

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-85/1(P)
15 Gennaio 1985

R.Boni, V.Chimenti, B.Spataro, F.Tazzioli, P.Fernandes and R.Parodi:
DISCHARGE PHENOMENA IN HIGH-VACUUM RESONANT CAVITIES

(To appear on the Proceedings of "V Riunione Nazionale
di Elettromagnetismo Applicato",
Saint Vincent, Ottobre 1984)

DISCHARGE PHENOMENA IN HIGH-VACUUM RESONANT CAVITIES

R. Boni, V. Chimenti, B. Spataro, F. Tazzioli
INFN - Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati

P. Fernandes
CNR - Istituto Matematica Applicata, Genova

R. Parodi
INFN - Sezione di Genova

(To appear on the Proceedings of "V Riunione Nazionale di Elettromagnetismo Applicato",
Saint Vincent, Ottobre 1984)

ABSTRACT

In designing radiofrequency (RF) cavities to be used in e^+/e^- storage rings, electron discharges like multipacting (m.p.) should be taken into account in choosing the best resonator shape in order to achieve both the highest accelerating field per unit power and immunity from discharges. We have developed, by adapting and improving existing codes (i.e. LALA from Los Alamos, MULTPAC from Karlsruhe and LALAGE from INFN, Genova), a computer code package for azimuthally symmetric RF cavities, to compute RF properties of resonators and simulate m.p. phenomena and electron discharges.

An application of the code to explain the limitations on accelerating field in the RF cavity of the Adone storage ring is presented.

1.- INTRODUCTION

High vacuum radiofrequency (RF) cavity resonators are widely used in particle accelerators. In the storage rings, where the RF frequency ranges from 10 to 1000 MHz, they are very simple standing-wave devices, usually made by one cell or by a limited number of coupled cells (three or five). In the following note we refer to single cell cavities with accelerating voltages of some hundreds of kilovolts, to be used in e^+/e^- storage rings.

The resonant frequency of the cavities is a multiple of the particle revolution frequency and its choice depends on the physics of the machine, whose aspects will not be discussed here. We want to point out that, apart from the physics of the machine, the design of the resonator must allow for the highest accelerating field per unit power and the cheapest structure. Finally, owing to the ultra high-vacuum

working conditions, much care has to be taken in order to avoid vacuum discharges.

Two kinds of discharges are possible:

- a) electron emission from points of the internal cavity surface, due to high electric field;
- b) resonant discharges or "multipacting".

The latter, described further down, is the most troublesome because it also happens at low and localized electric field values and inhibits the cavity operation over wide ranges of gap voltages. The computation method, presented in this paper, is also suited for superconducting cavities, even though we refer here to accelerating structures at room temperature.

A computer code developed and optimized to simulate electron discharges in RF cavities and to compute the main parameters for a given geometry, is described in the following. It allows the designer to develop the design of the resonator having in mind as goals to achieve both the best electrical features and the immunity from vacuum resonant discharges. A comparison between the results obtained by simulating the m.p. with this computer code and the experimental data of the Adone cavity is presented.

2.- DISCHARGES IN EVACUATED RF CAVITIES

The vacuum resonant discharge, or "multipacting" leads to a resonant multiplication of the electrons, accelerated and deflected by the E.M. field of the cavity; the particles oscillate between two points of the resonator inner surface.

The electron multiplication occurs when the kinematics of the particle motion is properly related to the time, between two consecutive collisions and with the energy of collisions.

We can distinguish two different types⁽¹⁾ of m.p. in RF cavities: the "two points" m.p. and the "one point" m.p.

- The "two-points m.p." is due to electrons leaving the surface when the electric field is as follows:

$$E = E_0 \sin(\omega t + \varphi) , \quad \text{for } t = 0 \quad \text{and } \varphi = 0 . \quad (1)$$

In this case, the time interval between two collisions is a half-integer number of RF cycles.

The "two-point m.p." takes place in the weak magnetic field region, i.e. between the accelerating electrodes, where the E field is nearly uniform. In a uniform E field, the integration of the motion equation is easy. One can find the field condition and the electron collision energy for which the resonant discharge is possible

$$E(n) = 0.715 F_d^2 / (2n - 1) \quad \epsilon \propto (fd/n)^2 \quad \text{with } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

and E in MV/m, f in GHz, d in cm (distance between electrodes).

The resonant discharge becomes possible when the collision energy (ϵ) is high enough (≈ 350 eV), to allow the secondary emission coefficient of the cavity walls to become greater than one.

- The "one-point m.p." occurs when the particles are extracted in E.M. fields as follows:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= E_0 \sin(\omega t + \varphi) \vec{n} \\ \vec{B} &= B_0 \cos(\omega t + \varphi) \vec{\phi} \end{aligned} \right\} \quad \text{for } t = 0 \quad \text{and } \varphi = \pi/2 . \quad (3)$$

The electrons collide with the cavity surface near the starting point, after an integer number of RF cycles, having been deflected by H field. The solution of the motion equation of these particles, is only possible with a numerical integration. Nevertheless, a simplified criterion can be stated as follows.

