УДК 621.793

Д. А. Герасимов, В. А. Тупик
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)

Влияние искажений топологии пленочных проводников электростатического узла на степень однородности формируемого электрического поля

Фотолитография является одним из самых распространенных технологических процессов для формирования заданной топологии пленочных проводников на плоской поверхности. Однако в случае необходимости получения рисунка в пленочных проводниках на криволинейной поверхности, например на внутренней стенке стеклянного цилиндра, возникают значительные затруднения, которые в итоге сказываются на воспроизводимости технологческого процесса и выходе годных изделий. В статье рассматриваются вопросы формирования заданной топологии пленочных проводников на примере электростатического узла отклонения электронного луча, выполненного из стекла и имеющего форму цилиндра. Сравниваются особенности получаемой топологии, выполненной с применением фотолитографии и при испарении пленки со стеклянной поверхности серией лазерных импульсов. Проводится оценка влияния искажения ширины изолирующего зазора между пленочными электродами на степень однородности формируемого электростатического отклоняющего поля. Полученные результаты дают возможность задавать технологические допуски при организации производства подобных пленочных узлов радиоэлектронной аппаратуры (РЭА).

Пленочные электростатические узлы, уравнения Лапласа, искажение топологии, лазерная литография

Пленочные узлы имеют довольно широкое применение в радиоэлектронной аппаратуре, например – электростатические узлы отклонения электронного луча. Известно, что одной из конструкций таких приборов может быть цилиндрическая. В таком случае проявляется сложность создания электродов, так как они должны быть расположены на внутренней поверхности стеклянного цилиндра.

Для получения рисунка на внутренней поверхности цилиндрической подложки возможен контактный способ фотолитографии. Внутрь цилиндра наносится слой металлизации, слой фоторезиста, затем внутрь трубки вставляется цилиндрический фотошаблон (ЦФШ), и изнутри ЦФШ производится экспонирование. В [1] указаны основные принципы нанесения фоторезиста на стеклянные подложки со слоем хрома. Уменьшение зазора между ЦФШ и слоем фоторезиста в данном случае обеспечить значительно сложнее, так как это неизбежно приведет к касанию резиста и его механическому повреждению, изнашиванию ЦФШ. При экспонировании необходимо обеспечивать высокую соосность излучателя, ЦФШ и рабочего цилиндра, чтобы уменьшить погрешность передачи изображения. Конечные размеры излучателя не позволяют оперировать с цилиндрами малых размеров, что представляет интерес для разработки изделий специальной техники.

Локальные дефекты в слое фоторезиста выявляются только на стадии травления подложки, существующие методы контроля – разрушающие [2], дефекты типа проколов или инородных включений можно определить только визуально.

Проявление скрытого изображения в фоторезисте осуществляют в жидких проявителях, как правило, щелочного типа. Качество проявления зависит от многих условий: от качества нанесения фоторезиста, сушки, экспонирования, от параметров собственно проявления – температуры раствора, времени проявления, концентрации проявителя, которая, к тому же, изменяется в процессе проявления [3]. Допустимая область отклонения этих параметров, образующая зону устойчивого проведения процесса, весьма узка. Наиболее сложно контролировать концентрацию проявителя, которая к тому же изменяется в процессе проявления. Для некоторых проявителей увеличение концентрации на 0.13 % приводит к увеличению размеров на 0.5 мкм [4].

Заданный рисунок получают в результате травления подложки через защитную маску фоторезиста. Основные требования к этому этапу изготовления прибора – минимизация бокового подтравливания и уменьшение влияния на защитную маску. Именно на этом этапе проявляются все дефекты, внесенные в слой фоторезиста на предыдущих операциях.

Как видно из обзора, операции характеризуются большим числом параметров, в том числе такими, которые не представляется возможным автоматизировать: смачиваемость, адгезия, вязкость фоторезиста, наличие инородных частиц в его слое и другие.

Альтернативным методом создания требуемого рисунка на внутренней поверхности криволинейной поверхности является лазерная литография. Лазерная литография представляет собой совокупность технологических методов получения рисунка, основанных на фотохимическом и тепловом действии лазерного излучения. В последнем случае благодаря кратковременности и локальности воздействия (скорость нагрева достигает величин $10^{11}…10^{12}$ °С/с, а градиент температуры вдоль пленки $10^{7}…10^{8}$ °С/см) возможна термическая фиксация изображения (без заметных искажений), сформированного оптическими средствами.

Простой и универсальный литографический метод предъявляет невысокие требования к физико-химическим свойствам пленки и поверхностных слоев подложки. Для своей реализации метод локального испарения требует создания в зоне обработки сравнительно высокой плотности светового потока q_0. Величина q_0 в зависимости от длительности светового импульса τ, толщины, оптических и теплофизических свойств пленки и подложки составляет $10^{6}…10^{9}$ Вт/см^2. Разрешающая способность и качество микрорисунка, созданного методом локального испарения, зависит от параметров лазерного излучения, характеристик пленки и подложки, способа и места фокусировки излучения и достаточно подробно описана в технической литературе [5], [6].

