

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

**CONFERENCE
PROCEEDINGS**

*5° Congresso Nazionale
di Elettronica Quantistica e Plasmi*

a cura di G.C. Righini
Firenze, 16-19 Novembre 1988

EDITRICE COMPOSITORI · BOLOGNA

EFFETTI OTTICI NONLINEARI DINAMICI NEI CRISTALLI LIQUIDI

E.Santamato, G.Abbate, P.Maddalena, L.Marrucci

Unità GNEQP-CIEQP - Dipartimento di Scienze Fisiche
pad.20, Mostra d'Oltremare, 80125 Napoli

RIASSUNTO

In questa comunicazione vengono presentati i primi studi sperimentali sugli effetti dinamici che si osservano quando in un cristallo liquido si propaga luce polarizzata ellitticamente. L'instaurarsi di oscillazioni spontanee e di "caos deterministico" è chiaramente mostrato dai risultati sperimentali.

INTRODUZIONE

Il problema dell'interazione radiazione-cristallo liquido è molto complesso, in generale, perchè implica la soluzione contemporanea delle equazioni di Maxwell in un mezzo inhomogeneo e anisotropo e delle equazioni dinamiche del direttore molecolare, che determina la direzione locale dell'asse ottico del mezzo.

Un modello più trattabile si ottiene introducendo alcune ipotesi semplificatrici: le distorsioni indotte nel cristallo liquido variano apprezzabilmente su distanze lunghe rispetto a quelle in cui varia la polarizzazione della luce ($\approx \lambda/\Delta n$); il fascio incidente può essere approssimato con un'onda piana; il sistema si trova in uno stato stazionario. La prima ipotesi permette di introdurre la cosiddetta approssimazione di "slow envelope" per risolvere le equazioni di Maxwell, la seconda permette di considerare una sola coordinata spaziale lungo la direzione di propagazione e la terza permette di eliminare il tempo dalle equazioni. Inoltre, in tali ipotesi, è possibile trascurare la radiazione riflessa.

Siccome il cristallo liquido è praticamente trasparente, la intensità della luce trasmessa è uguale a quella incidente

e solo la polarizzazione può, eventualmente, essere cambiata. E' quindi possibile descrivere l'intero processo di propagazione della luce nel mezzo con un sistema di equazioni che governa soltanto l'evoluzione della polarizzazione della radiazione mentre attraversa il mezzo. Questo sistema di equazioni va accoppiato con quello che descrive la riorientazione indotta nel cristallo liquido in condizioni stazionarie. L'insieme completo di queste equazioni è stato ottenuto, impiegando un formalismo hamiltoniano, in un nostro recente lavoro ⁽¹⁾, a cui rimandiamo per i dettagli.

Per comprendere la ragione fisica dell'instaurarsi di regimi oscillatori instabili nel caso dell' interazione radiazione-cristallo liquido, comunque, non è necessario risolvere compiutamente il modello proposto, poichè è facile rendersi conto che l'assenza di possibili stati stabili per il sistema è strettamente connessa con l'esigenza di conservare il momento angolare totale della radiazione e del cristallo liquido.

Il modello presentato nel Rif.(1), infatti, porta alla legge di conservazione

$$(k_{22}\sin^2\theta + k_{33}\cos^2\theta)\sin^2\theta(d\phi/dz) + (I/\omega)e = \text{cost.} \quad (1)$$

dove k_{22} e k_{33} sono le costanti elastiche del cristallo liquido nematico per il "twist" e lo "splay", rispettivamente; θ e ϕ sono l'angolo polare e azimutale che individuano la direzione locale del direttore \hat{n} rispetto alla direzione z di propagazione del fascio; I , ω ed e sono rispettivamente la intensità, la frequenza e la ellitticità del fascio ($e=0$ per polarizzazione lineare; $e=\pm 1$ per polarizzazione circolare). La (1) afferma che, in condizioni stazionarie, la somma del flusso di momento angolare meccanico e del flusso di momento angolare (medio) portato dalla radiazione ha un valore costante in tutti i piani $z=\text{cost.}$, ortogonali alla direzione di propagazione del fascio.

Supponiamo ora che il campione di nematico sia racchiuso tra due vetri paralleli, disposti a $z=0$ e $z=d$, ortogonalmente al fascio, e che i vetri siano trattati per l'allineamento omeotropico. Allora $\theta=0$ sui vetri. Per questo particolare allineamento, la (1) mostra che il momento meccanico trasmesso alle pareti è nullo, così che, denotando con Δe la variazione di ellitticità subita dal fascio attraversando il campione, si deve avere

$$\Delta e = 0, \quad (2)$$

in condizioni stazionarie. In altre parole, il sistema riuscirà a trovare uno stato finale di equilibrio stazionario solo se, per quella data intensità I , frequenza ω e ellitticità di ingresso $e_0=e(z=0)$ la (2) è soddisfatta nello stato finale. Ora, un semplice conteggio mostra che i dati di I , ω ed e_0 insieme con le specificate condizioni di allineamento

omeotropico alle pareti sono sufficienti per determinare univocamente la soluzione del problema. Quindi la condizione (2) non può essere soddisfatta, in generale. [Si può vedere facilmente, infatti, che la condizione (2) è soddisfatta solo se lo spessore d del film assume un insieme discreto di valori]. Si conclude, quindi, che, in generale, il sistema sarà instabile e continuerà a oscillare indefinitamente, per il semplice fatto che non esistono stati stazionari compatibili con la conservazione del momento angolare totale.