The conditions for a resonant discharge are fulfilled if the particle cyclotron frequency is nearly equal to the RF cavity frequency or to its submultiples. Therefore:

$$B \propto f/n. \quad (4)$$

The energy of the collisions for an electron is given by:

$$\varepsilon = a \left(\frac{E_{\perp}}{f} \right)^2 \text{ (MeV)} \quad (5)$$

where:

E_{\perp} (in MV/m) is the field orthogonal to the resonator surface in the region where (4) is verified;

n is the order of m.p. level;

f is the frequency in GHz and $a = 7.6 \times 10^{-3}$.

The condition for multiple discharges is again related to the energy of collisions so that the secondary emission coefficient is greater than one. Therefore, "one-point m.p." orbits may exist in the boundary regions of the resonators, where the H field has the maximum value and the E field is a small fraction (1-10%) of the accelerating field.

The simulation of discharges under-vacuum can be made by numerical integration of the equations of the particle motion. The map of electric and magnetic field must be computed with great accuracy; in fact, the lengths of the m.p. trajectories are a small part of the dimensions of the resonators and they develop in the vicinity of the cavity boundaries.

3.- NUMERICAL SIMULATION METHODS OF RF FIELDS

The computer codes OSCAR-2D⁽²⁾ and TRAJRIEN have been developed for resonator design and simulation of resonant discharge phenomena. The OSCAR-2D code computes the field distribution and the resonant frequency of a cavity, by solving an eigenvalue problem for a partial differential equation. Since the TM_{0ln}'s of cylindrical symmetry resonator are the modes of interest, we must solve a two-dimensional problem for a longitudinal section of the resonator.

The calculation makes use of the well known Helmholtz vectorial equation:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = k^2 \vec{H} \quad \text{with} \quad k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \quad (6)$$

derived from Maxwell equations and valid for vacuum and for sinusoidal fields. For the TM_{0ln} modes in cylindrical coordinates, the only field components different from zero are: H_{φ} , E_r and E_z .

The following scalar equation can be obtained:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + k^2 F = 0 \quad \text{taking} \quad F = r \cdot H_{\varphi}(r, z). \quad (7)$$

From the boundary conditions for E.M. fields:

- a) $\vec{E} \times \vec{n} = 0$; $\vec{H} \cdot \vec{n} = 0$ (conducting walls and symmetry planes)
- b) $\vec{E} \cdot \vec{n} = 0$; $\vec{H} \times \vec{n} = 0$ (axis and skew-symmetry planes).

From the above conditions stem the following ones:

- a) $\partial F / \partial n = 0$ Neumann condition
- b) $F = 0$ Dirichlet condition.

The eigenvalue can be calculated as:

$$k^2 = \frac{\iiint \vec{H} \cdot \nabla_x \nabla_x \vec{H} \, dV}{\iiint H^2 \, dV} = \frac{\iiint (\nabla_x \vec{H})^2 \, dV}{\iiint H^2 \, dV} \quad (8)$$

or :

$$k^2 = \frac{\iint \frac{1}{r^2} \left[\left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)^2 \right] r \, dr \, dz}{\iint \frac{1}{r^2} F^2 r \, dr \, dz} \quad (9)$$

where the integrals are performed over the inner surface of the cavity.

The differential equation (7) is numerically solved in a regular square mesh and the PSOR calculation method avoids storing in memory the coefficients of (7) for each mesh, making possible the use of a great number of computation points with relatively brief time solution. Typically, 300-500 sec are needed for running programs with 10,000 points with a computer VAX11/780. The engaged computer memory and the execution time vary proportionally with the number of the computation points.

The field distribution, in each region of the resonant structures, is computed with great accuracy owing to the large number of the computation points. The OSCAR-2D code, besides the resonant frequency, furnishes all the main features required for understanding the behaviour of the cavity as an accelerating device, i.e. the quality factor Q , the shunt-impedance Z_{sh} , the power dissipated in different regions of the cavity surface, the energy gain for particles moving with a given velocity and with a given phase relation to the RF field.

4.- NUMERICAL SIMULATION OF RESONANT DISCHARGES (m.p.)

The TRAJRIEN code, that has been developed for the simulation of the resonant discharge phenomena, integrates the relativistic equations of the motion of electrons in the RF fields of devices under investigation. The RF field distribution used for computing the trajectories is taken from the OSCAR-2D code for the cavity under examination.

The simulation makes use of the fields H_φ , E_r and E_z whose values are known at the crossing points of the square mesh. An electron, starting from any position inside the cavity with some initial conditions (i.e. energy, direction, RF phase and RF gap voltage), is followed, by solving the motion equations, during its evolution under the action of e.m. fields until it impacts with the walls of the resonator. The process of the re-emission from the surfaces can be a back-scattering of the same particle or the emission of secondary electrons, whose motion in the RF fields is followed until a new impact. The simulation process stops at the 15th cycle of radiofrequency if:

- a) if the phase difference between two following impacts is less than 10° ;
- b) if the product between emission efficiency and emission energy is less than 2 eV;
- c) after a number of RF cycles given by the program list.

