

Es06A: Oscillatore sinusoidale a ponte di Wien con OpAmp

Gruppo 1.AC
Bernardo Tomelleri

9 gennaio 2022

Indice

1	Misura componenti dei circuiti	1
1.a	Nota sul metodo di fit	2
2	Apparato di misura del guadagno ad anello chiuso	2
3	Misura del loop-gain βA	3
3.a	Risposta in frequenza	3
3.b	Dipendenza del loop-gain dalla resistenza del potenziometro	4
3.b.1	Misure di guadagno al variare di V_s	5
4	Progettazione del circuito auto-oscillante	7
5	Frequenza generata e innesco dell'oscillazione	7
5.a	Misura della frequenza generata dall'oscillatore	7
5.b	Dipendenze dalla posizione del potenziometro	9
5.c	Innesco dell'auto-oscillazione	11
6	Funzione dei diodi in parallelo	13
6.a	Studio dei segnali in ingresso e uscita	13
6.b	Analisi del funzionamento dei diodi	15
7	Misura di guadagno dell'oscillatore	16

1 Misura componenti dei circuiti

Resistenze [k Ω]	R	σR	Capacità [nF]	C	σC
R_1	9.95	0.08	C_1	10.4	0.4
R_2	9.92	0.08	C_2	10.5	0.4
R_3	9.93	0.08			
R_4	9.93	0.08			
R_5	9.95	0.08			
R	9.53	0.08			

Tabella 1: Valori di resistenza e capacità misurate per i componenti dei circuiti studiati.

Riportiamo per completezza anche i valori delle tensioni di alimentazione continue per l'op-amp misurate con il multimetro

$$V_{CC} = 4.99 \pm 0.03\text{V}$$

$$V_{EE} = -4.99 \pm 0.03\text{V}$$

Per tutto il resto della trattazione come ampiezze dei segnali si intendono misurate non “picco - picco”, a meno che non venga esplicitato altrimenti.

1.a Nota sul metodo di fit

Per determinare i parametri ottimali e le rispettive covarianze si è implementato in Python un algoritmo di fit basato sui minimi quadrati mediante la funzione `curve_fit` della libreria SciPy.

2 Apparato di misura del guadagno ad anello chiuso

Si è montato il circuito per la misura del loop-gain $\bar{L}(j\omega) = \beta(j\omega)\bar{A}$ nel nostro generatore di onde sinusoidali come quello proposto nello schema in fig. 1

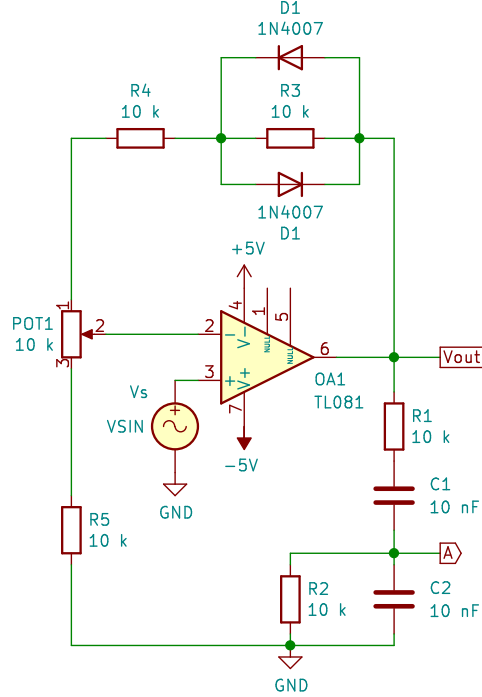


Figura 1: Schema circuitale dell'amplificatore di carica costruito.

Il circuito è formato da un amplificatore non-invertente con guadagno indipendente dalla frequenza (trascurando la presenza e risposta non lineare dei diodi in parallelo a R_3 - che consideriamo dei circuiti aperti - dal momento che supponiamo di lavorare con $V_{out} \sim V_{R_3}$ vincolato ad essere in modulo minore rispetto alla tensione caratteristica del regime di conduzione in cui questi svolgono un ruolo $V_\gamma \sim 0.7$ V)

$$A = 1 + \frac{(1-p)R + R_3 + R_4}{pR + R_5} \quad (1)$$

in cui il parametro $p \in [0, 1]$ è stato introdotto per indicare la posizione del contatto strisciante in POT1, o meglio la frazione di resistenza totale R del potenziometro ideale che si trova tra il terminale centrale e la resistenza R_5 (dunque massa). Quindi, per costruzione, quando $p = 0$ il trimmer del potenziometro è girato tutto verso il basso (R_5), mentre per $p = 1$ è rivolto verso l'alto (R_4).

A questo si aggiunge un anello di feedback "positivo" il cui guadagno è dato dal rapporto di partizione

$$\beta(s) = \frac{Z_P}{Z_S + Z_P} = \frac{1}{Z_S/Z_P + 1} \quad (2)$$

tra un'impedenza RC "serie" Z_S e un'impedenza "parallelo" Z_P , ovvero sia

$$Z_S = R_1 + \frac{1}{sC_1} = R_1 \frac{s + \omega_1}{s}$$

$$Z_P = \frac{R_2}{1 + sR_2C_2} = R_2 \frac{\omega_2}{s + \omega_2}$$

dove abbiamo indicato $\omega_1 = 1/(R_1C_1)$ e con $\omega_2 = 1/(R_2C_2)$. Espandendo in termini delle singole resistenze e pulsazioni possiamo riscrivere il fattore di feedback

$$\beta(s) = \frac{1}{1 + Z_S/Z_P} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} \frac{(s + \omega_1)(s + \omega_2)}{s\omega_2}} = \frac{R_2}{R_1} \frac{s\omega_2}{\omega_1\omega_2 + s^2 + \left[\omega_1 + \omega_2 \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)\right] s} \quad (3)$$

Per la condizione di Barkhausen consideriamo solo valori puramente immaginari di $s = j\omega$, per cui troviamo

$$\beta(j\omega) = \frac{R_2}{R_1} \frac{j\omega\omega_2}{\omega_1\omega_2 - \omega^2 + j\omega \left[\omega_1 + \omega_2 \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \right]} > 0 \quad (4)$$

Ora, poiché A è reale, la pulsazione in cui si annulla lo sfasamento del loop si trova imponendo che per una certa pulsazione ω_0 si semplifichino le j nel rapporto precedente, quindi anche $\beta(j\omega_0) \in \mathbb{R}^+$. Si vede immediatamente che questo si verifica quando

$$\omega_1\omega_2 - \omega_0^2 = 0 \implies \omega_0 = \sqrt{\omega_1\omega_2} \quad (5)$$

A questa frequenza il guadagno β della rete di feedback vale

$$\beta(j\omega_0) = \frac{R_2}{R_1} \frac{1}{1 + \frac{R_2}{R_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2}}$$

da cui otteniamo la nostra espressione attesa per il loop-gain

$$L(j\omega_0) = A\beta(j\omega_0) = A \frac{R_2}{R_1} \frac{1}{1 + \frac{R_2}{R_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2}} \quad (6)$$

Questo assume una forma ancora più semplice nel caso in cui supponiamo di avere (entro l'incertezza sperimentale) $R_1 = R_2 = R_0$ e $C_1 = C_2 = C_0$, da cui segue che anche $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$. In questo caso le impedenze diventano

$$Z_S = R_0 \frac{s + \omega_0}{s}$$

$$Z_P = R_0 \frac{\omega_0}{s + \omega_0}$$

che portano ad un fattore di feedback

$$\beta(s) = \frac{1}{1 + Z_S/Z_P} = \frac{1}{1 + (s + \omega_0^2)/s\omega_0} = \frac{s/\omega_0}{(s/\omega_0)^2 + 3s/\omega_0 + 1} \quad (7)$$

Come prima, per la condizione di Barkhausen ci restringiamo a studiare

$$\beta(s = j\omega) = \frac{j\omega/\omega_0}{1 - \omega^2/\omega_0^2 + 3j\omega/\omega_0} > 0$$

per cui, alla frequenza di annullamento della fase ω_0

$$\beta(j\omega_0) = \frac{1}{3} \implies L(j\omega_0) = A/3 \quad (8)$$

Per ottenere un generatore di onde sinusoidali è necessario che sia soddisfatta la condizione di Barkhausen, ovvero che il denominatore della funzione di trasferimento dell'oscillatore reazionato ad anello chiuso

$$L(j\omega_0) = \beta A = 1 \quad \text{per} \quad s = \pm j\omega_0$$

che nel nostro caso significa trovare quei parametri p e ω_0 per cui vale $A(p) = 3$ e $\beta(j\omega) = 1/3$.

3 Misura del loop-gain βA

3.a Risposta in frequenza

Si vuole studiare la funzione di trasferimento del loop di feedback positivo $L(j\omega) = \beta(j\omega)A(j\omega)$ a partire dal rapporto $V_A/V_s = \beta\bar{A} = \bar{L}(j\omega)$, per cui si è inviato all'ingresso non-invertente dell'amplificatore un'onda sinusoidale di ampiezza fissata a $V_s = 99.9 \pm 0.8$ mV

Dunque abbiamo studiato il segnale in uscita dal circuito nel punto A al variare della frequenza del segnale in ingresso $V_s(t)$ tramite lo strumento Network dell'AD2. Riportiamo in fig. 2 modulo e fase misurati per $\bar{L}(\omega)$ con plot di Nyquist in dettaglio a destra.

