

Для реальных случайных изотропных полей, угловой радиус корреляции которых превышает $30'$ [4], выражение (5) можно заменить дельта-функцией Дирака, т. е. $2\pi \frac{r}{k} \delta(\Delta x + p\Delta x_f)$, и тогда с учетом (2) запишем

$$4\pi^2 \frac{r^2}{k^2} \int_G R(\Delta x) \delta(\Delta x + p\Delta x_f) d(\Delta x) = 4\pi^2 \frac{r^2}{k^2} R(p\Delta x_f).$$

Проведя аналогичные преобразования по координате y , запишем корреляционную функцию изотропного случайного поля в плоскости изображения объектива

$$k(\Delta x_f, \Delta y_f) = p^4 R(p\Delta x_f, p\Delta y_f), \quad (6)$$

где $R(\Delta x, \Delta y)$ — корреляционная функция поля в области G .

Таким образом, корреляционная функция (6) изображения изотропного случайного поля повторяет корреляционную функцию в пространстве случайного источника G . При этом мощность процесса изменяется в p^4 раз, а масштаб корреляционной функции — в $1/p$ раз. В силу фазовой природы aberrаций корреляционная функция изображения поля от них не зависит, а зависит лишь от статистических свойств поля в плоскости xoy и от апертуры входного зрачка объектива. Отметим также, что выражение (6) не зависит от длины волны излучения источника.

Литература

- [1] А. Папулис. Теория систем и преобразований в оптике. Изд. «Мир», М., 1971.
- [2] Г. С. Кондратенков. Обработка информации когерентными оптическими системами. Изд. «Советское радио», М., 1972.
- [3] Д. Гудмен. Введение в Фурье-оптику. Изд. «Мир», М., 1970.
- [4] В. Л. Левшин. Пространственная фильтрация в оптических системах пеленгации. Изд. «Советское радио», М., 1971.

Поступило в Редакцию 6 июля 1973 г.

УДК 621.373 : 535

О РЕГИСТРАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛЫМ КЕРАМИЧЕСКИМ ЦИЛИНДРОМ

Б. Н. Морозов, Е. П. Николаев и В. М. Руссов

С развитием квантовой электроники энергия и мощность оптических квантовых генераторов возрастают. В связи с этим индикация [1] и измерение [2] энергии лазерного излучения с помощью полых тонкослойных цилиндров из сульфида кадмия представляются достаточно перспективными [3].

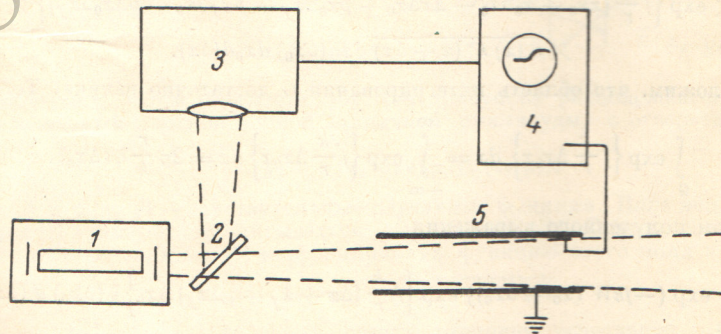


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

Нами исследовались сегнетокерамические индикаторы излучения импульсных лазеров в форме цилиндров и сфер со сквозным отверстием для прохождения луча лазера. Цилиндр из поляризованной керамики на основе титаната цирконата свинца (типа ЦТС-19) имел внутренний диаметр 16.4 мм, толщину стенки 1.3 мм и длину 28 мм с серебряными электродами на внутренней и внешней поверхностях цилиндра. Последний устанавливался на пути лазерного луча (рис. 1). Излучение рубинового