5.- ANALYSIS OF ADONE's CAVITY

By means of the two computer codes described above we have studied the behaviour of the accelerating cavity of the Adone storage ring and compared experimental to computer data.

Figure 1 shows a quadrant of the longitudinal section of the cavity evidencing the flux lines of the electric field.

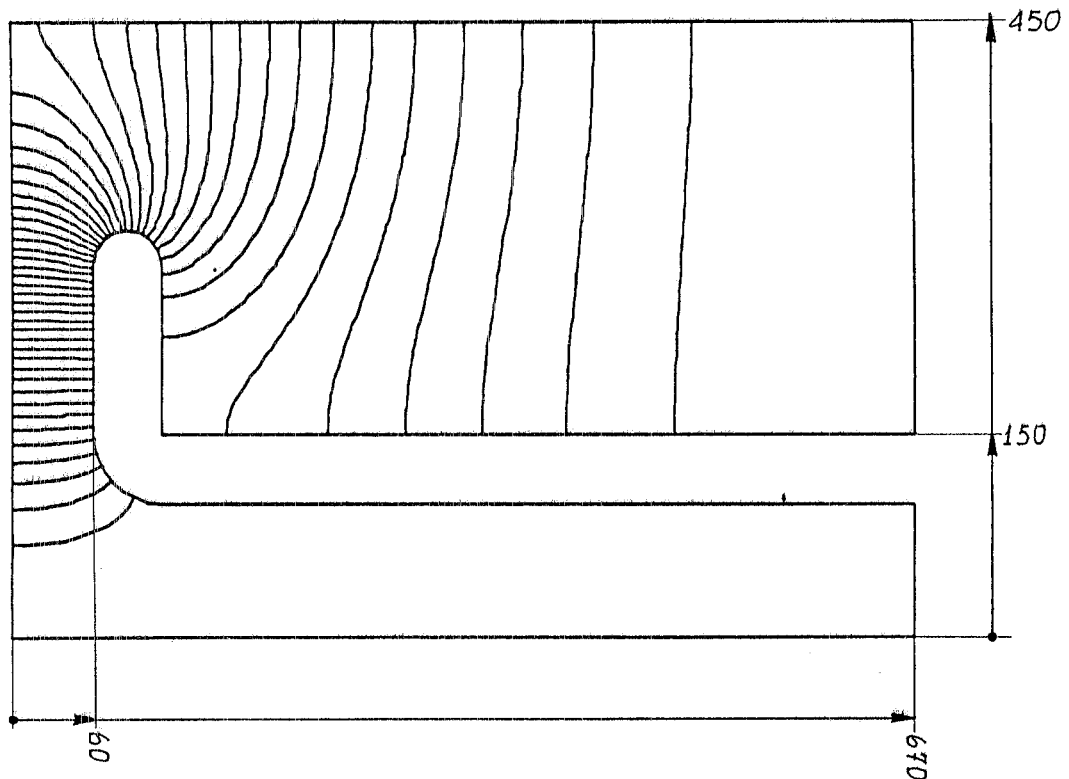


FIG. 1 - Section view of RF Adone's cavity (dimensions in mm).

The Adone's cavity operation is inhibited for a range of accelerating voltages, approximatively between 30 and 80 kV. This m.p. threshold can be overcome only by means of very fast RF switching, with a peak power much greater than that needed for regime operation. This causes serious problems to the RF equipments⁽³⁾.

The results of simulation with TRAJRIEN CODE, show that, for accelerating gap voltages of about 80 kV, a multipacting level exists in the proximity of the end-flange region of the cavity. This region presents weak electric field and intense magnetic field. The m.p. level is due to electrons leaving the surface of the end-flanges with an RF phase angle $\varphi \approx 90^\circ$.

A typical "one-point m.p." trajectory is shown in Fig. 2. It relates to the Adone cavity and to a gap voltage of 80 kV.

It can be deduced from the figure that the trajectories are located near the corner between the flange and the inner cylinder.

For higher e.m. fields (i.e. higher gap voltages), no m.p. levels have been found. From eq.(4), this means that the 80 kV m.p. level is a first order level.

The resonant discharges can be monitored by examining the shape of the decay of the RF cavity voltage sampled through a small coupling loop. Without discharge phenomena, the decay of the RF voltage has the well known exponential shape, determined by the quality factor of the resonator.

