

УДК 621.318.51

МОДЕЛИ ПЛЕНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И СТАБИЛЬНОСТИ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК

В.Л.Дятлов, В.В.Коняшкин, Б.С.Потапов

Электростатические элементы, в которых для перемещения подвижных частей используются электростатические силы, известны по патентной литературе с начала века (пат. США №1848888, №1964062 "Световые клапаны". Авт. свид. СССР №42215, №45686, №52316 и пат. США №2927255, №2942007 "Электростатические реле"). Первые электростатические элементы не нашли широкого применения в технике прежде всего из-за трудностей использования для их управления высоких напряжений. С начала шестидесятых годов стали известны разработки электростатических элементов (транзисторы с резонирующим затвором, мембранные световые модуляторы, пленочные электростатические реле, в которых для подвижных частей начали применять металлические или полимерные металлизированные пленки. Обзор этих работ приведен в [1,2]. Использование пленочных материалов для подвижных частей позволило значительно уменьшить рабочие напряжения. С другой стороны, целенаправленные конструкторские и технологические разработки показали, что пленочные электростатические элементы по ряду своих свойств хорошо подходят для решения определенных задач в областях оптоэлектроники и микроэлектроники. Здесь обратили на себя внимание уникальные свойства этих элементов по модуляции света, цвета, проводимости. Благодаря механическому принципу работы, глубина модуляции определяется перемещением деталей элементов и приближается к физически предельным величинам. В то же время электростатические элементы имеют малые габариты и потребляемую мощность. Вместе с тем проявились трудности получения достаточно

стабильных и повторяемых характеристик этих элементов. В этой связи становится актуальной задача достижения стабильности, необходимой для применения рассматриваемых элементов.

В настоящей работе на основе определенных модельных представлений проводится анализ характеристик пленочных электростатических элементов, выделяются влияющие на стабильность параметры; показывается, что полученные выражения для характеристик позволяют создать методики измерения и исследования дестабилизирующих параметров изоляторов; приводятся результаты исследований ряда изоляторов для электростатических элементов.

Прежде всего рассмотрим типовые конструкции пленочных электростатических элементов. Для разнообразных применений в настоящее время исследуются консольные или лепестковые (рис.1), балочные или мембранные (рис.2), поворотные (рис.3) электростатические элементы. Таким образом, для перемещений подвижных пленочных пластинок используется изгиб ненапрянутой пластинки, изгиб натянутой пластинки (при двухстороннем закреплении пленки практически всегда растягиваются или сжимаются вдоль своей плоскости), кручение. Из рис. 1 и 2 видно, что первые две конструкции представляют собой конденсаторы с неоднородностями по толщине и составу изоляторов, в качестве которых служат диэлектрические или полупроводящие пластинки и газовый промежуток между этими пластинками и подвижными пленками. Для третьей конструкции характерен однородный по составу изолятор - газ.

Ниже приведены известные уравнения статического равновесия подвижных пластин и соответствующие граничные условия для трех рассматриваемых конструкций.

Изгиб в консольных конструкциях описывается уравнением [3]:

$$M = A \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} \right),$$

где R - радиус кривизны консоли в рассматриваемом сечении; R_0 - начальный радиус кривизны; M - момент электростатических сил;
 $A = \frac{E h^3 b}{12}$; E - модуль Юнга; b , h - ширина и толщина консоли.

При больших радиусах кривизны R и постоянном начальном радиусе R_0 уравнение (I) может быть представлено следующим образом:

