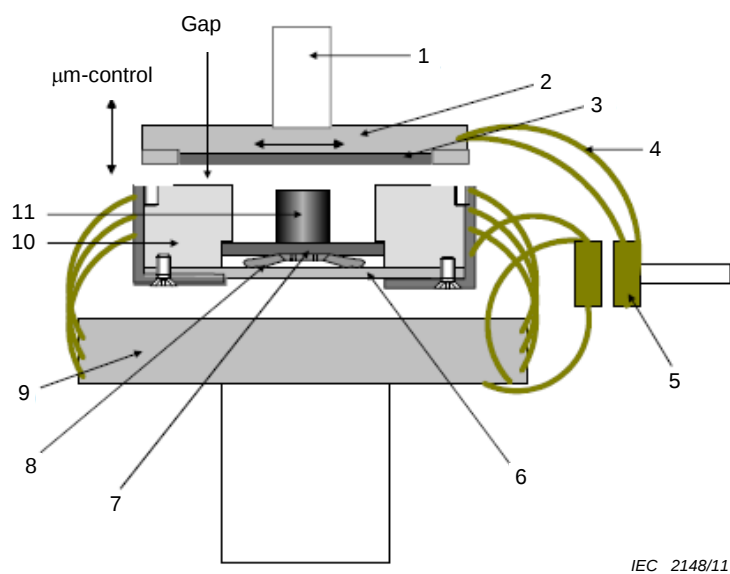


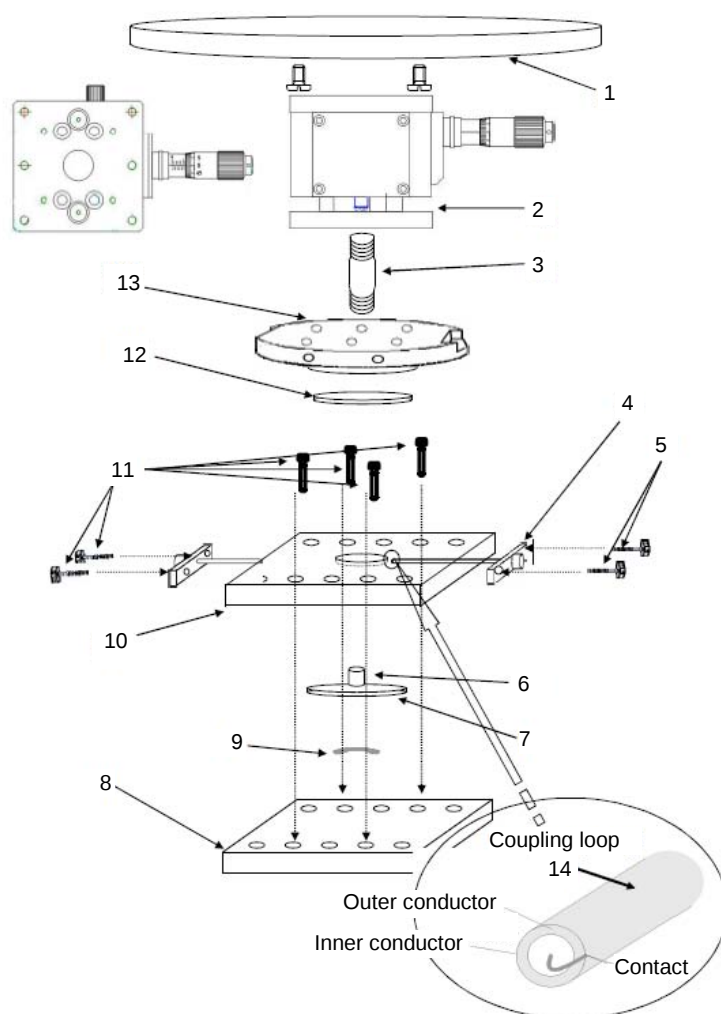
Figure 1 – Schematic diagram for the measurement equipment for the intrinsic Z_s of HTS films at cryogenic temperatures



Key

1	polytetrafluoroethylene (PTFE) rod	7	superconductor (or metal) film
2	Cu plate	8	Be-Cu spring
3	superconductor (or metal) film	9	cold finger
4	Cu wire	10	Cu cavity
5	switch for thermal connection	11	dielectric rod
6	Cu plate		

Figure 2 – Schematic diagram of a dielectric resonator with a switch for thermal connection

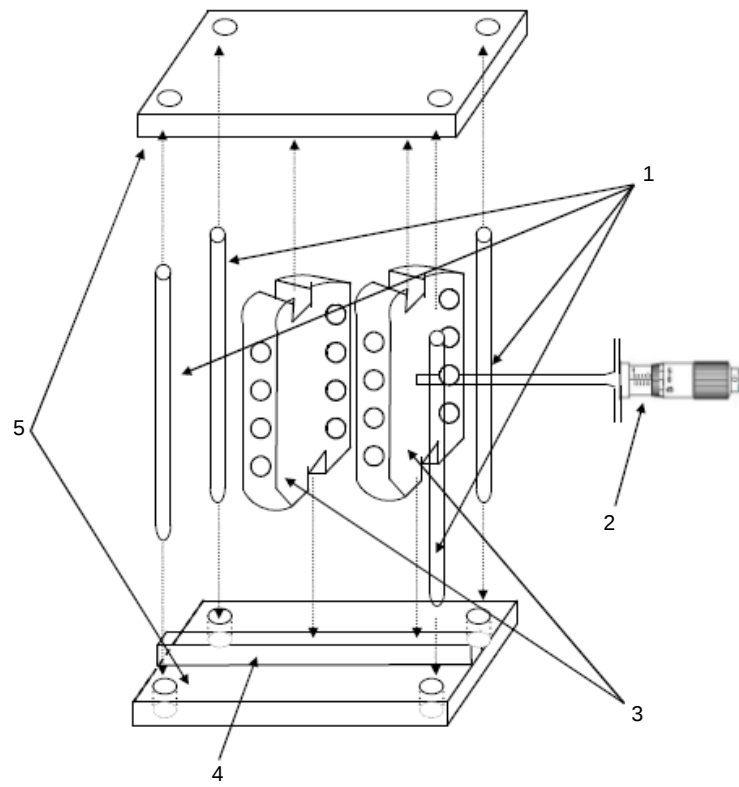


IEC 2149/11

Key

- | | | |
|--|-----------------------|-----------------------------|
| 1 acryl plate | 6 dielectric rod | 11 screw |
| 2 z-axis stage | 7 superconductor film | 12 superconductor film |
| 3 polytetrafluoroethylene (PTFE) screw | 8 Cu plate | 13 Cu plate |
| 4 connector | 9 Be-Cu spring | 14 semi-rigid coaxial cable |
| 5 screw | 10 Cu plate | |

Figure 3 – Typical dielectric resonator with a movable top plate

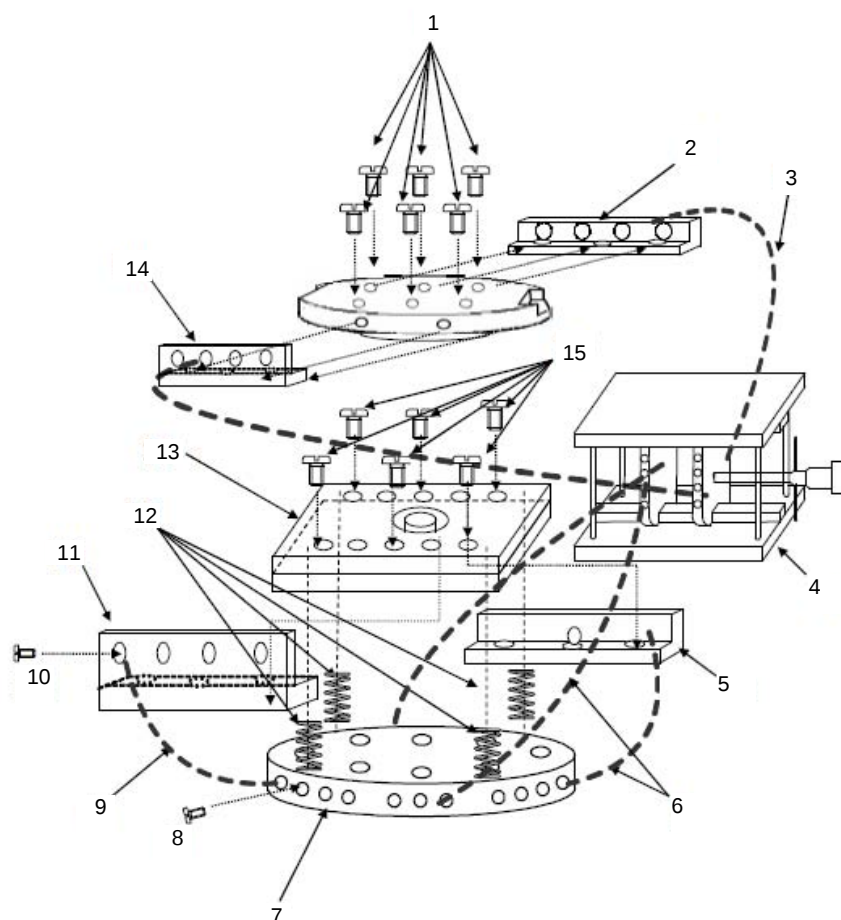


IEC 2150/11

Key

- 1 SUS rod
- 2 micrometer
- 3 Cu block
- 4 sliding guide
- 5 polytetrafluoroethylene (PTFE) plate

Figure 4 – Switch block for thermal connection



IEC 2151/11

Key

1 screw	6 Cu braid	11 Cu block
2 Cu block	7 Cu plate	12 spring
3 Cu braid	8 screw	13 Cu cavity block
4 thermal switch block	9 Cu braid	14 Cu block
5 Cu block	10 screw	15 screw

Figure 5 – Dielectric resonator assembled with a switch block for thermal connection**5.3 Dielectric rods**

Dielectric resonators shall be designed in such a way that the TE_{021} and the TE_{012} modes appear next to each other without being coupled to the other TM or HE modes. Furthermore, the resonant frequencies of the two modes shall be close enough for reducing the measurement uncertainty in Z_S and far enough not to cause any coupling between them. The difference between the resonant frequencies of the TE_{021} and the TE_{012} modes shall be less than 400 MHz, a value corresponding to $\sim 1\%$ of each resonant frequency, and more than 80 MHz considering reduced resonator Q at higher temperatures.

The dielectric rods shall have low $\tan \delta$ and low temperature variation of the dielectric constants to achieve the requisite measurement accuracy in R_S and X_S , respectively. In this regard, c-cut sapphire rods are recommended for measuring the Z_S with accuracy (the relative permittivity along the a-b plane $\epsilon_{a-b}' = 9,28$ at 77 K for sapphire).

Designing schemes for the standard sapphire rod are described in Annex A.4 and A.5. Table 1 shows typical dimensions of the standard sapphire rod used for 40 GHz TE_{021} -mode sapphire resonator. The resonant frequencies become lower if the dimensions are greater, for

which, however, larger HTS films are to be used to maintain the requisite measurement uncertainty.

Table 1 – Typical dimensions of a sapphire rod

(Unit: GHz)

Diameter (mm)	Height (mm)	TE ₀₁₁ -mode frequency	TE ₀₁₂ -mode frequency	TE ₀₂₁ -mode frequency
5,0	2,86	25,27	40,06	39,97

5.4 Superconductor films and copper cavity

Oxygen-free high-purity copper (OFHC) shall be used for the surrounding wall of the dielectric resonator. The diameter of the OFHC cavity shall be determined in such a way that the requisite measurement uncertainty can be realized. Typical dimensions of OFHC cavities and HTS films suggested for the standard sapphire rod are listed in Table 2.

Table 2 – Typical dimensions of OFHC cavities and HTS films

(Unit: mm)

Sapphire rod		OFHC cavity		HTS films
diameter	height	diameter	height	diameter
5,0	2,86	12,0	2,86	≥ 14

6 Measurement procedure

6.1 Set-up

The measurement equipment shall be set up as shown in Figure 1. The measurement apparatus, standard dielectric rods, and HTS films shall be kept in a clean and dry state as dust and high humidity may affect the measurement results.

6.2 Measurement of the reference level

The level of full transmission power (reference level) shall be measured prior to measurements of the resonator Q -value as a function of temperature. The measurement procedure is as follows.

- Fix the output power of the synthesized sweeper at a value below 10 mW (typically 1 mW) because the measurement uncertainty depends on the measuring signal level
- Connect a reference line of semi-rigid cable between the input and output connectors. The length of the reference line shall be the same as the sum of the lengths of the two semi-rigid cables with a loop at each end as described in 5.2.
- Measure the transmission power level over the frequency range and temperature range of interest.

6.3 Measurement of the R_S of oxygen-free high purity copper

The surface resistance of OFHC which forms a cavity wall shall be measured as a function of temperature prior to measurements of the surface resistance of superconductor films under test. For this purpose, the loaded Q -value shall be measured through a transmission method with the coupling loops placed near the bottom of the cavity. The coupling loops can be also placed at the middle of the cavity for all the modes. In this case, the position of the coupling

loops needs to be closer to the dielectric rod for the TE_{012} mode than for the TE_{021} mode due to the weaker coupling strength for the TE_{012} mode. The followings describe a way to measure temperature dependences of the loaded TE_{021} mode Q -value and the corresponding unloaded Q -value.

- (1) Place the standard dielectric rod at the center of the lower OFHC endplate and fix the position using low-loss epoxy. The epoxy should not degrade the microwave properties of the OFHC plate and the superconductor film and should be easily removable by using acetone. The OFHC endplates shall be larger than the HTS films under test with the surface of the OFHC endplates being well polished and clean before being used for the test.
- (2) Connect the input and output connectors to the measurement apparatus (Figure 1) and set the distance between the rod and each of the loops of the semi-rigid cables to be equal to each other so that this transmission-type resonator can be under-coupled equally to both loops.
- (3) Put down an upper OFHC endplate gently to touch the top of the OFHC cavity.
- (4) Evacuate and cool down the specimen chamber below the T_C of the superconductor film to the lowest temperature.
- (5) Identify the TE_{021} mode resonance peak of this resonator using the calculated TE_{021} mode resonant frequency.
- (6) Set the frequency span such that only the TE_{021} resonance peak is displayed (Figure 6) and confirm that the insertion attenuation IA of this mode is greater than 20 dB from the reference level at the lowest temperature. Confirm that IA increases as the temperature increases.
- (7) Measure the TE_{021} mode f_0 and the half power band width Δf_{3dB} . The loaded Q -value, Q_L , of the TE_{021} mode resonator is given by

$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f_{3dB}} \quad (4)$$

- (8) The unloaded Q -value, Q_U , shall be obtained from the Q_L by at least one of the two techniques described below.

The first technique is to use the IA values for obtaining the Q_U from the Q_L , for which Q_U is expressed by

$$Q_U = \frac{Q_L}{1 - A_t} \text{ with } A_t = 10^{-IA[dB] / 20} \quad (5)$$

The Q_U values obtained from Equation (5) are valid if the input coupling is the same as the output coupling for the resonator. The coupling loops are difficult to fabricate and the coupling factors are dependent on orientation of the loop and the temperature. The potential asymmetry in coupling can result in large uncertainties in calculating the coupling factor if the coupling is strong ($IA \leq 10$ dB). For a weak coupling of IA being greater than 20 dB, asymmetry in the coupling becomes less important.

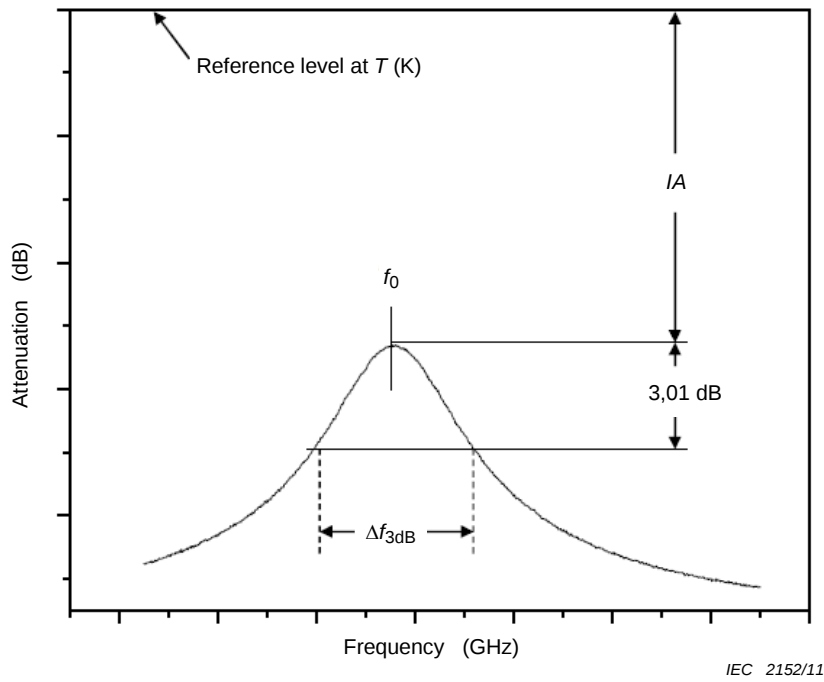


Figure 6 – A typical resonance peak. Insertion attenuation IA , resonant frequency f_0 and half power bandwidth Δf_{3dB} are defined

The second technique is to use reflection scattering parameters at both sides of the resonator at the resonant frequency, for which Q_U is expressed by [15, 16]

$$Q_U = Q_L(1 + \eta_1 + \eta_2) \quad (6)$$

with

$$\eta_1 = \frac{1 - S_{11}}{S_{11} + S_{22}} \quad (7)$$

$$\eta_2 = \frac{1 - S_{22}}{S_{11} + S_{22}} \quad (8)$$

S_{11} and S_{22} , illustrated in Figure 7, are measured in linear units of power, not relative dB. η_1 and η_2 denote the input and output coupling coefficients, respectively. The technique employing reflection scattering parameters has two merits and demerits. The merits include i) exemption of the additional step for calibrating the reference level and ii) measurements of the coupling values for both sides of the resonator. Meanwhile, the demerits include that the second technique is applicable only for a narrow band resonance and limited by the dynamic range of the network analyzer in measuring the reflection coefficients.

A combination of the two techniques provides an excellent way to justify validity of the measured Q_U , which is therefore recommended.

- (9) The surface resistance of OFHC is obtained from the measured Q_U using the following relation

$$\frac{1}{Q_U} = \frac{R_S(\text{OFHC})}{G_T} + \frac{R_S(\text{OFHC})}{G_B} + \frac{R_S(\text{OFHC})}{G_{SW}} + k \tan \delta \quad (9)$$

which gives

$$R_S(\text{OFHC}) = \frac{\left(\frac{1}{Q_U} - k \tan \delta \right)}{\left(\frac{1}{G_T} + \frac{1}{G_B} + \frac{1}{G_{SW}} \right)} \approx \frac{\frac{1}{Q_U}}{\left(\frac{1}{G_T} + \frac{1}{G_B} + \frac{1}{G_{SW}} \right)} \quad (10)$$

for $k \tan \delta$ being negligibly small compared to the $1/Q_U$ values for the two resonant modes of interest in Equation (9). G_T , G_B and G_{SW} are constants determined by distributions of electromagnetic fields inside the resonator, and called as the geometrical factors. The unit of the geometrical factors is ohm. k denotes the filling factor, which is determined by the ratio of time-averaged electromagnetic energy stored inside a dielectric to that inside the whole cavity. The geometrical factors and the filling factor for the TE_{021} and the TE_{012} modes of the standard sapphire resonator are listed in Table 3, for which the dielectric constants of 9,28 and 11,3 at 77 K are used along the a - b plane and the c -axis of the sapphire rod, respectively. Details for obtaining the geometrical factors are described in Annex A.3.2.

Table 3 – Geometrical factors and filling factors calculated for the standard sapphire resonator

Mode	$G_T(\Omega)$	$G_B(\Omega)$	$G_{SW}(\Omega)$	k
TE_{021}	1 771	1 771	250 943	0,954 6
TE_{012}	585	585	$9,78 \times 10^8$	0,994 6

- (10) The $R_S(\text{OFHC})$ at the TE_{012} -mode resonant frequency shall be determined from that at the TE_{021} -mode resonant frequency using the $R_S \propto f^{1/2}$ relation. The TE_{012} -mode resonant frequency of the resonator with superconductor endplates shall be used for this purpose.

6.4 Determination of the effective R_S of superconductor films and $\tan \delta$ of standard dielectric rods

The loaded Q -values and the unloaded Q -values of the resonator shall be measured in the same way at the resonant frequencies of the TE_{021} and TE_{012} modes, as described in 6.3 from steps 1) through 8). The relation between the measured Q_U values and the effective surface resistance of the superconductor films $R_{Se}(\text{SC})$ is expressed as follows.

$$\frac{1}{Q_{U\alpha}} = \frac{R_{Se\alpha}(\text{SC})}{G_{T\alpha}} + \frac{R_{Se\alpha}(\text{SC})}{G_{B\alpha}} + \frac{R_{S\alpha}(\text{OFHC})}{G_{SW\alpha}} + k_{\alpha} \tan \delta_{\alpha} \quad (11)$$

In Equation (11), $\alpha = 1$ for the TE_{021} mode with the resonant frequency f_1 , and $\alpha = 2$ for the TE_{012} mode with the resonant frequency f_2 . The scaled values of $R_{Se2}(\text{SC})$ and $\tan \delta_2$ to f_1 can be obtained using the respective relations of $R_{Se} \propto f^2$ [17] as explained by the two-fluid model and $\tan \delta \propto f$, an assumed relation for low-loss dielectrics. The R_{Se1} is expressed by

$$R_{Se1} = \frac{X_1 k_2' - X_2 k_1'}{A_1 k_2' - A_2 k_1'} \quad (12)$$

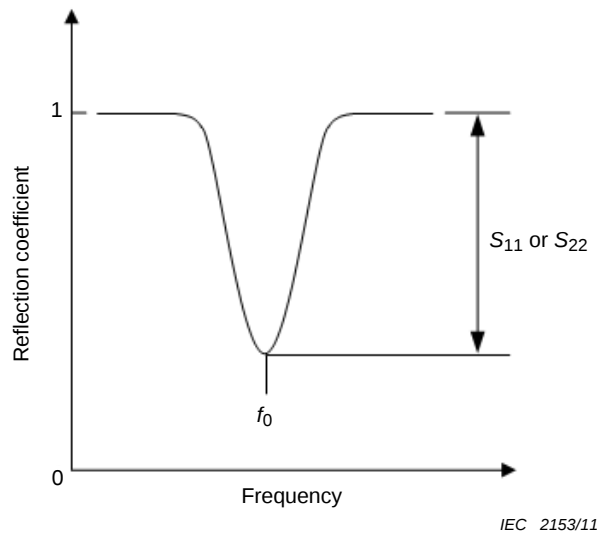


Figure 7 – Reflection scattering parameters S_{11} and S_{22}

with

$$\tan \delta_1 = \frac{X_1 A_2' - X_2 A_1'}{A_2' k_1 - A_1' k_2} \quad (13)$$

$$X_1 = \frac{1}{Q_{U1}} - \frac{R_{S1}(\text{OFHC})}{G_{SW1}} \quad (14)$$

$$X_2 = \frac{1}{Q_{U2}} - \frac{R_{S2}(\text{OFHC})}{G_{SW2}} \quad (15)$$

$$A_1 = \frac{1}{G_{T1}} + \frac{1}{G_{B1}} \quad (16)$$

$$A_2' = \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2 \left(\frac{1}{G_{T1}} + \frac{1}{G_{B1}} \right) \quad (17)$$

$$k_2' = k_2 \left(\frac{f_2}{f_1} \right) \quad (18)$$

Equations (10) ~ (18) enable simultaneous measurements of the effective surface resistance of superconductor films and the $\tan \delta$ of the standard dielectric rods with small uncertainty if f_1 and f_2 are close to each other. In Equation (11), $R_{S1}(\text{OFHC})$ and $R_{S2}(\text{OFHC})$ are the pre-determined values for OFHC cavity wall using the procedure as described in 6.3.

6.5 Determination of the penetration depth

The penetration depth λ of superconductor films shall be measured by using the same sapphire resonator as described in 6.1, for which the temperature of the upper superconductor film should be controllable independently from that of the rest of the resonator. For this purpose, a gap (typically 10 μm) shall be introduced between the upper superconductor film and the rest of the resonator. Disconnection between the upper superconductor film and the rest of the resonator can be confirmed by measuring electrical

resistance between the upper superconductor film and the rest of the resonator. The gap should be small enough not to change the ratio $\Delta f_1/f_1$ of the shift in the resonant frequency (Δf_1) to the resonant frequency (f_1) for the TE₀₂₁ mode regardless of the existence of the gap, and large enough to enable temperature control of the upper superconductor film independently from that of the rest. Measurement procedure for λ as a function of temperature is as follows.

- (1) Follow steps (1) ~ (3) in 6.3 with both OFHC endplates replaced with superconductor films.
- (2) Pull the upper superconductor film upward by 10 μm using either a micrometer or a step motor and confirm that the upper superconductor film is parallel to the lower superconductor film. Also confirm that the upper superconductor film is thermally separated from the rest of the resonator. The gap distance of 10 μm , which represents a value at the room temperature, can be controlled by a micrometer connected to the upper superconductor film through a polytetrafluoroethylene (PTFE) rod. Thus the real gap distances would become a little greater at cryogenic temperatures due to thermal contraction of the PTFE rod.
- (3) Evacuate and cool down the specimen chamber below the T_C of the superconductor film to the lowest temperature with the switch for thermal connection closed. Confirm that the temperature of the upper superconductor film is the same as that of the rest at the lowest temperature.
- (4) Identify the TE₀₂₁ mode resonance peak of this resonator using the calculated TE₀₂₁ mode resonant frequency.
- (5) Set the frequency span such that only the TE₀₂₁ resonance peak is displayed (Figure 6)
- (6) Open the switch for thermal connection and let the temperature of the upper superconductor film increase while the rest remains at the lowest temperature. Collect the TE₀₂₁ mode resonant frequency as a function of temperature.
- (7) Collect the shift in the TE₀₂₁ mode resonant frequency $\Delta f_1 (= f_1(T) - f_1(T_{\min}))$ as a function of temperature
- (8) Determine λ from a least-square-fitting of Δf_1 to the following equation for the changes in the effective surface reactance of the upper superconductor film, $X_{\text{Se,Top}}$, [18]

$$\Delta X_{\text{SeTop}} = -2G_{T1} \frac{\Delta f_1}{f_1(T_{\min})} = \Delta \{ \text{Re}(G_h) X_S \} \quad (19)$$

where $X_S = 2\pi f_1 \mu_0 \lambda$, and

$$\text{Re}(G_h) = \text{Re} \left(\frac{\beta_h - \gamma_{z3} \coth(\gamma_{z3} t)}{\beta_h \coth(\gamma_{z3} t) - \gamma_{z3}} \right) \cong \frac{\beta_h - \frac{1}{\lambda} \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right)}{\beta_h \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right) - \frac{1}{\lambda}} \quad (20)$$

In Equation (20), $\gamma_{z3} \cong 1/\lambda$ due to $\sigma_2 \gg \sigma_1$ at temperatures not too close to T_C , and G_h denotes the ratio of the effective surface impedance to the intrinsic surface impedance as described in Annex A.3.1. Detailed descriptions for deriving Equations (16) and (17) are given in Annex A.3.3.1. A model equation that properly describes the temperature dependence of λ shall be used in determining the fitted values of λ_0 and T_C , for which the following equation is known for the temperature-dependent λ of high- T_C superconductor films [18].

$$\lambda = \lambda_0 \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}. \quad (21)$$

6.6 Determination of the intrinsic surface impedance

The intrinsic surface impedance of superconductor films at f_1 shall be obtained using the following procedure:

- (1) Determine σ_2 as a function of temperature from the temperature-dependent λ as obtained in step 8 of 6.5 using the following equation of

$$\lambda = \left(\frac{1}{\omega_1 \mu_0 \sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (22)$$

with $\omega_1 = 2\pi f_1$ for temperatures lower than $2T_C/3$.

Equation (22) should be valid for temperatures lower than $2T_C/3$.

- (2) Determine σ_1 from the least-square-fit to the following equation using σ_2 as determined in step 1 with σ_1 being the only fitting parameter for temperatures lower than $2T_C/3$.

$$R_{Se} = [Re(G_h)R_S - Im(G_h)X_S] \quad (23)$$

In Equation (23), R_S and X_S are expressed as follows.

$$R_S = \frac{\sigma_1}{2\sigma_2} \left(\frac{2\pi f_1 \mu_0}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

$$X_S = \omega_1 \mu_0 \lambda = \left(\frac{2\pi f_1 \mu_0}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

- (3) Use the σ_1 and the σ_2 values as determined in step (2) to determine R_S and X_S using Equations (24) and (25).
- (4) Determine σ_1 and σ_2 from a two-parameters fit of σ_1 and σ_2 to the following equations for temperatures higher than $2T_C/3$.

$$R_{Se} = [Re(G_h)R_S - Im(G_h)X_S], \quad (23)$$

$$\Delta X_{Se} = \Delta [Re(G_h)X_S - Im(G_h)R_S], \quad (26)$$

with R_S and X_S in Equations (23) and (26) defined as

$$R_S = Re(Z_S) = Re \left(\frac{j\omega_1 \mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (27)$$

$$X_S = Im(Z_S) = Im \left(\frac{j\omega_1 \mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (28)$$

and $Re(G_h)$ and $Im(G_h)$ being the real and the imaginary part of G_h , respectively, as described below.

$$G_h = \frac{\beta_h - \gamma_{z3} \coth(\gamma_{z3} t)}{\beta_h \coth(\gamma_{z3} t) - \gamma_{z3}}, \text{ with } \gamma_{z3} = \{j\omega_1 \mu_0 (\sigma_1 - j\sigma_2)\}^{\frac{1}{2}} \quad (29)$$

- (5) Use the σ_1 and the σ_2 values as determined in step (4) to determine R_S and X_S using Equations (27) and (28) for temperatures higher than $2T_C/3$.

For reference, for temperatures higher than $2T_C/3$, λ is obtained from the following equation.

$$\lambda = \frac{1}{\operatorname{Re}(\gamma_{z3})} = \frac{1}{\operatorname{Re}\left[\{j\omega_1\mu_0(\sigma_1 - j\sigma_2)\}^{\frac{1}{2}}\right]} \quad (30)$$

7 Uncertainty of the test method

7.1 Measurement of unloaded quality factor

The intrinsic surface impedance at the TE_{021} -mode frequency shall be determined from both the temperature-dependent Q_U values of TE_{021} -mode and TE_{012} -mode dielectric resonators as measured with the upper superconductor film in contact with the rest of the resonators, the shift in their TE_{021} -mode frequencies as measured with a 10- μm gap between the upper superconductor film and the rest of the resonators, and the film thickness as measured separately by various thickness measurement method. A vector network analyzer as specified in Table 4 shall be used to record the frequency dependence of attenuation and the resonant frequency. The resulting record shall allow the determination of Q_U to a relative standard uncertainty of 4%.

Table 4 – Specifications of vector network analyzer

Dynamic range	above 60 dB
Type B uncertainty in frequency	1 Hz at 10 GHz
Type B uncertainty in attenuation	0,1 dB
Input power limitation	below 10 dBm

7.2 Measurement of loss tangent

The dielectric resonators shall be provided with the loss tangent of the dielectrics being sufficiently low. The best candidate having the least loss tangent is sapphire as specified in Table 5 with the definitions of the terms being the same as described in IEC 61788-7 Ed. 2:2005 (Also see the illustration in Figure 8). The loss tangent shall be measured with a relative uncertainty to not exceed 5%.

