

УДК 621.373

УПРАВЛЯЕМАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ В ПЛЕНКАХ АЗО-СОДЕРЖАЩИХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

А. Н. Симонов, А. В. Ларичев, В. И. Шмальгаузен

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Экспериментально исследована динамика процессов голографической записи в пленках гребнеобразных азо-содержащих жидкокристаллических полимеров. Продемонстрирована возможность эффективного управления режимами оптической записи при приложении ориентирующего электрического поля, а также при изменении температуры полимерного слоя. В пленке полимера толщиной 50 мкм достигнута чувствительность $\sim 21 \text{ см}^2/\text{Дж}$ при дифракционной эффективности $\sim 75\%$. Осуществлена высокоплотная запись изображения в виде голограммы Фурье.

Возможность управления дифракционными характеристиками фоточувствительных сред с жидкокристаллическими (ЖК) свойствами представляет значительный интерес для задач оптической обработки и хранения информации. В известных к настоящему времени работах [1–3] такая возможность, однако, рассматривается лишь на стадии считывания предварительно записанных голограмм. Вместе с тем, в полимерных ЖК-материалах, содержащих фрагменты азо-красителя, управление оптическими характеристиками среды при помощи электрического поля может быть осуществлено в процессе голографической записи. Это связано с тем, что преимущественная ориентация электрически анизотропных азо-хромофоров, участвующих в образовании ЖК-мезофазы, совпадает с направлением ЖК-директора полимера. Эффективность фото процессов определяется проекцией главной оси красителя на направление вектора электрического поля световой волны и зависит от ориентации директора. Под действием приложенного внешнего, ориентирующего электрического поля происходит переориентация ЖК-директора в слое полимера, что ведет к изменению эффективности взаимодействия азо-красителей со светом и, в конечном итоге, к изменению величины светоиндуцированного показателя преломления Δn_{ind} , а также эффективной глубины записи голограммы [4].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования динамики голографической записи в пленках азо-содержащих ЖК-полимеров. Рассмотрено влияние внешнего ориентирующего электрического поля, а также условий оптической записи: температуры образца, интенсивности и поляризации записывающих пучков.

Эксперименты проводились с использованием пленочных образцов гребнеобразного ЖК-полимера SPK4/4, содержащего 20 мол.% химически связанных фрагментов азо-красителя [5]. Полимер характеризуется большой энергией взаимодействия хромофоров и нефоточувствительных полярных групп (цианобифинильные фрагменты) и образует нематическую фазу в интервале температур $40 \div 140^\circ\text{C}$. При температурах ниже 40°C полимер находится в стеклообразном состоянии. Оптическая нелинейность соединения связана с обратимой *транс-цис*-фотоизомеризацией азо-хромофоров и последующей молекулярной пе-

реориентацией. Отметим, что азо-содержащие полимеры рассматриваемого строения обладают высокой чувствительностью в сине-зеленой области спектра, высокой стабильностью параметров и большой стойкостью к повторяющимся световым воздействиям [5].

Для экспериментов была изготовлена ячейка (рис. 1), состоящая из полимерной пленки 5 толщиной $L = 50 \text{ мкм}$, заключенной между стеклянными пластинами 1, 3 с прозрачными, токопроводящими слоями In_2O_3 . Слой полимера предварительно ориентировался путем натирания поверхностей пластин. В результате этого была достигнута начальная (не жесткая планарная) ориентация мезогенных фрагментов полимера. К проводящим покрытиям пластин 1 и 3 прикладывалось переменное напряжение $U_a = 10 \div 100 \text{ В}$, что позволяло ориентировать директор полимера вдоль поля (вследствие разворота мезогенных фрагментов). При этом для исключения нежелательных гидродинамических эффектов использовалось переменное напряжение с частотой $\sim 350 \text{ Гц}$. Предварительная ориентация пленки предотвращала образование полидоменной структуры при снятии электрического поля. Нагрев пленки полимера осуществлялся при пропускании электрического тока по проводящему покрытию пластины 3. Температура