Si è misurata direttamente la frequenza propria dell'oscillatore posizionando i cursori nel punto in cui la fase si annulla, che corrisponde anche alla frequenza di centro banda, dove il guadagno della rete di sfasamento è massimo

$$f_0 = 1522 \pm 2 \text{ Hz}$$

$$A_M = |\beta(j\omega_0)\bar{A}| = -1.10 \pm 0.05 \text{ dB} = 0.881 \pm 0.005$$

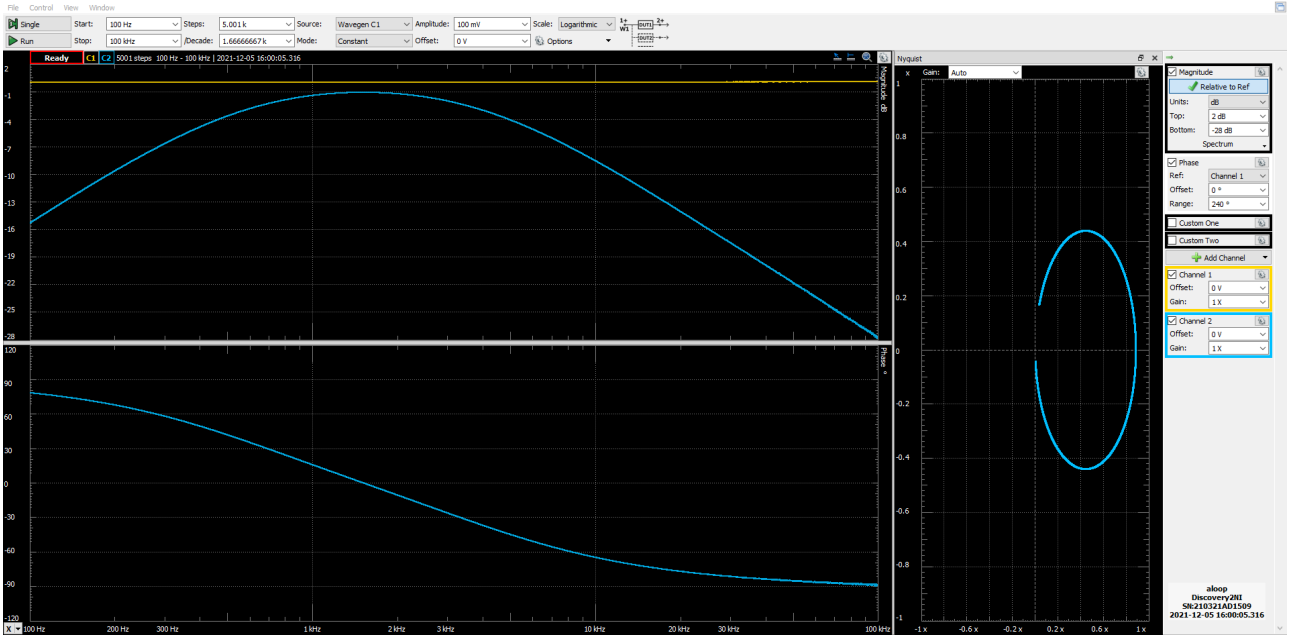


Figura 2: Plot di Bode e Nyquist ottenuto dallo scan con Network tra 100 Hz e 100 kHz con un segnale sinusoidale in ingresso all'anello di feedback invertente A , di ampiezza costante $v_{in} = 100$ mV.

Inoltre abbiamo ricavato una stima delle frequenze di taglio dal punto in cui il guadagno diminuisce di -3.01 dB rispetto ad A_M

$$f_L = 804 \pm 2 \text{ Hz}$$

$$f_H = 2875 \pm 8 \text{ Hz}$$

3.b Dipendenza del loop-gain dalla resistenza del potenziometro

Riportiamo le misure di massimo e minimo guadagno $A = V_{out}/V_s$ trovate al variare della posizione del trimmer:

$$V_s = 199 \pm 2 \text{ mV}$$

$$V_{min} = 403 \pm 3 \text{ mV} \implies A_{v,min} = 2.02 \pm 0.03$$

$$V_{max} = 790 \pm 6 \text{ mV} \implies A_{v,max} = 3.97 \pm 0.05$$

questo ci rassicura del fatto che tra i due estremi esista un certo valore di p per cui il guadagno vale $A(p) = 3$ come richiesto dalla condizione di auto-oscillazione.

Abbiamo raccolto le nostre misure del guadagno al variare della posizione del contatto strisciante del potenziometro (o più semplicemente del valore di p) nella tabella 2.

p [arb. un.]	R_p [Ω]	$\sigma(R_p)$	V_{out} [mV]	$\sigma(V_{out})$	$A = V_{out}/V_s$	$\sigma(A)$
6.3×10^{-5}	0.6	0.2	790	6	3.97	0.05
0.04	382	4	759	6	3.81	0.05
0.10	977	8	721	6	3.62	0.05
0.16	1550	13	680	5	3.42	0.04
0.23	2.23 k	0.03 k	642	5	3.23	0.04
0.33	3.15 k	0.03 k	599	5	3.01	0.04
0.43	4.09 k	0.04 k	560	4	2.81	0.04
0.54	5.16 k	0.05 k	520	4	2.61	0.03
0.66	6.25 k	0.05 k	483	4	2.43	0.03
0.82	7.80 k	0.07 k	442	4	2.22	0.03
1	9.53 k	0.08 k	403	3	2.03	0.03

Tabella 2: Misure di guadagno al variare della tensione in ingresso V_s all'anello di feedback. La forma d'onda in uscita non manifesta difetti dovuti al clipping dell'op-amp quando questo esce dal regime lineare.

3.b.1 Misure di guadagno al variare di V_s

Misurando con l'oscilloscopio l'ampiezza dei segnali in ingresso V_s e in uscita v_{out} dall'amplificatore possiamo ricavare una misura del guadagno del circuito dal rapporto $A = \frac{v_{out}}{v_{in}}$.

Riportiamo l'andamento qualitativo della forma d'onda in uscita al crescere dell'ampiezza del segnale in ingresso come visualizzato all'oscilloscopio:

Per un'ampiezza di $V_s = 99.9 \pm 0.8$ mV il segnale osservato in uscita nel dominio dei tempi risulta in buona approssimazione sinusoidale, riportiamo un fermo immagine dei due segnali studiati come visualizzati dall'oscilloscopio dell'AD2 in fig. 3

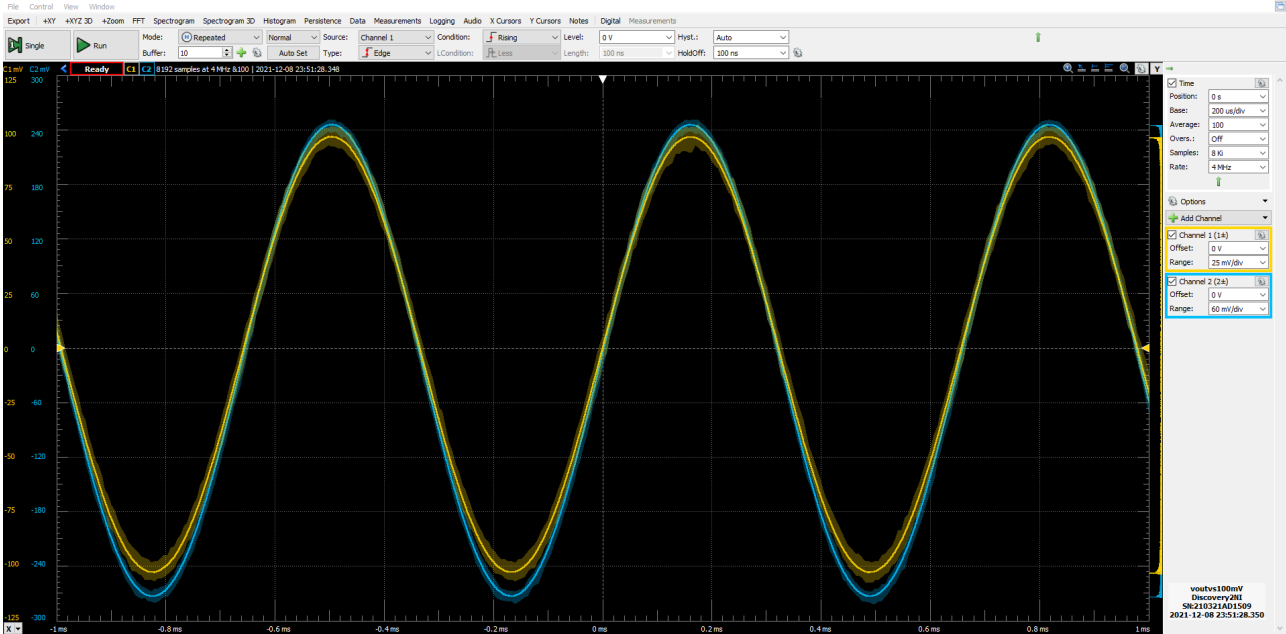


Figura 3: Acquisizione presa dall'oscilloscopio dell'andamento nel tempo dei segnali $V_s(t)$ (CH1) e $V_{out}(t)$ (CH2).

Per ampiezze maggiori dell'onda in ingresso il segnale osservato in uscita cresce linearmente in ampiezza senza distorsioni apprezzabili, fino a circa $V_s = 1699 \pm 13$ mV per cui la forma d'onda $V_{out}(t)$ inizia ad essere affetta da "clipping" nel suo semi-periodo negativo (fig. 4).

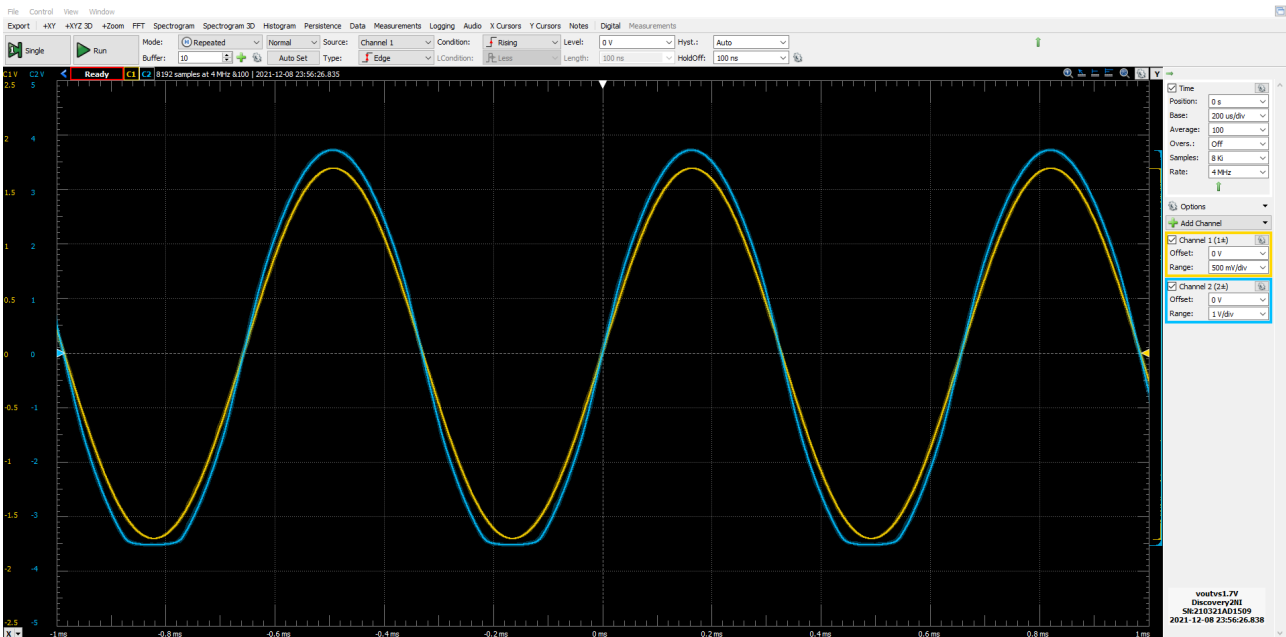


Figura 4: Acquisizione presa dall'oscilloscopio dell'andamento nel tempo dei segnali $V_s(t)$ (CH1) e $V_{out}(t)$ (CH2).