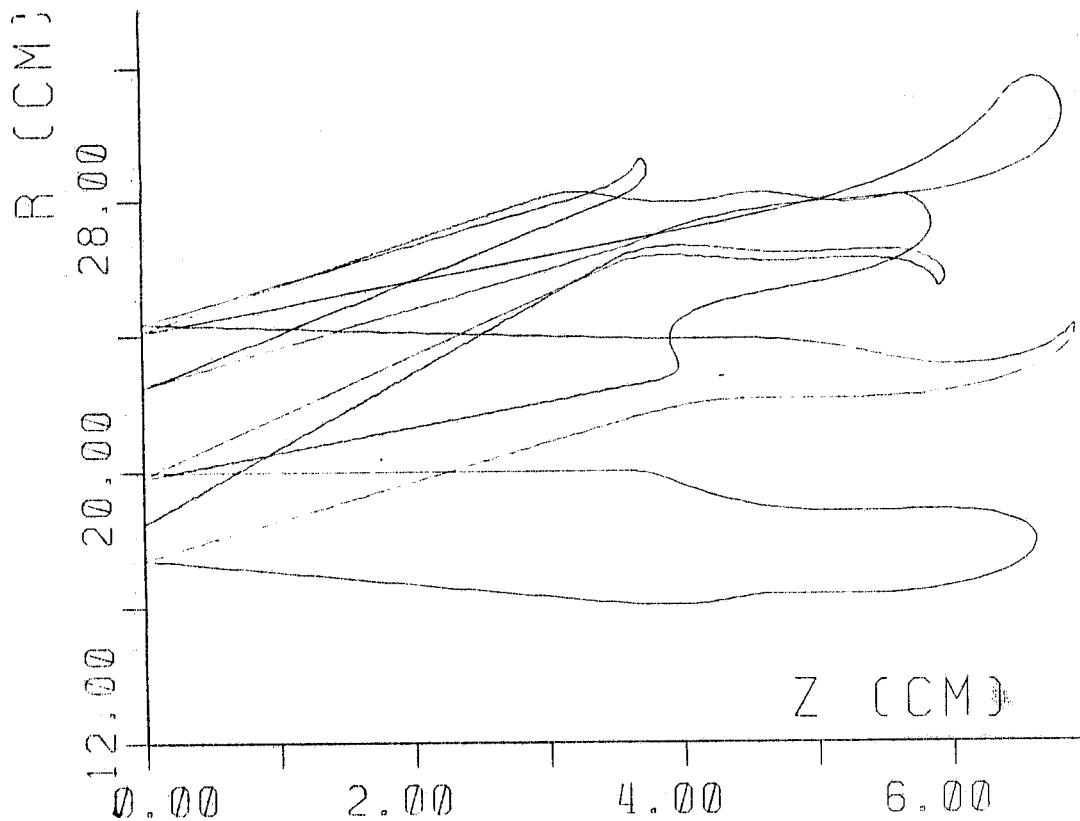


FIG. 2 - Typical "one-point m.p." trajectories.

The presence of a m.p. level causes an abrupt increase in the losses and therefore a sharp variation of the slope of RF decay.

Fig. 3 shows the tail of an RF pulse evidencing the m.p. levels and having a good agreement with the computer model. The lowest m.p. levels shown in figure are due to "two-points m.p." between the capacitance plates of the resonator and confirmed by TRAJRIEN.

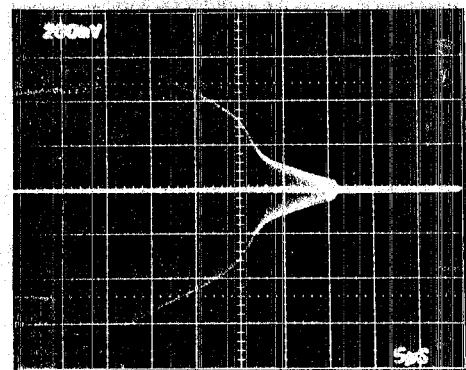


FIG. 3 - Tail of an RF pulse, evidencing the m.p. levels for a 50 kV/cm RF gap voltage.

6.- CONCLUSIONS

The results obtained with OSCAR-2D and TRAJRIEN codes developed and set-up by our group, have shown a good matching with the experimental properties of the RF cavity resonator and their reliability has been satisfactorily demonstrated.

A new cavity resonator is in project for the Frascati storage ring. The goal of the design is a device with the lowest possible level of vacuum discharges, besides the usual electrical and mechanical requisites.

An experimental program with a 1/3 scale cavity model is in course. We intend to investigate the dependence of m.p. discharges on cavity geometry and surface characteristics.

ACKNOWLEDGEMENTS

We are indebted to Dr. J.Halbritter of KFK Karlsruhe who supplied us with his original program for tracking multipacting electrons.

REFERENCES

- (1) - J.Halbritter, Electron loading of superconducting RF cavities, Particle Accelerator Conference, 1972, Vol. 3, pp. 163-174.
- (2) - P.Fernandes and R.Parodi, Computation of E.M. fields in multicell resonant structures for particle acceleration, IEEE Trans. on Magnetics, May (1983).
- (3) - R.Boni et al., Experience with a 51 MHz, 200 kV, Aluminium RF cavity, Particle Accelerator Conference 1983, Vol. 2, pp. 3566-3568.

