

Функция

$$h(\sigma, \eta, \xi, \mu) = \frac{\pi^2}{\xi} e^{\mu \delta l} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\xi(1-\mu)}^{+\xi(1+\mu)} \frac{d\tau'}{1+i\tau'} e^{-k\tau' - i\sigma\tau'} \right]^2 \quad (2)$$

определяет условия фокусировки: фазовое рассогласование  $\sigma = \frac{1}{2} b \Delta k$  ( $\Delta k = 2\bar{k}_0 - \bar{k}_r -$  — вектор волновой расстройки), «силу» фокусировки  $\xi = \frac{l}{b}$ , положение фокуса в кристалле  $\mu = \frac{l-2f}{l}$  и поглощение  $\eta = \frac{1}{2} \delta b$ .

На рис. 2 расчет представлен в виде пунктирной линии. Отличие эксперимента и расчета связано, очевидно, с флуктуацией оптической прозрачности по сечению кристалла и с неточностями в юстировке (ошибка эксперимента).

К. п. д. преобразования линейно растет с ростом мощности основного излучения: эффект теплового самовоздействия, указанный в [7], по-видимому, на таких мощностях еще не проявляется. В наших экспериментах местный нагрев кристалла проходящим пучком основного излучения приводит лишь к смещению температуры точного синхронизма, измеренной на поверхности кристалла.

Дальнейшее увеличение к. п. д., и, следовательно, мощности второй гармоники может быть осуществлено использованием специальных аргоновых лазеров с большей мощностью или помещением кристалла внутри резонатора лазера. Последнее предъявляет жесткие требования к оптическому качеству кристалла, так как линия 5145 Å имеет небольшое усиление. Представляется перспективным также исследование возможности получения гармоники в других нелинейных кристаллах с большей величиной нелинейной восприимчивости.

В заключение авторы выражают признательность А. П. Сухорукову за обсуждение вопросов, связанных с тепловыми процессами в нелинейных кристаллах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bridges W. B., Chester A. N., Halsted A. S., Parker I. Y. Proc. IEEE **59**, 724, 1971.
2. Афонников И. А., Болтаева А. П. и др. «Журнал прикладной спектроскопии», **11**, № 5, 886, 1969.
3. Labuda E., Johnson A. M. IEEE, QE-3, No. 4, 164, 1967.
4. Dowley M. W., Hodges E. B. IEEE, QE-4, No. 10, 552, 1968.
5. Dowley M. W. Appl. Phys. Lett., **13**, No. 11, 395, 1968.
6. Boyd G. D., Kleinman D. A. J. Appl. Phys., **39**, 3597, 1968.
7. Михина Т. В., Сухоруков А. П., Томов И. «Журнал прикладной спектроскопии», **15**, № 6, 1001, 1971.

Поступила в редакцию  
15.6 1971 г.

Кафедра  
волновых процессов

УДК 538.61+535.854

В. А. ЗАМКОВ, В. А. РАДКЕВИЧ, О. П. РЕВОКАТОВ

### ИЗМЕРЕНИЕ АБСОЛЮТНОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ ФАЗЫ ПРИ ЭФФЕКТЕ КОТТОНА—МУТОНА

Нахождение абсолютного запаздывания фазы при измерении вынужденной анизотропии представляет большой теоретический интерес. Под абсолютным запаздыванием понимают измерение разностей показателей преломления  $\xi_{\parallel} = n_{\parallel} - n_0$  и  $\xi_{\perp} = n_{\perp} - n_0$  где  $n_{\parallel}$  — измеряется при параллельных направлениях векторов внешнего поля и электрического вектора световой волны, а  $n_{\perp}$  — при перпендикулярных ( $n_0$  — показатель преломления в отсутствие поля).