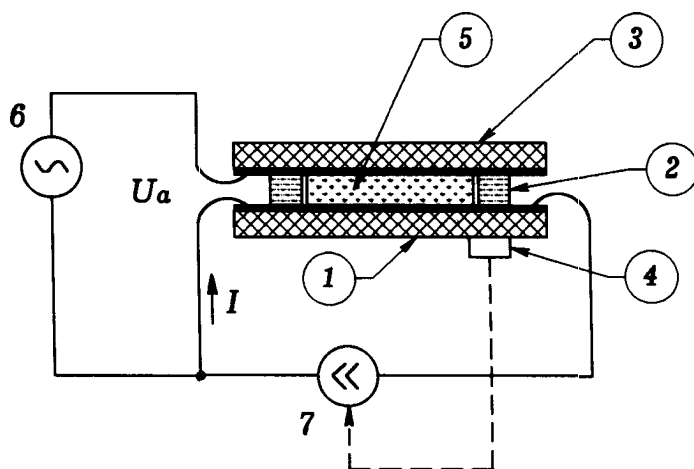


Рис. 1. Конструкция и схема включения полимерной ячейки: стеклянная пластина с подогревающим слоем (1), разделительные прокладки (2), стеклянная пластина с проводящим слоем (3), термодатчик (4), пленка полимера (5), генератор переменного напряжения (6), источник тока нагрева I (7)

образца измерялась с помощью полупроводникового датчика 4 и стабилизировалась цифровой схемой управления 7. Рабочая апертура ячейки составляла $\sim 4 \text{ см}^2$.

Запись голограмм «на пропускание» в полимерном образце осуществлялась по интерференционной схеме излучением второй гармоники YAG:Nd лазера ЛТН402А ($\lambda \cong 532 \text{ нм}$). Оптические плотности пленки полимера при $\lambda \cong 532 \text{ нм}$ в направлениях вдоль и поперек преимущественной ориентации директора составили $D_{\parallel} \cong 2,8$ и $D_{\perp} \cong 0,9$ соответственно. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Выходное излучение лазера, пройдя через электромеханический затвор 2 и коллиматор 4 с диафрагмой диаметром $\sim 20 \text{ мкм}$, попадает на делительный кубик 6. Вспомогательные зеркала 1, 3 и 5 используются для уменьшения габаритов установки. Полученные световые пучки отражаются зеркалами 11, 12 и образуют интерференционную картину в плоскости пленки полимера 18. Поляризации пучков задаются двойными ромбами Френеля 7, 10, а выравнивание их интенсивностей производится с помощью нейтрального фильтра 13. При записи голограмм амплитудных масок (изображений) используются дополнительные элементы, помещенные в предметном пучке: электромеханический затвор 8, амплитудный слайд изображения 9, объектив 14 с фокусным расстоянием F . Слайд 9 располагается на расстоянии $2F$ от объектива 14, а полимерная ячейка 18 находится в его фокальной плоскости. В такой геометрии происходит запись голограммы пространственного спектра изображения (голограмма Фурье). Пространственная частота решетки в эксперименте, соответствующая углу схождения записывающих световых пучков $2\theta \cong 28^\circ$, составляет $\Lambda^{-1} \cong 909 \text{ линий/мм}$. Считывание голограмм производится излучением He-Ne лазера ($\lambda_P \cong 633 \text{ нм}$, $I_P \cong 20 \text{ мВт/см}^2$) одновременно с записью. Оптические плотности пленки при $\lambda_P \cong 633 \text{ нм}$ составляют: $D_{\perp} \cong 0,07$, $D_{\parallel} \cong 0,2$. Интенсивность света в брэгговском порядке дифракции I_B измеряется фотодатчиком 15, кроме того, в нулевом порядке анализируется поляризация прошедшего пучка системой, состоящей из поляризационного кубика 19 и фотодатчиков 16, 17. Для регистрации

изображения при считывании записанной голограммы (в экспериментах с изображениями) используется ПЗС-камера 21 и дополнительный объектив 20. Общее управление экспериментальной установкой и сбор данных с датчиков осуществляется персональным компьютером, содержащим плату аналого-цифрового и цифро-аналогового преобразователя (АЦП/ЦАП).