85/1

STUDIO DI FENOMENI DI SCARICA IN CAVITA' RISONANTI SOTTOVUOTO

R. Boni*, V. Chimenti*, P. Fernandes°, R. Parodi+,
B. Spataro*, F. Tazzioli*, M. Vescovi*

ABSTRACT. In designing a radio-frequency (RF) cavity to be used in a e⁺e⁻ storage ring we need to take into account resonant electron discharges like Multipactoring together with the best resonator shape in order to achieve the highest accelerating field per unit power.

We have developed a computer code package for azimuthally symmetric RF cavities to compute RF properties of resonators and simulate Multipactoring phenomena and electron discharges.

The code was used to explain the limitation on maximum achievable RF accelerating field in the RF cavity of the ADONE storage ring.

Introduzione. Cavità risonanti a radio-frequenza (RF), sotto vuoto spinto, sono utilizzate in vari acceleratori circolari di particelle ed in particolare negli anelli di accumulazione. In questi esse operano nell'intervallo di frequenza 10-1000 MHz e sono generalmente strutture a onda stazionaria, molto semplici, cioè costituite da una sola cella o da un numero limitato (tre o cinque) celle accoppiate tra loro. Nel seguito ci riferiremo a cavità a una sola cella impiegate in anelli di accumulazione per e⁺e⁻ di energia fino a qualche GeV; ogni cella deve fornire al fascio tensioni dell'ordine di alcune centinaia di KV.

La scelta della frequenza di lavoro dei risonatori, che deve essere un multiplo della frequenza di rivoluzione delle particelle nell'acceleratore, dipende da molti fattori inerenti al progetto generale della macchina, sui quali non ci dilungheremo. Ricorderemo qui che, una volta soddisfatte le altre esigenze per l'economia generale, la scelta della frequenza della cavità e il dimensionamento di questa devono consentire di ottenere il più elevato campo accelerante possibile per unità di potenza a radio-frequenza impiegata ed inoltre di rendere minimo il costo delle strutture.

Infine, poiché le cavità in questione operano in condizioni di ultra vuoto (<10⁻⁹ Torr), grande cura deve essere posta nell'evitare il più possibile i fenomeni di scarica sotto vuoto. Come è noto, questi sono di due tipi: emissione di elettroni da punti della superficie dove il campo elettrico è eccessivo e scariche risonanti. Quest'ultime, che

verranno descritte nel seguito, sono le più insidiose perchè si verificano anche per valori moderati di campo elettrico locale e spesso inibiscono il funzionamento della cavità su intere fasce di valori della tensione. Anche se nel seguito faremo riferimento soprattutto a cavità con pareti conduttrici normali, a temperatura ambiente, la maggior parte dei metodi di calcolo che esporremo sono validi anche per cavità superconduttrici.

In questo articolo viene descritto un insieme di codici di calcolo, appositamente sviluppati per cavità risonanti, mediante i quali è possibile effettuare la simulazione di scariche elettroniche in cavità a radio-frequenza e calcolare i parametri salienti delle cavità stesse, data la loro geometria. In tal modo è possibile, in fase di progetto, studiare la geometria della cavità in modo da accoppiare le migliori caratteristiche a radio-frequenza con l'immunità dalle scariche risonanti sotto vuoto.

Verrà presentato un confronto tra i risultati ottenuti simulando le scariche con il codice suddetto e i dati sperimentali rilevati sulla cavità risonante a 51.4 MHz sull'anello ADONE dei Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN.

Scariche sotto vuoto in cavità a radio-frequenza.

La scarica risonante sotto vuoto, o "multipacting", è un fenomeno di moltiplicazione risonante di elettroni in cui questi sono accelerati e deflessi in campi elettrico e magnetico nella cavità; essi hanno quindi la possibilità di oscillare fra due punti della superficie del risonatore.

La moltiplicazione degli elettroni avviene quando essi soddisfano certe relazioni cinematiche e fisiche riguardanti il tempo di volo tra due impatti successivi e l'energia di impatto. Tale fenomeno determina delle bande di interdizione per la tensione in cavità.

I meccanismi di multipacting in cavità a radio-frequenza sono sostanzialmente di due tipi^[1].

- Il multipacting a due punti che corrisponde a elettroni emessi in un campo elettrico avente l'andamento:

$$E = E_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

a t = 0 e φ = 0

e che impiega un numero semi-intero di cicli di radio-frequenza tra due urti successivi.

* LNF-INFN, C.P. 13, 00044 Frascati (Roma)
° IMA-CNR, Via L.B. Alberti, Genova
+ INFN-Sezione di Genova, Via Dodecaneso, 33

Tale tipo di scarica si sviluppa nelle regioni della cavità in cui il campo magnetico è molto basso, tanto che il suo effetto può essere trascurato (per esempio la regione del "gap" tra gli elettrodi acceleranti). In un campo elettrico uniforme risulta immediato integrare le equazioni del moto e ottenere le condizioni di campo e di energia di impatto degli elettroni a cui tale scarica è possibile

$$E(n) = 0.715 f^2 d / (2 n - 1)$$

$$\varepsilon \propto (f d/n)^2 \quad \text{dove } n = 1, 2, 3, \dots$$

con E (MV/m); f (GHz); d (cm) = distanza tra gli elettrodi.