$$\rho = -B \frac{d^4 y}{dx^4}, \quad (I)$$

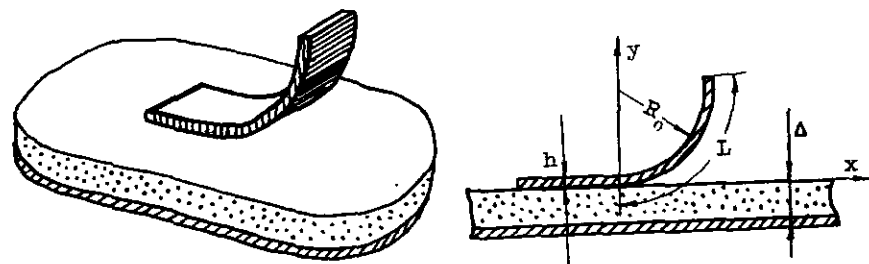


Рис. 1

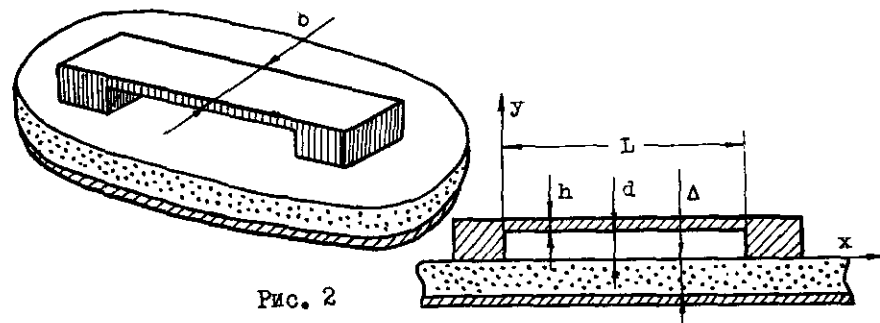


Рис. 2

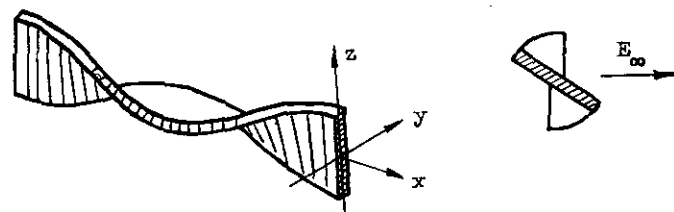


Рис. 3

где x и y - координаты консоли, ρ - электростатическое давление на поверхности консоли, $B = \frac{E h^3}{12}$. Граничные условия для рассматриваемой задачи имеют вид:

$$y|_{x=0} = 0; \quad \frac{dy}{dx}|_{x=0} = 0; \quad \frac{d^2y}{dx^2}|_{x=L} = \frac{1}{R_0}; \quad \frac{d^3y}{dx^3}|_{x=L} = 0.$$

При накатывании изогнутой консоли на диэлектрик в точке касания, $x=L$, выполняются условия:

$$y|_{x=L} = 0, \quad \frac{dy}{dx}|_{x=L} = 0, \quad \frac{d^2y}{dx^2}|_{x=L} = 0.$$

Изгиб в балочных конструкциях описывается уравнением [4]:

$$\frac{d^4W}{dx^4} = \frac{1}{D} \left(\rho + N \frac{d^2W}{dx^2} \right),$$

где $W = d - y$ - прогиб; d - исходный зазор между пластиной и изолятором; $D = \frac{E h^3}{12(1-\mu^2)}$ - цилиндрическая жесткость, μ - коэффициент Пуассона; $N = \sigma h$; σ - напряжение натяжения пластины, причем

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{E}{2L(1-\mu^2)} \int_0^L \left(\frac{dW}{dx} \right)^2 dx,$$

где σ_0 - начальное напряжение натяжения пластины, а второй член учитывает дополнительный натят пластины при прогибе. Граничные условия для рассматриваемой задачи следующие:

$$y|_{x=0} = 0, \quad \frac{dy}{dx}|_{x=0} = 0, \quad y|_{x=L} = 0, \quad \frac{dy}{dx}|_{x=L} = 0.$$

При условии $x_0 = \sqrt{\frac{D}{N}} \ll L$ в уравнении прогиба можно учитывать только натяжение пластины

$$N \frac{d^2W}{dx^2} = -\rho, \quad (2)$$

и в этом случае нужно взять граничные условия $y|_{x=0} = 0, y|_{x=L} = 0$. Кривизна натянутой пластины описывается уравнением:

$$J_k G^* \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -m, \quad \varphi(0) = \varphi(L) = 0 \quad (3)$$

где φ - угол поворота пластины; m - распределенный момент;

$$J_k = \frac{b h^3}{3}; \quad G^* = G + \frac{\sigma_0 b^2}{4 h^2}; \quad G - \text{модуль сдвига}.$$

Уравнение (3) получено из (2) путем подстановки $W = \varphi Z$, где Z - координата вдоль ширины пластины, и интегрированием по Z левой и правой частей (2), предварительно умноженных на Z . К левой части добавлен обычный момент сопротивления изгибу $J_k G \frac{d^2\varphi}{dx^2}$.

Электростатическое давление ρ , а следовательно, и моменты M, m , определяются через электрические поля E_1 и E_2 на внутренней и внешней поверхностях подвижных пластинок

$$\rho = \frac{\epsilon_0 (E_1^2 - E_2^2)}{2} \quad (4)$$

Давление направлено перпендикулярно поверхности пластинок *). С целью получения выражений для полей E_1 и E_2 рассмотрим феноменологически модели изоляторов в конструкциях рис. 1, 2.

Предполагается, что в твердом изоляторе плотность тока линейно зависит от поля. Его объемные свойства характеризуются: $\epsilon(s)$ - операторным выражением диэлектрической постоянной; $S = \frac{\partial}{\partial t}$ - оператором дифференцирования по времени; ρ_v - удельным объемным сопротивлением; P_0 - интерполяцией (суммой остаточных и инжектированных зарядов [5, 6]). Свойства свободной поверхности изолятора характеризует ρ_s - удельное поверхностное сопротивление [7]. В первом приближении краевыми эффектами можно пренебречь ($E_2 = 0$).

Потенциал φ на свободной поверхности изолятора при $P_0 = 0$ приближенно определяется из уравнения баланса токов в элементе dx изоляторов (потенциал нижних пластин принят равным нулю):

$$\sigma_s \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - [\epsilon_0 S \epsilon(s) + \sigma] \frac{\varphi}{\Delta} + \epsilon_0 S \frac{1}{y} (u - \varphi) = j, \quad (5)$$

*) Имеются в виду металлические пластинки.