Sebbene queste considerazioni portino a una comprensione generale del meccanismo che sta alla base delle instabilità osservate, i dettagli dell'esperimento potranno essere confrontati con le previsioni teoriche solo dopo aver formulato e risolto un conveniente modello che includa le variazioni temporali del direttore molecolare. Il nuovo modello è in studio presso il nostro laboratorio ma, purtroppo non siamo ancora in grado di confrontarlo con i dati sperimentali. Nel paragrafo che segue, quindi, ci limiteremo a una descrizione dei risultati sperimentali ottenuti, rimandando il confronto con le previsioni teoriche a un prossimo lavoro.

ESPERIMENTO

Nel nostro esperimento abbiamo usato un campione nematico di 5CB, chiuso tra due vetrini trattati con DMOAP per l'allineamento omeotropico. Lo spessore era di $75 \mu\text{m}$. La riorientazione nel campione era prodotta da un laser ad argon focalizzato sul campione con una lente da 20 cm . di focale, a incidenza normale. La polarizzazione del laser ad argon poteva essere variata con una cella di Pockels. La riorientazione molecolare indotta è stata analizzata mediante un fascio laser He-Ne di sonda, montato in un interferometro eterodina, simile a quello già descritto altrove⁽²⁾.

In Fig.1 è riportata la intensità di soglia I_{th} per indurre la riorientazione nel campione in funzione della ellitticità e_0 del fascio di pompa. I valori sono normalizzati alla soglia per polarizzazione lineare. Per ogni valore fissato dell'ellitticità e_0 si sono osservate due soglie. Al di sotto della soglia più bassa non si osserva nessuna riorientazione, mentre al di sopra della più alta si osserva l'instaurarsi di oscillazioni nonlineari. Per intensità intermedie sembra che il sistema raggiunga uno stato finale di equilibrio stazionario. La linea solida è la previsione teorica nel caso di onda piana⁽³⁾. L'accordo non è molto buono, specialmente per ellitticità prossime a uno. Le misure di soglia, comunque, richiedono molto tempo e non sono ben riproducibili. La discrepanza potrebbe essere dovuta alla sezione finita del fascio. L'esistenza di una doppia soglia, prima di avere le oscillazioni, è stata sempre osservata in tutte le misure.

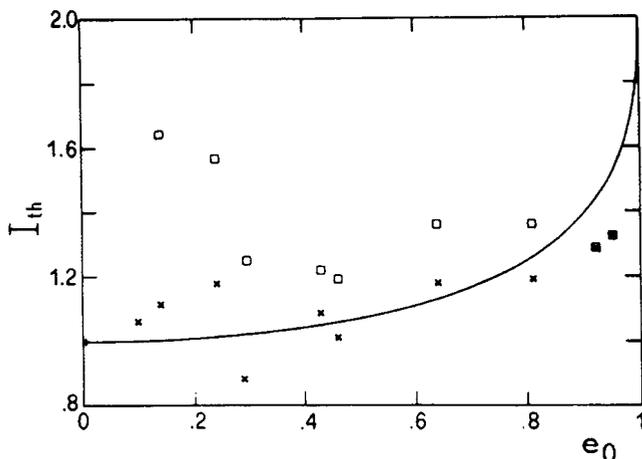


FIG. 1 Intensità di soglia normalizzata I_{th} in funzione della ellitticità e_0 del fascio di pompa. Per ogni ellitticità la croce indica la soglia per la riorientazione ed il quadrato la soglia per le oscillazioni.

Sopra la soglia per le oscillazioni, si osserva una dinamica molto complicata, che dipende sia dalla intensità che dalla ellitticità del fascio di pompa. Per intensità non troppo lontane dalla soglia si possono distinguere tre regimi diversi:

a) ellitticità della pompa quasi lineare:

dopo un transitorio di qualche secondo, per riorientare il campione, il direttore molecolare \hat{n} inizia a ruotare avanti e indietro lungo l'asse z , normale alla pareti del campione. Il periodo di questo moto oscillatorio è dell'ordine di 50-100 sec.. Avvicinandosi alla polarizzazione lineare, l'ampiezza delle oscillazioni diminuisce e il periodo aumenta, finchè, per polarizzazione lineare, il direttore cessa di oscillare e rimane nel piano di polarizzazione del fascio incidente. Un esempio di questo regime è mostrato in Fig.2.