В ходе экспериментов исследовалась динамика дифракционной эффективности: $\eta(t) = I_B/I_P$ (I_P — интенсивность падающего пробного пучка) при различных температурах пленки полимера, интенсивностях записывающих пучков, величинах прикладываемых электрических полей. На рис. 3, а, б представлены зависимости от времени дифракционной эффективности $\eta(t)$ при различных действующих величинах прикладываемых напряжений U_a . Кривые на рис. 3, а получены для случая одинаковых поляризаций записывающих пучков (S-S). Интенсивности пучков составляли $I_{w1} \cong I_{w2} \cong 85 \text{ мВт/см}^2$, температура полимера $T = 70^\circ\text{C}$. Аналогичные зависимости при ортогональных поляризациях пучков (S-P) приведены на рис. 3, б. Как следует из графиков, увеличение напряжения U_a для S-S-поляризованных пучков приводит к заметному росту максимальной величины дифракционной эффективности (η_{max}), в то время как для S-P-поляризованных пучков рост U_a ведет к снижению η_{max} . Такое поведение свидетельствует о гомеотропном упорядочении азо-хромофоров в пленке под действием приложенного электрического поля, а также о сильной анизотропии их формы. С ростом прикладываемого напряжения ($U_a > 40 \text{ В}$) значение η_{max} быстро достигает предельного ($\sim 77\%$), в то время как в области $U_a < 10 \text{ В}$ величина η_{max} практически не зависит от напряжения. Это означает, что процесс переориентации директора в слое полимера под действием поля имеет пороговый характер с насыщением при больших напряжениях.

Изменение интенсивностей записывающих пучков и температуры полимера позволяет существенным образом влиять на динамические характеристики процесса записи. Динамика $\eta(t)$ при разных интенсивностях световых пучков представлена на рис. 3, в. Температура слоя составляла $T \cong 70^\circ\text{C}$, записывающие пучки были S-S-поляризованными, прикладываемые

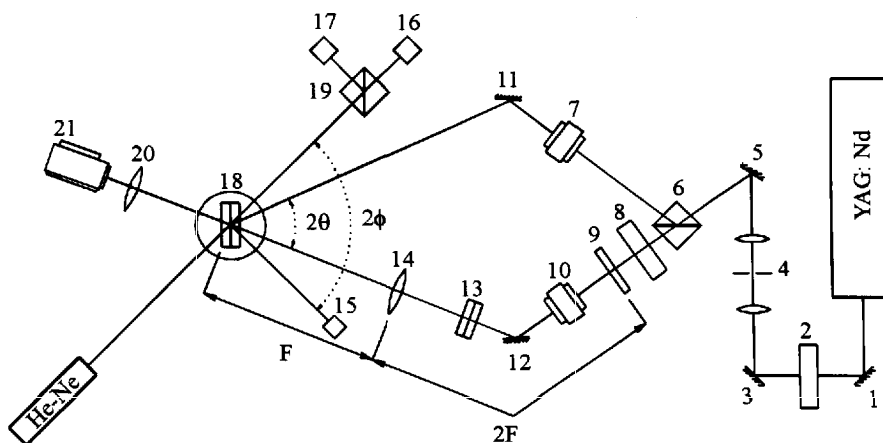


Рис. 2. Схема экспериментальной установки (пояснения в тексте)