Table 5 – Type B uncertainty for the specifications on the sapphire rod

Diameter	0,05 mm
Height	0,05 mm
Flatness	0,005 mm
Surface roughness	top and bottom surface : 10 nm. side wall : 0,001 mm
Perpendicularity	0,1°
Axis	parallel to the c-axis within 0,5°

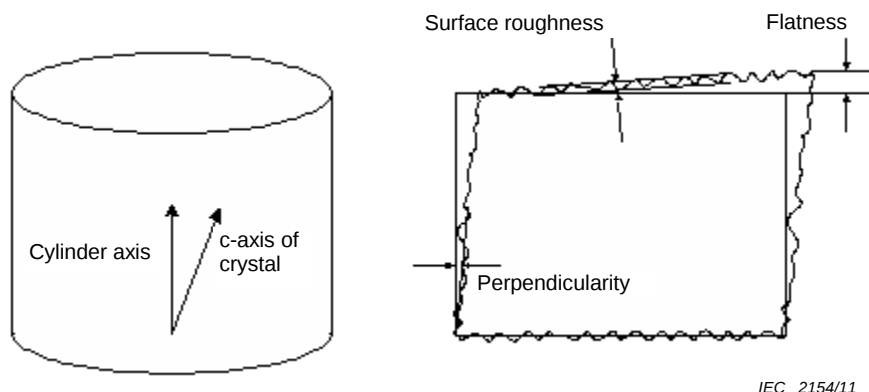


Figure 8 – Definitions for terms in Table 5

7.3 Temperature

The measurement apparatus is cooled down to the specified temperature by any means during testing, for which one of the best methods is to use cryocoolers. In this case, the resonator sits in vacuum and is cooled by thermal conduction through the metallic connections. The temperature shall be determined with a standard uncertainty not to exceed 0,5 K. Care must be taken to avoid temperature gradients within the apparatus while measuring the R_{Se} and to control the temperature of the upper HTS film independently from the rest while measuring the λ .

7.4 Specimen and holder support structure

The support shall provide adequate support for the specimen. It is imperative that the two films be parallel and mechanically stable throughout the measurements, especially in a cryocooler and over a wide range of temperature. The support shall be connected to a micrometer that enables the gap distance between the top superconductor film and the rest of the resonator to be determined within a standard uncertainty of 0,5 μm .

8 Test Report

8.1 Identification of test specimen

The test specimen shall be clearly identified, for which information on the following items is recommended:

- name of the manufacturer of the specimen;
- classification and/or symbol;
- lot number;
- chemical composition of the thin film and the substrate;
- thickness and roughness of the thin film;
- manufacturing process technique.

8.2 Report of the intrinsic Z_S values

The intrinsic R_S , and the intrinsic R_S scaled to 10 GHz, λ_0 (i.e., λ at 0 K) and $X_S (= \omega_0 \mu_0 \lambda)$ shall be recorded as functions of the temperature along with the corresponding resonant frequencies, the loaded and the unloaded Q -values, the insertion attenuations of both TE_{021} and TE_{012} modes, and the film thickness.

8.3 Report of the test conditions

The following test conditions shall be reported:

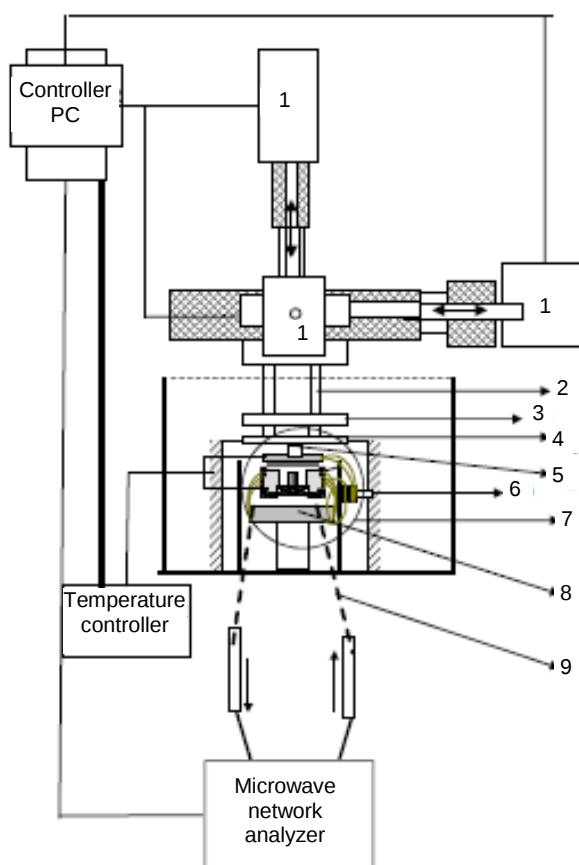
- a) test frequency and the frequency resolution;
- b) maximum r.f. power of the test signal;
- c) test temperature, and temperature differences between the two endplates;
- d) history of sample temperature versus time;
- e) kind of a dielectric rod used for the measurements.

Annex A (informative)

Additional information relating to Clauses 1 to 8

A.1 Concerning the Scope

Establishment of the standard measurement method is needed to evaluate film quality of high- T_C superconductor (HTS) films having the intrinsic surface resistance of less than 0,05 m Ω and surface reactance of 10 m Ω ~ 15 m Ω at 10 GHz regardless of the film thickness. Several resonance methods that enable measurement of the surface resistance in the microwave and millimetre wave range can be found in IEC 61788-7. Figure A.1 shows a schematic diagram for the measurement system when step motors are used for controlling the motion of the upper superconductor film placed on the dielectric resonator. A detailed view of the motion stage is seen in Figure A.2.

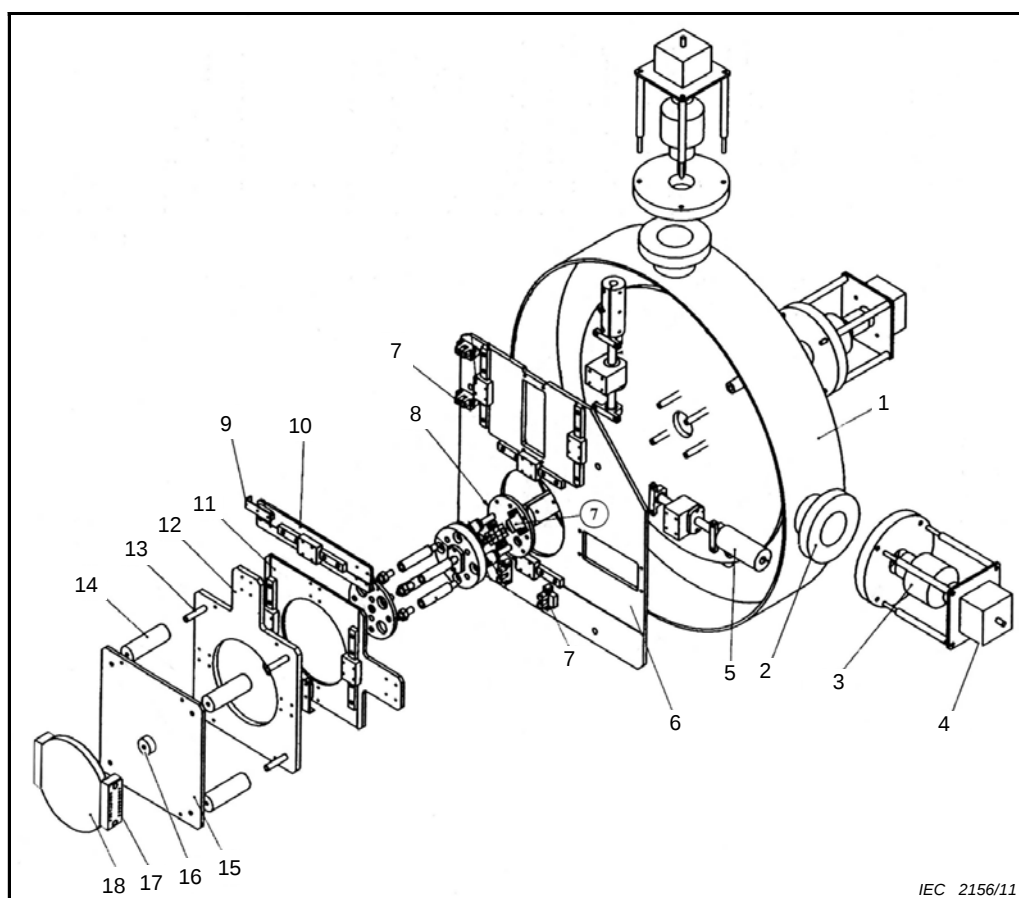


IEC 2155/11

Key

- | | |
|--|---------------------------------|
| 1 step motor | 6 switch for thermal connection |
| 2 polytetrafluoroethylene (PTFE) rod | 7 dielectric resonator |
| 3 polytetrafluoroethylene (PTFE) plate | 8 cold finger |
| 4 SUS plate | 9 transmission line |
| 5 polytetrafluoroethylene (PTFE) rod | |

Figure A.1 – Schematic diagram for the measurement system



Key

1 case frame	7 photo sensor	13 m-stage shaft guide
2 2,75" flange	8 z-stage base	14 polytetrafluoroethylene (PTFE) rod
3 rotary feed through	9 stage sensor plate	15 m-stage plate
4 step motor	10 y-stage base	16 PTFE rod
5 coupling polytetrafluoroethylene (PTFE)	11 x-stage base	17 OFHC block
6 stage shaft boss	12 m-stage base	18 OFHC block

Figure A.2 – A motion stage using step motors

A.2 Requirements

Use of smaller dielectric rods enables to use smaller superconductor films. However, if the dielectric rod becomes smaller, it becomes difficult to prepare a measurement apparatus and set up a measurement system as the diameter of semi-rigid cables is limited by the height of the dielectric rod and the measurement system should be capable of handling higher frequencies.

This test method is applicable to any superconductor having a proper model for the temperature dependence of the penetration depth.

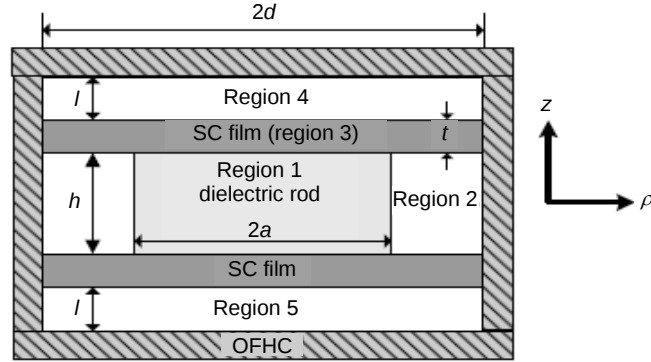
This test method is applicable for measurement temperatures below 30 K if new cooling technique allows temperatures lower than 30 K.

This test method is applicable for measurement temperatures above 80 K if proper cares are taken for the intrinsic R_S being comparable with the intrinsic X_S at temperatures very close to the critical temperature T_C .

A.3 Theory and the measurement procedure for the intrinsic surface impedance

A.3.1 Theoretical relation between the intrinsic Z_S and the effective Z_S [1]³

Figure A.3 shows a cross-sectional view of a dielectric resonator with two superconductor films of the same quality placed at the top and the bottom of a dielectric rod. In a cylindrical coordinate (ρ, ϕ, z) system, except for $k = 3$, the non-zero field components of TE_{0mn} mode in the k -th region is described by the following equations [2].



IEC 2157/11

Regions 1 ~ 5 stand for a dielectric rod (1), vacuum (2), superconductor films (3), and dielectric substrates of the same kind used for the film growth (4 and 5), respectively.

Figure A.3 – Cross-sectional view of a dielectric resonator

$$H_{zk} = A_k q_k(\beta_{zk} z) \psi_k(\beta_k \rho) \quad (\text{A.1})$$

$$E_{\phi k} = \frac{j\omega\mu_0}{\beta_k^2} A_k q_k(\beta_{zk} z) \frac{d\psi_k(\beta_k \rho)}{d\rho} \quad (\text{A.2})$$

$$H_{\rho k} = \frac{A_k}{\beta_k^2} \frac{dq_k(\beta_{zk} z)}{dz} \frac{d\psi_k(\beta_k \rho)}{d\rho} \quad (\text{A.3})$$

with H and E denoting the electric field and the magnetic field, respectively, A_k , a constant for the field components in the k -th region, β_{zk} and β_k denoting the propagation constant and, the ρ -direction wave number, respectively, in the k -th region, q_k , a function of $\beta_{zk} z$, and ψ_k , a function of $\beta_k \rho$.

For $k = 1, 2$, $\beta_{z1} = \beta_{z2}$, $q_1(\beta_{z1} z) = q_2(\beta_{z2} z) = \cos(\beta_{z1} z + \psi_h)$, with ψ_h dependent on the symmetry of the electromagnetic field components. For the TE_{0mn} modes, the field components in region 1 are expressed by

$$H_{z1} = A_1 J_0(\beta_1 \rho) q_1(\beta_{z1} z) \quad (\text{A.4})$$

$$H_{\rho 1} = \frac{A_1}{\beta_1} J_0'(\beta_1 \rho) \frac{dq_1(\beta_{z1} z)}{dz} \quad (\text{A.5})$$

³ In this Annex A, numerals in square brackets refer to Clause A.8, Reference documents.

$$E_{\phi 1} = \frac{j\omega\mu_0 A_1}{\beta_1} J_0'(\beta_1 \rho) q_1(\beta_{z1} z) \quad (\text{A.6})$$

with β_1 denoting the ρ -direction wave number and J_0 , the zeroth order Bessel function of the first kind

$$\psi_h = p\pi \quad (\text{odd } n) \quad (\text{A.7})$$

$$\psi_h = \frac{(2p+1)\pi}{2} \quad (\text{even } n) \quad (\text{A.8})$$

for the TE_{0mn} modes with p denoting a natural number. In Equations (A.4) ~ (A.6), $J_0'(\beta_1 \rho) = dJ_0(\beta_1 \rho)/d(\beta_1 \rho)$. The field components in region 2 are expressed by

$$H_{z2} = A_1 Q_0(\beta_2 \rho) q_2(\beta_{z2} z) \quad (\text{A.9})$$

$$H_{\rho 2} = \frac{A_1}{\beta_2} Q_0'(\beta_2 \rho) \frac{dq_2(\beta_{z2} z)}{dz} \quad (\text{A.10})$$

$$E_{\phi 2} = \frac{j\omega\mu_0 A_1}{\beta_2} Q_0'(\beta_2 \rho) q_2(\beta_{z2} z) \quad (\text{A.11})$$

with $\beta_{z1} = \beta_{z2}$, $Q_0'(\beta_2 \rho) = dQ_0(\beta_2 \rho)/d(\beta_2 \rho)$ and

$$Q_0(\beta_2 \rho) = \frac{-\beta_2 J_0'(\beta_1 a) K_0(\beta_2 \rho) I_0'(\beta_2 d) - I_0(\beta_2 \rho) K_0'(\beta_2 d)}{\beta_1 K_0'(\beta_2 a) I_0'(\beta_2 d) - I_0(\beta_2 a) K_0'(\beta_2 d)} \quad (\text{A.12})$$

for $k_0^2 \epsilon_{r2} < \beta_2^2$ with I_0 and K_0 denoting the zeroth order modified Bessel function of the first kind and the second kind, respectively. If $k_0^2 \epsilon_{r2} > \beta_2^2$, I_0 , I_0' , K_0 , and K_0' are replaced with J_0 , J_0' , Y_0 , and Y_0' , respectively, in Equation (A.12) with Y_0 denoting the zeroth order Bessel function of the second kind.

Equations for β_{z1} and β_{z2} ($=\beta_{z1}$) are given as follows.

$$k_0^2 \epsilon_{r1} = \beta_{z1}^2 + \beta_1^2 \quad (\text{A.13})$$

$$k_0^2 \epsilon_{r2} = \beta_{z2}^2 - \beta_2^2 = \beta_{z1}^2 - \beta_2^2, \text{ for } k_0^2 \epsilon_{r2} < \beta_2^2 \quad (\text{A.14})$$

$$k_0^2 \epsilon_{r2} = \beta_{z2}^2 + \beta_2^2 = \beta_{z1}^2 + \beta_2^2, \text{ for } k_0^2 \epsilon_{r2} > \beta_2^2 \quad (\text{A.15})$$

with $k_0 = \omega_0(\epsilon_0 \mu_0)^{1/2}$, $\omega_0 = 2\pi f_0$, and β_1 and β_2 denoting the cut-off wave number in regions 1 and 2, and ϵ_{a-b} and ϵ_{r2} , the relative permittivity of region 1 along the a-b plane and region 2, respectively. Also the following characteristic equation is obtained from the boundary condition at $\rho = a$ in Figure A.3.

$$\frac{\beta_2 J_1(\beta_1 a)}{\beta_1 J_0(\beta_1 a)} = \frac{I_1(\beta_2 a) K_1(\beta_2 d) - I_1(\beta_2 d) K_1(\beta_2 a)}{I_1(\beta_2 d) K_0(\beta_2 a) + I_0(\beta_2 a) K_1(\beta_2 d)}, \text{ for } k_0^2 \epsilon_{r2} < \beta_2^2 \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\beta_2 J_1(\beta_1 a)}{\beta_1 J_0(\beta_1 a)} = \frac{J_1(\beta_2 a) Y_1(\beta_2 d) - J_1(\beta_2 d) Y_1(\beta_2 a)}{J_1(\beta_2 d) Y_0(\beta_2 a) + J_0(\beta_2 a) Y_1(\beta_2 d)}, \text{ for } k_0^2 \epsilon_{r2} > \beta_2^2 \quad (\text{A.17})$$

with d denoting the radius of the OFHC cylinder placed between the superconductor films as seen in Figure A.3.

For $k = 3$, general expressions for non-zero field components can be expressed as follows.

$$E_{\phi 3} = j\omega\mu_0 A_3 f(\rho) [\sinh(\gamma_{z3} z) + \Gamma_3 \cosh(\gamma_{z3} z)] \quad (\text{A.18})$$

$$H_{\rho 3} = \gamma_{z3} A_3 f(\rho) [\cosh(\gamma_{z3} z) + \Gamma_3 \sinh(\gamma_{z3} z)] \quad (\text{A.19})$$

with Γ_3 denoting a constant and $f(\rho)$, a function of ρ , and $H_{z3} = 0$ for $H < H_{C1}$ with H_{C1} denoting the lower critical field of the superconductor films. In Equations (A.18) ~ (A.19), $\gamma_{z3} = (j\omega\mu_0\sigma)^{1/2}$ with $\sigma = (\sigma_1 - j\sigma_2)$ denoting the complex conductivity of superconductor films.

For $k = 4, 5$, the non-zero field components are expressed by

$$H_{z4} = A_4 J_0(\beta_4 \rho) q_4(\beta_{z4} z), \quad (\text{A.20})$$

$$E_{\phi 4} = \left(\frac{A_4}{\beta_4}\right) J_0(\beta_4 \rho) \frac{dq_4(\beta_{z4} z)}{dz}, \quad (\text{A.21})$$

$$H_{\rho 4} = \frac{j\omega\mu_0 A_4}{\beta_4} J_0(\beta_4 \rho) q_4(\beta_{z4} z), \quad (\text{A.22})$$

with $q_4(\beta_{z4} z) = \exp(-j\beta_{z4} z) - \Gamma_4 \exp(j\beta_{z4} z)$, $\Gamma_4 = (\exp[-\beta_{z4}(2t + 2l + h)])$, a constant, and $J_0(\beta_4 \rho)' = dJ_0(\beta_4 \rho)/d(\beta_4 \rho)$.

Equation for β_{z4} is given as follows.

$$k_0^2 \epsilon_{r4} = \beta_{z4}^2 + \beta_4^2, \text{ for } k_0^2 \epsilon_{r4} > \beta_4^2 \quad (\text{A.23})$$

$$k_0^2 \epsilon_{r4} = \beta_{z4}^2 - \beta_4^2, \text{ for } k_0^2 \epsilon_{r4} < \beta_4^2 \quad (\text{A.24})$$

with

$$\beta_4 = \frac{v_{0m}}{d} \quad (\text{A.25})$$

from the boundary condition at $\rho = d$ in region 4. v_{0m} is the m -th root of $J_0(x)' = 0$.

If $k_0^2 \epsilon_{r4} < \beta_4^2$, J_0 is replaced with I_0 in Equations (A.20) ~ (A.22). In real cases, the diameter of the substrate d_s is a little larger than d , which replaces d in Equation (A.25).

Γ_3 in Equations (A.18) and (A.19) is determined from the boundary condition of $H_{\rho 3}/E_{\phi 3} = H_{\rho 4}/E_{\phi 4}$ at $z = (h/2) + t$, which is expressed by

$$\Gamma_3 = \frac{\left(\frac{\beta_h}{\gamma_{z3}}\right) \sinh\left\{\gamma_{z3}\left(\frac{h}{2} + t\right)\right\} - \cosh\left\{\gamma_{z3}\left(\frac{h}{2} + t\right)\right\}}{\sinh\left\{\gamma_{z3}\left(\frac{h}{2} + t\right)\right\} - \left(\frac{\beta_h}{\gamma_{z3}}\right) \cosh\left\{\gamma_{z3}\left(\frac{h}{2} + t\right)\right\}} \quad (\text{A.26})$$

A relation between β_{z1} and γ_{z3} is obtained from the boundary condition of $H_{\rho 1}/E_{\phi 1} = H_{\rho 3}/E_{\phi 3}$ at $z = h/2$, which is given by

$$\beta_{z1} \tan\left(\beta_{z1} \frac{h}{2}\right) = \frac{\gamma_{z3}}{G_h} \quad (\text{odd } n) \quad (\text{A.27})$$

$$-\beta_{z1} \cot\left(\beta_{z1} \frac{h}{2}\right) = \frac{\gamma_{z3}}{G_h} \quad (\text{even } n) \quad (\text{A.28})$$

for the TE_{0mn} mode, with G_h expressed by

$$G_h = \frac{\beta_h - \gamma_{z3} \coth(\gamma_{z3} t)}{\beta_h \coth(\gamma_{z3} t) - \gamma_{z3}} \quad (\text{A.29})$$

with t denoting the film thickness and

$$\beta_h = -\beta_{z4} \cot(\beta_{z4} t), \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r4} > \beta_4^2 \quad (\text{A.30})$$

$$\beta_h = -\beta_{z4} \coth(\beta_{z4} t), \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r4} < \beta_4^2 \quad (\text{A.31})$$

Z_{Se} of the superconductor films can be obtained from the ratio of $E_{\varphi 3}$ to $H_{\rho 3}$ at $z = h/2$ using Equations (A.18), (A.19) and (A.26), which is expressed by

$$Z_{\text{Se}} = \left. \frac{E_{\varphi 3}}{H_{r3}} \right|_{z=\frac{h}{2}} = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_{z3}} G_h = Z_S \frac{\beta_h - \gamma_{z3} \coth(\gamma_{z3} t)}{\beta_h \coth(\gamma_{z3} t) - \gamma_{z3}} \quad (\text{A.32})$$

with $Z_S \equiv j\omega\mu_0/\gamma_{z3}$.

Since $Z_{\text{Se}} = R_{\text{Se}} + jX_{\text{Se}}$ and $Z_S \equiv R_S + iX_S$, Equation (A.32) gives expressions for R_{Se} and X_{Se} as follows.

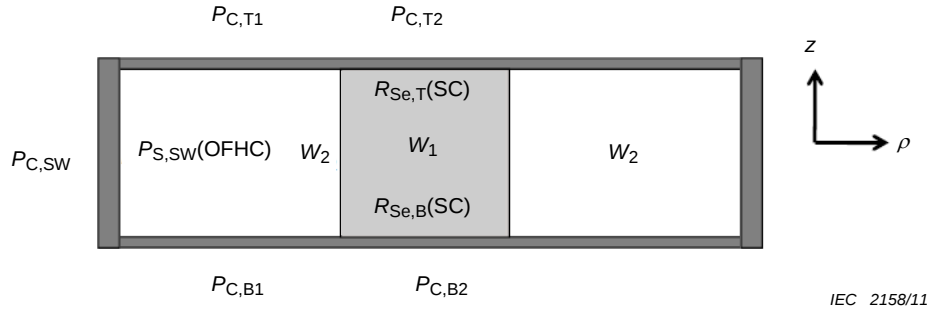
$$R_{\text{Se}} = [\text{Re}(G_h)R_S - \text{Im}(G_h)X_S] \quad (\text{A.33})$$

$$X_{\text{Se}} = [\text{Re}(G_h)X_S + \text{Im}(G_h)R_S] \quad (\text{A.34})$$

with $\text{Re}(G_h)$ and $\text{Im}(G_h)$ denoting the real part and the imaginary part of the complex correction factor G_h , respectively. In principle, the intrinsic Z_S is determined if both σ_1 and σ_2 of the complex conductivity σ in Equation (A.29) are known. The unknown nine parameters of f_0 , β_{z1} , β_1 , β_2 , β_{z4} , β_4 , β_h , σ_1 and σ_2 in Equations (A.13) ~ (A.32) are determined from seven Equations (A.13), (A.14) (or (A.15)), (A.16) (or (A.17)), (A.23) (or (A.24)), (A.25), (A.27) (or (A.28)), (A.30) (or (A.31)), and two measured quantities of Q_U and f_0 , for which the details are as follow.

A.3.2 Calculation of the geometrical factors [3]

For a dielectric resonator shown in Figure A.4, the Q_U is related the effective surface resistance of the superconductor films $R_{\text{Se}}(\text{SC})$ and the $\tan\delta$ of the dielectric rod as follows.



$R_{Se,T}(SC)$, $R_{Se,B}(SC)$, and $R_S(OFHC)$ denote the surface resistances of the upper and the lower superconductor film, and the OFHC side wall, respectively, $P_{C,T}$, $P_{C,B}$, and $P_{C,SW}$ denoting the respective corresponding power losses, and W_1 and W_2 , the time average of the stored electromagnetic energy inside regions 1 and 2, respectively.

Figure A.4 – A diagram for simplified cross-sectional view of a dielectric resonator

$$\frac{1}{Q_U} = \frac{1}{Q_C} + \frac{1}{Q_d} = \frac{R_{Se}(SC)}{G_T} + \frac{R_{Se}(SC)}{G_B} + \frac{R_S(OFHC)}{G_{SW}} + k \tan \delta \quad (A.35)$$

with Q_C and $Q_d (= k \tan \delta)$ denoting the conductive quality factor and the dielectric quality factor, respectively. Q_C is also expressed by

$$\frac{1}{Q_C} = \frac{P_{C,T} + P_{C,B} + P_{C,SW}}{\omega_0 W} = \frac{R_{Se,T}(SC)}{G_T} + \frac{R_{Se,B}(SC)}{G_B} + \frac{R_S(OFHC)}{G_{SW}}, \quad (A.36)$$

where $R_{Se,T}(SC)$, $R_{Se,B}(SC)$, and $R_S(OFHC)$ denote the surface resistances of the upper and the lower superconductor film, and the OFHC side wall, respectively, G_T , G_B , and G_{SW} , the corresponding geometrical factors, and $P_{C,T}$, $P_{C,B}$, and $P_{C,SW}$ for the corresponding power losses. $P_{C,T} = P_{C,T1} + P_{C,T2}$ and $P_{C,B} = P_{C,B1} + P_{C,B2}$ with $P_{C,T1}$ ($P_{C,B1}$) and $P_{C,T2}$ ($P_{C,B2}$) denoting the power loss associated with regions 1 and 2 at the upper (lower) superconductor film. $P_{C,T1} (= P_{C,B1})$, $P_{C,T2} (= P_{C,B2})$ and $P_{C,SW}$ are calculated using the following expressions.

$$P_{C,T1} = \frac{R_{Se,T}(SC)}{2} \int_{\rho=0}^a \int_{\phi=0}^{2\pi} \left(|H_{\rho 1}|^2 \right) \rho d\rho d\phi = P_{C,B1} \quad (A.37)$$

$$P_{C,T2} = \frac{R_{Se,B}(SC)}{2} \int_{\rho=a}^d \int_{\phi=0}^{2\pi} \left(|H_{\rho 2}|^2 \right) \rho d\rho d\phi = P_{C,B2} \quad (A.38)$$

$$P_{C,SW} = \frac{R_{S,SW}(OFHC)}{2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{z=-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left(|H_{z2}|^2 \right) d\phi dz \quad (A.39)$$

Also, in Equation (A.36), $W = W_1 + W_2$ with W_1 and W_2 for the time average of the stored electromagnetic energy inside region 1 and 2, respectively, with

$$W_1 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{a-b}}{2} \int_{\rho=0}^a \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left(|E_{\phi 1}|^2 \right) \rho d\rho d\phi dz \quad (A.40)$$

$$W_2 = \frac{\epsilon_0}{2} \int_{\rho=a}^d \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left(|E_{\phi 2}|^2 \right) \rho d\rho d\phi dz \quad (A.41)$$

In Equations (A.37) ~ (A.41), H_{p1} , H_{p2} , H_{z2} , $E_{\phi1}$ and $E_{\phi2}$ are as expressed in Equations (A.4) ~ (A.16) (or A.17) with $\beta_{z1} = n\pi/h$, ε_0 denoting the permittivity of vacuum, and ε_{a-b}' , the relative permittivity along the a - b plane of the dielectric.

The geometrical factors G_T , G_B , and G_{SW} are obtained using the Equations (A.36) ~ (A.41) along with $k = W_1/(W_1 + W_2)$. The geometrical factors and the filling factors for the standard sapphire resonator are listed in Table A.1, for which the dielectric constants of 9.28 and 11.3 at 77 K are used along the a - b plane and the c -axis of the sapphire rod, respectively.

Table A.1 – Geometrical factors and filling factors calculated for the standard sapphire resonator

Mode	$G_T(\Omega)$	$G_B(\Omega)$	$G_{SW}(\Omega)$	k
TE ₀₂₁	1 771	1 771	250 943	0,954 6
TE ₀₁₂	585	585	$9,78 \times 10^8$	0,994 6

A.3.3 Procedure for determining the intrinsic Z_S [1, 3, 4]

A.3.3.1 Determination of the intrinsic penetration depth[2, 5]

For a dielectric resonator with superconductor films placed at the top and the bottom, the change in the temperature-dependent resonant frequency is expressed as follows.

$$-\frac{1}{f_0(T)} \frac{\partial f_0(T)}{\partial T} = \frac{1}{2G_T} \frac{\partial X_{SeTop}}{\partial T} + \frac{1}{2G_B} \frac{\partial X_{SeBottom}}{\partial T} + f(\varepsilon') \frac{\partial \varepsilon'}{\partial T} + \sum g_i(l_i) \frac{\partial l_i}{\partial T} \quad (A.42)$$

Here $f_0(T)$ denotes the resonant frequency at the measured temperature, ε' , the temperature-dependent relative permittivity of the dielectric rod inside the dielectric resonator, a and h denoting its radius and height, respectively, $f(\varepsilon')$, a function of ε' , and $g_i(l_i)$, a function of l_i with l_i denoting the temperature-dependent dimension of the dielectric rod and the copper cylinder placed between the superconductor

If the temperature of the upper superconductor film changes while the rest of the resonator remains at a constant temperature, variations in f_0 on the temperature are solely attributed to the changes in $X_{Se,Top}$ resulting in $-(1/f_0)(\partial f_0/\partial T) = (1/2G_T)(\partial X_{Se Top}/\partial T)$., we get the following equation.

$$-\frac{\Delta f_0(T)}{f_0(T)} \cong \frac{\Delta X_{SeTop}}{2G_T} \quad (A.43)$$

where $\Delta f_0(T) = f_0(T) - f_0(T_{min})$ with T_{min} denoting the lowest temperature of the upper superconductor film, and $\Delta X_{Se Top} = X_{Se Top}(T) - X_{Se Top}(T_{min})$. Considering $f_0(T_{min}) \gg \Delta f_0(T)$ for the sapphire resonator, Equation (A.43) is expressed as

$$\Delta X_{SeTop} \cong -2G_T \frac{\Delta f_0}{f_0(T_{min})} \quad (A.44)$$

Meanwhile, since $\gamma_{23} \cong 1/\lambda$ in Equation (A.29) and $X_S \gg R_S$ for $\sigma_2 \gg \sigma_1$ at temperatures not too close to T_C , $X_{Se} = [\text{Re}(G_h) X_S + \text{Im}(G_h) R_S] \cong \text{Re}(G_h) X_S$ from Equation (A.34). Therefore,

$$\Delta X_{SeTop} \cong -2G_T \frac{\Delta f_0}{f_0(T_{min})} \cong \Delta \{\text{Re}(G_h) X_S\} \quad (A.45)$$

with $X_S = 2\pi f_0 \mu_0 \lambda$, and

$$G_h = \frac{\beta_h - \frac{1}{\lambda} \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right)}{\beta_h \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right) - \frac{1}{\lambda}} \quad (\text{A.46})$$

from Equation (A.29) for $\sigma_2 \gg \sigma_1$ with ' Δ ' denoting the difference between the value at the measured temperature T and the corresponding one at $T_{\min}$. If we use a model equation of $\lambda = \lambda_0 [1 - (T/T_C)^\tau]^{-1/2}$ with $\tau = 2$ for HTS films,[3] we can get λ_0 and T_C from a fit of Equation (A.45) to $-2G_T \Delta f_0/f_0(T_{\min})$ with λ_0 and T_C being the fitting parameters. It is noted that β_h in Equation (A.46) is determined from Equations (A.30) (or (A.31)), (A.23) (or (A.24)) and (A.25) if f_0 and t is known.

