

## Capitolo 5

# Misure in campo elettrico

Le misure effettuate con il campo magnetico sono state molto utili perché hanno permesso la messa a punto e l'ottimizzazione dell'apparato sperimentale. In particolare, esse hanno messo in evidenza il ruolo importante giocato dall'efficienza del sistema di polarizzatori incrociati ( $P_1-A_1$ ) nel metodo riflessometrico. Purtroppo, la presenza di evidenti effetti di degradamento del campione del cristallo liquido rende tali risultati non completamente affidabili. Inoltre, la ripetibilità delle misure è risultata piuttosto bassa ( $\sim \pm 30\%$ ), probabilmente a causa della debolezza dei momenti di forza applicati in superficie dal campo magnetico e della grande intensità dei momenti di forza di ancoraggio. Per questo motivo, abbiamo deciso di ripetere le stesse misure su un nuovo campione di cristallo liquido facendo attenzione ad evitare contaminazioni con la colla utilizzata per sigillare la cella. A tale scopo, per sigillare la cella abbiamo adoperato una colla epossidica a due componenti invece di quella da essiccare con i raggi ultravioletti, facendo attenzione a limitare al massimo il contatto fra la colla e il cristallo liquido. Inoltre, per aumentare l'intensità delle coppie orientanti agenti sul nematico, abbiamo utilizzato un campo elettrico al posto del campo magnetico. Questa diversa strategia ci ha permesso di ottenere risultati decisamente più riproducibili, senza osservare apprezzabili effetti di degradamento del cristallo liquido nell'arco di alcuni mesi.

In questo capitolo presenteremo i risultati ottenuti applicando al cristallo liquido il campo elettrico. Abbiamo utilizzato sia il metodo riflessometrico tra due polarizzatori incrociati che il metodo in trasmissione.

Ricordiamo che è possibile fare un confronto tra i momenti di forza esercitati dal campo magnetico ed il campo elettrico. A parità di momento esercitato sul sistema, la relazione tra i due campi è:

$$E = H \sqrt{\frac{\mu_0 \chi_a}{\epsilon_0 \epsilon_a}} \quad (5.1)$$

Quando applichiamo un campo elettrico con un valore RMS di circa  $0.24 \text{ V}/\mu\text{m}$ , esso corrisponde ad un campo di induzione magnetica che è circa tre volte maggiore del massimo campo  $B$  a nostra disposizione ( $B_{\text{max}} = 0.78 \text{ T}$ ). Di conseguenza, ci aspettiamo di misurare rotazioni  $\delta\phi_s$  del direttore circa tre volte maggiori quelle misurate quando applicavamo il campo magnetico.

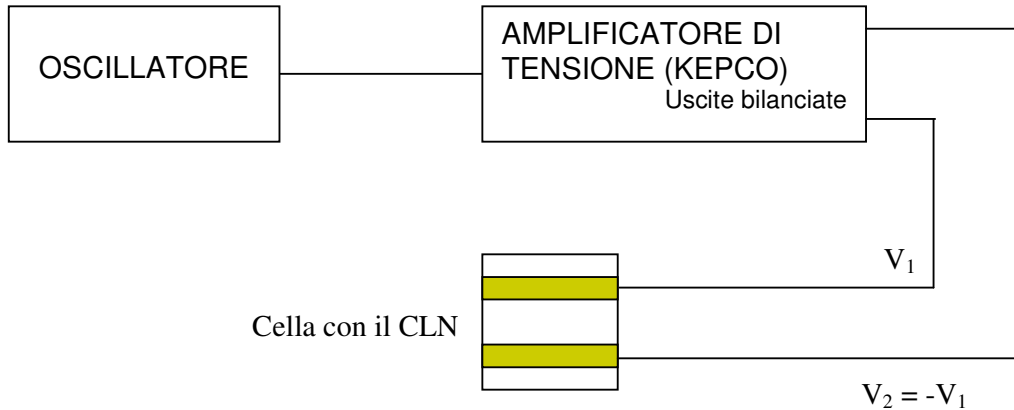


Figura 5.1 a

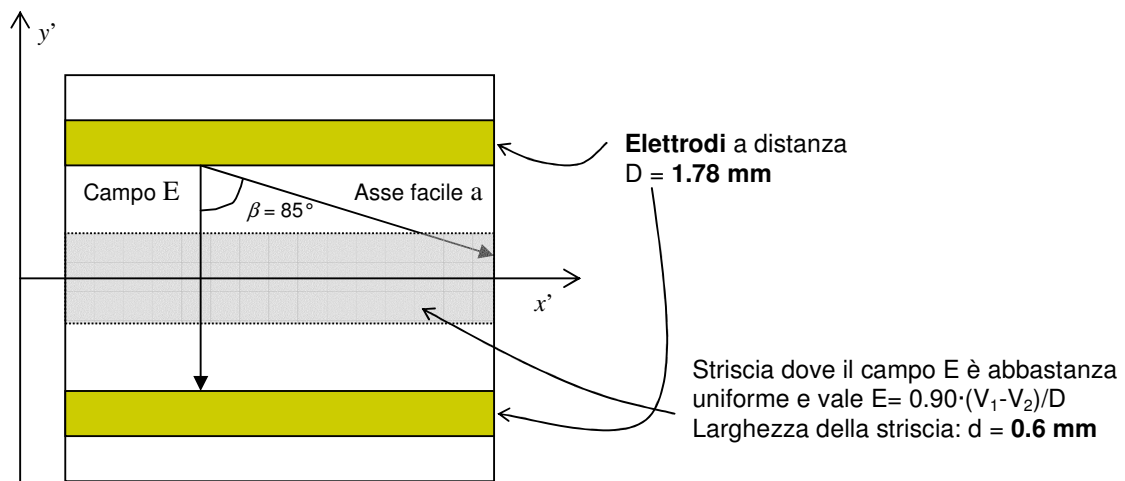


Figura 5.1 b

**Figura 5.1:** La Figura 5.1 (a) rappresenta schematicamente la catena elettronica che fornisce le tensioni  $V_1$  e  $V_2$  agli elettrodi della cella. Un oscillatore genera un segnale oscillante alla frequenza di 500 Hz, che viene amplificato da un amplificatore di tensione fino ad un valore massimo RMS di 350 V. L'amplificatore dà in uscita due segnali  $V_1$  e  $V_2$  bilanciati rispetto a massa, che sono inviati agli elettrodi della cella. La Figura (b) rappresenta le varie componenti della cella in dettaglio. Gli elettrodi sono incollati su una piastra di vetro e distano tra loro  $D = 1.78$  mm creando un campo elettrico  $\mathbf{E}$  che forma un angolo  $\beta = 85^\circ$  rispetto alla direzione dell'asse facile  $a$  del cristallo liquido. Il cristallo liquido riempie interamente lo spazio compreso fra gli elettrodi. La regione grigia in figura, larga 0.6 mm, indica la zona in cui il campo elettrico è abbastanza uniforme ed è legato al voltaggio  $V = V_1 - V_2$  applicato tramite la relazione  $E = 0.90 V/D$ .

