

УДК 621.318.51

ПЛЕНОЧНЫЕ ЕМКОСТНЫЕ СТРУКТУРЫ С НАКАТОМ ОБКЛАДОК

В.Д.Дятлов, В.В.Коняшкин, В.С.Потапов

I. Введение

В пленочной электромеханике нашли применение емкостные структуры двух типов: 1) подвижная пленка (обкладка конденсатора), не контактирующая с неподвижной, и 2) подвижная пленка, непрерывно контактирующая с неподвижной путем наката. Структуры второго типа изучены значительно меньше, чем первого, но изучение их важно, поскольку эти структуры позволяют получить неизмеримо большие перемещения пленок и создать на этом принципе пленочные индикаторы для систем отображения информации, а также модуляторы светового потока с площадью отверстия до нескольких десятков квадратных сантиметров [1]. Кроме того, эти структуры позволяют разработать методики экспериментального исследования электрических процессов в системах металл-твердый диэлектрик-газ-металл, основанные на измерении перемещений пленок или электростатических сил на свободном конце подвижной пленки. Рассматриваемые методики не только дополняют известные, основанные на перемещении (плоскопараллельном по отношению к слою диэлектрика [2] или вращательном относительно своего края [3]) жесткой обкладки конденсатора, но и дают дополнительную информацию, например, об адгезионных силах. Следует отметить, что предлагаемые методики имеют сходство с методикой экспериментального исследования адгезионных сил, разработанной академиком В.В.Дерягиным с сотрудниками [4], и удобны для изучения процессов в пленочной электромеханике, поскольку основными параметрами там являются электростатические силы и перемещения гибкого электрода.

Как будет видно из дальнейшего, электростатические силы в структурах с накатом пленок на электроды в большой степени зависят от поляризационных явлений в диэлектрике. Остаточные заряды в структуре проявляет себя как некоторое дополнительное к внешнему напряжению, не зависящее от величины воздушного (газового) зазора, если пренебречь в нем объемными зарядами, а следовательно, и токами проводимости. В этих условиях для обработки экспериментальных данных мы применили метод энергетического баланса, который, однако, теряет свою действенность при заметном токе проводимости в воздушном зазоре. Для этого случая проведено качественное исследование сил на основе основного уравнения плазмы [5].

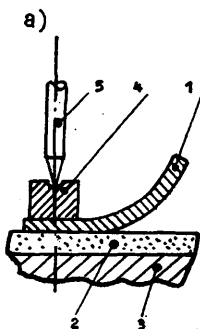
В настоящей работе представлены данные экспериментальных исследований, проведенных в лаборатории пленочной электромеханики Института математики СО АН СССР, в частности, использованы исследования лепестковых структур, проведенные В.И.Литвинчук по ранее разработанной методике [6], и установка для получения зависимости электростатической силы от напряжения при накате пленочной ленты на электрод, разработанная А.А.Хороменко совместно с авторами настоящей работы.

2. Методика исследования электростатических характеристик диэлектриков и описание типичных зависимостей

Схемы установок для исследования электрических характеристик диэлектриков показаны на рис. 1 и 2, где представлены основные элементы конструкций.

На рис. 1, а показан измерительный элемент, состоящий из загнутого по дуге окружности пленочного лепестка (1) и контакта в виде кубика (4) из металла. Лепесток и контактный кубик склеены проводящим клеем. При измерениях лепесток прижимается к поверхности диэлектрика (2) пружинным контактом (5) - кубиком из металла. Исследуемые диэлектрики в виде пластин, как правило, металлизированы в вакууме (3).

В рассмотренной установке индикатором является лепесток. Многочисленные опыты показали [6,7], что при некоторой разности потенциалов между лепестком и металлическим слоем (3) лепесток, разгибаясь, распластывается по поверхности диэлектрика, а при разности потенциалов, заметно меньшей той, что соответствует его распластыванию, под действием упругих сил лепесток распрямляется.



На рис. 1,б показана функциональная зависимость расстояния свободного конца лепестка относительно поверхности диэлектрика от разности потенциалов U между лепестком и металлическим слоем. Из рис. 1,б видно, что лепестковая структура позволяет получить четыре измеримые величины разности потенциалов: $U_{\text{сраб.}}^+$, $U_{\text{сраб.}}^-$, $U_{\text{отп.}}^+$, $U_{\text{отп.}}^-$. Величины этих напряжений, очевидно, зависят от предыдущей опыту выдержки во времени структуры при постоянном напряжении и темпе -

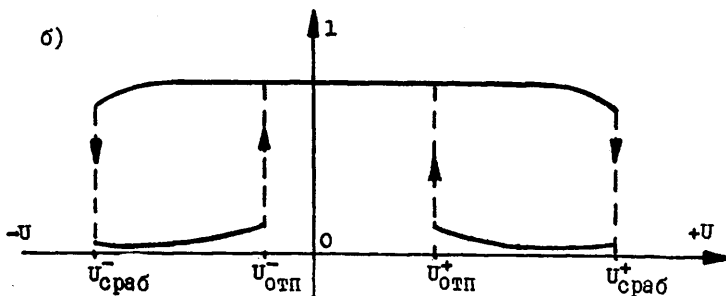
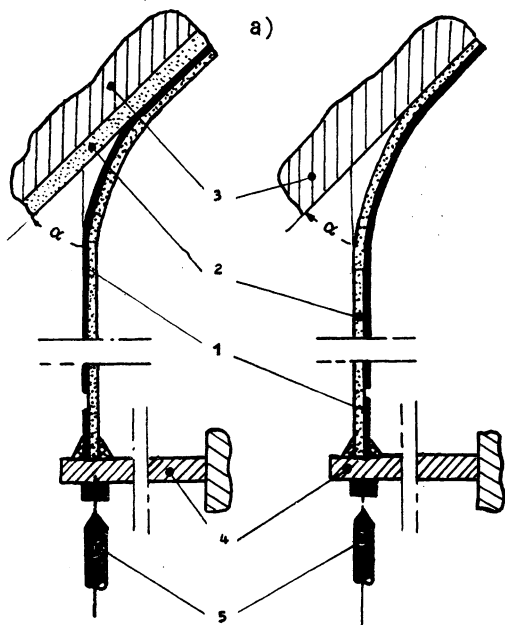


Рис. 1

ратуре, т.е. напряжения $U_{\text{сраб.}}$ и $U_{\text{отп.}}$ отражают величину поляризации остаточных зарядов. Более подробный анализ этих данных будет проведен ниже.