A.3.3.2 Determination of the intrinsic surface impedance

- (1) Determine σ_2 as a function of temperature from the temperature-dependent λ as obtained in A.3.3.1 using the following equation of

$$\lambda = \left(\frac{1}{\omega_0 \mu_0 \sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.47})$$

with $\omega_0 = 2\pi f_0$. Equation (A.47) is valid for temperatures not too close to T_C .

- (2) Determine σ_1 from the least-square-fit to Equation (A.33) with σ_1 being the only fitting parameter for temperatures not too close to T_C . In this case, R_S and X_S are determined from the following equations.

$$R_S = \frac{\sigma_1}{2\sigma_2} \left(\frac{2\pi f_0 \mu_0}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{A.48})$$

$$X_S = \omega_0 \mu_0 \lambda = \left(\frac{2\pi f_0 \mu_0}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.49})$$

As the temperature gets very close to T_C , σ_1 becomes comparable to σ_2 and Equation (A.47) no longer remains valid with λ denoting

$$\lambda = \frac{1}{\text{Re}(\gamma_{z3})} = \frac{1}{\text{Re} \left[\{j\omega_0 \mu_0 (\sigma_1 - j\sigma_2)\}^{\frac{1}{2}} \right]} \quad (\text{A.50})$$

In this case, G_h becomes a complex value, and two-parameters fit to $Z_{Se} = G_h Z_S = G_h (R_S + iX_S)$ shall be used to get the values of σ_1 and σ_2 from the least-square-fit. The two equations used for the fitting are as follow.

$$R_{Se} = [\text{Re}(G_h)R_S - \text{Im}(G_h)X_S], \quad (\text{A.33})$$

$$\Delta X_{Se} = \Delta [\text{Re}(G_h)X_S + \text{Im}(G_h)R_S], \quad (\text{A.34})$$

where

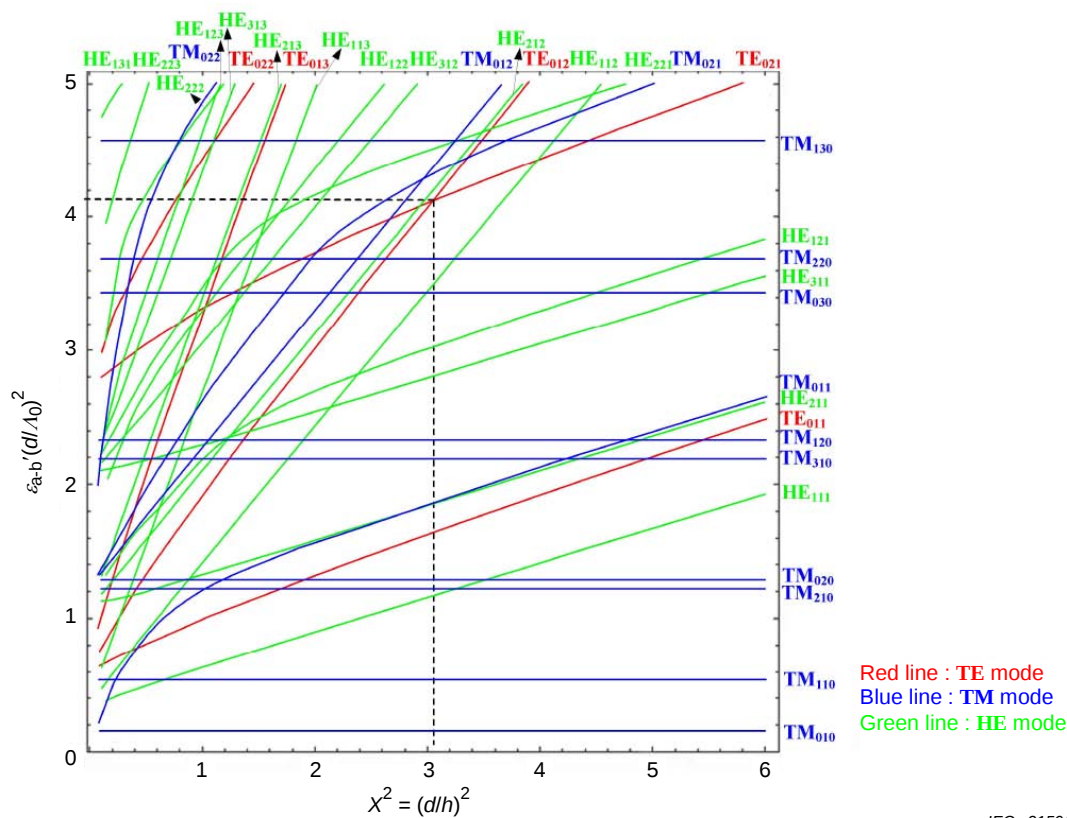
$$R_S = \text{Re}(Z_S) = \text{Re} \left(\frac{j\omega_0 \mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{A.51})$$

$$X_S = \text{Im}(Z_S) = \text{Im} \left(\frac{j\omega_0 \mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{A.52})$$

In Equation (A.33), the term ' $\text{Im}(G_h) X_S$ ' cannot be ignored due to that $X_S \gg R_S$ and $\text{Re}(G_h) \gg \text{Im}(G_h)$ at temperatures not too close to T_C . In Equation (A.34), ' Δ ' means the difference between the value at the measured temperature T and the corresponding value at the lowest temperature $T_{\min}$. For reference, σ_1 and σ_2 determined for temperatures not too close to T_C can be used as the starting values for the fitting procedure. Once σ_1 and σ_2 are determined through the fitting process, R_S and X_S are obtained from Equations (A.51) and (A.52).

A.4 Dimensions of the standard sapphire rod

The mode charts for designing the sapphire resonator usable for the modified two-resonance mode dielectric resonator method are displayed in Figure A.5, for which uniaxial-anisotropic characteristics of the relative permittivity of the sapphire rod are considered [6] with the values of $\varepsilon_{a-b}' = 9,28$ and $\varepsilon_c' = 11,3$ for the 2,86 mm-in-height sapphire rod. The dimensions of the hollow copper cylinder placed between the two superconductor films are 12 mm in diameter and 2,86 mm in height for the sapphire resonator.



The dotted line corresponds to the dimensions of the sapphire rod used for the standard sapphire resonator. λ_0 denotes the wavelength in free space corresponding to the resonant frequency f_0 and $\lambda_0 = c/f_0$ with $c = 3 \times 10^8$ m/s. $\varepsilon_{a-h}' = 9,28$ and $\varepsilon_c' = 11,3$ are used in preparing this mode chart.

Figure A.5 – Mode chart for a sapphire resonator

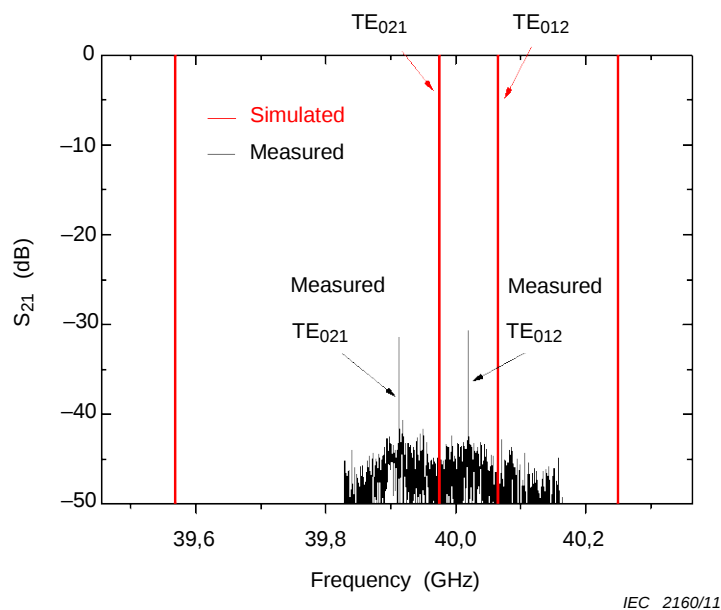
As shown in Figure A.5, the resonant frequency of the TE_{021} mode becomes equal to that of the TE_{012} mode for $X^2 (= (d/h)^2)$ being a little greater than 3 for the sapphire resonator. Thus the dimensions of the standard sapphire rod are determined to be 5 mm in diameter $d (= 2a)$ and 2.86 mm in height h , which corresponds to the resonant frequency of ~40 GHz.

A.5 Dimensions of the closed type resonator

In the closed-type dielectric resonator, the dimensions of a copper cylinder placed between the superconductor films are determined with a consideration of the dimensions and the relative permittivity of the dielectric rod as well as the frequencies of different modes appearing near TE_{021} and TE_{012} modes. As the inner diameter D of a copper cylinder becomes greater than the diameter of the dielectric rod d , the surface resistance of the copper cylinder affect the unloaded Q of the resonator less (typically D/d no less than 3 is used). The magnitude of D also sets the minimum dimensions for superconductor films under test because the superconductor films should be large enough to cover a hollow cylinder having an inner diameter D . Therefore, D shall be selected so as to avoid unwanted coupling with the other modes, to enable measurements of relatively small superconductor films as well as to maintain high measurement sensitivity. The recommended value of D is 12 mm for the TE_{021} -mode and TE_{012} -mode sapphire resonators (i.e., $D/d = 2,4$) with the smallest measurable film size taken into account.

A.6 Test results

Figure A.6 shows the frequency response of the sapphire resonator with the TE_{021} and the TE_{012} mode frequencies of ~ 40 GHz. The two modes appear very close to each other with no parasitic modes appearing between them.



The measured TE_{021} - and the TE_{012} -mode frequencies are 39,91 GHz and 40,02 GHz, respectively, with the values close to the corresponding simulated ones. Here S_{21} of the TE_{012} mode was collected after reducing the distance between the loop and the sapphire rod after S_{21} of the TE_{021} mode were collected.

Figure A.6 – Frequency response of the sapphire resonator

Figure A.7 shows the temperature-dependent Q_U values for the TE_{021} and the TE_{012} modes of the sapphire resonator with 360 nm-thick YBCO films at temperatures of 8 K to 87 K, where the TE_{021} mode Q_U values appear significantly greater than the corresponding TE_{012} mode Q_U values.

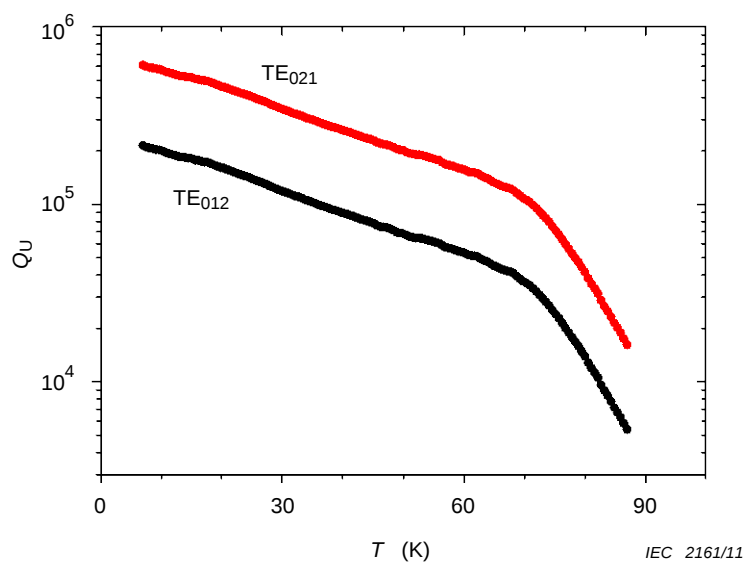


Figure A.7 – Q_U versus temperature for the TE_{021} and the TE_{012} modes of the sapphire resonator with 360 nm-thick YBCO films

The resonant frequencies of the two modes are displayed in Figure A.8.

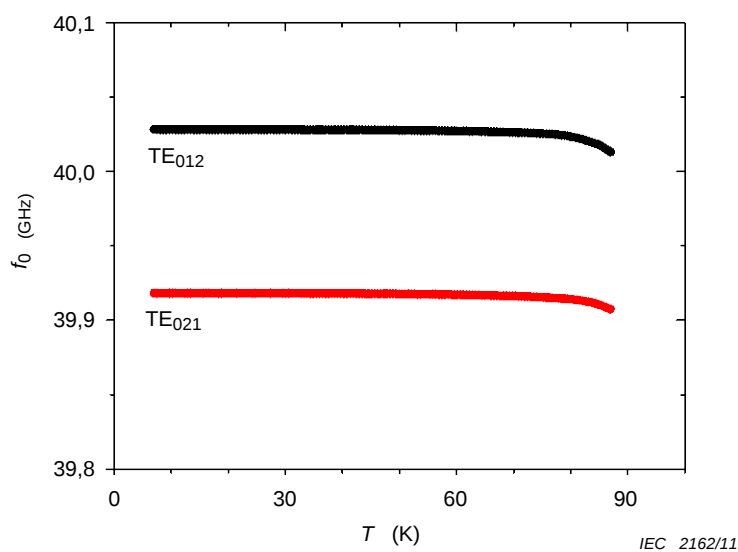


Figure A.8 – The resonant frequency f_0 versus temperature for the TE_{021} and TE_{012} modes of the sapphire resonator with 360 nm-thick YBCO films

Figure A.9 shows the temperature dependence of the R_{Se} of YBCO films with the thicknesses of 70 nm to 360 nm. In Figure A.9, the R_{Se} appears greater as YBCO films get thinner.

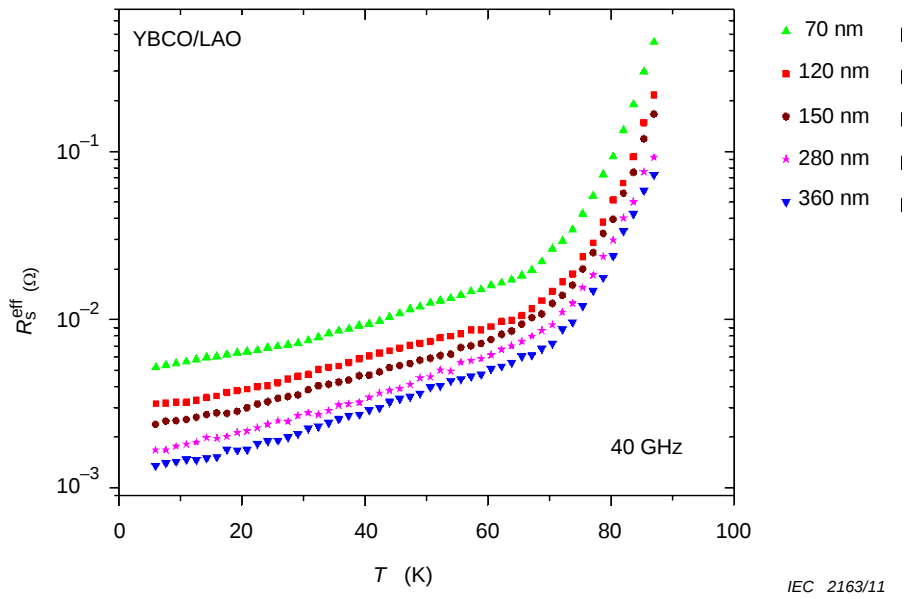
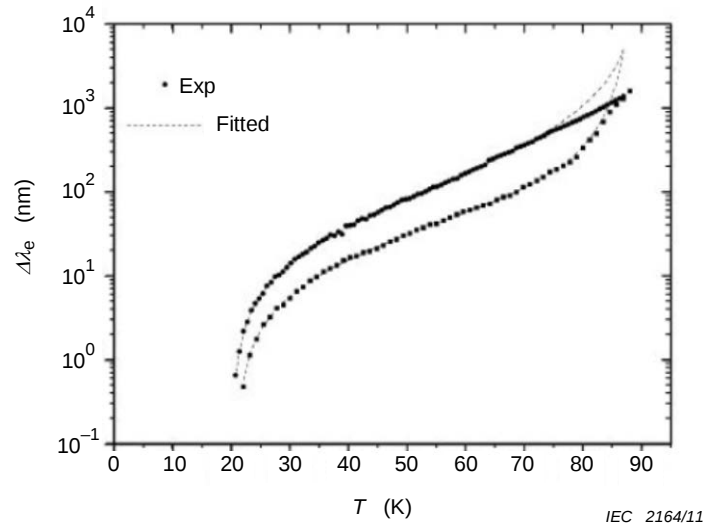


Figure A.9 – The temperature dependence of the R_{Se} of YBCO films with the thicknesses of 70 nm to 360 nm measured at ~40 GHz

Figure A.10 shows the temperature dependence of $\Delta\lambda_e$ for the YBCO films with the thicknesses of 70 nm and 360 nm measured at ~40 GHz.



The $\Delta\lambda_e$ values appeared to be significantly larger for the 70 nm-thick film than for the 360 nm-thick one. Here λ_e is defined by $\lambda_e = X_{Se}/(\omega\mu_0)$ with $\Delta\lambda_e = \lambda_e(T) - \lambda_e(T_{\min})$. Equation (A.45) is used for the fitting, with λ_0 and T_C being the two fitting parameters in Equation (21).

Figure A.10 – The temperature dependence of $\Delta\lambda_e$ for the YBCO films with the thicknesses of 70 nm and 360 nm measured at ~40 GHz

Figure A.11 shows the penetration depths of the 360 nm-thick YBCO film measured at 10 kHz by using the mutual inductance method [5] and at 40 GHz sapphire resonator. λ_0 values at the two frequencies appeared to be 193 nm and 195 nm at 10 kHz and 40 GHz, respectively, with the difference of about 1 %. As expected, λ appears to be independent of frequency.

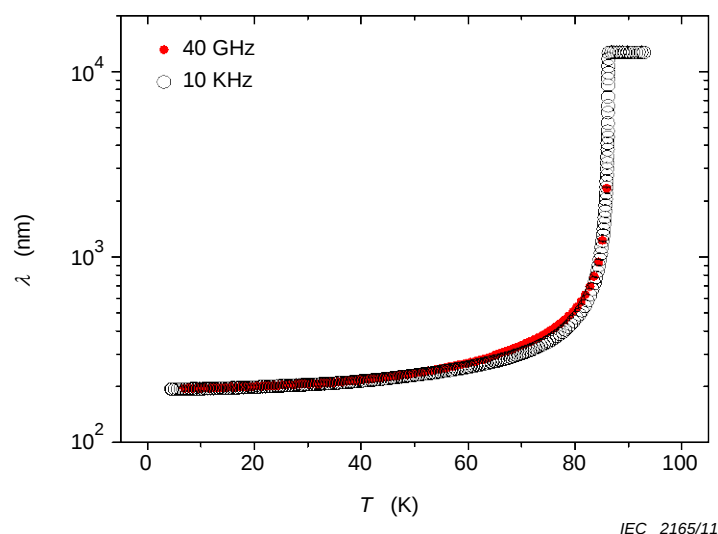


Figure A.11 – The penetration depths λ of the 360 nm-thick YBCO film measured at 10 kHz by using the mutual inductance method and at ~40 GHz by using sapphire resonator

Figure A.12 shows the temperature dependence of the intrinsic R_S of YBCO films with the thicknesses of 70 nm to 360 nm. The intrinsic R_S appears almost the same regardless of the film thickness in Figure A.12, which verifies usefulness of the test method for quality control of YBCO films having various thicknesses at microwave frequencies.

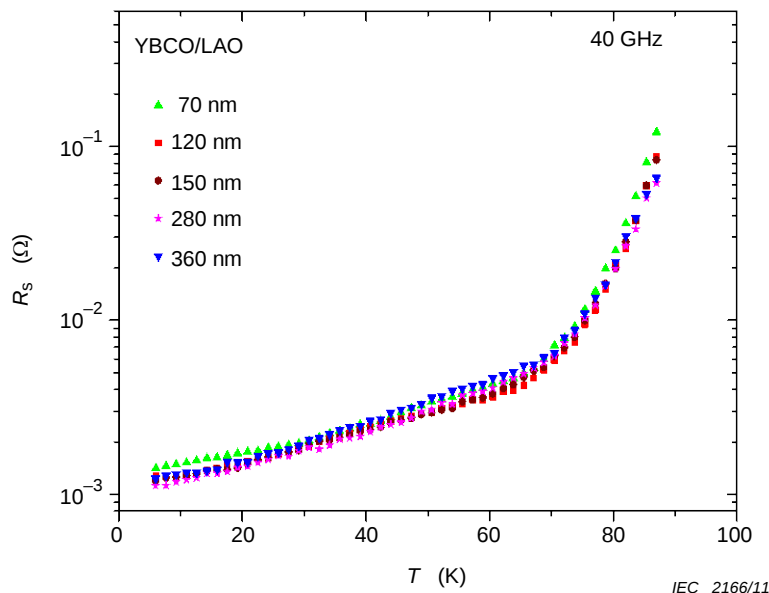
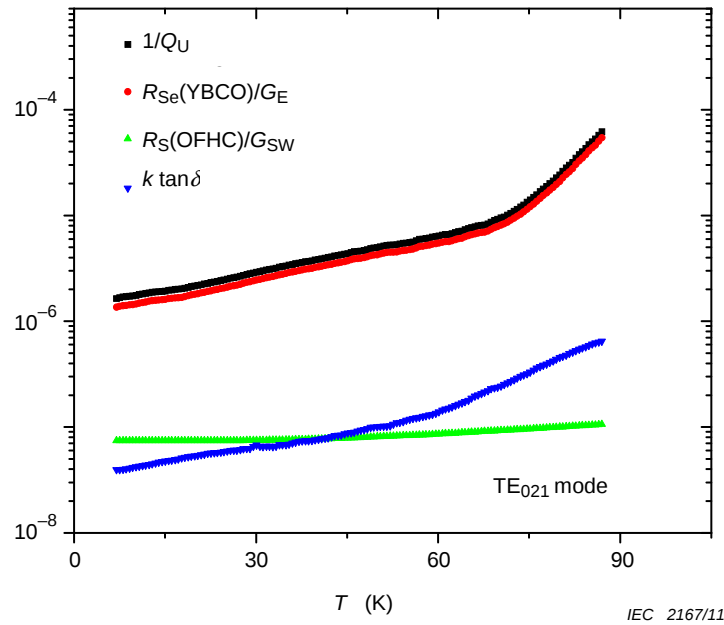


Figure A.12 – The temperature dependence of the intrinsic surface resistance R_S of YBCO films with the thicknesses of 70 nm to 360 nm measured at ~40 GHz

A.7 Uncertainty of the test results

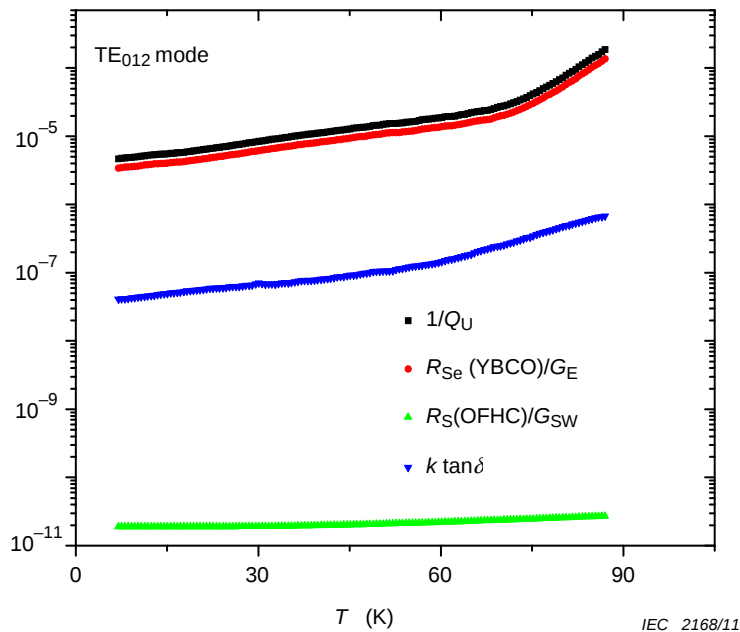
As seen in Equation (A.35), the R_{Se} of superconductor film can be more accurately measured if the ratio of $R_{Se}(SC)\{1/G_T + 1/G_B\}$ to Q_U is significantly greater than those of $R_S(OFHC)/G_{SW}$ to Q_U and $k\tan\delta$ to Q_U . In fact, for the standard sapphire resonator, the former appears to be more than 30 times greater than the latter for the TE_{021} mode as seen in

Figure A.13, and more than 80 times greater than the latter for the TE_{012} mode as seen in Figure A.14, at temperatures of 30 K to 80 K.



Here $1/G_E$ and $R_{Se}(YBCO)$ denote $(1/G_T + 1/G_B)$ and $R_{Se}(SC)$, respectively, in Equation (A.35), with $R_{Se}(YBCO)$ representing the R_{Se} of the 360 nm-thick YBCO film.

Figure A.13 – Comparison of the temperature-dependent value of each term in Equation (A.35) for the TE_{021} mode of the standard sapphire resonator



Here $1/G_E$ and $R_{Se}(YBCO)$ denote $(1/G_T + 1/G_B)$ and $R_{Se}(SC)$, respectively, in Equation (A.35), with $R_{Se}(YBCO)$ representing the R_{Se} of the 360 nm-thick YBCO film.

Figure A.14 – Comparison of the temperature-dependent value of each term in Equation (A.35) for the TE_{012} mode of the standard sapphire resonator

Estimation of the standard uncertainty of the intrinsic Z_S depends on the corresponding values for the effective R_S and X_S , for which the following things should be considered.

Estimation of the standard uncertainty of the effective R_S and $\tan\delta$ can be obtained by the error analysis[7] as well as by the round robin test.

The standard uncertainty of the intrinsic penetration depth λ_0 (i.e., the intrinsic X_S) at 0 K is assumed to be the reported difference between the λ_0 from the best-fit at microwave frequencies and that determined by using the mutual inductance method.[5]

The standard uncertainty of the temperature-dependent penetration depth (i.e., the temperature-dependent X_S) can be obtained from the standard uncertainties of the measured resonant frequency and λ_0 .

Figure A.15 shows temperature dependence of the estimated standard uncertainty for the intrinsic R_S of YBCO films, for which the relative standard uncertainty of Q_U is assumed to be 4 % for both TE_{021} and TE_{012} modes.[8]

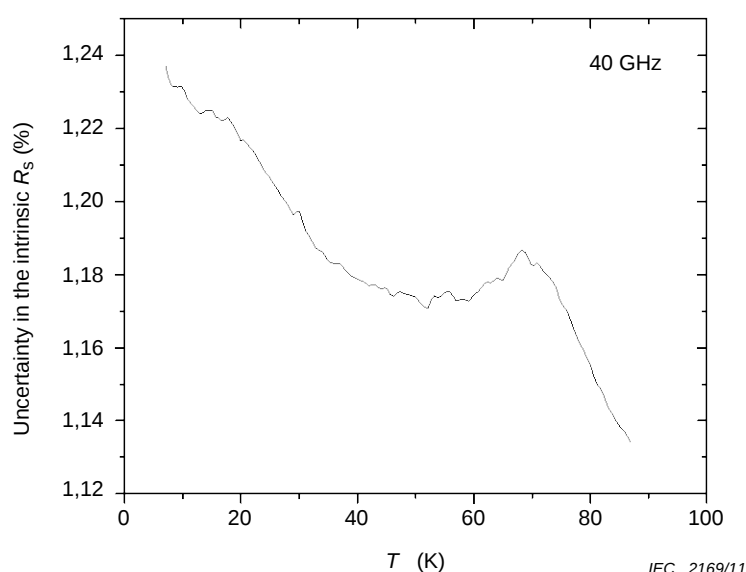


Figure A.15 – Temperature dependence of uncertainty in the measured intrinsic R_S of YBCO films

A.8 Reference documents of Annex A

- [1] LEE, JH., YANG, WI., KIM, MJ., BOOTH, JC., LEONG, K., SCHIMA, S., RUDMAN, D., LEE, SY. Accurate measurements of the intrinsic surface impedance of thin $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Films using a modified two-tone resonator method. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005, 15, p. 3700.
- [2] ZAKI, KA. and ATIA, AE. Modes in dielectric-loaded waveguides and resonators. *IEEE Trans Microwave Theory Tech.*, 1983, 31, p. 1039.
- [3] See e.g., HEIN, M., High-temperature superconductor thin films at microwave frequencies, *STMP 155* (Springer-Verlag, Berlin, 1999), Chap. 2. Validity of using $\lambda = \lambda_0 [1 - (T/T_C)]^{\tau-1/2}$ with $\tau = 2$ for HTS films is described on p. 90 of this book along with the related references. The best-fitted λ_0 as obtained by using $\tau = 4$ appeared to be more than 50% greater than that for $\tau = 2$.
- [4] See e.g., LANCASTER, MJ. Passive microwave device applications of high-temperature superconductors (Cambridge University Press, Cambridge, 1997), Chap. 1, for relations between the R_S , λ and σ .

- [5] LEE, SY., LEE, JH., YANG, WI. and CLAASSEN, JH., Microwave properties of sapphire resonators with a gap and their applicability for measurements of the intrinsic surface impedance of thin superconductor films. *IEICE Trans. Electron.*, 2006, E89-C, No.2., p.132.
- [6] KOBAYASHI, Y. and SENJU, T. Resonance modes in shielded uniaxial-anisotropic dielectric rod resonators. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1993, 41, p. 2198.
- [7] MAZIERSKA, J. and WILKER, C., Accuracy issues in surface resistance measurements of high temperature superconductors using dielectric resonators. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2001, 11, p. 4140.
- [8] LEONG, KT., BOOTH, JC. and LEE, SY., Influence of impedance mismatch effects on measurements of unloaded Q factors of transmission mode dielectric resonators. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2003, 13, p. 2905.

Annex B (informative)

Uncertainty considerations

B.1 Overview

In 1995, a number of international standards organizations, including IEC, decided to unify the use of statistical terms in their standards. It was decided to use the word “uncertainty” for all quantitative (associated with a number) statistical expressions and eliminate the quantitative use of “precision” and “accuracy.” The words “accuracy” and “precision” could still be used qualitatively. The terminology and methods of uncertainty evaluation are standardized in the Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (GUM) [1]⁴.

It was left to each TC to decide if they were going to change existing and future standards to be consistent with the new unified approach. Such change is not easy and creates additional confusion, especially for those who are not familiar with statistics and the term uncertainty. At the June 2006 TC 90 meeting in Kyoto, it was decided to implement these changes in future standards.