In base alle misure con il campo magnetico, nelle quali avevamo visto che la bontà dei polarizzatori riduceva notevolmente i contributi spuri, abbiamo scelto polarizzatori che presentassero un basso coefficiente di estinzione. Nel nostro caso, i polarizzatori usati in queste misure con il campo elettrico hanno un coefficiente di estinzione circa quattro volte minore di quello dei polarizzatori utilizzati nelle misure con il campo magnetico. La migliore qualità dei polarizzatori, unita al fatto che abbiamo applicato un

campo elettrico equivalente a tre volte il massimo campo magnetico, fa sì che il rapporto segnale/rumore sia notevolmente aumentato.

Il campo elettrico da noi utilizzato è stato ottenuto applicando i voltaggi  $V_1$  e  $V_2$  agli elettrodi della cella, la cui descrizione è riportata in §3.1 (vedere anche la Figura 5.1 *a*). Ricordiamo che questa cella non presenta il substrato di ITO, ma solo quello della polyimide strusciata. I voltaggi  $V_1$  e  $V_2$  sono stati ottenuti collegando un oscillatore ad un amplificatore di tensione che, in uscita, fornisce le tensioni oscillanti  $V_1$  e  $V_2$ , bilanciate rispetto a massa ( $V_1 = -V_2$ ). Questa speciale configurazione permette di ridurre al minimo i gradienti di campo elettrico all'interno della cella. Come già visto nel §1.3.2, se applichiamo un campo elettrico oscillante ad una frequenza sufficientemente elevata, i suoi effetti sul CLN sono equivalenti a quelli di un campo magnetico statico la cui intensità è legata al valore RMS del campo elettrico dalla relazione (5.1). Per tale motivo, i voltaggi applicati agli elettrodi sono due segnali oscillanti a frequenza 500 Hz. In queste condizioni (frequenza  $\nu = 500$  Hz), gli effetti flexoelettrici ed elettrodinamici sono del tutto trascurabili. Il valore massimo RMS dei voltaggi  $V_1$  e  $V_2$  è di 350 V.

La differenza di potenziale applicata agli elettrodi della cella è  $V = V_1 - V_2$ , che raggiunge il massimo valore RMS di 700 V. Come abbiamo visto nel §3.2.2, esiste una striscia, tra gli elettrodi, larga circa 0.6 mm (attorno all'asse  $x'$  in Figura 5.1 *b*), dove il campo elettrico è abbastanza uniforme. Il campo in tale regione è legato al voltaggio  $V$  applicato dalla semplice relazione  $E = 0.90 \cdot V/D$ , dove  $D$  è la distanza tra gli elettrodi e vale  $D = 1.78$  mm.

Il fascio laser incidente è fatto passare attraverso una lente per ridurre il suo *beam waist* a (0.2 ÷ 0.3) mm ed è focalizzato nella regione centrale del campione.

## 5.1 Misure in luce riflessa

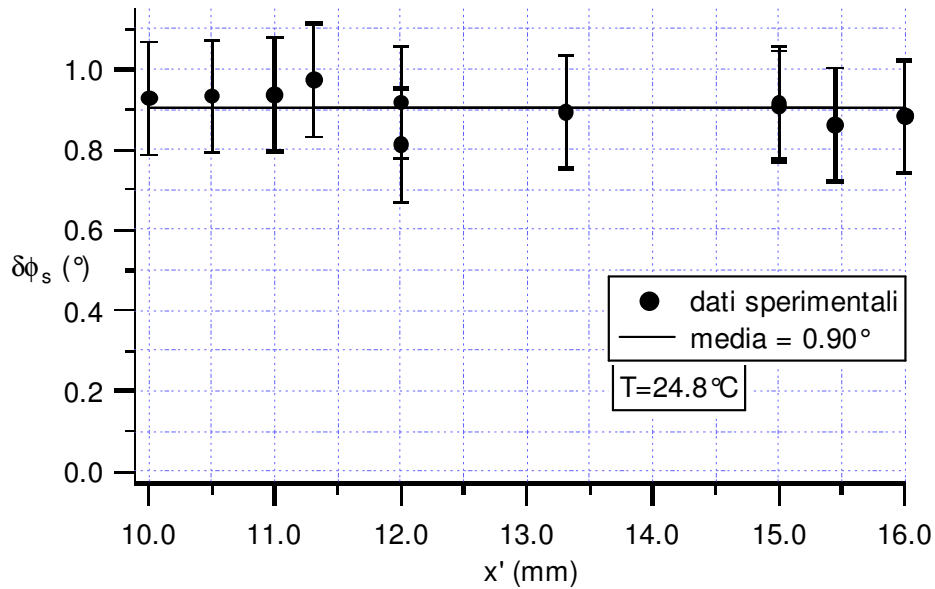
### 5.1.1 Misure di energia di ancoraggio

La rotazione del direttore in superficie, quando l'asse facile forma un angolo  $\phi_0$  con il campo, è (cfr (1.39)):

$$\delta\phi_s = \frac{\sqrt{K_{22}\epsilon_0\epsilon_a} E_{rms} \sin(\phi_0 - \delta\phi_s)}{W_a} \quad (5.2)$$

Come misura preliminare, abbiamo controllato che la rotazione  $\delta\phi_s$  del direttore fosse uguale in vari punti della cella, anche per verificare l'uniformità dell'ancoraggio dovuto al substrato di polyimide. Per questo abbiamo montato la cella su di un carrellino micrometrico che ci permettesse di traslarla lungo la direzione parallela agli elettrodi (asse  $x'$  in Figura 5.1 *b*), in modo che il fascio laser incidesse, ogni volta, in punti diversi. In Figura 5.2 mostriamo la rotazione  $\delta\phi_s$ , indotta dall'accensione di

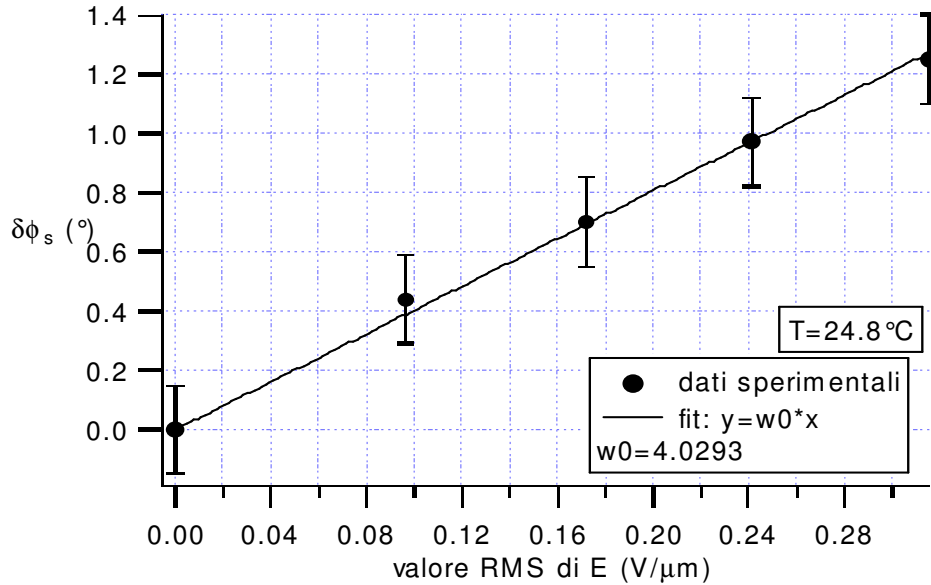
un campo elettrico con valore RMS di  $0.24 \text{ V}/\mu\text{m}$ , al variare del punto di incidenza sulla cella. I risultati sono stati ottenuti utilizzando il metodo riflessometrico.



