



Agenzia nazionale per le nuove tecnologie,
l'energia e lo sviluppo economico sostenibile



MINISTERO DELLO SVILUPPO ECONOMICO



Ricerca di Sistema elettrico

Studio di Fattibilità Teorico-Sperimentale sull'Analisi per la Misura di Livello di un Sistema Bifase

. Cappelli, F. Cordella, A. Lucchi, G. Tiranti

Report RdS/PAR2013/041

Studio di Fattibilità Teorico-Sperimentale sull'Analisi per la Misura di Livello di un Sistema Bifase

M. Cappelli, F. Cordella, A. Lucchi, G. Tiranti - ENEA

Settembre 2014

Report Ricerca di Sistema Elettrico

Accordo di Programma Ministero dello Sviluppo Economico - ENEA

Piano Annuale di Realizzazione 2013

Area: Produzione di energia elettrica e protezione dell'ambiente

Progetto: Sviluppo competenze scientifiche nel campo della sicurezza nucleare e collaborazione ai programmi internazionali per il nucleare di IV Generazione

Obiettivo: Sviluppo competenze scientifiche nel campo della sicurezza nucleare

Responsabile del Progetto: Mariano Tarantino, ENEA

Titolo

Studio di fattibilità teorico-sperimentale sull'analisi TDR per la misura di livello di un sistema bifase

Descrittori

Tipologia del documento: Rapporto tecnico

Collocazione contrattuale: Accordo di programma ENEA-MSE su sicurezza nucleare e reattori di IV generazione

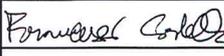
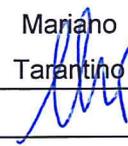
Argomenti trattati: Tecnologia dei reattori nucleari
Strumentazione

Sommario

In questo studio viene proposta un'analisi teorico-sperimentale finalizzata alla realizzazione di un prototipo di sensore per la misura di livello di sistemi bifasici attraverso la tecnica Time Domain Reflectometry (TDR), in previsione della sua sperimentazione su generatori di vapore di tipo "once-through", del tipo di quelli in fase di sperimentazione per il reattore dimostrativo ALFRED. Il presente lavoro si inserisce in un progetto più ampio che prevede una parte teorica e di simulazione per guidare la progettazione del prototipo sperimentale, e una parte sperimentale di test e validazione del modello teorico e della sua applicabilità al caso in esame, nelle condizioni fisiche di impiego. Nella parte teorica viene dapprima affrontato il problema teorico di un sensore coassiale usato come misuratore di livello. Successivamente, viene proposta una modellizzazione teorica per un generatore di vapore di tipo once-through che fornisce utili indicazioni sulle costanti di tempo in gioco nel medio termine per quanto riguarda le risposte alle variazioni dalla condizione di equilibrio. La parte sperimentale si divide in due fasi: dapprima la realizzazione di una sezione sperimentale di prova a pressione e temperatura ambiente, per mezzo della quale si vuole testare, nella maniera più rapida e semplice possibile, la validità generale delle considerazioni teoriche iniziali. In questa fase il problema bifasico non viene ancora affrontato ma vengono invece testate le risposte del sensore in condizioni sia statiche (senza loop idraulico) che dinamiche (con loop idraulico). In una seconda fase, sulla base dei risultati della prima fase, viene testata la riproducibilità dei risultati sperimentali ottenuti con uno studio particolareggiato del problema bifasico. A tal fine è prevista la realizzazione di un loop termo-idraulico in grado di produrre le condizioni sperimentali d'esercizio. In questo documento sono riportati i risultati della prima fase e le linee di sviluppo dell'esperimento per la fase sperimentale successiva.

Note

Autori: M. Cappelli, F.Cordella, A. Lucchi, G. Tiranti

2			NOME			
			FIRMA			
1			NOME			
			FIRMA			
0	EMISSIONE	26/09/2014	NOME	Francesco Cordella	Mariano Tarantino	Mariano Tarantino
			FIRMA			
REV.	DESCRIZIONE	DATA		REDAZIONE	CONVALIDA	APPROVAZIONE

Indice

1.1	PARTE TEORICA	3
1.2	Concetti generali	3
1.3	Caso ideale di linea di trasmissione senza perdite	4
1.4	Caso reale di linea di trasmissione con perdite	5
1.5	Piccole perdite/alta frequenza	6
1.6	Coefficiente di riflessione	7
1.7	TDR	8
1.8	Caratteristiche delle sonde coassiali	10
1.9	Analisi di Fourier del segnale impulsivo	13
1.10	Sensore coassiale	15
1.11	Modello dinamico semplificato per un generatore di vapore once-through	20
1.11.1	Espressioni generali per le quote L_1 e L_2	20
1.11.2	Dinamica non lineare di p , L_1 e L_2	21
1.11.3	Linearizzazione attorno alle condizioni di equilibrio	22
2.	PARTE SPERIMENTALE	25
2.1	Considerazioni generali sulla fattibilità sperimentale	25
2.2	Parametri geometrici della sezione PTA	27
2.3	Assemblato della sezione PTA	29
2.4	Primi risultati sperimentali statici della sezione PTA	32
2.4.1	Test matrix	34
2.5	Conclusioni	37
2.6	Riferimenti	37

1.1 PARTE TEORICA

In questa parte vengono richiamati alcuni concetti teorici sulle linee di trasmissione coassiali e della riflettometria nel dominio del tempo utili per affrontare il problema del sensore adatto alla misura di livello di un sistema bifase.

Inoltre viene esposta una semplice modellizzazione per un generatore di vapore di tipo once-through che fornisce indicazioni utili sulle costanti di tempo delle risposte alle variazioni dalla condizione di equilibrio della pressione e delle quote di inizio e fine evaporazione.

1.2 Concetti generali

Come è noto, considerando un tratto di linea di trasmissione a due conduttori uniforme (con sezione trasversale indipendente da z), tale linea potrà essere descritta da una serie di celle identiche ognuna di lunghezza dz e caratterizzate da i seguenti quattro *parametri primari*:

1. Nel caso di una linea di trasmissione non ideale, in generale ci saranno delle perdite che possono essere schematizzate con una *resistenza R per unità di lunghezza* [Ω/m]. Tale resistenza descrive le perdite dovute al fatto che i conduttori hanno una conducibilità elevata ma finita
2. *induttanza L per unità di lunghezza* [H/m]
3. *conduttanza G di shunt per unità di lunghezza* [S/m] che descrive le perdite nel dielettrico ovvero sia il fatto che in ogni dielettrico reale vi sono delle cariche libere che danno luogo a una corrente quando viene applicato un campo elettrico:
4. *capacità C di shunt per unità di lunghezza* [F/m]

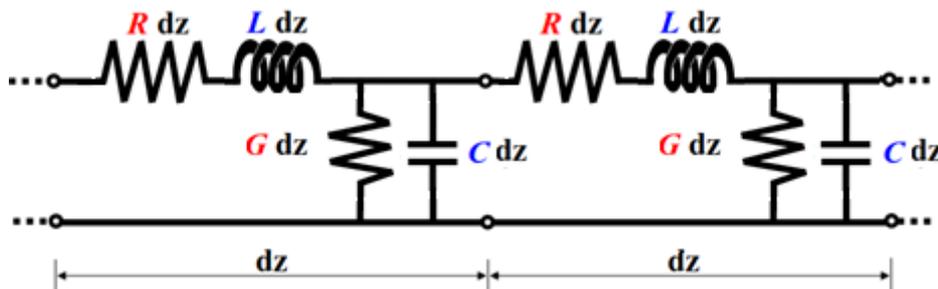


Figura 1: schema di linea di trasmissione

Se $dz \ll \lambda$ (quindi in regime quasi statico) possiamo applicare le leggi di Kirchhoff a una singola cella ottenendo (la prima relazione si ottiene dalla legge di Kirchhoff sulle tensioni, la seconda dalla legge di Kirchhoff delle correnti entrambe applicate alla maglia dz):

$$\begin{cases} v(z,t) - v(z+dz,t) = R dz i(z,t) + L dz \frac{\partial i(z,t)}{\partial t} \\ i(z,t) - i(z+dz,t) = G dz v(z+dz,t) + C dz \frac{\partial v(z+dz,t)}{\partial t} \end{cases} \quad (1)$$

e per dz sufficientemente piccolo si ha l'equazione dei telegrafisti:

$$\begin{cases} -\frac{\partial v(z,t)}{\partial z} = R i(z,t) + L \frac{\partial i(z,t)}{\partial t} \\ -\frac{\partial i(z,t)}{\partial z} = G v(z,t) + C \frac{\partial v(z,t)}{\partial t} \end{cases} \quad (2)$$

L'equazione dei telegrafisti può risciversi come:

$$\begin{cases} \frac{\partial v(z,t)}{\partial z} = -\underbrace{(R + j\omega L)}_Z i(z,t) = -Z i(z,t) \\ \frac{\partial i(z,t)}{\partial z} = -\underbrace{(G + j\omega C)}_Y v(z,t) = -Y v(z,t) \end{cases} \quad (3)$$

e quindi, derivando rispetto a z entrambe, si ha:

$$\begin{cases} \frac{d^2 v(z,t)}{dz^2} = Z \cdot Y \cdot v(z,t) = \gamma^2 \cdot v(z,t) \\ \frac{d^2 i(z,t)}{dz^2} = Z \cdot Y \cdot i(z,t) = \gamma^2 \cdot i(z,t) \end{cases} \quad (4)$$

dove è stata definita l' *impedenza (serie) per unità di lunghezza* della linea

$$Z = (R + j\omega L) \quad (5)$$

e l' *ammettenza (parallelo) per unità di lunghezza* della linea

$$Y = (G + j\omega C) \quad (6)$$

e dove il numero complesso γ è la *costante di propagazione* della linea che vale:

$$\gamma = \sqrt{Z \cdot Y} = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \alpha + j\beta \quad (7)$$

Se si definisce l' *impedenza caratteristica* come:

$$Z_o \equiv \frac{Z}{\gamma} = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (8)$$

e che è l'inverso dell' *ammettenza caratteristica* ($Z_o = \frac{1}{Y_o}$) si ha che le soluzioni delle Eq. (4) si

possono scrivere come:

$$\begin{cases} v(z,t) = v^+ e^{-\gamma z} + v^- e^{\gamma z} \\ i(z,t) = Y_o (v^+ e^{-\gamma z} - v^- e^{\gamma z}) \end{cases} \quad (9)$$

I due parametri γ (*costante di propagazione*) e Z_o (*impedenza caratteristica*) vengono denominati *parametri secondari* della linea. Possiamo così caratterizzare una linea di trasmissione in base alle sue costanti primarie o alle sue costanti secondarie: in ogni caso una coppia di grandezze complesse.

1.3 Caso ideale di linea di trasmissione senza perdite

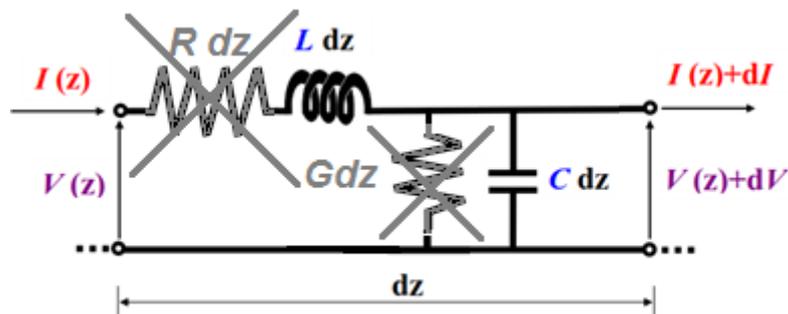


Figura 2: linea di trasmissione senza perdite

Se $R = G = 0$, ovvero sia quando le perdite ohmiche nei conduttori e nel dielettrico sono trascurabili si ha (prendendo la derivata rispetto a z della prima e rispetto a t della seconda delle (2))

$$\begin{cases} -\frac{\partial v(z,t)}{\partial z} = L \frac{\partial i(z,t)}{\partial t} \\ -\frac{\partial i(z,t)}{\partial z} = C \frac{\partial v(z,t)}{\partial t} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} -\frac{\partial^2 v(z,t)}{\partial z^2} = L \frac{\partial i(z,t)}{\partial z \partial t} \\ -\frac{\partial^2 i(z,t)}{\partial t \partial z} = C \frac{\partial^2 v(z,t)}{\partial t^2} \end{cases} \quad (10)$$

ovverosia

$$\frac{\partial^2 v(z,t)}{\partial z^2} - LC \frac{\partial^2 v(z,t)}{\partial t^2} = 0 \quad (11)$$

con soluzione generale (definita di “tipo viaggiante”) data da:

$$\begin{aligned} V(z, \omega) &= V_o^+(\omega)e^{-j\beta z} + V_o^-(\omega)e^{+j\beta z} \\ I(z, \omega) &= Y_o V_o^+(\omega)e^{-j\beta z} - Y_o V_o^-(\omega)e^{+j\beta z} \end{aligned} \quad (12)$$

dove $V(z, \omega) = \mathcal{F}(v(z,t)) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega t} v(z,t) dt$ e $I(z, \omega) = \mathcal{F}(i(z,t)) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega t} i(z,t) dt$ sono le trasformate di Fourier di tensione e corrente, $\beta = \omega\sqrt{LC}$ è la *costante di propagazione* che influenza solo la fase dell’onda, $V_o^\pm(\omega)$ sono costanti arbitrarie, $Y_o = \sqrt{\frac{C}{L}}$ è l’*ammettenza caratteristica* e $Z_o = \frac{1}{Y_o} = \sqrt{\frac{L}{C}}$ è l’*impedenza caratteristica* (essa coincide con l’impedenza d’ingresso di una linea semi-infinita).