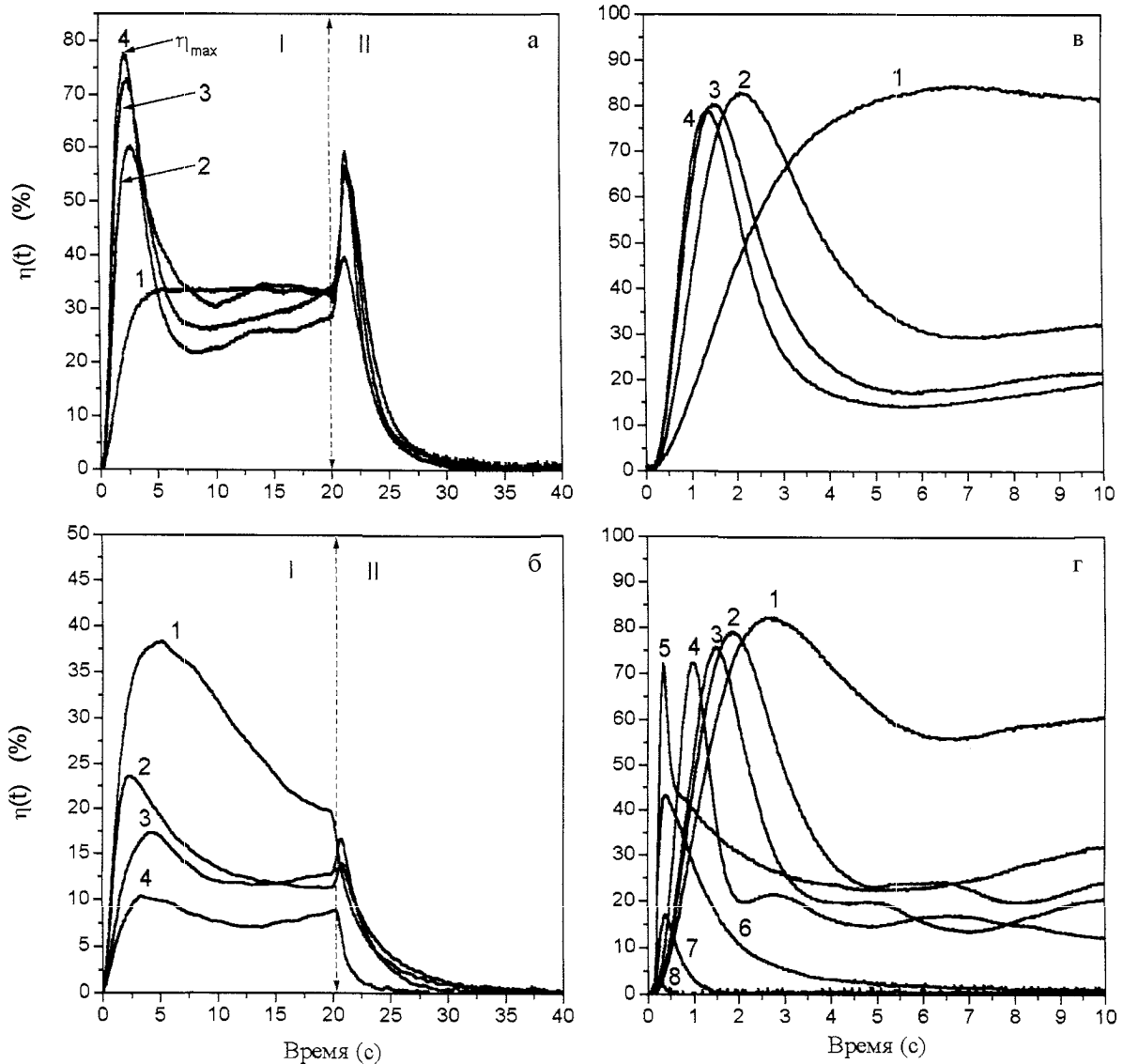


Рис. 3. Динамика дифракционной эффективности голограммы в пленке полимера в ориентирующем электрическом поле. Запись голограммы — I и релаксация голограммы (записывающие пучки закрыты) — II для случаев параллельных (а) и ортогональных (б) поляризаций записывающих пучков: $U_a = 10$ (1), 20 (2), 40 (3) и 80 В (4). Запись при разных интенсивностях записывающих пучков (в): 48 (1), 85 (2), 122 (3) и 192 мВт/см² (4). Запись при различных температурах полимера (г): 69,7 (1), 70,8 (2), 71,6 (3), 73,6 (4), 75,7 (5), 76 (6), 76,2 (7) и 76,5 °С (8)

