

Misure di *gliding*

I risultati sperimentali riportati nel Capitolo 5 dimostrano che l'uso di un campo elettrico permette di aumentare apprezzabilmente il rapporto segnale-rumore e la ripetibilità delle misure. Purtroppo, nonostante questo miglioramento, le derive strumentali restano ancora troppo grosse e impediscono un'osservazione non ambigua del fenomeno di *gliding*. Per tale motivo, abbiamo deciso di modificare l'apparato riflessometrico, in modo da ridurre apprezzabilmente le derive strumentali. Questa modifica ci ha permesso di osservare segnali di *gliding* ben definiti. In questo breve capitolo descriveremo i principi del metodo, l'apparato sperimentale ed alcuni risultati preliminari.

Numerose osservazioni da noi effettuate indicano che gran parte del segnale di deriva di fase è dovuto al segnale spurio che si produce a causa delle imperfezioni del sistema polarizzatore-analizzatore rotante (P_1-A_1). Infatti, poiché il coefficiente di estinzione di P_1-A_1 è spazialmente disomogeneo, è introdotta una modulazione apparente dell'intensità che si sovrappone, in modo non banale, con la modulazione autentica dovuta all'anisotropia del cristallo liquido. In Figura 6.1 è riportato il coefficiente di estinzione al variare dell'angolo del polarizzatore incrociato utilizzato per le misure riflessometriche.

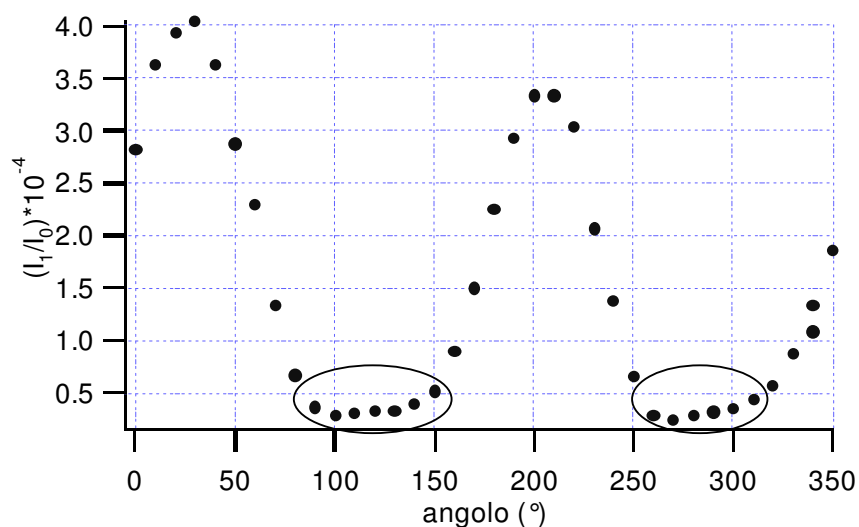


Figura 6.1: Esempio tipico del rapporto di estinzione I_1/I_0 in funzione dell'angolo del sistema P_1-A_1 . I_0 è l'intensità del fascio che incide sul polarizzatore P_1 e I_1 è l'intensità del fascio che, dopo esser passato da P_1 , viene fatto tornare indietro attraverso A_1 . In figura sono evidenziati le zone dove il rapporto I_1/I_0 è abbastanza uniforme.

Dunque, durante la rotazione del polarizzatore P_1 , al segnale oscillante reale dovuto all'anisotropia del cristallo liquido si viene a sovrapporre una modulazione dovuta alla disomogeneità del coefficiente di estinzione. La componente a 4ω di tale modulazione dà un contributo piccolo, ma non nullo, alla fase risultante del segnale oscillante misurato nel nostro esperimento. Purtroppo, questo contributo non è costante nel tempo. Infatti, abbiamo osservato che il coefficiente di estinzione varia apprezzabilmente al variare della temperatura del laboratorio. Conseguentemente, anche la fase misurata nell'esperimento mostra derive termiche che sono tipicamente di $0.1^\circ/\text{ora}$.