где $\sigma_s = \rho_s^{-1}$; $\sigma = \rho_v^{-1}$; Δ - толщина твердого изолятора; j - плотность тока проводимости в зазоре, причем $j = U$ при $x = 0$ в случае, изображенном на рис.1, и при $x = 0$, $x = L$ в случае, изображенном на рис.2.

Составляющая поля в зазоре от напряжения U равна

$$E_U = \frac{U - \varphi}{y} \quad (6)$$

Составляющая поля в зазоре от поляризации P_0 при $U = 0$ в принятом приближении, согласно известным представлениям [5,6], выражается так:

$$E_P = \frac{U_0}{y + \frac{\Delta}{\epsilon_P}}; \quad U_0 = P_0 \frac{\Delta}{\epsilon_P \epsilon_0} \quad (7)$$

где ϵ_P - низкочастотное значение диэлектрической постоянной. И, наконец, суммарное поле в зазоре:

$$E = E_U + E_P \quad (8)$$

Известно [8], что плотность тока j в зазоре является функцией величины поля E и величины зазора y и достигает заметных значений только при больших значениях поля $E \geq E_k = 3 \cdot 10^5 + 10^7 \frac{В}{см}$. Причем ток j резко возрастает при небольших превышениях поля значений E_k , т.е. вступает в дело определенный механизм ограничения поля. Эти особенности позволяют в первом приближении рассмотреть следующую модель. Поле E определяется из уравнений (5) и (6) с учетом (7) и (8) при $j = 0$. Условие $E = E_k$ определяет значение y_k ; так что при $0 < y < y_k$ $E = E_k$. При этом следует иметь в виду, что при $y < y_k$ поле E_k представляет результат некоторого усреднения поля в зазоре и может быть отождествлено с полем на поверхности подвижной пластины лишь весьма приближенно. Неоднородность этого поля ($j \neq 0$) прежде всего связана с возникновением в зазоре объемных зарядов [9].

Величина зазора y в (5) является функцией времени, что усложняет задачу определения поля в зазоре. В то же время для электростатических элементов можно выбирать изоляторы, в которых, при включении напряжения, поле устанавливается за время, значительно меньшее, чем время механического переключения. В этих случаях в (5) можно считать величину y постоянной. Кроме

того, во многих случаях можно положить $\sigma_s = 0^{**}$. При этих условиях из (5) и (6) следует, что

$$E_U = \frac{[\epsilon_0 \epsilon(S) S + \sigma] U(S)}{y [\epsilon_0 S \epsilon(S) + \sigma + \frac{\Delta}{y} \epsilon_0 S]} \quad (9)$$

где S - оператор Лапласа.

Рассмотрим выражение для поля в простейшем случае, когда $\epsilon(S) = \epsilon = \epsilon_P = const$, а напряжение меняется скачкообразно: $U = 0$, $t < 0$; $U = const$, $t \geq 0$. Тогда, согласно (7), (8) и (9),

$$E = \frac{U_0}{y + \frac{\Delta}{\epsilon}} + \frac{U}{y} - U \left(\frac{1}{y} - \frac{1}{y + \frac{\Delta}{\epsilon}} \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (10)$$

где постоянная времени

$$\tau = \frac{\epsilon_0}{\sigma y} (\epsilon y + \Delta) \quad (11)$$

характеризует изменения поля в зазоре. В зависимости от величины зазоров τ изменяется от максимального значения

$$\tau_{max} = \frac{\epsilon_0}{\sigma y_k} (\epsilon y_k + \Delta), \quad y_k = \frac{U}{E_k}$$

до минимального возможного значения $\tau_{min} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{\sigma}$.

Напряженность поля устанавливается в зазоре быстрее времени переключения Δt элемента в двух случаях. В первом случае при $\Delta t \gg \tau_{max}$ установившееся значение поля в зазоре (изолятор - полупроводник)

$$E = \frac{U_0}{y + \frac{\Delta}{\epsilon}} + \frac{U}{y}, \quad y > y_k; \quad (12)$$

$$E = E_k, \quad y < y_k.$$

* При $\sigma_s = 0$ уравнение (5) не точно описывает распределение потенциала в местах закрепления подвижных пластинок на расстояниях $\Delta x \sim \Delta$. При использовании толстых твердых изоляторов необходимы уточнения, которые проведены в [10].

Во втором случае при $\Delta t \ll \tau_{min}$ (изолятор - диэлектрик)

$$E = \frac{U + U_0}{y + \frac{\Delta}{\epsilon}} \quad (I3)$$

Во втором случае после срабатывания элемента поле будет весьма медленно изменяться с постоянными времени, соответствующими новым значениям $y = y'$, установившимся после переключения. Практически такое изменение поля является нежелательным, так как в конечном счете оно неизбежно приведет к накоплению на поверхности изолятора дополнительного свободного заряда

$$q = \frac{\epsilon_0 U}{y'}$$

который, естественно, будет медленно рассасываться при выключении напряжения.