Si ha moltiplicazione risonante quando l'energia di impatto è tale che il coefficiente di emissione secondario del materiale delle pareti della cavità è maggiore di uno.

- Il multipacting ad un punto corrisponde ad elettroni emessi in campi elettrico e magnetico del tipo:

$$\begin{cases} \vec{E} = E_0 \sin(\omega t + \varphi) \vec{n} \\ \vec{B} = B_0 \cos(\omega t + \varphi) \vec{\varphi} \end{cases} \quad \text{per } t = 0 \quad \text{e } \varphi = 90^\circ$$

Tali elettroni urtano la superficie della cavità, dopo un numero intero di cicli di radiofrequenza, in prossimità del punto di partenza, essendo stati deflessi dal campo magnetico. La soluzione delle equazioni del moto di tali elettroni è possibile soltanto mediante integrazione numerica. Pur tuttavia è possibile spiegare il fenomeno nella seguente maniera. Le condizioni di risonanza si ottengono quando la frequenza di ciclotrone dell'elettrone è approssimativamente eguale alla frequenza della radiofrequenza in cavità o ad un suo sottomultiplo. Da ciò segue:

a) $B \propto f/n$

L'energia di impatto dell'elettrone è data da:

b) $\varepsilon = a \left(\frac{E_{\perp}}{f}\right)^2 \text{ MeV}$

dove E (in MV/m) è il campo ortogonale alla superficie del risonatore nella regione in cui la condizione a) è verificata, n è l'ordine del livello; f = GHz; a = 7.6×10^3 .

La condizione di moltiplicazione è ancora una volta che l'energia d'impatto sia tale che il coefficiente d'emissione secondaria per le pareti del risonatore sia maggiore di uno.

Tali orbite di multipactoring ad un punto possono presentarsi nelle zone periferiche dei risonatori dove il campo magnetico è prossimo al massimo ed il campo elettrico relativamente debole ($\approx 1:10\%$ del campo accelerante).

La predisposizione delle scariche sotto vuoto nelle cavità può essere fatta in sede di progetto unicamente mediante integrazione numerica delle equazioni del moto relativistiche degli elettroni nel campo del risonatore in esame.

Poichè, soprattutto nel caso di multipactoring ad un punto, la dimensione delle traiettorie è dell'ordine di circa un decimo delle dimensioni del risonatore, risulta necessario che la mappa dei

campi elettrico e magnetico nel risonatore venga calcolata con grande precisione soprattutto nella regione in cui tali traiettorie si sviluppano cioè nella regione prossima ai contorni del risonatore.

Metodi di simulazione numerica per i campi a radiofrequenza. Per il progetto dei risonatori e la simulazione dei fenomeni di scarica risonante sono stati sviluppati i codici di calcolo OSCAR2D [2] e TRAJRIEN.

Il primo codice calcola la distribuzione dei campi e la frequenza di risonanza di una cavità risolvendo un problema agli autovalori per una equazione differenziale alle derivate parziali.

Poiché i modi di interesse sono quelli di tipo TM_{01} di strutture risonanti a simmetria cilindrica, il problema è bidimensionale e il contorno è una sezione del risonatore in un semipiano assiale.

Sul contorno sono utilizzate sia condizioni di Dirichelet (valore della funzione noto) e Neumann (derivata normale nota).

L'equazione differenziale è la ben nota equazione di Helmholtz vettoriale:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = k^2 \vec{H}; \quad k = \frac{\omega}{c}; \quad c = \text{velocità della luce}$$

che deriva dalle prime due equazioni di Maxwell nel vuoto per campi con dipendenza armonica dal tempo con pulsazione ω .

In coordinate cilindriche (r, φ , z), per i modi TM_{01} le uniche componenti di campo non nulle sono H_{φ} , E_r , E_z che non dipendono dalla coordinata φ .

L'equazione di Helmholtz diventa l'unica equazione scalare:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + k^2 F = 0 \quad (1)$$

con la posizione $F = r \cdot H(r, z)$.

Dalle condizioni al contorno per i campi elettromagnetici:

$$\vec{E} \times \vec{n} = 0; \quad \vec{H} \cdot \vec{n} = 0$$

sui conduttori e piani di simmetria e:

$$\vec{E} \cdot \vec{n} = 0; \quad \vec{H} \times \vec{n} = 0$$

sui piani di antisimmetria, segue:

$$\partial F / \partial n = 0 \quad \text{condizione di Neumann}$$

e $F = 0$ condizione di Dirichelet.