емое напряжение $U_a \cong 80$ В. Как видно из графиков, динамика роста дифракционной эффективности нелинейна по отношению к экспозиции: время достижения значения η_{\max} уменьшается нелинейно с ростом интенсивностей пучков. Такое поведение может быть объяснено быстрым ростом нелинейного поглощения в поверхностных слоях полимера, приводящим к уменьшению эффективной глубины голографической записи. Температурные зависимости $\eta(t)$ приведены на рис. 3, г. В этом эксперименте записывающие пучки были S-S-поляризованными, $I_{w1} \cong I_{w2} \cong 85$ мВт/см². К слою прикладывалось ориентирующее напряжение $U_a \cong 80$ В. Максимальная величина голографической чувствительности $S = \sqrt{\eta_{\max}} / (I_{\text{tot}} t_{\max}) \cong 21$ см²/Дж (I_{tot} — суммарная интенсивность записывающих пучков, t_{\max} — время достижения η_{\max}) была достигнута при $T \cong 75,7$ °С (кривая 4). Из рис. 3, г следует, что

при температурах, близких к $T_c \cong 78$ °С, происходит резкое снижение η_{\max} , однако скорость достижения η_{\max} при этом также возрастает. Такое поведение характерно для фазовых переходов. В действительности в пленках полимера при температуре T_c , существенно более низкой, чем температура перехода нематическая фаза — изотропная фаза, для объемных образцов ($T_{NI} \cong 104$ °С) наблюдается спонтанное гомеотропное упорядочение молекул полимера, носящее характер фазового перехода первого рода. Зависимости скоростей изменения светоиндуцированного показателя преломления (dn_{ind}/dt) от температуры полимера при световом облучении, а также в процессе релаксации представлены на рис. 4 (кривые 1 и 2 соответственно). Кривые хорошо аппроксимируются функциями вида $dn_{\text{ind}}/dt \sim (T - T_c)^{\pm\gamma}$. Здесь $\gamma \cong 0,7$ для процесса записи и $\gamma \cong 0,5$ для процесса релаксации.

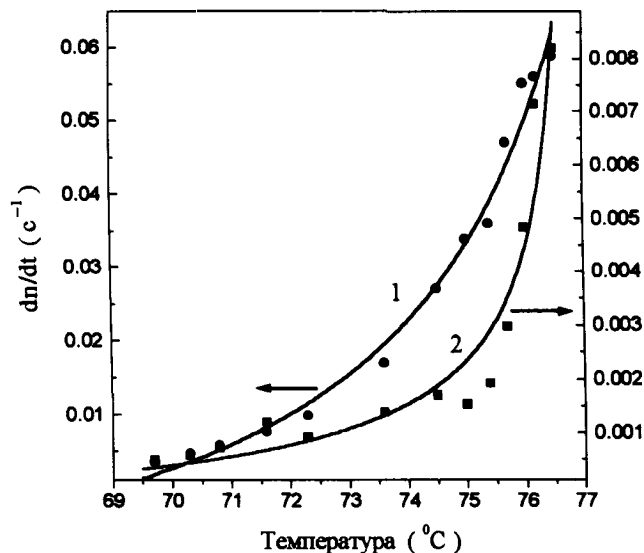


Рис. 4. Зависимость скорости изменения светоиндуцированного показателя преломления от температуры в процессе записи (1) и при релаксации (2)

Эксперименты по записи голограмм Фурье амплитудных масок были выполнены с использованием стандартной миры (рис. 5). Запись голограмм производилась при открытых затворах 2 и 8 (см. рис. 2). Оптимальное время экспозиции составляло $t_0 \cong 0,5$ с при температуре образца $T \cong 65^\circ\text{C}$ и мощностях предметного и опорного пучков $P_{w1} \cong P_{w2} \cong 0,9$ мВт. По окончании записи затвор 8 закрывался и оставшийся опорный пучок производил считывание голограммы. Изображение регистрировалось в брэгговском порядке дифракции ПЗС камерой 21. Приложение электрического поля в процессе голографической записи, как видно из рис. 5, приводит к значительному росту интенсивности сигнала, что связано с ростом дифракционной эффективности. Для устранения насыщения Δn_{ind} в области нулевой пространственной частоты голограммы (возникающего из-за большой интенсивности света) плоскость пленки была несколько смещена относительно фокальной плоскости объектива 14. При этом размер области записи составил $d \cong 200$ мкм.