лазера 1 типа ГОР-100 поступало на делитель 2 фотоэлектрического фотометра 3 типа ФОГ, что позволяло осуществлять запуск развертки запоминающего осциллографа 4 типа С1-37 и регистрировать форму импульса свободной генерации (рис. 2, а). Осциллограф также использовался для регистрации сигнала с сегнетоэлектрического цилиндра (рис. 2, б). Сигнал отсутствовал (при той же чувствительности аппаратуры, что и в работе [1]), когда перед цилиндром, вдоль оси которого пропускался луч, устанавливалась диафрагма диаметром 13 мм, т. е. несколько меньшим внутреннего диаметра регистрирующего цилиндра. Этот результат не подтверждает того, что сигнал обусловлен пьезоэффектом в материале цилиндра [1], а также, что механизмом, порождающим отклик, может быть рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (в режиме свободной генерации интенсивность излучения явно недостаточна для возникновения этого порогового эффекта [4], или же фотон-фонное взаимодействие [5], как об этом упоминалось в [1]). На наш взгляд, полученные нами результаты подтверждают гипотезу, высказанную позднее Брумой (одним из авторов работы [1, 2]), что отклик с полого цилиндра обусловлен пирозэффектом в материале цилиндра, индуцированным попаданием части лазерного излучения на внутреннюю поверхность цилиндра (например, «крыльев» гауссовского поперечного распределения излучения в случае параллельного пучка). Это подтверждается и тем, что при размещении перед цилиндром малой диафрагмы (диаметром 8 мм) сигнал возникал и в том случае, когда внутренняя полость цилиндра наполнялась рассеивающим излучением газом, что также приводило к попаданию части проходящего излучения на внутреннюю поверхность цилиндра. Выше сказанные предположения подтверждаются тем, что по форме сигнал был таким же и в том случае, когда на пути луча устанавливался сплошной сегнетокерамический диск из того же материала с серебряными электродами на плоских поверхностях диска.

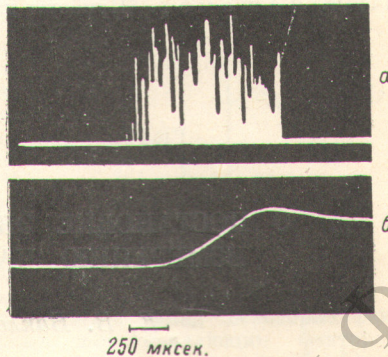


Рис. 2. Осциллограммы лазерного импульса (а) и сигнала с сегнетокерамического цилиндра (б).

На основе зарегистрированного пирозэффекта могут быть созданы приемники проходного типа для регистрации излучения лазера. Достоинством таких приборов является высокая лучевая прочность, отсутствие необходимости применения ответвителей и ослабителей излучения при высоких уровнях мощности, а также возможность регистрации или измерения излучения при одновременном использовании его в рабочей схеме.

Следует отметить, что вследствие различия формы распределения энергии в пучке для различных лазеров такой прибор будет иметь чувствительность, меняющуюся от генератора к генератору. Однако этот недостаток является несущественным в следующих случаях: 1) при измерении временных характеристик проходящего лазерного импульса [6-8]; 2) при использовании датчиков сигнала проходящего излучения для запуска дополнительной аппаратуры [9] или регистрации факта наличия лазерного излучения (особенно в ИК и субмиллиметровом диапазонах); 3) при использовании лазера с известным распределением поля по сечению луча (непрерывный одномодовый промодулированный газовый [10] или твердотельный [11] лазер; одномодовый импульсный лазер на твердом теле [12]); 4) при заполнении полости цилиндра рассеивающей средой [13] с известным коэффициентом рассеяния.

При использовании с одним конкретным лазером, а также в последних двух случаях проходной пирозэлектрический приемник может быть прокалиброван (например, по калориметру) и обладать определенными преимуществами по сравнению с известными [14], основанными на принципе полного поглощения излучения лазера пирозэлектриком.

Авторы выражают благодарность И. П. Краснову и Ю. Ф. Лапынину за помощь в подготовке и проведении эксперимента.

Литература

- [1] M. S. Bruma, M. F. Velguc. IEEE Intern. Conv. Rec., 5, 17, 1965.
- [2] M. S. Bruma, J. M. Vauchy. Congr. internat. Mesucora, 19-B-1-1, Paris, 1967.
- [3] Б. Н. Морозов. Измерительная техника, № 10, 7, 1967.
- [4] R. Y. Chiaо, C. H. Townes, B. P. Stoicheff. Phys. Rev. Lett., 12, 592, 1964 (см. перевод «Действие лазерного излучения», сб. статей под ред. Ю. П. Райзера. Изд. «Мир», 1968, стр. 279).
- [5] R. Y. Chiaо, E. Garmire, C. H. Townes. Proc. Intern. Schove of Physics «Enrico Fermi», Course XXXI, New York, 326, 1964 (см. перевод «Действие лазерного излучения», сб. статей под редакцией Ю. П. Райзера. Изд. «Мир», 1968, стр. 263).
- [6] Л. С. Кременчугский, П. П. Погорелкий, Е. Н. Салькова, М. С. Чепилко, А. Я. Шульга. ПТЭ, № 1, 202, 1971.