L'autovalore dell'equazione viene calcolato come:

$$k^2 = \frac{\iiint \vec{H} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} \, dV}{\iiint H^2 \, dV} = \frac{\iiint (\vec{\nabla} \times \vec{H})^2 \, dV}{\iiint H^2 \, dV}$$

o in termini di F:

$$k^2 = \frac{\iint \frac{1}{r^2} \left[\left(\frac{\partial F}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2 \right] r \, dr \, dz}{\iint \frac{1}{r^2} F^2 \, r \, dr \, dz}$$

con gli integrali estesi alla superficie interna al contorno della cavità.

L'equazione differenziale (1) viene discretizzata in un reticolo regolare quadrato.

L'impiego di un reticolo regolare a maglia quadrata e del metodo PSOR per risolvere il sistema delle equazioni alle differenze finite permettono di non dover memorizzare i coefficienti delle stesse per tutti i punti del reticolo.

È quindi possibile utilizzare un grande numero di punti di discretizzazione per il problema ed ottenere la soluzione in tempi relativamente brevi. Tipicamente su un VAX 11/780 occorrono 300-500 secondi per problemi aventi circa 10.000 punti.

L'occupazione di memoria e il tempo di esecuzione di una iterazione PSOR variano circa linearmente con il numero dei punti di discretizzazione.

La possibilità di utilizzare un grande numero di punti unitamente alla elevata accuratezza delle condizioni al contorno permettono di conoscere con grande dettaglio la distribuzione dei campi in tutte le regioni del risonatore in esame e quindi di poterli utilizzare senza necessità di ulteriori elaborazioni per l'integrazione delle equazioni del moto degli elettroni.

Il codice OSCAR 2 D calcola oltre la frequenza del risonatore tutti i parametri necessari per poter valutarne le caratteristiche come cavità acceleratrice, in particolare il fattore di merito Q , l'impedenza sincrona in parallelo Z , il guadagno di energia per particelle che si muovono con una certa velocità e una certa fase rispetto al campo a radio-frequenza, le dissipazioni di potenza sulle diverse zone della superficie della cavità.

Metodo di simulazione numerica per le scariche risonanti in cavità Il codice Trajrien sviluppato per la simulazione dei fenomeni di scarica risonante effettua l'integrazione delle equazioni relativistiche del moto degli elettroni nei campi a radio-frequenza dei risonatori in esame. La distribuzione dei campi usata è quella calcolata, per la geometria considerata, con il codice OSCAR-2D.

I campi H_ϕ ed $\vec{E} = (E_r, E_z)$ sono noti nei vertici delle maglie quadrate di un reticolo fino al contorno del risonatore.

La simulazione comincia con un elettrone che parte da una qualunque posizione all'interno della cavità. L'elettrone viene seguito durante la sua evoluzione fino ad un urto contro le pareti del risonatore.

Dopo l'urto due sono i processi di emissione considerati a seconda dell'energia del primario incidente: emissione di veri secondari a diffusione all'indietro.

L'elettrone secondario viene seguito nel suo moto nel campo del risonatore fino ad un nuovo urto che genera nuovi secondari, e così via.

Il tracciamento viene abbandonato: (i) dopo 15 cicli di radiofrequenza; (ii) se la differenza in fase tra due impatti successivi è minore di 10 gradi; (iii) il prodotto resa per energia di emissione è minore di 2 eV.

Analisi della cavità di Adone. Mediante l'insieme dei codici illustrato abbiamo analizzato il comportamento della cavità dell'anello d'accumulazione Adone dei Laboratori di Frascati dell'INFN. Nella figura 1 è mostrato un quadrante della sezione longitudinale della cavità, con le linee di forza del

campo elettrico ricavate mediante OSCAR-2D.

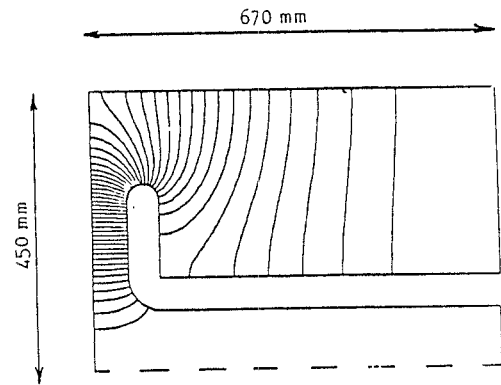


FIG. 1 - Vista della cavità RF di Adone.-

Tale cavità presenta una fascia di tensioni acceleranti interdette compresa circa tra 10 KV e 100 KV. Per superare tale barriera e portare la cavità alla sua tensione di lavoro normale (≈ 200 KV) è necessari una potenza di picco dal generatore molto superiore a quella di regime. Ciò comporta notevoli inconvenienti^[3].

I risultati delle simulazioni mediante Trajrien mostrano che ai campi corrispondenti ad un potenziale acceleratore al gap di 100 KV si nota un livello di multipacting ad un punto concentrato nella regione terminale (flangia di chiusura) della cavità. Tale livello corrisponde ad elettroni che partono dalla superficie della cavità in corrispondenza del picco della radiofrequenza e compiono una traiettoria in un ciclo.

Una serie di traiettorie compiute da tali elettroni è mostrata in fig. 2.