Continuando ad aumentare l'ampiezza fino a $V_s = 3.01 \pm 0.02 \text{ V}$ entrambi i picchi di $V_{out}(t)$ vengono tosati alle tensioni di saturazione positiva e negativa dell'OpAmp (fig. 5); che quando abbiamo trattato il Trigger di Schmitt avevamo indicato con

$$V_{OH} = 4.19 \pm 0.04 \text{ V}$$

$$V_{OL} = -3.62 \pm 0.03 \text{ V}$$

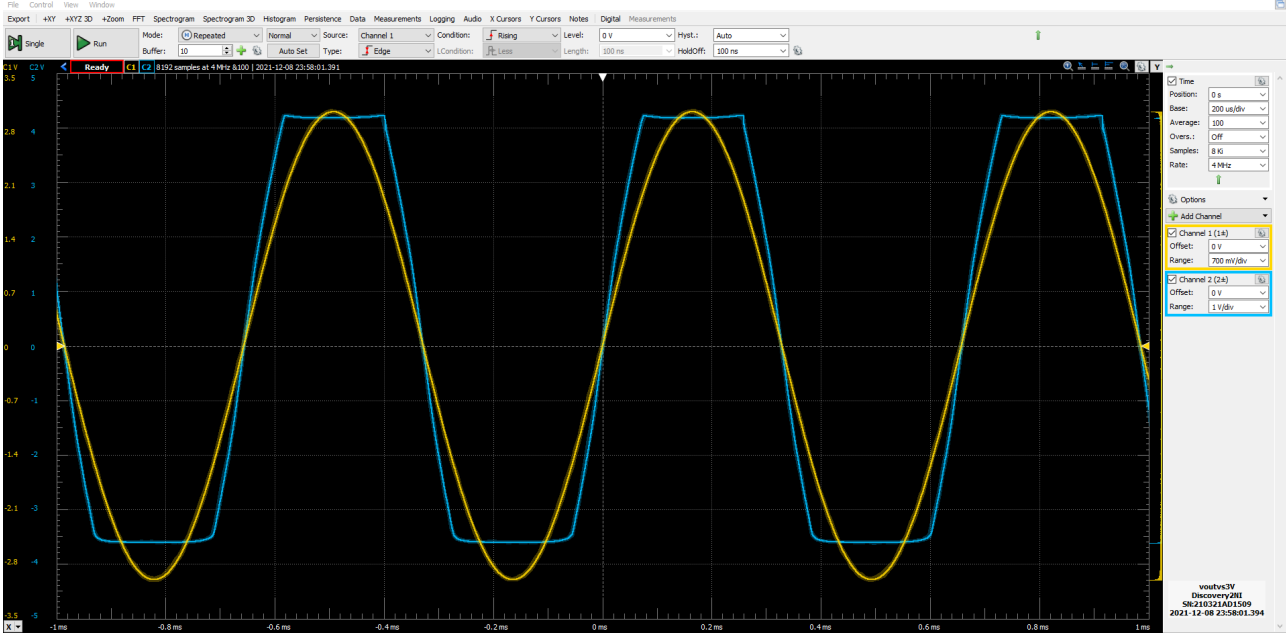


Figura 5: Acquisizione presa dall'oscilloscopio dell'andamento nel tempo dei segnali $V_s(t)$ (CH1) e $V_{out}(t)$ (CH2).

Infine, quando l'ampiezza in ingresso supera V_{OH} osserviamo l'onda quadra in uscita commutare livello due volte nello stesso periodo, proprio in corrispondenza del passaggio di $V_s(t)$ dalle tensioni di saturazione del TL081 (fig. 6).

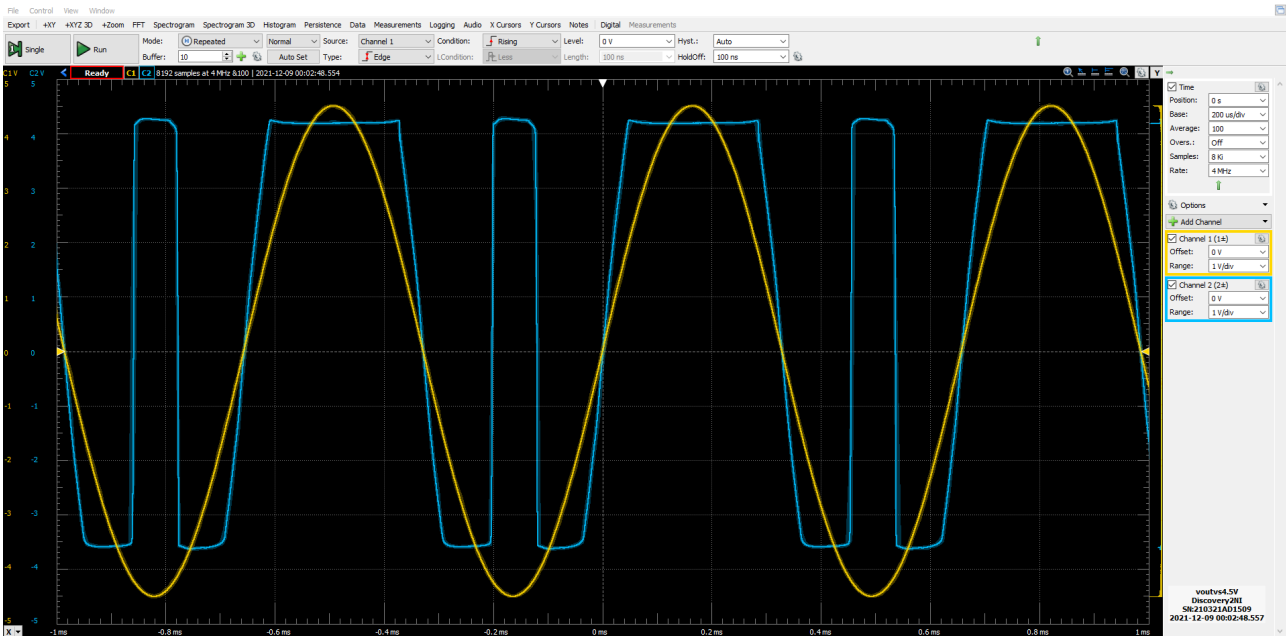


Figura 6: Acquisizione presa dall'oscilloscopio dell'andamento nel tempo dei segnali $V_s(t)$ (CH1) e $V_{out}(t)$ (CH2).

Con un fit lineare possiamo stimare il guadagno dell'amplificatore a partire dal grafico di $v_{out} = A v_{in}$ al variare di v_{in} . Riportiamo quanto trovato per il primo circuito: Da cui troviamo i seguenti parametri per la

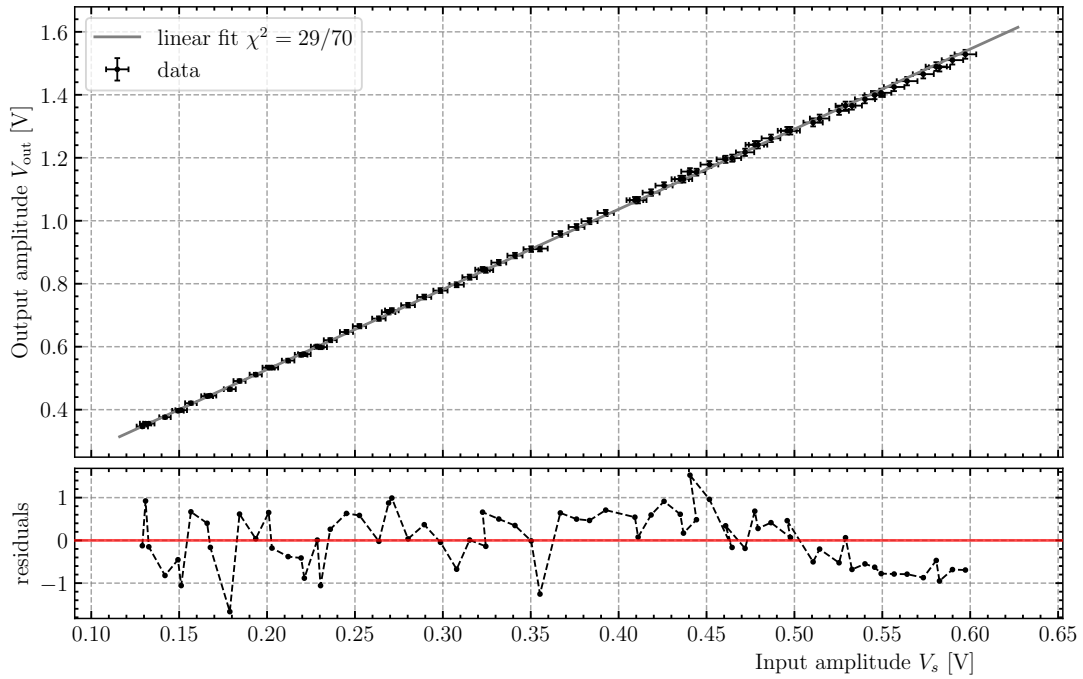


Figura 7: Fit lineare per l'andamento dell'ampiezza misurata in uscita rispetto all'ampiezza del segnale in ingresso.

retta di best-fit

$$\text{intercetta} = 18.7 \pm 1.3 \text{ mV} \quad \text{pendenza} = 2.544 \pm 0.004 \quad \text{correlazione} = -0.90 \quad \chi^2 = 29 \quad \text{d.o.f.} = 70$$

Il valore atteso per il guadagno calcolato a partire dal valore dei componenti in questa configurazione del circuito ($R_p = 5.43 \pm 0.05 \text{ k}\Omega \Rightarrow p = 0.570 \pm 0.007$) è data dalla eq. (1)

$$A_{\text{exp}} = \frac{R + R_3 + R_4 + R_5}{R_p + R_5} = 2.55 \pm 0.03$$

Questo è in ottimo accordo con quanto trovato sperimentalmente dalla nostra analisi.