На рис. 2,а показаны схемы установок для измерения сил на свободных концах пленочных лент. На схеме слева исследуемый диэлектрик (2) расположен на металлической пластине - электроде (3); на схеме справа диэлектрик - это полимерная лента, металлизированная (1) с одной стороны. В данной установке определение сил проводилось методом измерения расстояния, на который перемещается конец предварительно откалиброванной пластинчатой пружины (4). Соответствующее каждому значению напряжения значение расстояния перемены определялось по шкале отсчета микрометра при касании контактов, один из которых расположен на пружине, другой - на подвижном стержне (5) микрометра.



В описываемой установке свободный конец ленты имеет большую длину ($L = 390\text{ мм}$), а пробег ленты по электроду ограничен ($l = 25 - 30\text{ мм}$). При таком выборе размеров угол α между плоскостью электрода и плоскостью ленты у пружины (рис. 2, а) в процессе измерений имеет небольшие изменения (порядка $4 \cdot 10^{-2} \alpha$). Одновременно с измерением сил в установке определялась емкость между металлическим слоем на ленте и элект-

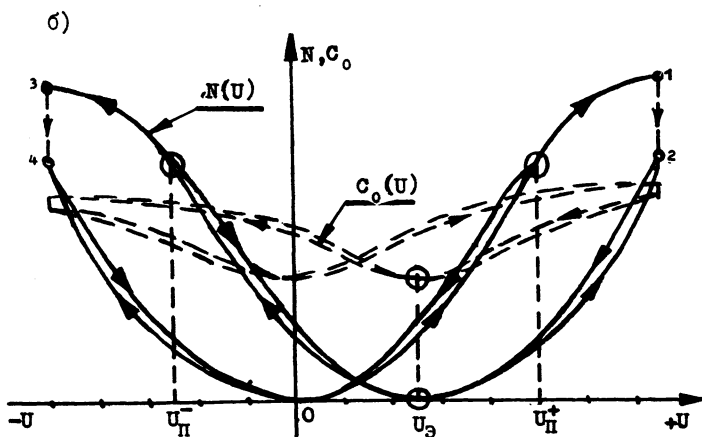


Рис. 2

родом, практически равная емкости распластанного участка ленты. По этой емкости определяется удельная емкость C_0 распластанного участка ленты на единицу ее площади. Для случая исследования диэлектрического материала самой ленты на рис.2,б показаны функциональные зависимости сил N на свободном конце пленочной ленты и емкости C_0 от напряжения. Из рисунка видно, что зависимость силы от напряжения приблизительно квадратична при напряжениях, меньших по модулю некоторых значений U_{Π}^+ , U_{Π}^- . При напряжениях, больших по модулю значений U_{Π}^+ , U_{Π}^- , нарастание сил замедляется. Зависимости $N(U)$ приблизительно симметричны относительно вертикальной прямой $U = U_3$.

Следует отметить, что силы зависят не только от величины напряжения, но и от времени его приложения к структуре. При напряжениях $|U| < U_{\Pi}$ силы слабо зависят от времени и за время прямого и обратного проходов (20 мин) зависимости $N(U)$ практически совпадают, хотя и отмечается небольшой гистерезис. Но при напряжениях $|U| > U_{\Pi}$ зависимость силы от времени нахождения структуры под напряжением становится заметной, что и показано на рис.2,б в виде цикла 0-1-2-3-4-0. Для выдержки во времени (обычно 4 часа) показано уменьшение силы от значения, соответствующего точке "1", до значения, соответствующего точке "2". При относительно быстром проходе назад, в точку "3", отмечается сдвиг зависимости $N(U)$ на величину U_3^+ вправо^{*)}. Выдержка во времени в точке "3" приводит к уменьшению силы от значения, соответствующего точке "3", до значения, соответствующего точке "4". Падение силы опять сопровождается сдвигом зависимости $N(U)$, получаемой при относительно быстром понижении напряжения до нуля. Эволюции в зависимости $C_0(U)$ подобны эволюциям в зависимости $N(U)$, и при этом минимумы этих зависимостей соответствуют одному и тому же значению $U = U_3$.

3. О физической природе сил в пленочных емкостных структурах

Особенности экспериментальных зависимостей силы, емкости от напряжения при накате пленок на электроды: сдвиги по оси напряжения, гистерезис, насыщение силы, отражают влияние остаточных за -

*) Если выдержку во времени сначала выполнить при $U > U_{\Pi}^-$, то получим сдвиг зависимости $N(U)$ на величину $U_3^- \approx U_3^+$ влево.

рядов, токов проводимости, адгезионных сил. Для определения этого влияния можно воспользоваться фундаментальными соотношениями теории электричества: уравнением непрерывности полного тока, основным соотношением между напряженностью электрического поля, потенциалом и зарядом, а также основным уравнением плазмы и теорией адгезии.

Рассматриваемые емкостные структуры двухслойны, т.е. их металлические поверхности изолированы друг от друга твердым диэлектриком и слоем газа (жидкости). Эта двухслойность особенно видна до касания подвижного гибкого электрода поверхности неподвижной обкладки. Однако и после касания в структуре из-за неровностей остаются газовые (жидкостные) прослойки.