Converting “accuracy” and “precision” numbers to the equivalent “uncertainty” numbers requires knowledge about the origins of the numbers. The coverage factor of the original number may have been 1, 2, 3, or some other number. A manufacturer’s specification that can sometimes be described by a rectangular distribution will lead to a conversion number of $1/\sqrt{3}$. The appropriate coverage factor was used when converting the original number to the equivalent standard uncertainty. The conversion process is not something that the user of the standard needs to address for compliance to TC 90 standards, it is only explained here to inform the user about how the numbers were changed in this process. The process of converting to uncertainty terminology does not alter the user’s need to evaluate their measurement uncertainty to determine if the criteria of the standard are met.

The procedures outlined in TC 90 measurement standards were designed to limit the uncertainty of any quantity that could influence the measurement, based on the Convener’s engineering judgment and propagation of error analysis. Where possible, the standards have simple limits for the influence of some quantities so that the user is not required to evaluate the uncertainty of such quantities. The overall uncertainty of a standard was then confirmed by an interlaboratory comparison.

B.2 Definitions

Statistical definitions can be found in three sources: the GUM, the International Vocabulary of Basic and General Terms in Metrology (VIM)[2], and the NIST Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results (NIST)[3]. Not all statistical terms used in this standard are explicitly defined in the GUM. For example, the terms “relative standard uncertainty” and “relative combined standard uncertainty” are used in the GUM (5.1.6, Annex J), but they are not formally defined in the GUM (see [3]).

B.3 Consideration of the uncertainty concept

Statistical evaluations in the past frequently used the Coefficient of Variation (COV) which is the ratio of the standard deviation and the mean (N.B. the COV is often called the relative

⁴ Figures in square brackets refer to the reference documents in Clause B.5 of this Annex.

standard deviation). Such evaluations have been used to assess the precision of the measurements and give the closeness of repeated tests. The standard uncertainty (SU) depends more on the number of repeated tests and less on the mean than the COV and therefore in some cases gives a more realistic picture of the data scatter and test judgment. The example below shows a set of electronic drift and creep voltage measurements from two nominally identical extensometers using the same signal conditioner and data acquisition system. The $n = 10$ data pairs are taken randomly from the spreadsheet of 32 000 cells. Here, extensometer number one (E_1) is at zero offset position whilst extensometer number two (E_2) is deflected to 1 mm. The output signals are in volts.

Table B.1 – Output signals from two nominally identical extensometers

Output signal [V]	
E_1	E_2
0,001 220 70	2,334 594 73
0,000 610 35	2,334 289 55
0,001 525 88	2,334 289 55
0,001 220 70	2,334 594 73
0,001 525 88	2,334 594 73
0,001 220 70	2,333 984 38
0,001 525 88	2,334 289 55
0,000 915 53	2,334 289 55
0,000 915 53	2,334 594 73
0,001 220 70	2,334 594 73

Table B.2 – Mean values of two output signals

Mean ($\bar{X}$) [V]	
E_1	E_2
0,001 190 19	2,334 411 62

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^n X_i}{n} \quad [\text{V}] \quad (\text{B.1})$$

Table B.3 – Experimental standard deviations of two output signals

Experimental standard deviation (s) [V]	
E_1	E_2
0,000 303 48	0,000 213 381

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2} \quad [\text{V}] \quad (\text{B.2})$$

Table B.4 – Standard uncertainties of two output signals

Standard uncertainty (u) [V]	
E_1	E_2
0,000 095 97	0,000 067 48

$$u = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad [\text{V}] \quad (\text{B.3})$$

Table B.5 – Coefficient of variations of two output signals

Coefficient of variation (COV) [%]	
E_1	E_2
25,498 2	0,009 1

$$COV = \frac{s}{X} \quad (B.4)$$

The standard uncertainty is very similar for the two extensometer deflections. In contrast the coefficient of variation COV is nearly a factor of 2800 different between the two data sets. This shows the advantage of using the standard uncertainty which is independent of the mean value.

B.4 Uncertainty evaluation example for TC 90 standards

The observed value of a measurement does not usually coincide with the true value of the measurand. The observed value may be considered as an estimate of the true value. The uncertainty is part of the "measurement error" which is an intrinsic part of any measurement. The magnitude of the uncertainty is both a measure of the metrological quality of the measurements and improves the knowledge about the measurement procedure. The result of any physical measurement consists of two parts: an estimate of the true value of the measurand and the uncertainty of this "best" estimate. The GUM, within this context, is a guide for a transparent, standardized documentation of the measurement procedure. One can attempt to measure the true value by measuring "the best estimate" and using uncertainty evaluations which can be considered as two types: Type A uncertainties (repeated measurements in the laboratory in general expressed in the form of Gaussian distributions) and Type B uncertainties (previous experiments, literature data, manufacturer's information, etc. often provided in the form of rectangular distributions).

The calculation of uncertainty using the GUM procedure is illustrated in the following example:

- a) The user must derive in a first step a mathematical measurement model in form of an identified measurand as a function of all input quantities. A simple example of such a model is given for the uncertainty of a force measurement using a load cell:

Force as measurand = W (weight of standard as expected) + d_W (manufacturer's data) + d_R (repeated checks of standard weight/day) + d_{Re} (reproducibility of checks at different days).

Here the input quantities are: the measured weight of standard weights using different balances (Type A), manufacturer's data (Type B), repeated test results using the digital electronic system (Type B), and reproducibility of the final values measured on different days (Type B).

- b) The user should identify the type of distribution for each input quantity (e.g. Gaussian distributions for Type A measurements and rectangular distributions for Type B measurements).
- c) Evaluate the standard uncertainty of the Type A measurements,

$u_A = \frac{s}{\sqrt{n}}$ where, s is the experimental standard deviation and n is the total number of measured data points.

- d) Evaluate the standard uncertainties of the Type B measurements:

$u_B = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot d_W^2 + \dots}$ where, d_W is the range of rectangular distributed values

- e) Calculate the combined standard uncertainty for the measurand by combining all the standard uncertainties using the expression:

$$u_c = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}$$

In this case, it has been assumed that there is no correlation between input quantities. If the model equation has terms with products or quotients, the combined standard uncertainty is evaluated using partial derivatives and the relationship becomes more complex due to the sensitivity coefficients [4, 5].

- f) Optional - the combined standard uncertainty of the estimate of the referred measurand can be multiplied by a coverage factor (e. g. 1 for 68 % or 2 for 95 % or 3 for 99 %) to increase the probability that the measurand can be expected to lie within the interval.
- g) Report the result as the estimate of the measurand $\pm$ the expanded uncertainty, together with the unit of measurement, and, at a minimum, state the coverage factor used to compute the expanded uncertainty and the estimated coverage probability.

To facilitate the computation and standardize the procedure, use of appropriate certified commercial software is a straightforward method that reduces the amount of routine work [6, 7]. In particular, the indicated partial derivatives can be easily obtained when such a software tool is used. Further references for the guidelines of measurement uncertainties are given in [3, 8, and 9].

B.5 Reference documents of Annex B

- [1] ISO/IEC Guide 98-3:2008, *Uncertainty of measurement – Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement* (GUM 1995)
- [2] ISO/IEC Guide 99:2007, *International vocabulary of metrology – Basic and general concepts and associated terms* (VIM)
- [3] TAYLOR, B.N. and KUYATT, C.E. *Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results*. NIST Technical Note 1297, 1994 (Available at < <http://www.nist.gov/pml/pubs/tn1297/index.cfm> >) [Cited 2011-05-24]
- [4] KRAGTEN, J., *Calculating standard deviations and confidence intervals with a universally applicable spreadsheet technique*, Analyst, 119, 2161-2166 (1994)
- [5] EURACHEM / CITAC Guide CG 4 Second edition:2000, *Quantifying Uncertainty in Analytical Measurement*
- [6] Available at http://www.gum.dk/e-wb-home/gw_home.html [Cited 2011-05-24]
- [7] Available at <<http://www.isgmax.com/>>[Cited 2011-05-24]
- [8] CHURCHILL, E., HARRY, H.K., and COLLE, R., *Expression of the Uncertainties of Final Measurement Results*. NBS Special Publication 644 (1983)
- [9] JAB NOTE Edition 1:2003, *Estimation of Measurement Uncertainty (Electrical Testing / High Power Testing)*. (Available at <<http://www.jab.or.jp>>) [Cited 2011-05-24]

Bibliography

- [1] WILLEMSSEN, BA. HTS filter subsystems for wireless telecommunications. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2001, 11, No. 1, p. 60.
- [2] PIEL, H., and MÜLLER, G. The microwave surface impedance of high T_C superconductors. *IEEE Trans. Magnet.* 1991, 27, p. 854.
- [3] OATES, DE., Anderson, AC., Sheen, DM., Ali, SM., *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 39, 1522 (1991).
- [4] PORCH, A., LANCASTER, MJ., and HUMPHREYS, R. Coplanar resonator technique for the determination of the surface impedance of patterned thin films. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1995, 43, No. 2, p. 306.
- [5] TABER, RC. A parallel plate resonator technique for microwave loss measurements on superconductors. *Rev. Sci. Instrum.* 1990, 61, p. 2200.
- [6] SHEN, Z.-Y., WILKER, C., PANG, P., HOLSTEIN, WL., FACE, DW. and KOUNTZ, DJ. High T_C superconductor-sapphire microwave resonator with extremely high Q-values up to 90 K. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1992, 40, p.2424.
- [7] KRUPKA, J., KLINGER, M., KUHN, M., BARANYAK, A., STILLER, M., HINKEN, J. and MODELSKI, J. Surface resistance measurements of HTS films by means of sapphire dielectric resonators. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 1993, 30, p. 3043.
- [8] TELLMAN, N., KLEIN, N., DÄHNE, U., SCHOLEN, A., SCHULZ, H. and CHALOUPKA, H. High-Q LaAlO_3 dielectric resonators shielded by YBCO-films. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1994, 4, p. 143.
- [9] KOBAYASHI, Y. and YOSHIKAWA, H. Microwave measurements of surface impedance of high- T_C superconductors using two modes in a dielectric rod resonator. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1998, 46, p.2524.
- [10] MAZIERSKA, J. Dielectric resonator as a possible standard for characterization of high temperature superconducting films for microwave applications. *J. Supercond.* 1997, 10, p. 73.
- [11] See IEC 61788-7:2006 as listed in the Normative references.
- [12] KLEIN, N., CHALOUPKA, H., MÜLLER, G., ORBACH, S., PIEL, H., ROAS, B., SCHULZ, H., KLEIN, U., PEINIGER, M. The effective microwave surface impedance of high T_C thin films. *J. Appl. Phys.* 1990, 67, p. 6940.
- [13] LEE, JH., YANG, WI., KIM, MJ., BOOTH, JC., LEONG, K., SCHIMA, S., RUDMAN, D., LEE, SY. Accurate measurements of the intrinsic surface impedance of thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Films using a modified two-tone resonator method. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005, 15, p. 3700.
- [14] HASHIMOTO, T. and KOBAYASHI, Y. Frequency dependence measurements of surface resistance of superconductors using four modes in a sapphire rod resonator. *IEICE Trans. ELECTRONICS*, 2003, Vol. E86-c, 8, p1721.
- [15] PETERSON, J. and ANLAGE, SM. Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators: comparison of methods. *J. Appl. Phys.* 1998, 84, p. 3392.

- [16] LEONG, K. and MAZIERSKA, Precise measurements of the Q factor of dielectric resonators in the transmission mode-Accounting for noise, crosstalk, delay of uncalibrated lines, and coupling reactance. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2002, 50, p. 2115.
 - [17] HAN, HK., LEE, JH., YANG, WI., LEE, SG., LEE, SY. Frequency dependence of the effective surface resistance of thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductor films. *J. Korean Phys. Soc.* 2006, 48, p.113.
 - [18] See e.g., HEIN, M., High-temperature superconductor thin films at microwave frequencies, *STMP 155* (Springer-Verlag, Berlin, 1999), Chap. 2.
-

SOMMAIRE

AVANT-PROPOS	50
INTRODUCTION.....	52
1 Domaine d'application	54
2 Références normatives.....	54
3 Termes et définitions	54
4 Exigences.....	55
5 Appareillage	56
5.1 Équipement de mesure.....	56
5.2 Appareillage de mesure.....	56
5.3 Tiges diélectriques	61
5.4 Films supraconducteurs et cavité de cuivre	62
6 Procédure de mesure	62
6.1 Installation	62
6.2 Mesure du niveau de référence	62
6.3 Mesure de la résistance R_S du cuivre de haute pureté sans oxygène	63
6.4 Détermination de la résistance efficace R_S des films supraconducteurs et de $\tan\delta$ des tiges diélectriques normalisées	65
6.5 Détermination de la profondeur de pénétration	66
6.6 Détermination de l'impédance de surface intrinsèque	68
7 Incertitude de la méthode d'essai	69
7.1 Mesure du facteur de qualité à l'état déchargé	69
7.2 Mesure de la tangente de perte	69
7.3 Température.....	70
7.4 Structure du support de l'éprouvette et du porte-éprouvette	70
8 Rapport d'essai	70
8.1 Identification de l'éprouvette d'essai.....	70
8.2 Rapport relatif aux valeurs de l'impédance intrinsèque Z_S	70
8.3 Rapport relatif aux conditions d'essai	71
Annexe A (informative) Informations complémentaires relatives aux Articles 1 à 8.....	72
Annexe B (informative) Considérations relatives à l'incertitude	90
Bibliographie.....	95
Figure 1 – Schéma de principe pour l'équipement de mesure de l'impédance intrinsèque Z_S des films HTS aux températures cryogéniques	57
Figure 2 – Schéma de principe d'un résonateur diélectrique avec un commutateur pour la connexion thermique	58
Figure 3 – Résonateur diélectrique type avec une plaque supérieure mobile.....	59
Figure 4 – Bloc-commutateurs pour la connexion thermique	60
Figure 5 – Résonateur diélectrique assemblé avec un bloc-commutateurs pour la connexion thermique.....	61
Figure 6 – Crête de résonance type. L'affaiblissement d'insertion IA , la fréquence de résonance f_0 et la largeur de bande à la moitié de la puissance Δf_{3dB} sont définis.	64
Figure 7 – Paramètres de dispersion en réflexion S_{11} et S_{22}	66
Figure 8 – Définitions des termes utilisés dans le Tableau 5	70
Figure A.1 – Schéma de principe pour le système de mesure	72

Figure A.2 – Étage de mouvement utilisant des moteurs pas-à-pas	73
Figure A.3 – Vue en coupe d'un résonateur diélectrique	74
Figure A.4 – Schéma pour une vue en coupe simplifiée d'un résonateur diélectrique	78
Figure A.5 – Graphe de modes pour un résonateur saphir	82
Figure A.6 – Réponse en fréquence du résonateur saphir	83
Figure A.7 – Q_U en fonction de la température pour les modes TE_{021} et TE_{012} du résonateur saphir avec des films de YBCO de 360 d'épaisseur	84
Figure A.8 – Fréquence de résonance f_0 en fonction de la température pour les modes TE_{021} et TE_{012} du résonateur saphir avec des films de YBCO de 360 nm d'épaisseur	84
Figure A.9 – Dépendance vis-à-vis de la température de la résistance R_{Se} des films de YBCO avec les épaisseurs de 70 nm à 360 nm mesurée à environ 40 GHz	85
Figure A.10 – Dépendance vis-à-vis de la température de $\Delta\lambda_e$ pour les films de YBCO avec des épaisseurs de 70 nm et de 360 nm mesurées à environ 40 GHz	85
Figure A.11 – Profondeurs de pénétration λ du film de YBCO de 360 nm d'épaisseur mesuré à 10 kHz en utilisant la méthode d'inductance mutuelle et à environ 40 GHz en utilisant un résonateur saphir.....	86
Figure A.12 – Dépendance vis-à-vis de la température de la résistance de surface intrinsèque R_S de films de YBCO avec les épaisseurs de 70 nm à 360 nm mesurées à environ 40 GHz.....	86
Figure A.13 – Comparaison de la valeur dépendant de la température de chaque terme dans l'Équation (A.35) pour le mode TE_{021} du résonateur saphir normalisé	87
Figure A.14 – Comparaison de la valeur dépendant de la température de chaque terme dans l'Équation (A.35) pour le mode TE_{012} du résonateur saphir normalisé	87
Figure A.15 – Dépendance vis-à-vis de la température de l'incertitude sur la valeur mesurée de la résistance intrinsèque R_S des films de YBCO	88
Tableau 1 – Dimensions types d'une tige de saphir.....	62
Tableau 2 – Dimensions types des cavités de cuivre OFHC et des films HTS	62
Tableau 3 – Facteurs géométriques et facteurs de remplissage calculés pour le résonateur saphir normalisé.....	65
Tableau 4 – Spécifications de l'analyseur de réseau vectoriel.....	69
Tableau 5 – > Incertitude de type B pour les spécifications relatives à la tige de saphir	69
Tableau A.1 – Facteurs géométriques et facteurs de remplissage calculés pour le résonateur saphir normalisé.....	79
Tableau B.1 – Signaux de sortie de deux extensomètres nominalement identiques.....	91
Tableau B.2 – Valeurs moyennes de deux signaux de sortie	91
Tableau B.3 – Écarts types expérimentaux de deux signaux de sortie.....	91
Tableau B.4 – Incertitudes-types de deux signaux de sortie.....	92
Tableau B.5 – Coefficients de variation de deux signaux de sortie	92

COMMISSION ÉLECTROTECHNIQUE INTERNATIONALE

SUPRACONDUCTIVITÉ –

Partie 15: Mesures de caractéristiques électroniques – Impédance de surface intrinsèque de films supraconducteurs aux fréquences micro-ondes

AVANT-PROPOS

- 1) La Commission Electrotechnique Internationale (CEI) est une organisation mondiale de normalisation composée de l'ensemble des comités électrotechniques nationaux (Comités nationaux de la CEI). La CEI a pour objet de favoriser la coopération internationale pour toutes les questions de normalisation dans les domaines de l'électricité et de l'électronique. A cet effet, la CEI – entre autres activités – publie des Normes internationales, des Spécifications techniques, des Rapports techniques, des Spécifications accessibles au public (PAS) et des Guides (ci-après dénommés "Publication(s) de la CEI"). Leur élaboration est confiée à des comités d'études, aux travaux desquels tout Comité national intéressé par le sujet traité peut participer. Les organisations internationales, gouvernementales et non gouvernementales, en liaison avec la CEI, participent également aux travaux. La CEI collabore étroitement avec l'Organisation Internationale de Normalisation (ISO), selon des conditions fixées par accord entre les deux organisations.
- 2) Les décisions ou accords officiels de la CEI concernant les questions techniques représentent, dans la mesure du possible, un accord international sur les sujets étudiés, étant donné que les Comités nationaux de la CEI intéressés sont représentés dans chaque comité d'études.
- 3) Les Publications de la CEI se présentent sous la forme de recommandations internationales et sont agréées comme telles par les Comités nationaux de la CEI. Tous les efforts raisonnables sont entrepris afin que la CEI s'assure de l'exactitude du contenu technique de ses publications; la CEI ne peut pas être tenue responsable de l'éventuelle mauvaise utilisation ou interprétation qui en est faite par un quelconque utilisateur final.
- 4) Dans le but d'encourager l'uniformité internationale, les Comités nationaux de la CEI s'engagent, dans toute la mesure possible, à appliquer de façon transparente les Publications de la CEI dans leurs publications nationales et régionales. Toutes divergences entre toutes Publications de la CEI et toutes publications nationales ou régionales correspondantes doivent être indiquées en termes clairs dans ces dernières.
- 5) La CEI elle-même ne fournit aucune attestation de conformité. Des organismes de certification indépendants fournissent des services d'évaluation de conformité et, dans certains secteurs, accèdent aux marques de conformité de la CEI. La CEI n'est responsable d'aucun des services effectués par les organismes de certification indépendants.
- 6) Tous les utilisateurs doivent s'assurer qu'ils sont en possession de la dernière édition de cette publication.
- 7) Aucune responsabilité ne doit être imputée à la CEI, à ses administrateurs, employés, auxiliaires ou mandataires, y compris ses experts particuliers et les membres de ses comités d'études et des Comités nationaux de la CEI, pour tout préjudice causé en cas de dommages corporels et matériels, ou de tout autre dommage de quelque nature que ce soit, directe ou indirecte, ou pour supporter les coûts (y compris les frais de justice) et les dépenses découlant de la publication ou de l'utilisation de cette Publication de la CEI ou de toute autre Publication de la CEI, ou au crédit qui lui est accordé.
- 8) L'attention est attirée sur les références normatives citées dans cette publication. L'utilisation de publications référencées est obligatoire pour une application correcte de la présente publication.
- 9) L'attention est attirée sur le fait que certains des éléments de la présente Publication de la CEI peuvent faire l'objet de droits de brevet. La CEI ne saurait être tenue pour responsable de ne pas avoir identifié de tels droits de brevets et de ne pas avoir signalé leur existence.

La Norme internationale CEI 61788-15 a été établie par le comité d'études 90 de la CEI: Supraconductivité.

Le texte de cette norme est issu des documents suivants:

FDIS	Rapport de vote
90/280/FDIS	90/283/RVD

Le rapport de vote indiqué dans le tableau ci-dessus donne toute information sur le vote ayant abouti à l'approbation de cette norme.

Cette publication a été rédigée selon les Directives ISO/CEI, Partie 2.

Une liste de toutes les parties de la série CEI 61788, publiées sous le titre général *Supraconductivité*, peut être consultée sur le site web de la CEI.

Le comité a décidé que le contenu de cette publication ne sera pas modifié avant la date de stabilité indiquée sur le site web de la CEI sous "<http://webstore.iec.ch>" dans les données relatives à la publication recherchée. A cette date, la publication sera

- reconduite,
- supprimée,
- remplacée par une édition révisée, ou
- amendée.

IMPORTANT – Le logo "colour inside" qui se trouve sur la page de couverture de cette publication indique qu'elle contient des couleurs qui sont considérées comme utiles à une bonne compréhension de son contenu. Les utilisateurs devraient, par conséquent, imprimer cette publication en utilisant une imprimante couleur.

INTRODUCTION

Depuis la découverte de supraconducteurs à haute température critique T_C (HTS), des travaux de recherche approfondie ont été réalisés dans le monde entier sur les applications électroniques et les applications à grande échelle avec les sous-systèmes de filtres HTS basés sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) déjà commercialisés [1]¹.

Les avantages des films HTS pour les dispositifs micro-ondes tels que les résonateurs, filtres, antennes, lignes à retard, etc., comprennent i) un niveau de pertes micro-ondes des films HTS pouvant être extrêmement bas et ii) l'absence de dispersion de signal sur les lignes de transmission fabriquées à partir de films HTS en raison de la résistance extrêmement faible de la surface aux micro-ondes (R_S) [2] et de la profondeur de pénétration indépendante de la fréquence (λ) des films HTS.

À cet égard, lorsqu'il s'agit de la conception des dispositifs micro-ondes à base de HTS, il est important de mesurer l'impédance de surface (Z_S) des films HTS avec $Z_S = R_S + jX_S$ et $X_S = \omega\mu_0\lambda$ (ici, ω et μ_0 désignent respectivement la fréquence angulaire et la perméabilité du vide, X_S désigne la réactance de surface, l'équation $X_S = \omega\mu_0\lambda$ étant valide à des températures pas trop proches de la température critique T_C des films HTS).

Diverses communications ont été rapportées en ce qui concerne la mesure de la résistance R_S des films HTS aux fréquences micro-ondes, la résistance R_S des films HTS ayant des valeurs aussi faibles que 1/100 à 1/50 de celle du cuivre de haute pureté sans oxygène (OFHC, oxygen-free high-purity copper) à 77 K et 10 GHz. La résistance R_S des supraconducteurs conventionnels tels que le niobium (Nb) peut être facilement mesurée en utilisant des cavités de Nb et en convertissant le facteur de qualité du résonateur (Q) en la résistance R_S du Nb. Cependant, une telle méthode de mesure conventionnelle ne pouvait plus être appliquée à des films HTS cultivés sur des substrats diélectriques, avec lesquels il est en fait impossible de pratiquer des cavités tout HTS. À la place, pour mesurer la résistance R_S des films HTS, plusieurs autres méthodes se sont avérées utiles, notamment la méthode du résonateur microruban [3], la méthode du résonateur microruban coplanaire [4], la méthode du résonateur à plaques parallèles [5] et la méthode du résonateur diélectrique [7 à 10]. Parmi les méthodes énoncées, la méthode du résonateur diélectrique a été très utile car elle permet de mesurer la résistance R_S de manière non invasive et avec une grande précision. En 2002, la Commission Électrotechnique Internationale (CEI) a publié la méthode du résonateur diélectrique comme une norme de mesure [11].

La méthode d'essai donnée dans la présente norme permet de mesurer non seulement la résistance de surface intrinsèque mais aussi la réactance de surface intrinsèque des films HTS, quelle que soit l'épaisseur de ces films, en utilisant un seul résonateur saphir, ce qui diffère de la norme CEI existante (CEI 61788-7:2006) qui se limite à mesurer la résistance de surface des films supraconducteurs ayant une épaisseur de plus de 3λ à la température mesurée à l'aide de deux résonateurs saphir. En fait, les résistances de surface mesurées des films HTS de différentes épaisseurs inférieures à 3λ correspondent à des valeurs effectives au lieu de valeurs intrinsèques, qui ne peuvent pas être utilisées pour comparer directement les propriétés micro-ondes des films HTS les uns des autres [12, 13]. L'utilisation d'un seul résonateur saphir telle que suggérée dans la présente norme permet aussi de réduire l'incertitude affectant la valeur mesurée de la résistance de surface qui pourrait résulter de l'utilisation de deux résonateurs saphir avec des tiges de saphir de qualité même légèrement différente.

La méthode d'essai donnée dans la présente norme peut aussi être appliquée aux conducteurs revêtus de HTS, aux substrats HTS et autres supraconducteurs ayant des modèles bien établis pour la profondeur de pénétration.

¹ Les nombres entre crochets renvoient à la Bibliographie.

La présente norme vise à fournir une base technique appropriée et acceptable à l'heure actuelle aux ingénieurs travaillant dans les domaines de l'électronique et de la technologie de la supraconductivité.

La méthode d'essai couverte dans la présente norme a été débattue à la rencontre VAMAS (Versailles Project on Advanced Materials and Standards) TWA-16.

SUPRACONDUCTIVITÉ –

Partie 15: Mesures de caractéristiques électroniques – Impédance de surface intrinsèque de films supraconducteurs aux fréquences micro-ondes

1 Domaine d'application

La présente partie de la CEI 61788 décrit les mesures de l'impédance de surface intrinsèque (Z_S) des films HTS aux fréquences micro-ondes par une méthode modifiée du résonateur diélectriques en mode deux résonances [13, 14]². L'objet de la mesure est d'obtenir la dépendance de l'impédance intrinsèque Z_S vis-à-vis de la température à la fréquence de résonance f_0 .

La plage de fréquences et d'épaisseurs et la résolution de mesure pour l'impédance intrinsèque Z_S des films HTS sont comme suit:

- fréquence: jusqu'à 40 GHz;
- épaisseur de film: supérieure à 50 nm;
- résolution de mesure: 0,01 mΩ à 10 GHz.

Les données d'impédance intrinsèque Z_S à la fréquence mesurée et celles normalisées à 10 GHz, en admettant la règle f^2 pour la résistance de surface intrinsèque R_S ($f < 40$ GHz) et la règle f pour la réactance de surface intrinsèque X_S dans un but de comparaison, doivent être consignées dans un rapport.

2 Références normatives

Les documents de référence suivants sont indispensables pour l'application du présent document. Pour les références datées, seule l'édition citée s'applique. Pour les références non datées, la dernière édition du document de référence s'applique (y compris les éventuels amendements).

CEI 60050-815:2000, *Vocabulaire Électrotechnique International – Partie 815: Supraconductivité*

CEI 61788-7:2006, *Superconductivity – Part 7: Electronic characteristic measurements – Surface resistance of superconductors at microwave frequencies* (Disponible en anglais seulement)

3 Termes, définitions et concepts généraux

3.1 Termes et définitions

Pour les besoins du présent document, les définitions données dans la CEI 60050-815, dont une est répétée ci-après par commodité, s'appliquent.

² Les nombres entre crochets renvoient à la Bibliographie.

3.1.1

impédance de surface

impédance d'un matériau métallique ou d'un supraconducteur lorsqu'une onde électromagnétique de haute fréquence est confinée à la surface

NOTE – L'impédance de surface contrôle les pertes thermiques des cavités radiofréquences supraconductrices.

3.2 Concepts généraux

3.2.1 Impédance de surface intrinsèque

En général, l'impédance de surface Z_S des conducteurs, y compris les supraconducteurs, est définie comme étant le rapport de la composante tangentielle du champ électrique (E_t) et de celle du champ magnétique (H_t) à une surface du conducteur:

$$Z_S = \frac{E_t}{H_t} = R_S + jX_S \quad (1)$$

Ici, R_S désigne la résistance de surface et X_S la réactance de surface. Si l'épaisseur du conducteur (ou du supraconducteur) en essai est suffisamment supérieure à la profondeur de pénétration des champs électromagnétiques, l'impédance Z_S est exprimée par

$$Z_S = \left(\frac{\mu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{j\mu_0\omega}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

où ε et μ désignent respectivement la permittivité et la perméabilité du conducteur (ou du supraconducteur) en essai, μ_0 la perméabilité du vide, σ la conductivité du conducteur (ou du supraconducteur), et ω la fréquence angulaire mesurée, et cette impédance Z_S est appelée impédance de surface intrinsèque. σ est réelle pour le conducteur et complexe pour le supraconducteur.

3.2.2 Impédance de surface efficace

si l'épaisseur du conducteur (ou du supraconducteur) en essai n'est pas suffisamment plus grande que la profondeur de pénétration des champs électromagnétiques, l'impédance Z_S définie par l'Équation (1) en 3.2.1 devient significativement différente de celle définie par l'Équation (2) en 3.2.1. Dans ce cas, l'impédance Z_S telle que définie par l'Équation (1) est appelée impédance de surface efficace Z_{Se} avec

$$Z_{Se} = \frac{E_t}{H_t} = R_{Se} + jX_{Se} \quad (3)$$

Ici, R_{Se} désigne la résistance de surface efficace et X_{Se} la réactance de surface efficace

4 Exigences

L'impédance Z_S des films HTS doit être mesurée en appliquant un signal micro-onde au résonateur diélectrique avec l'éprouvette de supraconducteur et ensuite en mesurant l'affaiblissement du résonateur à chaque fréquence. La fréquence doit être balayée autour de la fréquence de résonance comme centre et la caractéristique affaiblissement-fréquence doit être enregistrée pour obtenir la valeur Q , qui correspond à la perte.

L'incertitude relative cible de cette méthode est inférieure à 10 % aux températures de 30 K à 80 K.

Il est de la responsabilité de l'utilisateur de la présente norme de consulter et établir de bonnes pratiques de sécurité et de santé et de déterminer l'applicabilité des limitations réglementaires avant utilisation.

Des phénomènes dangereux existent dans ce type de mesure. L'utilisation d'un système cryogénique est essentielle pour refroidir les supraconducteurs afin de permettre le passage à l'état supraconducteur. Un contact direct de la peau avec des composants froids de l'appareillage peut entraîner un gel immédiat, tout comme le peut un contact direct avec du liquide cryogénique déversé. L'utilisation d'un générateur de fréquences radioélectriques est également essentielle pour mesurer les propriétés à hautes fréquences des matériaux. Si sa puissance est trop forte, une exposition directe au corps humain peut entraîner une brûlure immédiate.