Per completezza riportiamo in fig. 8 anche le misure che non abbiamo considerato nel fit perché oltre la regione in cui l'op-amp ha comportamento lineare

4 Progettazione del circuito auto-oscillante

Si è completato il circuito oscillatore a ponte di Wien collegando l'ingresso non-invertente dell'OpAmp TL081CP al punto A, quindi chiudendo l'anello di feedback positivo, come si vede in fig. 9

5 Frequenza generata e innesco dell'oscillazione

5.a Misura della frequenza generata dall'oscillatore

Per il valore massimo della resistenza del potenziometro per cui osserviamo un segnale oscillante in uscita dal circuito $R_{p_{\text{max}}} = 2.96 \pm 0.03 \text{ k}\Omega$ abbiamo misurato la frequenza del segnale con tre metodi diversi: Come prima stima della frequenza propria dell'oscillatore abbiamo preso la frequenza in cui si osserva l'unico picco presente nella FFT del segnale $v_{\text{out}}(t)$ determinata con l'uso dei cursori

$$f_0 = 1.52 \pm 0.02 \text{ kHz}$$

Tramite la funzione di misura automatica "Measurements > frequency" dell'AD2

$$f_0 = 1517 \pm 15 \text{ Hz}$$

Perfettamente compatibile con una misura diretta del periodo del segnale nel dominio dei tempi, fatta sempre utilizzando i cursori

$$T_0 = 660 \pm 8$$

$$f_0 = 1516 \pm 18 \text{ Hz}$$

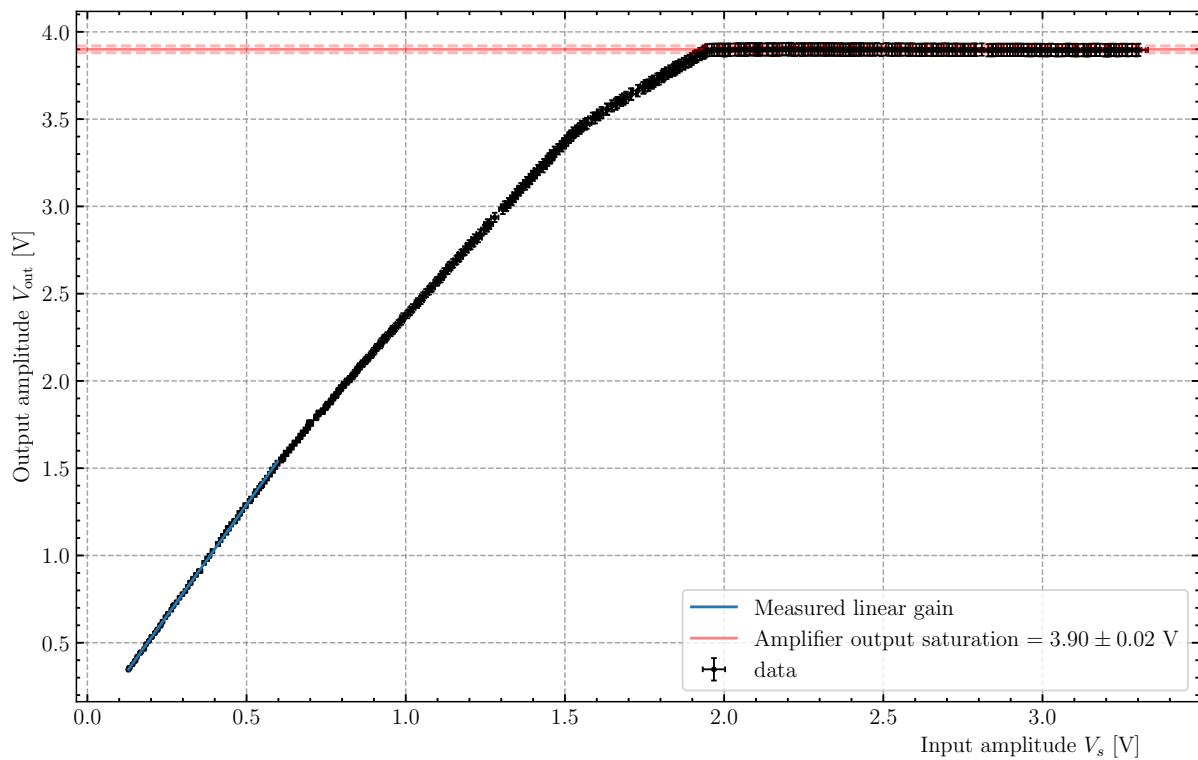


Figura 8: Andamento reale dell'ampiezza del segnale in uscita al variare dell'ampiezza del segnale in ingresso, anche oltre il regime lineare dell'amplificatore.

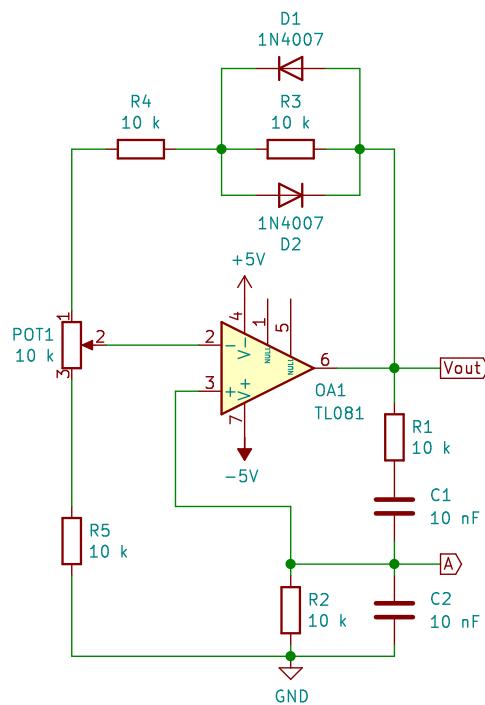


Figura 9: Schema circuitale dell'oscillatore a ponte di Wien studiato.

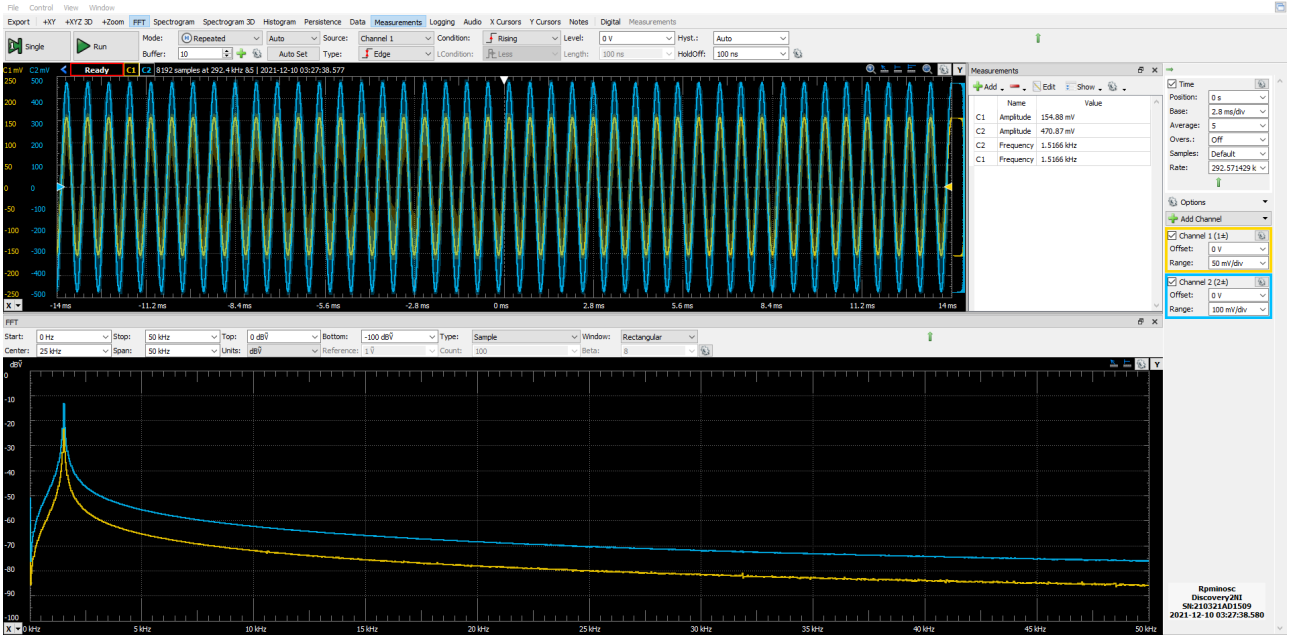


Figura 10: Fermo immagine preso dall'oscilloscopio per illustrare i tre metodi di misura sperimentati. Le tracce dei segnali corrispondono a $v_+(t)$ (CH1) e $v_{out}(t)$ (CH2). Dalle trasformate di Fourier dei segnali non si riescono ad apprezzare armoniche superiori alla fondamentale

Tutti e tre i metodi forniscono misure compatibili con il valore atteso

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_1 C_1 R_2 C_2}} = 1.53 \pm 0.06 \text{ kHz} \quad (9)$$

5.b Dipendenze dalla posizione del potenziometro

Al variare del parametro p del potenziometro si evidenziano tre principali regimi di operazione del circuito:

$1 < p < p_{\max}$ dove in uscita dall'OpAmp non si riesce ad osservare il segnale sinusoidale che intendiamo generare. In questa configurazione qualsiasi segnale viene attenuato dal circuito fino a non essere distinguibile dal rumore di fondo dello strumento.

$p_{\max} < p < p_{\text{dist}}$ dove il segnale in uscita $V_{out}(t)$ è in buona approssimazione una sinusoidale con frequenza prossima a quella propria dell'oscillatore f_0 . In questa configurazione il guadagno del circuito è sufficiente per sostenere l'oscillazione sinusoidale in maniera stabile senza che l'uscita del circuito diverga fino alla saturazione.

$p_{\text{dist}} < p < 0$ dove $V_{out}(t)$ mostra significative distorsioni non lineari dovute alla presenza dei diodi e dalla potenza finita che il TL081 è in grado di erogare. In questa configurazione il guadagno dell'anello amplificatore tende a divergere, quindi qualsiasi segnale cresce in ampiezza fino a raggiungere la saturazione dell'OpAmp.