Рассмотрим двухслойную емкостную структуру, изображенную на рис.3. На рисунке введены обозначения: j - плотность полного тока в металлических обкладках у диэлектрических слоев, j_1, j_2 - плотности тока проводимости в диэлектрических слоях у металлических обкладок; E_1, E_2 - напряженности электрического поля в диэлектрических слоях у

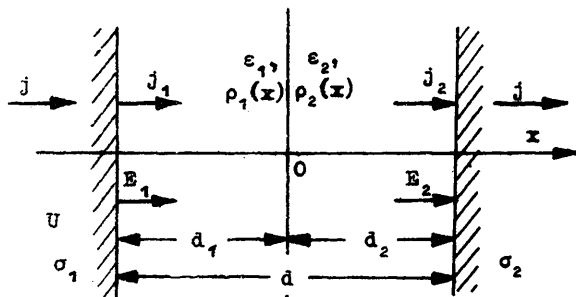


Рис. 3

металлических обкладок; ϵ_1, ϵ_2 и $\rho_1(x), \rho_2(x)$ - диэлектрические постоянные и плотности зарядов в диэлектрических слоях; d_1, d_2 - толщины первого и второго диэлектрических слоев соответственно; $d = d_1 + d_2$; σ_1, σ_2 - плотности электрических зарядов на металлических поверхностях обкладок; U - напряжение на структуре от внешнего источника.

Используя принятые обозначения и направления для токов и электрических полей (рис.3) из теоремы Гаусса, уравнения непрерывности тока и условия потенциальности, получаем следующие соотношения:

рических слоях у металлических обкладок; ϵ_1, ϵ_2 и $\rho_1(x), \rho_2(x)$ - диэлектрические постоянные и плотности зарядов в диэлектрических слоях; d_1, d_2 - толщины первого и второго диэлектрических слоев соответ-

$$\left. \begin{aligned}
 E_1 &= \frac{\sigma_1}{\epsilon_0 \epsilon_1}; \quad E_2 = \frac{\sigma_2}{\epsilon_0 \epsilon_2}; \quad j_1 - j_2 = -\frac{d\sigma_1}{dt}; \quad -j_2 + j_1 = -\frac{d\sigma_2}{dt}; \\
 j_2 - j_1 &= -\frac{dq}{dt}; \quad q = \int_{-d_1}^0 \rho_1 dx + \int_0^{d_2} \rho_2 dx; \\
 U + U_0 &= E_1 d_1 + E_2 d_2; \quad U_0 = \int_{-d_1}^0 x \frac{\rho_1}{\epsilon_0 \epsilon_1} + \int_0^{d_2} x \frac{\rho_2}{\epsilon_0 \epsilon_2} dx;
 \end{aligned} \right\} (1)$$

где $\epsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \text{Ф/м}$.

Вводя уравнения для токов проводимости $j_1 = \gamma_1 E_1$, $j_2 = \gamma_2 E_2$, где γ_1, γ_2 - проводимости в диэлектрических слоях у обкладок, и используя соотношения (1), имеем следующее дифференциально-интегральное уравнение:

$$\frac{dq}{dt} (d_1 \epsilon_2 + d_2 \epsilon_1) + \frac{q}{\epsilon_0} (\gamma_1 d_2 + \gamma_2 d_1) = (\gamma_1 \epsilon_2 - \gamma_2 \epsilon_1) (U + U_0), \quad (2)$$

в точности совпадающее с уравнением, которое можно получить для заряда на границе раздела диэлектрических слоев в двухслойном диэлектрике с проводимостями, не зависящими от координат, и с $U_0 = 0$ (см. [8]). Но уравнение (2) более общее, оно справедливо и при проводимостях, зависящих от координат, и при накоплении зарядов не только на границе раздела диэлектрических слоев, но и в их объемах. Связь γ_1 и γ_2 с сопротивлениями диэлектрических слоев, т.е. с измеряемыми величинами, может быть установлена в результате использования, наряду с указанными, более детальных физических моделей [9-11].

Образование заряда в емкостной структуре происходит за счет токов проводимости как из первой, так и из второй обкладок. Вклад этих токов в образование заряда разный. В частном случае это мож-

но отразить соотношениями $j_1 = v_1 \frac{dq}{dt}$, $j_2 = v_2 \frac{dq}{dt}$. Из формул (1)

и из последних соотношений при v_1 и v_2 - медленно меняющихся во времени величинах - следует, что

$$U + U_3 = \left(\frac{d_1}{\epsilon_1 \epsilon_0} + \frac{d_2}{\epsilon_2 \epsilon_0} \right) \sigma, \quad (3)$$

где $\sigma = \sigma_1 + v_1 q = -\sigma_2 - v_2 q$; $v_1 + v_2 = 1$

$$U_3 = \int_{-d_1}^0 (x + r \epsilon_1) \frac{\rho_1}{\epsilon_1 \epsilon_0} dx + \int_0^{d_2} (x + r \epsilon_2) \frac{\rho_2}{\epsilon_2 \epsilon_0} dx$$

$$r = \frac{d_1}{\epsilon_1} v_1 - \frac{d_2}{\epsilon_2} v_2.$$

Поскольку величина $\frac{d_1}{\epsilon_1 \epsilon_0} + \frac{d_2}{\epsilon_2 \epsilon_0} = \frac{1}{C_0}$, где C_0 - емкость на единицу площади структуры без внутреннего заряда, то в уравнении (3) величину U_3 можно назвать эквивалентным напряжением внутреннего заряда, а величину σ - эквивалентной плотностью заряда на обкладках емкостной структуры. Из уравнения (3) видно, что в электрическом отношении заряд внутри диэлектрических слоев приводит только к появлению напряжения U_3 , дополнительного к внешнему напряжению. Если U_3 незначительно изменяется во времени, то его учитывают просто - прибавляют к напряжению источника постоянное значение U_3 .