Volendo si può considerare invece la seguente soluzione generale (definita di “tipo stazionario”)

$$\begin{aligned} V(z, \omega) &= V_o \cos(\beta z) - jZ_o I_o \sin(\beta z) \\ I(z, \omega) &= I_o \cos(\beta z) - jY_o V_o \sin(\beta z) \end{aligned} \quad (13)$$

La *velocità di fase* dell’onda è data da

$$v_f = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{\omega}{\beta} \quad (14)$$

1.4 Caso reale di linea di trasmissione con perdite

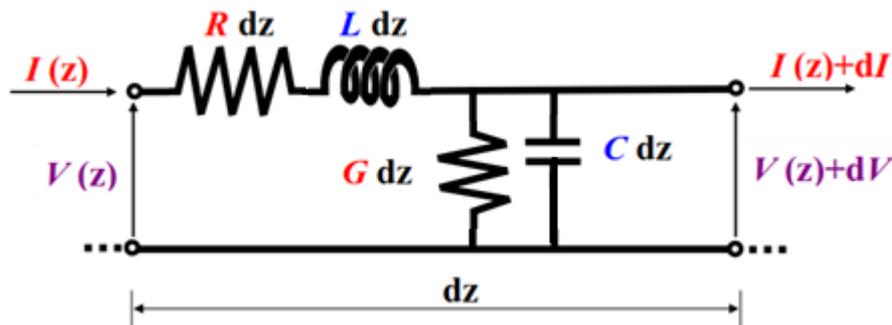


Figura 3: linea di trasmissione con perdite

Cerchiamo ora di vedere qual è l’effetto di R e G nell’equazione dei telegrafisti (2) prendendone la trasformata di Fourier $F(\omega)$ definita da:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-j\omega t} dt = \mathcal{F}\{f(t)\} \quad (15)$$

e ricordando che $\mathcal{F}\left\{\frac{df(t)}{dt}\right\} = j\omega\mathcal{F}\{f(t)\} = j\omega F(\omega)$ si ha:

$$\begin{cases} -\frac{dV(z, \omega)}{dz} = \underbrace{(R + j\omega L)}_{j\omega L_c} I(z, \omega) \\ -\frac{dI(z, \omega)}{dz} = \underbrace{(G + j\omega C)}_{j\omega C_c} V(z, \omega) \end{cases} \quad (16)$$

dove si è definita l' *induttanza complessa* $L_c = L - \frac{jR}{\omega}$ e la *capacità complessa* $C_c = C - j\frac{G}{\omega}$.

In tutti i casi di interesse pratico i valori di R e G sono comunque molto bassi in quanto parametri "parassiti". Analogamente a prima, le espressioni di tensione e corrente su una linea con perdite sono dati da:

$$\begin{aligned} V(z, \omega) &= V_o^+(\omega)e^{-\gamma z} + V_o^-(\omega)e^{+\gamma z} \\ I(z, \omega) &= Y_o V_o^+(\omega)e^{-\gamma z} - Y_o V_o^-(\omega)e^{+\gamma z} \end{aligned} \quad (17)$$

dove $\gamma = j\omega\sqrt{L_c C_c}$ è la *costante di propagazione complessa*, $Y_o = \sqrt{\frac{C_c}{L_c}}$ è l' *ammettenza*

caratteristica complessa e $Z_o = \frac{1}{Y_o} = \sqrt{\frac{L_c}{C_c}}$ è l' *impedenza caratteristica complessa*.

La costante di propagazione complessa può esplicitarsi allora come:

$$\boxed{\gamma(\omega) = j\omega\sqrt{L_c C_c} = \alpha(\omega) + j\beta(\omega)} \quad (18)$$

e quindi

$$\begin{aligned} V(z, \omega) &= V_o^+(\omega)e^{-\alpha(\omega)z} e^{-j\beta(\omega)z} + V_o^-(\omega)e^{+\alpha(\omega)z} e^{+j\beta(\omega)z} \\ I(z, \omega) &= Y_o V_o^+(\omega)e^{-\alpha(\omega)z} e^{-j\beta(\omega)z} - Y_o V_o^-(\omega)e^{+\alpha(\omega)z} e^{+j\beta(\omega)z} \end{aligned} \quad (19)$$

confrontando con la (12) si vede che $\alpha(\omega)$ (ovverosia la parte reale di $\gamma(\omega)$) descrive l' *attenuazione* del segnale dovuta a perdite resistive, $\beta(\omega)$ (la parte immaginaria di γ) descrive il comportamento della *fase dell'onda* come nel caso ideale senza perdite.

1.5 Piccole perdite/alta frequenza

La costante di propagazione complessa e l'impedenza caratteristica complessa possono scriversi come:

$$\begin{aligned} \gamma &= j\omega\sqrt{L_c C_c} = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \\ Z_o &= \frac{1}{Y_o} = \sqrt{\frac{L_c}{C_c}} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \end{aligned} \quad (20)$$

se $\frac{R}{\omega L} \ll 1$ e $\frac{G}{\omega C} \ll 1$ (ovverosia caso di *piccole perdite/alta frequenza*) dalla prima delle espressioni precedenti si ha:

$$\gamma = j\omega\sqrt{L_c C_c} = j\omega\sqrt{LC} \sqrt{\left(1 - \frac{jR}{L\omega}\right)\left(1 - \frac{jG}{C\omega}\right)} \approx j\omega\sqrt{LC} \left[1 - \frac{j}{2}\left(\frac{R}{L\omega} + \frac{G}{C\omega}\right)\right] \quad (21)$$

e quindi, per la (7), si ha

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{2} \left(R \sqrt{\frac{C}{L}} + G \sqrt{\frac{L}{C}} \right) \quad (22)$$

$$\beta(\omega) = \omega \sqrt{LC}$$

e dalla seconda delle (20)

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{\frac{1 - j \frac{R}{\omega L}}{1 - j \frac{G}{\omega C}}} \approx \sqrt{\frac{L}{C}} \left[1 - \frac{j}{2} \left(\frac{R}{\omega L} - \frac{G}{\omega C} \right) \right] \quad (23)$$

Se le perdite sono piccole si ha quindi che

$$Z_o \approx \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{reale} \quad (24)$$

Quindi posso riscrivere la (22) come

$$\alpha(\omega) = \underbrace{\frac{R}{2Z_o}}_{\text{perdite ohmiche}} + \underbrace{\frac{1}{2} G Z_o}_{\text{perdite dielettrico}} \quad (25)$$

$$\beta(\omega) = \omega \sqrt{LC} = \frac{\omega}{v_f}$$

Se $\frac{R}{2Z_o} \gg \frac{1}{2} G Z_o$ (ovverosia se $Z_o^2 \ll \frac{R}{G} < \frac{\omega L}{G}$ per frequenze sufficientemente alte quindi ricordando la (24), per $\frac{G}{\omega C} \ll 1$ che è la condizione già assunta) allora:

$$\alpha(\omega) \approx \frac{R}{2Z_o} \quad \text{reale} \quad (26)$$

Nella precedente espressione, per alte frequenze, in un filo circolare la resistenza R è generalmente dipendente dalla radice quadrata della frequenza: *effetto pelle*. Nel caso di una sensore coassiale si vedrà in particolare quale forma assume l'attenuazione nel caso di alte frequenze (cfr. eq. (56))

Inoltre, dalla (25), per la velocità di fase vale sempre per qualsiasi frequenza

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (27)$$

1.6 Coefficiente di riflessione

Consideriamo una linea di trasmissione chiusa su una impedenza generica. Tensione e corrente sulla linea si possono esprimere nel modo seguente in termini di onde progressive e regressive:

$$V(z, \omega) = V_o^+(\omega) e^{-\gamma(\omega)z} + V_o^-(\omega) e^{+\gamma(\omega)z} \quad (28)$$

$$I(z, \omega) = Y_o V_o^+(\omega) e^{-\gamma(\omega)z} - Y_o V_o^-(\omega) e^{+\gamma(\omega)z}$$

Al carico ($z = 0$) si ha

$$V(o, \omega) = V_o^+(\omega) + V_o^-(\omega)$$

$$I(o, \omega) = \frac{1}{Z_o} (V_o^+(\omega) - V_o^-(\omega)) \quad (29)$$

denominando $Z_L = V_o/I_o$ l'impedenza locale nella sezione di riferimento $z = 0$ si ha

$$Z_L(\omega) = \frac{V(o, \omega)}{I(o, \omega)} = Z_o \frac{V_o^+(\omega) + V_o^-(\omega)}{V_o^+(\omega) - V_o^-(\omega)} = Z_o \frac{1 + \Gamma_L(\omega)}{1 - \Gamma_L(\omega)} \quad (30)$$

ovvero

$$\Gamma_L(\omega) = \frac{V_o^-(\omega)}{V_o^+(\omega)} = \frac{Z_L - Z_o}{Z_L + Z_o} \quad (31)$$

dove Γ_L è il *coefficiente di riflessione del carico* che è in generale un numero complesso ma nel caso di piccole perdite/alta frequenza (vedi Eq. (24)) può essere reale (in tal caso infatti $Z_o \approx \sqrt{\frac{L}{C}}$ è reale e se si prende un carico puramente resistivo $Z_L = R_L$ oppure se il circuito è aperto $Z_L = \infty$, la (31) è reale).

Quindi le (28) divengono

$$V(z, \omega) = V_o^+(\omega) e^{-\gamma(\omega)z} \left[\underbrace{1 + \Gamma_L(\omega) e^{+2\gamma(\omega)z}}_{\Gamma_z(z, \omega)} \right] = V_o^+(\omega) e^{-\gamma(\omega)z} [1 + \Gamma_z(z, \omega)] \quad (32)$$

$$I(z, \omega) = Y_o V_o^+(\omega) e^{-\gamma(\omega)z} \left[\underbrace{1 - \Gamma_L(\omega) e^{+2\gamma(\omega)z}}_{\Gamma_z(z, \omega)} \right] = Y_o V_o^+(\omega) e^{-\gamma(\omega)z} [1 - \Gamma_z(z, \omega)]$$

dove si è definito

$$\Gamma_z(z, \omega) = \Gamma_L(\omega) e^{+2\gamma(\omega)z} = \frac{Z_L - Z_o}{Z_L + Z_o} e^{+2\gamma(\omega)z} \quad (33)$$

il *coefficiente di riflessione generalizzato* del carico che in generale è un numero complesso. L'impedenza di linea vale allora

$$Z(z) = \frac{V(z)}{I(z)} = Z_o \frac{1 + \Gamma_z(z, \omega)}{1 - \Gamma_z(z, \omega)} \quad (34)$$

1.7 TDR

La *TDR* (Time Domain Reflectometry)¹ è un tecnica che può essere usata per localizzare i guasti lungo le linee di trasmissione.

In particolare, si sfrutta la riflessione del segnale (in genere un gradino), causata dal disadattamento introdotto dal guasto, per ottenere indicazioni sulla distanza del guasto e sulla sua natura (corto circuito, circuito aperto o situazione intermedia).

Si vuole sfruttare questa caratteristica per rilevare il livello di un liquido, ed eventualmente la sua natura, in recipienti chiusi dove i sistemi tradizionali non si mostrano adatti.

Di seguito si richiamano alcuni brevi cenni teorici sulla riflettometria usati dal TDR.

Concettualmente il sistema di misura ha il seguente schema:

¹ La seguente trattazione, basata su [1], ne approfondisce tuttavia alcuni aspetti.

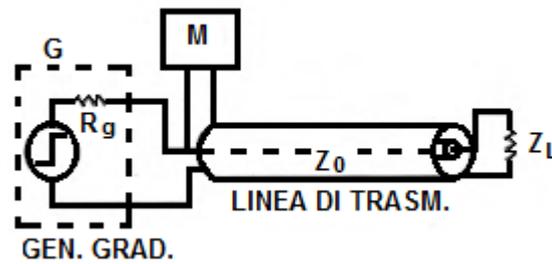


Figura 4: schema concettuale del sistema di misura

Lo schema mostra una linea di trasmissione con impedenza caratteristica Z_0 , un generatore di gradino G con la sua impedenza interna R_g , uno strumento M che misura la tensione incidente e quella riflessa e ne misura la distanza temporale, Z_L è l'impedenza locale che simula il guasto. Se facciamo un grafico del segnale in funzione del tempo, visto dal misuratore, otteniamo i seguenti andamenti nel caso di *linea aperta* e *linea in corto* (senza perdite):

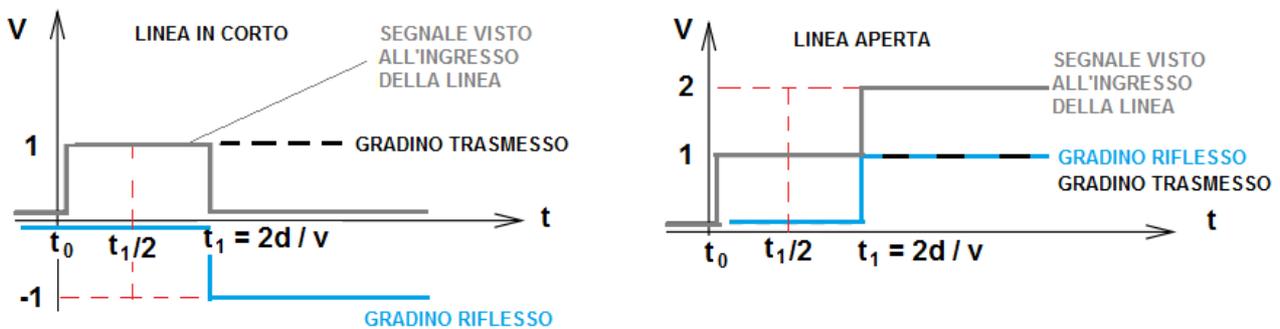


Figura 5: linea aperta e in corto

Questo perché all'ingresso della linea, nel caso di linea in corto, quello che succede è schematizzabile come segue: al tempo $t = t_0$ il segnale inizia a propagarsi nella linea (supposta priva di perdite), al tempo $t = t_1/2$ il segnale arriva alla terminazione dove $z = 0$ e $Z_L = 0$ e quindi tramite la formula (31) si ha:

$$\Gamma_L(\omega) = \frac{V_o^-(\omega)}{V_o^+(\omega)} = \frac{Z_L - Z_o}{Z_L + Z_o} = -1 \quad (35)$$

il segnale a gradino trasmesso viene quindi riflesso con la stessa ampiezza ma con verso opposto. Nel caso in cui invece la linea sia aperta $Z_L = \infty$, sempre grazie alla formula (31), si ha che:

$$\Gamma_L(\omega) = \frac{V_o^-(\omega)}{V_o^+(\omega)} = \frac{Z_L - Z_o}{Z_L + Z_o} = +1 \quad (36)$$

Fino all'istante t_1 il segnale all'ingresso della linea è uguale nei due casi. Nella relazione

$$v = \frac{s}{t} = \frac{2d}{t_1} \quad (37)$$

si può sostituire v grazie al fatto che nel vuoto si ha

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_o \mu_o}} \approx 300 \times 10^6 \frac{m}{s} \quad (38)$$

e in un dielettrico risulta invece

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}\sqrt{\epsilon_r\mu_r}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r\mu_r}} \approx \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (39)$$

dove c è la *velocità della luce nel vuoto*, ϵ_0 è la *costante dielettrica del vuoto* (8.854×10^{-12} [F/m]), ϵ_r è la *costante dielettrica relativa* (ad esempio: vuoto 1, acqua a 20°C circa 80, Teflon 2.1, etc.), μ_0 è la *permeabilità magnetica del vuoto* ($4\pi \times 10^{-7}$ [H/m]) e μ_r è la *permeabilità magnetica relativa* che vale circa 1 per materiali non ferromagnetici.