In corrispondenza del valore massimo di p per cui riusciamo ad osservare un seno in uscita dall'oscillatore abbiamo misurato il valore minimo assunto dall'ampiezza del segnale in uscita $V_{out,\min} = 471 \pm 4 \text{ mV}$ alla sua frequenza massima di $f_{\max} = 1516.2 \pm \text{ Hz}$ (compatibile con il valore misurato di f_0)

Al decrescere della resistenza R_p si vede che l'ampiezza aumenta fino ad un'ampiezza picco-picco massima di $V_{out,\max} = 7.78 \pm 0.04 \text{ V}$ (compatibile con la differenza tra le tensioni di saturazione positiva e negativa $V_{OH} - V_{OL} = 7.81 \pm 0.05 \text{ V}$), mentre la frequenza dell'onda diminuisce fino al valore minimo osservato di $f_{\min} = 1423.4 \text{ Hz}$.

Osservando il segnale in uscita $V_{out}(t)$ ci si aspetta di trovare un'onda sinusoidale di ampiezza picco-picco massima $\sim 8 \text{ V}$ e frequenza dello stesso ordine di grandezza di quella propria dell'oscillatore f_0 , vista in eq. (9). Mentre come $v_+(t) = V_A(t)$ ci aspettiamo un'onda della stessa forma di $v_{out}(t) = A(p)v_+(t)$, ma ridotta in ampiezza dalla funzione di trasferimento reale $1/A$ e lo stesso segnale all'ingresso negativo.

Questo corrisponde all'andamento osservato dei segnali, che riportiamo nelle seguenti figure al variare della frazione di resistenza del potenziometro p .

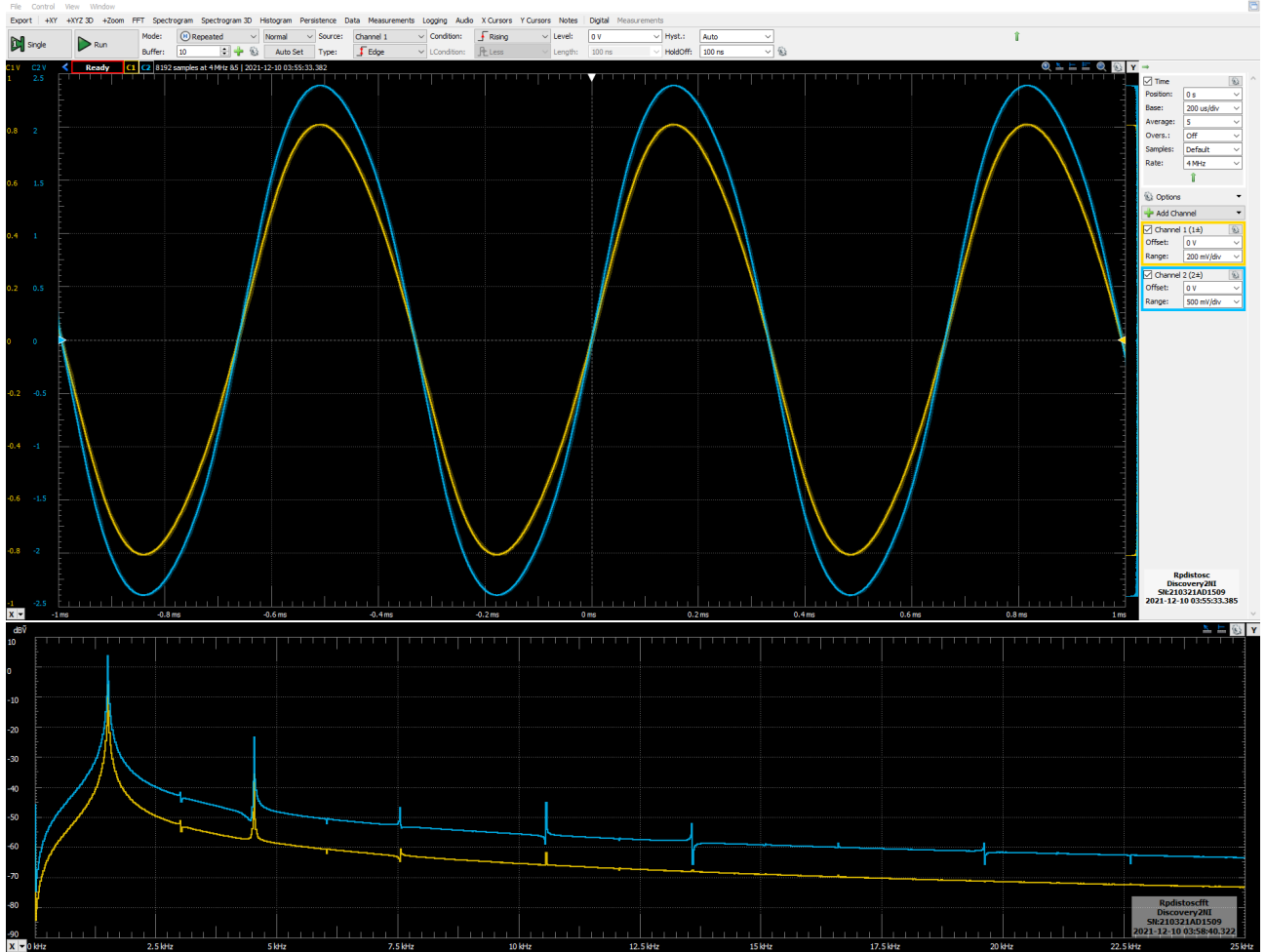


Figura 11: Fermo immagine preso dall'oscilloscopio dell'andamento nel tempo dei segnali $v_+(t)$ (CH1) e $V_{out}(t)$ (CH2). Nelle FFT dei segnali si nota bene la presenza di armoniche spurie multiple della fondamentale f_0 .

Per un valore di resistenza pari a $R_{p\text{dist}} = 2.17 \pm 0.03 \text{ k}\Omega \Rightarrow p = 0.228 \pm 0.004$ abbiamo come fattore di riscaldamento $1/A = 0.308 \pm 0.003$ e si iniziano a notare le distorsioni dell'onda in uscita rispetto ad una sinusoide (fig. 11).

Dunque per $R_{p\text{int}} = 1454 \pm 12 \text{ }\Omega \Rightarrow p = 0.153 \pm 0.002$ abbiamo come fattore di riscaldamento $1/A = 0.290 \pm 0.003$; in particolare la forma d'onda in uscita ora ha semiperiodo negativo tagliato a $V_{OL} \approx 3.5 \text{ V}$ in maniera simile al regime di interdizione visto per un amplificatore con BJT a emettitore comune (fig. 12).

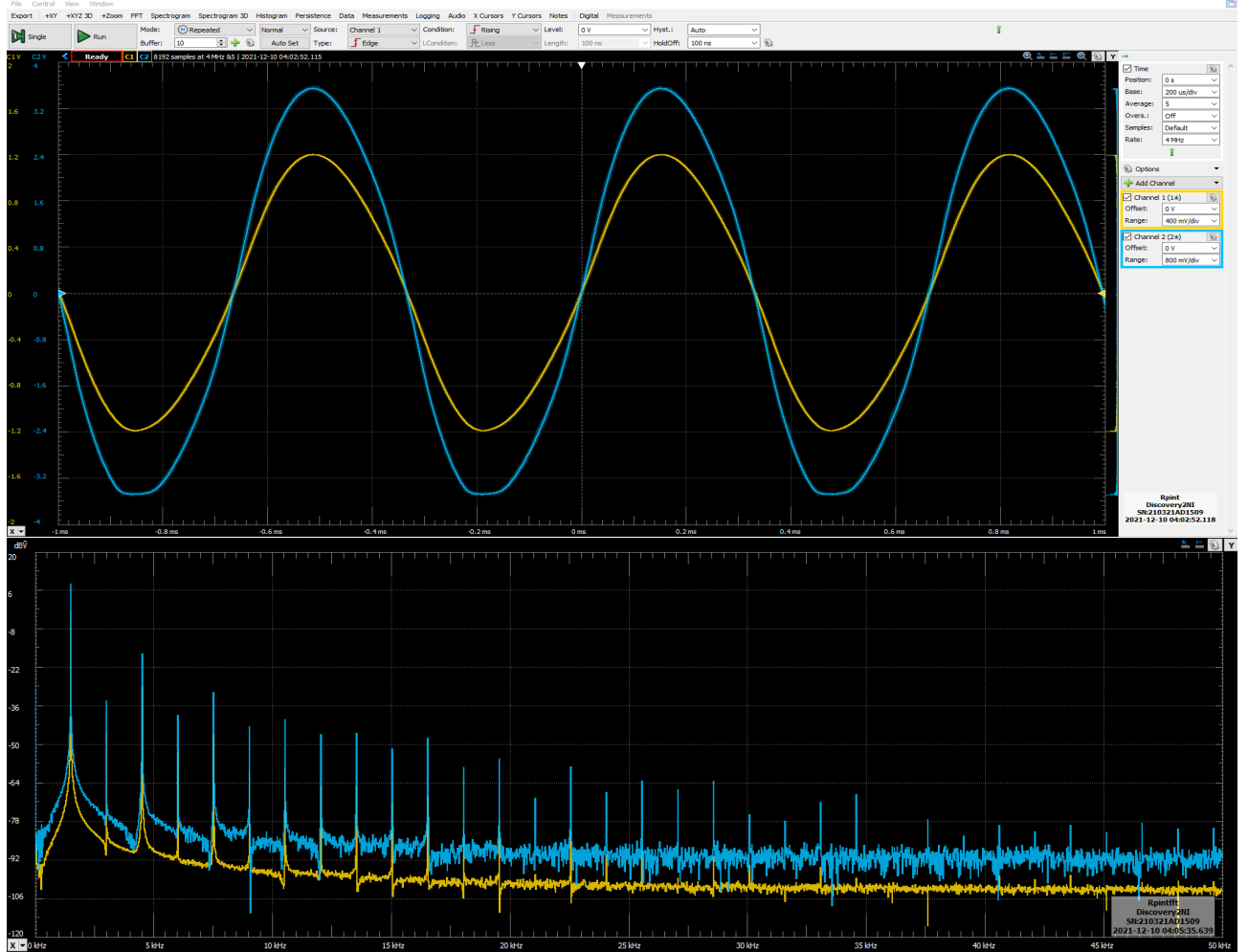


Figura 12: Fermo immagine preso dall'oscilloscopio dell'andamento nel tempo dei segnali $v_+(t)$ (CH1) e V_{out} (CH2). Dalle trasformate di Fourier (di sotto) si nota un significativo aumento nel numero di picchi, a ulteriore conferma del fatto che non ci troviamo più in regime lineare.