5 Appareillage

5.1 Équipement de mesure

La Figure 1 montre un schéma de principe de l'équipement requis pour la mesure de micro-ondes. L'équipement est constitué d'un système analyseur de réseau pour les mesures de transmission, un appareillage de mesure, et des thermomètres pour surveiller la température des films HTS soumis à essai.

La puissance incidente issue d'une source appropriée de micro-ondes telle qu'un circuit de balayage à synthétiseur est appliquée au résonateur diélectrique fixé dans l'appareillage de mesure. Les caractéristiques de transmission sont montrées sur l'affichage de l'analyseur de réseau.

L'appareillage de mesure est fixé dans un cryorefroidisseur à température régulée.

Pour mesurer l'impédance Z_S des films HTS, un analyseur de réseau vectoriel est recommandé, car il a une meilleure précision de mesure qu'un analyseur de réseau scalaire en raison de sa plus vaste gamme dynamique.

5.2 Appareillage de mesure

La Figure 2 montre un schéma de principe d'un appareillage de mesure type pour l'impédance Z_S des films HTS déposés sur un substrat ayant une surface plane. Le film HTS inférieur est pressé vers le bas par un ressort, qui est en cuivre au béryllium. L'utilisation d'un ressort du type à lames est recommandée pour l'amélioration de l'incertitude de mesure. Ce type de ressort diminue le frottement entre le ressort et l'autre partie de l'appareillage, et il permet également un mouvement lisse des films HTS au cours de la dilatation/contraction thermique de la cavité chargée de diélectrique. Le film HTS supérieur est collé à la plaque de Cu à la partie supérieure à l'aide d'adhésifs ayant une bonne conductivité thermique.

La résistance R_S est mesurée le film HTS étant en contact avec la partie supérieure de la cavité de Cu. Au cours des mesures de la résistance R_S , le résonateur tout entier est d'abord refroidi à la température la plus basse avec le cryorefroidisseur mis sous tension et il est ensuite réchauffé jusqu'aux plus hautes températures le cryorefroidisseur étant mis hors tension. Entre-temps, la réactance X_S est mesurée avec un petit écartement entre le film HTS supérieur et la partie supérieure de la cavité de Cu. La distance d'écartement doit être fixée à une valeur prédéterminée à la température ambiante à l'aide d'un micromètre ou d'un moteur pas-à-pas relié au film supraconducteur supérieur au moyen d'une tige de PTFE. Les distances d'écartement réelles sont normalement un peu plus grandes aux températures cryogéniques que celles prédéterminées correspondantes en raison de la contraction thermique de la tige de polytétrafluoroéthylène (PTFE). Il convient que la distance d'écartement soit suffisamment petite pour ne pas induire de pertes significatives de rayonnement et suffisamment grande pour permettre le contrôle de la température du film supraconducteur supérieur. Des descriptions plus détaillées relatives à un résonateur diélectrique comportant une plaque supérieure mobile, un bloc-commutateurs pour la

connexion thermique et relatives au résonateur diélectrique assemblé avec le bloc-commutateurs sont respectivement données aux Figures 3 à 5. Des procédures de régulation de la température du film HTS supérieur sont décrites en 6.6 pour les mesures de X_S .

Chacun des deux câbles semi-rigides doit avoir une petite boucle à son extrémité, comme montré à la Figure 3. Le plan de la boucle doit être réglé de manière à être parallèle aux films HTS afin de supprimer les modes TM_{mn0} non désirés. Les boucles de couplage doivent être soigneusement vérifiées avant les mesures afin de conserver les bonnes conditions de couplage. Ces câbles peuvent se déplacer vers la droite ou vers la gauche pour réajuster l'affaiblissement d'insertion (IA)³. Dans ce réajustement, le couplage de modes de cavité non désirés au mode de résonance diélectrique intéressé doit être supprimé. Le couplage parasite, non désiré, aux autres modes non seulement réduit la valeur Q élevée du résonateur en mode TE, mais aussi augmente l'incertitude de la fréquence de résonance mesurée du résonateur en mode TE, rendant ainsi difficile l'exécution de la mesure précise des modifications des données de la fréquence de résonance en fonction de la température.

Pour supprimer le couplage parasite, les résonateurs diélectriques doivent être conçus d'une façon permettant de bien séparer les fréquences des modes de résonance de celles des modes parasites voisins. Il convient de fixer la tige diélectrique au centre du film supraconducteur du bas en utilisant un époxy à faible affaiblissement.

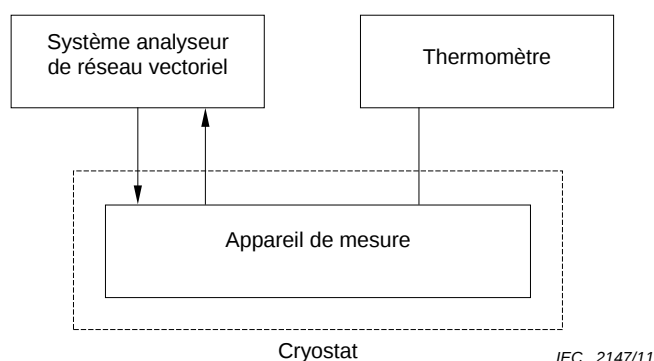
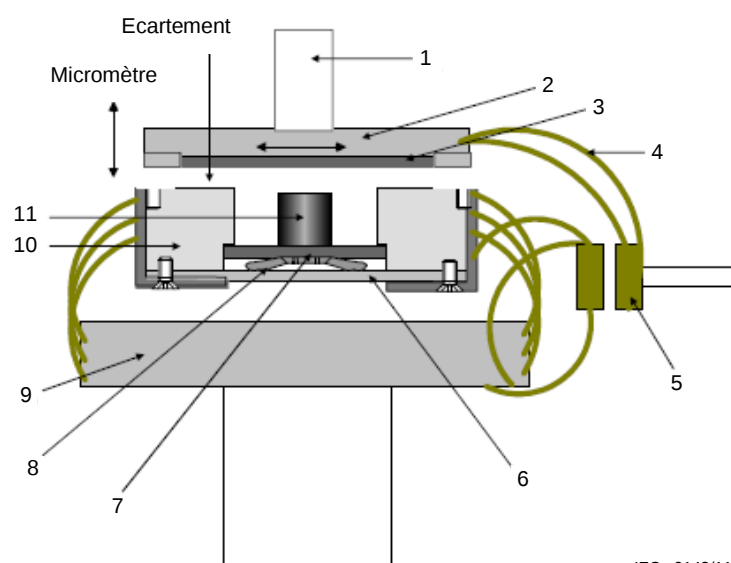


Figure 1 – Schéma de principe pour l'équipement de mesure de l'impédance intrinsèque Z_S des films HTS aux températures cryogéniques

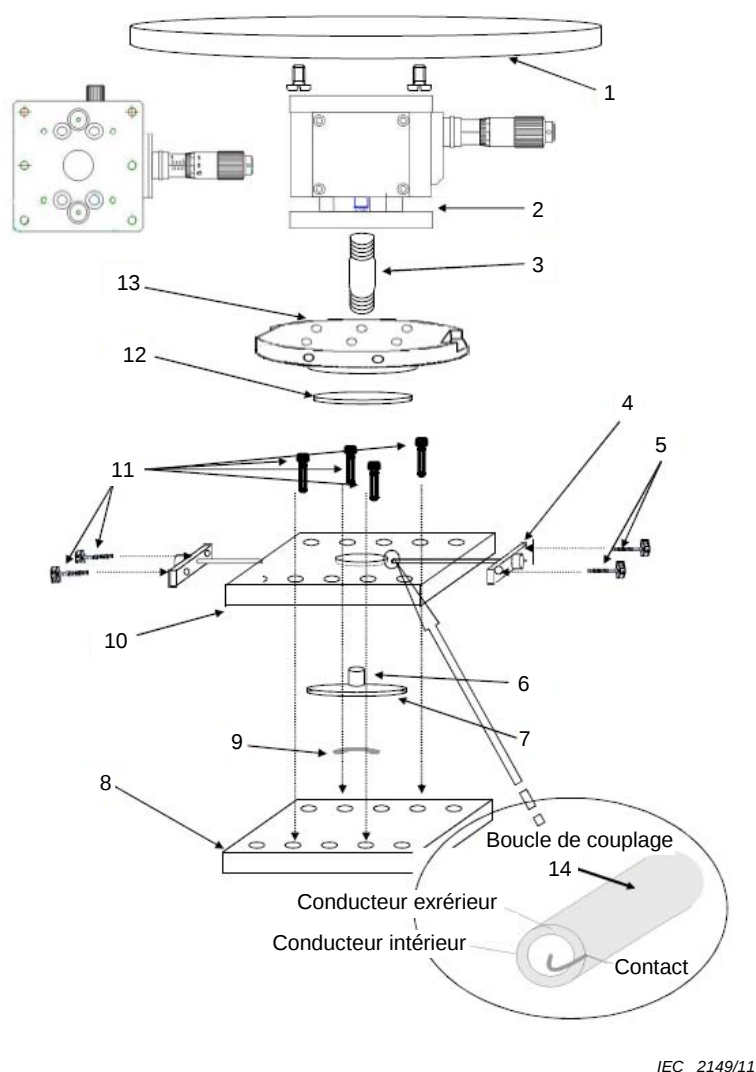
³ IA = insertion attenuation en anglais.



Légende

1	tige de polytétrafluoroéthylène (PTFE)	7	film supraconducteur (ou métallique)
2	plaque de Cu	8	ressort au Be-Cu
3	film supraconducteur (ou métallique)	9	doigt réfrigérant
4	fil de Cu	10	cavité de Cu
5	commutateur de connexion thermique	11	tige diélectrique
6	plaque de Cu		

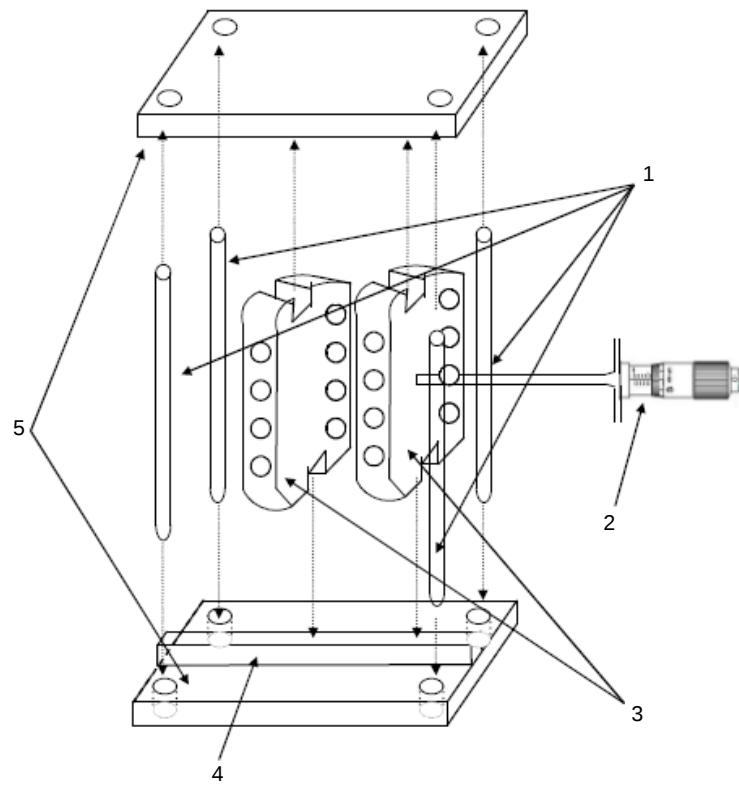
Figure 2 – Schéma de principe d'un résonateur diélectrique avec un commutateur pour la connexion thermique



Légende

1	plaque d'acryl	6	tige diélectrique	11	vis
2	étage à axe Z	7	film supraconducteur	12	film supraconducteur
3	vis en polytétrafluoroéthylène (PTFE)	8	plaque de Cu	13	plaque de Cu
4	connecteur	9	ressort au Be-Cu	14	câble coaxial semi-rigide
5	vis	10	plaque de Cu		

Figure 3 – Résonateur diélectrique type avec une plaque supérieure mobile

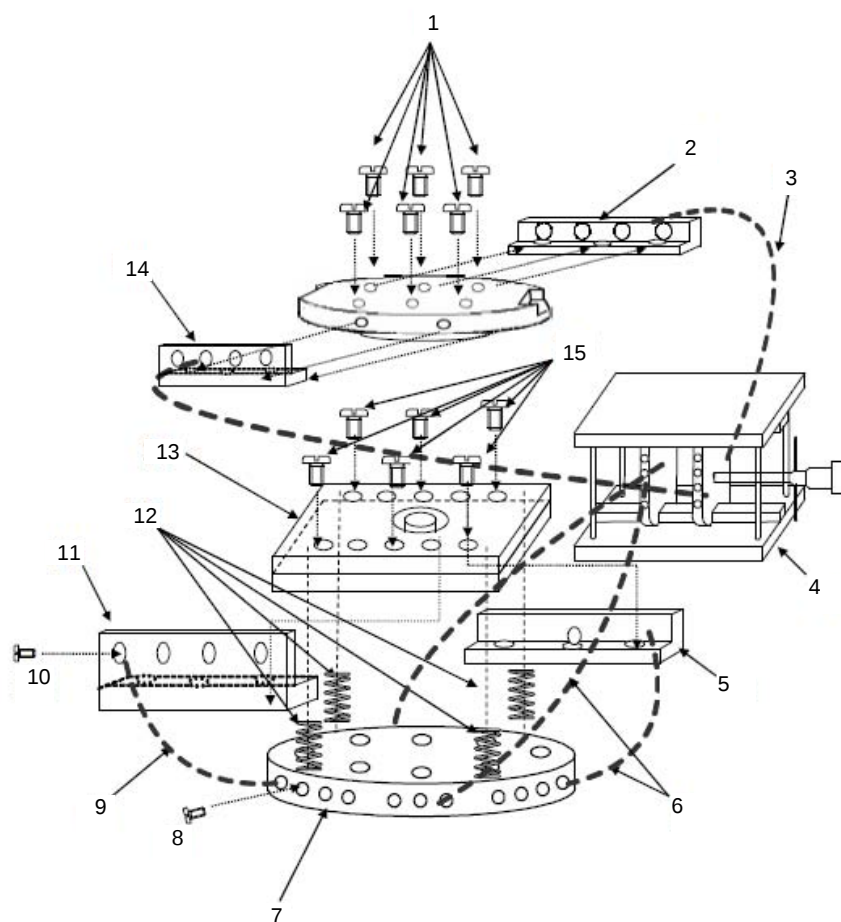


IEC 2150/11

Légende

- 1 tige en acier inoxydable
- 2 micromètre
- 3 bloc de Cu
- 4 guide coulissant
- 5 plaque de polytétrafluoroéthylène (PTFE)

Figure 4 – Bloc-commutateurs pour la connexion thermique



IEC 2151/11

Légende

1	vis	6	tresse de Cu	11	bloc de Cu
2	bloc de Cu	7	plaque de Cu	12	ressort
3	tresse de Cu	8	vis	13	bloc à cavités de Cu
4	bloc-commutateurs thermiques	9	tresse de Cu	14	bloc de Cu
5	bloc de Cu	10	vis	15	vis

Figure 5 – Résonateur diélectrique assemblé avec un bloc-commutateurs pour la connexion thermique

5.3 Tiges diélectriques

Les résonateurs diélectriques doivent être conçus de telle sorte que les modes TE_{021} et TE_{012} apparaissent l'un à côté de l'autre sans être couplés à d'autres modes TM ou HE. De surcroît, les fréquences de résonance des deux modes doivent être suffisamment proches pour réduire l'incertitude de mesure de Z_S , mais suffisamment éloignées pour ne pas induire de couplage entre eux. La différence entre les fréquences de résonance des modes TE_{021} et TE_{012} doit être inférieure à 400 MHz, valeur correspondant à environ 1 % de chaque fréquence de résonance, mais supérieure à 80 MHz en considérant le facteur Q réduit des résonateurs aux températures plus élevées.

Les tiges diélectriques doivent présenter une faible valeur de $\tan \delta$ et une faible variation de température de leurs constantes diélectriques pour obtenir la précision de mesure requise de R_S et de X_S . À cet égard, les tiges de saphir coupées suivant l'axe c sont recommandées pour mesurer précisément l'impédance Z_S (la permittivité relative suivant le plan $a-b$ $\epsilon_{a-b}' = 9,28$ à 77 K pour le saphir).

Des plans de conception pour la tige de saphir normalisée sont décrits dans les Articles A.4 et A.5 de l'Annexe A. Le Tableau 1 montre les dimensions types de la tige de saphir normalisée utilisée pour le résonateur saphir en mode TE_{021} à 40 GHz. Les fréquences de résonance deviennent plus basses si les dimensions sont plus grandes, raison pour laquelle, de toute manière, des films HTS de plus grandes dimensions doivent être utilisés pour maintenir l'incertitude de mesure requise.

Tableau 1 – Dimensions types d'une tige de saphir

(Unité: GHz)

Diamètre (mm)	Hauteur (mm)	fréquence en mode TE_{011}	fréquence en mode TE_{012}	fréquence en mode TE_{021}
5,0	2,86	25,27	40,06	39,97

5.4 Films supraconducteurs et cavité de cuivre

Le cuivre de haute pureté sans oxygène (OFHC) doit être utilisé pour la paroi avoisinante du résonateur diélectrique. Le diamètre de la cavité de cuivre OFHC doit être déterminé d'une façon permettant de réaliser l'incertitude de mesure requise. Les dimensions typiques des cavités de cuivre OFHC et des films HTS conseillées pour la tige de saphir normalisée sont énumérées dans le Tableau 2.

Tableau 2 – Dimensions types des cavités de cuivre OFHC et des films HTS

(Unité: mm)

Tige de saphir		Cavité de cuivre OFHC		Films HTS
diamètre	hauteur	diamètre	hauteur	diamètre
5,0	2,86	12,0	2,86	≥ 14

6 Procédure de mesure

6.1 Installation

L'équipement de mesure doit être installé comme montré dans la Figure 1. L'appareillage de mesure, les tiges diélectriques normalisées et les films HTS doivent être tenus dans un état propre et sec, car la poussière et une humidité élevée peuvent affecter les résultats des mesures.

6.2 Mesure du niveau de référence

Le niveau de pleine puissance de transmission (niveau de référence) doit être mesuré avant les mesures de la valeur Q du résonateur en fonction de la température. La procédure de mesure est comme suit.

- Fixer la puissance de sortie du circuit de balayage synthétisé à une valeur inférieure à 10 mW (typiquement 1 mW), car l'incertitude de mesure dépend du niveau du signal de mesure.
- Relier une ligne de référence de câble semi-rigide entre les connecteurs d'entrée et de sortie. La longueur de la ligne de référence doit être égale à la somme des longueurs des deux câbles semi-rigides avec une boucle à chaque extrémité comme décrit en 5.2.
- Mesurer le niveau de puissance d'émission sur la gamme de fréquences et la plage de températures d'intérêt.

6.3 Mesure de la résistance R_S du cuivre de haute pureté sans oxygène

La résistance de surface du cuivre OFHC qui forme une paroi de cavité doit être mesurée en fonction de la température avant les mesures de la résistance de surface des films supraconducteurs en essai. Pour cela, la valeur Q dans l'état chargé doit être mesurée par une méthode de transmission avec les boucles de couplage placées près du fond de la cavité. Les boucles de couplage peuvent aussi être placées au milieu de la cavité pour tous les modes. Dans ce cas, il est nécessaire que la position des boucles de couplage soit plus proche de la tige diélectrique dans le mode TE_{012} que dans le mode TE_{021} en raison de la plus faible force de couplage pour le mode TE_{012} . La procédure suivante décrit un moyen de mesurer les dépendances vis-à-vis de la température de la valeur Q en mode TE_{021} à l'état chargé et la valeur Q à l'état déchargé correspondante.

- (1) Placer la tige diélectrique normalisée au centre de la plaque d'extrémité inférieure de cuivre OFHC et fixer la position à l'aide de l'époxy à faible affaiblissement. Il convient que l'époxy ne dégrade pas les propriétés micro-ondes de la plaque de cuivre OFHC ni celles du film supraconducteur et soit facile à enlever avec de l'acétone. Les plaques d'extrémité de cuivre OFHC doivent être plus grandes que les films HTS en essai, la surface de ces plaques étant bien polies et propres avant d'être utilisées pour l'essai.
- (2) Relier les connecteurs d'entrée et de sortie à l'appareillage de mesure (voir Figure 1) et régler à la même valeur chaque distance entre la tige et chacune des boucles des câbles semi-rigides afin que ce résonateur du type transmission puisse être également sous-couplé aux deux boucles.
- (3) Descendre doucement une plaque d'extrémité supérieure de cuivre OFHC pour la faire toucher la partie supérieure de la cavité de cuivre OFHC.
- (4) Évacuer et refroidir à la température la plus basse la chambre à éprouvettes à une température en dessous de la température critique T_C du film supraconducteur.
- (5) Identifier la crête de résonance dans le mode TE_{021} de ce résonateur en utilisant la valeur calculée de la fréquence de résonance dans le mode TE_{021} .
- (6) Régler l'étendue des fréquences afin que seule la crête de résonance dans le mode TE_{021} s'affiche (voir Figure 6) et confirmer que l'affaiblissement d'insertion IA de ce mode est supérieur à 20 dB par rapport au niveau de référence à la température la plus basse. Confirmer que l'affaiblissement IA augmente lorsque la température augmente.
- (7) Mesurer f_0 dans le mode TE_{021} et la largeur de bande à moitié de puissance Δf_{3dB} . La valeur Q à l'état chargé, à savoir Q_L , du résonateur dans le mode TE_{021} est donnée par

$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f_{3dB}} \quad (4)$$

- (8) La valeur Q à l'état déchargé, à savoir Q_U , doit être obtenue à partir de Q_L par l'une au moins des deux techniques décrites ci-dessous.

La première technique consiste à utiliser IA pour obtenir Q_U à partir de Q_L , la valeur Q_U étant alors exprimée par

$$Q_U = \frac{Q_L}{1 - A_t} \quad \text{with } A_t = 10^{-IA[dB] / 20} \quad (5)$$

Les valeurs Q_U obtenues à partir de l'Équation (5) sont valides si le couplage d'entrée est le même que le couplage de sortie pour le résonateur. Les boucles de couplage sont difficiles à fabriquer et les facteurs de couplage dépendent de l'orientation de la boucle et de la température. L'asymétrie potentielle du couplage peut conduire à des valeurs élevées de l'incertitude dans le calcul du facteur de couplage si le couplage est fort ($IA \leq 10$ dB). Pour un couplage faible d'affaiblissement IA supérieur à 20 dB, l'asymétrie du couplage a moins d'importance.

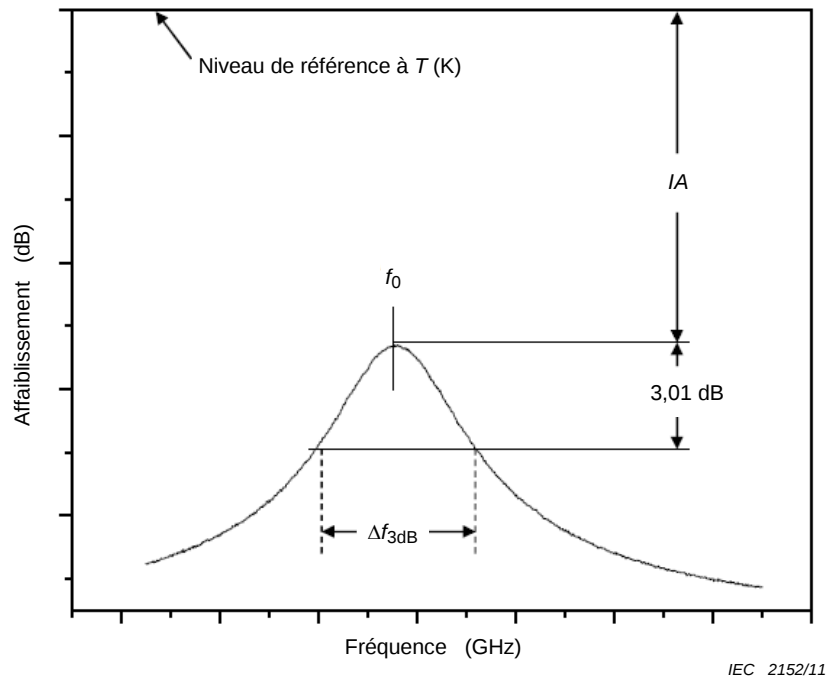


Figure 6 – Crête de résonance type. L'affaiblissement d'insertion IA , la fréquence de résonance f_0 et la largeur de bande à la moitié de la puissance Δf_{3dB} sont définis.

La seconde technique consiste à utiliser les paramètres de dispersion en réflexion aux deux côtés du résonateur à la fréquence de résonance, la valeur Q_U étant alors exprimée par [15, 16]

$$Q_U = Q_L(1 + \eta_1 + \eta_2) \quad (6)$$

avec

$$\eta_1 = \frac{1 - S_{11}}{S_{11} + S_{22}} \quad (7)$$

$$\eta_2 = \frac{1 - S_{22}}{S_{11} + S_{22}} \quad (8)$$

S_{11} et S_{22} , illustrés à la Figure 7, sont mesurés en unités de puissance linéaires, et non en dB relatifs. η_1 et η_2 désignent respectivement les coefficients de couplage d'entrée et de sortie. La technique utilisant les paramètres de dispersion en réflexion a deux avantages et inconvénients. Les avantages comprennent i) l'exemption d'étape supplémentaire pour étalonner le niveau de référence et ii) les mesures des valeurs de couplage pour les deux côtés du résonateur. D'un autre côté, les inconvénients sont notamment que la seconde technique est applicable uniquement à la résonance en bande étroite et qu'elle est limitée par la gamme dynamique de l'analyseur de réseau pour mesurer les coefficients de réflexion.

Une combinaison des deux techniques fournit un excellent moyen de justifier la validité de la valeur Q_U mesurée, ce qui est donc recommandé.

- (9) La résistance de surface du cuivre OFHC est obtenue à partir de la valeur mesurée de Q_U à l'aide de la relation suivante

$$\frac{1}{Q_U} = \frac{R_S(\text{OFHC})}{G_T} + \frac{R_S(\text{OFHC})}{G_B} + \frac{R_S(\text{OFHC})}{G_{SW}} + k \tan \delta \quad (9)$$

qui donne

$$R_S(\text{OFHC}) = \frac{\left(\frac{1}{Q_U} - k \tan \delta \right)}{\left(\frac{1}{G_T} + \frac{1}{G_B} + \frac{1}{G_{SW}} \right)} \approx \frac{\frac{1}{Q_U}}{\left(\frac{1}{G_T} + \frac{1}{G_B} + \frac{1}{G_{SW}} \right)} \quad (10)$$

pour $k \tan \delta$ négligeable par rapport aux valeurs de $1/Q_U$ pour les deux modes de résonance d'intérêt dans l'Équation (9). G_T , G_B et G_{SW} sont des constantes déterminées par les distributions des champs électromagnétiques à l'intérieur du résonateur et sont appelées facteurs géométriques. L'unité des facteurs géométriques est l'ohm. k désigne le facteur de remplissage, qui est déterminé par le rapport de la moyenne temporelle de l'énergie électromagnétique emmagasinée dans un diélectrique sur celle emmagasinée dans toute la cavité. Les facteurs géométriques et le facteur de remplissage pour les modes TE_{021} et TE_{012} du résonateur saphir normalisé sont énumérés dans le Tableau 3, pour lequel les constantes diélectriques de 9,28 et 11,3 à 77 K sont respectivement utilisées suivant le plan a - b et l'axe c de la tige de saphir. Les détails relatifs à l'obtention des facteurs géométriques sont décrits dans l'Annexe A.3.2.

Tableau 3 – Facteurs géométriques et facteurs de remplissage calculés pour le résonateur saphir normalisé

Mode	$G_T(\Omega)$	$G_B(\Omega)$	$G_{SW}(\Omega)$	k
TE_{021}	1 771	1 771	250 943	0,954 6
TE_{012}	585	585	$9,78 \times 10^8$	0,994 6

- (10) La résistance $R_S(\text{OFHC})$ à la fréquence de résonance en mode TE_{012} doit être déterminée à partir de celle correspondant à la fréquence de résonance en mode TE_{021} à l'aide de la relation $R_S \propto f^{1/2}$. La fréquence de résonance en mode TE_{012} du résonateur avec des plaques d'extrémité de supraconducteur doit être utilisée pour cela.

6.4 Détermination de la résistance efficace R_S des films supraconducteurs et de $\tan \delta$ des tiges diélectriques normalisées

Les valeurs Q à l'état chargé et les valeurs Q à l'état déchargé doivent être mesurées de la même manière à la fréquence de résonance du mode TE_{021} et du mode TE_{012} , comme décrit en 6.3 dans les étapes 1) à 8). La relation entre les valeurs mesurées de Q_U et la résistance de surface efficace des films supraconducteurs $R_{Se}(\text{SC})$ est exprimée comme suit.

$$\frac{1}{Q_{U\alpha}} = \frac{R_{Se\alpha}(\text{SC})}{G_{T\alpha}} + \frac{R_{Se\alpha}(\text{SC})}{G_{B\alpha}} + \frac{R_{S\alpha}(\text{OFHC})}{G_{SW\alpha}} + k_\alpha \tan \delta_\alpha \quad (11)$$

Dans l'équation (11), $\alpha = 1$ pour le mode TE_{021} avec la fréquence de résonance f_1 , et $\alpha = 2$ pour le mode TE_{012} avec la fréquence de résonance f_2 . Les valeurs normalisées de $R_{Se2}(\text{SC})$ et de $\tan \delta_2$ à f_1 peuvent être obtenues à l'aide des relations respectives $R_{Se} \propto f^2$ [17] comme expliqué par le modèle des deux fluides et $\tan \delta \propto f$, une relation admise pour les diélectriques à faible affaiblissement. La résistance R_{Se1} est exprimée par

$$R_{Se1} = \frac{X_1 k_2' - X_2 k_1'}{A_1 k_2' - A_2 k_1'} \quad (12)$$

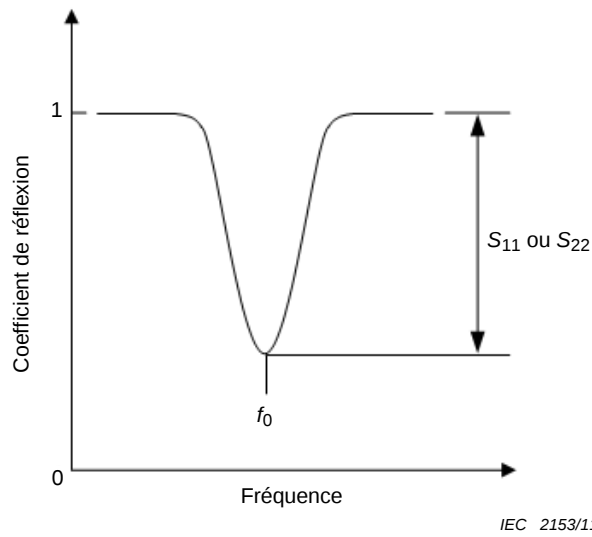


Figure 7 – Paramètres de dispersion en réflexion S_{11} et S_{22}

avec

$$\tan \delta_1 = \frac{X_1 A_2' - X_2 A_1}{A_2' k_1 - A_1 k_2'} \quad (13)$$

$$X_1 = \frac{1}{Q_{U1}} - \frac{R_{S1}(OFHC)}{G_{SW1}} \quad (14)$$

$$X_2 = \frac{1}{Q_{U2}} - \frac{R_{S2}(OFHC)}{G_{SW2}} \quad (15)$$

$$A_1 = \frac{1}{G_{T1}} + \frac{1}{G_{B1}} \quad (16)$$

$$A_2' = \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2 \left(\frac{1}{G_{T1}} + \frac{1}{G_{B1}} \right) \quad (17)$$

$$k_2' = k_2 \left(\frac{f_2}{f_1} \right) \quad (18)$$

Les Équations (10) à (18) permettent les mesures simultanées de la résistance efficace de surface des films supraconducteurs et la perte $\tan \delta$ des tiges diélectriques normalisées avec une faible incertitude si les valeurs de f_1 et f_2 sont proches l'une de l'autre. Dans l'équation (11), $R_{S1}(OFHC)$ et $R_{S2}(OFHC)$ sont les valeurs prédéterminées pour la paroi de cavité de cuivre OFHC en utilisant la procédure comme décrit en 6.3.