Possiamo osservare, però, che il sistema P_1-A_1 presenta delle regioni dove il coefficiente di estinzione è molto piccolo ($<0.5 \cdot 10^{-4}$) ed è abbastanza uniforme (ad esempio, tra 100° e 130° o tra 260° e 280° , vedere Figura 6.1). L'ideale sarebbe effettuare le misure facendo incidere il fascio laser non su tutto il sistema P_1-A_1 messo in rotazione, ma solamente nelle regioni dove il coefficiente di estinzione è più basso e più uniforme. Nel prossimo paragrafo esporremo i principi alla base di un metodo riflessometrico che permette di lavorare proprio nelle zone dove il coefficiente di estinzione è più uniforme. Ciò è possibile se il sistema P_1-A_1 non è fatto ruotare come nel metodo riflessometrico finora utilizzato, ma è fatto oscillare attorno alla posizione centrale della regione dove il coefficiente di estinzione è piccolo e uniforme.

6.1 Principi del nuovo metodo

Nel metodo in riflessione con i polarizzatori P_1 e A_1 incrociati, l'intensità del fascio che, dopo essere polarizzato da P_1 e essersi riflesso sul campione di cristallo liquido, attraversa A_1 e incide sul fotodiodo è:

$$I(\phi_{iniz} - \phi_s) = I_0 c_0 (1 - \cos 4(\phi_{iniz} - \phi_s)) \quad (6.1)$$

dove ϕ_{iniz} è l'angolo tra l'asse del polarizzatore P_1 e l'asse x del nostro sistema di riferimento e ϕ_s è l'angolo azimutale del direttore rispetto all'asse x . Supponiamo, adesso, di modulare leggermente l'angolo ϕ_{iniz} ad una frequenza angolare ω . ϕ_{iniz} diviene:

$$\phi_{iniz}(t) = \phi_p + \phi_{mod} \sin \omega t \quad (6.2)$$

dove ϕ_p indica l'angolo medio del polarizzatore P_1 con l'asse x . Poiché l'ampiezza di modulazione ϕ_{mod} è piccola, possiamo fare lo sviluppo di Taylor di $I(\phi_{iniz}(t) - \phi_s)$ attorno al valore $\phi_p - \phi_s$.

Arrestandoci al second'ordine, otteniamo:

$$\begin{aligned} I(\phi_{iniz}(t) - \phi_s) \approx & I(\phi_p - \phi_s) + 4I_0 c_0 \sin 4(\phi_p - \phi_s) \cdot [\phi_{iniz}(t) - \phi_p] + \\ & + 8I_0 c_0 \cos 4(\phi_p - \phi_s) \cdot [\phi_{iniz}(t) - \phi_p]^2 \end{aligned} \quad (6.3)$$

Ricordando le espressioni (6.1) e (6.2) e sostituendole in (6.3), lo sviluppo di Taylor di $I(\phi_{iniz}(t) - \phi_s)$ diventa:

$$I(t) \approx I_0 c_0 [1 - \cos 4(\phi_p - \phi_s) + 4\phi_{mod}^2 \cos 4(\phi_p - \phi_s) + 4\phi_{mod} \sin 4(\phi_p - \phi_s) \cdot \sin \omega t - 4\phi_{mod}^2 \cos 4(\phi_p - \phi_s) \cdot \cos 2\omega t] \quad (6.4)$$

dove abbiamo usato la relazione generale $\sin^2 \omega t = (1 - \cos 2\omega t) / 2$.
Se $\phi_p \approx \phi_s$, si possono usare le relazioni:

$$\cos 4(\phi_p - \phi_s) \approx 1 ; \sin 4(\phi_p - \phi_s) \approx 4(\phi_p - \phi_s) \quad (6.5)$$

La (6.4) diventa, perciò:

$$I(t) \approx I_0 c_0 [4\phi_{mod}^2 + 16\phi_{mod}(\phi_p - \phi_s) \sin \omega t - 4\phi_{mod}^2 \cos 2\omega t] \quad (6.6)$$