Sostituendo quindi la (39) nella (37) si ottiene che

$$d = t_1 \frac{1}{2} \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (40)$$

Grazie a tale equazione, si può risalire alla distanza d dove si presenta l'eventuale "fault" (che sia un corto o circuito aperto) o la terminazione di linea.

Sempre alla terminazione $z = 0$, per i casi intermedi, misurando la tensione incidente e quella riflessa si può calcolare l'impedenza Z_L tramite la (31).

Se invece di un segnale a gradino si iniettasse un *impulso rettangolare*, il ragionamento precedente rimarrebbe valido a patto di avere una durata temporale dell'impulso tale da coprire la lunghezza massima della linea di trasmissione.

Ad esempio in aria ($\epsilon_r = 1$), con un impulso rettangolare di durata $\delta = 1000$ ns, si ha che la distanza massima della linea di trasmissione per la quale la TDR è applicabile risulta essere

$$d_{\max}^{aria} = 1 \times 10^{-6} \frac{1}{2} \frac{300 \times 10^6}{\sqrt{1}} \approx 150 \text{ m} \quad (41)$$

in acqua a 20 °C dove $\epsilon_r = 80.36$, si ha invece

$$d_{\max}^{acqua} = 1 \times 10^{-6} \frac{1}{2} \frac{300 \times 10^6}{\sqrt{80.36}} \approx 51.9 \text{ m} \quad (42)$$

in acqua, a temperature > 20 ° C, la costante dielettrica relativa diminuisce, quindi la distanza massima aumenta.

1.8 Caratteristiche delle sonde coassiali

Il sensore da usarsi come misuratore di livello è paragonabile a una linea di trasmissione che può assumere allo scopo varie forme (monofilare, bifilare o coassiale). Nel seguito si prenderà in considerazione la *linea coassiale*.

Come si è visto, è possibile descrivere pienamente una linea di trasmissione e quindi anche un sensore coassiale grazie ai suoi quattro parametri primari R , L , G , C oppure grazie ai suoi due secondari γ e Z_0 .

Approssimiamo il sensore coassiale come un conduttore solido interno di raggio r_a , un dielettrico e un conduttore cavo esterno di raggio interno r_b ed esterno r_c . Se il raggio esterno del conduttore esterno è molto spesso ($r_c \gg r_b$), si dimostra (vedi ad es. [1], p. 450) che

$$R + j\omega L = \frac{j^{3/2} \sqrt{\omega\mu_a\sigma_a} J_0(j^{3/2} \sqrt{\omega\mu_a\sigma_a} r_a)}{2\pi r_a \sigma_a J_1(j^{3/2} \sqrt{\omega\mu_a\sigma_a} r_a)} + \frac{j^{1/2} \sqrt{\omega\mu_b\sigma_b} K_0(j^{1/2} \sqrt{\omega\mu_b\sigma_b} r_b)}{2\pi r_b \sigma_b K_1(j^{1/2} \sqrt{\omega\mu_b\sigma_b} r_b)} + j\omega \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) \quad (43)$$

dove con σ_x si è indicata la *conducibilità elettrica* dei materiali, con $\mu = \mu_x = \mu_0\mu_r = \mu_0$ la permeabilità magnetica del dielettrico/conduttori, con J_0 la funzione di Bessel di prima specie di ordine 0 e con K_0 la funzione di Bessel di seconda specie di ordine 0.

Poniamo ora

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) + L_a + L_b \quad (44)$$

$$R = R_a + R_b$$

Usando la precedente espressione, la (43) può essere riscritta quindi come

$$R_a + j\omega L_a = \frac{j^{3/2} \sqrt{\omega \mu_a \sigma_a} J_0\left(j^{3/2} \sqrt{\omega \mu_a \sigma_a} r_a\right)}{2\pi r_a \sigma_a J_1\left(j^{3/2} \sqrt{\omega \mu_a \sigma_a} r_a\right)} \quad (45)$$

$$R_b + j\omega L_b = \frac{j^{1/2} \sqrt{\omega \mu_b \sigma_b} K_0\left(j^{1/2} \sqrt{\omega \mu_b \sigma_b} r_b\right)}{2\pi r_b \sigma_b K_1\left(j^{1/2} \sqrt{\omega \mu_b \sigma_b} r_b\right)}$$

Per le basse frequenze (LF), prendendo il limite per $f \rightarrow 0$ della prima delle precedenti espressioni si ha:

$$R_a(LF) = \frac{1}{\pi \sigma_a r_a^2} \quad (46)$$

$$L_a(LF) = \frac{\mu_a}{8\pi}$$

mentre invece, nel limite $f \rightarrow 0$ non si può usare la seconda delle (45) poiché si deve tener presente che per quanto riguarda la resistenza $R_b(LF)$ si avrà un valore minimo in quanto l'effetto pelle non sussiste dato che in questo caso la corrente è pienamente sviluppata su tutta la corona esterna:

$$R_b(LF) = \frac{1}{\pi [\sigma_a r_c^2 - \sigma_b r_b^2]} \quad (47)$$

Per l'induttanza $L_b(LF)$ si avrà un valore che si può dimostrare² essere pari a:

$$L_b(LF) = \frac{\mu_c}{2\pi} \left[\left(\frac{r_c^2}{r_c^2 - r_b^2} \right)^2 \ln\left(\frac{r_c}{r_b}\right) - \frac{3r_c^2 - r_b^2}{4(r_c^2 - r_b^2)} \right] \quad (48)$$

e quindi

$$R(LF) = R_a(LF) + R_b(LF) = \frac{1}{\pi \sigma_a r_a^2} + \frac{1}{\pi [\sigma_a r_c^2 - \sigma_b r_b^2]} \quad (49)$$

$$L(LF) = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) + L_a(LF) + L_b(LF) = \frac{\mu_a}{8\pi} + \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) + \frac{\mu_c}{2\pi} \left[\left(\frac{r_c^2}{r_c^2 - r_b^2} \right)^2 \ln\left(\frac{r_c}{r_b}\right) - \frac{3r_c^2 - r_b^2}{4(r_c^2 - r_b^2)} \right]$$

Per le alte frequenze (HF), si possono invece usare tranquillamente le (45) poiché l'effetto pelle fa sì che si possa considerare solo r_b come raggio utile del conduttore esterno in quanto è questa la zona in cui si concentra la corrente in questo caso.

In tal caso si ha:

² Indicando con $d\Phi$ il flusso elementare del campo magnetico concatenato col conduttore esterno, si ha che

$L = \frac{\Phi}{I} = \frac{1}{I} \int_{r_b}^r d\Phi dr$ e da questa espressione è possibile ricavare la (48).

$$\begin{aligned}
 R_a(HF) &\approx R_a(LF) \left[\frac{1}{4} + \frac{\sqrt{\omega\mu_a\sigma_a} r_a}{2\sqrt{2}} \right] = \frac{1}{\pi\sigma_a r_a^2} \left[\frac{1}{4} + \frac{\sqrt{\omega\mu_a\sigma_a} r_a}{2\sqrt{2}} \right] \\
 L_a(HF) &\approx L_a(LF) \sqrt{\frac{8}{\omega\sigma_a\mu_a} \frac{1}{r_a}} = \sqrt{\frac{\mu_a}{2\omega\sigma_a}} \frac{1}{2\pi r_a} \\
 R_b(HF) &\approx \sqrt{\frac{\omega\mu_b}{2\sigma_b}} \frac{1}{2\pi r_b} - \frac{1}{4\pi r_b^2 \sigma_b} \\
 L_b(HF) &\approx \sqrt{\frac{\mu_b}{2\omega\sigma_b}} \frac{1}{2\pi r_b}
 \end{aligned} \tag{50}$$

e quindi

$$\begin{aligned}
 R(HF) = R_a(HF) + R_b(HF) &\approx \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{r_a^2 \sigma_a} - \frac{1}{r_b^2 \sigma_b} \right] + \sqrt{\frac{\omega\mu_a}{2\sigma_a}} \frac{1}{2\pi r_a} + \sqrt{\frac{\omega\mu_b}{2\sigma_b}} \frac{1}{2\pi r_b} \approx \\
 &\quad \text{trasc. se } r_a \sqrt{\omega\mu_a\sigma_a} \gg \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ e } r_b \sqrt{\omega\mu_b\sigma_b} \gg \frac{1}{\sqrt{2}} \\
 &\approx \sqrt{\frac{\omega\mu_a}{2\sigma_a}} \frac{1}{2\pi r_a} + \sqrt{\frac{\omega\mu_b}{2\sigma_b}} \frac{1}{2\pi r_b} \\
 L(HF) = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) + L_a(HF) + L_b(HF) &\approx \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) + \sqrt{\frac{\mu_a}{2\omega\sigma_a}} \frac{1}{2\pi r_a} + \sqrt{\frac{\mu_b}{2\omega\sigma_b}} \frac{1}{2\pi r_b} \approx \\
 &\quad \text{trasc. se } r_a \sqrt{\omega\mu_a\sigma_a} \gg \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ e } r_b \sqrt{\omega\mu_b\sigma_b} \gg \frac{1}{\sqrt{2}} \\
 &\approx \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)
 \end{aligned} \tag{51}$$

Applicando ora le (24) e (25), nel caso di piccole perdite/alte frequenze si ha quindi che l'impedenza caratteristica del sensore coassiale è:

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) \tag{52}$$

Invertendo le (14) e le (24), e usando la (39), si ha allora che

$$\begin{aligned}
 L &= \frac{Z_o}{v} = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) \\
 C &= \frac{1}{Z_o v} = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)}
 \end{aligned} \tag{53}$$

Inoltre si ha che (vedi ad es. [2], p. 403)

$$G = \omega C \tan \delta = \frac{2\pi\varepsilon\omega \tan \delta}{\ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \tag{54}$$

dove con $\tan \delta$ si è indicato l'angolo di perdita³.

Ricordando la (25), l'attenuazione (espressa in [nep/m]) per una sensore coassiale è data allora da:

³ Nel caso dell'acqua può variare tra 0.04 (a 1 MHz) e 0.157 (3 GHz).

$$\begin{aligned}
 \alpha(\omega) &\simeq \frac{R}{2Z_0} + \frac{1}{2}GZ_0 = \left(\sqrt{\frac{\omega\mu_a}{2\sigma_a}} \frac{1}{2r_a} + \sqrt{\frac{\omega\mu_b}{2\sigma_b}} \frac{1}{2r_b} \right) \frac{1}{\ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_{diel}}} + \\
 &\quad + \frac{1}{2} \frac{2\pi\varepsilon\omega \tan \delta}{\ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_{diel}}{\varepsilon}} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) \simeq \\
 &\simeq \frac{1}{2\sqrt{2} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \sqrt{\omega\varepsilon} \left(\sqrt{\frac{\mu_a}{\sigma_a}} \frac{1}{r_a} + \sqrt{\frac{\mu_b}{\sigma_b}} \frac{1}{r_b} \right) + \frac{\omega\sqrt{\varepsilon_r} \tan \delta}{2c} \simeq \\
 &\simeq \underbrace{\frac{\sqrt{\varepsilon_0} \sqrt{\omega\varepsilon_r}}{2\sqrt{2} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \left(\frac{\sqrt{\rho_a}}{r_a} + \frac{\sqrt{\rho_b}}{r_b} \right)}_{\text{perdite ohmiche}} + \underbrace{\frac{\omega\sqrt{\varepsilon_r} \tan \delta}{2c}}_{\text{perdite dielettrico}}
 \end{aligned} \tag{55}$$

dove con ρ_x si è indicata la *resistività elettrica* dei conduttori e dove si è posta pari a 1 la permeabilità magnetica relativa dei conduttori e del dielettrico (materiali non ferromagnetici). Se le perdite nel dielettrico sono trascurabili allora l'ultimo termine dell'espressione precedente si può trascurare e risulta:

$$\begin{aligned}
 \alpha(\omega) &\simeq \frac{\sqrt{\varepsilon_0} \sqrt{\omega\varepsilon_r}}{2\sqrt{2} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \left(\frac{\sqrt{\rho_a}}{r_a} + \frac{\sqrt{\rho_b}}{r_b} \right) = \frac{\log_{10}(e) \sqrt{\varepsilon_0} \sqrt{\omega\varepsilon_r}}{2\sqrt{2} \log_{10}\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \left(\frac{\sqrt{\rho_a}}{r_a} + \frac{\sqrt{\rho_b}}{r_b} \right) = \\
 &\simeq \frac{9.1 \cdot 10^{-7} \sqrt{\omega\varepsilon_r}}{2 \log_{10}\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \left(\frac{\sqrt{\rho_a}}{r_a} + \frac{\sqrt{\rho_b}}{r_b} \right)
 \end{aligned} \tag{56}$$

Poiché la linea di trasmissione coassiale è una guida multi-conduttore, può supportare il modo di propagazione TEM senza frequenza di taglio.

Il successivo modo di propagazione più alto è il TE₁₁ con una frequenza di taglio data da (cf., e.g., [2], ch. 10):

$$f_c \simeq \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \cdot \frac{1}{1.873 \cdot \frac{\pi}{2} \cdot (r_a + r_b)} \tag{57}$$

1.9 Analisi di Fourier del segnale impulsivo

Grazie alla formula per l'attenuazione precedentemente derivata possiamo quindi affermare che le varie armoniche di diversa frequenza nelle quali è possibile decomporre il segnale impulsivo che si vuole iniettare nel sensore sono attenuate in maniera diversa.