Рассмотрим теперь выражение для поля в зазоре при включении синусоидального напряжения $U = 0, t < 0; U = U_m \sin \omega t, t > 0$ (при указанных выше условиях). Получим:

$$E_u = \frac{\epsilon_0 \sigma \Delta \omega U_m}{[\omega^2 (\epsilon \epsilon_0 y + \Delta \epsilon_0)^2 + (\sigma y)^2]} e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{(\sigma + i \omega \epsilon \epsilon_0) U_m}{2i [\sigma y + i \omega (\epsilon \epsilon_0 y + \Delta \epsilon_0)]} e^{i \omega t} - \frac{(\sigma - i \omega \epsilon \epsilon_0) U_m}{2i [\sigma y - i \omega (\epsilon \epsilon_0 y + \Delta \epsilon_0)]} e^{-i \omega t} \quad (I4)$$

Из (I4) при $\Delta t \gg \tau_{max}$ следует, что

$$E_u = \frac{U_m}{y} \sin \omega t \quad \text{для} \quad \omega \ll \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} \quad (I5)$$

$$E_u = \frac{U_m}{(y + \frac{\Delta}{\epsilon})} \sin \omega t \quad \text{для} \quad \omega \gg \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} \quad (I5')$$

Если $\Delta t \ll \tau_{min}$, то имеет смысл рассмотреть только условие $\omega \gg \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}$.

Тогда

$$E_u = \frac{\sigma \Delta U_m}{\omega (\epsilon y + \Delta)^2 \epsilon_0} e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{U_m}{(y + \frac{\Delta}{\epsilon})} \sin \omega t \quad (I6)$$

В (I6) значение первого члена не превышает величины $\frac{\sigma U_m}{\epsilon_0 \omega \Delta} \ll \frac{\epsilon U_m}{\Delta}$.

Этот член весьма мал, и им можно пренебречь. (Действительно, например, при $\sigma = 10^{-12} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $f = 10^3 \text{ гц}$, $\frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \sim 2 \cdot 10^{-5}$)

Суммарное среднеквадратичное поле в зазорах E вычисляется теперь с учетом синусоидальности E_u . С учетом (I5):

$$E = \sqrt{\frac{U_0^2}{(y + \frac{\Delta}{\epsilon})^2} + \frac{U^2}{y^2}} \quad (I7)$$

Если имеют место условия, входящие в (I5') и (I6), то:

$$E = \frac{\sqrt{U_0^2 + U^2}}{(y + \frac{\Delta}{\epsilon})} \quad (I8)$$

В (I7) и (I8) $U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$ - действующее значение переменного напряжения.

Рассмотренные примеры показывают, что в зазорах элементов (рис. I, 2) можно получить повторяющуюся картину поля при одних и тех же напряжениях и зазорах в случаях: изолятор - полупроводник, напряжение управления знакопостоянное или знакопеременное; изолятор - высокоомный диэлектрик, напряжение управления знакопеременное. Полученные результаты и условия качественно не изменяются при учете дисперсии диэлектрической постоянной $\epsilon = \epsilon(i\omega)$. При изменениях в указанных выше условиях уже нельзя гарантировать повторяемости картины поля.

Рассмотрим теперь приближенное выражение для поля на поверхности изгибаемой металлической пластины (рис. 3), вносимой в однородное внешнее поле E_∞ . Выражение для этого поля получим из решения следующей задачи: бесконечно тонкая проводящая пластина $-\frac{b}{2} \leq z \leq \frac{b}{2}$ расположена в области действия поля E_∞ , направленного под углом θ к оси z в плоскости сечения пластины. Нормальные составляющие поля на поверхности такой пластины вычисляются [II]:

$$E^{\pm} = \left(\sin \theta \pm \frac{z}{\sqrt{\frac{E_0^2}{2} - z^2}} \cos \theta \right) E_{\infty}, \quad (I9)$$

где E^+ и E^- — значения полей на разных плоскостях пластины.

Статические характеристики электростатических элементов рассчитываются путем решения задач, которые даны уравнениями равновесия (I)–(3) с соответствующими граничными условиями, где выражения для электростатического давления p вычисляются согласно (4) с помощью уравнений для электростатических полей (5)–(9), (I9), например, в форме уравнений (I2), (I3), (I7), (I8). Статические характеристики представляются в виде зависимости перемещений в характерных точках подвижных пластин от величины напряжений между подвижными и неподвижными электродами: величина зазора в точке $x=L$ — от напряжения для лепесткового элемента; величина прогиба в центре пластины — от напряжения для балочного элемента; угол поворота — от напряжения для поворотного элемента. Как правило, эти зависимости имеют гистерезис: при нарастании напряжения рассматриваемая точка остаётся неподвижной до некоторого напряжения, которое обычно называется напряжением срабатывания $U_{сраб}$, а затем при достижении этого напряжения пластины резко перемещаются и приходят в соприкосновение с твердым изолятором в конструкции рис. I в рис. 2. При обратном уменьшении напряжения пластины остаются почти неподвижными до достижения напряжением значения $U_{отп}$ — напряжения отпускания. Коэффициент возврата $k = \frac{U_{отп}}{U_{сраб}}$ имеет значение меньше единицы. При гистерезисе статические характеристики можно представить только значениями напряжений $U_{сраб}$ и $U_{отп}$. При принятых выше допущениях (малость зазора y) для лепестковых элементов может быть рассчитано напряжение отпускания. В работе [II] проведен расчет $U_{отп}$ для случая, когда изолятор имеет параметры $\epsilon = \epsilon_p = const$, $\sigma = 0$, $\sigma_s = 0$. Согласно этому расчету и выражениям (I3) и (I8), напряжение отпускания при знакопостоянном напряжении приближенно равно:

$$U_{отп} = 0,286 \frac{E^{1/2} h^{3/2} \Delta^{1/2}}{\epsilon^{1/2} \epsilon_0^{1/2} R_0} - U_0, \quad (20)$$

и при знакопеременном напряжении достаточно высокой частоты

$$U_{отп} = \sqrt{0,082 \frac{E h^3 \Delta}{\epsilon \epsilon_0 R_0^2} - U_0^2}. \quad (21)$$

12

В работе [II] произведен аналогичный расчет напряжения отпускания для случая, когда изолятор имеет параметры $\sigma = const$, $\sigma_s = 0$, $P_0 = 0$; при $E = E_k$, если $y < y_k$. Согласно этому расчету:

$$U_{отп} = 0,042 \frac{E h^3}{\epsilon_0 E_k R_0^2}, \quad (22)$$

где E — модуль Юнга, E_k — максимальное значение электрического поля.

Расчеты значений $U_{сраб}$ и $U_{отп}$ для балочной конструкции применительно в основном к пленочным электростатическим реле проведены в ряде работ [I2–I5]. Рассмотрим случай, когда параметры изолятора следующие: $\epsilon = \epsilon_p = const$, $\sigma = 0$, $\sigma_s = 0$, $P_0 = const$. Для знакопостоянного напряжения:

$$U_{сраб} = 1,68 \frac{\sigma_0^{1/2} (\alpha + \frac{\Delta}{\epsilon})^{3/2} h^{1/2}}{\epsilon^{1/2} L} - U_0. \quad (23)$$

Для знакопеременного напряжения:

$$U_{сраб} = \sqrt{2,82 \frac{\sigma_0 (\alpha + \frac{\Delta}{\epsilon})^3 h}{\epsilon_0 L^2} - U_0^2}. \quad (24)$$

Коэффициент возврата при указанных выше условиях, согласно расчетам в работах [I2–I5], является функцией отношения $\frac{\alpha}{\alpha + \frac{\Delta}{\epsilon}}$.

Имеем:

$$U_{отп} = U_k \left(\frac{\alpha}{\alpha + \frac{\Delta}{\epsilon}} \right) - U_0 \quad (25)$$

при знакопостоянном напряжении;

$$U_{отп} = \sqrt{U_k^2 \kappa^2 \left(\frac{\alpha}{\alpha + \frac{\Delta}{\epsilon}} \right) - U_0^2} \quad (26)$$

при знакопеременном напряжении;

$$\text{где } U_k = 1,68 \frac{\sigma_0^{1/2} (\alpha + \frac{\Delta}{\epsilon})^{3/2} h^{1/2}}{\epsilon^{1/2} L}.$$

В работе [10] рассчитано напряжение срабатывания при $\sigma = \text{const}$, $\sigma_s = 0$, с учетом изменения потенциала на поверхности полупроводника от продольных составляющих тока проводимости. Показано, что при $\frac{\pi L}{2\Delta} > 5$, $P_0 = 0$ выражения для $U_{ср\alpha\delta}$ такие же, как и при $\varepsilon = \text{const}$, $\bar{\sigma} = 0$, если заменить величину $y_0 + \frac{\Delta}{\varepsilon}$ на y_0 . С учетом $P_0 \neq 0$ при знакопостоянном напряжении в этом случае:

$$U_{ср\alpha\delta} = 1,68 \frac{\sigma_0^{1/2} h^{1/2} d^{3/2}}{\varepsilon_0^{1/2} L} - U_0 \quad (27)$$

Наконец, рассмотрим оценку значения поля E_∞ , необходимо-го для получения относительно больших углов поворота изгибаемой пластины в типовой конструкции рис. 3 [II].

