

$$u(x, \tau) = \begin{cases} 0, & x \geq v\tau. \\ \varepsilon [e^{\nu(v\tau-x)} - 1], & x \leq v\tau. \end{cases} \quad (13)$$

Очевидно, что $u(x, \tau)$, определяемое формулой (13), удовлетворяет краевой задаче (1)–(4).

В заключение автор выражает благодарность Т. А. Орловой и О. М. Чекмаревой за обсуждение методов решения обратных задач Стефана.

Список литературы

- [1] Гринберг Г. А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 10. С. 2033–2039.
 [2] Цыбин А. М. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 11. С. 2441–2444.
 [3] Гринберг Г. А., Чекмарева О. М. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 10. С. 2025–2031.

С.-Петербургский горный институт
им. Г. В. Плеханова

Поступило в Редакцию
11 ноября 1990 г.
В окончательной редакции
7 марта 1991 г.

10; 12

© 1991 г.

Журнал технической физики, т. 61, в. 12, 1991

ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОР ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Т. Я. Фишкова

Улучшение параметров энергоанализаторов (ЭА) может быть достигнуто путем введения дополнительного электрода. Так, в работе [1] рассчитано электростатическое зеркало, образованное тремя коаксиальными цилиндрами, которое при высоком разрешении по энергии имеет преимущество по светосиле по сравнению с широко известным двухэлектродным цилиндрическим зеркалом за счет фокусировки третьего порядка по углу раствора пучка в плоскости дисперсии.

В настоящей работе получены выражения для основных параметров трехэлектродного энергоанализатора с двумерным полем произвольного вида в зеркальном режиме работы. Такое поле образуется электродами, вытянутыми вдоль продольной оси системы, при этом форма электродов может быть произвольной, они лишь должны иметь плоскость симметрии, совпадающую с плоскостью дисперсии ЭА. Прежде всего получим формулу для базы ЭА с учетом условия спивания траектории пучка заряженных частиц на среднем электроде, на основании которой нетрудно определить остальные параметры в плоскости дисперсии ЭА. Расстояние от входа пучка в поле до выхода его из первого участка, расположенного между первым и вторым по ходу пучка электродами равно

$$Z_1 = \cos \theta_0 \cos \gamma \int_0^d \frac{dx}{\sqrt{(\sin \theta_0 \cos \gamma)^2 + q \int_0^x G_{x_1} dx}}; \quad q = \frac{V_2 - V_1}{\Phi},$$

$$G_{x_1} = -\frac{E_{x_1}}{V_2 - V_1}, \quad (1)$$

где θ_0 и γ — углы на входе в плоскости дисперсии ЭА и его вертикальной плоскости соответственно.

Угол на входе во второй участок между вторым и третьим электродами равен

$$\vartheta = \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{(\sin \theta_0 \cos \gamma)^2 + q \int_0^d G_{x_1} dx}}{\cos \theta_0 \cos \gamma} \right). \quad (2)$$

Из (1), (2) видно, что если поле на первом участке тормозящее ($q < 0$), то угол ϑ меньше начального угла входа, если оно ускоряющее ($q > 0$), то больше. Для работы в зеркальном режиме поле на втором участке должно быть тормозящим, при этом расстояние Z_2 от входа во второй участок до точки поворота траектории x_m с учетом (2) таково:

$$Z_2 = \cos \theta_0 \cos \gamma \int_d^{x_m} \frac{dx}{\sqrt{(\operatorname{tg} \vartheta \cos \theta_0 \cos \gamma)^2 + t \int_d^x G_{x_2} dx}}; \quad (3)$$

$$t = \frac{V_3 - V_2}{\Phi}, \quad G_{x_2} = -\frac{E_{x_2}}{V_3 - V_2}.$$

Координата точки поворота центральной траектории пучка x_m находится из условия

$$\int_d^{x_m} G_{x_2} dx = -\frac{(\operatorname{tg} \vartheta \cos \theta_0 \cos \gamma)^2}{t}. \quad (4)$$

В формулах (1)–(4) введены следующие обозначения: V_1, V_2, V_3 — потенциалы на электродах, Φ — ускоряющий потенциал источника заряженных частиц, E_{x_1} и E_{x_2} — напряженности электростатических полей на первом и втором участках, d — расстояние между первым и вторым электродами.