Минимальный разрешимый элемент миры на рис. 5, б соответствует пространственной частоте ~ 11 линий/мм, а полный фрагмент изображения содержит $N \cong 300 \times 200$ элементов (бит) информации.

При этих параметрах информационная емкость голограммы составляет $q = 4N/\pi d^2 \cong 1,9 \cdot 10^6$ бит/мм² (или ~ 24 Мбайт/см²). Так как голографическая запись в пленке полимера происходит в объемном (брэгговском) режиме, то большей плотности записи можно достичь с применением угловой селекции [6].

Влияние электрического поля на эффективность голографической записи может быть объяснено процессами молекулярной переориентации. Приложение электрического поля к пленке ЖК-полимера приводит к повороту директора вдоль поля. При этом возрастает доля гомеотропно ориентированных хромофоров, что ведет к уменьшению поглощения света (увеличению глубины записи), а также к снижению эффективности фотоизомеризации хромофоров в приповерхностных слоях. Однако за счет большей глубины записи дифракция света происходит на решетке, имеющей большую протяженность в среде (режим дифракции Брэгга), что и обеспечивает результирующий рост дифракционной эффективности [7]. Отметим, что в нашем случае возможность изменения режима дифракции обусловлена большим поглощением полимера при $\lambda = 532$ нм вдоль направления директора $\beta_{\parallel} \geq 1/L$ и большой величиной анизотропии поглощения $\Delta\beta = \beta_{\parallel} - \beta_{\perp}$ (для используемого образца $\beta_{\parallel} \cong 560$ см⁻¹, $\beta_{\perp} \cong 180$ см⁻¹, толщина пленки $L = 50$ мкм).

В заключение сформулируем основные результаты работы. Экспериментально исследована динамика голографической записи в пленках азо-содержащих ЖК-полимеров. Показано, что приложение гомеотропно ориентирующего электрического поля ($\sim 10^4$ В/см) приводит к существенному росту (более чем в 2 раза) максимально достижимой величины дифракционной эффективности. Получены температурные и экспозиционные зависимости динамики голографической записи. Обнаружено существование оптимальных с точки зрения величины дифракционной эффективности и времени экспозиции режимов записи динамических голограмм. Продемонстрирована возможность высокоплотной записи изображений.

Авторы выражают признательность В. П. Шибачеву и А. И. Стаханову за предоставленные образцы полимеров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 98-02-17125).

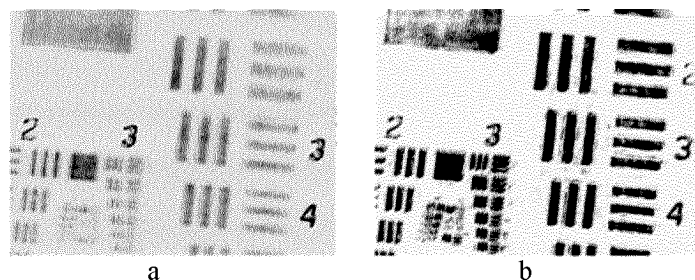


Рис. 5. Фрагменты изображений считанных голограмм Фурье: запись без электрического поля (а) и запись в поле $\sim 1,2 \cdot 10^4$ В/см (б)