Распределенный момент вращения пластины под действием поля, согласно (19), равен:

$$m = \int_{-b/2}^{b/2} \rho z dz = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_{-b/2}^{b/2} [(E^+)^2 - (E^-)^2] z dz = \\ = \frac{\pi}{8} \varepsilon_0 E_\infty^2 b^2 \sin 2\theta \quad (28)$$

Полагая $\theta = \varphi_0 - \varphi$, где φ_0 - начальный угол поворота пластины относительно направления поля E_∞ , и подставляя (28) в (3), получим уравнение изгиба пластины в поле:

$$J_k G^* \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = - \frac{\pi}{8} \varepsilon_0 E_\infty^2 b^2 \sin 2(\varphi_0 - \varphi), \quad (29) \\ \varphi = 0 \quad \text{при} \quad x = 0, L,$$

решение которого выражается в эллиптических функциях. При $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ пластина находится в положении неустойчивого равновесия. Собственные значения (29) определяют поле, при котором пластина теряет устойчивость

$$E_\infty = n \frac{2\pi^{1/2} J_k^{1/2} (G^*)^{1/2}}{\varepsilon_0^{1/2} L b}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (30)$$

Расчеты динамических характеристик рассматриваемых элементов представляют из себя сложные задачи. В то же время оценки

предельных частот их переключения при принятых условиях, наложенных на параметры изоляторов, не представляет больших затруднений. Эти частоты ограничиваются первыми собственными частотами подвижных пластин [16]. Для конструкции рис.1:

$$f = 0,162 \frac{h}{L^2} \frac{E^{1/2}}{\rho^{1/2}}; \quad (31)$$

для конструкции рис.2:

$$f = \frac{1}{2L} \frac{\sigma_0^{1/2}}{\rho^{1/2}}; \quad (32)$$

для конструкции рис.3:

$$f = \frac{1}{2L\rho^{1/2}} \left(G \frac{4h^2}{b^2} + \sigma_0 \right)^{1/2} \quad (33)$$

В (31)-(33) ρ - удельная плотность материала подвижных пластинок.

Для консольной конструкции экспериментально определены зависимости времени включения (распластывания) от величины импульсно прикладываемого напряжения, которые хорошо аппроксимируются выражением:

$$\frac{1}{\Delta t} = S_w (U - U_2), \quad (34)$$

где U_2 - напряжение, близкое по величине к значению напряжения срабатывания. Для следующих размеров лепестков: $h = 1 \div 2$ мм, $L = 3 \div 6$ мм, $b_0 = 1,5 \div 3$ мм, $S_w \approx 10$ в⁻¹ сек⁻¹.

Проведем теперь анализ приведенных выражений для характерных напряжений и частот электростатических элементов с точки зрения стабильности соответствующих характеристик. Здесь следует отметить, что результаты этого анализа имеют отношение не только к элементам, в которых используются ключевые свойства, но и к элементам, в которых используются квазилинейные участки статических характеристик. Можно выделить три группы параметров, от которых зависят анализируемые характерные величины - механические параметры: E , G , σ_0 ; размеры: L , h , b , Δ , α , R ; электрические параметры: P_0 , U_0 , ε , $\bar{\sigma}$, σ_s , E_k . От стабильности и разброса этих параметров, согласно приведенным выражениям, зависят стабильность и разброс характеристик рассматриваемых элементов.

Стабильность механических параметров зависит от вида применяемых материалов для подвижных пленочных пластин и от величины максимальных значений механических напряжений в них. В обзоре [17] показано, что свойствами, необходимыми для электростатических элементов обладают, например, конденсаты бериллиевой бронзы. Там же указаны и предельные допустимые механические напряжения. На удовлетворительные механические свойства пленок в мембранах модуляторов света указывают непосредственные разработки этих элементов (Престон [18], Конзентини и Стюарт [19]). Ван Раальт [20] отметил разрушение подвижных пленочных элементов в матричных микених для проекционного телевидения. Однако он же приводит и максимальные значения механических напряжений, которые намного превышают предел усталости для соответствующих материалов. Механические свойства пленок являются проблемой при применении их в резонаторах, где к стабильности параметров: модуля Юнга и напряжения натяга — предъявляются исключительно высокие требования [21]. Опыт исследования пленочных электростатических реле и модуляторов света с загнутыми по дуге окружности лепестками показывает удовлетворительность механических свойств пленок из бериллиевой бронзы при максимальных напряжениях в лепестковых элементах $\sigma_{изл} \approx \frac{Eh}{2R_0}$ и в реле σ_0 меньших 20–30 кг/мм².

Разброс значений характерных напряжений, как видно из приведенных выражений, зависит от разброса размеров. В то же время зависимости этих выражений от размеров показывают как потенциальные возможности элементов, так и некоторые трудности их совершенствования. В этой связи обращает на себя внимание слабая зависимость напряжений отпуска для лепестковых элементов от толщины диэлектрика: $U_{отп} \sim \Delta^{1/2}$. И из экспериментальных данных известна слабая зависимость напряжений срабатывания и отпуска от толщины диэлектрика. Это позволяет, увеличивая толщину диэлектрика, заметно уменьшить вероятность пробоя (за счет уменьшения максимального значения напряженности электрического поля) при мало увеличивающихся напряжениях управления. С другой стороны, в мембранных элементах рабочая напряженность поля уменьшается с уменьшением толщины диэлектрика. Негативным результатом является то, что собственные частоты поперечных

(32) и крутильных (33) колебаний натянутой пластины становятся близкими при $\theta \frac{4R^2}{b^2} \ll \sigma_0$.