Consideriamo allora un segnale impulsivo rettangolare centrato rispetto all'origine dei tempi:

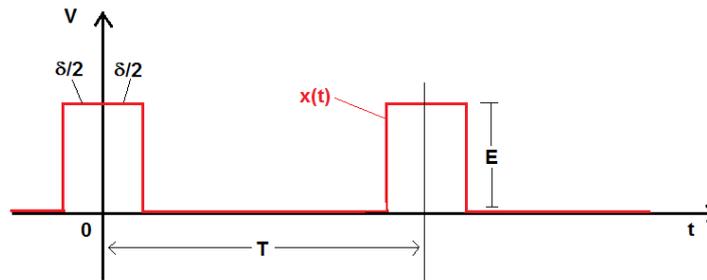


Figura 6: segnale impulsivo rettangolare

Il segnale è pari $x(t) = x(-t)$ e sia inoltre $\delta/2 < T/2$.

Poiché il segnale è pari, lo sviluppo in serie di Fourier si semplifica in quanto si sviluppa in serie di soli coseni:

$$x(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\omega t) \tag{58}$$

dove $\omega = 2\pi f$ e $f = 1/T$.

$$\begin{aligned} \frac{a_n}{2} &= \frac{1}{T} \int_0^T \underbrace{x(t)}_{\text{pari}} \cdot \underbrace{\cos(n\omega t)}_{\text{pari}} dt - j \frac{1}{T} \int_0^T \underbrace{x(t)}_{\text{pari}} \cdot \underbrace{\sin(n\omega t)}_{\text{dispari}} dt = \\ &= \frac{2}{T} \int_0^{T/2} \underbrace{x(t)}_{\text{pari}} \cdot \underbrace{\cos(n\omega t)}_{\text{pari}} dt = \frac{2E}{Tn\omega} \int_0^{\delta/2} n\omega \cos(n\omega t) dt + \frac{2}{T} \int_{\delta/2}^{T/2} 0 \cdot \cos(n\omega t) dt = \frac{2E}{Tn\omega} \sin\left(n\omega \frac{\delta}{2}\right) \end{aligned} \tag{59}$$

inoltre

$$\frac{a_0}{2} = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} x(t) dt = \frac{2}{T} E \frac{\delta}{2} = \frac{E\delta}{T} \tag{60}$$

Allora la (58) diviene

$$x(t) = \underbrace{\frac{E\delta}{T}}_{\frac{a_0}{2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \underbrace{\frac{2\delta E}{T} \left[\frac{\sin\left(n\omega \frac{\delta}{2}\right)}{\left(n\omega \frac{\delta}{2}\right)} \right]}_{a_n} \cos(n\omega t) \tag{61}$$

La quantità tra parentesi quadre è del tipo

$$\frac{\sin\left(n\omega \frac{\delta}{2}\right)}{\left(n\omega \frac{\delta}{2}\right)} = \frac{\sin(x)}{x} = \text{sinc}(x) \tag{62}$$

e il suo modulo descrive lo *spettro in frequenza* del treno di impulsi rettangolari:

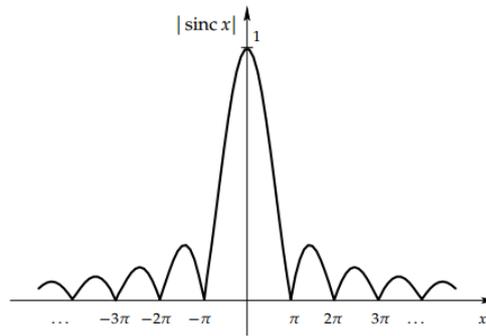


Figura 7: modulo di sinc(x)

Tale funzione misura fondamentalmente il contributo in armoniche del segnale iniettato. Essa è nulla per:

$$n = \pm \frac{m}{f\delta} \text{ dove } m = 1, 2, 3, \dots \quad (63)$$

e la posizione dei suoi massimi e minimi è data da:

$$n = \pm \frac{2m + 1}{2f\delta} \text{ dove } m = 1, 2, 3, \dots \quad (64)$$

1.10 Sensore coassiale

Grazie alla (52), nel caso in cui per l'impedenza caratteristica di un sensore coassiale avente per dielettrico l'aria ($\epsilon_r \cong 1$) si voglia avere un valore di 50 Ohm, deve allora risultare:

$$50 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi \times 10^{-7}}{8.854 \times 10^{-12}}} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) \Rightarrow \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) \cong 0.834 \quad (65)$$

cioè

$$\boxed{r_b \cong 2.3 r_a} \quad (66)$$

Considerando $r_a = 2\text{cm}$ allora, per ottenere $Z_0 = 50\text{ Ohm}$, r_b dev'essere uguale a 4.6 cm. Usando per entrambi i conduttori un acciaio AISI 316 (che è un acciaio austenitico con bassissima permeabilità magnetica relativa $\mu_r \cong 1$) a 20°C la loro resistività elettrica è pari a $\rho_a = \rho_b = 75 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$.

Con questi valori, usando l'Eq.(56) per la funzione di attenuazione si ottiene:

$$\begin{aligned} \alpha(HF) &\cong \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}}{2 \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \left(\frac{\sqrt{\rho_a}}{r_a} + \frac{\sqrt{\rho_b}}{r_b} \right) = \\ &\cong 7.85 \times 10^{-8} \sqrt{\omega} \left[\frac{\text{Nep}}{\text{m}} \right] = 6.82 \cdot 10^{-7} \sqrt{\omega} \left[\frac{\text{dB}}{\text{m}} \right] \end{aligned} \quad (67)$$

Una frequenza fondamentale $f_0 = 100\text{ kHz}$ (dove l'approssimazione di alta frequenza è valida) è attenuata di circa $6.22 \cdot 10^{-7}\text{ Nep/m}$ o $5.4 \cdot 10^{-4}\text{ dB/m}$.

In ogni caso, il segnale iniettato reale non è mai una perfetta funzione a gradino e ha sempre un rise time (RT) considerato come il 10-90% del tempo di salita del segnale:

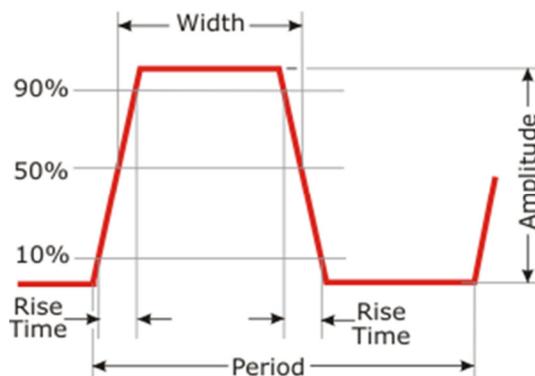


Figura 8: rise time e altri parametri

Nel nostro caso un ragionevole valore di $RT = 0.5 \text{ ns}$ corrisponde allo 0.5 % della larghezza d'impulso assunta pari a $\delta = 100 \text{ ns}$.

Si può mostrare che la larghezza di banda corrispondente (BW) di un segnale con un determinato RT è approssimativamente pari a $BW \cong 0.35/RT$ che, in questo caso, è uguale a $0.35 / 500 \text{ ps} \cong 700 \text{ MHz}$ (ben al di sotto della frequenza di taglio di 1.5 GHz per la propagazione TE_{11} data dall'Eq. (57)).

Grazie al teorema di Nyquist ciò significa disporre di una frequenza di campionamento di almeno 1.4 GHz.

Assumiamo allora una frequenza di campionamento di 1.4 GHz per un periodo $T = 1/(100 \text{ kHz}) = 10^{-5}$ secondi. Il numero totale dei campioni è allora dato da $1.4 \text{ GHz} \cdot 10^{-5} \text{ s} = 14000$ campioni. Il numero totale delle armoniche è dato da $\text{floor}(14000/2) = 7000$ poiché la 7001th armonica avrebbe una frequenza maggiore di 700 MHz che non può essere rilevata.

Al fine di stimare come il segnale si attenua in aria in un viaggio di andata e ritorno di, per esempio, $10 \times 2 = 20 \text{ m}$, è possibile applicare l'Eq. (67) su tutte le armoniche date dall'Eq. (64) fino alla 6950^a armonica.

Questa corrisponde all'ultimo numero di armonica che produce un minimo per la funzione $\text{sinc } x$ prima di 7000.

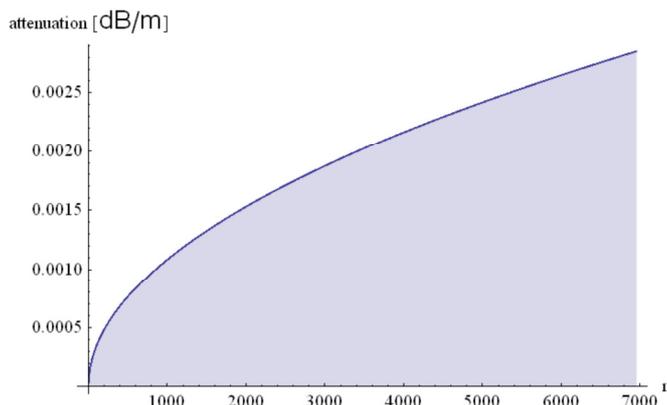


Figura 9: attenuazione vs. numero dell'armonica

Per la 6950^a armonica, lungo una distanza totale di 20 m, l'attenuazione massima è di $3.3 \cdot 10^{-4} \text{ Nep}$ ($2.9 \cdot 10^{-3} \text{ dB}$). In queste condizioni il segnale si propaga quasi indisturbato in aria.

Ogni cambiamento nel segnale riflesso è quindi dovuto solo al cambiamento nel dielettrico che si trova lungo il percorso di propagazione.

Ciò avviene perché l'impedenza del sensore, quando c'è una transizione aria/acqua, usando l'Eq.(52) è data da:

$$\begin{aligned}
 Z_0^{air} &\simeq 138 \cdot \log_{10} \left(\frac{r_b}{r_a} \right) \simeq 50 \, \Omega \\
 Z_0^{water \, 20^\circ C} &\simeq \frac{Z_0^{air}}{\sqrt{\epsilon_r}} \simeq \frac{50}{\sqrt{80}} \simeq 5.6 \, \Omega \\
 Z_0^{water \, 300^\circ C} &\simeq \frac{Z_0^{air}}{\sqrt{\epsilon_r}} \simeq \frac{50}{\sqrt{20}} \simeq 11.1 \, \Omega
 \end{aligned}
 \tag{68}$$

dove si è usata la permittività relativa dell'acqua a 20 °C ($\epsilon_r \cong 80$) e a 300 °C ($\epsilon_r \cong 20$).

Riassumendo, il sensore coassiale usato come misuratore di livello è una linea di trasmissione che è adattata quando opera in aria e disadattata quando opera in acqua a 20°C, generando riflessioni dove il dielettrico cambia da aria ad acqua.

Il sensore può essere realizzato con la parte terminale più lontana dal punto di iniezione del segnale in corto e il suo tipico setup sperimentale è:

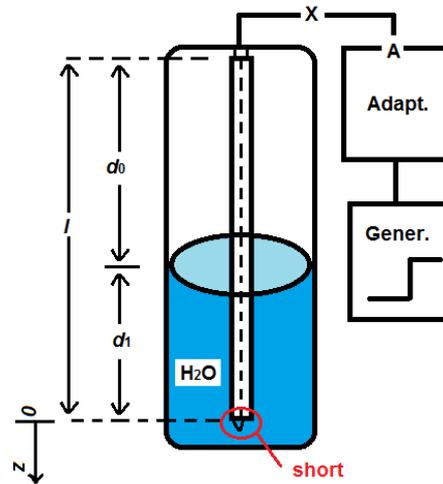


Figura 10: Setup sperimentale per un sensore coassiale usato come misuratore di livello

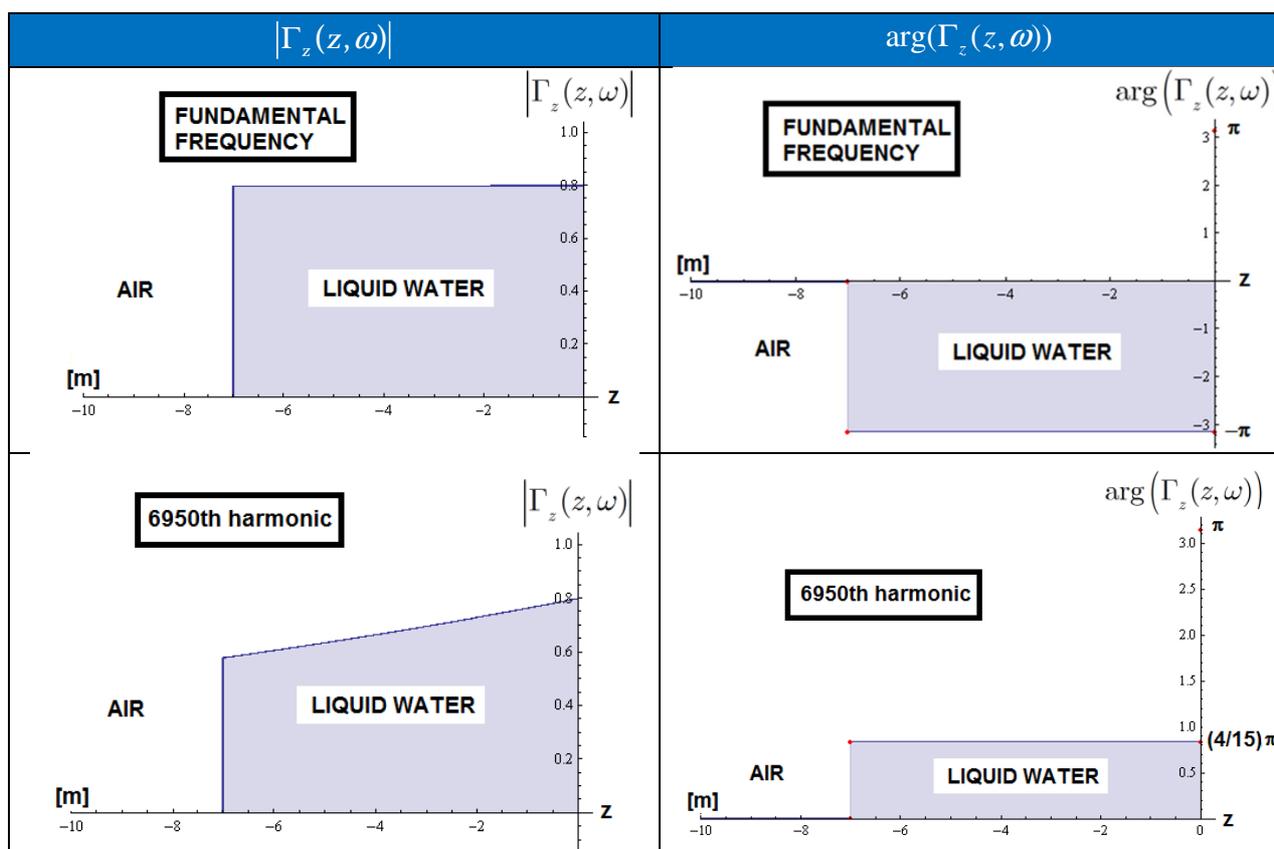
Se la parte di connessione X può essere trascurata, nel punto A della figura precedente (dove quindi $z = -l$) il valore assoluto del coefficiente di riflessione generalizzato, cfr. Eq. (33), è nullo per tutta la lunghezza d_0 .