La (6.6) è l'intensità del fascio nel caso in cui i due polarizzatori incrociati P_1 e A_1 siano fatti oscillare ad una frequenza ω con l'asse del polarizzatore interno P_1 che oscilla attorno all'angolo ϕ_p . L'espressione (6.6) suggerisce un nuovo metodo per misurare l'angolo del direttore in superficie. Infatti, come si vede dalla (6.6), la componente del segnale $I(t)$ a frequenza angolare ω ha un'ampiezza che è direttamente proporzionale all'angolo medio formato dal polarizzatore P_1 con il direttore ($\Delta\alpha = \phi_p - \phi_s$). Per misurare la rotazione del direttore prodotta dall'accensione del campo elettrico si può operare nel seguente modo:

1. Ruotiamo P_1 finché l'ampiezza del segnale a frequenza angolare ω non diventa nulla. In queste condizioni, $\phi_p = \phi_s$.
2. Accendiamo il campo elettrico e misuriamo la nuova ampiezza del segnale di intensità a frequenza angolare ω . Questa ampiezza è proporzionale alla rotazione superficiale $\delta\phi_s$ del direttore. La costante di proporzionalità $a_0 = 16I_0 c_0 \phi_{mod}$ può essere ottenuta misurando preventivamente, a campo nullo, di quanto varia l'ampiezza quando l'angolo del polarizzatore P_1 viene ruotato di un angolo noto $\Delta\phi_p$.

6.2 Descrizione dell'apparato e primi risultati sperimentali

L'apparato sperimentale è molto simile a quello utilizzato per le misure riflessometriche (cfr §3.2) ed è mostrato schematicamente in Figura 6.2. L'unica differenza è che, adesso, il sistema di polarizzatori incrociati P_1 - A_1 non viene fatto ruotare ma viene fatto oscillare attorno ad un dato angolo ϕ_p con un'ampiezza di modulazione $\phi_{mod} \approx 2^\circ$. Per produrre tale oscillazione abbiamo collegato il sistema ad un altoparlante di potenza (300 W rms) operante a bassa frequenza (*subwoofer*). Per mezzo di un amplificatore di potenza si fa oscillare il sistema ad una frequenza di 18 Hz. Il fascio riflesso dall'interfaccia polyimide-nematico passa attraverso l'analizzatore A_1 e viene raccolto dal fotodiodo F_1 (Figura 6.2).