Мы будем рассматривать только газовые прослойки, так как экспериментальные результаты получены при испытаниях пленочных структур в воздухе. Известно [8], что тонкий слой воздуха при средних значениях напряженности электрического поля обладает очень высокими изоляционными свойствами, что объясняется весьма малой плотностью тока насыщения. В то же время даже лучшие изоляционные материалы имеют значения проводимостей, указанных в справочниках, $10^{-14} \text{ ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ (полиэтилентерефталат), $10^{-16} \text{ ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ (полистирол, политетрафторэтилен), а пленки из монооксида кремния: $10^{-11} - 10^{-10} \text{ ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ (см. [7]). Таким образом, если в емкостной структуре первый слой - слой твердого диэлектрика, а второй - слой газа, то при среднем значении напряженности электрического поля

можно пренебречь в уравнении (2) и (3) проводимостью γ_2 по сравнению с проводимостью γ_1 . Кроме того, в этих уравнениях можно положить $\rho_2 = 0$; $v_2 = 0$. Тогда уравнение (2) будет иметь вид:

$$\frac{dq}{dt} (d_1 + d_2 \epsilon_1) + q \frac{\gamma_1 d_2}{\epsilon_0} = \gamma_1 (U + U_0), \quad (4)$$

где $q = \int_{-d_1}^0 \rho_1 dx$; $U_0 = \int_{-d_1}^0 x \frac{\rho_1}{\epsilon_0 \epsilon_1} dx$,

а величина эквивалентного напряжения внутренних зарядов в (3) выразится

$$U_0 = \int_{-d_1}^0 (x + d_1) \frac{\rho_1}{\epsilon_1 \epsilon_0} dx. \quad (5)$$

Далее удобно представить

$$U_0 = (d_1 - x_{01}) \frac{q}{\epsilon_1 \epsilon_0} \quad (d_1 > x_{01} > 0), \quad (6)$$

где x_{01} - расстояние от границы раздела диэлектриков до центра "тяжести" заряда в слое твердого диэлектрика.

Из (4) и (6) следует, что время релаксации заряда, а также U_0 равно:

$$\tau = \frac{\epsilon_1 \epsilon_0 (d_1 + d_2 \epsilon_1)}{\gamma_1 (x_{01} + d_2 \epsilon_2)}, \quad (7)$$

т.е. оно даже при $d_2 \rightarrow 0$ остается конечной величиной. При

$d_2 \epsilon_1 \gg d_1$ величина $\tau \rightarrow \frac{\epsilon_1 \epsilon_0}{\gamma_1}$, т.е. время релаксации заряда

стремится к максвелловскому времени релаксации для слоя твердого диэлектрика. Известно [2, II], что максвелловское время релаксации не позволяет достаточно точно отразить релаксационную зависимость заряда в диэлектриках. Обычно это время определяют по величине проводимости и диэлектрической постоянной стандартными методами [7], и оно меньше времени релаксации заряда, определяемого по дру-

гим методам (например, по зависимостям $U_0(t)$ или $U_h(t)$ (см. [II])). В этой связи следует отметить, что в (7) γ_1 — значение проводимости слоя твердого диэлектрика, соприкасающегося с металлической обкладкой, зависит от поверхностных свойств тонкой диэлектрической пленки, и поэтому оно может быть иным, чем значение проводимости внутри слоя [II]. Для рассматриваемых диэлектриков таких, как полиэтилентерефталат, максвелловское время релаксации ($3 \cdot 10^3$ сек) заметно больше времени проведения измерений по рассмотренным методикам. Известно [3], что в двухслойных емкостных структурах газ-твердый диэлектрик при достаточно больших значениях электрического поля проводимость слоя газа может стать значительно больше проводимости слоя диэлектрика. Соответственно из (2) следует, что при $\gamma_2 \gg \gamma_1$ время релаксации значительно сокращается. Если токи проводимости через слой газа не равны нулю и $v_2 \neq 0$, то согласно (3) величина U_3 будет зависеть прежде всего от толщины слоя газа.

Рассмотренные выше особенности изменений во времени величины U_3 : медленное — при относительно малых напряжениях и быстрое — при относительно больших, — хорошо согласуются с экспериментальными зависимостями $N(U)$ и $C_0(U)$ для структур с лентами из полиэтилентерефталата. Таким образом, по временным зависимостям можно определить величины электрических полей в газе, приводящих к медленному или быстрому изменению U_3 . Однако сами по себе изменения U_3 не дают объяснения насыщению зависимостей $N(U)$ при достаточно больших положительных и отрицательных напряжениях и гистерезису при малых и средних значениях напряженности поля в газе.

Насыщение зависимостей силы от напряжения прослежено при исследованиях электростатических крепежных устройств [3], которые представляют собой емкостные структуры с двухслойным диэлектриком. Малые изменения сил при больших напряженностях электрического поля в этой работе объясняют сильным увеличением проводимости газового слоя и относительным уменьшением падения напряжения в твердом диэлектрике.

Такое объяснение не вызывает сомнений, так как оно достаточно аргументировано экспериментальным определением одновременно сил, токов и падений напряжения на слоях. И все же определение электростатической силы по падению напряжения в слое газа, т.е. по величине средней напряженности электрического поля, не универсально. Известно [8], что ток в газе связан с объемным зарядом,

при котором напряженность поля по толщине слоя газа непостоянна. Но в этом случае величина силы не определяется средней напряженностью поля, а определяется среднеквадратичным значением этого поля по толщине слоя газа, что следует из основного уравнения плазмы (закон сохранения импульсов и обобщенный закон Ома для плазмы [5]). Это уравнение в данном случае можно приближенно выразить так:

$$\frac{d}{dx} (P_{г.с.} + P_{э.с.}) - \beta j = 0, \quad (8)$$

где j - ток в плазме, $P_{г.с.}$ - гидростатическое давление; $P_{э.с.} = \frac{\epsilon_0 E_2^2}{2}$ - компонента электростатического давления в направлении поперечном слою газа в некотором сечении $x = \text{const}$, E_2 - напряженность поля в слое газа; β - коэффициент, имеющий разное значение для плазмы с различным соотношением плотностей электронов, ионов и нейтральных атомов. Из (8) после двукратного интегрирования по x , учитывая, что среднее гидростатическое давление в слое плазмы равно давлению газа вне слоя, следует, что давление на поверхность металлической обкладки и поверхность твердого диэлектрика будет

$$P_{\Sigma} = \bar{P}_{э.с.} - j \beta \frac{d_2}{2}, \quad (9)$$

где $\bar{P}_{э.с.} = \frac{\epsilon_0 \bar{E}_2^2}{2}$. Из (9) видно, что электростатическое давление на обкладку зависит не от \bar{E}_2^2 , а от \bar{E}_2 , кроме того, на обкладку действует отрицательная (раздвигающая) компонента давления, пропорциональная току. Итак, при возрастании тока в слое газа создаются рассмотренные выше условия, ограничивающие силу взаимодействия обкладок. В свою очередь, замедление темпа нарастания силы при увеличении напряжения косвенно свидетельствует о заметном возрастании тока.