Spostando il contatto strisciante fino al minimo valore del potenziometro la forma d'onda in uscita risulta affetta da clipping in entrambi i semiperiodi del segnale; inoltre per $R_p = 2.3 \pm 0.2 \text{ k}\Omega \Rightarrow p = (2.4 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ abbiamo come fattore di riscaldamento $1/A \approx 0.253 \pm 0.003$ (fig. 13).

5.c Innesco dell'auto-oscillazione

Mettendo in corto-circuito il parallelo di R_3 con i diodi si riesce a bloccare l'oscillazione del segnale in uscita dal circuito, come si vede in fig. 14.

Questo perché la condizione di Barkhausen è soddisfatta solamente quando vale $\beta A = 1$ esattamente. Ma (a causa degli inevitabili difetti fisici nei componenti del circuito) non è possibile soddisfare questa condizione ideale a meno che non si introduca una non linearità nella risposta -che tenda a riportare il sistema nello stato ottimale per sostenere le oscillazioni- per porre rimedio a questo problema facciamo uso dei due diodi.

Senza di questi, a seconda delle condizioni di lavoro del circuito, possono succedere sostanzialmente due cose:

1. $|\beta A| < 1 \Rightarrow$ Il circuito si trova in regime stabile, quindi non inizia mai ad oscillare. Perché se p è troppo grande, cioè tale che $A < 3 \Rightarrow L(j\omega) < 1$, dalla teoria generale sui sistemi con feedback sappiamo che l'involuppo di $V_{\text{out}}(t)$ decade esponenzialmente nel tempo.

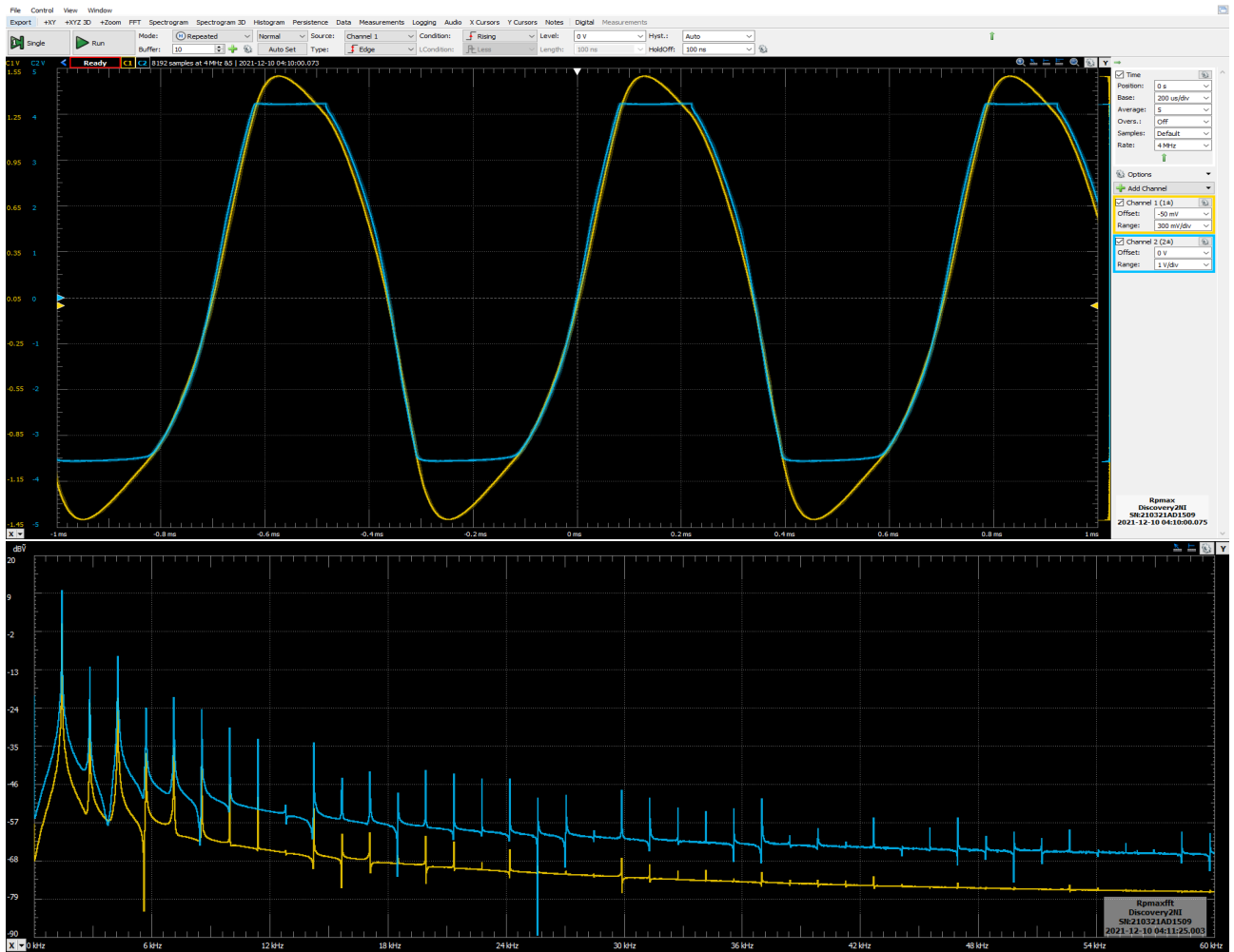


Figura 13: Fermo immagine preso dall'oscilloscopio dell'andamento nel tempo dei segnali $v_+(t)$ (CH1) e $V_{out}(t)$ (CH2) e relative trasformate di Fourier.

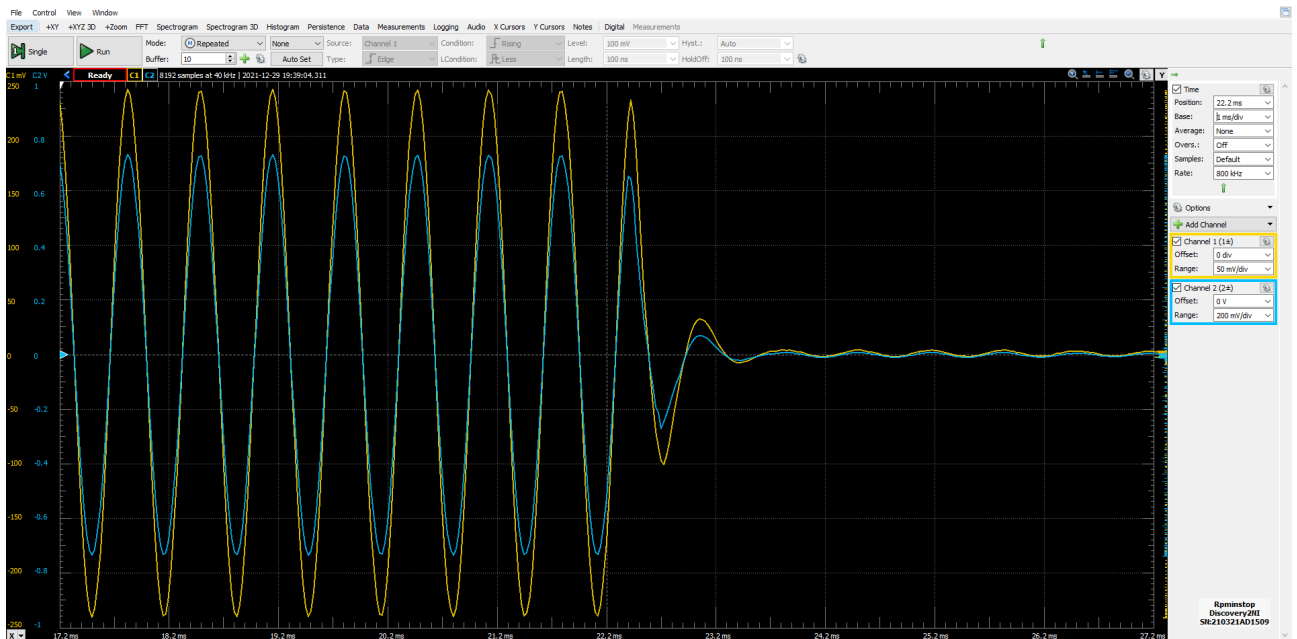


Figura 14: Acquisizione dell'arresto dei segnali oscillanti $v_+(t)$ (CH1) e $V_{out}(t)$ (CH2) non appena i diodi vengono disconnessi dal circuito.

2. $|\beta A| > 1 \implies$ Il circuito è in zona instabile e l'oscillazione diverge fino alla saturazione dell'uscita dell'OpAmp. Perché al contrario, quando $A(p) > 3 \implies L(j\omega) > 1$, l'involuppo del segnale in uscita cresce esponenzialmente. In realtà la crescita esponenziale è limitata dal *voltage swing* dell'operazionale (i.e. dal massimo valore della d.d.p erogabile, nel nostro caso come riportato nel datasheet ± 13.6 V per tensioni di alimentazione pari a $V_{CC} = -V_{EE} = 15$ V.).

Allora è possibile studiare l'innesco dell'auto-oscillazione grazie all'oscilloscopio semplicemente eliminando il corto-circuito dopo aver avviato l'acquisizione in modalità single-shot. Ne riportiamo alcuni esempi al variare del valore della resistenza del potenziometro R_p , in cui come misura della durata del transiente si è preso l'intervallo di tempo necessario perché $V_{out}(t)$ cresca dal 10% al 90% del suo valore massimo (misurato con i cursori dall'ampiezza dell'auto-oscillazione nel regime stabile, una volta terminato il transiente).