Литература

1. Sutherland R.L., Natarajan L.V., Tondiglia V.P. et al. // Appl. Phys. Lett. 1994. **64**. P. 1074.
2. Tondiglia V.P., Natarajan L.V., Sutherland R.L. et al. // Opt. Lett. 1995. **20**. P. 1325.
3. Sutherland R.L., Natarajan L.V., Tondiglia V.P. et al. // Proc. SPIE. 1995. **2532**. P. 309.
4. Larichev A.V., Simonov A.N., Shmalhauzen V.I. et al. // Intern. Conf. on Polymers for Advanced Technologies. Leipzig, 1997. Book of Abstracts. P. III 23.
5. Shibaev V.P., Kostromin S.G., Ivanov S.A. // Polymers as Electrooptical and Photooptical Active Media / Ed. V.P. Shibaev. Springer-Verlag, Berlin, 1996. P. 37.
6. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992.
7. Moharam M.G., Gaylord T.K., Magnusson R. // Opt. Commun. 1980. **32**. P. 14.

Поступила в редакцию
17.05.99

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534:532.527

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ВИХРЕВЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ В РАЗВИТОМ СВОБОДНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ

С. Г. Михайлов

(кафедра акустики)

На основании выдвинутого предположения о локальности завихренности в свободном потоке несжимаемой жидкости выделен вихревой элемент турбулентного течения и оценены его свойства. Установлено хорошее совпадение вида спектральной плотности пульсаций скорости, возникающих в результате равномерного переноса основным течением случайного ансамбля квазистационарных вихревых элементов турбулентности, с известными аппроксимациями экспериментальных данных.

Существуют различные модели свободного турбулентного течения несжимаемой жидкости, позволяющие оценить статистические характеристики пульсаций скорости и давления [1]. Однако эти модели не раскрывают механизма взаимодействия такого течения с находящимся в нем твердым телом. Поэтому теоретическое изучение псевдозвуковых пульсаций, воспринимаемых приемниками звука в турбулентном потоке, проводилось на основе упрощенного представления о турбулентности как о плоской гармонической волне [2, 3]. В настоящей работе рассматривается вихревая модель турбулентных пульсаций, в рамках которой возможно уточнение механизма образования псевдозвуковых помех приему звука.

Для анализа движений вязкой несжимаемой жидкости в отсутствие свободных границ применяется уравнение

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p - \nu \text{rot rot } \mathbf{u}, \quad (1)$$

связывающее скорость движения жидкости \mathbf{u} и давление p . Здесь ρ и ν — плотность и кинематическая вязкость соответственно. Известно всего лишь несколько видов течений, для которых найдены точные решения этого уравнения. Поэтому важнейшие достижения гидродинамики в исследовании обтекания различных тел основаны на предположении Л. Прандтля о возможности разбиения всей области,

занятой жидкостью, на тонкий пограничный слой, в котором существенно действие завихренности поля скорости ($\text{rot } \mathbf{u}$), и внешнюю область, в которой движение жидкости считается потенциальным [4].

Опираясь на гипотезу Л. Прандтля, предположим, что и в свободном турбулентном движении завихренность отлична от нуля только в небольшой части пространства, представляющей собой вихревые трубки. Из второй теоремы Гельмгольца [4] известно, что вихревые трубки не могут заканчиваться в жидкости, они или опираются на ограничивающие поверхности, или образуют замкнутые кольца.

Рассмотрим поле скорости, создаваемое одним вихревым кольцом. Пусть средний радиус кольца R_0 значительно больше радиуса трубки r_0 . Внутри вихревой трубки течение целиком определяется распределением завихренности по ее сечению. В простейшем случае, если $\text{rot } \mathbf{u} = \text{const}$, жидкость вращается как единое целое и скорость течения пропорциональна расстоянию от оси трубки r' , при этом $r' \ll r_0$. Когда $r_0 \ll r' \ll R_0$, поле скорости вихревого кольца приближается к полю скорости бесконечной прямой вихревой нити, вокруг которой формируется течение, известное как потенциальный вихрь. В этой области скорость движения обратно пропорциональна расстоянию от оси вихревой трубки:

$$v(r') = \frac{\Gamma}{2\pi r'},$$