Известно [12,13], что в основе теории долговечности конденсаторов лежит установление значений поля или напряжений, при которых в емкостной структуре возникают заметно возрастающие токи проводимости - частичные разряды. Для этой цели используют методики измерения бросков тока, соответствующих заряду $10^{-14} - 10^{-16}$ и интервалам времени около 10^{-8} сек. Но для этих измерений необходимо применять сложную чувствительную аппаратуру. Исследуемое

насыщение силы открывает иную возможность измерения граничных значений напряжений с помощью более простой техники.

При накате гибкой подвижной обкладки на неподвижную между ними возникают точки непосредственного контакта. Это приводит к появлению сил адгезии, так как [4, 14] адгезионное взаимодействие между телами возникает на крайне незначительных расстояниях и связано с контактной разностью потенциалов или флуктуациями электромагнитного поля, и поэтому характерной особенностью проявления этих сил можно считать гистерезис на экспериментальных зависимостях сила-напряжение. Однако в исследуемых структурах ширина адгезионной гистерезисной петли невелика из-за малости площади контактирования по сравнению со всей площадью конденсатора. Далее, в отличие от гистерезиса, связанного с остаточными зарядами, адгезионный гистерезис должен проявляться и при тех значениях напряжения, при которых не возникает сколько-нибудь заметного накопления заряда, а в случае ленточных структур не происходит насыщения зависимости $N(U)$ (см. рис. 2, б).

4. Анализ характеристик пленочных лепестковых и ленточных структур с помощью метода энергетического баланса

Энергетический баланс можно составить в том случае, если пренебречь током проводимости, т.е. до насыщения сил взаимодействия обкладок емкостной структуры и соответственно при высокой ее долговечности.

Часть электрической энергии источника, идущая на механическую работу, в общем случае (и при нелинейной зависимости напряжения от емкости и заряда [15]) выражается как

$$A = \int_{C_1}^{C_2} dC \int_0^Q \left(- \frac{\partial U_G}{\partial C} \right) dQ,$$

где $Q = \sigma \cdot S$; $C = C_0 \cdot S$; S - площадь распластанной части пленочного лепестка и пленочной ленты; $U_G = U + U_0$; U - напряжение источника. С учетом (3) имеем

$$A = \int_{C_1}^{C_0} \frac{U_G^2}{2} dC. \quad (10)$$

Пленочные лепестки, полученные напылением в вакууме и освобожденные от подложки [6,7], имеют форму прямоугольника, вырезанного из сферической оболочки, так что радиусы изгиба вдоль лепестков приблизительно равны радиусам изгиба поперек лепестков. При скреплении одного конца лепестка с металлическим кубиком скрепляемая часть расплывается, и лепесток в целом приобретает довольно сложную форму. Поэтому получение точных выражений для A и $A_{\text{мех}}$ представляет сложную задачу. Но задачу можно значительно упростить с учетом следующих факторов: 1) на плоском электроде лепесток полностью распрямляется на некоторой длине $x < L$, где L - длина лепестка, 2) форма лепестка отличается от формы сферической оболочки на небольшой части его длины $L - x$. В этих условиях при $U_g = \text{const}$ имеем

$$A = \frac{C_0 U_g^2}{2} b \cdot x, \quad (11)$$

где $C_0 = \frac{\epsilon_0}{d_2 + d_1/\epsilon_1} \cdot k$; d_1, ϵ_1 - толщина и диэлектрическая постоянная слоя диэлектрика; d_2 - средняя толщина газовой прослойки; b - ширина лепестка; k - коэффициент, отражающий увеличение емкости из-за краевого эффекта; и тогда

$$A_{\text{мех}} = \frac{D}{2} \left(\frac{1}{R_x^2} + \frac{1}{R_y^2} + 2\mu \frac{1}{R_x \cdot R_y} \right) \cdot b \cdot x, \quad (12)$$

где R_x, R_y - радиусы кривизны вдоль и поперек длины лепестка до его распрямления (для сферической формы лепестка, очевидно, $R_x = R_y = R$); $D = \frac{Eh^3}{12}$ - цилиндрическая жесткость; E, μ - модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала лепестка; h - толщина лепестка.

Выражение (12) справедливо для чистого изгиба без учета сжатия и кручения [16]. Приближенное выражение для коэффициента k в (11) может быть получено аппроксимацией расчетных соотношений для емкости бесконечно длинной проводящей полосы над бесконечно широкой проводящей плоскостью [17] в виде $k = 1 + 2 \frac{d_1 + d_2}{b}$.

Из равенств (11) и (12) следует, что

$$U_g = 0,286 \frac{\epsilon_1^{1/2} \cdot h^{3/2} \cdot d_1^{1/2}}{\epsilon_0^{1/2} \cdot \epsilon_1^{1/2} \cdot R} \cdot \sqrt{\frac{2(1+\mu)}{k}} \quad (13)$$

На рис.4,а проведено сравнение значений U_g по (13) с экспериментальными значениями $\bar{U}_{ср.об.} = \frac{1}{2}(U_{ср.об.}^+ + U_{ср.об.}^-)$. В опытах использован один и тот же лепесток из бронзы БрБ2 с размерами: $h = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $R = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $b = 10^{-3} \text{ м}$; $L = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

Для диэлектрического слоя использованы материалы: сапфир (o), поликор (Δ), плавленый кварц (\square), фторопласт-4 (+), лавсан (x), в виде пластин разной толщины. Совпадение расчетных и эксперимен-