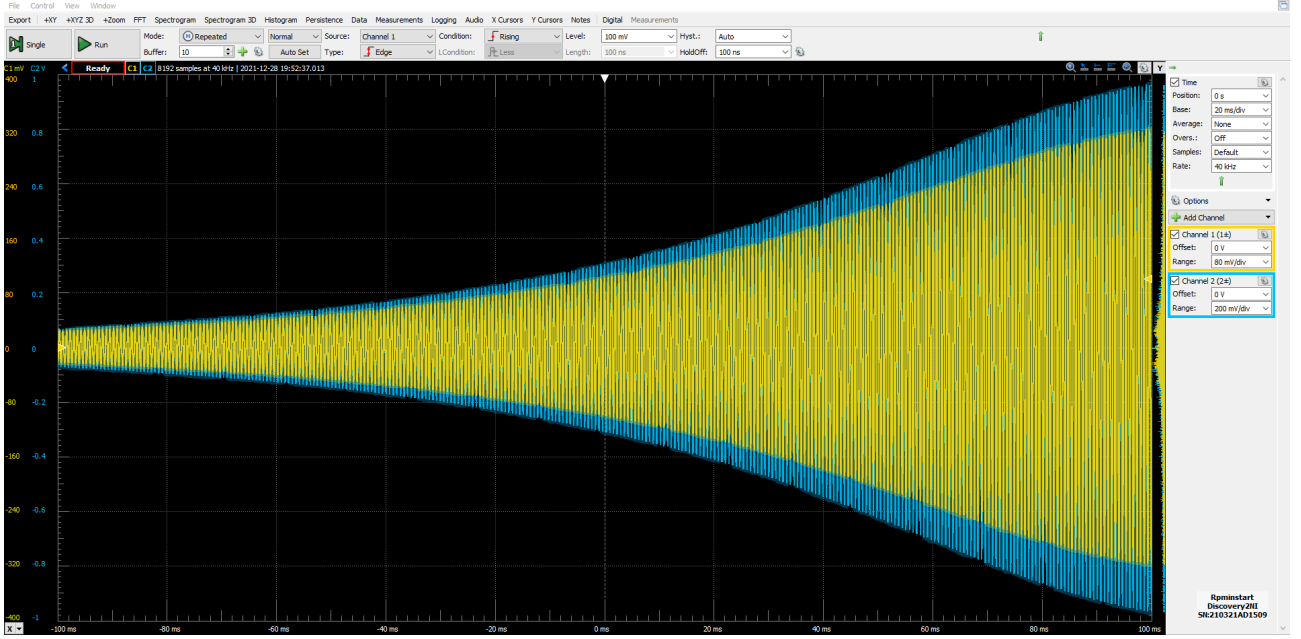


Figura 15: Acquisizione dell'innesco dell'oscillazione in $v_+(t)$ (CH1) e $v_{out}(t)$ (CH2) quando i diodi vengono collegati nel circuito. Per il valore di resistenza ottimale del potenziometro $R_{p_{max}} = 2.96 \pm 0.03$ k Ω si registra una durata del transiente pari a $t = 130 \pm 2$ ms.

Più è alto il guadagno dell'anello amplificatore $A(p)$ e meno tempo il circuito impiega a raggiungere il regime di funzionamento stabile (non nullo). Dunque ci aspettiamo che il tempo necessario perché l'oscillazione si stabilizzi alla sua ampiezza massima sia sempre più breve al diminuire del valore della resistenza $R_p < R_{p_{max}}$. Questo corrisponde a quanto abbiamo osservato direttamente dalle acquisizioni in fig. 16 e fig. 17, dove il guadagno è così alto che il segnale in uscita dall'OpAmp viene tagliato alla tensione di saturazione inferiore $V_{OL} \approx -3.5$ V.

6 Funzione dei diodi in parallelo

6.a Studio dei segnali in ingresso e uscita

Come già accennato sopra, fintanto che la tensione ai capi dei diodi non è abbastanza alta da farli entrare in polarizzazione diretta, nel nostro modello il parallelo di $D1$ e $D2$ può essere assimilato ad un circuito aperto. Dunque per innescare l'auto-oscillazione si posiziona il contatto strisciante del potenziometro di modo che il circuito venga a trovarsi nella condizione descritta alla voce 2, cioè sfruttiamo il fatto che l'ampiezza del segnale tenderà a crescere tanto da portare i diodi in conduzione, che a loro volta abbasseranno il guadagno fino a soddisfare la condizione di Barkhausen. A questo punto il segnale in uscita dall'OpAmp si stabilizza alla sua ampiezza massima e il circuito oscilla nel regime stabile descritto nella sezione 5.b.

Ripetendo il procedimento senza aver collegato i diodi invece osserviamo che l'uscita del sistema continua a crescere in ampiezza fino a che non raggiunge la tensione di saturazione più bassa V_{OL} , nonostante il parametro del potenziometro sia come prima $p \lesssim p_{max} \approx 0.3$, per cui avevamo risposta lineare in $V_{out}(t)$.

Questo perché la condizione di Barkhausen non è esattamente soddisfatta: se supponiamo di avere un loop-gain leggermente maggiore dell'unità $L(j\omega) = \beta A = 1 + \epsilon$, questo porta ad una divergenza esponenziale del segnale in uscita, che per i limiti fisici del circuito si traduce nella saturazione che osserviamo. Il ruolo dei diodi

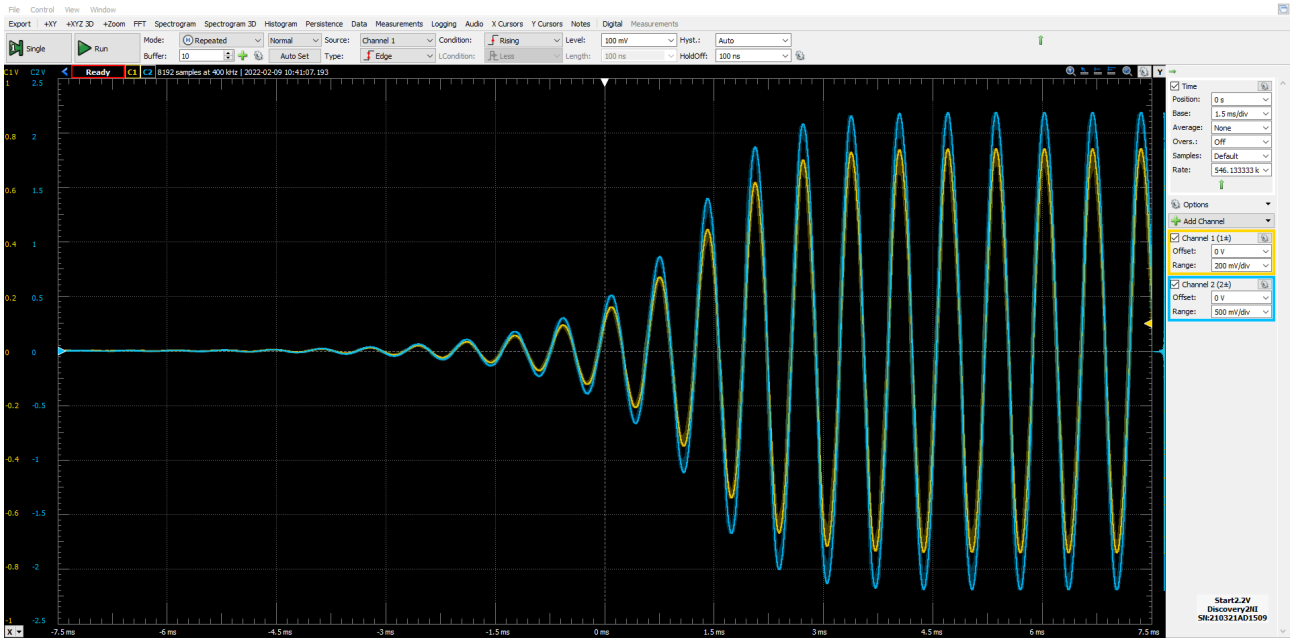


Figura 16: Acquisizione dell'innesco dell'oscillazione in $v_+(t)$ (CH1) e $v_{out}(t)$ (CH2). Per un valore di resistenza del potenziometro di $R_p = 2.27 \pm 0.03 \text{ k}\Omega$ si registra una durata del transiente pari a $t = 2.97 \pm 0.15 \text{ ms}$.

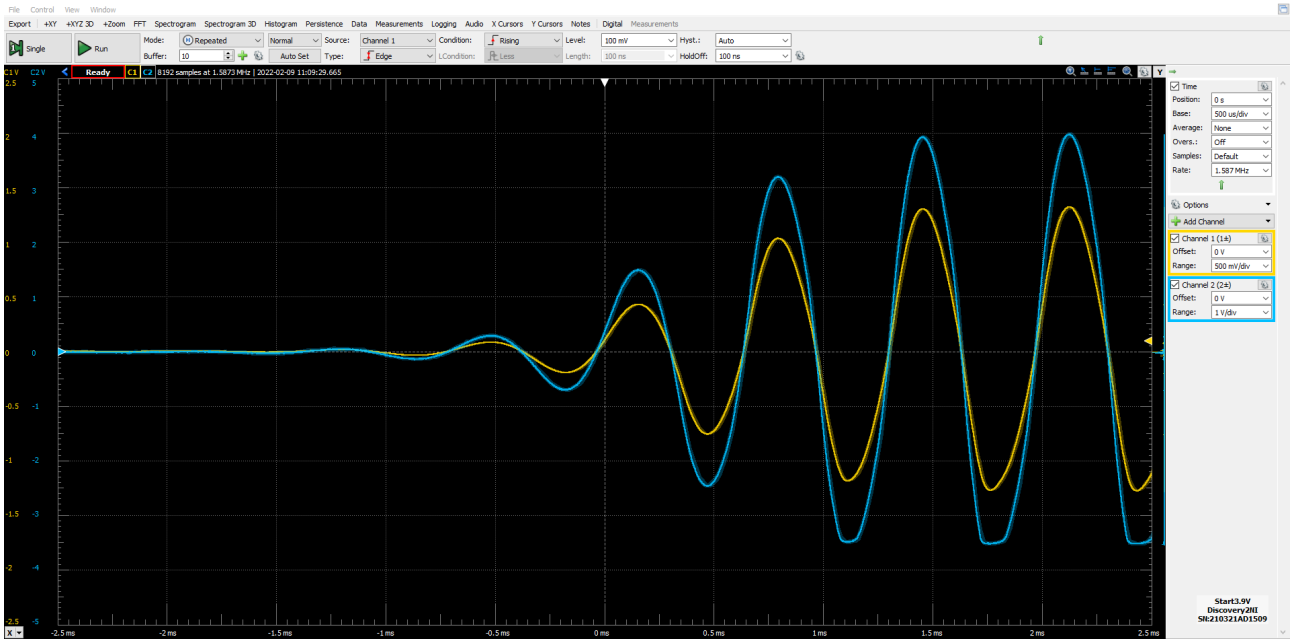


Figura 17: Acquisizione dell'innesco dell'oscillazione in $v_+(t)$ (CH1) e $v_{out}(t)$ (CH2). Per un valore di resistenza del potenziometro di $R_p = 1.073 \pm 0.03 \text{ k}\Omega$ si registra una durata del transiente pari a $t = 1.21 \pm 0.05 \text{ ms}$.

infatti è in un certo senso (che discuteremo più nel dettaglio di seguito) quello di “stabilizzare” il segnale grazie alla resistenza dinamica del parallelo $R_d := R_3 // D1 // D2$, dipendente dall’ampiezza di $V_{out}(t)$.