b) ellitticità della pompa quasi circolare:

dopo il solito transitorio di qualche secondo, \hat{n} comincia a ruotare intorno all'asse z . La velocità angolare non è costante, in generale, e anche la differenza di fase tra l'onda ordinaria e straordinaria cambia nel tempo periodicamente. Questo indica che il moto di precessione del direttore attorno all'asse z è accompagnato da nutazione. Il periodo sia della precessione che della nutazione è dell'ordine di 50-100 sec. Avvicinandosi alla polarizzazione circolare, il moto di nutazione scompare e si raggiunge uno stato di precessione uniforme come già osservato nel Rif.2. Un esempio di questo regime è mostrato in Fig.3.

c) ellitticità della pompa intermedia:

dopo il solito transiente, il direttore \hat{n} comincia a ruotare attorno all'asse z , mentre l'angolo polare θ diminuisce fino ad annullarsi. Questo è provato dal fatto che la birifrangenza

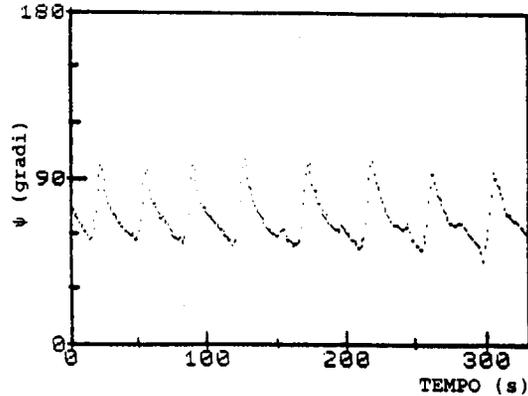


FIG. 2 Andamento temporale dell'angolo ψ (orientazione dell'asse maggiore dell'ellisse di polarizzazione) del fascio di probe. La potenza incidente è 109 mW e l'ellitticità $e_0=0.40$.

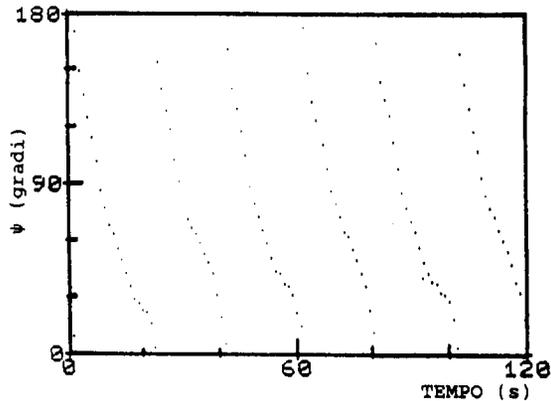


FIG. 3 Andamento temporale dell'angolo ψ del fascio di probe. La potenza incidente è 116 mW e l'ellitticità $e_0=0.95$.

za del campione decresce fino a scomparire del tutto. Dopo di che, il processo formato da transitorio, rotazione, diminuzione di θ , parte daccapo. L'intero ciclo richiede un tempo dell'ordine di 50-100 sec., secondo la intensità del laser di pompa. Un esempio di questo regime è mostrato in Fig.4.

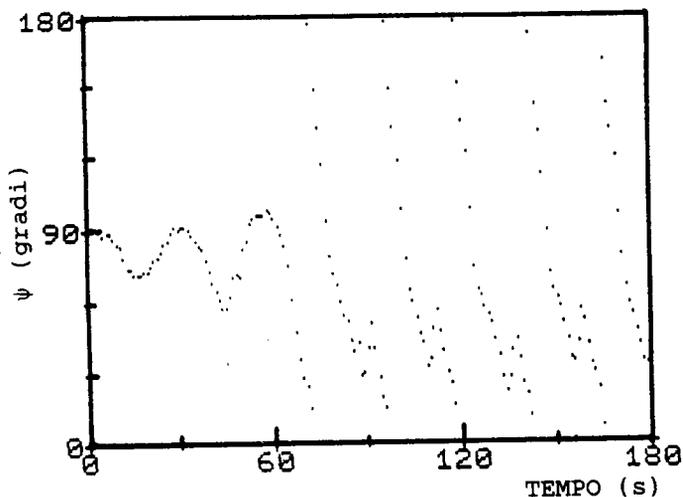


FIG. 4 Andamento temporale dell'angolo ψ del fascio di probe. La potenza incidente è 111 mW e l'ellitticità $e_0=0.81$.

Abbiamo anche studiato il caso di intensità della pompa molto alte rispetto alla soglia. Si sono osservati regimi di moto ancora più complicati, in genere aperiodici, simili al caos deterministico. L'analisi più dettagliata di tali regimi verrà presentata in un prossimo lavoro.

RINGRAZIAMENTO

Questo lavoro è stato finanziato dal Ministero della Pubblica Istruzione.

(*) Unità GNSM-CISM, Napoli

RIFERIMENTI

- 1) E.Santamato, G.Abbate, P.Maddalena, Phys.Rev. A,38, 4323 (1988).
- 2) E.Santamato, M.Romagnoli, M.Settembre, B.Daino, Y.R.Shen, Phys.Rev.Lett.,57, 2423 (1986).
- 3) B.Ya.Zel'dovich, N.V.Tabiryan, Sov.Phys.JEPT, 55, 656 (1982).