**Figura 5.2:** Rotazione  $\delta\phi_s$  prodotta da un campo elettrico con un valore RMS  $E_{rms} = 0.24 \text{ V}/\mu\text{m}$ , al variare del punto di incidenza sulla cella.

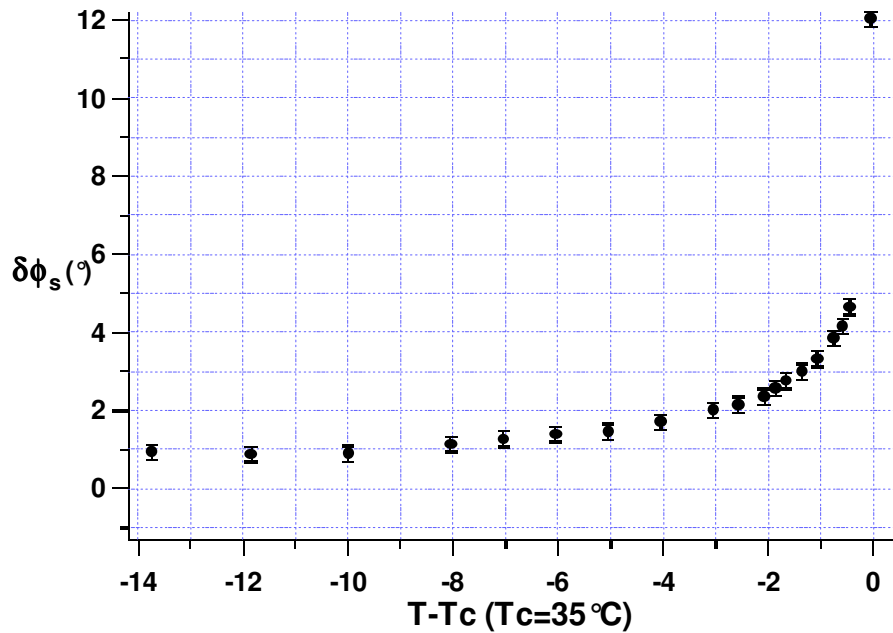
Nella Figura 5.2 osserviamo che la rotazione misurata cambia poco da punto a punto. Ne deduciamo che il campione è abbastanza omogeneo e non ci sono difetti sulla superficie vetrino-CLN. Probabilmente, le piccole fluttuazioni ( $< 10\%$ ) sono dovute a effetti spuri (diffusione di luce, anisotropia vetri), piuttosto che a variazioni reali dello stato della superficie. Questo sembra dimostrato dal fatto che due misure effettuate nello stesso punto della cella in tempi successivi ( $x' = 12.0 \text{ mm}$  in Figura 5.2) hanno una fluttuazione comparabile con quelle negli altri punti della cella. Con il campo magnetico, le rotazioni  $\delta\phi_s$  erano almeno tre volte più basse e, conseguentemente, le differenze tra le misure in punti diversi della cella erano molto più consistenti ( $\sim 30\% \div 40\%$ ).

Nella posizione  $x'=11.31 \text{ mm}$  abbiamo misurato la rotazione  $\delta\phi_s$  al variare del campo  $E$  applicato (Figura 5.3). Come si può osservare, i risultati sono in buon accordo con l'andamento lineare previsto dalla teoria elastica per  $\delta\phi_s \ll 1$  in (5.2). Inoltre, poiché i dati sperimentali di Figura 5.3 sono lineari nel campo, ne deduciamo che sono trascurabili molti effetti spuri quali, ad esempio, la diffusione di luce e l'effetto Kerr sui vetri della cella, che è l'analogo dell'effetto Cotton-Mouton per il campo magnetico e dipende quadraticamente dal campo  $E$ . Risultati del tutto analoghi sono stati trovati anche in altri punti del campione.



**Figura 5.3:** Rotazione  $\delta\phi_s$  al variare del campo  $E$  applicato, nella posizione  $x'=11.31$  mm. La temperatura del campione è  $T=24.8^\circ C$ . I campi applicati sono tutti molto maggiori del campo critico di Freedericksz, che nel nostro caso vale  $E_c \approx 4.5 \cdot 10^{-4} V/\mu m$ .

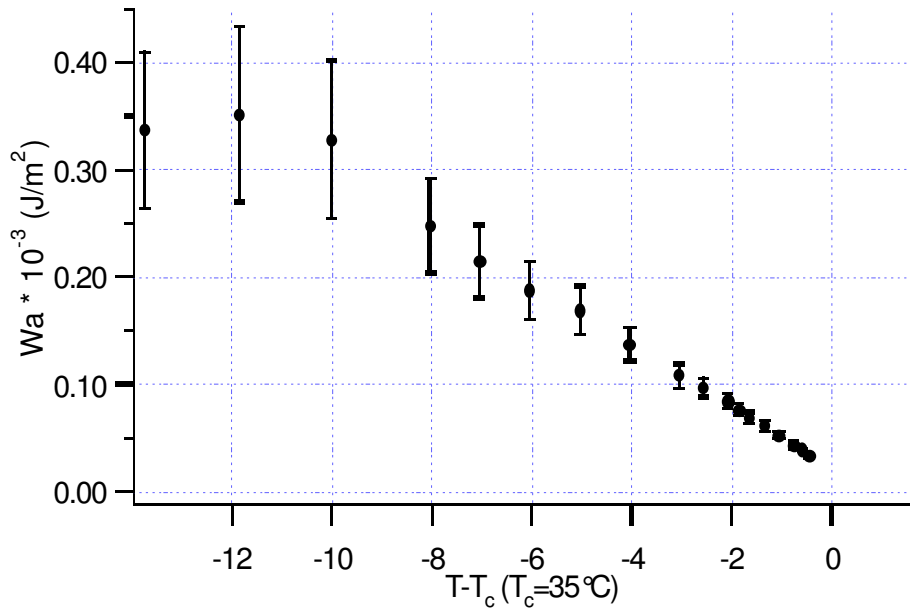
In Figura 5.4, riportiamo le misure della rotazione azimutale  $\delta\phi_s$  del direttore in funzione della temperatura ridotta  $T - T_c$ . Questi dati sperimentali sono stati ottenuti misurando la rotazione  $\delta\phi_s$  prodotta dall'applicazione di un campo elettrico con un valore RMS pari a  $0.24 V/\mu m$ .



**Figura 5.4:** Rotazione del direttore indotta dall'accensione di un campo elettrico con un valore RMS di  $0.24 V/\mu m$ , in funzione della temperatura  $T$  e della temperatura di chiarificazione  $T_c$ .

Il campione utilizzato per le misure con il campo elettrico presenta una temperatura di chiarificazione ( $T_c \sim 35^\circ\text{C}$ ) più elevata di quella del campione usato con il campo magnetico ( $T_c \sim 34.3^\circ\text{C}$ ). Inoltre, l'intervallo di temperatura in cui si ha la coesistenza delle due fasi, nematica e isotropa, del cristallo liquido è più ristretto rispetto all'intervallo di coesistenza del campione usato con il campo magnetico. Tali differenze indicano una maggiore purezza del cristallo liquido adoperato con il campo elettrico e dimostrano che il CLN non si è contaminato con la colla epossidica a due componenti con cui abbiamo sigillato la cella.