6.5 Détermination de la profondeur de pénétration

La profondeur de pénétration λ des films supraconducteurs doit être mesurée en utilisant le même résonateur à saphir décrit en 6.1, pour lequel il convient que la température du film supraconducteur supérieur soit réglable indépendamment de celle du reste du résonateur. Pour cela, un écartement (typiquement de 10 μm) doit être introduit entre le film

supraconducteur supérieur et le reste du résonateur. La déconnexion entre le film supraconducteur supérieur et le reste du résonateur peut être confirmée en mesurant la résistance électrique entre le film supraconducteur supérieur et le reste du résonateur. Il convient que l'écartement soit suffisamment petit pour ne pas modifier le rapport $\Delta f_1/f_1$ du décalage de la fréquence de résonance (Δf_1) sur la fréquence de résonance (f_1) pour le mode TE_{021} sans tenir compte de l'existence de l'écartement, mais suffisamment grand pour permettre la régulation de la température du film supraconducteur supérieur indépendamment de celle du reste. La procédure de mesure pour λ en fonction de la température est comme suit.

- (1) Suivre les étapes 1) à 3) indiquées en 6.3 en ayant remplacé les deux plaques d'extrémités de cuivre OFHC par des films supraconducteurs.
- (2) Tirer de 10 μm vers le haut le film supraconducteur supérieur à l'aide d'un micromètre ou d'un moteur pas-à-pas et confirmer que le film supraconducteur supérieur est bien parallèle au film supraconducteur inférieur. Confirmer également que le film supraconducteur supérieur est séparé thermiquement du reste du résonateur. La distance d'écartement de 10 μm , qui représente une valeur à la température ambiante, peut être commandée par un micromètre relié au film supraconducteur supérieur au moyen d'une tige en polytétrafluoroéthylène (PTFE). Ainsi, les distances d'écartement réelles seraient un peu plus grandes aux températures cryogéniques en raison de la contraction thermique de la tige de PTFE.
- (3) Évacuer et refroidir à la température la plus basse la chambre à éprouvettes à une température en dessous de la température critique T_C du film supraconducteur, le commutateur pour connexion thermique étant fermé. Confirmer que la température du film supraconducteur supérieur est la même que celle du reste à la température la plus basse.
- (4) Identifier la crête de résonance dans le mode TE_{021} de ce résonateur en utilisant la valeur calculée de la fréquence de résonance dans le mode TE_{021} .
- (5) Régler l'étendue de fréquence de manière à afficher uniquement le pic de résonance du mode TE_{021} (voir Figure 6)
- (6) Ouvrir le commutateur pour connexion thermique et laisser la température du film de supraconducteur supérieure augmenter alors que le reste demeure à la température la plus basse. Noter la fréquence de résonance dans le mode TE_{021} en fonction de la température.
- (7) Recueillir le décalage de la fréquence de résonance dans le mode TE_{021} $\Delta f_1 (= f_1(T) - f_1(T_{\min}))$ en fonction de la température
- (8) Déterminer λ à partir de l'ajustement aux moindres carrés de Δf_1 apporté à l'équation suivante pour les variations de réactance de surface efficace du film supraconducteur supérieur, $X_{Se,Top}$, [18]

$$\Delta X_{SeTop} = -2G_{T1} \frac{\Delta f_1}{f_1(T_{\min})} = \Delta \{ \text{Re}(G_h) X_S \} \quad (19)$$

où $X_S = 2\pi f_1 \mu_0 \lambda$, et

$$\text{Re}(G_h) = \text{Re} \left(\frac{\beta_h - \gamma_{z3} \coth(\gamma_{z3} t)}{\beta_h \coth(\gamma_{z3} t) - \gamma_{z3}} \right) \cong \frac{\beta_h - \frac{1}{\lambda} \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right)}{\beta_h \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right) - \frac{1}{\lambda}} \quad (20)$$

Dans l'équation (20), $\gamma_{z3} \cong 1/\lambda$ du fait que $\sigma_2 \gg \sigma_1$ à des températures pas trop proches de T_C , et G_h désigne le rapport de l'impédance efficace de surface sur l'impédance de surface intrinsèque tel que décrit en A.3.1 de l'Annexe A. Des descriptions détaillées sur la dérivation des équations (16) et (17) sont données en A.3.3.1 de l'Annexe A. Une équation modèle qui décrit correctement la dépendance de λ vis-à-vis de la température doit être utilisée pour déterminer les valeurs ajustées de λ_0 et de T_C , pour lesquelles l'équation suivante est connue pour la dépendance vis-à-vis de la température de λ des films supraconducteurs à haute température critique T_C [18].

$$\lambda = \lambda_0 \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}. \quad (21)$$

6.6 Détermination de l'impédance de surface intrinsèque

L'impédance de surface intrinsèque des films supraconducteurs à f_1 doit être obtenue en utilisant la procédure suivante:

- (1) Déterminer σ_2 en fonction de la température à partir de la valeur de λ dépendante de la température telle qu'obtenue dans l'étape 8 en 6.5 en utilisant l'équation suivante:

$$\lambda = \left(\frac{1}{\omega_1 \mu_0 \sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (22)$$

avec $\omega_1 = 2\pi f_1$ pour des températures inférieures à $2T_C/3$.

Il convient que l'Équation (22) soit valide pour des températures inférieures à $2T_C/3$.

- (2) Déterminer σ_1 à partir du lissage aux moindres carrés de l'équation suivante utilisant la valeur de σ_2 telle que déterminée dans l'étape 1, σ_1 étant le seul paramètre d'ajustement pour des températures inférieures à $2T_C/3$.

$$R_{Se} = [Re(G_h)R_S - Im(G_h)X_S] \quad (23)$$

Dans l'Équation (23), R_S et X_S sont exprimées comme suit.

$$R_S = \frac{\sigma_1}{2\sigma_2} \left(\frac{2\pi f_1 \mu_0}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

$$X_S = \omega_1 \mu_0 \lambda = \left(\frac{2\pi f_1 \mu_0}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

- (3) Utiliser les valeurs de σ_1 et de σ_2 telles que déterminées dans l'étape (2) pour déterminer R_S et X_S en utilisant l'Équation (24) et (25).
- (4) Déterminer σ_1 et σ_2 à partir de l'ajustement à deux paramètres de σ_1 et σ_2 apporté aux équations suivantes pour les températures supérieures à $2T_C/3$.

$$R_{Se} = [Re(G_h)R_S - Im(G_h)X_S], \quad (23)$$

$$\Delta X_{Se} = \Delta [Re(G_h)X_S - Im(G_h)R_S], \quad (26)$$

où R_S et X_S dans les Équations (23) et (26) sont définies par

$$R_S = Re(Z_S) = Re \left(\frac{j\omega_1 \mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (27)$$

$$X_S = Im(Z_S) = Im \left(\frac{j\omega_1 \mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (28)$$

et $Re(G_h)$ et $Im(G_h)$ sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de G_h , comme décrit ci-dessous.

$$G_h = \frac{\beta_h - \gamma_{z3} \coth(\gamma_{z3} t)}{\beta_h \coth(\gamma_{z3} t) - \gamma_{z3}}, \text{ with } \gamma_{z3} = \{j\omega_1 \mu_0 (\sigma_1 - j\sigma_2)\}^{\frac{1}{2}} \quad (29)$$

- (5) Utiliser les valeurs de σ_1 et σ_2 déterminées dans l'étape (4) pour déterminer R_S et X_S en utilisant les Équations (27) et (28) pour les températures supérieures à $2T_C/3$.

Pour référence, aux températures supérieures à $2T_C/3$, λ s'obtient par l'équation suivante:

$$\lambda = \frac{1}{\operatorname{Re}(\gamma_{z3})} = \frac{1}{\operatorname{Re}\left[\{j\omega_1 \mu_0 (\sigma_1 - j\sigma_2)\}^{\frac{1}{2}}\right]} \quad (30)$$

7 Incertitude de la méthode d'essai

7.1 Mesure du facteur de qualité à l'état déchargé

L'impédance de surface intrinsèque à la fréquence dans le mode TE_{021} doit être déterminée à partir des valeurs Q_U dépendantes de la température des résonateurs diélectriques dans le mode TE_{021} et dans le mode TE_{012} telles que mesurées avec le film supraconducteur supérieur en contact avec le reste des résonateurs, du décalage de leurs fréquences dans le mode TE_{021} avec un écartement de 10 μm entre le film supraconducteur supérieur et le reste des résonateurs, et de l'épaisseur de film telle que mesurée séparément par diverses méthodes de mesure d'épaisseur. Un analyseur de réseau vectoriel tel que spécifié dans le Tableau 4 doit être utilisé pour enregistrer la fréquence de résonance et la dépendance de l'affaiblissement vis-à-vis de la fréquence. L'enregistrement résultant doit permettre la détermination de Q_U avec une incertitude-type relative de 4 %.

Tableau 4 – Spécifications de l'analyseur de réseau vectoriel

Gamme dynamique	au-dessus de 60 dB
Incertitude de type B de la fréquence	1 Hz à 10 GHz
Incertitude de type B de l'affaiblissement	0,1 dB
Limitation de la puissance d'entrée	en dessous de 10 dBm

7.2 Mesure de la tangente de perte

Les résonateurs diélectriques doivent être fournis avec une valeur suffisamment faible de la tangente de perte des diélectriques. Le meilleur candidat ayant la tangente de perte la plus faible est le saphir tel que spécifié dans le Tableau 5, les définitions de termes y étant les mêmes que ceux décrits dans la CEI 61788-7 Ed. 2:2005 (voir aussi l'illustration à la Figure 8). La tangente de perte doit être mesurée avec une incertitude relative inférieure égale à 5 %.

Tableau 5 – > Incertitude de type B pour les spécifications relatives à la tige de saphir

Diamètre	0,05 mm
Hauteur	0,05 mm
Planéité	0,005 mm
Rugosité de surface	surface supérieure et inférieure: 10 nm. paroi latérale: 0,001 mm
Perpendicularité	0,1°
Axe	parallèle à l'axe c, à 0,5° près

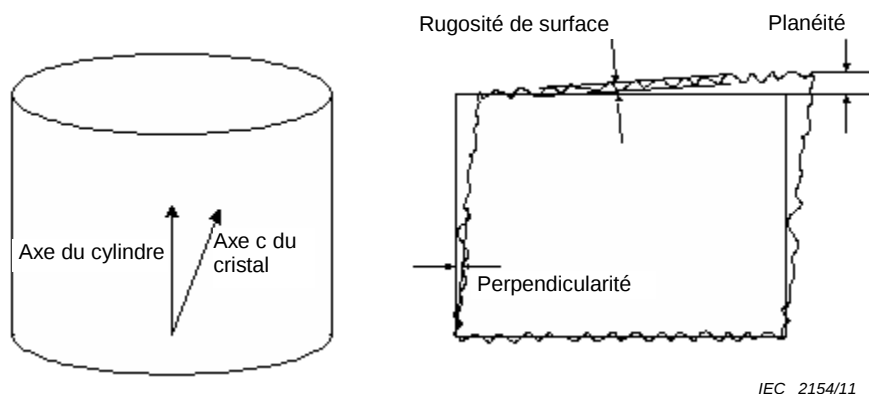


Figure 8 – Définitions des termes utilisés dans le Tableau 5

7.3 Température

L'appareillage de mesure est refroidi à la température spécifiée par n'importe quel moyen au cours des essais, une des meilleures méthodes pour cela étant l'utilisation de cryorefroidisseurs. Dans ce cas, le résonateur est placé sous vide et refroidi par conduction thermique par le biais de connexions métalliques. La température doit être déterminée avec une incertitude-type inférieure ou égale à 0,5 K. Il faut prendre soin d'éviter les gradients de température à l'intérieur de l'appareillage pendant la mesure de la résistance R_{Se} et de réguler la température du film HTS supérieur indépendamment du reste lors de la mesure de λ .

7.4 Structure du support de l'éprouvette et du porte-éprouvette

Le support doit assurer un soutien adéquat pour l'éprouvette. Il est impératif que les deux films soient parallèles et stables mécaniquement pendant tous les mesurages, notamment dans un cryorefroidisseur et sur une vaste plage de températures. Le support doit être relié à un micromètre qui permet de déterminer la distance d'écartement entre le film supraconducteur supérieur et le reste du résonateur, avec une incertitude-type de 0,5 μm .

8 Rapport d'essai

8.1 Identification de l'éprouvette d'essai

L'éprouvette d'essai doit être clairement identifiée et, à cet effet, les informations sur les éléments suivants sont recommandées:

- le nom du fabricant de l'éprouvette;
- la classification et/ou le symbole;
- le numéro de lot;
- la composition chimique du film mince et du substrat;
- l'épaisseur et la rugosité du film mince;
- la technique utilisée dans le processus de fabricant.

8.2 Rapport relatif aux valeurs de l'impédance intrinsèque Z_S

Les valeurs de la résistance intrinsèque R_S , de la résistance intrinsèque R_S normalisée à 10 GHz, λ_0 (c'est-à-dire λ à 0 K) et de la réactance $X_S (= \omega_0 \mu_0 \lambda)$ doivent être enregistrées comme des fonctions de la température avec les fréquences de résonance correspondantes, les valeurs Q à l'état chargé et à l'état déchargé, les affaiblissements d'insertion dans les modes TE_{021} et TE_{012} et l'épaisseur de film.

8.3 Rapport relatif aux conditions d'essai

Les conditions d'essai suivantes doivent être consignées dans un rapport:

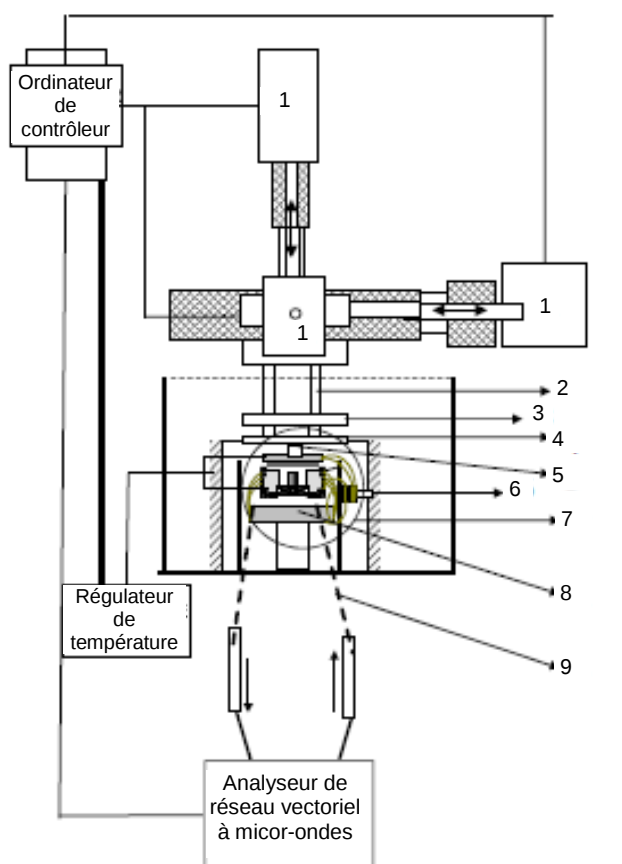
- a) la fréquence d'essai et la résolution de fréquence;
- b) la puissance radioélectrique (RF) maximale du signal d'essai;
- c) la température d'essai et les différences de température entre les deux plaques d'extrémité;
- d) l'historique de la température d'échantillon en fonction du temps;
- e) le type de tige diélectrique utilisé pour les mesures.

Annexe A (informative)

Informations complémentaires relatives aux Articles 1 à 8

A.1 Concernant le Domaine d'application

L'établissement de la méthode de mesure normalisée est nécessaire pour évaluer la qualité de film relative aux films (HTS) supraconducteurs à haute température critique T_C ayant une résistance de surface intrinsèque inférieure à $0,05 \text{ m}\Omega$ et une réactance de surface de $10 \text{ m}\Omega$ à $15 \text{ m}\Omega$ à 10 GHz quelle que soit l'épaisseur du film. Plusieurs méthodes de résonance qui permettent de mesurer la résistance de surface dans la gamme des micro-ondes et des ondes millimétriques peuvent être consultées dans la CEI 61788-7. La Figure A.1 montre un schéma de principe pour le système de mesure lorsque des moteurs pas à pas sont utilisés pour commander le mouvement du film supraconducteur supérieur placé sur le résonateur diélectrique. Une vue détaillée du stade de mouvement est montrée à la Figure A.2.

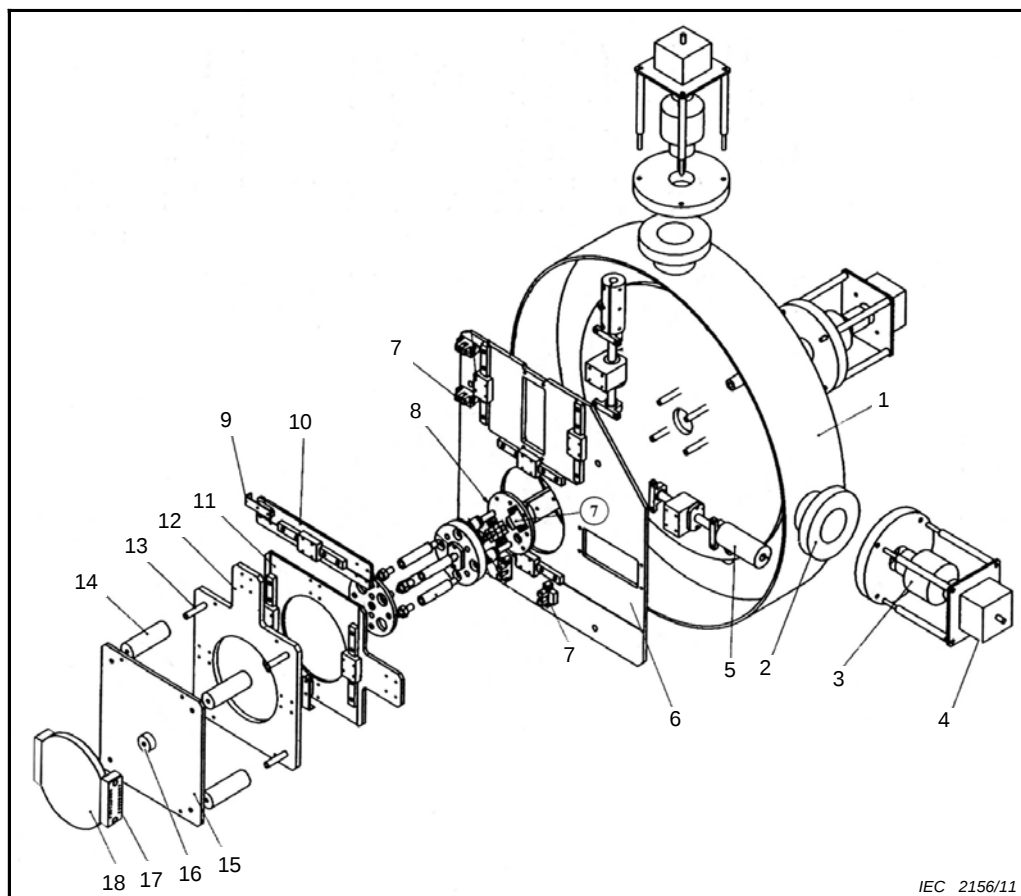


IEC 2155/11

Légende

- | | | | |
|---|--|---|------------------------------------|
| 1 | moteur pas-à-pas | 6 | commutateur de connexion thermique |
| 2 | tige de polytétrafluoroéthylène (PTFE) | 7 | résonateur diélectrique |
| 3 | plaque de polytétrafluoroéthylène (PTFE) | 8 | doigt réfrigérant |
| 4 | plaque d'acier inoxydable | 9 | ligne de transmission |
| 5 | tige de polytétrafluoroéthylène (PTFE) | | |

Figure A.1 – Schéma de principe pour le système de mesure



Légende

1	cadre de boîtier	7	capteur optique	13	guide d'arbre d'étage m
2	bride de 2,75 pouces	8	base d'étage Z	14	tige de polytétrafluoroéthylène (PTFE)
3	traversée rotative	9	laque de capteur d'étage	15	plaque d'étage m
4	moteur pas-à-pas	10	base d'étage y	16	tige de PTFE
5	polytétrafluoroéthylène (PTFE) d'accouplement	11	base d'étage x	17	bloc de cuivre OFHC
6	bossage d'arbre d'étage	12	base d'étage m	18	bloc de cuivre OFHC

Figure A.2 – Étage de mouvement utilisant des moteurs pas-à-pas

A.2 Exigences

L'utilisation de tiges diélectriques plus petites permet l'utilisation de films supraconducteurs plus petits. Néanmoins, si la tige diélectrique devient plus petite, il devient difficile de préparer un appareillage de mesure et d'établir un système de mesure, car le diamètre des câbles semi-rigides est limité par la hauteur de la tige diélectrique et il convient que le système de mesure soit capable de fournir des fréquences plus élevées.

Cette méthode d'essai est applicable à tout supraconducteur qui a un modèle approprié de dépendance de la profondeur de pénétration vis-à-vis de la température.

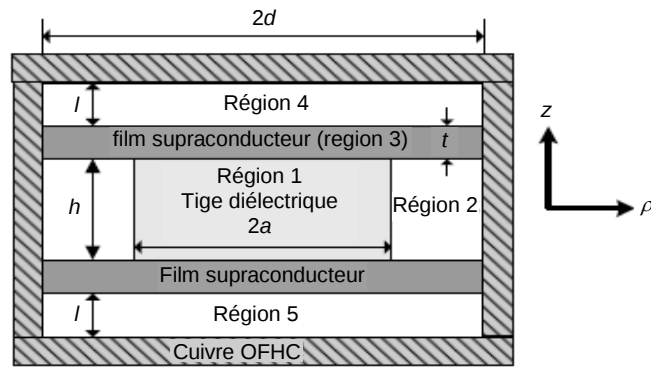
Cette méthode d'essai est applicable pour les températures de mesure inférieures à 30 K si une nouvelle technique de refroidissement permet des températures inférieures à 30 K.

Cette méthode d'essai est applicable pour les températures de mesure supérieures à 80 K si des précautions adéquates sont prises pour le fait que la résistance intrinsèque R_S est comparable à la réactance intrinsèque X_S des températures très proches de la température critique T_C .

A.3 Théorie et procédure de mesure relatives à l'impédance de surface intrinsèque

A.3.1 Relation théorique entre l'impédance intrinsèque Z_S et l'impédance efficace Z_S [1]⁴

La Figure A.3 montre une vue en coupe d'un résonateur diélectrique avec deux films supraconducteurs de la même qualité placés à la partie supérieure et à la partie inférieure d'une tige diélectrique. Dans un système de coordonnées cylindriques (ρ, ϕ, z) , sauf lorsque $k = 3$, les composantes de champ non nul du mode TE_{0mn} dans la $k^{\text{ième}}$ région sont décrites par les équations suivantes [2]:



IEC 2157/11

Les régions 1 à 5 correspondent respectivement à une tige diélectrique (1), au vide (2), à des films supraconducteurs (3) et à des substances diélectriques du même type utilisé pour la croissance du film (4 et 5).

Figure A.3 – Vue en coupe d'un résonateur diélectrique

$$H_{zk} = A_k q_k(\beta_{zk} z) \psi_k(\beta_k \rho) \quad (\text{A.1})$$

$$E_{\phi k} = \frac{j\omega\mu_0}{\beta_k^2} A_k q_k(\beta_{zk} z) \frac{d\psi_k(\beta_k \rho)}{d\rho} \quad (\text{A.2})$$

$$H_{\rho k} = \frac{A_k}{\beta_k^2} \frac{dq_k(\beta_{zk} z)}{dz} \frac{d\psi_k(\beta_k \rho)}{d\rho} \quad (\text{A.3})$$

où H et E désignent respectivement le champ électrique et le champ magnétique, A_k désigne une constante pour les composantes de champ dans la $k^{\text{ième}}$ région, β_{zk} et β_k désignent respectivement, dans la $k^{\text{ième}}$ région, la constante de propagation et le nombre d'onde dans la direction ρ , q_k , désigne une fonction de $\beta_{zk} z$, et, enfin, ψ_k , désigne une fonction de $\beta_k \rho$.

⁴ Dans la présente Annexe A, les nombres entre crochets renvoient à l'Article A.8, Documents de référence.

Pour $k = 1, 2$, $\beta_{z1} = \beta_{z2}$, $q_1(\beta_{z1}z) = q_2(\beta_{z2}z) = \cos(\beta_{z1}z + \psi_h)$, où ψ_h dépend de la symétrie des composantes du champ électromagnétique. Pour les modes TE_{0mn} , les composantes de champ dans la région 1 sont exprimées par

$$H_{z1} = A_1 J_0(\beta_1 \rho) q_1(\beta_{z1} z) \quad (A.4)$$

$$H_{\rho 1} = \frac{A_1}{\beta_1} J_0'(\beta_1 \rho) \frac{dq_1(\beta_{z1} z)}{dz} \quad (A.5)$$

$$E_{\phi 1} = \frac{j\omega\mu_0 A_1}{\beta_1} J_0'(\beta_1 \rho) q_1(\beta_{z1} z) \quad (A.6)$$

où β_1 désigne le nombre d'onde dans la direction ρ et J_0 désigne la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro

$$\psi_h = p\pi \quad (n \text{ impair}) \quad (A.7)$$

$$\psi_h = \frac{(2p+1)\pi}{2} \quad (n \text{ pair}) \quad (A.8)$$

pour les modes TE_{0mn} avec p désignant un nombre entier naturel. Dans les Équations (A.4) à (A.6), $J_0'(\beta_1 \rho) = dJ_0(\beta_1 \rho)/d(\beta_1 \rho)$. Les composantes de champ dans la région 2 sont exprimées par

$$H_{z2} = A_1 Q_0(\beta_2 \rho) q_2(\beta_{z2} z) \quad (A.9)$$

$$H_{\rho 2} = \frac{A_1}{\beta_2} Q_0'(\beta_2 \rho) \frac{dq_2(\beta_{z2} z)}{dz} \quad (A.10)$$

$$E_{\phi 2} = \frac{j\omega\mu_0 A_1}{\beta_2} Q_0'(\beta_2 \rho) q_2(\beta_{z2} z) \quad (A.11)$$

avec $\beta_{z1} = \beta_{z2}$, $Q_0'(\beta_2 \rho) = dQ_0(\beta_2 \rho)/d(\beta_2 \rho)$ et

$$Q_0(\beta_2 \rho) = \frac{-\beta_2 J_0'(\beta_1 a) K_0(\beta_2 \rho) I_0'(\beta_2 d) - I_0(\beta_2 \rho) K_0'(\beta_2 d)}{\beta_1 K_0'(\beta_2 a) I_0'(\beta_2 d) - I_0(\beta_2 a) K_0'(\beta_2 d)} \quad (A.12)$$

pour $k_0^2 \varepsilon_{r2} < \beta_2^2$ où I_0 et K_0 désignent respectivement la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro de première espèce et de seconde espèce. Si $k_0^2 \varepsilon_{r2} > \beta_2^2$, I_0 , I_0' , K_0 , et K_0' sont remplacées par J_0 , J_0' , Y_0 , et Y_0' , dans l'Équation (A.12) avec Y_0 désignant la fonction de Bessel de seconde espèce d'ordre zéro.

Les équations pour β_{z1} et β_{z2} ($= \beta_{z1}$) sont données comme suit.

$$k_0^2 \varepsilon_{r1} = \beta_{z1}^2 + \beta_1^2 \quad (A.13)$$

$$k_0^2 \varepsilon_{r2} = \beta_{z2}^2 - \beta_2^2 = \beta_{z1}^2 - \beta_2^2, \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r2} < \beta_2^2 \quad (A.14)$$

$$k_0^2 \varepsilon_{r2} = \beta_{z2}^2 + \beta_2^2 = \beta_{z1}^2 + \beta_2^2, \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r2} > \beta_2^2 \quad (A.15)$$

avec $k_0 = \omega_0(\varepsilon_0\mu_0)^{1/2}$, $\omega_0 = 2\pi f_0$, et β_1 et β_2 désignent les nombres d'ondes de coupure respectifs dans les régions 1 et 2 et où ε_{a-b} et ε_{r2} désignent respectivement la permittivité relative de la région 1 suivant le plan a-b et la permittivité relative de la région 2. De plus, l'équation caractéristique suivante est obtenue à partir de la condition aux limites à $\rho = a$ dans la Figure A.3.

$$\frac{\beta_2 J_1(\beta_1 a)}{\beta_1 J_0(\beta_1 a)} = \frac{I_1(\beta_2 a) K_1(\beta_2 d) - I_1(\beta_2 d) K_1(\beta_2 a)}{I_1(\beta_2 d) K_0(\beta_2 a) + I_0(\beta_2 a) K_1(\beta_2 d)}, \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r2} < \beta_2^2 \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\beta_2 J_1(\beta_1 a)}{\beta_1 J_0(\beta_1 a)} = \frac{J_1(\beta_2 a) Y_1(\beta_2 d) - J_1(\beta_2 d) Y_1(\beta_2 a)}{J_1(\beta_2 d) Y_0(\beta_2 a) + J_0(\beta_2 a) Y_1(\beta_2 d)}, \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r2} > \beta_2^2 \quad (\text{A.17})$$

où d désigne le rayon du cylindre de cuivre OFHC placé entre les films supraconducteurs (voir Figure A.3).

Si $k = 3$, les expressions générales pour les composantes de champ non nul peuvent être écrites comme suit.

$$E_{\phi 3} = j\omega\mu_0 A_3 f(\rho) [\sinh(\gamma_{z3} z) + \Gamma_3 \cosh(\gamma_{z3} z)] \quad (\text{A.18})$$

$$H_{\rho 3} = \gamma_{z3} A_3 f(\rho) [\cosh(\gamma_{z3} z) + \Gamma_3 \sinh(\gamma_{z3} z)] \quad (\text{A.19})$$

où Γ_3 désigne une constante et $f(\rho)$ une fonction de ρ , et où $H_{z3} = 0$ pour $H < H_{C1}$ avec H_{C1} désignant le premier champ critique des films supraconducteurs. Dans les Équations (A.18) à (A.19), $\gamma_{z3} = (j\omega\mu_0\sigma)^{1/2}$ où $\sigma = (\sigma_1 - j\sigma_2)$ désigne la conductivité complexe des films supraconducteurs.

Si $k = 4, 5$, les composantes de champ non nul sont exprimées par

$$H_{z4} = A_4 J_0(\beta_4 \rho) q_4(\beta_{z4} z), \quad (\text{A.20})$$

$$E_{\phi 4} = \left(\frac{A_4}{\beta_4}\right) J_0(\beta_4 \rho) \frac{dq_4(\beta_{z4} z)}{dz}, \quad (\text{A.21})$$

$$H_{\rho 4} = \frac{j\omega\mu_0 A_4}{\beta_4} J_0(\beta_4 \rho) q_4(\beta_{z4} z), \quad (\text{A.22})$$

avec $q_4(\beta_{z4} z) = \exp(-j\beta_{z4} z) - \Gamma_4 \exp(j\beta_{z4} z)$, $\Gamma_4 = (\exp[-\beta_{z4}(2t + 2l + h)])$ désigne une constante et $J_0(\beta_4 \rho)' = dJ_0(\beta_4 \rho)/d(\beta_4 \rho)$.