- [7] R. L. Abrams, D. R. Wood. Appl. Phys. Lett., 19, 518, 1971.
 [8] C. V. Roundly, R. L. Byer. Appl. Phys. Lett., 21, 512, 1972.
 [9] Н. Г. Басов, С. Д. Захаров, О. Н. Крохин, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин. Докл. на II Междунар. конф. по лазерной технике, Вашингтон, 26—28 мая 1969.
 [10] Г. П. Кузьмин. Радиотехника и электроника, 28, 1553, 1973.
 [11] М. И. Джибладзе, Т. М. Мурина, А. М. Прохоров. ДАН СССР, 182, 1048, 1968.
 [12] А. Л. Микаэлян, Е. Б. Аникина, В. Л. Минаев, Ю. Т. Турков. Сб. «Квантовая электроника», № 1, 136, 1971.
 [13] F. G. Gebhardt, T. H. McCoу, D. E. Smith. IEEE, QE-5, № 9, 471, 1969.
 [14] Д. Лашамбр. Приборы для научных исследований, № 1, 75, 1971.

Поступило в Редакцию 3 июля 1973 г.

УДК 535.853.12

О ПОСТАНОВКЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ТОЧНОМУ ИЗМЕРЕНИЮ ЧАСТОТЫ ПЕРЕХОДА $1S-2S$

Е. В. Бакланов и В. П. Чеботав

1. Атом водорода является простейшей квантовомеханической системой, энергетические уровни которой могут быть рассчитаны и измерены с высокой точностью. Последние достижения в этой области изложены в [1]. Точность измерения частот оптически разрешенных переходов в зависимости от метода принципиально ограничена доплеровским или радиационным уширением. (Исключение составляют переходы между компонентами сверхтонкой структуры в СВЧ диапазоне). С другой стороны, методы лазерной спектроскопии уже в настоящее время позволяют довести точность измерения до 10^{-13} [2]. Такой прогресс связан с использованием узких резонансов в молекулярных газах низкого давления. Решающее значение при этом имеют два фактора: малая радиационная вероятность перехода, определяющая предельную ширину резонанса, и возможность использования низких давлений газа (10^{-4} — 10^{-5} тор), так как переход происходит из основного состояния. Применительно к атому водорода этим требованиям удовлетворяет переход $1S-2S$. Ввиду того что переход $1S-2S$ с поглощением одного фотона запрещен, нельзя применить широко распространенные методы, основанные на использовании, например, лэмбовского провала. В этой работе предлагается использовать резонанс в двухфотонном поглощении для измерения частоты перехода $1S-2S$ и стабилизации частоты излучения на $\lambda=2430 \text{ \AA}$.

2. Рассмотрим газ атомов водорода в поле стоячей волны частоты ω . При одновременном поглощении двух встречных фотонов форма линии поглощения имеет узкий резонанс на частоте $\omega = \omega_{2S-1S} / 2$ с шириной двухфотонного перехода γ [3]. Важной особенностью такого поглощения является исключение доплеровского сдвига (в поле бегущей волны форма линии двухквантового перехода испытывает обычное доплеровское уширение).

Вероятность одновременного поглощения атомов двух фотонов есть эффект второго приближения теории возмущений, причем для перехода $1S-2S$ атома водорода все вычисления можно провести до конца. В результате имеем

$$\left. \begin{aligned} W_{1S-2S} &= B\pi^2 \frac{(ea)^4}{\hbar^2 V^2} \frac{\gamma/2}{(2\omega - \omega_{2S-1S})^2 + (\gamma/2)^2}, \\ B &= \frac{1}{2} \left[\sum_{n=3} \left(\frac{5}{8} - \frac{1}{k^2} \right)^{-1} R_{10}^n R_{20}^n \right]^2 \approx 6 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

(R_{10}^n и R_{20}^n приведены в [4], стр. 414), e — заряд электрона, a — боровский радиус, V — объем, на который нормирована волновая функция фотона. Оценим количество атомов, в объёмных элементах в состоянии $2S$ в единицу времени (dN_{2S}/dt). Если площадь светового пучка $s=1 \text{ см}^2$, длина поглощения $l=1 \text{ см}$, мощность $P=1 \text{ вт}$, $\gamma/p=10 \text{ Мг/тор}$ (p — давление водорода), то оценка по (1) в резонансе дает $dN_{2S}/dt \sim 10^9 \text{ сек.}^{-1}$.

Резонанс в поглощении дает соответствующий резонанс в количестве атомов в состоянии $2S$, который может быть зарегистрирован различными методами, которые использовались, например, для измерения лэмбовского сдвига между уровнями $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ [4].

3. В реальных условиях ширина перехода $1S-2S \sim 1 \text{ гц}$ вряд ли может быть реализована. Кратко рассмотрим основные фазические факторы, которые могут влиять