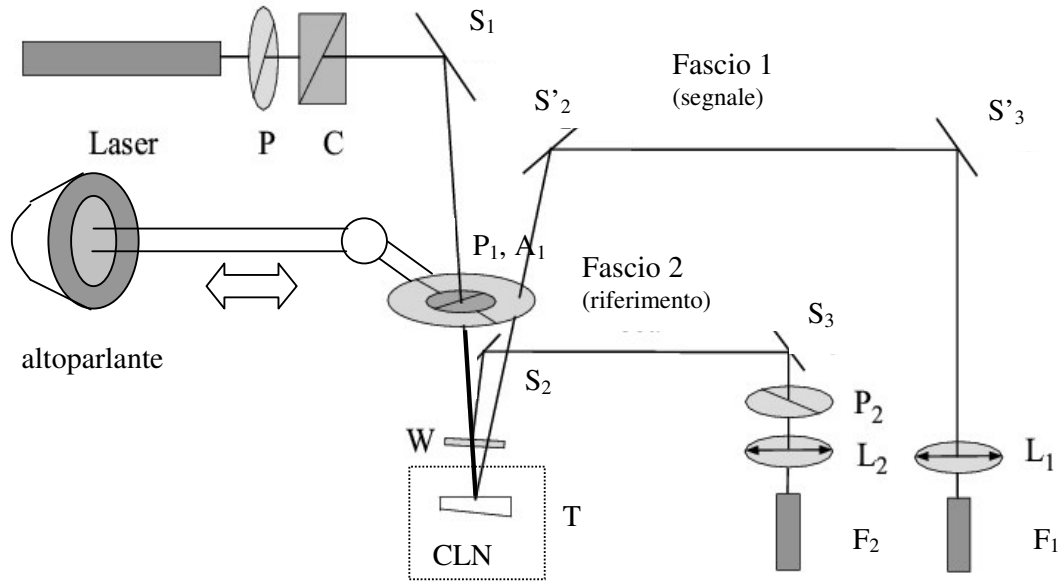


Figura 6.2: *Visione del nuovo apparato ottico riflessometrico. P, P₁ e P₂ sono polarizzatori lineari. A₁ è l'analizzatore solidale con P₁ ed è incrociato con quest'ultimo (vedere Figura 3.4). L₁ e L₂ sono lenti ottiche. F₁ e F₂ sono due fotodiodi preamplificati. S₁, S₂, S₂' e S₃' sono specchi. C è un compensatore a lamina tiltante. W è un vetrino prismatico. CLN è la cella contenente il cristallo liquido. T è il termostato, rappresentato con una linea chiusa tratteggiata. L'altoparlante fa oscillare il sistema P₁-A₁.*

Un altro fascio di riferimento viene raccolto dal fotodiodo F₂, dopo esser passato per il polarizzatore P₂. Questo fascio serve a controllare che l'asse medio di oscillazione del polarizzatore P₁ (ϕ_p) non subisca variazioni. Infatti, è facile dimostrare che l'intensità di riferimento raccolta dal fotodiodo F₂ è anch'essa una funzione oscillante con una componente a frequenza ω , la cui ampiezza è proporzionale all'angolo γ compreso tra l'asse medio del polarizzatore P₁ e la normale all'asse del polarizzatore P₂ (se $\gamma \ll 1$ rad). Dunque, una qualunque variazione dell'angolo ϕ_p , dovuta, ad esempio, a spostamenti meccanici del polarizzatore rispetto all'altoparlante, si traduce in una variazione dell'ampiezza di oscillazione misurata con il fotodiodo F₂.

I segnali di uscita dei fotodiodi F₁ e F₂ vengono inviati agli ingressi di due *lock-in*, sincronizzati inviando all'ingresso di riferimento una tensione con pulsazione ω , fornita dal generatore sinusoidale che pilota l'amplificatore dell'altoparlante. Il *lock-in* collegato al fotodiodo F₁ fornisce in uscita un segnale di tensione proporzionale all'ampiezza della prima armonica, che è proporzionale alla differenza $\phi_p - \phi_s$. Quando accendiamo un campo elettrico, il direttore in superficie ruota di $\delta\phi_s = k\Delta A$, dove ΔA è la variazione di ampiezza della componente a frequenza angolare ω e k è un'opportuna costante di proporzionalità. La costante k si ottiene nel seguente modo: dopo aver misurato l'ampiezza A' della componente di prima armonica, ruotiamo il polarizzatore P₁ di un angolo noto ($\Delta\phi_p$).

Adesso misuriamo nuovamente l'ampiezza A'' della componente ω . La costante di proporzionalità k sarà tale che:

$$k = \frac{\Delta\phi_p}{(A'-A'')} \quad (6.7)$$

Notiamo che la costante k dipende da c_0 , definito come $|r_{\perp}-r_{\parallel}|^2/8$, dove r_{\perp} e r_{\parallel} sono i coefficienti di riflessione per la radiazione ordinaria e straordinaria che dipendono dalla temperatura. La costante di proporzionalità k dipende, quindi, dalla temperatura. Ne consegue che la taratura deve essere ripetuta ogni volta che cambia la temperatura del campione. Ricordiamo che, invece, nel metodo in riflessione con i polarizzatori rotanti ricavavamo il valore di $\delta\phi_s$ da una semplice misura di fase, senza che fosse necessaria alcuna taratura preliminare. Questo aspetto rende il nuovo metodo piuttosto scomodo quando si debbano fare, ad esempio, misure al variare della temperatura. Inoltre, l'errore sperimentale sulla costante di taratura k introduce una sorgente di rumore aggiuntivo. Dunque, noi riteniamo che, per le misure di ancoraggio, questo metodo non sia preferibile a quello con i polarizzatori rotanti.