L'Équation pour β_{z4} est donnée comme suit.

$$k_0^2 \varepsilon_{r4} = \beta_{z4}^2 + \beta_4^2, \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r4} > \beta_4^2 \quad (\text{A.23})$$

$$k_0^2 \varepsilon_{r4} = \beta_{z4}^2 - \beta_4^2, \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r4} < \beta_4^2 \quad (\text{A.24})$$

avec

$$\beta_4 = \frac{v_{0m}}{d} \quad (\text{A.25})$$

à partir de la condition aux limites à $\rho = d$ dans la région 4. v_{0m} est la racine $m^{\text{ième}}$ de $J_0(x)' = 0$.

Si $k_0^2 \varepsilon_{r4} < \beta_4^2$, J_0 est remplacé par I_0 dans les Équations (A.20) à (A.22). Dans les cas réels, le diamètre du substrat d_S est un peu supérieur à d et remplace d dans l'équation (A.25).

Γ_3 dans les Équations (A.18) et (A.19) est déterminé à partir de la condition aux limites de $H_{\rho 3}/E_{\phi 3} = H_{\rho 4}/E_{\phi 4}$ à $z = (h/2) + t$ et s'exprime par

$$\Gamma_3 = \frac{\left(\frac{\beta_h}{\gamma_{z3}}\right) \sinh\left\{\gamma_{z3}\left(\frac{h}{2} + t\right)\right\} - \cosh\left\{\gamma_{z3}\left(\frac{h}{2} + t\right)\right\}}{\sinh\left\{\gamma_{z3}\left(\frac{h}{2} + t\right)\right\} - \left(\frac{\beta_h}{\gamma_{z3}}\right) \cosh\left\{\gamma_{z3}\left(\frac{h}{2} + t\right)\right\}} \quad (\text{A.26})$$

Une relation entre β_{z1} et γ_{z3} est obtenue à partir de la condition aux limites de $H_{\rho 1}/E_{\phi 1} = H_{\rho 3}/E_{\phi 3}$ à $z = h/2$ et elle est donnée par

$$\beta_{z1} \tan\left(\beta_{z1} \frac{h}{2}\right) = \frac{\gamma_{z3}}{G_h} \quad (\text{odd } n) \quad (\text{A.27})$$

$$-\beta_{z1} \cot\left(\beta_{z1} \frac{h}{2}\right) = \frac{\gamma_{z3}}{G_h} \quad (\text{even } n) \quad (\text{A.28})$$

Pour le mode TE_{0mn} , avec G_h exprimé par

$$G_h = \frac{\beta_h - \gamma_{z3} \coth(\gamma_{z3} t)}{\beta_h \coth(\gamma_{z3} t) - \gamma_{z3}} \quad (\text{A.29})$$

où t désigne l'épaisseur du film et

$$\beta_h = -\beta_{z4} \cot(\beta_{z4} t), \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r4} > \beta_4^2 \quad (\text{A.30})$$

$$\beta_h = -\beta_{z4} \coth(\beta_{z4} t), \text{ for } k_0^2 \varepsilon_{r4} < \beta_4^2 \quad (\text{A.31})$$

L'impédance Z_{Se} des films supraconducteurs peut être obtenue à partir du rapport de $E_{\phi 3}$ à $H_{\rho 3}$ à $z = h/2$ à l'aide des Équations (A.18), (A.19) et (A.26) et elle est exprimée par

$$Z_{Se} = \left. \frac{E_{\phi 3}}{H_{\rho 3}} \right|_{z=\frac{h}{2}} = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_{z3}} G_h = Z_S \frac{\beta_h - \gamma_{z3} \coth(\gamma_{z3} t)}{\beta_h \coth(\gamma_{z3} t) - \gamma_{z3}} \quad (\text{A.32})$$

avec $Z_S = j\omega\mu_0/\gamma_{z3}$.

Sachant que $Z_{Se} = R_{Se} + jX_{Se}$ et $Z_S = R_S + jX_S$, l'Équation (A.32) donne les expressions ci-après pour R_{Se} et X_{Se} .

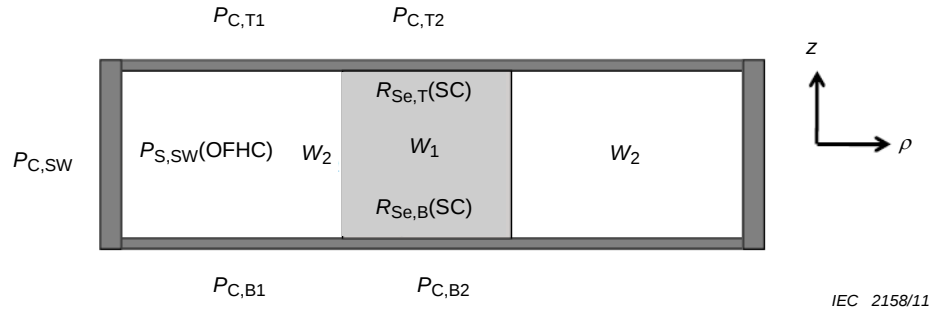
$$R_{Se} = [Re(G_h)R_S - Im(G_h)X_S] \quad (\text{A.33})$$

$$X_{Se} = [Re(G_h)X_S + Im(G_h)R_S] \quad (\text{A.34})$$

où $\text{Re}(G_h)$ et $\text{Im}(G_h)$ désignent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire du facteur de correction complexe G_h . En principe, l'impédance intrinsèque Z_S est déterminée si les valeurs σ_1 et σ_2 de la conductivité complexe σ dans l'Équation (A.29) sont connues toutes les deux. Les neuf paramètres inconnus f_0 , β_{z1} , β_1 , β_2 , β_{z4} , β_4 , β_h , σ_1 et σ_2 dans les Équations (A.13) à (A.32) sont déterminés à partir de sept Équations (A.13), (A.14) (ou (A.15)), (A.16) (ou (A.17)), (A.23) (ou (A.24)), (A.25), (A.27) (ou (A.28)), (A.30) (ou (A.31)), et des valeurs mesurées de deux grandeurs Q_U et f_0 , dont les détails sont comme suit.

A.3.2 Calcul des facteurs géométriques [3]

Pour un résonateur diélectrique montré à la Figure A.4, la valeur Q_U est liée à la résistance de surface efficace des films supraconducteurs $R_{Se}(SC)$ et à $\tan\delta$ de la tige diélectrique comme suit.



$R_{Se,T}(SC)$, $R_{Se,B}(SC)$ et $R_S(OFHC)$ désignent respectivement les résistances de surface des films supraconducteurs supérieur et inférieur et de la paroi latérale de cuivre OFHC, tandis que $P_{C,T}$, $P_{C,B}$, et $P_{C,SW}$ désignent les pertes de puissance respectives correspondantes alors que W_1 et W_2 désignent respectivement la moyenne temporelle de l'énergie électromagnétique emmagasinée respectivement dans la région 1 et la région 2.

Figure A.4 – Schéma pour une vue en coupe simplifiée d'un résonateur diélectrique

$$\frac{1}{Q_U} = \frac{1}{Q_C} + \frac{1}{Q_d} = \frac{R_{Se}(SC)}{G_T} + \frac{R_{Se}(SC)}{G_B} + \frac{R_S(OFHC)}{G_{SW}} + k \tan \delta \quad (\text{A.35})$$

où Q_C et $Q_d (= k \tan \delta)$ désignent respectivement le facteur de qualité de conduction et le facteur de qualité diélectrique. Q_C s'exprime aussi par

$$\frac{1}{Q_C} = \frac{P_{C,T} + P_{C,B} + P_{C,SW}}{\omega_0 W} = \frac{R_{Se,T}(SC)}{G_T} + \frac{R_{Se,B}(SC)}{G_B} + \frac{R_S(OFHC)}{G_{SW}}, \quad (\text{A.36})$$

où $R_{Se,T}(SC)$, $R_{Se,B}(SC)$ et $R_S(OFHC)$ désignent respectivement les résistances de surface des films supérieur et inférieur et de la paroi latérale de cuivre OFHC tandis que G_T , G_B , et G_{SW} désignent les facteurs géométriques correspondants alors que $P_{C,T}$, $P_{C,B}$, et $P_{C,SW}$ désignent les pertes de puissance correspondantes. $P_{C,T} = P_{C,T1} + P_{C,T2}$ et $P_{C,B} = P_{C,B1} + P_{C,B2}$ où $P_{C,T1}$ ($P_{C,B1}$) et $P_{C,T2}$ ($P_{C,B2}$) désignent la perte de puissance associée aux régions 1 et 2 au niveau du film supraconducteur supérieur (inférieur). Les valeurs de $P_{C,T1}$ ($= P_{C,B1}$), $P_{C,T2}$ ($= P_{C,B2}$) et $P_{C,SW}$ sont calculées à l'aide des expressions ci-après.

$$P_{C,T1} = \frac{R_{Se,T}(SC)}{2} \int_{\rho=0}^a \int_{\phi=0}^{2\pi} \left(|H_{\rho 1}|^2 \right) \rho d\rho d\phi = P_{C,B1} \quad (\text{A.37})$$

$$P_{C,T2} = \frac{R_{Se,B}(SC)}{2} \int_{\rho=a}^d \int_{\phi=0}^{2\pi} \left(|H_{\rho 2}|^2 \right) \rho d\rho d\phi = P_{C,B2} \quad (\text{A.38})$$

$$P_{C,SW} = \frac{R_{S,SW}(OFHC)}{2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{z=-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left(|H_{z2}|^2 \right) d\phi dz \quad (A.39)$$

En outre, dans l'Équation (A.36), $W = W_1 + W_2$ où W_1 et W_2 désignent la moyenne temporelle de l'énergie électromagnétique emmagasinée respectivement dans la région 1 et la région 2, avec

$$W_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{a-b}'}{2} \int_{\rho=0}^a \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left(|E_{\phi 1}|^2 \right) \rho d\rho d\phi dz \quad (A.40)$$

$$W_2 = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_{\rho=a}^d \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left(|E_{\phi 2}|^2 \right) \rho d\rho d\phi dz \quad (A.41)$$

Dans les Équations (A.37) à (A.41), $H_{\rho 1}$, $H_{\rho 2}$, H_{z2} , $E_{\phi 1}$ et $E_{\phi 2}$ sont tels qu'exprimés dans les Équations (A.4) à (A.16) (ou A.17) avec $\beta_{z1} = n\pi/h$ tandis que ε_0 désigne la permittivité du vide et ε_{a-b}' , la permittivité relative suivant le plan $a-b$ du diélectrique.

Les facteurs géométriques G_T , G_B , et G_{SW} sont obtenus à l'aide des équations (A.36) à (A.41) avec $k = W_1/(W_1 + W_2)$. Les facteurs géométriques et les facteurs de remplissage pour les résonateurs saphir normalisés sont énumérés dans le Tableau A.1, pour lesquels les constantes diélectriques de 9,28 et 11,3 à 77 K sont respectivement utilisées suivant le plan $a-b$ et l'axe c de la tige de saphir.

Tableau A.1 – Facteurs géométriques et facteurs de remplissage calculés pour le résonateur saphir normalisé

Mode	$G_T(\Omega)$	$G_B(\Omega)$	$G_{SW}(\Omega)$	k
TE ₀₂₁	1 771	1 771	250 943	0,954 6
TE ₀₁₂	585	585	$9,78 \times 10^8$	0,994 6

A.3.3 Procédure de détermination de l'impédance intrinsèque Z_S [1, 3, 4]

A.3.3.1 Détermination de la profondeur de pénétration intrinsèque [2, 5]

Pour un résonateur diélectrique avec des films supraconducteurs placés à la partie supérieure et à la partie inférieure, la variation de la fréquence de résonance dépendant de la température est exprimée comme suit.

$$-\frac{1}{f_0(T)} \frac{\partial f_0(T)}{\partial T} = \frac{1}{2G_T} \frac{\partial X_{SeTop}}{\partial T} + \frac{1}{2G_B} \frac{\partial X_{SeBottom}}{\partial T} + f(\varepsilon') \frac{\partial \varepsilon'}{\partial T} + \sum g_i(l_i) \frac{\partial l_i}{\partial T} \quad (A.42)$$

Ici $f_0(T)$ désigne la fréquence de résonance à la température mesurée, ε' désigne la permittivité relative dépendant de la température de la tige diélectrique à l'intérieur du résonateur diélectrique tandis que a et h désignent respectivement son rayon et sa hauteur, $f(\varepsilon')$ désigne une fonction de ε' tandis que $g_i(l_i)$ désigne une fonction de l_i avec l_i désignant la dimension dépendant de la température de la tige diélectrique et du cylindre de cuivre placé entre les films supraconducteurs.

Si la température du film supraconducteur supérieur varie alors que le reste du résonateur reste à une température constante, les variations de f_0 en fonction de la température sont uniquement attribuées aux variations de $X_{Se,Top}$, ce qui conduit à $-(1/f_0)(\partial f_0/\partial T) = (1/2G_T)(\partial X_{Se,Top}/\partial T)$, cela donne l'équation suivante:

$$-\frac{\Delta f_0(T)}{f_0(T)} \cong \frac{\Delta X_{\text{SeTop}}}{2G_T} \quad (\text{A.43})$$

où $\Delta f_0(T) = f_0(T) - f_0(T_{\min})$ avec $T_{\min}$ désignant la température la plus basse du film supraconducteur supérieur, et $\Delta X_{\text{SeTop}} = X_{\text{SeTop}}(T) - X_{\text{SeTop}}(T_{\min})$. En considérant que $f_0(T_{\min}) \gg \Delta f_0(T)$ pour le résonateur saphir, l'Équation (A.43) s'exprime comme

$$\Delta X_{\text{SeTop}} \cong -2G_T \frac{\Delta f_0}{f_0(T_{\min})} \quad (\text{A.44})$$

Par ailleurs, sachant que $\gamma_{23} \cong 1/\lambda$ dans l'Équation (A.29) et $X_S \gg R_S$ pour $\sigma_2 \gg \sigma_1$ à des températures pas trop proches de T_C , $X_{\text{Se}} = [\text{Re}(G_h) X_S + \text{Im}(G_h) R_S] \cong \text{Re}(G_h) X_S$ à partir de l'Équation (A.34). Par conséquent,

$$\Delta X_{\text{SeTop}} \cong -2G_T \frac{\Delta f_0}{f_0(T_{\min})} \cong \Delta \{ \text{Re}(G_h) X_S \} \quad (\text{A.45})$$

avec $X_S = 2\pi f_0 \mu_0 \lambda$, et

$$G_h = \frac{\beta_h - \frac{1}{\lambda} \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right)}{\beta_h \coth\left(\frac{t}{\lambda}\right) - \frac{1}{\lambda}} \quad (\text{A.46})$$

à partir de l'équation (A.29) for $\sigma_2 \gg \sigma_1$ où ' Δ ' désigne la différence entre la valeur à la température mesurée T et celle qui correspond à $T_{\min}$. L'utilisation de l'équation de modèle $\lambda = \lambda_0 [1 - (T/T_C)^\tau]^{-1/2}$ avec $\tau = 2$ pour les films HTS [3] permet d'obtenir λ_0 et T_C à partir d'un ajustement de l'Équation (A.45) à $-2G_T \Delta f_0/f_0(T_{\min})$ où λ_0 et T_C sont les paramètres d'ajustement. Il est noté que β_h dans l'Équation (A.46) est déterminé à partir des Équations (A.30) (ou (A.31)), (A.23) (ou (A.24)) et (A.25) si f_0 et t sont connus.

A.3.3.2 Détermination de l'impédance de surface intrinsèque

- (1) Déterminer σ_2 en fonction de la température à partir de λ dépendante de la température telle qu'obtenue dans l'étape A.3.3.1 en utilisant l'équation suivante:

$$\lambda = \left(\frac{1}{\omega_0 \mu_0 \sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.47})$$

avec $\omega_0 = 2\pi f_0$. L'équation (A.47) est valide pour des températures pas trop proches de T_C .

- (2) Déterminer σ_1 à partir du lissage aux moindres carrés de l'équation (A.33) où σ_1 est le seul paramètre d'ajustement pour des températures pas trop proches de T_C . Dans ce cas, les valeurs de R_S et de X_S sont déterminées à partir des équations ci-après.

$$R_S = \frac{\sigma_1}{2\sigma_2} \left(\frac{2\pi f_0 \mu_0}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{A.48})$$

$$X_S = \omega_0 \mu_0 \lambda = \left(\frac{2\pi f_0 \mu_0}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.49})$$

Lorsque la température devient très proche de T_C , σ_1 devient comparable à σ_2 et l'Équation (A.47) n'est plus valide avec λ exprimé par

$$\lambda = \frac{1}{\operatorname{Re}(\gamma_{z3})} = \frac{1}{\operatorname{Re}\left[\left\{j\omega_0\mu_0(\sigma_1 - j\sigma_2)\right\}^{\frac{1}{2}}\right]} \quad (\text{A.50})$$

Dans ce cas, G_h devient une valeur complexe et un ajustement à deux paramètres de $Z_{Se} = G_h Z_S = G_h (R_S + jX_S)$ doit être utilisé pour obtenir les valeurs de σ_1 et de σ_2 à partir du lissage aux moindres carrés. Les deux équations utilisées pour l'ajustement sont comme suit.

$$R_{Se} = [\operatorname{Re}(G_h)R_S - \operatorname{Im}(G_h)X_S], \quad (\text{A.33})$$

$$\Delta X_{Se} = \Delta[\operatorname{Re}(G_h)X_S + \operatorname{Im}(G_h)R_S], \quad (\text{A.34})$$

où

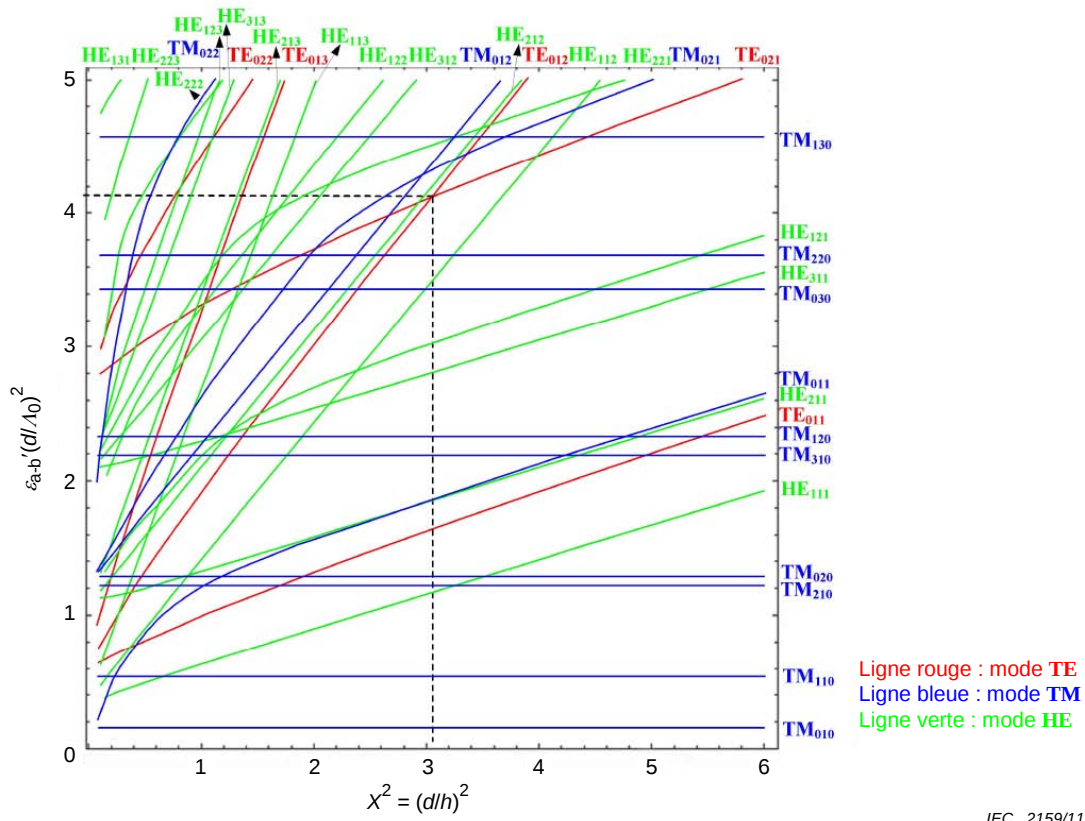
$$R_S = \operatorname{Re}(Z_S) = \operatorname{Re}\left(\frac{j\omega_0\mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{A.51})$$

$$X_S = \operatorname{Im}(Z_S) = \operatorname{Im}\left(\frac{j\omega_0\mu_0}{\sigma_1 - j\sigma_2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{A.52})$$

Dans l'Équation (A.33), le terme $\operatorname{Im}(G_h) X_S$ ne peut être négligé, car $X_S \gg R_S$ et $\operatorname{Re}(G_h) \gg \operatorname{Im}(G_h)$ à des températures pas trop proches de T_C . Dans l'équation (A.34), ' Δ ' désigne la différence entre la valeur à la température mesurée T et la valeur correspondante à la température la plus basse $T_{\min}$. Pour référence, les valeurs de σ_1 et σ_2 déterminées pour des températures pas trop proches de T_C peuvent être utilisées comme valeurs de départ dans la procédure d'ajustement. Une fois les valeurs de σ_1 et σ_2 déterminées par le processus d'ajustement, les valeurs de R_S et X_S sont obtenues à partir des Équations (A.51) et (A.52).

A.4 Dimensions de la tige de saphir normalisée

Les graphes de modes pour la conception du résonateur saphir utilisable pour la méthode modifiée du résonateur diélectrique à deux modes de résonance sont montrés à la Figure A.5, les caractéristiques uniaxiales-anisotropiques de la permittivité relative de la tige de saphir y étant prises en considération [6] avec les valeurs $\varepsilon_{a-b}' = 9,28$ et $\varepsilon_c' = 11,3$ pour la tige de saphir de 2,86 mm de hauteur. Les dimensions du cylindre de cuivre creux placé entre les deux films supraconducteurs sont un diamètre de 12 mm et une hauteur de 2,86 mm pour le résonateur saphir



IEC 2159/11

La ligne pointillée correspond aux dimensions de la tige de saphir utilisée pour le résonateur saphir normalisé. λ_0 désigne la longueur d'onde en espace libre correspondant à la fréquence de résonance f_0 et $\lambda_0 = c/f_0$ avec $c = 3 \times 10^8$ m/s. Les valeurs $\epsilon_{a-b}' = 9,28$ et $\epsilon_c' = 11,3$ sont utilisées pour préparer ce graphe de modes.

Figure A.5 – Graphe de modes pour un résonateur saphir

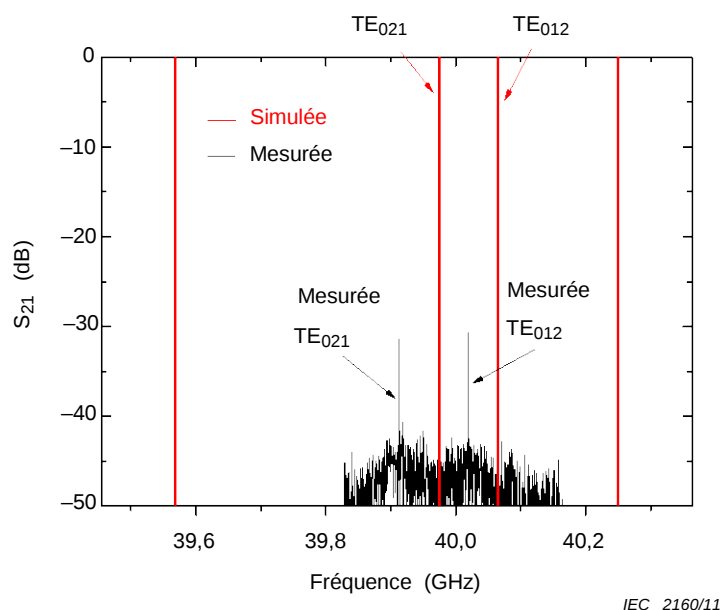
Comme montré à la Figure A.5, la fréquence de résonance du mode TE_{021} devient égale à celle du mode TE_{012} pour $X^2 (= (d/h)^2)$ légèrement supérieur à 3 pour le résonateur saphir. Ainsi, les dimensions de la tige de saphir normalisée sont déterminées comme étant un diamètre d ($= 2a$) de 5 mm et une hauteur h de 2,86 mm, ce qui correspond à la fréquence de résonance de 40 GHz environ.

A.5 Dimensions du résonateur du type fermé

Dans le résonateur diélectrique du type fermé, les dimensions d'un cylindre de cuivre placé entre les films supraconducteurs sont déterminées en prenant en considération les dimensions et la permittivité relative de la tige diélectrique ainsi que les fréquences des différents modes apparaissant au voisinage des modes TE_{021} et TE_{012} . Lorsque le diamètre intérieur D d'un cylindre de cuivre devient plus grand que le diamètre de la tige diélectrique d , la résistance de surface du cylindre de cuivre affecte moins la valeur à l'état déchargé Q du résonateur (un diamètre D/d supérieur ou égal à 3 est utilisé en général). La grandeur de D détermine également les dimensions minimales des films supraconducteurs en essai, car il convient que les films supraconducteurs aient des dimensions suffisamment grandes pour couvrir un cylindre creux ayant un diamètre intérieur D . Par conséquent, D doit être choisi de manière à éviter un couplage non désiré avec les autres modes, pour permettre les mesures de films supraconducteurs relativement petits ainsi que pour maintenir une sensibilité de mesure élevée. La valeur recommandée de D est de 12 mm pour les résonateurs saphir dans le mode TE_{021} et dans le mode TE_{012} (c'est-à-dire: $D/d = 2,4$), la plus petite la taille de film mesurable étant prise en compte.

A.6 Résultats d'essai

La Figure A.6 montre la réponse en fréquence du résonateur saphir avec les fréquences des modes TE_{021} et TE_{012} d'environ 40 GHz. Les deux modes apparaissent très proches l'un de l'autre, sans apparition de mode parasite entre eux.



Les fréquences mesurées dans les modes TE_{021} et TE_{012} sont respectivement de 39,91 GHz et 40,02 GHz, les valeurs étant proches des valeurs simulées correspondantes. Ici, la valeur de S_{21} du mode TE_{012} a été collectée après réduction de la distance entre la boucle et la tige de saphir une fois que les valeurs de S_{21} du mode TE_{021} ont été collectées.

Figure A.6 – Réponse en fréquence du résonateur saphir

La Figure A.7 montre les valeurs Q_U dépendant de la température pour les modes TE_{021} et TE_{012} du résonateur saphir avec des films de YBCO de 360 nm d'épaisseur à des températures de 8 K à 87 K, les valeurs Q_U du mode TE_{021} y apparaissant sensiblement supérieures aux valeurs Q_U correspondantes du mode TE_{012} .

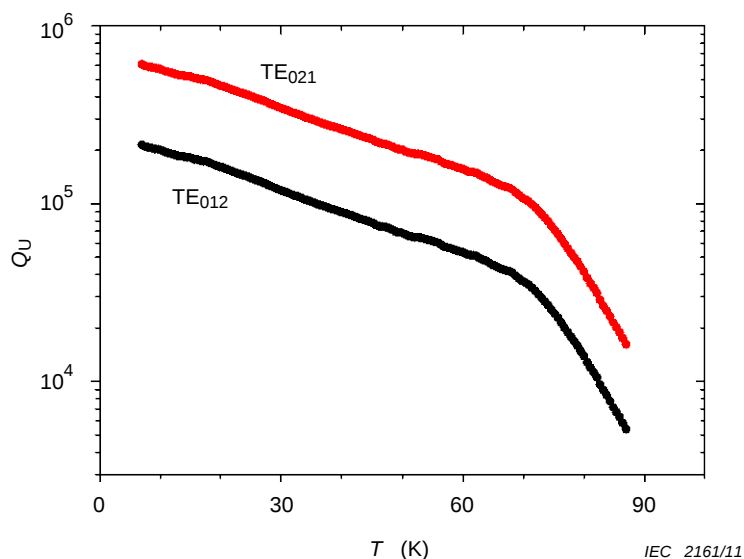


Figure A.7 – Q_U en fonction de la température pour les modes TE_{021} et TE_{012} du résonateur saphir avec des films de YBCO de 360 nm d'épaisseur

Les fréquences de résonance des deux modes sont montrées à la Figure A.8.

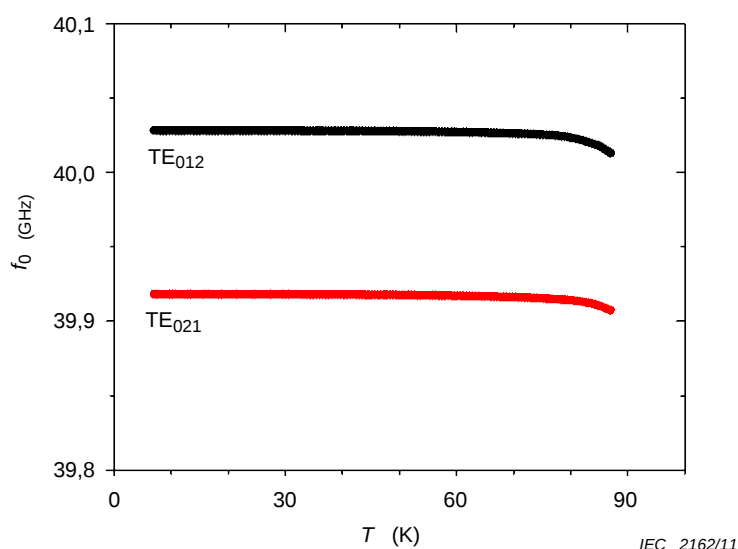


Figure A.8 – Fréquence de résonance f_0 en fonction de la température pour les modes TE_{021} et TE_{012} du résonateur saphir avec des films de YBCO de 360 nm d'épaisseur

La Figure A.9 montre la dépendance vis-à-vis de la température de la résistance R_{Se} des films de YBCO avec des épaisseurs de 70 nm à 360 nm. La Figure A.9 fait apparaître que plus les films de YBCO sont minces, plus la résistance R_{Se} est élevée.