Напряжения удаления электростатических элементов сильно зависят от величины $U_0 = P_0 \frac{\Delta}{\epsilon \epsilon_0}$. Эти зависимости вскрывают основную причину неустойчивости рассматриваемых элементов и показывают необходимость повышения напряжения управления. Дело в том, что, во-первых, уже небольшие значения $U \sim 10$ в меньше становятся соизмеримыми с величинами напряжений отпуска при $P_0 = 0$ и могут превосходить их. Из данных по изучению электретов известно [22], что поляризация не является стабильной физической величиной для многих изоляторов. Во-вторых, условие, при котором напряжение отпуска для $P_0 = 0$ должно быть больше величины U_0 , заставляет увеличивать толщины подвижных пленок, что увеличивает и напряжения срабатывания (в лепестковых элементах — до сотен вольт).

Таким образом, возникает необходимость в разработке методов и приборов для изучения проявлений поляризации в различных изоляторах. Причем поляризацию необходимо изучать в условиях, близких к условиям работы электростатических элементов.

Для построения датчиков соответствующих приборов хорошо подходят сами электростатические элементы лепесткового или мембранного типа. Аппаратурно не сложно определить величины $U_{сраб}$ или $U_{отп}$. Предположим, что к электродам элемента лепесткового типа приложено знакопеременное напряжение с симметричными положительными и отрицательными полуволнами, которое имеет форму и период, позволяющие измерять напряжения отпуска при обеих полярностях. Пусть при этом соблюдается условие, аналогичное условию малости первого члена уравнения (16), то есть предполагается, что накопление зарядов на поверхности диэлектрика от токов проводимости пренебрежимо мало. Тогда, согласно (20), для положительной полу волны:

$$U_{отп}^+ = C - U_0, \quad (35)$$

для отрицательной полу волны:

$$U_{отп}^- = C + U_0, \quad (36)$$

где

$$C = \eta \frac{\epsilon^{1/2} h^{3/2} \Delta^{1/2}}{\epsilon_0^{1/2} \epsilon^{1/2} R_0} \quad (\eta = 0,286 \text{ из (20)}).$$

Складывая и вычитая (35) и (36), получим:

$$U_0 = \frac{U_{omn}^- - U_{omn}^+}{2}, \quad (37)$$

$$C = \frac{U_{omn}^- + U_{omn}^+}{2}. \quad (38)$$

Из выражения для C следует, что величина

$$\eta \frac{E^{1/2} h^{3/2}}{R_0} = \frac{U_{omn}^- + U_{omn}^+}{2} \left(\frac{\epsilon \epsilon_0}{\Delta} \right)^{1/2} = F = const, \quad (39)$$

так как в левую часть (39) входят только модуль Юнга и размеры лепестка. Следует иметь в виду, что вывод уравнений (35) и (36) сделан при условии постоянства диэлектрической постоянной от ультразвуковых частот до частот прикладываемого напряжения.

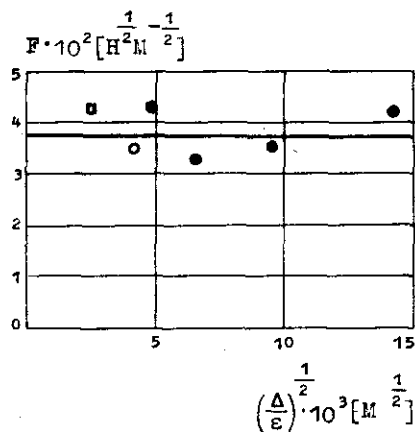


Рис. 4

На рис.4 приведены значения величины F для разных материалов диэлектриков и разных их толщин (• - фторопласт-4; о - полистирол; □ - лавсан). В качестве материалов исследовались фторопласт-4, полистирол и лавсан. Для этих материалов, как видно из рис.4, постоянство величины F выполняется с точностью $\pm 20\%$. Точность определения U_0 , согласно (37), непосредственно зависит от точности определения величины F .

Применение описанной методики и её разновидностей позволило провести сравнительный анализ различных материалов изоляторов с точки зрения их использования в конструкциях электростатических элементов. Выделены перспективные и неперспективные материалы. Из исследованных к перспективным материалам можно отнести нейтральные диэлектрики: фторопласт-4, полистирол. Среди полупроводников пер-

спективным представляется компенсированный арсенид галлия $\rho_v = 10^8$ омсм (при защите поверхности от окисления). Заведомо отрицательные результаты получены при изучении натриевых и калиевых стёкол, аморфных полупроводников ($\rho_v = 10^{10} - 10^6$ омсм) халькогенидных и халькогенных стёкол (как на основе сурьмы, так и мышьяка). При использовании последних материалов отмечаются обои, которые нельзя объяснить влиянием только поляризации. На свободной поверхности исследованных аморфных полупроводников после удаления лепестков видны следы металла подвижного лепестка. Относительно большой группы исследованных материалов изоляторов пока нет полной ясности. К ним относятся тонкие пленки SiO_2 , SiO_2 (пиролитическое и термическое) Al_2O_3 , BN ; сапфир, поликор; боросиликатные стёкла; лавсан и т.д.