Poi, all'interfaccia tra le due fasi, poiché il dielettrico da aria diventa acqua a 20°C (e qui l'impedenza cambia improvvisamente da 50 a 5.6 Ohm) usando l'Eq. (33) e (67) (con il valore della costante dielettrica pari a 80) per il coefficiente di riflessione generalizzato è possibile ottenere la seguente espressione:

$$\begin{aligned}
 |\Gamma_z(z, \omega)| &= \left| \frac{5.6 - 50}{5.6 + 50} \right| e^{7.85 \times 10^{-8} \sqrt{80} \sqrt{\omega} z} \simeq \\
 &\simeq 0.8 e^{7.85 \times 10^{-8} \sqrt{80} \sqrt{\omega} z}
 \end{aligned}
 \tag{69}$$

per tutta la lunghezza d_1 . Infine, all'estremità del sensore, essendo posta in corto, il valore del coefficiente di riflessione generalizzato è 1 (a $z = 0$).

Nei grafici seguenti la lunghezza totale del sensore coassiale è di 10 m, l'interfaccia aria-acqua è posta a 7 metri dall'inizio della linea e si prenderanno in considerazione solo due frequenze (la fondamentale e la 6950^a armonica):



Dai grafici precedenti è possibile osservare che per il valore assoluto del coefficiente di riflessione generalizzato fino all'interfaccia aria-acqua non c'è alcuna riflessione, indipendentemente dalla frequenza.

Nella fase liquida c'è una riflessione pari all'80% dell'ampiezza incidente per la frequenza fondamentale (cfr. figura in alto a sinistra) e dal 60% (all'interfaccia) all'80% circa (alla fine del sensore) per quanto riguarda la 6950^a armonica (cfr. figura in basso a sinistra). Al corto finale c'è una riflessione per tutte le armoniche al 100% della loro ampiezza incidente.

Per quanto riguarda la fase del coefficiente di riflessione generalizzato fino all'interfaccia aria-acqua non c'è cambiamento di fase. Durante la fase liquida la fase cambia a $-\pi$ (per la frequenza fondamentale, cfr. figura in alto a destra) e a $4\pi/15$ (per la 6950^a armonica, cfr. figura in basso a destra). Al corto finale c'è un cambiamento di π radianti per tutte le armoniche.

Se non ci fosse una distinzione netta tra aria e acqua, per esempio usando il sensore ad alte pressioni e temperature, i grafici precedenti non mostrerebbero più delle nette discontinuità a causa delle riflessioni del segnale iniettato già nella fase vapore/liquido.

Nella seguente figura, modificata da [3], il sensore coassiale è utilizzato in un recipiente pressurizzato dove non c'è una singola interfaccia vapore/liquido a causa delle condizioni di alta pressione e temperatura:

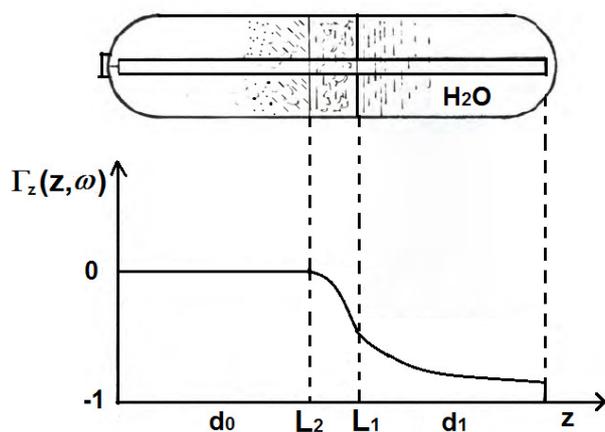


Figura 11: interfaccia "sfumata" liquido/vapore

Stavolta infatti, tra d_0 e d_1 , ci sono due quote L_2 e L_1 dove l'interfaccia liquido/vapore non è più ben definita come prima.

In generale, per un possibile uso del sensore coassiale come misuratore di livello, è importante conoscere quanto veloci siano le variazioni di livello che si vogliono misurare e quale possa essere un semplice modello utile per una comparazione coi dati sperimentali.

1.11 Modello dinamico semplificato per un generatore di vapore once-through

La trattazione seguente è sostanzialmente basata su un semplice modello interpretativo tratto, con alcune nuove simulazioni, da [4] (per un'analisi approfondita cfr. [7]).

In un generatore di vapore di tipo once through (OTSG), componente fondamentale per un PWR così come per gli impianti a combustibile fossile, non ci sono parti distinte come economizzatori, evaporatori, etc.

L'acqua entra dal basso nel tubo riscaldato e diventa vapore lungo il cammino di flusso sull'asse z :

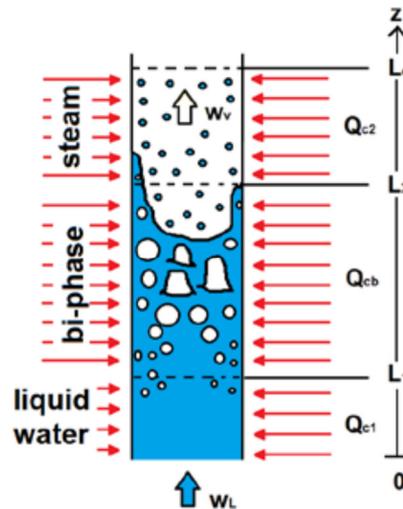


Figura 12: schema di OTSG di tipo "once through"

Volendo usare una semplice schematizzazione, le principali variabili della dinamica da analizzare sono:

- le quote verticali L_1 e L_2 che delimitano la zona dove hanno luogo le varie fasi dell'evaporazione
- la velocità di flusso dell'acqua di alimento w_L
- la potenza termica Q_{ci} (dove il pedice $i = 1,2,b$ stabilisce che questa può essere differente per le varie parti del tubo).

Inoltre, L_e è la lunghezza totale dell'evaporatore e $L_b = L_2 - L_1$ è la lunghezza della zona bollente. A $z = 0$ l'acqua liquida iniettata nel tubo è sottoraffreddata.

Proseguendo lungo z , grazie al calore ricevuto Q_{c1} , l'acqua liquida subisce un pre-riscaldamento. La fase dell'evaporazione inizia a L_1 e, passando per le varie fasi evaporative finisce a L_2 dove l'acqua è completamente trasformata in vapore.

Dopodiché inizia il processo del surriscaldamento del vapore. Differentemente da altre tipologie di generatori di vapore, è evidente che in questo tipo di generatore di vapore c'è una stretta interconnessione tra le fasi del pre-riscaldamento, evaporazione e surriscaldamento e la separazione tra le varie fasi è liberamente variabile. Solo le equazioni di conservazioni per la massa energia e momento controllano in generale la dinamica del flusso presentando quindi un modello dinamico sicuramente più complesso di altre tipologie di generatori di vapore.

1.11.1 Espressioni generali per le quote L_1 e L_2

Prendendo in considerazione condizioni stazionarie e indicando con H_L l'entalpia specifica del liquido alla quota $z = 0$, con Φ il flusso termico incidente sul tubo (di valor medio Φ_1 nella parte

iniziale), con ω il perimetro esterno del tubo e con H_{Ls} l'entalpia specifica del liquido alla saturazione, la quota L_1 potrà essere determinata dall'equazione di bilancio energetico:

$$w_L(H_{Ls} - H_L) = Q_{c1} \equiv \int_0^{L_1} \Phi \omega dz \approx \Phi_1 \omega L_1 \quad (70)$$

da cui si ottiene

$$L_1 = \frac{w_L}{\Phi_1 \omega} (H_{Ls} - H_L) \quad (71)$$

La quota L_2 sarà invece determinabile da:

$$w_L(H_{vs} - H_{Ls}) = Q_{cb} \equiv \int_{L_1}^{L_2} \Phi \omega dz \approx \Phi_b \omega (L_2 - L_1) \quad (72)$$

e risolvendola rispetto a L_2 porge

$$L_2 = \frac{w_L}{\omega} \left(\frac{1}{\Phi_b} H_{vs} + H_{Ls} \left(\frac{1}{\Phi_1} - \frac{1}{\Phi_b} \right) - \frac{1}{\Phi_1} H_L \right) \quad (73)$$

Φ_b è il flusso termico medio incidente sulla parte centrale del tubo e H_{vs} l'entalpia specifica del vapore saturo.

La lunghezza $L_b = (L_2 - L_1)$ della zona bollente sarà proporzionale al rapporto w_L / Φ_b :

$$L_b = L_2 - L_1 = \frac{w_L}{\Phi_b \omega} (H_{vs} - H_{Ls}) \quad (74)$$

e quindi variando il rapporto " portata-calore" si ha uno spostamento della zona di ebollizione.

1.11.2 Dinamica non lineare di p , L_1 e L_2

Prendiamo in considerazione l'equazione di conservazione dell'energia e della massa

$$\begin{cases} \frac{dE}{dt} = w_L H_L - w_v H_v + Q_c \\ \frac{dM}{dt} = w_L - w_v \end{cases} \quad (75)$$

applicandola al sistema costituito dal fluido E_f , dal metallo E_m della zona sottoposta ad evaporazione e dalla massa del fluido M_f della zona evaporante.

Seguendo i passi riportati in [4] è allora possibile ottenere la seguente espressione per la dinamica della pressione:

$$V \Omega_b \frac{dp}{dt} = (w_L - w_v) (H_{vs} - H_{Ls}) \left[\frac{\rho_{Ls}}{\rho_{Ls} - \rho_{vs}} \right] \quad (76)$$

dove Ω_b è una funzione adimensionale e dipendente anch'essa dalla pressione p nell'evaporatore.

Per quanto riguarda la quota L_1 si ottiene:

$$\frac{dL_1}{dt} = \left(\frac{dH_{Ls}}{dp} - \frac{1}{\rho_{Ls}} \right) \frac{w_L}{\omega \Phi_b} \frac{dp}{dt} \quad (77)$$

mentre invece la quota L_2 è determinata da:

$$\frac{1}{L_2 - L_1} \frac{dL_2}{dt} = - \left[\frac{\alpha_b}{(1 - \alpha_b)} \right] \left[\frac{dL_1}{dt} \frac{1}{(L_2 - L_1)} \right] - \Gamma_b \frac{dp}{dt} \frac{1}{p} + \frac{(w_L - w_v)}{V} \frac{1}{(1 - \alpha_b)(\rho_{Ls} - \rho_{vs})} \quad (78)$$

dove, analogamente a prima, la funzione Γ_b dipende anch'essa dalla pressione p .

Si ha quindi un sistema di equazioni non lineari descriventi il modello dell’OTSG ed è chiaro che, ai fini dello studio delle suddette, una qualsiasi semplificazione è benvenuta.

1.11.3 Linearizzazione attorno alle condizioni di equilibrio

Per semplificare al massimo e vedere cosa succede, si consideri una “classica” perturbazione delle condizioni stazionarie valida solo nel medio termine ovverosia quando le valvole di turbina sono mantenute fisse e, allo stesso tempo, sia il flusso termico che la portata sono improvvisamente incrementati a gradino mantenendo però costante il loro rapporto. Tale perturbazione sarà in seguito indicata “perturbazione a gradino”:

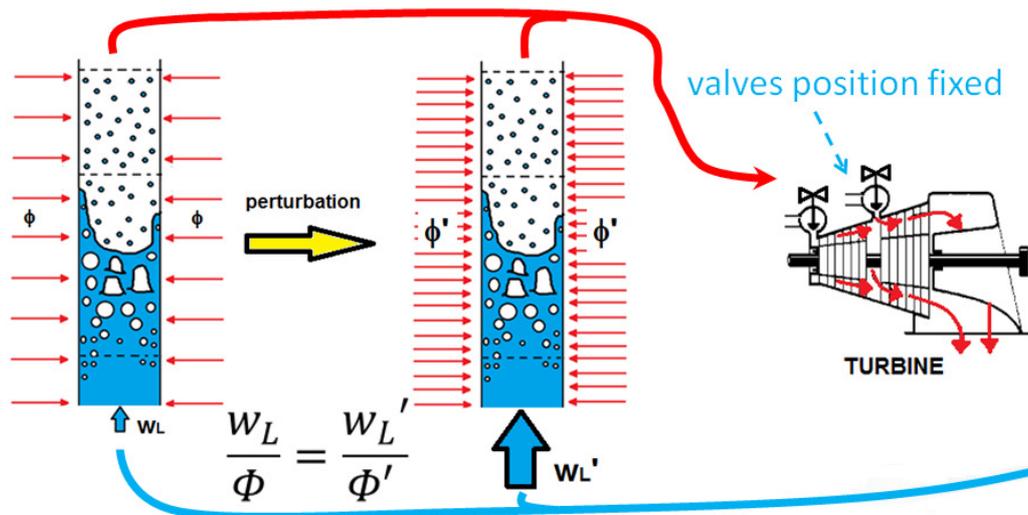


Figura 13: perturbazione a gradino delle condizioni stazionarie

Applicando un processo di linearizzazione attorno alle condizioni di equilibrio è possibile ottenere le seguenti equazioni (cfr. [4], appendice E) per la dinamica della pressione p e delle due quote L_1 e L_2 :

$$\tau_p \frac{d\delta p}{dt} = -\delta w_v + \beta^* (\delta w_L - \delta w_v) + \delta \Phi_b + \delta L_2 - \delta L_1 - k_r \delta p \quad (79)$$

$$\delta L_1 = k_1 \delta p \quad (80)$$

$$\frac{d\delta L_2}{dt} = -k_L \frac{d\delta p}{dt} + \frac{k_2}{\tau_p} (\delta w_L - \delta w_v) \quad (81)$$

dove si è indicato con:

$$\begin{aligned}
 \tau_p &= \left[\frac{pV}{w_L} \frac{\Omega_b}{(H_{vs} - H_{Ls})} \right]^*, & \beta^* &= \left[\frac{\rho_{vs}}{\rho_{Ls} - \rho_{vs}} \right]^* \\
 k_r &= \left[\frac{p}{(H_{vs} - H_{Ls})} \frac{d(H_{vs} - H_{Ls})}{dp} \right]^*, & k_L &= \left[\frac{\alpha_b k_1}{(1 - \alpha_b)} + \Gamma_b \right]^* \\
 k_1 &= \left(\frac{dH_{Ls}}{dp} - \frac{1}{\rho_{Ls}} \right)^* \left[\frac{1}{(H_{vs} - H_{Ls})} \right]^* p^*, \\
 k_2 &= \left[\frac{\Omega_b}{(1 - \alpha_b)(\rho_{Ls} - \rho_{vs})(H_{vs} - H_{Ls})} \right]^* p^*
 \end{aligned} \tag{82}$$

Inoltre τ_p è una costante di tempo, β^* e k_i ($i = 1, 2, r, L$) sono vari parametri dipendenti dalla pressione p^* e $\delta x = \Delta x/x^*$ è il rapporto tra il cambiamento Δx di una generica quantità x e il suo valore x^* in condizioni stazionarie.