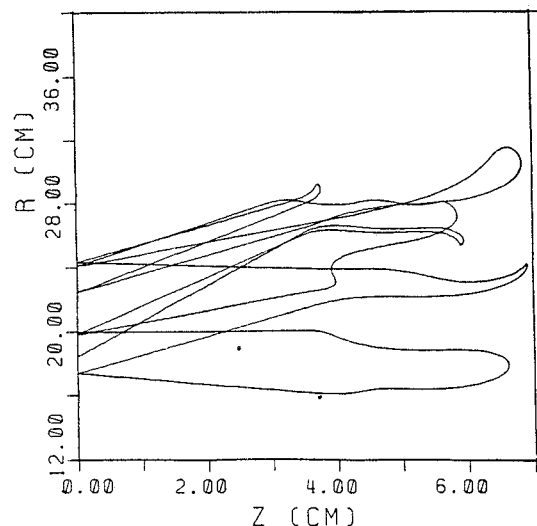


FIG. 2 - Tipica traiettoria di Multipactoring a 2 punti.-

Si nota come i punti di partenza e di impatto di tali elettroni si trovano per tale livello nella regione dell'angolo tra flangia terminale e corpo cilindrico. Per livelli di campo più elevati non è possibile trovare nessuna condizione di risonanza della scarica. Ne segue che il livello corrisponde all'ordine $n = 1$ predicibile con la formula semi-empirica del paragrafo 2.

Dalla simulazione a campi acceleranti corrispondenti a $1/n$ del campo a cui compare tale primo livello si sono rilevati livelli corrispondenti a traiettorie che hanno durata 2, 3, 10 cicli di radio-frequenza fino a tensioni di circa 10 KV.

I livelli di scarica risonante possono essere misurati sperimentalmente osservando la forma del decadimento dell'involuppo della tensione RF in cavità, prelevando un campione del campo magnetico a radio-frequenza mediante una opportuna spira. Tale decadimento, in assenza di fenomeni di scarica, ha una forma esponenziale di durata determinata dal fattore di merito del risuonatore. L'attraversamento di un livello di scarica determina un aumento di perdite e perciò una brusca variazione della pendenza della curva. Nella fig. 3. è mostrato il decadimento dell'involuppo di un impulso a radio-frequenza, dove sono evidenti le transizioni attraverso i livelli di scarica.

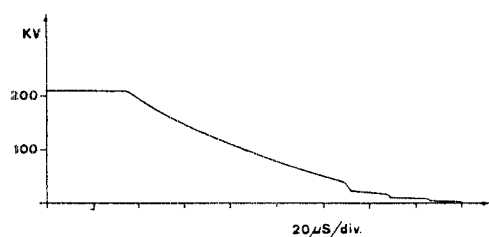


FIG. 3 - Coda dell'impulso R.F. in cui sono visibili i livelli di scarica.-

La forma d'onda sperimentale è in buon accordo con il modello.

Infine, i livelli di scarica presenti a tensioni di pochi KV, visibili all'estrema coda dell'impulso e che non sono spiegabili con livelli di multipacting a un punto di ordine troppo elevato, sono dovuti a multipacting a due punti nel gap di accelerazione. L'esistenza di tali livelli è stata confermata con Trajrien.

Conclusione. L'insieme dei codici OSCAR-2D e Trajrien, messi a punto dal nostro gruppo, ha

mostrato di essere un buono strumento non solo per quanto riguarda il calcolo delle proprietà a radio-frequenza dei risuonatori, ma anche per la previsione dei livelli di campo a cui compaiono le scariche sotto vuoto ed inoltre della loro intensità.

Il confronto di tali simulazioni con i dati sperimentali sulla cavità di Adone depone a favore dell'affidabilità di tali codici.

Questo risultato permetterà la progettazione di una seconda cavità per Adone in particolare, ed in generale di cavità risonanti per acceleratori, mirate non solo ad una ottimizzazione delle caratteristiche a radio-frequenza, ma anche ad eliminare il più possibile, o quanto meno a spostare in zone facilmente superabili, le barriere di multipacting.

E' in corso la costruzione di un modello in scala di cavità a 160 MHz che permetterà di effettuare con più agio studi e verifiche sperimentali.

RINGRAZIAMENTI

Siamo profondamente indebitati con il Dr. J. Halbritter del KFK di Karlsruhe che ci ha fornito il suo programma di simulazione della moltiplicazione di elettroni per effetto secondario in campi a radio-frequenza.

BIBLIOGRAFIA

- [1] J. Halbritter, "Electron loading of superconducting RF cavities". Particle Accelerators, 1972 Vol. 3 pp 163-174.
- [2] P. Fernandes, R. Parodi, "Computation of electromagnetic fields in multicell resonant structures for particle acceleration". IEEE Transaction on Magnetics, Mag 18, 1983.
- [3] R. Boni et al., "Experience with a 51 MHz, 220 KV, Aluminium RF Cavity". Contributed paper to 1983 Particle Accelerators Conference, Santa Fe.