Questo fa sì che quando V_{out} tende ai limiti di saturazione $R_d \approx r_D$ (dove con $r_D \ll R_3$ indichiamo la resistenza dinamica del diodo attivo nel semiperiodo corrispondente dell’onda in uscita) quindi il guadagno A diminuisce in modo da confinare l’OpAmp nel regime di linearità. Mentre nel secondo caso senza diodi $R_d \equiv R_3$, il guadagno rimane indipendentemente dall’ampiezza V_{out} quello atteso dall’eq. (1), per cui il segnale può arrivare alla saturazione come osservato.

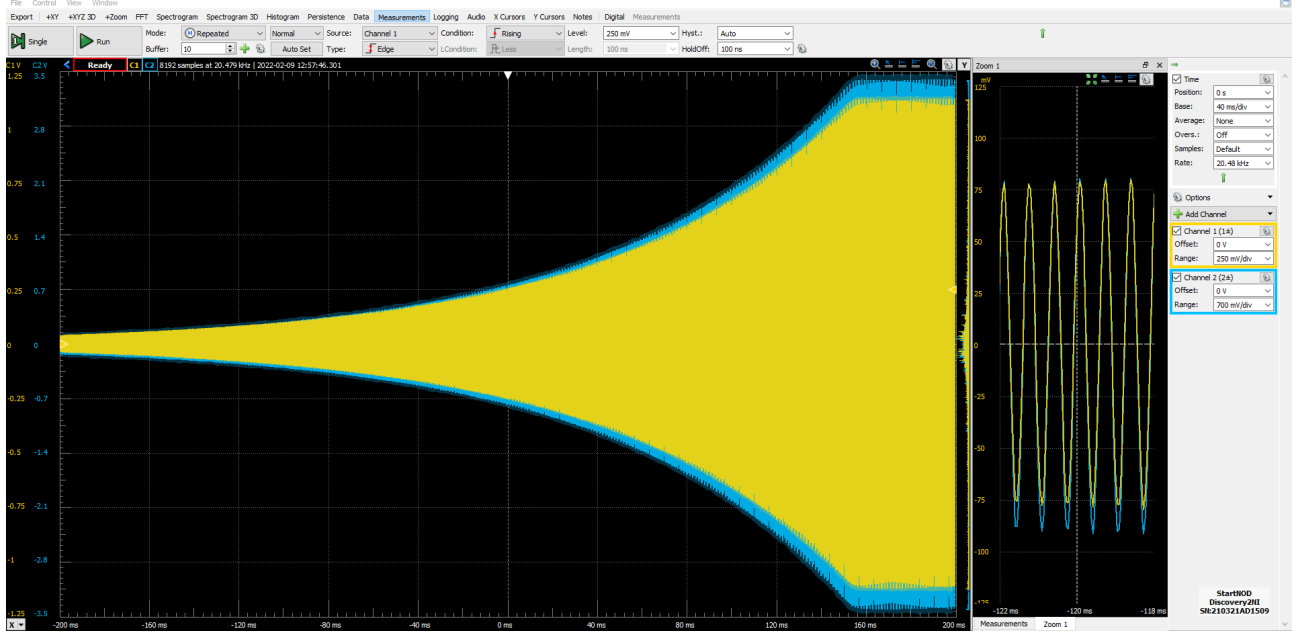


Figura 18: Acquisizione dell’innesco dell’oscillazione in $v_+(t)$ (CH1) e $v_{out}(t)$ (CH2) senza i diodi. Si nota come il segnale cresca esponenzialmente in ampiezza fino a raggiungere il limite di saturazione inferiore, si può ipotizzare che questo conferisca una non linearità sufficiente a stabilizzare il segnale in uscita.

Si è studiata nuovamente la risposta in frequenza del circuito oscillatore in assenza dei diodi con lo strumento Network dell’AD2 e, tramite cursore, abbiamo rimisurato la frequenza tale per cui $\varphi = 0$, che risulta identica a quella trovata sopra. Si nota che il guadagno massimo (nello stesso punto) è apprezzabilmente più alto di quello misurato con i diodi (~ -1 dB), infatti ora abbiamo $A_M = |\beta(j\omega_0 \bar{A})| = 2.32 \pm 0.08$ dB = 1.307 ± 0.007

6.b Analisi del funzionamento dei diodi

In estrema sintesi il ruolo svolto dai due diodi è di limitare l’ampiezza massima dell’auto-oscillazione. Poiché questa limitazione è realizzata dagli elementi non lineari nel circuito (la coppia di diodi alternativamente in conduzione e interdizione) ci limitiamo a dare una descrizione qualitativa del comportamento del circuito.

Come prima studiamo il caso in cui $L(j\omega) > 1$, l’involuppo del segnale V_{out} cresce esponenzialmente fino a che la differenza di potenziale ai capi dei diodi in parallelo è sufficiente a polarizzarne uno direttamente. Supponendo di poter stimare ragionevolmente il guadagno dell’anello A con la forma del partitore

$$A_{exp} = \frac{R + R_d + R_4 + R_5}{R_p + R_5}$$

Quando i diodi entrano in conduzione, la loro resistenza abbassa il valore di $R_d < R_3$ al numeratore, portando quindi ad una diminuzione del guadagno. Il parallelo di diodi introduce in questa maniera un effetto di feedback negativo che stabilizza il segnale ad una ampiezza massima (in funzione della posizione p del trimmer).

Per valori dell’ampiezza dell’oscillazione ancora più grandi di V_γ , ma pur sempre minori del *Voltage swing*, la risposta non lineare dei diodi non è più ben descritta dal nostro modello per $A(p)$. Infatti la loro presenza continua ad avere l’effetto di abbassare la resistenza dinamica del ramo di feedback, ma introducono anche distorsioni nella forma d’onda in uscita, che come abbiamo visto (anche da un’analisi in frequenza) non è più sinusoidale.

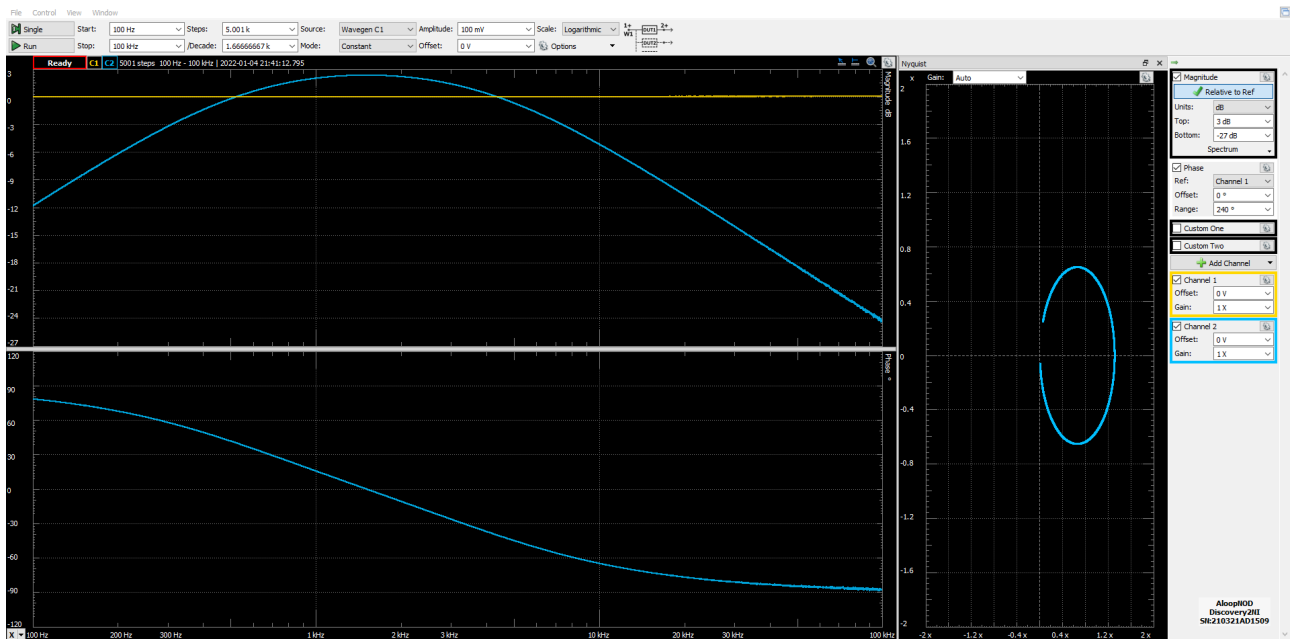


Figura 19: Plot di Bode ottenuto dallo scan con Network tra 100 Hz e 100 kHz con un segnale sinusoidale in ingresso all'anello di feedback invertente A , di ampiezza costante $v_{in} = 100$ mV per il circuito senza diodi.

7 Misura di guadagno dell'oscillatore

Come nel punto 3.b.1 abbiamo studiato il guadagno $A_v = V_{out}/V_s$ del circuito in 1 inviando un segnale sinusoidale $V_s(t)$ all'ingresso positivo dell'OpAmp; una volta fissato il terminale centrale del potenziometro nella posizione per cui si osserva l'innescio dell'auto-oscillazione.

$$V_s = 200 \pm 2 \text{ mV}$$

$$V_{min} = 608 \pm 5 \text{ mV} \implies A_v = 3.04 \pm 0.04$$

Quanto trovato è compatibile con il guadagno atteso, che in queste condizioni ci aspettiamo valga $A = 3$ per soddisfare la condizione di Barkhausen.

Conclusioni e commenti finali

Si è riusciti a costruire e studiare un circuito oscillatore a ponte di Wien facendo uso di un amplificatore operazionale TL081.

In particolare siamo riusciti a descrivere e verificare sperimentalmente il funzionamento del circuito e a caratterizzarne la risposta in uscita sia nel dominio dei tempi che delle frequenze al variare dei parametri da cui dipende il guadagno dell'oscillatore reazionato ad anello.

Dichiarazione

I firmatari di questa relazione dichiarano che il contenuto della relazione è originale, con misure effettuate dai membri del gruppo, e che tutti i firmatari hanno contribuito alla elaborazione della relazione stessa.