Si può mostrare (cfr. [4]) che il valore di τ_p in situazioni reali per la pressione è circa pari a 50 s (se la variazione è effettuata attorno al massimo carico).

Usando il metodo delle trasformate di Laplace, il comportamento di δp , δL_1 e δL_2 , come risposta a un gradino di portata e flusso termico, è dato da:

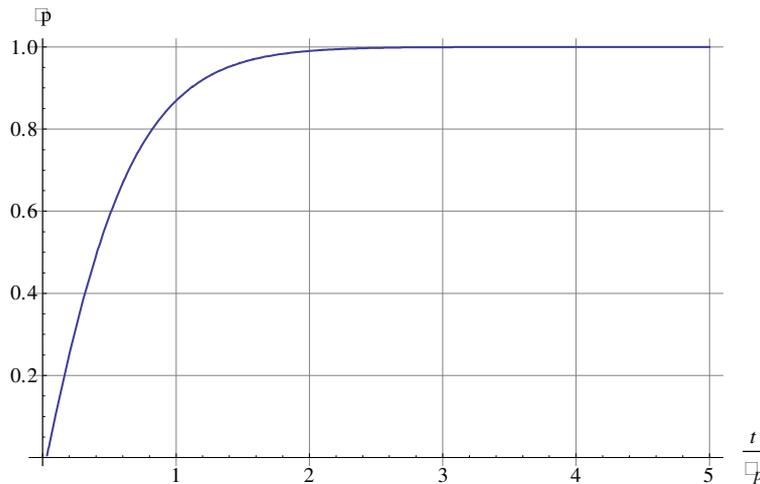


Figura 14: risposta della pressione a un gradino di portata e flusso termico

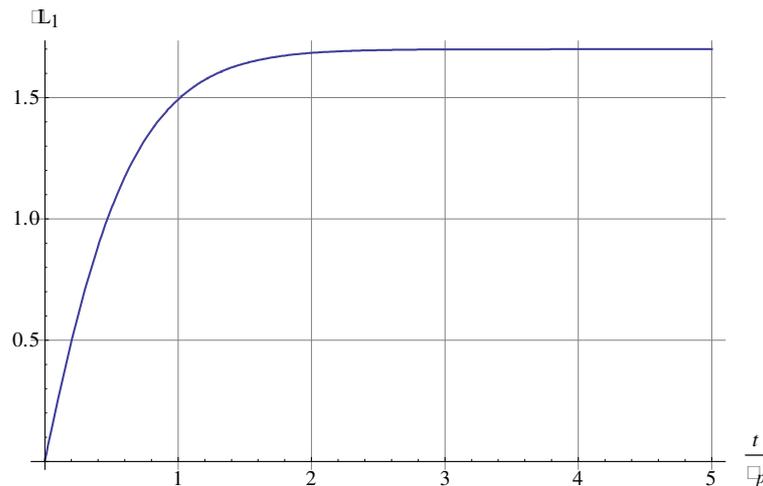


Figura 15: risposta di L1 a un gradino di portata e flusso termico

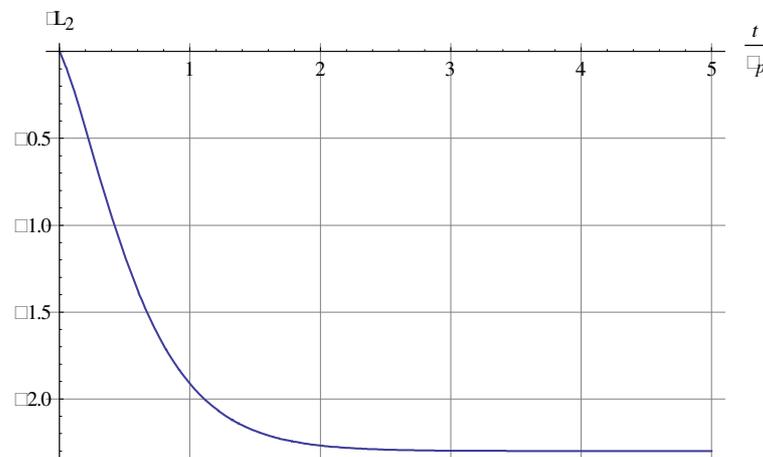


Figura 16: risposta di L2 a un gradino di portata e flusso termico

I grafici precedenti mostrano che nel medio termine i transienti di risposta della pressione p , le quote L_1 e L_2 a un gradino di portata e flusso termico sono governati da tempi di assestamento di circa 2 o 3 minuti.

Nel breve termine, l'azione di squilibri nel flusso termico senza un corrispondente cambiamento nella portata, genera transienti più veloci con tempi di assestamento di circa 10 o 15 secondi (cfr. ad es. [5]).

In questo caso, considerando una velocità di campionamento di 100 kHz per il sensore coassiale, ciò significa un punto sperimentale ogni 100 riflessioni al fine di ottenere un miglior rapporto segnale/rumore.

Quindi, nel breve termine, con un tempo di assestamento di 10 secondi è possibile ottenere 10 000 punti sperimentali.

2. PARTE SPERIMENTALE

La parte sperimentale si divide in due fasi: dapprima la realizzazione di una sezione sperimentale di prova a pressione e temperatura ambiente dove verranno applicati i risultati teorici precedentemente illustrati. In questa fase il problema bifasico non viene ancora affrontato ma vengono invece testate le risposte del sensore in condizioni sia statiche (senza loop idraulico) che dinamiche (con loop idraulico).

Successivamente, sulla base dei risultati della prima fase sperimentale, si testerà la riproducibilità dei risultati sperimentali ottenuti al punto precedente con una attenzione particolare al problema bifasico. A tal fine si utilizzerà la facility “Vaporetto” di ENEA-Casaccia per realizzare un loop termo-idraulico che consenta di realizzare le condizioni sperimentali di alta pressione e temperatura necessarie.

2.1 Considerazioni generali sulla fattibilità sperimentale

Fase 1: realizzazione di una sezione sperimentale a pressione e temperatura ambiente (sezione PTA)

In questa fase si vuole testare, nella maniera più rapida e semplice possibile, la validità generale delle precedenti considerazioni teoriche. Il problema bifasico non viene ancora affrontato ma vengono invece testate le risposte del misuratore in condizioni statiche (senza loop idraulico):

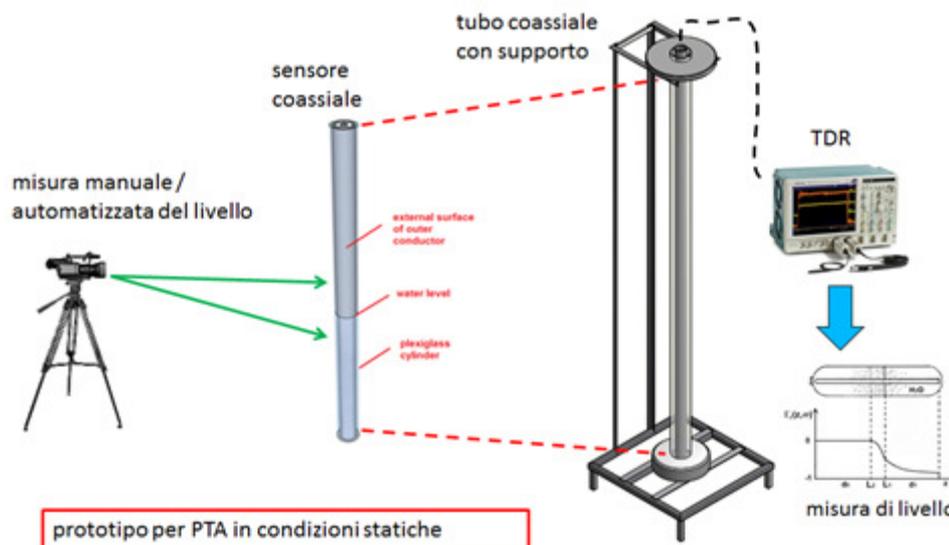


Figura 17: schema del prototipo a PTA in misura statica

e dinamiche (con il loop idraulico). A tal fine è stato progettato, realizzato e installato presso il Laboratorio MEPING dell’ENEA, un prototipo sperimentale costituito come in figura precedente. In particolare, il prototipo per PTA in condizioni statiche è costituito di un sensore coassiale costituito di tubi cilindrici in acciaio contenuto in un recipiente coassiale in plexiglass. Il tutto è alloggiato su un supporto realizzato ad hoc, dotato di sistema di riempimento e di svuotamento mediante rubinetto meccanico. Il recipiente in plexiglass pertanto, oltre a contenere il sensore coassiale di misura, funge anche da recipiente e permette la misura visiva del livello. Per effettuare le misure il sistema si avvale di un oscilloscopio digitale con capacità di generazione di segnale e analisi TDR/TDT (modello Picoscope 9211A). Per il processo di riempimento controllato, è stata

progettata e realizzata una pompa volumetrica a pistoncini completa di piastra di basamento, riduttore e motore elettrico di tipologia QUADPLEX a flusso continuo con funzionamento a prevalenza. I dettagli del sistema progettato e realizzato saranno descritti nel seguito.

La dinamica del loop è controllata agendo sull'inverter della pompa e sul rubinetto, come da seguente schema:

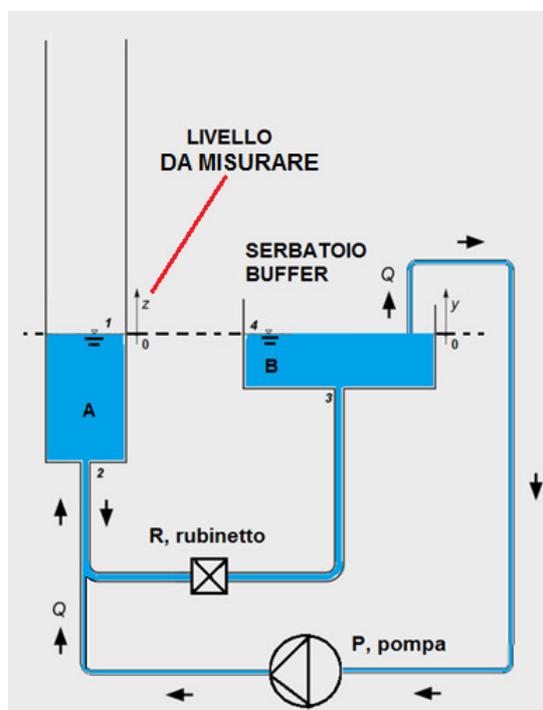


Figura 18: schema del prototipo a PTA in misura dinamica

Fase 2: realizzazione di una sezione sperimentale a pressioni e temperature esercizio (sezione PTE)

A valle della conclusione della Fase 1, grazie alla facility sperimentale “Vaporetto” di ENEA-Casaccia sarà possibile testare la riproducibilità dei risultati sperimentali ottenuti con uno studio particolareggiato del problema bifasico. In questo modo si potranno raggiungere le pressioni e le temperature d’interesse per l’esercizio del generatore di vapore.