До настоящего времени измерения абсолютных запаздываний и их отношения  $\xi_{\parallel} / \xi_{\perp} = \rho$  произведены только для двупреломления в электрическом поле (эффект

Керра [1, 2, 3]), причем обнаруженное для ряда веществ значение  $\rho = -2$  считается основным доказательством ориентационной теории возникновения вынужденной анизотропии [4]. Известно [2, 3], что значение  $\rho = -2$  получается только в первые микросекунды после наложения поля, после чего в течение десятков микросекунд достигается новое стационарное значение, колеблющееся между  $-2$  и  $+\infty$ . Причиной такого хода явления считают установление термодинамического равновесия, сопровождающееся электрострикцией. Мы уже отмечали [5, 6] важную роль электрострикции в механизме возникновения явления Керра. За последнее время появились работы, пытающиеся более строго учесть влияние электрического поля на межмолекулярное взаимодействие, и пересматривающие в этой связи теорию Керра [7] и приводящие к новым значениям  $\rho$  и электрострикции [8].

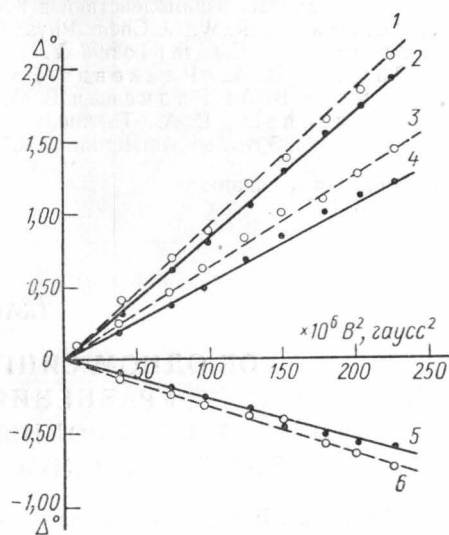
В связи с этим нами было предпринято экспериментальное измерение абсолютного запаздывания в другом случае вынужденной анизотропии — эффекте Коттона—Мутона. Построенный нами поляризационный интерферометр [9, 10] позволяет находить разность хода между двумя параллельно расположенными, перпендикулярно поляризованными когерентными лучами. Разность хода измеряется с точностью до  $2 \cdot 10^{-4} \lambda$  ( $6328 \text{ \AA}$ ) по эллиптичности суммарного пучка света, который модулируется качающейся пластинкой  $\lambda/4$  и регистрируется фотоэлектрически. Кювета длиной  $20 \text{ см}$  приходится светом два раза в прямом и обратном направлениях и представляет собой одно целое с полюсными наконечниками электромагнита (сечение  $20 \times 1 \text{ см}$ , зазор  $0,20 \text{ см}$ ), выполненными из железа Армко. В теле одного из наконечников сделано продольное отверстие, через которое проходит луч сравнения ( $n_0$ ) интерферометра. Электромагнит позволяет получить поле до  $16000 \text{ гаусс}$  при токе  $0,6 \text{ а}$  и дает возможность измерять эффект Коттона—Мутона для большинства жидкостей.

Нами были произведены измерения постоянной Коттона—Мутона  $C = n_{\parallel} - n_{\perp}$  и абсолютных запаздываний  $\xi_{\parallel}$  и  $\xi_{\perp}$  для некоторых ароматических углеводородов и их производных. На рисунке приведены графики значений  $C$ ,  $\xi_{\parallel}$  и  $\xi_{\perp}$  в зависимости от квадрата напряженности магнитного поля для бензола и толуола. Во всех случаях отношение  $\rho = -2,0 \pm 0,1$ .

Все измерения производились дважды: с прямым и обратным направлением тока в электромагните. Идентичность обеих отсчетов интерферометра показывала отсутствие магнитного вращения и, следовательно, перпендикулярность луча и поля. Нам не удалось произвести измерений с веществом, обладающим максимальной константой  $c$  с нитробензолом, из-за его химического взаимодействия с железом полюсных наконечников.

Полученные нами значения  $\xi$  и  $\rho$  являются равновесными, что позволяет сделать вывод о молекулярном механизме возникновения магнитного дупреломления в жидкости. Итак, явление это или чисто ориентационно и не сопровождается заметной магнитоэлектрической, или сама стрикция является анизотропной и сопровождается установлением новых, различных для разных направлений, средних расстояний между молекулами. Первое предположение плохо согласуется с количественными термодинамическими оценками магнитоэлектрики [11], тогда как второе аналогично представлениям о характере электрострикции в жидкости [5, 8], состоящей из бездипольных молекул.