Al contrario, per quanto riguarda le misure di *gliding*, esso è certamente più efficiente per due motivi fondamentali. In primo luogo perché permette di operare in zone del polarizzatore più omogenee e a più basso coefficiente di estinzione, in modo da ridurre apprezzabilmente le derive termiche descritte in precedenza. In secondo luogo, perché il valore della frequenza di oscillazione (18 Hz) è decisamente più alta della frequenza di rotazione del polarizzatore P_1 nel metodo riflessometrico precedente (0.91 Hz). Tali frequenze limitano il minimo tempo di acquisizione poiché, per poter misurare le ampiezze o le fasi dei segnali oscillanti è necessario acquisire almeno un'oscillazione completa. In particolare, nelle misure effettuate con il polarizzatore rotante la minima distanza temporale fra due acquisizioni successive era di circa 6 secondi (comprensivi del tempo necessario per calcolare la trasformata di Fourier). A parità di rumore, invece, nelle misure con il polarizzatore oscillante, si può scendere fino a tempi di acquisizione inferiori al secondo. Questo risulta certamente utile quando si è interessati allo studio della dinamica dell'angolo superficiale e del *gliding* dell'asse facile.

Nella Figura 6.3 si mostra la rotazione del direttore in superficie al variare del campo applicato. A parte una piccola deviazione sistematica, la rotazione è proporzionale al campo.

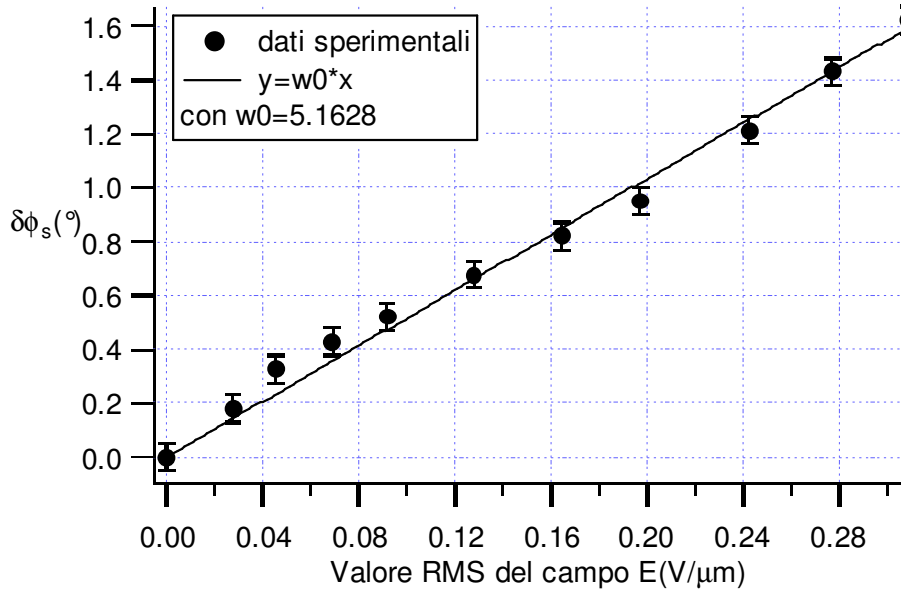


Figura 6.3: Rotazione del direttore in superficie al variare del campo elettrico applicato. La temperatura del campione è $T=25.1^{\circ}\text{C}$ ($T_c=35^{\circ}\text{C}$).

Dalla (6.4), si prevede che l'ampiezza della prima armonica del segnale $\mathcal{I}(t)$ sia proporzionale a $\sin 4\Delta\alpha$, dove $\Delta\alpha = \phi_p - \phi_s$ è l'angolo formato fra il polarizzatore ed il direttore in superficie. In Figura 6.4 è mostrata l'ampiezza di prima armonica misurata al variare dell'angolo compreso fra l'asse facile ed il polarizzatore ($-\Delta\alpha$). La curva continua rappresenta il best fit dei risultati sperimentali con la funzione $y=w_0 \cdot \sin 4\Delta\alpha$.