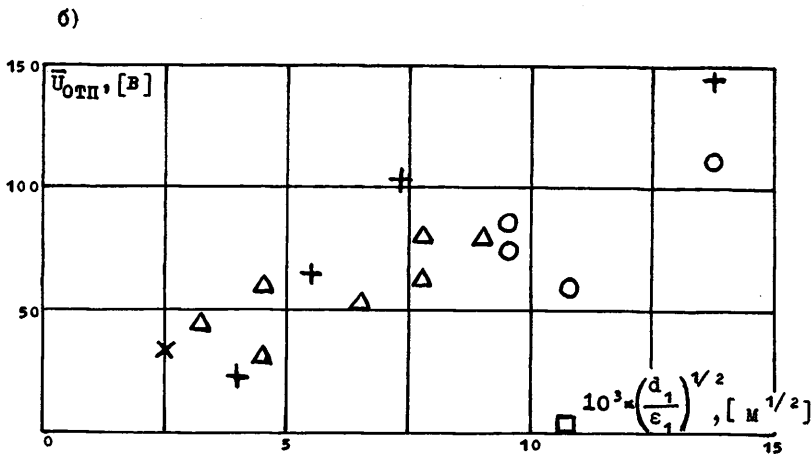
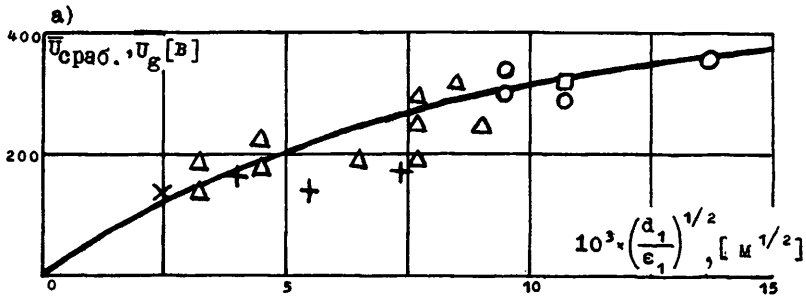


Рис. 4

тальных значений напряжений срабатывания лепестка можно считать более или менее удовлетворительным.

Хотя аналитическим путем в [18] не получено различия в значениях напряжений срабатывания и отпускания лепестка, тем не менее из сравнения экспериментальных значений $\bar{U}_{\text{ср.аб.}}$ (рис. 4, а) и $\bar{U}_{\text{отп.}} = \frac{1}{2}(U_{\text{ср.аб.}}^* + \bar{U}_{\text{отп.}})$ (рис. 4, б) видно, что первые значительно превышают вторые. Если наблюдаемый на рис. 4, а, б гистерезис отнести к действию адгезионных сил, то энергетический баланс приводит к следующему выражению для удельной энергии адгезии при $U_0 \ll U_{\text{ср.аб.}}, U_{\text{отп.}}$:

$$a_{\text{адг}} \approx \frac{\epsilon_1 \epsilon_0}{d_1} (\bar{U}_{\text{ср.аб.}}^2 - \bar{U}_{\text{отп.}}^2); \quad (14)$$

Экспериментальные данные, полученные на основе (14), дают следующие усредненные значения этой энергии для лепестковых структур с диэлектриком: из сапфира - $7 \cdot 10^{-3}$ дж/м²; из поликора - $10 \cdot 10^{-3}$ дж/м²; из плавленого кварца - $7 \cdot 10^{-3}$ дж/м²; из фторопласта-4 - $3 \cdot 10^{-3}$ дж/м². Заметим, что приведенные выше значения удельной энергии адгезии приблизительно на два-три порядка меньше значений удельной энергии адгезии при сплошном контакте металлов и диэлектриков [4]. Это различие энергий адгезии связано с малым отношением площади контактирования лепестка с электродом ко всей площади конденсатора.

Полимерные пленочные ленты имеют многочисленные мелкие прогибы и другие неровности. При электростатическом распластывании таких лент на электродах полного спрямления этих неровностей не происходит. Напротив, остаточные изгибы большого радиуса кривизны заметно не влияют на процесс распластывания. Учитывая спрямления указанных неровностей и принимая во внимание (10), получаем следующее выражение для дифференциальных энергий:

$$\frac{U_g^2 C_0(U_g)}{2} ds = N \cdot dl + W_{\text{спр.}} \cdot ds, \quad (15)$$

где $C_0(U_g)$ - удельная емкость; ds - дифференциал приращения длины ленты на электроде; dl - дифференциал перемещения свободного конца ленты; N - сила на единицу ширины ленты, действующая вдоль направления перемещения dl ; $W_{\text{спр.}}$ - удельная энергия спрямленной

на электроде ленты при рассматриваемом значении напряжения U_g . Используя (10), удельную энергию спрямления неровностей части ленты, расположенной на электроде, можно представить в виде

$$W_{\text{спр}} = \int_0^{U_g} \frac{E}{2} dC_0(U_g). \quad (16)$$

Связь между дифференциалами длин лент dl и dS выражается соотношением

$$dl = (1 - \cos \alpha) \cdot dS. \quad (17)$$

Из (15) - (17) после интегрирования по частям в (16) для силы получаем уравнение

$$N = \frac{1}{1 - \cos \alpha} \cdot \int_0^{U_g} U_g C_0 \cdot (U_g) \cdot dU_g. \quad (18)$$

Формула (18) была проверена для большого числа структур с лентами из односторонне металлизированных алюминийем полиэтилентерефталатов, в качестве диэлектрика использовался материал основы пленки. Неподвижным электродом в опытах служила стеклянная полированная пластина, также металлизированная алюминийем. Сначала по сдвигу минимумов экспериментальных зависимостей $C_0(U)$ и $N(U)$ относительно оси напряжения определялись значения U_0 и U_g . Далее были построены зависимости $C_0(\frac{1}{2}U_g^2)$ и $N(\frac{1}{2}U_g^2)$. Интегрированием зависимости $C_0(\frac{1}{2}U_g^2)$ по $\frac{1}{2}U_g^2$ были получены зависимости $N(\frac{1}{2}U_g^2)$, которые сопоставлялись с экспериментальными зависимостями $N(\frac{1}{2}U_g^2)$. В качестве примера на рис.5 показан результат этого сравнения для пленочной металлизированной ленты из полиэтилентерефталата толщиной 6 мкм, $U_0 = 10$ В (плюс на металлизацию ленты). Из рис.5 видно, что эти две зависимости (сплошные кривые) практически совпадают с экспериментальными данными (точки и кресты обозначают соответственно прямой и обратный ход). Такое же хорошее соответствие емкостей и сил было получено при исследовании других пленок из полиэтилентерефталата толщиной от 8 до 3 мкм при двух условиях: 1) при отсутствии насыщения зависимости $N(U)$, 2) при влажности