Dalla misura di  $\delta\phi_s$  ricaviamo il coefficiente di ancoraggio azimutale  $W_a$ , invertendo la relazione (5.2). I parametri  $K_{22}$  e  $\epsilon_a$  variano con la temperatura e occorre ricavare il loro andamento rispetto a  $T - T_c$  dai tabulati dove sono raccolti i loro valori sperimentali [1,2]. Dalla Figura 5.5 osserviamo che il coefficiente di ancoraggio  $W_a$  diminuisce al crescere della temperatura ridotta  $T - T_c$ , in accordo con quanto osservato con le misure in campo magnetico (vedere Figura 4.5), anche se, adesso, i risultati sono meno rumorosi e molto più riproducibili. Infatti, questa stessa misura è stata ripetuta in giorni diversi e si sono sempre ottenuti risultati in buon accordo con quelli riportati in Figura 5.4 e 5.5.



**Figura 5.5:** Valore del coefficiente azimutale  $W_a$  ricavato dalla rotazione  $\delta\phi_s$  del direttore. Possiamo osservare che  $W_a$  diminuisce con l'aumento della temperatura.

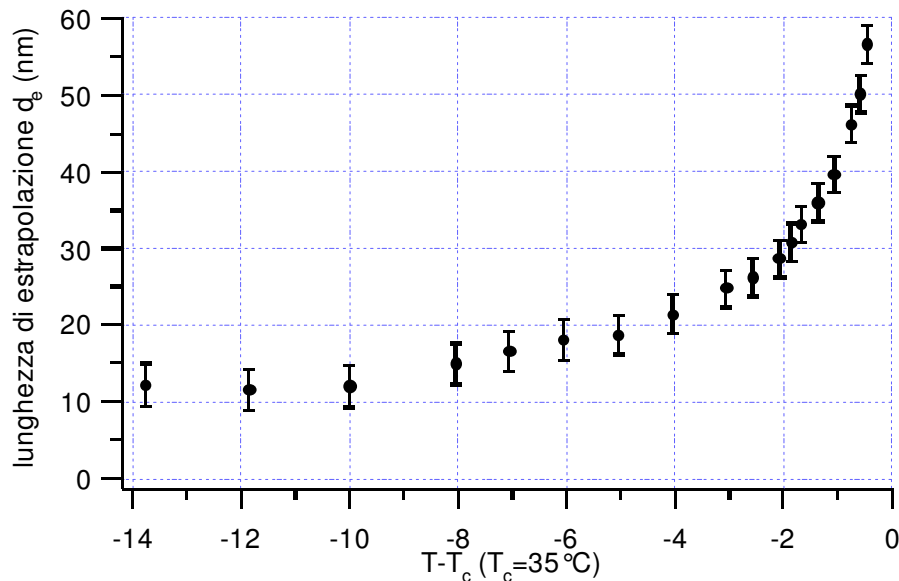
Dai risultati riportati in Figura 5.5, possiamo calcolare la lunghezza di estrapolazione, definita come:

$$d_e = \frac{K_{22}}{W_a} \quad (5.3)$$

L'andamento della lunghezza di estrapolazione al variare della temperatura è rappresentato dalla Figura 5.6.

La lunghezza di estrapolazione  $d_e$  è circa tre ordini di grandezza minore della lunghezza di coerenza elettrica  $\xi_E$  (definita come  $= \frac{1}{E_{rms}} \sqrt{K_{22}}$ ). Quindi,

anche le misure con il campo elettrico confermano che il substrato di polyimide (Nissan corporation SE-3510) fornisce, per il cristallo liquido 5CB, un ancoraggio fortissimo. Questo ancoraggio è, infatti, circa dieci volte più forte di quello misurato dal nostro gruppo nel caso di superfici di ossido di silicio evaporato a  $60^\circ$  [3,4], che sono considerate in letteratura come superfici in grado di esercitare un ancoraggio forte. Esso è, inoltre, alcuni ordini di grandezza superiore ai valori misurati da altri gruppi in diversi tipi di substrati [5-9].

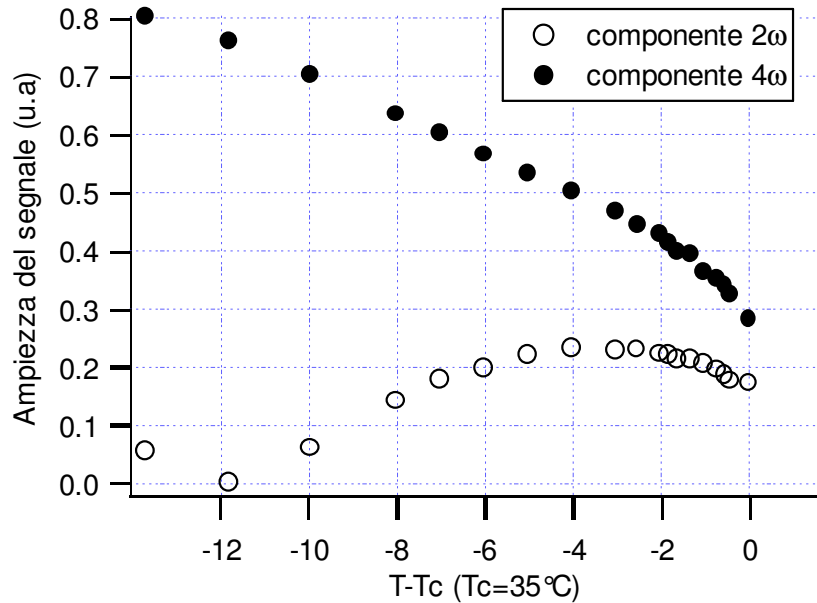


**Figura 5.6:** Andamento della lunghezza di estrapolazione  $d_e$  al variare  $T - T_c$ .

### 5.1.2 Ampiezza di oscillazione dell'intensità riflessa

Come abbiamo visto nel Capitolo 2, la teoria prevede che l'intensità del fascio riflesso dal cristallo liquido che attraversa l'analizzatore  $A_1$  (in assenza di campo applicato) sia una funzione oscillante nel tempo con frequenza angolare  $4\omega$ . In realtà, in tutti i nostri esperimenti, abbiamo sempre osservato la presenza di una componente a frequenza angolare  $2\omega$  la cui ampiezza varia con la temperatura. Le osservazioni sperimentali dimostrano che l'ampiezza di tale componente si riduce notevolmente se vengono selezionati polarizzatori  $P_1$  e  $A_1$  con un coefficiente di estinzione basso e meno disomogeneo. Purtroppo, anche operando la migliore selezione possibile dei polarizzatori, la componente a frequenza angolare  $2\omega$  mostra sempre un'ampiezza non trascurabile. L'andamento delle

ampiezze delle componenti  $4\omega$  e  $2\omega$  con la temperatura è mostrato in Figura 5.7.