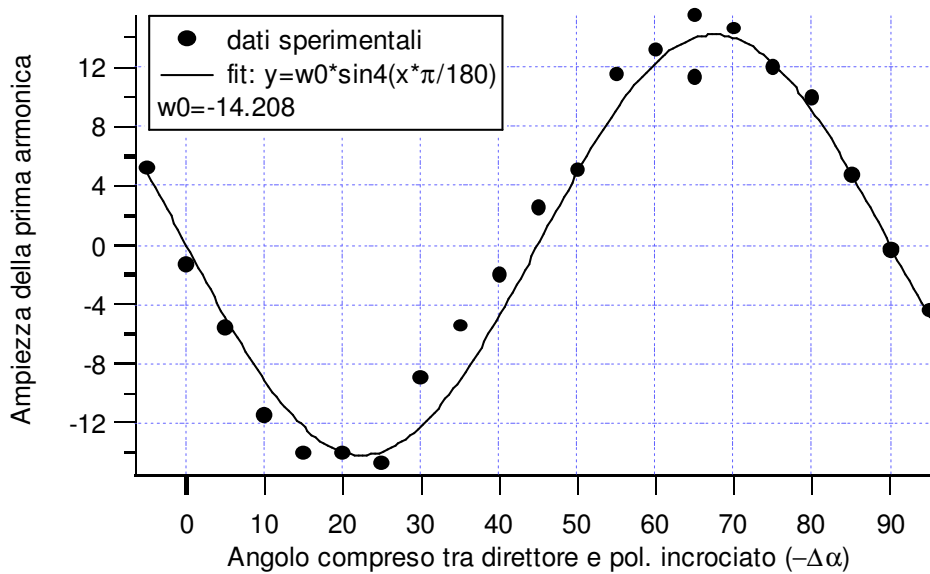


Figura 6.4: Ampiezza del segnale di prima armonica (punti) e best fit (linea) con la funzione $y=w_0 \cdot \sin 4\Delta\alpha$. La temperatura del campione è $T=25.1^{\circ}\text{C}$ ($T_c=35^{\circ}\text{C}$).

Una volta controllato che i risultati sperimentali sono in accordo con le previsioni teoriche (cfr (6.3) e (6.4)), abbiamo effettuato alcune misure di gliding. Un tipico risultato è mostrato nelle Figura 6.5 e 6.5.

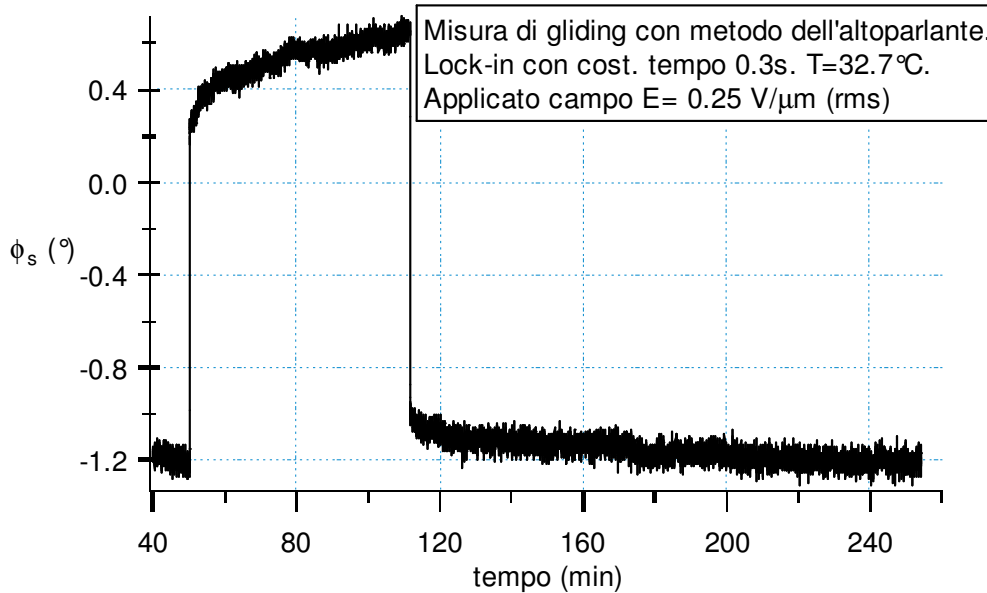


Figura 6.5: *Variazione temporale dell'angolo superficiale ϕ_s all'accensione e spegnimento di un campo elettrico. La temperatura del campione è $T=32.7^\circ\text{C}$ ($T_c=35^\circ\text{C}$). Il campo viene acceso al tempo $t \approx 50$ minuti e spento al tempo $t \approx 110$ minuti. Il tempo di integrazione del lock-in è 0.3 s ed il filtro è a 12 dB.*