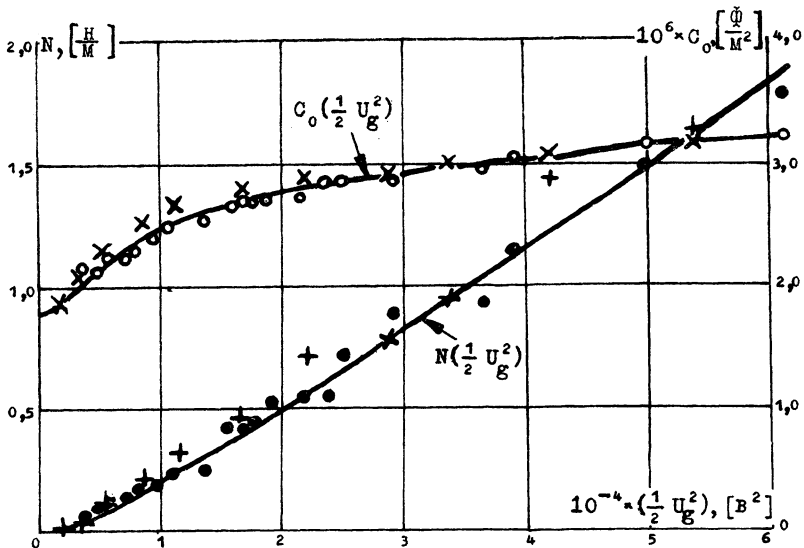


Рис. 5

воздуха менее 60%. Но оба условия можно свести к одному - величина U_3 за время измерений (20 мин) должна быть постоянной. Доказательством непреложности этого условия послужили исследования пленок из монооксида кремния, которые не позволили получить зависимостей $C_0(U)$ и $N(U)$, пригодных к обработке описанным способом, так как в процессе измерений значительно изменялась величина U_3 (максвелловское время релаксации пленок из монооксида кремния составляет 0,5-5 сек [7]; при 4-часовой выдержке ленточной структуры с рабочим диэлектриком из монооксида кремния в поле $5 \cdot 10^7$ в/м сила падает практически до нуля; при выдержке 4 часа ленточных структур с рабочим диэлектриком из полиэтилентерефталата при поле $5 \cdot 10^7$ в/м сила падает на 5-20%, а для некоторых пленок даже возрастает на 3-5%).

Таким образом, при соблюдении указанных условий определение зависимости силы от напряжения может быть проведено по экспериментальным зависимостям удельной емкости от напряжения. Измерение емкости проще измерений сил. По зависимостям $C_0(\frac{1}{2}U_g^2)$ могут быть определены значения энергии источника, идущей на совершение внеш-

ней механической работы и работы спрямления неровностей пленочной ленты для каждого значения U_g . Согласно (15) и (16), работа внешних сил представляется в виде площади под кривой $C_0 \left(\frac{1}{2} U_g^2 \right)$ при изменении $\frac{1}{2} U_g^2$ от нуля до рассматриваемого значения (рис.5); работа сил спрямления - в виде площади, ограниченной снизу кривой $C_0 \left(\frac{1}{2} U_g^2 \right)$, а сверху горизонтальной прямой, проходящей через рассматриваемое значение $C_0 \left(\frac{1}{2} U_g^2 \right)$. Сумма этих площадей показывает величину энергии источника, идущей на выполнение всей механической работы.

Зависимости удельных емкостей $\frac{C_0 \cdot d_1}{\epsilon_0 \cdot \epsilon}$ пленочных лент из полиэтилентерефталата от напряженности поля E_g/E_m при толщинах пленочных лент 3,5 (кривая 1); 6,0 (кривая 2) и 8,0 мкм (кривая 3) приведены на рис.6, где $E_g = U_g/d_1$, $E_m = 5 \cdot 10^7$ В/м.

Очевидно, что все площади на рис. 6 под и над кривыми $C_0(E_g^2/E_m^2)$ соответствуют определенным энергетическим величинам.

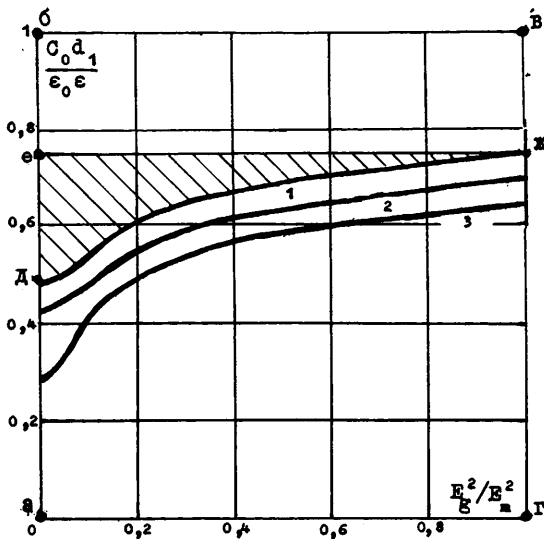


Рис. 6

Так, для структуры с лентой толщиной 3,5 мкм; площадь "аджг" соответствует работе внешних сил; площадь "деж" - работе сил распластывания ленты (заштрихована); площадь "абвг" - возможной работе внешних сил (при идеально ровной пленочной ленте). Отношение площади "аджг" к площади "аажг" - КПД реальной структуры, в рассматриваемом случае он равен 0,89. Отношение площади "аджг" к площади "абвг" дает "коэффициент использования" ленты в структуре, в рассматриваемом случае он равен 0,71. Из подобного же рассмотрения других структур видно, что при увеличении толщины ленты КПД и "коэффициент использования" имеют меньшие значения. Так, при толщине 6,0 мкм "коэффициент использования" - 0,67; при толщине 0,8 мкм - 0,61.