**Figura 5.7:** Andamento della componente a frequenza angolare  $4\omega$  (cerchi pieni) e a frequenza angolare  $2\omega$  (cerchi vuoti) in assenza di campo elettrico, al variare della temperatura.

In via di principio, il segnale con pulsazione  $2\omega$  non dovrebbe influenzare i risultati della nostra misura dell'angolo azimutale del direttore. Infatti, la nostra tecnica di misura consiste nell'effettuare la trasformata di Fourier del segnale alla frequenza angolare  $4\omega$ . Un'eventuale componente a frequenza angolare  $2\omega$  viene, quindi, rigettata. Tuttavia, la presenza del segnale spurio a frequenza  $2\omega$  può far pensare che sia presente anche un segnale a frequenza  $4\omega$  che si sovrappone al segnale reale. Se tale segnale fosse presente, esso potrebbe effettivamente influenzare la fase del segnale risultante ( $4\omega$ ) e, quindi, la misura dell'angolo del direttore. Per escludere la presenza di segnali spuri di questo tipo, abbiamo deciso di confrontare l'ampiezza misurata del segnale a  $4\omega$  con le previsioni teoriche.

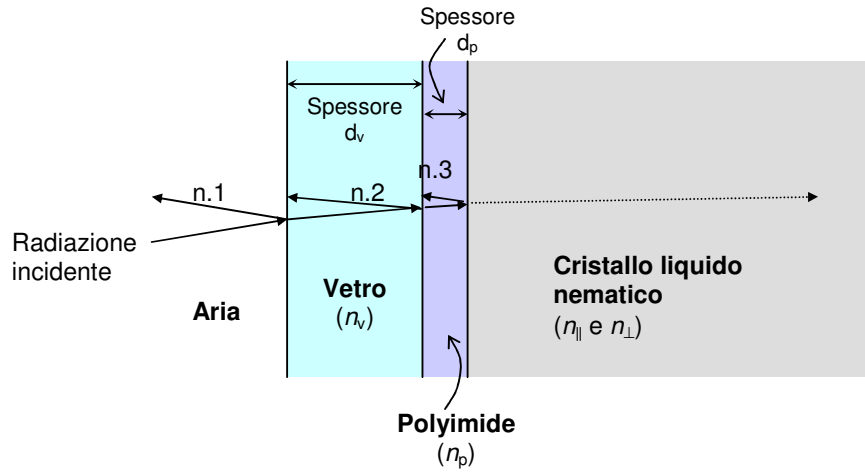
Sulla base del modello teorico sviluppato nel Capitolo 2, il segnale oscillante rilevato con il fotodiode  $F_1$  nel metodo in riflessione con i due polarizzatori rotanti ha un'ampiezza proporzionale a  $|r_{\perp} - r_{\parallel}|^2$ , dove  $r_{\perp}$  e  $r_{\parallel}$  sono, rispettivamente, i coefficienti di riflessione per la radiazione ordinaria e straordinaria (cfr (3.1)). Come rappresentato in Figura 5.8, la radiazione incidente, prima di trovare il cristallo liquido, incontra le superfici del vetrino e della polyimide. Il campo riflesso è, quindi, la somma dei campi riflessi dalle varie interfacce (aria-vetro, vetro-polyimide, polyimide-cristallo liquido). Nelle misure preliminari finalizzate a determinare i contributi spuri dovuti alla birifrangenza residua del vetro



e della polyimide strusciata (§4.1.1), abbiamo mostrato che la piccola birifrangenza residua del vetro e quella della polyimide è del tutto trascurabile nel nostro esperimento, essendo inferiore al 3%. Ne deduciamo che possiamo considerare isotropi il vetrino e lo strato di polyimide. I coefficienti di riflessione  $r_{\perp}$  e  $r_{\parallel}$ , in caso di incidenza normale, sono:

$$\begin{aligned} r_{\parallel} &= r_{av} + r_{vp} e^{i(\delta v)} + (r_{pN})_{\parallel} e^{i(\delta v + \delta p)} \\ r_{\perp} &= r_{av} + r_{vp} e^{i(\delta v)} + (r_{pN})_{\perp} e^{i(\delta v + \delta p)} \end{aligned} \quad (5.4)$$

dove: è  $r_{av}$  il coefficiente di riflessione per l'interfaccia aria-vetro,  $r_{vp}$  è il coefficiente di riflessione per l'interfaccia vetro-polyimide e  $(r_{pN})_{\parallel}$  e  $(r_{pN})_{\perp}$  sono i coefficienti di riflessione per l'interfaccia polyimide-CLN rispettivamente per la radiazione straordinaria e quella ordinaria. Inoltre,  $\delta v (=4\pi n_v d_v/\lambda_0)$  è lo sfasamento tra il raggio n. 2 ed il raggio n. 1 di Figura 5.8, mentre  $\delta p (=4\pi n_p d_p/\lambda_0)$  è lo sfasamento tra il raggio n. 3 ed il raggio n. 2 di Figura 5.8, dove  $n_v$  è l'indice di rifrazione del vetro ( $\approx 1.51$ ) e  $n_p$  è l'indice di rifrazione della polyimide ( $\approx 1.7$ ).



**Figura 5.8:** Rappresentazione schematica di una parte della cella contenente il cristallo liquido. Sulla superficie interna del vetrino (spessore  $d_v$  e indice di rifrazione  $n_v$ ) c'è uno strato di polyimide (spessore  $d_p$  e indice di rifrazione  $n_p$ ) che orienta il CLN, i cui indici di rifrazione straordinario e ordinario sono  $n_{\parallel}$  e  $n_{\perp}$ . Per semplicità di rappresentazione, la radiazione è fatta incidere ad un angolo maggiore di quello reale e sono state omesse le riflessioni multiple.

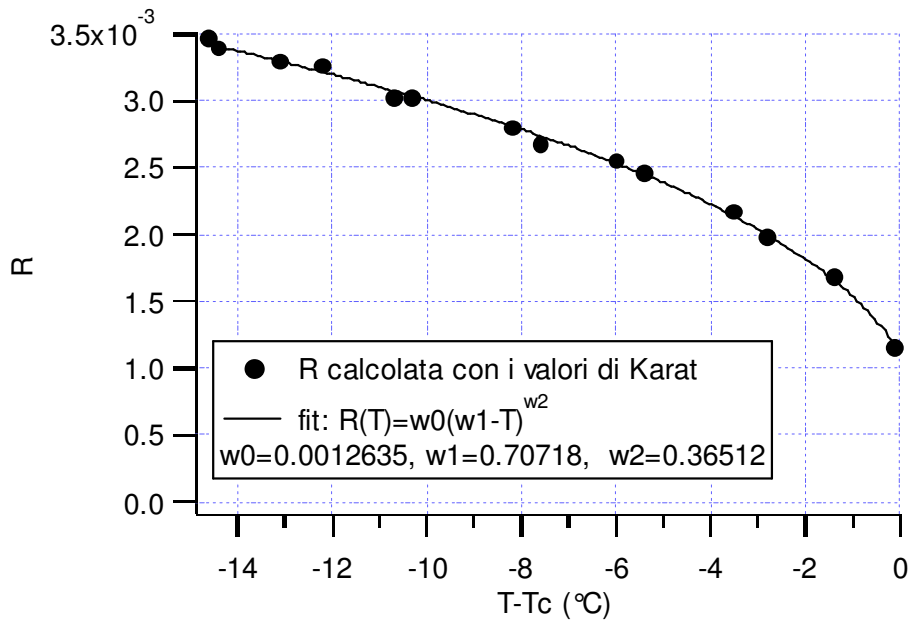
In generale, il coefficiente di riflessione per la radiazione che incide normalmente sull'interfaccia tra un mezzo con indice di rifrazione  $n_1$  e un mezzo con indice di rifrazione  $n_2$  è  $r = (n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$  [10]. Usando questa relazione e le espressioni (5.4), la quantità  $|r_{\perp} - r_{\parallel}|^2$  diviene:

$$|r_{\perp} - r_{\parallel}|^2 = \left| \frac{n_p - n_{\perp}}{n_p + n_{\perp}} - \frac{n_p - n(\theta_p)}{n_p + n(\theta_p)} \right|^2 \quad (5.5)$$

dove  $n(\theta_p)$  è l'indice di rifrazione 'visto' dalla radiazione straordinaria e  $\theta_p$  è l'angolo di pretilt, cioè l'angolo formato dall'asse facile con la superficie di polyimide. Poiché l'asse facile del cristallo liquido forma un piccolo angolo di pretilt  $\theta_p = 6^\circ$ ,  $n(\theta_p)$  è dato dalla relazione (cfr §2.1):

$$\frac{\sin^2 \theta_p}{n_{\perp}^2} + \frac{\cos^2 \theta_p}{n_{\parallel}^2} = \frac{1}{n(\theta_p)^2} \quad (5.6)$$

Osserviamo che, poiché  $\theta_p$  è piccolo, l'indice di rifrazione  $n(\theta_p)$  è virtualmente coincidente con  $n_{\parallel}$ . Ad esempio, per  $n_{\parallel}=1.730$  e  $n_{\perp}=1.530$ , si trova  $n(\theta_p)=1.727$ . Utilizzando i valori di  $n_{\perp}$  e  $n_{\parallel}$  dai tabulati [11], calcoliamo la quantità  $|r_{\perp}-r_{\parallel}|^2$  alle varie temperature. Abbiamo trovato che l'andamento di  $R \equiv |r_{\perp}-r_{\parallel}|^2$  è ben descritto dalla relazione empirica  $R(T)=c(T_{\beta}-T)^{\gamma}$ , dove  $c$  è una costante pari a 0.0012635,  $T_{\beta}=0.70718^\circ\text{C}$  e  $\gamma = 0.36512$ . In Figura 5.9 riportiamo i valori di  $R$  a varie temperature ottenuti utilizzando gli indici di rifrazione misurati in [11] e sostituendoli in (5.5) e (5.6). La curva continua in Figura 5.9 rappresenta il best fit con la funzione  $R(T)=c(T_{\beta}-T)^{\gamma}$ .

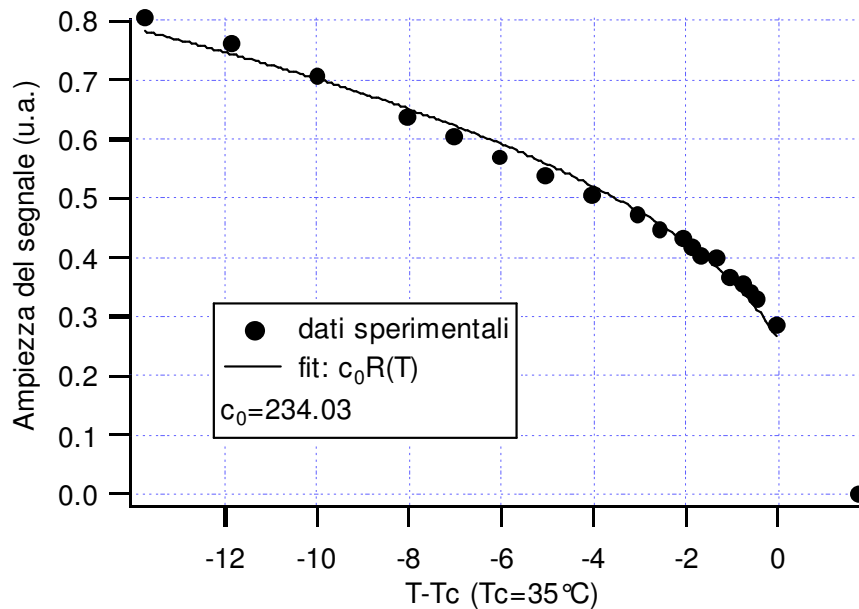


**Figura 5.9:** Valori sperimentali di  $R = |r_{\perp}-r_{\parallel}|^2$  in funzione della temperatura ridotta.  $R$  è calcolata utilizzando la (5.5) e la (5.6) e i valori sperimentali di  $n_{\perp}$  e  $n_{\parallel}$  riportati in ref. [11]. La curva continua corrisponde al best fit con la funzione  $R(T)=c(T_{\beta}-T)^{\gamma}$ , dove  $c = 0.0012635$ ,  $T_{\beta}=0.70718$  e  $\gamma = 0.36512$ .

Se l'ampiezza del segnale riflesso, da noi misurato, non risente di contributi spuri sistematici, essa deve essere proporzionale a  $|r_{\perp}-r_{\parallel}|^2$  e, quindi, pari a  $c_0 \cdot R(T)$ , dove  $c_0$  è un'opportuna costante moltiplicativa. Per verificare ciò, abbiamo effettuato il best fit dell'ampiezza del segnale oscillante a frequenza angolare  $4\omega$  con la funzione teorica  $A(T)=c_0 \cdot R(T)$ ,

dove  $R(T)=0.0012635 \cdot (0.70718-T)^{0.36512}$ , lasciando libero il solo coefficiente  $c_0$ .

In Figura 5.10 sono riportati i valori dell'ampiezza in assenza di campo, in funzione della temperatura. Non sono riportate le barre di errore perché il rumore è inferiore alle dimensioni dei punti. Come possiamo vedere, il fit utilizzato si adatta bene ai dati sperimentali, anche se si possono notare piccole deviazioni sistematiche al di fuori del rumore (dimensione dei punti). Le deviazioni sistematiche sono, comunque, inferiori al 5%. Questo indica che gli eventuali contributi spuri presenti nel segnale di frequenza angolare  $4\omega$  sono sufficientemente piccoli. È importante osservare che l'espressione (5.5) può essere approssimata a  $|n_{\perp} - n(\theta_p)|^2$  con un errore relativo inferiore al 3%. L'ampiezza del segnale oscillante è, quindi, largamente indipendente dal tipo di vetrini e del substrato orientante (purché possano essere considerati isotropi) e dipende, invece, unicamente dagli indici di rifrazione del cristallo liquido.