База трехэлектродного ЭА — расстояние между источником и приемником вдоль продольной оси зеркала L равна

$$L = (h + g) \operatorname{ctg} \theta_0 \cos \gamma + 2(Z_1 + Z_2), \quad (5)$$

где h и g — расстояния по нормали от источника и приемника до первого электрода соответственно.

Дифференцирование (5) с учетом (1)–(3) по углам наклона траектории в плоскости дисперсии позволяет найти aberrации любого порядка в этой плоскости в виде квадратур. При подстановке условия фокусировки первого порядка по углу раствора пучка в плоскости дисперсии в выражение для линейной дисперсии по энергии показано, что общее выражение для относительной дисперсии по энергии D_0 (отношение линейной дисперсии к базе ЭА) имеет тот же простой вид, что и для двухэлектродного анализатора зеркального типа, полученного автором ранее [2],

$$D_0 = \frac{1}{2 \cos^2 \theta_0}. \quad (6)$$

Простейшей является конструкция трехэлектродного ЭА из плоских электродов. Однако, как известно, однородное поле не обеспечивает фокусировку в вертикальной плоскости. Трехэлектродные ЭА, свободные от этого недостатка, состоящие из комбинации электродов простой формы (плоской, цилиндрической или в виде двугранника), представлены на рис. 1 [3]. Первый по ходу пучка участок заряженные частицы преодолевают напролет, на втором участке ход траектории зеркально симметричный за счет тормозящего поля (рис. 1, б).

Если энергоанализатор состоит из двух плоскопараллельных электродов, а третий электрод цилиндрической формы обращен к ним своей вогнутостью, то параметры на первом участке с однородным полем можно записать в аналитическом виде на основании выражения для Z_1

$$\frac{Z_1}{d} = \frac{\sin 2\theta_0 \cos \gamma}{q} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{q}{\sin^2 \theta_0}} \right). \quad (7)$$

Угол на выходе ϑ , являющийся входным углом во второй участок, равен

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{1}{\cos \theta_0 \cos \gamma} \sqrt{q + (\sin \theta_0 \cos \gamma)^2}. \quad (8)$$

Распределение потенциала на втором участке между плоским и цилиндрическим электродами имеет аналитический вид [4], на основании которого легко получить величину G_2 , характеризующую напряженность поля,

$$G_{x_2} = 2 \frac{a}{b} \frac{a^2 + x^2 - y^2}{(a^2 + x^2 - y^2)^2 + 4x^2y^2}, \quad G_{y_2} = 4 \frac{a}{b} \frac{xy}{(a^2 + x^2 - y^2)^2 + 4x^2y^2}, \quad (9)$$

где $a = \sqrt{p(2\tau - p)}$, $b = (\pi/2) + \operatorname{arctg}((p-r)/a)$, r — радиус цилиндрического электрода, p — максимальное расстояние по нормали между плоским и цилиндрическим электродами (высота сегмента).