Известно [19], что основная характеристика любого электро-механического устройства - это энергоемкость. В рассматриваемом случае ее целесообразно определить как отношение энергии источника, идущей на совершение полезной работы, к весу пленки (для пленочных индикаторов и модуляторов света - корень квадратный из этой энергоемкости, деленный на $\sqrt{2}$ - максимально достижимая скорость перемещения пленки). Для идеально гладкой пленки величина энергоемкости равна $\epsilon \epsilon_0 E_g^2 / 2 \rho$, где ρ - удельный вес материала пленки ($1,4 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$), т.е. эта величина не зависит от толщины пленки и при $E_g = 5 \cdot 10^7 \text{ в/м}$, $\epsilon \approx 3$ равна 23,7 дж/кг (скорость - 3,46 м/сек). Энергоемкость реальной структуры равна указанной выше, умноженной на "коэффициент использования", т.е. для структуры с пленкой толщиной 3,5 мкм она равна 16,8; толщиной 6,0 мкм - 15,9; толщиной - 8 мкм - 14,5 дж/кг. Эти значения энергоемкостей на порядок больше аналогичной энергоемкости электромагнитов [20], что и определяет меньшую материалоемкость и большую скорость переключения электростатических индикаторов и модуляторов света по сравнению с аналогичными элементами с электромагнитным приводом.

И наконец, рабочие напряжения для рассмотренных структур при указанном значении поля составляют: при 3,5 мкм - 175 в; при 6 мкм - 330 в; при 8 мкм - 400 в.

Итак, из сравнительного рассмотрения КПД, "коэффициентов использования" и значений рабочих напряжений видно, что в пленочных емкостных элементах целесообразно применять тонкие (толщиной 3 мкм и менее) пленки из полимеров.

Л и т е р а т у р а

1. Индикатор /Дятлов В.Л., Коняшкин В.В., Луцет М.К., Потапов В.С., Солдатенков Н.С. Положительные решения по заявкам №2765398/18-24 (071940) от 22.07.1979, № 2902160/18-24 (016828) от 2.09.1980.
2. ГУБКИН А.Н. Электреты. Электретный эффект в твердых диэлектриках. -М.: Наука, 1978. - 185 с.
3. КОСОГОВА Н.П. Исследование сил притяжения в электростатических крепежных устройствах. Автореф. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук. Л., 1970, - 15 с.
4. ДЕРЯГИН Б.В., КРОТОВА Н.А., СМЛГА В.П. Адгезия твердых тел. -М.: Наука, 1973. - 278 с.
5. ФЕРРАРО В. Общая теория плазмы. -В кн.: Физика плазмы и магнитная гидродинамика. М., 1961. с.9-63.
6. ДЯТЛОВ В.Л., КОНЯШКИН В.В., ПОТАПОВ В.С. Модели пленочных электростатических элементов и стабильность их характеристик. -В кн.: Моделирование в пленочной электромеханике (Вычислительные системы, вып. 66). Новосибирск, 1975, с.3-19.
7. Исследование пленочных консольных структур /Дятлов В.Л., Кириллов А.Г., Коняшкин В.В., Потапов В.С., Фадеев С.И. - В кн.: Техника индикации, Киев, 1976, с.39-46.
8. СКАНАВИ Г.И. Физика диэлектриков (область слабых полей). -М.-Л.: ГИТТЛ, 1949. - 500 с.
9. МУСАБЕКОВ Т.Ю., САНДОМИРСКИЙ В.В. Динамическая вольтамперная характеристика диэлектрического диода с ловушками. -В кн.: Вопросы пленочной электроники. М., 1966, с.278-288.
10. КОСЦОВ Э.Г. Переходные токи в диэлектрике, содержащем центры захвата электронов. -Автометрия, 1978, №1, с.85-91.
11. БОРИСОВА М.Э., КОЖКОВ С.Н. Физика диэлектриков. -Л.: ЛГУ, 1979. - 238 с.
12. КУЧИНСКИЙ Г.С. Высоковольтные импульсные конденсаторы. -Л.: Энергия, 1973. - 170 с.
13. ЕРМУРАТСКИЙ В.В., ЕРМУРАТСКИЙ В.П. Конденсаторы переменного тока в тиристорных преобразователях. -М.: Энергия, 1979. - 213 с.
14. ЛАНДАУ Л.Д., ЛИШИЦ Е.М. Электродинамика сплошных сред, -М.: ГИФМЛ, 1959. - 532 с.
15. ГОРДОН А.В., СЛИВИНСКАЯ А.Г. Электромагниты постоянного тока. -М.-Л.: ГЭИ, 1960. - 130 с.
16. ТИМОШЕНКО С.П., ВОЙНОВСКИЙ-КРИГЕР С. Пластины и оболочки. -М.: ГИФМЛ, 1963. - 630 с.
17. ДЬОНС. Характеристическое сопротивление несимметричной полосковой передающей линии с воздушным заполнением. -В кн.: Полосковые системы сверхвысоких частот. М., 1959, с.101-106.
18. К расчету равновесия упругих конструкций, используемых в пленочной электромеханике /Виндаев В.С., Лукьянова Р.Г., Фадеев С.И., Шредова Н.В. -В кн.: Моделирование в пленочной электромеханике (Вычислительные системы, вып. 65). Новосибирск, 1975, с.33-55.

19. АЛАБУЖЕВ П.М. Области параметров ручных электрических машин ударного действия. - В кн.: Электрические машины ударного действия, 1969, с.3-31.

20. ВИТЕНБЕРГ М.И. Расчет электромагнитных реле для аппаратуры автоматики и связи. - М.-Д.: Энергия, 1966. - 708 с.

Поступила в ред.-изд.отд.
30 марта 1980 года