Nel segnale di Figura 6.5 si riconosce immediatamente il rapido transitorio associato con la risposta di ancoraggio, durante il quale l'angolo in superficie raggiunge il valore di quasi equilibrio determinato dal bilancio fra il momento di forza elastica e quello di ancoraggio (cfr (5.2)). Questo transitorio è molto rapido e dura meno del tempo di risposta del lock-in che è settato sulla costante tempo $\tau = 0.3$ s e con filtro 12 B. Dunque, la prima parte della risposta è interamente determinata dal tempo di risposta del lock-in. Dopo il rapido transitorio, l'angolo del direttore in superficie inizia una lenta deriva dovuta al fenomeno del gliding dell'asse facile. Come risulta evidente dalla Figura 6.5, il gliding è presente sia all'accensione che allo spegnimento del campo.

In Figura 6.6 è mostrato un particolare della risposta in accensione di campo.

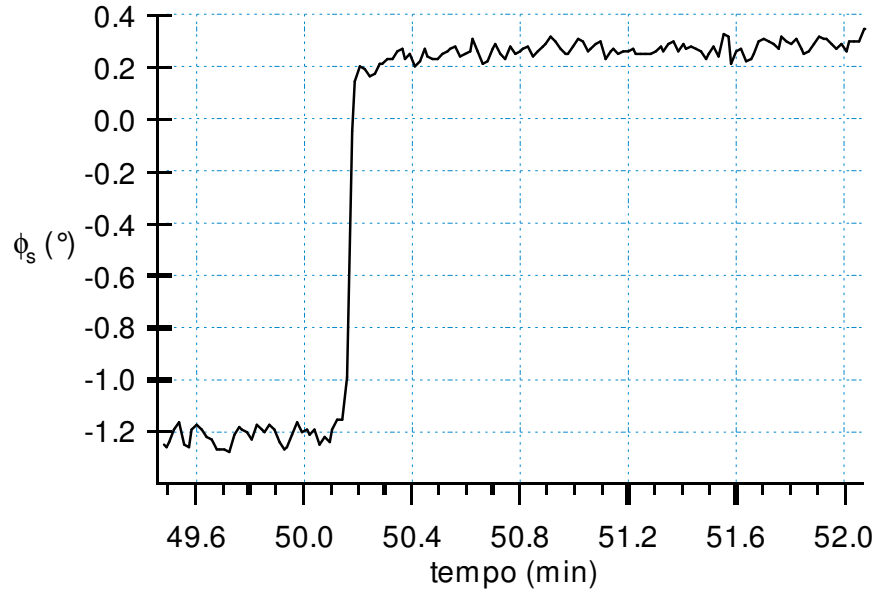


Figura 6.6: Dettaglio della risposta all'accensione del campo. I dati sono gli stessi di Figura 6.5.

All'accensione del campo, l'angolo del direttore varia rapidamente dal valore iniziale di $\phi_s \approx -1.2^\circ$ fino al valore $\phi_s \approx 2^\circ$. La rotazione corrispondente del direttore è stata di $\delta\phi_s \approx 1.4^\circ$. questa corrisponde alla rotazione associata con l'ancoraggio. Subito dopo, il direttore mostra una lenta deriva caratterizzata da una scala tempi estremamente più lenta.

La misura riportata in Figura 6.5 è del tutto preliminare. Nel futuro ci promettiamo di migliorare ulteriormente la qualità dei segnali di gliding termostatando la stanza in modo da ridurre le derive termiche residue. Una volta ottenuti segnali di buona qualità, vogliamo effettuare misure sistematiche al variare dell'intensità del campo elettrico applicato e della temperatura del campione.