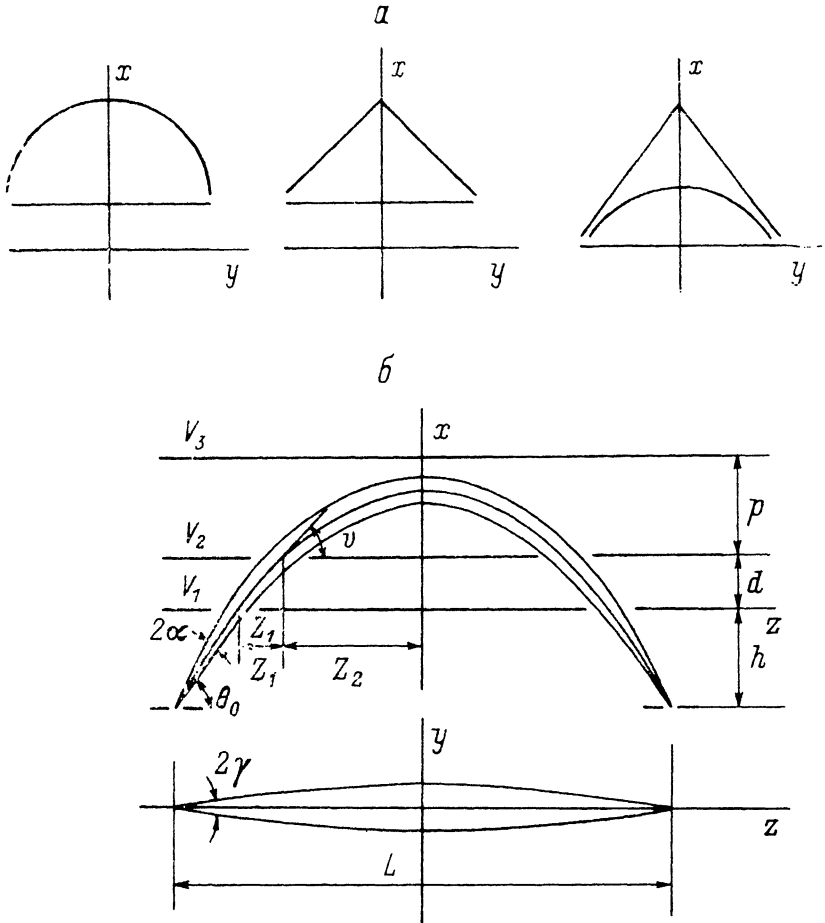


Рис. 1. Поперечные сечения трехэлектродных ЭА простой формы (а) и проекции траекторий в плоскости дисперсии xz и вертикальной плоскости yz (б).

Если ЭА состоит из двух плоскопараллельных электродов, а третий имеет форму двугранного угла, то параметры на первом участке также определяются на основании выражений (7), (8), а поле на втором участке имеет аналитический вид [5]. Аналитические выражения потенциалов существуют и для трехэлектродного ЭА из плоского, цилиндрического и двугранного электродов [4, 6].

Во всех этих полях при впуске пучка заряженных частиц со стороны плоского электрода, т. е. по стрелке, показанной на рис. 1, а, первый участок пу-

чок преодолевает напролет, а тормозящее поле на втором участке обеспечивает зеркальный ход траектории с пространственной фокусировкой, т. е. с фокусировкой в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. В зависимости от конструкции трехэлектродный энергоанализатор имеет пять либо шесть независимых параметров, которые выбираются из условий обеспечения максимальной дисперсии по энергии при фокусировке третьего порядка по углу в плоскости дисперсии и вертикальной плоскости.

Расчет параметров предлагаемых ЭА проведен на ЭВМ аналитико-численным методом путем решения дифференциальных уравнений для проекций траектории на плоскость дисперсии и вертикальную плоскость на основании

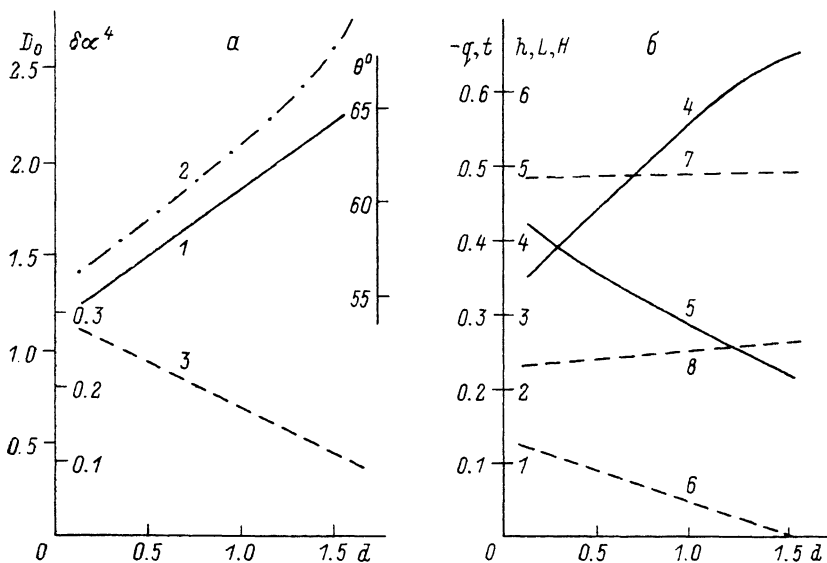


Рис. 2. Основные параметры зеркала из двух плоских и одного цилиндрического электродов в режиме зеркала с пространственной фокусировкой при фокусировке третьего порядка в плоскости дисперсии.