В заключение можно утверждать, что наибольшее дестабилизирующее влияние на параметры электростатических элементов оказывает поляризация изоляторов. В настоящее время созданы основы методики её измерения и исследования. Использование и совершенствование этой методики позволяет проводить целенаправленный подбор изоляторов для электростатических элементов с целью повышения их стабильности. Отыскание путей уменьшения величины поляризации позволит уменьшить напряжения управления этих элементов.

Л и т е р а т у р а

1. ДЯТЛОВ В.Л., РОГАЛЕВ А.И. Электромеханические пленочные элементы. -В кн.: Вычислительные системы. Вып.49. Новосибирск, 1972, с.132-145.
2. ДЯТЛОВ В.Л., ФАДЕЕВ С.И. Пленочная электромеханика. -В кн.: Вычислительные системы. Вып.58. Новосибирск, 1974, с.100-110.
3. ПОПОВ Е.П. Нелинейные задачи статики тонких стержней. М.-Л. ГИИЗ, 1948, с.31-40.
4. ТИМОШЕНКО С.П., ВОЙНОВСКИЙ-КРИГЕР. Пластины и оболочки. М., ГИИИЛ, 1963.
5. ГУБКИН А.И. Электреты. М., Изд. АН СССР, 1961.
6. ГУБКИН А.И. -В кн.: Труды Моск. ин-та электр. машиностр., 1972, вып. 27, № 6.
7. МАНТРОВ М.И. Электрические разряды на поверхности диэлектриков. -"Электричество", 1940, № 9, с. 54-56.
8. ФРОЛОВ А.И. Электрический пробой микропромежутков в газовой среде. -"Электричество", 1961, № 2, с.43-46.

9. ЕЛИНСОН М.И., СТЕПАНОВ Г.В., ПЕРОВ П.И., ПОКАЛИКИН В.И. Основные механизмы переноса носителей заряда в пленочных системах. - Вопросы пленочной электроники. Сб. статей. М., Изд. "Сов. радио", 1966, с.5-83.

10. ЛУКЬЯНОВА Р.Г., ФАДЕЕВ С.И. О численном решении краевой задачи, связанной с электростатическим притяжением мембраны. - Настоящий сборник, с. 61-90.

11. КИНДАНЕВ Б.С., ЛУКЬЯНОВА Р.Г., ФАДЕЕВ С.И., ШВЕДОВА К.В. К расчету равновесия упругих конструкций, используемых в пленочной электромеханике. - Настоящий сборник, с. 33-60.

12. ДЯТЛОВ В.Л., СОЛДАТЕНКОВ И.С. Некоторые результаты исследований пленочных электростатических реле. - В кн.: Вычислительные системы. Труды I Всесоюзной конференции по вычислительным системам. Вып. 5, Новосибирск, 1968, с.159-176.

13. ПОЛИНА Т.В., ПОТАПОВ Б.С. Статические характеристики пленочных электростатических реле с выступающим контактом. - В кн.: Вычислительные системы. Вып. 46, Новосибирск, 1971, с.8-13.

14. ЛУКЬЯНОВА Р.Г., ФАДЕЕВ С.И., ШВЕДОВА К.В. Расчет статических параметров механической модели пленочного электростатического реле. - В кн.: Вычислительные системы. Вып. 40, Новосибирск, 1970, с.3-50.

15. ФАДЕЕВ С.И. Численный метод решения одного интегрального уравнения типа Гаммельштейна в связи с расчетом характеристик пленочного электростатического реле. - В кн.: Вычислительные системы. Вып. 50, Новосибирск, 1972, с.3-30.

16. БАБАКОВ И.М. Теория колебаний. М., ГИТ-ТЛ, 1958.

17. ЗИЛИНГ К.К. Прочностные свойства пленок и пленочная электромеханика. - Настоящий сборник, с. 21-32.

18. ПРЕСТОН. Мембранный световой модулятор и его применение в оптических ЦВМ. - "Зарубежная радиоэлектроника", 1970, №10, с.112-116.

19. CONSENTINO L.S., STEWART W.C. A Membrane Page Compressor. - "RCA Review", 1973, v.34, March, p.45-79.

20. ВАН РААЛЬТ. Новая светоклапанная система для проекции на большой экран. - "Зарубежная радиоэлектроника", 1971, №12, с. 90-97.

21. ФИЛАТОВ Г.А., БАЕВ Е.Ф., ЦИМБАЛК В.С. Малогабаритные низкочастотные фильтры. М., "Связь", 1974, с.211-231.

22. ГУБКИН А.И. О физической природе и перспективах изучения электретиного состояния органических и неорганических диэлектриков. Поляризация. Электретный эффект. Старение и пробой диэлектриков. - Материалы Всесоюзной конференции "Физика диэлектриков и перспективы её развития". Том II, 1973, с.117-118. (Ленингр. политех. ин-т им. М.И.Калинина).

Поступила в ред.-изд.отд.

1 декабря 1975 года