Насколько нам известно, измерения абсолютного запаздывания фазы при эффекте Коттона—Мутона произведено нами впервые. Несовпадение хода явления с ходом  $\rho$  для эффекта Керра позволяет думать, что дальнейшие исследования в этом направлении, в частности, измерение запаздывания фазы при механической анизотропии в жидкости (эффекте Максвелла), представляют значительный интерес.



Зависимость разности хода  $\Delta$  от квадрата магнитной индукции  $B^2$  для абсолютных и относительных запаздываний в бензоле и толуоле:

- 1 —  $C_6H_6$  ( $n_{\parallel} - n_{\perp}$ ), 2 —  $C_7H_8$  ( $n_{\parallel} - n_{\perp}$ ),  
 3 —  $C_6H_6$  ( $n_{\parallel} - n_0$ ), 4 —  $C_7H_8$  ( $n_{\parallel} - n_0$ ),  
 5 —  $C_7H_8$  ( $n_{\perp} - n_0$ ), 6 —  $C_6H_6$  ( $n_{\perp} - n_0$ )

ЛИТЕРАТУРА

1. Aeckerlein G. Phys. Zschr., 7, 594, 1906.
2. Pauthenier M. Ann. de Physique, 14, 239, 1920.
3. Minard J. J. rech. CNRS, No. 60, 253, 1962.
4. Борн М. Оптика, § 79. ОНТИУ, 1937.
5. Замков В. А. «Оптика и спектроскопия», 15, 654, 1963.
6. Замков В. А. Сб. «Оптические исследования молекулярного движения и межмолекулярных взаимодействий в жидкостях и растворах». Ташкент, 1965, стр. 128.
7. Hellwarth R. W. J. Chem. Phys., 52, 2128, 1970.
8. Врасе J. A., Champion J. V. J. Phys., 2, 2408, 1969.
9. Замков В. А., Радкевич В. А. Деп. ВИНТИ № 1710—70 деп., 1970.
10. Замков В. А., Радкевич В. А. «Оптика и спектроскопия», 31, 811, 1971.
11. Guggenheim E. A. Thermodynamics, An Advanced Treatment for Chemists and Physicists, 5 rev. ed. Amsterdam, 1967.

Поступила в редакцию  
8.4 1971 г.

Кафедра  
молекулярной физики

УДК 530.145

ТХАИ КУАНГ

ОБ ОДНОМ СИНГУЛЯРНОМ РЕШЕНИИ  
УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА  
В ОДНОРОДНЫХ И ПОСТОЯННЫХ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Уравнение Шредингера для заряженной частицы с зарядом  $e$  и массой  $m$  в электромагнитном поле, описываемом независимыми от времени потенциалами  $\vec{A}$  и  $\varphi$ , как известно, имеет вид

$$\left( i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H \right) \psi(\vec{r}, t) = 0, \quad (1)$$

где

$$H = e\varphi + \frac{1}{2m} \left( i\hbar \nabla + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2.$$

Запаздывающая функция Грина уравнения (1) может быть представлена в виде [1]

$$G^{ret}(\vec{r}, \vec{r}', t' - t) = \frac{i}{\hbar} \theta(t - t') D(\vec{r}, \vec{r}', t' - t), \quad (2)$$

где

$$D(\vec{r}, \vec{r}', t' - t) = \sum_n \Psi_n^*(\vec{r}') \Psi_n(\vec{r}) e^{iK_n(t' - t)},$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0 \\ 0 & \text{при } x < 0. \end{cases} \quad (3)$$

Функция  $D(\vec{r}, \vec{r}', t' - t)$  удовлетворяет уравнению (1) по переменным  $\vec{r}, t$

$$\left( i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H \right) D = 0 \quad (4)$$

и комплексно-сопряженному уравнению по переменным  $\vec{r}', t'$

$$\left( -i\hbar \frac{\partial}{\partial t'} - H^{*'} \right) D = 0, \quad (5)$$

а также начальному условию:

$$D(\vec{r}, \vec{r}', 0) = \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (6)$$