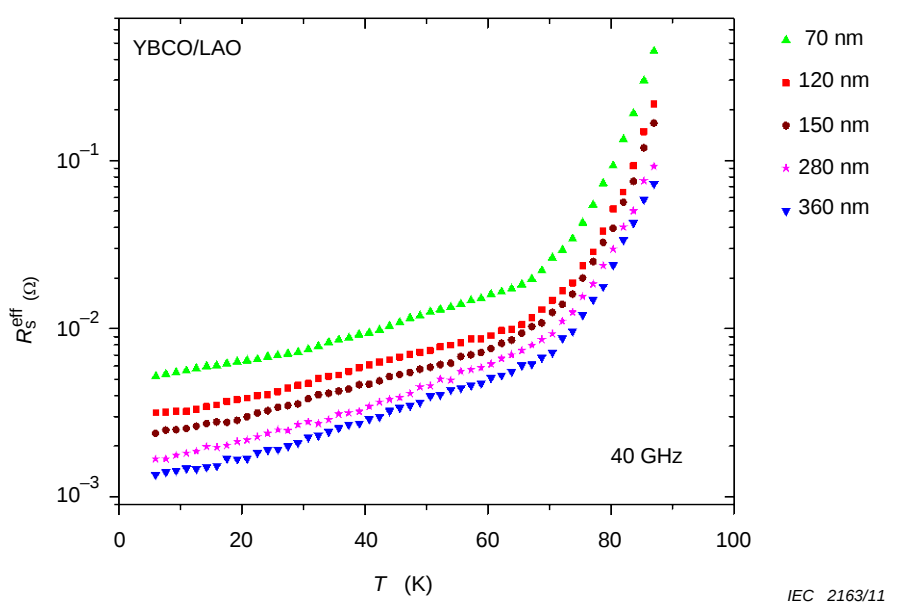
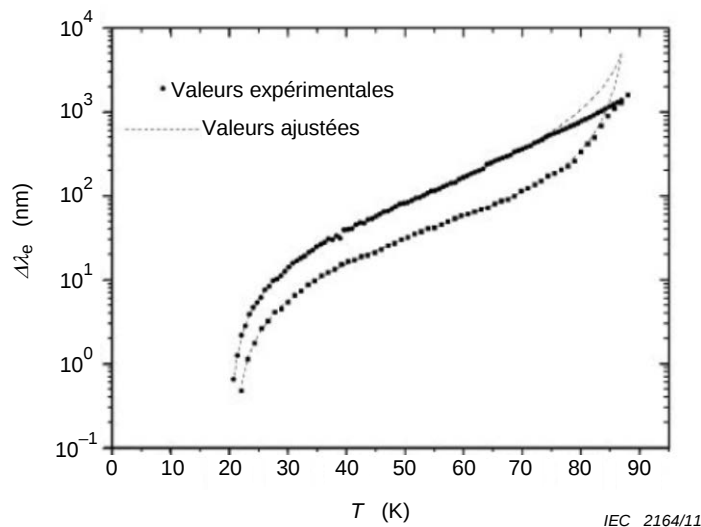


Figure A.9 – Dépendance vis-à-vis de la température de la résistance R_{Se} des films de YBCO avec les épaisseurs de 70 nm à 360 nm mesurée à environ 40 GHz

La Figure A.10 montre la dépendance vis-à-vis de la température de $\Delta\lambda_e$ pour les films de YBCO avec des épaisseurs de 70 nm et de 360 nm mesurées à environ 40 GHz.



Les valeurs de $\Delta\lambda_e$ se révèlent être sensiblement plus élevées pour le film de 70 nm d'épaisseur que pour celui de 360 nm d'épaisseur. Ici, λ_e est définie par $\lambda_e = X_{Se}/(\omega\mu_0)$ avec $\Delta\lambda_e = \lambda_e(T) - \lambda_e(T_{min})$. L'Équation (A.45) est utilisée pour l'ajustement, λ_0 et T_C étant les deux paramètres d'ajustement dans l'Équation (21).

Figure A.10 – Dépendance vis-à-vis de la température de $\Delta\lambda_e$ pour les films de YBCO avec des épaisseurs de 70 nm et de 360 nm mesurées à environ 40 GHz

La Figure A.11 montre les profondeurs de pénétration des films de YBCO de 360 nm d'épaisseur mesurées à 10 kHz en utilisant la méthode d'inductance mutuelle [5] et à 40 GHz en utilisant un résonateur saphir. Les valeurs de λ_0 aux deux fréquences se révèlent être respectivement de 193 nm et de 195 nm à 10 kHz et 40 GHz, leur différence étant de 1 % environ. Comme prévu, la profondeur de pénétration λ se révèle être indépendante de la fréquence.

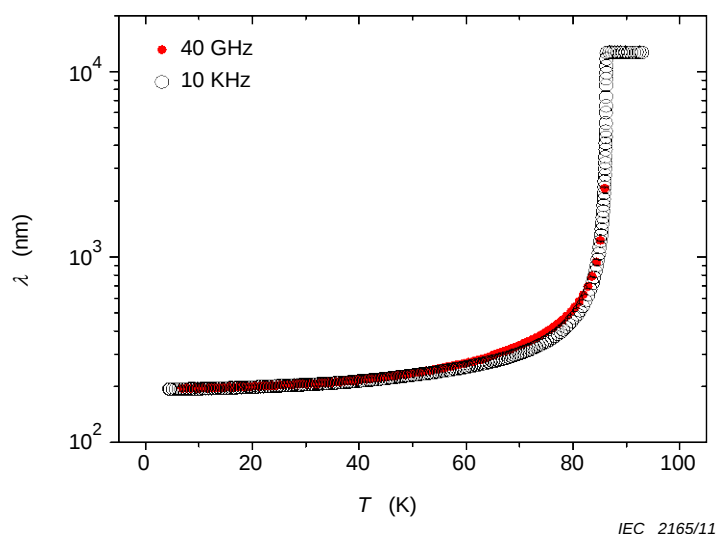


Figure A.11 – Profondeurs de pénétration λ du film de YBCO de 360 nm d'épaisseur mesuré à 10 kHz en utilisant la méthode d'inductance mutuelle et à environ 40 GHz en utilisant un résonateur saphir

La Figure A.12 montre la dépendance vis-à-vis de la température de la résistance intrinsèque R_S des films de YBCO avec des épaisseurs de 70 nm à 360 nm. Dans la Figure A.12, la résistance intrinsèque R_S se révèle être pratiquement la même, quelle que soit l'épaisseur du film, ce qui confirme l'utilité de la méthode d'essai pour le contrôle de la qualité des films de YBCO de différentes épaisseurs aux fréquences micro-ondes.

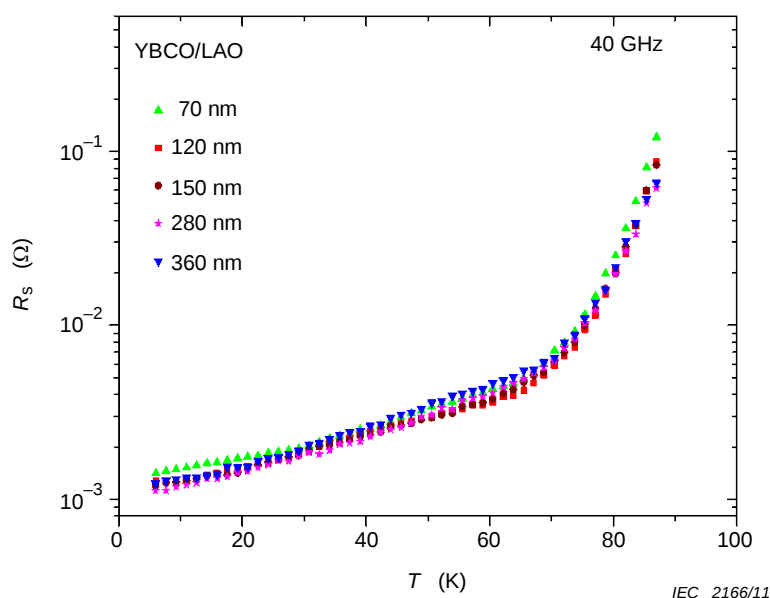
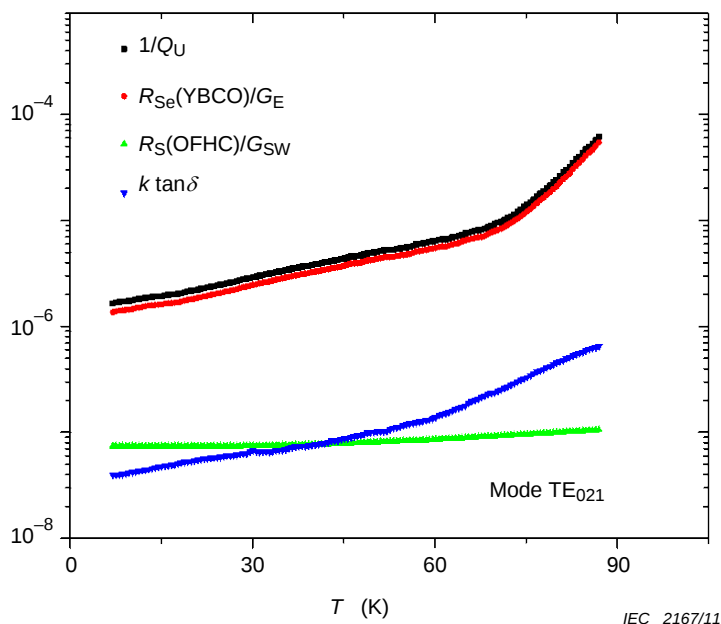


Figure A.12 – Dépendance vis-à-vis de la température de la résistance de surface intrinsèque R_S de films de YBCO avec les épaisseurs de 70 nm à 360 nm mesurées à environ 40 GHz

A.7 Incertitude des résultats d'essai

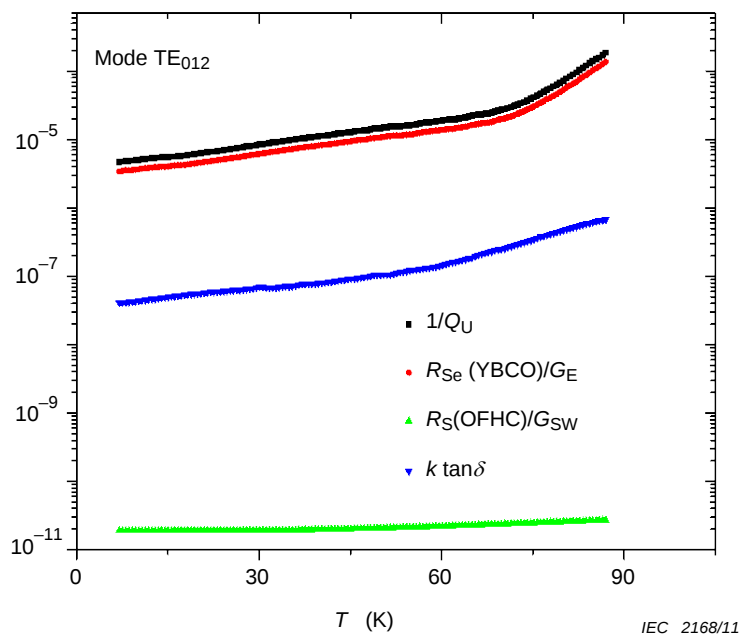
Comme montré dans l'Équation (A.35), la résistance efficace R_{Se} du film supraconducteur peut être mesurée plus précisément si le rapport $R_{Se}(SC)\{1/G_T + 1/G_B\}$ sur Q_U est sensiblement supérieur aux rapports $R_S(OFHC)/G_{SW}$ sur Q_U et $k\tan\delta$ sur Q_U . En fait, pour le

résonateur saphir normalisé, le premier rapport se révèle être plus de 30 fois supérieur au second pour le mode TE_{021} comme montré à la Figure A.13 et plus de 80 fois supérieur au second pour le mode TE_{012} comme montré à la Figure A.14, à des températures de 30 K à 80 K.



Ici, $1/G_E$ et $R_{Se}(YBCO)$ désignent respectivement $(1/G_T + 1/G_B)$ et $R_{Se}(SC)$, dans l'Équation (A.35), avec $R_{Se}(YBCO)$ représentant la résistance R_{Se} du film de YBCO de 360 nm d'épaisseur.

Figure A.13 – Comparaison de la valeur dépendant de la température de chaque terme dans l'Équation (A.35) pour le mode TE_{021} du résonateur saphir normalisé



Ici, $1/G_E$ et $R_{Se}(YBCO)$ désignent respectivement $(1/G_T + 1/G_B)$ et $R_{Se}(SC)$, dans l'Équation (A.35), avec $R_{Se}(YBCO)$ représentant la résistance R_{Se} du film de YBCO de 360 nm d'épaisseur.

Figure A.14 – Comparaison de la valeur dépendant de la température de chaque terme dans l'Équation (A.35) pour le mode TE_{012} du résonateur saphir normalisé

L'estimation de l'incertitude-type de l'impédance intrinsèque Z_S dépend des valeurs correspondantes pour la résistance efficace R_S et la réactance X_S , pour lesquelles il convient de considérer les éléments ci-après.

L'estimation de l'incertitude-type de la résistance efficace R_S et de $\tan\delta$ peut être obtenue par l'analyse d'erreur [7] ainsi que par l'essai comparatif interlaboratoire.

L'incertitude-type de la profondeur de pénétration intrinsèque λ_0 (c'est-à-dire la réactance intrinsèque X_S) à 0 K est supposée être la différence communiquée entre la valeur de λ_0 issue du meilleur lissage aux fréquences micro-ondes et celle déterminée à l'aide de la méthode de l'inductance mutuelle.[5]

L'incertitude-type de la profondeur de pénétration dépendant de la température (c'est-à-dire la réactance X_S dépendant de la température) peut être obtenue à partir des incertitudes-types des valeurs mesurées de la fréquence de résonance et de λ_0 .

La Figure A.15 montre la dépendance vis-à-vis de la température de l'incertitude-type estimée pour la résistance intrinsèque R_S des films de YBCO, pour lesquels l'incertitude-type relative de Q_U est supposée être de 4 % pour les modes TE_{021} et TE_{012} [8]

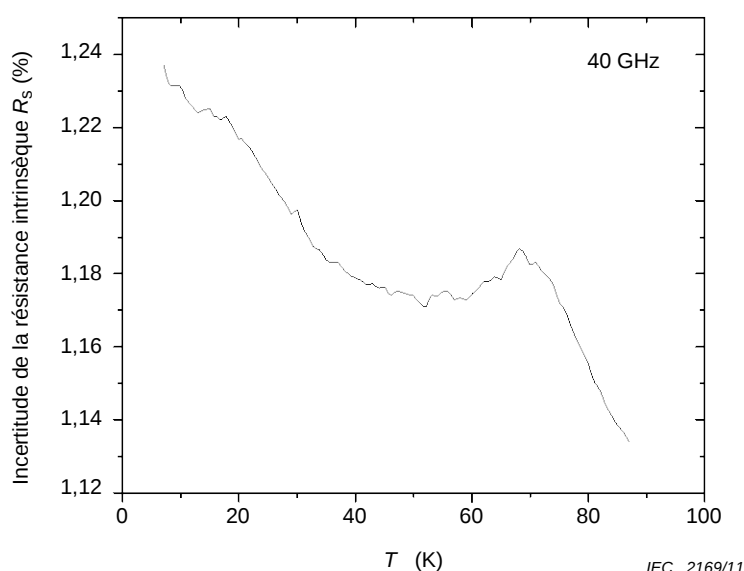


Figure A.15 – Dépendance vis-à-vis de la température de l'incertitude sur la valeur mesurée de la résistance intrinsèque R_S des films de YBCO

A.8 Documents de référence de l'Annexe A

- [1] LEE, JH., YANG, WI., KIM, MJ., BOOTH, JC., LEONG, K., SCHIMA, S., RUDMAN, D., LEE, SY. Accurate measurements of the intrinsic surface impedance of thin $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Films using a modified two-tone resonator method. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005, 15, p. 3700.
- [2] ZAKI, KA. and ATIA, AE. Modes in dielectric-loaded waveguides and resonators. *IEEE Trans Microwave Theory Tech.*, 1983, 31, p. 1039.
- [3] Voir par exemple "HEIN, M., High-temperature superconductor thin films at microwave frequencies, *STMP 155* (Springer-Verlag, Berlin, 1999), Chap. 2." La validité de l'utilisation de $\lambda = \lambda_0 [1 - (T/T_C)^\tau]^{-1/2}$ avec $\tau = 2$ pour les films HTS est décrite à la page 90 dans ce livre ainsi que les références connexes. La valeur la mieux ajustée de λ_0

telle qu'obtenue avec $\tau = 4$ s'est révélée être supérieure de plus 50 % à celle obtenue avec $\tau = 2$.

- [4] Voir par exemple "LANCASTER, MJ. Passive microwave device applications of high-temperature superconductors (Cambridge University Press, Cambridge, 1997), Chap. 1", pour les relations entre R_S , λ et σ .
- [5] LEE, SY., LEE, JH., YANG, WI. and CLAASSEN, JH., Microwave properties of sapphire resonators with a gap and their applicability for measurements of the intrinsic surface impedance of thin superconductor films. *IEICE Trans. Electron.*, 2006, E89-C, No.2., p.132.
- [6] KOBAYASHI, Y. and SENJU, T. Resonance modes in shielded uniaxial-anisotropic dielectric rod resonators. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1993, 41, p. 2198.
- [7] MAZIERSKA, J. and WILKER, C., Accuracy issues in surface resistance measurements of high temperature superconductors using dielectric resonators. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2001, 11, p. 4140.
- [8] LEONG, KT., BOOTH, JC. and LEE, SY., Influence of impedance mismatch effects on measurements of unloaded Q factors of transmission mode dielectric resonators. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2003, 13, p. 2905.

Annexe B (informative)

Considérations relatives à l'incertitude

B.1 Vue d'ensemble

En 1995, plusieurs organisations internationales de normalisation, y compris la CEI, décidèrent d'unifier l'utilisation des termes statistiques dans leurs normes. Il avait été décidé d'utiliser le mot «incertitude» pour toutes les expressions statistiques qualitatives (associées à un nombre) et d'éliminer l'utilisation des termes «fidélité» et «exactitude» dans le sens quantitatif. Toutefois, les mots «exactitude» et «fidélité» pouvaient toujours être utilisés dans le sens qualitatif. La terminologie et les méthodes d'évaluation de l'incertitude sont normalisées dans le «Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure» (GUM, Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement) [1] ⁵.

Il a été laissé à chaque TC/CE le choix de décider s'il allait apporter des changements aux normes existantes et futures dans un souci de cohérence avec la nouvelle approche unifiée. De tels changements ne sont pas faciles et créent une confusion supplémentaire, notamment pour ceux qui ne sont pas familiarisés avec les statistiques et le terme incertitude. À la réunion du TC/CE 90 de juin 2006 à Kyoto, il a été décidé de mettre en œuvre ces changements dans les normes à venir.

La conversion des nombres «d'exactitude» et de «fidélité» en les nombres équivalents «d'incertitude» exige la connaissance de l'origine des nombres. Le facteur de couverture du nombre original peut avoir été 1, 2, 3 ou quelque autre nombre. La spécification d'un fabricant qui peut parfois être décrite par une distribution rectangulaire conduira à un nombre de conversion de $1/\sqrt{3}$. Le facteur de couverture approprié a été utilisé pour convertir le nombre d'origine en l'incertitude-type équivalente. Le processus de conversion n'est pas quelque chose que l'utilisateur de la norme doit traiter pour la conformité aux normes du TC/CE 90, il est expliqué ici uniquement pour informer l'utilisateur sur la manière dont les nombres ont été changés dans ce processus. Le processus de conversion en la terminologie d'incertitude n'altère pas le besoin de l'utilisateur d'évaluer l'incertitude de ses mesures afin de déterminer si les critères de la norme sont satisfaits.

Les procédures données dans les grandes lignes dans les normes de mesure du TC/CE 90 ont été conçues pour limiter l'incertitude de toute grandeur susceptible d'influencer la mesure, sur la base du jugement technique du convocateur et de l'analyse de la propagation des erreurs. Dans la mesure du possible, ces normes ont des limites simples pour l'influence de certaines grandeurs et, de ce fait, il n'est pas exigé de l'utilisateur qu'il évalue l'incertitude de ces grandeurs. L'incertitude globale d'un étalon a ensuite été confirmée par une comparaison interlaboratoire.

B.2 Définitions

Les définitions statistiques peuvent être trouvées dans trois sources: le GUM, le Vocabulaire international de métrologie -- Concepts fondamentaux et généraux et termes associés (VIM, International Vocabulary of Basic and General Terms in Metrology) [2], et le document «NIST Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results (NIST)» [3]. Les termes statistiques utilisés dans la présente norme ne sont pas tous définis de façon explicite dans le GUM. Par exemple, les termes «incertitude-type relative» et

⁵ Les chiffres entre crochets renvoient à des documents de référence contenus dans l'Article B.5 de la présente Annexe.

«incertitude-type combinée relative» sont utilisés dans le GUM (5.1.6, Annexe J) mais ne sont pas formellement définis dans le GUM (voir [3]).

B.3 Considération relative au concept d'incertitude

Les évaluations statistiques dans le passé utilisaient fréquemment le Coefficient de variation (CV) qui est l'écart type divisé par la moyenne (remarque: le CV est souvent appelé écart-type relatif). De telles évaluations ont été utilisées pour évaluer la fidélité des mesures et donner l'étroitesse des essais répétés. L'incertitude-type (SU, standard uncertainty) dépend plus du nombre d'essais répétés et moins de la moyenne que le CV et donne donc dans certains cas une image plus réaliste de la dispersion des données et du jugement d'essai. L'exemple ci-dessous montre un ensemble de mesures de tension de dérive et de fuite électroniques issues de deux extensomètres nominalement identiques utilisant le même conditionneur de signal et le même système d'acquisition de données. Les $n = 10$ paires de données sont prises au hasard dans une feuille de calcul de 32 000 cellules. Ici, l'extensomètre numéro 1 (E_1) est à une position de décalage nul alors que l'extensomètre numéro 2 (E_2) est dévié de 1 mm. Les signaux de sortie sont exprimés en volts.

Tableau B.1 – Signaux de sortie de deux extensomètres nominalement identiques

Signal de sortie [V]	
E_1	E_2
0,001 220 70	2,334 594 73
0,000 610 35	2,334 289 55
0,001 525 88	2,334 289 55
0,001 220 70	2,334 594 73
0,001 525 88	2,334 594 73
0,001 220 70	2,333 984 38
0,001 525 88	2,334 289 55
0,000 915 53	2,334 289 55
0,000 915 53	2,334 594 73
0,001 220 70	2,334 594 73

Tableau B.2 – Valeurs moyennes de deux signaux de sortie

Moyenne ($\bar{X}$) [V]	
E_1	E_2
0,001 190 19	2,334 411 62

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^n X_i}{n} \quad [V] \quad (B.1)$$

Tableau B.3 – Écart types expérimentaux de deux signaux de sortie

Écart type expérimental (s) [V]	
E_1	E_2
0,000 303 48	0,000 213 381

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2} \quad [V] \quad (B.2)$$

Tableau B.4 – Incertitudes-types de deux signaux de sortie

Incertitude-type (u) [V]	
E_1	E_2
0,000 095 97	0,000 067 48

$$u = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad [V] \quad (B.3)$$

Tableau B.5 – Coefficients de variation de deux signaux de sortie

Coefficient de variation (CV) [%]	
E_1	E_2
25,498 2	0,009 1

$$CV = \frac{s}{\bar{X}} \quad (B.4)$$

L'incertitude-type est très similaire pour les déviations des deux extensomètres. Par contre, le coefficient de variation CV est différent de presque un facteur 2 800 entre les deux jeux de données. Cela montre l'avantage d'utiliser l'incertitude-type qui est indépendante de la valeur moyenne.

B.4 Exemple d'évaluation de l'incertitude pour les étalons du TC/CE 90

La valeur observée d'une mesure ne coïncide habituellement pas avec la valeur vraie de la mesure. La valeur observée peut être considérée comme une estimation de la valeur vraie. L'incertitude est partie intégrante de «l'erreur de mesure» qui est une partie intrinsèque de n'importe quelle mesure. La grandeur de l'incertitude non seulement est une mesure de la qualité métrologique des mesures mais aussi améliore la connaissance relative à la procédure de mesure. Le résultat de toute mesure physique est constitué de deux parties: une estimation de la valeur vraie du mesurande et incertitude de cette «meilleure» estimation. Le GUM, dans le présent contexte, est un guide pour une documentation normalisée transparente de la procédure de mesure. On peut essayer de mesurer la valeur vraie en mesurant la «meilleure estimation» et en utilisant les évaluations de l'incertitude qui peuvent être considérées comme étant de deux types: les incertitudes de type A (mesures répétées dans un laboratoire exprimées en général sous forme de distributions gaussiennes) et les incertitudes de type B (expérimentations antérieures, données bibliographiques, informations fournies par le fabricant, etc. souvent présentées sous la forme de distributions rectangulaires).

Le calcul de l'incertitude utilisant la procédure du GUM est illustré dans l'exemple suivant:

- a) L'utilisateur doit dériver dans une première étape un modèle de mesure mathématique sous forme de mesurande identifié en fonction de toutes les grandeurs d'entrée. Un exemple simple d'un tel modèle est donné pour l'incertitude de la mesure d'une force à l'aide d'une cellule de charge:

Force en tant que mesurande = W (poids de l'étalon tel que prévu) + d_W (données du fabricant) + d_R (vérifications répétées du poids de l'étalon par jour) + d_{Re} (reproductibilité des vérifications à des jours différents).

Ici, les grandeurs d'entrée sont: le poids mesuré des poids étalons en utilisant des balances différentes (Type A), les données du fabricant (Type B), les résultats d'essais répétés en utilisant le système numérique électronique (Type B), et la reproductibilité des valeurs finales mesurées en des jours différents (Type B).

- b) Il convient que l'utilisateur identifie le type de distribution pour chaque grandeur d'entrée (par exemple: distributions gaussiennes pour les mesures de type A et distributions rectangulaires pour les mesures de type B).

- c) Évaluer l'incertitude-type des mesures du type A,

$u_A = \frac{s}{\sqrt{n}}$ où s est l'écart type expérimental et n est le nombre total des points de données mesurés.

- d) Évaluer les incertitudes-types des mesures du type B:

$u_B = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot d_W^2 + \dots}$ où d_W est la plage des valeurs de distribution rectangulaire

- e) Calculer l'incertitude-type combinée pour le mesurande en combinant toutes les incertitudes-types à l'aide de l'expression:

$$u_c = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}$$

Dans ce cas, il a été supposé l'absence de corrélation entre les grandeurs d'entrée. Si l'équation du modèle comporte des termes avec des produits ou des quotients, l'incertitude-type combinée est évaluée en utilisant des dérivées partielles et la relation devient plus complexe en raison des coefficients de sensibilité [4, 5].

- f) Facultativement - l'incertitude-type composée de l'estimation du mesurande communiqué dans le rapport peut être multipliée par un facteur de couverture (par exemple: 1 pour 68 %, 2 pour 95 % ou 3 pour 99 %) afin d'augmenter la probabilité que le mesurande puisse être censé se situer dans l'intervalle.
- g) Consigner dans le rapport ce résultat comme étant l'estimation du mesurande $\pm$ l'incertitude élargie, accompagnée de l'unité de mesure et, à tout le moins, énoncer le facteur de couverture utilisé pour calculer l'incertitude élargie et la probabilité de couverture estimée.

Pour faciliter le calcul et normaliser la procédure, l'utilisation de logiciels commerciaux certifiés adéquats est une méthode directe qui réduit la quantité de tâches de routine [6, 7]. En particulier, l'utilisation d'un tel logiciel permet d'obtenir facilement les dérivées partielles indiquées. Des références supplémentaires pour les lignes directrices relatives aux incertitudes de mesure sont données les documents de référence [3, 8, et 9].

B.5 Documents de référence de l'Annexe B

- [1] Guide ISO/CEI 98-3:2008, *Incertitude de mesure -- Partie 3: Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure* (GUM:1995)
- [2] Guide ISO/CEI 99:2007, *Vocabulaire international de métrologie -- Concepts fondamentaux et généraux et termes associés* (VIM)
- [3] TAYLOR, B.N. and KUYATT, C.E. *Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results*. NIST Technical Note 1297, 1994 (Disponible à l'adresse < <http://www.nist.gov/pml/pubs/tn1297/index.cfm> >) [Cité 2011-05-24]
- [4] KRAGTEN, J., *Calculating standard deviations and confidence intervals with a universally applicable spreadsheet technique*, Analyst, 119, 2161-2166 (1994)
- [5] EURACHEM / CITAC Guide CG 4 Second edition:2000, *Quantifying Uncertainty in Analytical Measurement*
- [6] Disponible à l'adresse <http://www.gum.dk/e-wb-home/gw_home.html>[Cité 2011-05-24]
- [7] Disponible à l'adresse <<http://www.isgmax.com/>>[Cité 2011-05-24]

- [8] CHURCHILL, E., HARRY, H.K., and COLLE, R., *Expression of the Uncertainties of Final Measurement Results*. NBS Special Publication 644 (1983)
- [9] JAB NOTE Edition 1:2003, *Estimation of Measurement Uncertainty (Electrical Testing / High Power Testing)*. (Disponible à l'adresse <<http://www.jab.or.jp>>) [Cité 2011-05-24]

Bibliographie

- [1] WILLEMSSEN, BA. HTS filter subsystems for wireless telecommunications. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2001, 11, No. 1, p. 60.
- [2] PIEL, H., and MÜLLER, G. The microwave surface impedance of high T_C superconductors. *IEEE Trans. Magnet.* 1991, 27, p. 854.
- [3] OATES, DE., Anderson, AC., Sheen, DM., Ali, SM., *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 39, 1522 (1991).
- [4] PORCH, A., LANCASTER, MJ., and HUMPHREYS, R. Coplanar resonator technique for the determination of the surface impedance of patterned thin films. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1995, 43, No. 2, p. 306.
- [5] TABER, RC. A parallel plate resonator technique for microwave loss measurements on superconductors. *Rev. Sci. Instrum.* 1990, 61, p. 2200.
- [6] SHEN, Z.-Y., WILKER, C., PANG, P., HOLSTEIN, WL., FACE, DW. and KOUNTZ, DJ. High T_C superconductor-sapphire microwave resonator with extremely high Q-values up to 90 K. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1992, 40, p.2424.
- [7] KRUPKA, J., KLINGER, M., KUHN, M., BARANYAK, A., STILLER, M., HINKEN, J. and MODELSKI, J. Surface resistance measurements of HTS films by means of sapphire dielectric resonators. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 1993, 30, p. 3043.
- [8] TELLMAN, N., KLEIN, N., DÄHNE, U., SCHOLEN, A., SCHULZ, H. and CHALOUPKA, H. High-Q LaAlO_3 dielectric resonators shielded by YBCO-films. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1994, 4, p. 143.
- [9] KOBAYASHI, Y. and YOSHIKAWA, H. Microwave measurements of surface impedance of high- T_C superconductors using two modes in a dielectric rod resonator. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1998, 46, p.2524.
- [10] MAZIERSKA, J. Dielectric resonator as a possible standard for characterization of high temperature superconducting films for microwave applications. *J. Supercond.* 1997, 10, p. 73.
- [11] Voir CEI 61788-7:2006, listée dans les Références normatives..
- [12] KLEIN, N., CHALOUPKA, H., MÜLLER, G., ORBACH, S., PIEL, H., ROAS, B., SCHULZ, H., KLEIN, U., PEINIGER, M. The effective microwave surface impedance of high T_C thin films. *J. Appl. Phys.* 1990, 67, p. 6940.
- [13] LEE, JH., YANG, WI., KIM, MJ., BOOTH, JC., LEONG, K., SCHIMA, S., RUDMAN, D., LEE, SY. Accurate measurements of the intrinsic surface impedance of thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Films using a modified two-tone resonator method. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005, 15, p. 3700.
- [14] HASHIMOTO, T. and KOBAYASHI, Y. Frequency dependence measurements of surface resistance of superconductors using four modes in a sapphire rod resonator. *IEICE Trans. ELECTRONICS*, 2003, Vol. E86-c, 8, p1721.
- [15] PETERSON, J. and ANLAGE, SM. Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators: comparison of methods. *J. Appl. Phys.* 1998, 84, p. 3392.

- [16] LEONG, K. and MAZIERSKA, Precise measurements of the Q factor of dielectric resonators in the transmission mode-Accounting for noise, crosstalk, delay of uncalibrated lines, and coupling reactance. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2002, 50, p. 2115.
 - [17] HAN, HK., LEE, JH., YANG, WI., LEE, SG., LEE, SY. Frequency dependence of the effective surface resistance of thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductor films. *J. Korean Phys. Soc.* 2006, 48, p.113.
 - [18] Voir par exemple 3 HEIN, M., High-temperature superconductor thin films at microwave frequencies, *STMP 155* (Springer-Verlag, Berlin, 1999), Chap. 2".
-

INTERNATIONAL
ELECTROTECHNICAL
COMMISSION

3, rue de Varembé
PO Box 131
CH-1211 Geneva 20
Switzerland

Tel: + 41 22 919 02 11
Fax: + 41 22 919 03 00
info@iec.ch
www.iec.ch