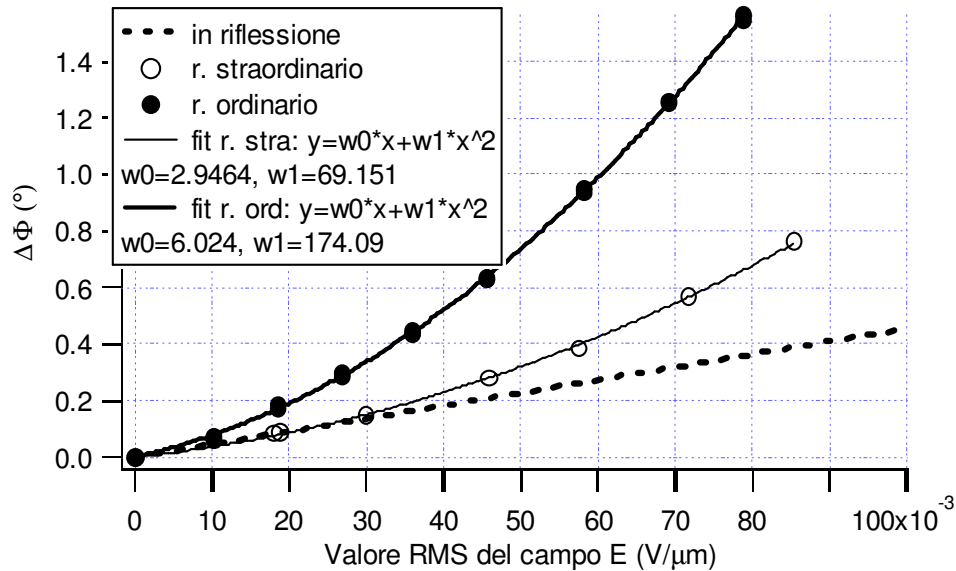
**Figura 5.10:** Andamento dell'ampiezza della componente del segnale  $I(t)$  alla frequenza  $4\omega$  raccolto dal fotodiode  $F_1$  (vedere Figura 3.3) con il metodo riflessometrico con i due polarizzatori rotanti.

## 5.2 Misure in luce trasmessa

Con la stessa cella e nello stesso punto del campione, abbiamo effettuato misure con il metodo in luce trasmessa, il cui apparato sperimentale è stato descritto in §3.3.

In Figura 5.11 riportiamo un tipico andamento della rotazione apparente  $\Delta\phi$  del direttore misurata al variare del campo elettrico  $E$ , sia misurando l'intensità del fascio straordinario (Figura 5.11, cerchi vuoti), sia misurando l'intensità del fascio ordinario (Figura 5.11, cerchi pieni).

Ricordiamo che le intensità del fascio ordinario e straordinario sono funzioni oscillanti alla frequenza  $2\omega$ , con una costante di fase che dipende dall'angolo azimutale del direttore. Per il significato della rotazione apparente  $\Delta\phi$ , rimandiamo al §4.3.

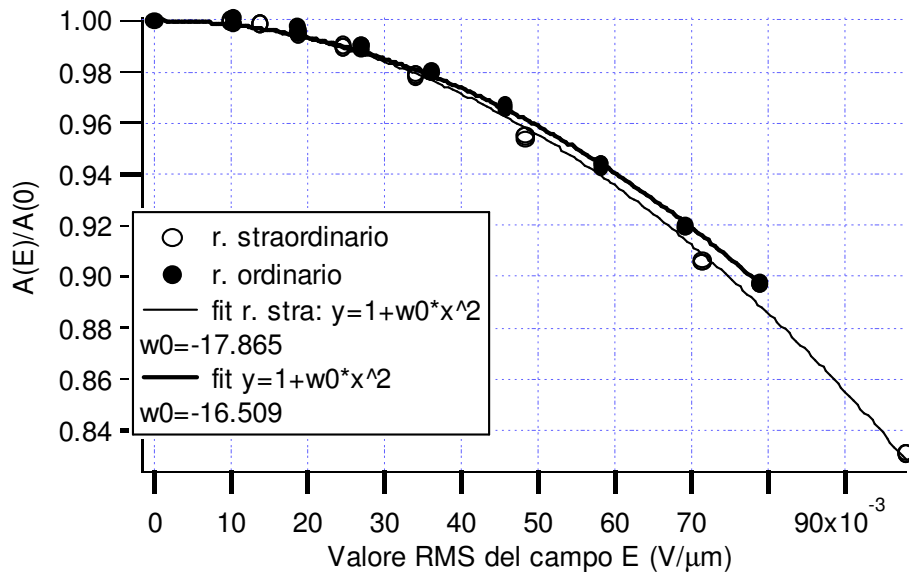


**Figura 5.11:** Rotazione del direttore in funzione del campo elettrico applicato. È utilizzato il metodo in luce trasmessa. L'angolo fra l'asse facile e il campo è  $\beta = (85 \pm 2)^\circ$ . La temperatura del campione è  $T=26^\circ\text{C}$ . Le curve continue corrispondono al best fit dei dati sperimentali con la funzione  $\Delta\phi = w_0 \cdot E + w_1 \cdot E^2$ . La retta tratteggiata rappresenta la rotazione del direttore nello stesso punto del campione, misurata con il metodo riflessometrico.

Osserviamo che, come previsto teoricamente, i dati sperimentali di Figura 5.11 hanno un contributo lineare con il campo, dovuto alla rotazione effettiva del direttore, e un contributo quadratico con il campo, dovuto alla rotazione apparente causata dalla deformazione del direttore nel volume (cfr §2.3.2 e §4.3). La linea tratteggiata mostrata in Figura 5.11 rappresenta la rotazione del direttore in superficie  $\delta\phi_s$ , misurata con il metodo riflessometrico nello stesso punto del campione. Il coefficiente angolare di questa retta è  $w_0=4.3(\text{°}\mu\text{m})/\text{V}$  e differisce apprezzabilmente dai coefficienti angolari del contributo lineare nelle curve in trasmissione ( $w_0=2.94(\text{°}\mu\text{m})/\text{V}$  per il fascio straordinario e  $w_0=6.02(\text{°}\mu\text{m})/\text{V}$  per quello ordinario). Dunque, anche in questo caso, le misure sperimentali confermano che il metodo in luce trasmessa non è ancora sufficientemente affidabile per la misura di ancoraggi azimutali estremamente forti. Infatti, contrariamente a quanto previsto dalla teoria (cfr §2.3.2), i contributi lineari per il fascio ordinario e straordinario non sono uguali tra loro, ma differiscono apprezzabilmente l'uno dall'altro. Come già detto nel Capitolo 4, noi pensiamo che queste discrepanze possano essere dovute al fatto che la teoria di Oldano e i calcoli numerici con la teoria di Berreman non tengono in considerazione né la diffusione di luce, che nei cristalli liquidi non è sempre trascurabile, né la presenza dell'angolo di pretilt  $\theta_p$  che, nel