1 — θ_0 , 2 — D_0 , 3 — $\delta\alpha^4$, 4 — $-q$, 5 — t , 6 — h , 7 — L , 8 — $H=(h+d+p)$.

полученных выше формул. В заключение приведем основные параметры трехэлектродного энергоанализатора, состоящего из двух плоских и цилиндрического электрода. На сводном рисунке 2, а, б даны величины относительной $D_0=D/L$ и удельной $\delta=D/(C_4\alpha^4)$ дисперсии (C_4 — коэффициент абберации четвертого порядка, $\pm\alpha$ — угол раствора пучка), а также электрические и геометрические параметры ЭА: разности потенциалов между электродами на первом и втором участках, база ЭА, величина выноса за пределы поля источника и приемника, угол впуска пучка в поле, габаритные размеры ЭА в поперечном направлении. Все линейные размеры выражены в единицах радиуса цилиндрического электрода.

По относительной дисперсии предложенный ЭА превосходит в 3 раза, а по удельной в 4.5 раза трехэлектродное цилиндрическое зеркало [1]. Сравнение с известными двухэлектродными ЭА (за исключением ЭА типа двугранный угол [2, 5]), в которых также достигается фокусировка третьего порядка показало, что у рассчитанного ЭА относительная дисперсия примерно в 2 раза, а удельная на порядок выше.

Автор приносит благодарность И. А. Корицу, выполнившему расчеты на ЭВМ.

Список литературы

- [1] Френзен В., Таффи Д. Патент США. № 4367406 от 4.01.83 МКИ-3 НОИ J 40/00 ИЗР. 1983. № 10. 40 с.
 [2] Фишкова Т. Я. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1358—1363.

- [3] Фишкова Т. Я., Корищ И. А. АС. № 1597967. БИ. № 37. 1990.
 [4] Фишкова Т. Я., Корищ И. А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 2. С. 367—371.
 [5] Фишкова Т. Я. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 925—929.
 [6] Фишкова Т. Я. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 10. С. 2071—2076.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе
 Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
 20 декабря 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 12, 1991

© 1991 г.

ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

*В. Л. Аристов, В. В. Митрохин, С. П. Курчаткин,
 В. П. Севостьянов*

В основе широкого применения жидких кристаллов (ЖК) в качестве оптической среды видеоинформационных устройств лежат принципы изменения оптической плотности или вращения плоскости поляризации света ЖК при воздействии внешних возмущающих полей [1]. Менее разработаны прикладные аспекты акустооптического [2] и флексоэлектрического эффектов [3] ЖК мезофазы. Однако, насколько нам известно, отсутствуют исследования по обратному флексоэлектрическому эффекту ЖК в области звуковых частот, дающие возможность преобразования энергии электрического поля в акустическую и позволяющие рассматривать ЖК в электрическом поле как звукогенерирующую среду с меняющимися оптическими свойствами.

В настоящей работе приводятся результаты исследований по моделированию условий, при которых впервые наблюдались синхронные оптический и акустический эффекты как следствие взаимодействия электрического поля с упорядоченным слоистым ЖК.

Возможность возникновения устойчивого регистрируемого эффекта определяется в общем случае наличием возмущающего переменного электрического поля определенной амплитуды в частотном интервале 20—2000 Гц, анизотропной жидкокристаллической среды, физические свойства и структура которой позволяют получить как оптический отклик, так и обратный флексоэлектрический эффект, заключающийся в возникновении деформаций поперечного или продольного изгиба при наложении переменного электрического поля, и устройства видеозвуковой информации, в котором оптически активная среда является одновременно источником акустических колебаний.

Отметим, что для осуществления синхронности необходимо по меньшей мере частичное наложение областей значений электрических характеристик, при которых реализуются оптический и акустический эффекты по отдельности, что достигается оптимизацией режимов управления при выполнении перечисленных выше условий.

По результатам анализа физических механизмов электрооптических и флексоэлектрических эффектов и экспериментальных исследований поведения ЖК различных мезофаз под действием электрического поля синхронный акустооптический эффект был обнаружен для ЖК смеси на основе цианобифенилов общей формулы