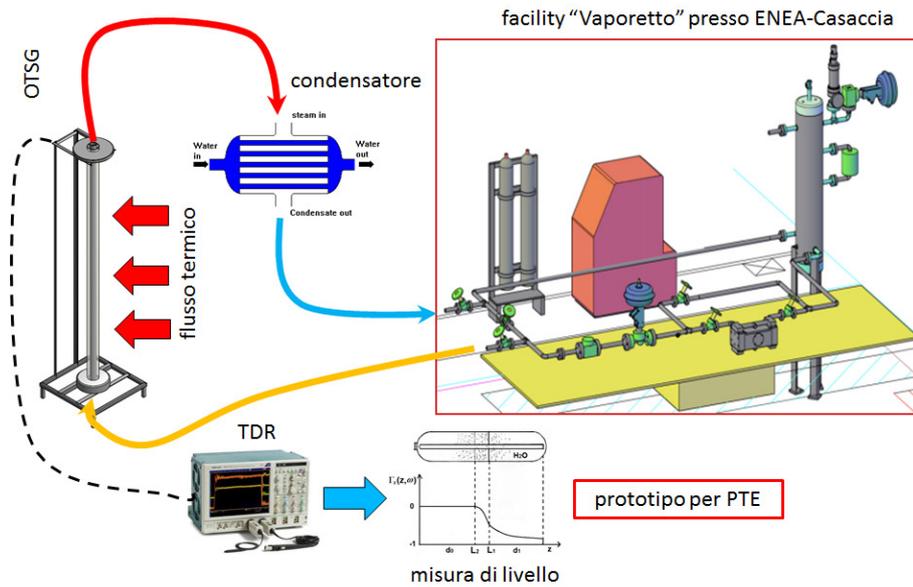


Figura 19: schema del prototipo a PTE

2.2 Parametri geometrici della sezione PTA

Inizialmente è necessario ricondursi al caso della linea di trasmissione identica al cavo coassiale, ovvero sia con il conduttore centrale “pieno”. In seguito sarà necessario testare una configurazione con il conduttore centrale “cavo” poiché uno degli aspetti sperimentali dell’indagine è verificare se lo stesso principio sperimentale si possa applicare qualora si sfrutti il conduttore centrale anche come ingresso dell’acqua ad esempio in un generatore di vapore di tipo “once-through” a baionetta:

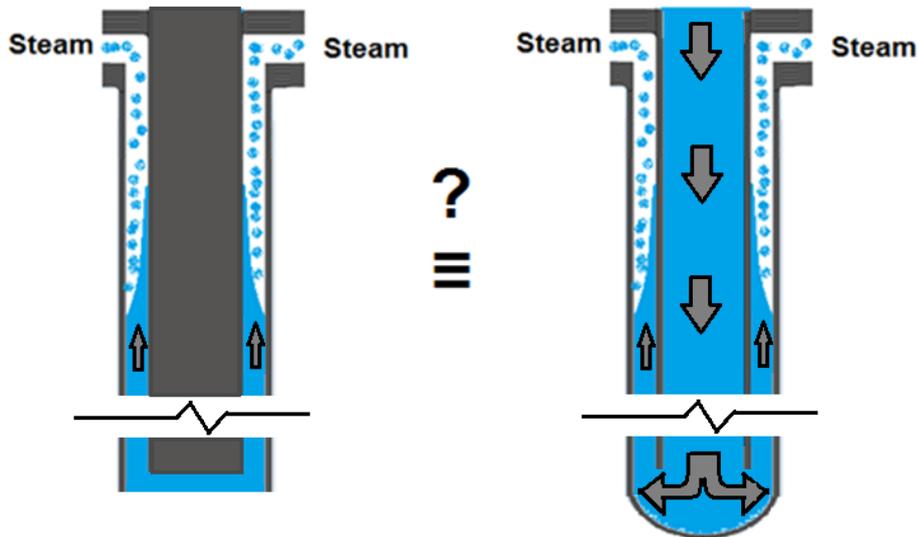


Figura 20: conduttore centrale pieno o cavo

Esternamente, nella sezione PTA, è necessario racchiudere il sensore coassiale in un cilindro di plexiglass che, oltre che fungere da contenitore del sistema sensore più liquido, consente la misura ottica esterna del livello dell’acqua raggiunto:

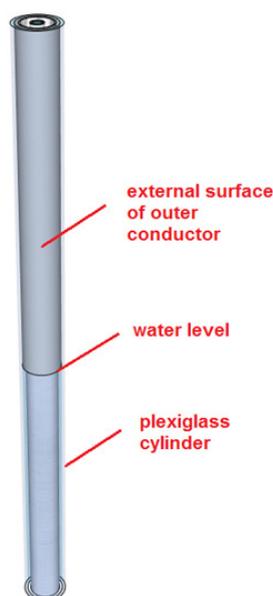


Figura 21: dettaglio del plexiglass con sensore e acqua a PTA

In questo modo è possibile calibrare e confrontare i risultati della misura di livello ottenuti dal sensore in esame.

I parametri geometrici della sezione PTA sono riassunti nel grafico e nella tabella seguenti:

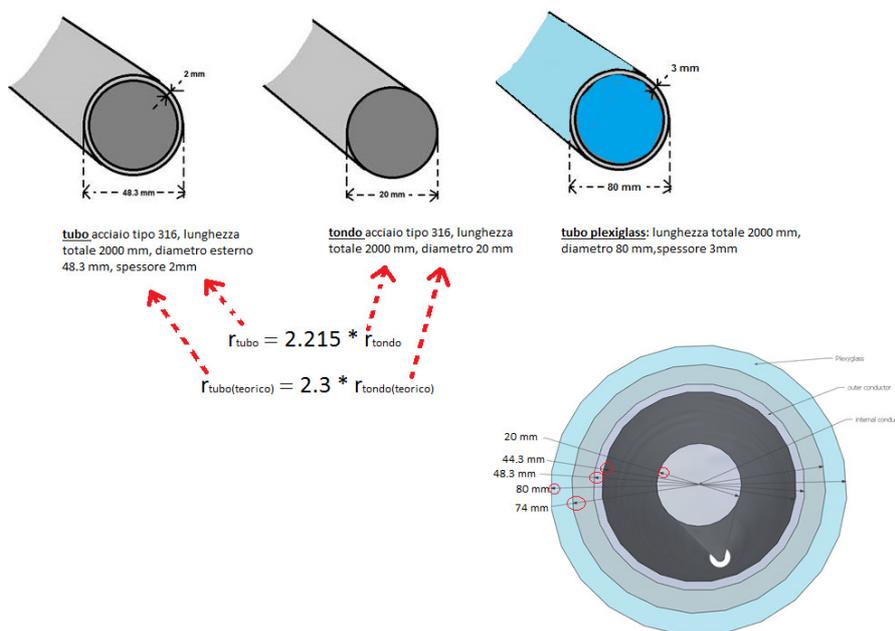


Figura 22: parametri geometrici della sezione a PTA

descrizione	simbolo	valore [mm]
altezza conduttori e contenitore plexiglass	l	2000
raggio conduttore interno (pieno)	r_a	10
raggio interno conduttore esterno	r_b	22.15
raggio esterno conduttore esterno	r_c	24.15
raggio interno plexiglass	r_d	37
raggio esterno plexiglass	r_e	40

Questa geometria con $r_b \approx 2.3 r_a$, consente di avere un' impedenza caratteristica del sensore coassiale di circa 50 Ohm quando è immersa in aria, e di circa 5.6 Ohm quando è immersa in acqua a 20 °C (cfr. Eq. (68)).

2.3 Assemblato della sezione PTA

Indipendentemente dalla geometria usata, si ha necessità di riempire e svuotare facilmente il cilindro di plexiglass che funge da contenitore di liquido.

Una vista dell'assemblato del sensore coassiale insieme al suo contenitore cilindrico in plexiglass e alla sua struttura di supporto è:

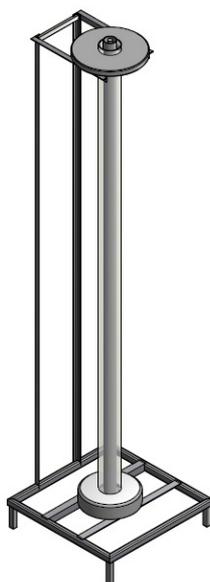


Figura 23: prospetto dell'assemblato

Nella parte alta è possibile versare l'acqua che grazie a una particolare base in PVC potrà permeare sia nell'intercapedine tra il plexiglass e il tubo in acciaio (conduttore esterno) che tra quest'ultimo e il tondo in acciaio (conduttore interno).

Nella parte bassa è presente un rubinetto che consente di svuotare il cilindro di plexiglass contenente l'acqua.

L'intero assemblato è trasportabile grazie a quattro ruote sulle quali poggia l'intera struttura.

Una sezione del sensore coassiale insieme al suo contenitore cilindrico in plexiglass è:

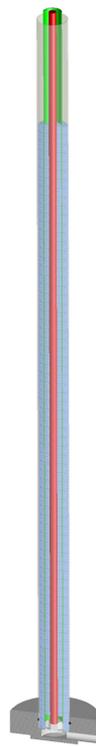


Figura 24: sezione dell'assemblato

Il particolare della base in PVC raccordata con la parte terminale bassa del sensore è il seguente:

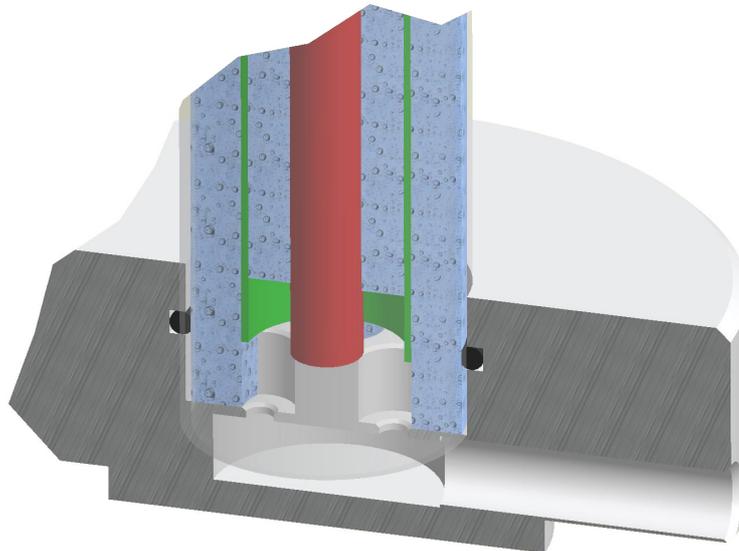


Figura 25: dettaglio in sezione del basamento

Il particolare della assemblato plexiglass, tubo esterno e tondo interno è il seguente:

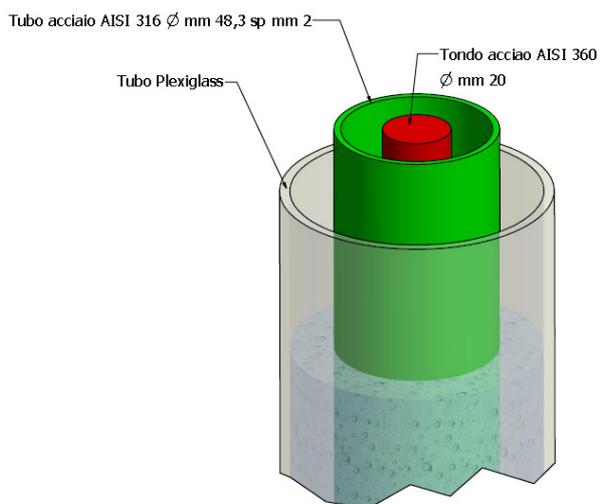


Figura 26: dettaglio della disposizione dei tubi

2.4 Primi risultati sperimentali statici della sezione PTA

Usando un oscilloscopio digitale con capacità di generazione di segnale e analisi TDR/TDT (come ad es. il PicoScope 9211A) e un “power splitter” connessi insieme come indicato nella seguente figura:



Figura 27: oscilloscopio digitale e power splitter

è possibile effettuare direttamente un’analisi TDR applicata al sensore coassiale.

Il power splitter usato è un dispositivo passivo che accetta un segnale in ingresso (porta “s”, figura sottostante) e lo fornisce in uscita sulla porta “2”. Dalla porta “2” si propaga quindi nel sensore coassiale, è riflesso dall’interfaccia aria-acqua e/o dal corto finale e ritorna indietro al power splitter il quale lo re-instrada alla porta 1 dell’oscilloscopio digitale. Ecco un dettaglio delle connessioni power-splitter / oscilloscopio:



Figura 28: dettaglio delle connessioni usate

Grazie alle capacità TDR dell’oscilloscopio in oggetto, è possibile generare un segnale a gradino negativo di 400 mV avente un rise time 20-80% tipico di 100 ps e iniettarlo, grazie al power splitter sia nel canale 1 dell’oscilloscopio e sia nel sensore coassiale:

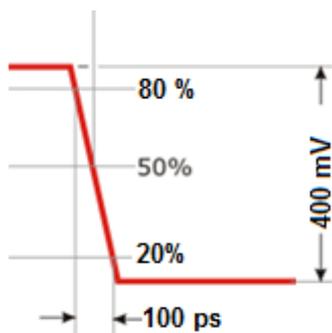


Figura 29: TDR, segnale iniettato

In questo modo, si può direttamente osservare il valore del coefficiente di riflessione ρ in aria o a vari livelli statici di riempimento del acqua nel recipiente di plexiglass che contiene il sensore. Nelle figure seguenti sono riportati alcuni risultati preliminari dell'esperimento effettuato:

- Segnale ottenuto dal sensore immerso nel contenitore in plexiglass vuoto e riempito d'acqua a vari livelli:

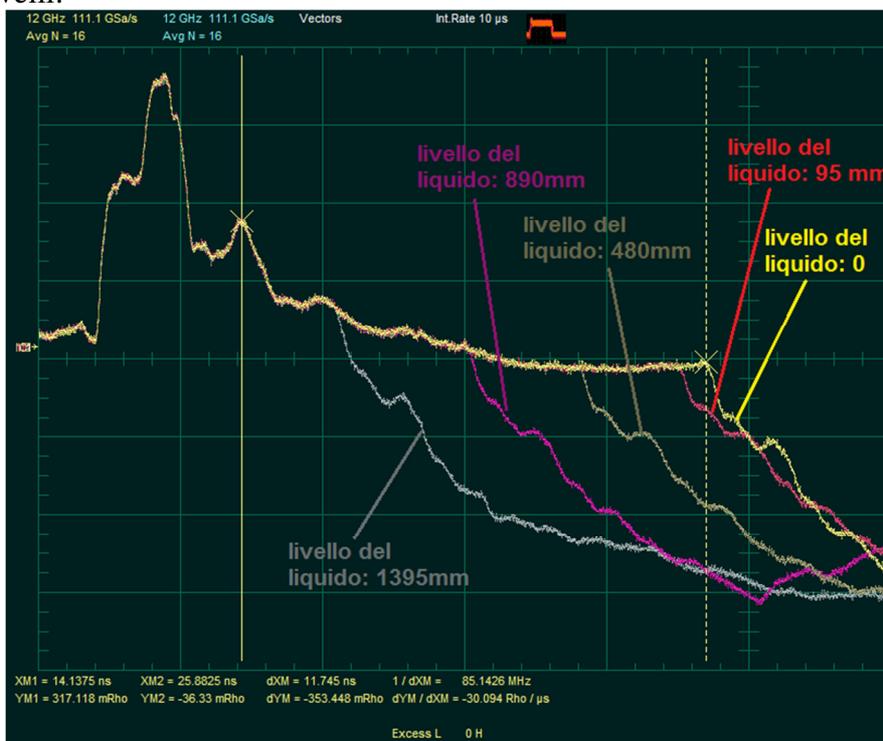


Figura 30: segnali di risposta

- dettaglio che illustra la parte del segnale che si differenzia grazie alla variazione del livello:

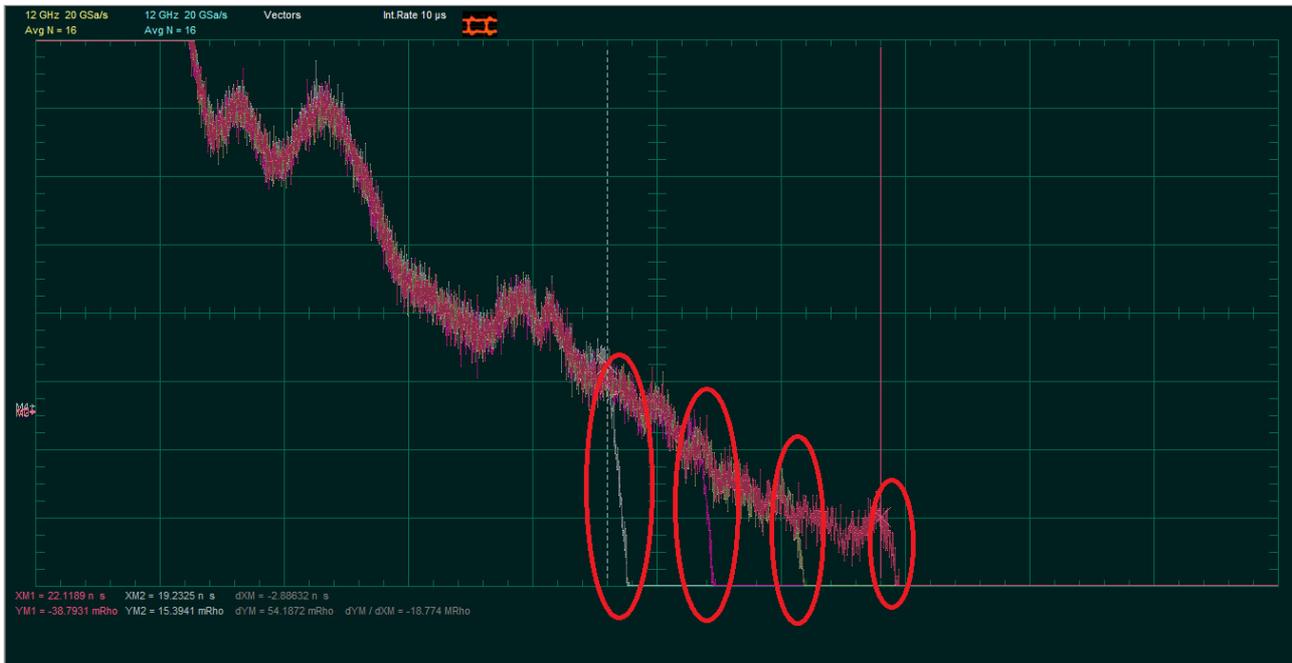


Figura 31: dettaglio dei segnali di risposta

Come si può osservare, il grafico di ρ è invertito rispetto a quello delle figure di p. 18 poiché il segnale iniettato è negativo.

Inoltre la prima parte del valore di ρ in funzione del tempo è comune a tutti i livelli poiché le condizioni sperimentali sono identiche differenziandosi a partire dalla differente quota del livello del liquido.

Il marker verticale giallo tratteggiato segna la posizione del corto finale del sensore coassiale.

Il marker verticale giallo intero segna la posizione del piano di riferimento costituito dalla posizione dei connettori all'estremità alta del sensore coassiale:

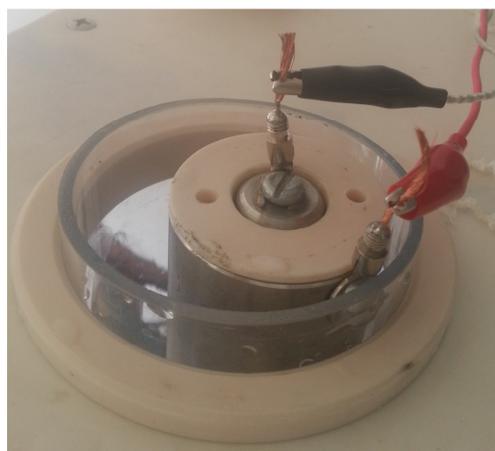


Figura 32 particolare delle connessioni al sensore coassiale

2.4.1 Test matrix

Di seguito sono riportati i primi risultati sperimentali, condotti su 10 misure di livello, che grazie a una comparazione ottica esterna di misura di livello consentono la determinazione del rapporto di velocità di propagazione come da Eq. (39):

$$k = \frac{v}{c} \approx \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (83)$$

n = no. misura	distanza dal corto [cm]	delay time tra n e n-1 [ns]	k calcolato
1 (in aria)	0	--	--
2	10.5	2-1: 0.798	0.501
3	25.5	3-2: 1.020	0.490
4	40	4-3: 0.915	0.528
5	55	5-4: 1.072	0.466
6	70	6-5: 0.955	0.524
7	84.5	7-6: 0.968	0.500
8	99	8-7: 0.968	0.499
9	114	9-8: 0.955	0.524
10	129	10-9: 0.994	0.503

I risultati delle misure consentono quindi di determinare un valore medio per k pari a:

$$\bar{k} \approx \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \approx 0.504 \quad (84)$$

Noto il valore medio di k, a questo punto si può usare il sensore per effettuare ad esempio una misura ottica di 130.5 cm di liquido ottenendo un delay di 8.656 ns:

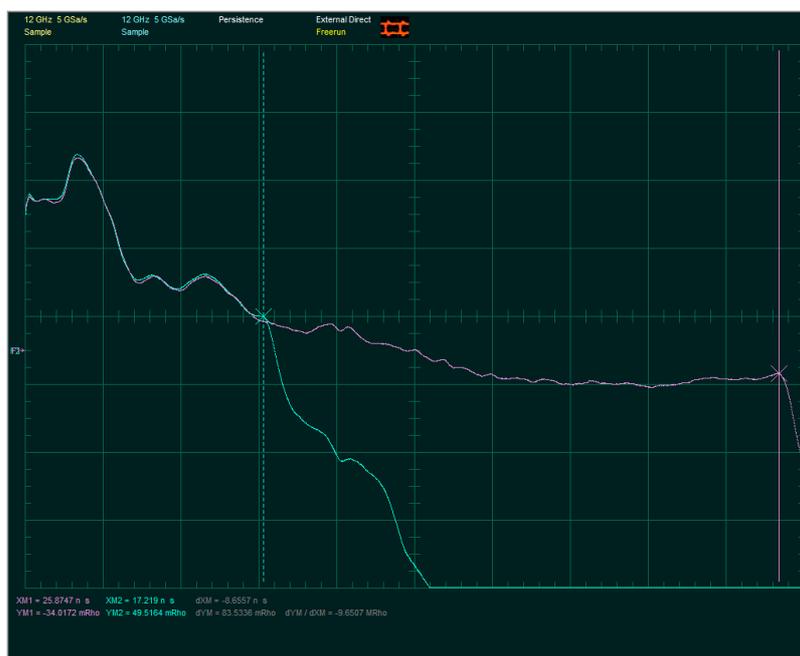


Figura 33: segnale in aria e con 130.5 cm di liquido

Si ha:

$$s = v \cdot \Delta t = k \cdot c \cdot \Delta t = 0.504 \cdot 300 \times 10^6 \frac{m}{s} \cdot 8.656 \times 10^{-9} s = 130.9 \text{ cm} \quad (85)$$

con un errore sperimentale quindi di circa lo 0.3%.

I risultati sperimentali dal valore del livello in aria (curva a destra) fino a 40 cm (curva a sinistra):

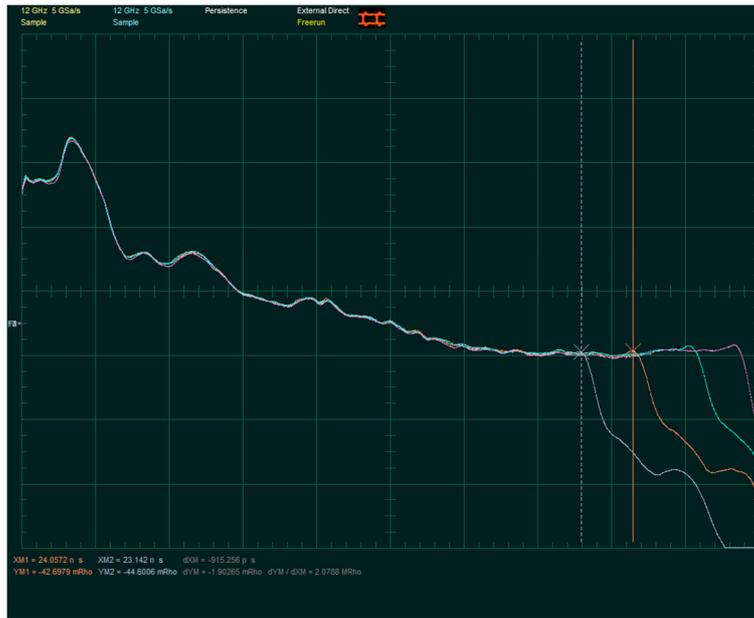


Figura 34: da dx. a sx. segnali in aria, ..., 40 cm

da 40 cm (curva a destra) fino a 84.5 cm (curva a sinistra):

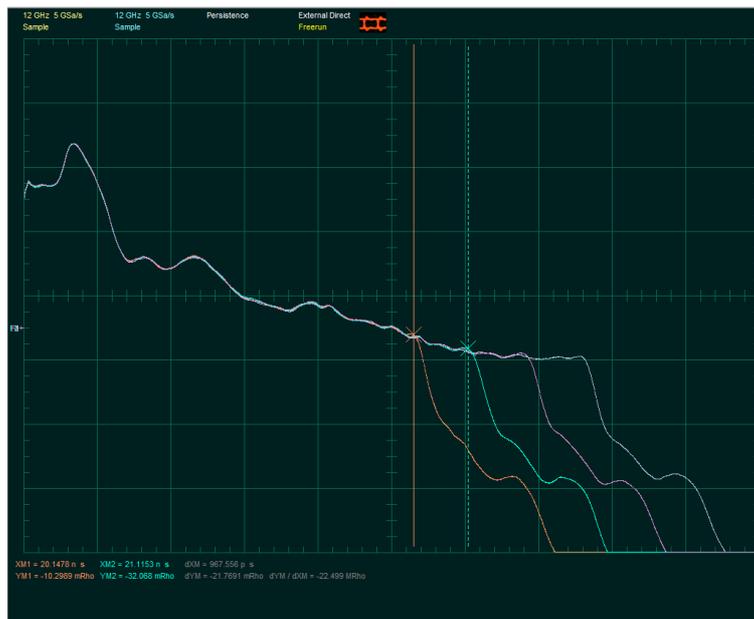


Figura 35: da dx. a sx. segnali 40 cm, ..., 84.5 cm

da 84.5 cm (curva a destra) fino a 129 cm (curva a sinistra):

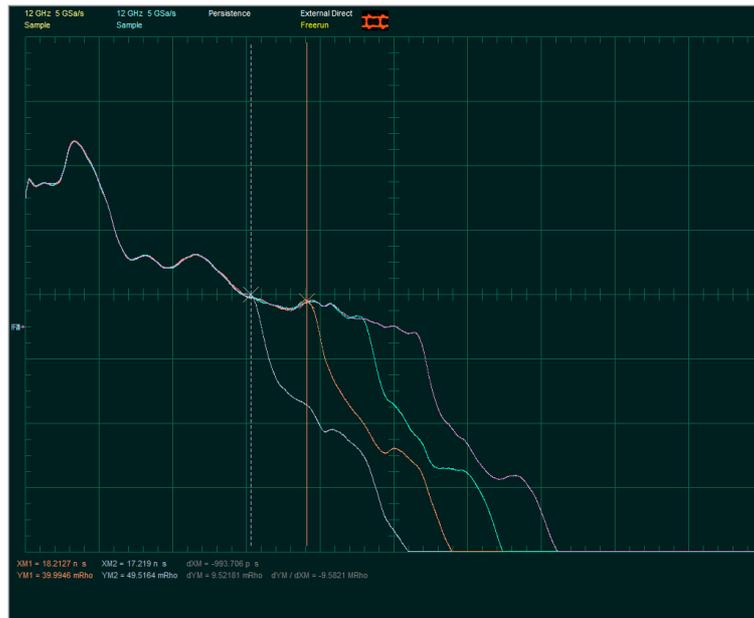


Figura 36: da dx. a sx. segnali 84.5, ..., 129 cm

2.5 Conclusioni

I risultati preliminari ottenuti mostrano una buona rispondenza tra la previsione teorica e la pratica sperimentale.

Per poter raggiungere pressioni e temperature elevate grazie alle quali testare la risposta del sensore a un sistema bifasico del tipo di quello che modella il generatore di vapore per il reattore dimostrativo ALFRED, occorre un impianto in grado di raggiungere i valori di temperatura e pressione di lavoro. Tale obiettivo può essere ottenuto impiegando la facility “Vaporetto” presente in ENEA-Casaccia che costituisce un impianto sperimentale modulare per applicazioni termoidrauliche a elevate pressioni e temperature [6].

Grazie a tale facility si potranno infatti raggiungere pressioni di 180 bar e temperature di 357°C.

In questa sezione sperimentale è necessario disporre di un misuratore di livello di riferimento che lavori in parallelo col nuovo sensore in oggetto.

Tale fase sperimentale farà parte di futuri sviluppi del progetto.

2.6 Riferimenti

- [1] P.C. Magnusson et al., *Transmission Lines and Wave Propagation*, 4th ed., CRC Press, 2001
- [2] S. J. Orfanidis, *Electromagnetic Waves and Antennas*, 2008, (disponibile online su: <http://www.ece.rutgers.edu/~orfanidi/ewa/>)
- [3] *Indagine teorica sull'uso della riflettometria nel dominio del tempo - Misuratore di livello dell'acqua in un serbatoio a temperatura e pressione elevate*, ENEA Rapporto Tecnico Interno NQBI ITS4B 85028, 1985
- [4] C. Maffezzoni, *Dinamica dei generatori di vapore*, Masson, 1989
- [5] Jingyan, Z. et al., *Dynamic simulation of once-through steam generator with concentric annuli tube*, *Annals of Nuclear Energy* 50, 185–198, 2012
- [6] *Descrizione dell'impianto sperimentale modulare per applicazioni termoidrauliche “Vaporetto”*, UTFISST MEPING (2013) no. 04
- [7] R. Dolezal, L. Varcop, *Process dynamics*, Elsevier Publishing Co., 1970