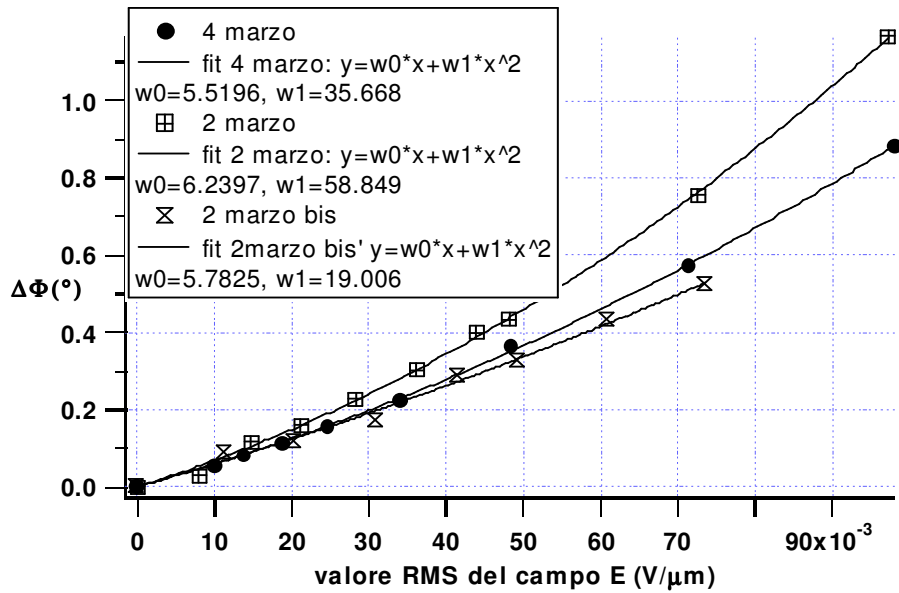
nostro caso, è piccolo ( $\theta_p = 6^\circ$ ) ma non nullo. Nel prossimo futuro pensiamo di inserire entrambi questi effetti nella trattazione teorica per vedere se essi possono spiegare le discrepanze osservate. È da notare che è stato possibile mettere in evidenza queste discrepanze con la teoria solamente a causa dell'estrema forza dell'ancoraggio nelle polyimide. Infatti, alcune misure effettuate in precedenza con il metodo in trasmissione dal nostro gruppo [12] su un substrato con ancoraggio debole avevano mostrato un buon accordo fra teoria ed esperimento e fra le misure riflessometriche e quelle in luce trasmessa.

Come abbiamo visto, le fasi dei segnali misurate non sono in totale accordo con le previsioni teoriche. Le ampiezze di oscillazione dell'intensità del fascio ordinario e di quello straordinario risultano in migliore accordo con le previsioni della teoria. In particolare, esse sono quasi uguali e dipendono quadraticamente dell'intensità del campo applicato (senza nessun contributo lineare, come previsto dalla teoria). In Figura 5.12 sono riportati, in funzione del campo elettrico, i valori del rapporto fra l'ampiezza misurata con il campo  $E$  e quella misurata a campo nullo. Le curve continue rappresentano i fit dei risultati sperimentali con la funzione quadratica  $y = 1 + a \cdot x^2$ , dove  $a$  è l'unica costante di fit.



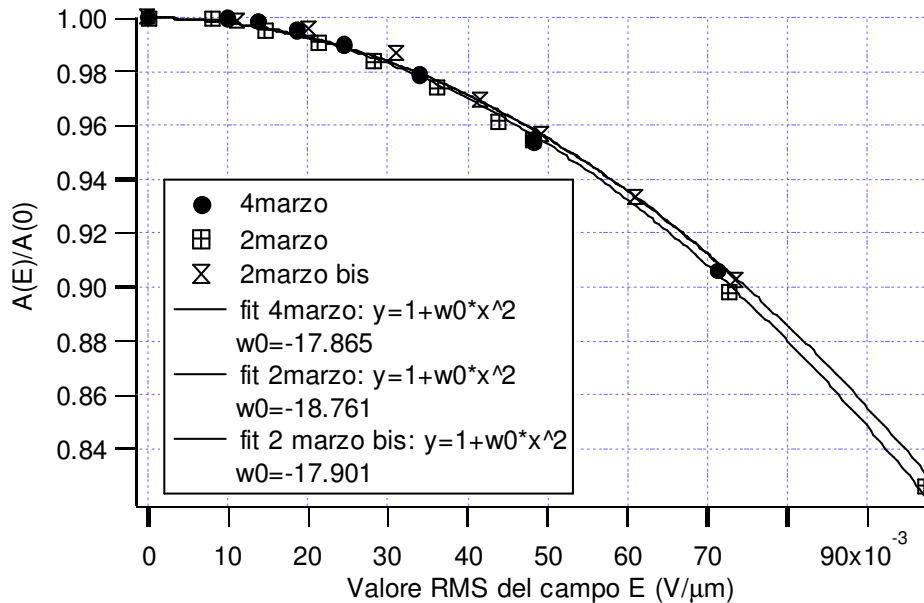
**Figura 5.12:** Andamento del rapporto  $A(E)/A(0)$  del raggio ordinario e del raggio straordinario misurati nello stesso giorno. La temperatura del campione è  $T=26^\circ\text{C}$ .

Per verificare la ripetibilità dei risultati, abbiamo effettuato, nell'arco di qualche giorno, misure successive della rotazione per il raggio straordinario. In Figura 5.13 riportiamo i dati sperimentali con i relativi fit, al variare del campo elettrico.



**Figura 5.13:** Rotazione apparente del direttore per il raggio straordinario, in funzione del campo elettrico applicato, misurata nello stesso punto della cella in giorni diversi. È utilizzato il metodo in luce trasmessa. L'angolo fra l'asse facile e il campo è  $\beta = (85 \pm 2)^\circ$ . La temperatura del campione è  $T = 26^\circ\text{C}$ .

Possiamo osservare, dalla Figura 5.13, che i risultati sperimentali mostrano apprezzabili variazioni. Inoltre, le variazioni osservate riguardano soprattutto i contributi quadratici, mentre sono tra loro confrontabili i contributi lineari. In Figura 5.14 riportiamo le ampiezze di oscillazione associate con gli stessi dati riportati in Figura 5.13.



**Figura 5.14:** Andamento del rapporto  $A(E)/A(0)$  del raggio straordinario in giorni diversi, nello stesso punto della cella. È utilizzato il metodo in trasmissione. La temperatura del campione è  $T = 26^\circ\text{C}$ .

Si può vedere che le ampiezze di oscillazione mostrano variazioni molto minori da un giorno all'altro.

Concludiamo questo breve paragrafo osservando che l'applicazione di un campo elettrico ha prodotto rotazioni maggiori rispetto a quelle che avevamo con il campo magnetico. Questo ci ha permesso di ottenere risultati decisamente più accurati con il metodo in luce riflessa. Inoltre, utilizzando un metodo di riempimento della cella sotto vuoto e una diversa procedura di sigillatura delle celle, siamo riusciti ad ottenere risultati sperimentali stabili nel tempo durante l'intera durata degli esperimenti (circa due mesi). Gli ancoraggi misurati in punti diversi della cella sono risultati, inoltre, uguali entro un'incertezza stimata di  $\pm 10\%$ . Tutti questi fatti indicano chiaramente che le misure effettuate con il campo elettrico sono molto più accurate ed affidabili di quelle riportate nel capitolo precedente (misure in campo magnetico). Le misure hanno permesso di mettere in evidenza una forte diminuzione dell'ancoraggio all'aumentare della temperatura.

Le misure in luce trasmessa hanno confermato ancora la presenza di importanti discrepanze con le previsioni teoriche, dimostrando che il metodo in trasmissione, seppur enormemente più accurato delle altre tecniche riportate in letteratura, non è ancora sufficientemente affidabile nel caso di ancoraggi estremamente forti, come quelli misurati nel presente lavoro di tesi.