Несомненным преимуществом лазерной литографии над фотолитографией будет долговечность оборудования, время гарантированной работы лазера в современных установках составляет не менее 20 тыс. ч [7].

В [8] метод локального испарения позволяет получить требуемый рисунок за одну технологическую операцию. Наиболее полно описывается поле электростатических отклоняющих систем, но нигде не рассматривается влияние искажений топологии на однородность поля. В [9] рассматривается одна из популярных конструкций электростатической отклоняющей системы, выполненной в виде цилиндра с электродами, расположенными на внутренней поверхности стеклянной подложки.

Теоретический анализ отклоняющего поля в дефлектроне с искажениями топологии. Математическое описание отклоняющего поля в передающей телевизионной трубке (рис. 1) приведено в [9], при этом в качестве электродов отклонения использовались электроды с формой, предложенной Шлезингером. Из [9] дефлектрон имеет длину $2NL$, где L – длина периода, $2N$ – число периодов, цилиндрические электроды *2*, *3*, сеточный электрод *4*, дисковый электрод *5* анода.

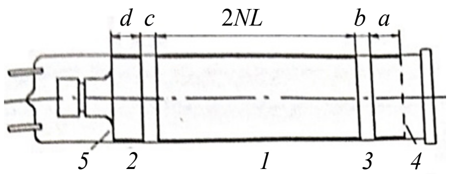


Рис. 1

Распределение поля в дефлектроне находится из решения уравнения Лапласа в цилиндрических координатах [9]

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\varphi}{dr}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{d^2\varphi}{d\theta^2}+\frac{d^2\varphi}{dz^2}=0, \qquad (1)$$

где r, θ, z – цилиндрические координаты; φ – потенциал поля.

С соответствующими граничными условиями, которые определяются видами электродов (рис. 2):

$$\varphi_v(r,\theta,z)=\begin{cases}\frac{1}{2}V_v, \text{ если} -\frac{\pi}{2}+\alpha(z)+\\ +\Delta<\theta<\alpha(z)-\Delta,\\ -\frac{1}{2}V_v, \text{ если} \frac{\pi}{2}+\alpha(z)+\\ +\Delta<\theta<\pi+\alpha(z)-\Delta,\\ 0 \text{ иначе;}\end{cases} \quad (2)$$

$$\varphi_n(r,\theta,z)=\begin{cases}\frac{1}{2}V_n, \text{ если} \, \alpha(z)+\\ +\Delta<\theta<\frac{\pi}{2}+\alpha(z)-\Delta,\\ -\frac{1}{2}V_n, \text{ если } \pi+\alpha(z)+\\ +\Delta<\theta<-\frac{\pi}{2}+\alpha(z)-\Delta,\\ 0 \text{ иначе;}\end{cases} \quad (3)$$

$$d(z)=\arccos(1-4|z|/L),\ 0\le|z|\le L/2, \quad (4)$$

где φ_n и φ_v – отклоняющие составляющие поля; L – длина периода; α – центр междуэлектродного зазора; V_v, V_n – потенциал на поверхности цилиндра.

Одна пара электродов имеет потенциал $V/2$, другая, соответственно, $-V/2$ (рис. 2):

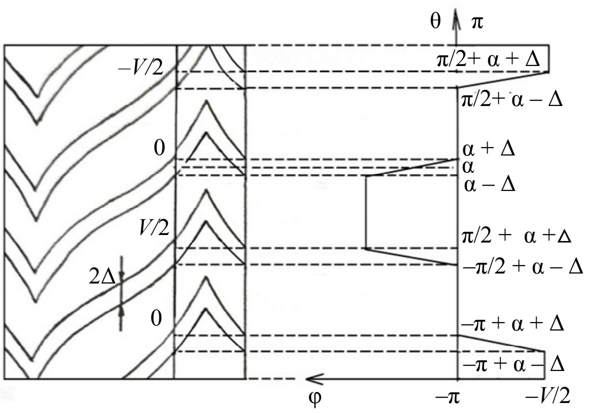


Рис. 2

Общее решение (1) образуется комбинацией следующих частных решений [9]:

$$\varphi_{\pm i\lambda m}=\left[a\cos(\lambda z)+b\sin(\lambda z)\right]I_m(\lambda r)\times$$
$$\times\left[\alpha\cos(m\theta)+\beta\sin(m\theta)\right], \quad (5)$$

где $I_m(\lambda r)$ – модифицированная функция Бесселя, $m = 2n - 1$, $n=0,\pm1,\pm2\,...$; λ – целые числа.

Граничные условия (2), (3) не содержат функцию Бесселя, поэтому множитель $I_m(\lambda r)$ преобразуется в множитель $I_m(\lambda r)/I_m(\lambda R)$, где R – радиус цилиндра.

Общее решение уравнения Лапласа (1) имеет вид из [9]

$$\varphi(r,\theta,z)=\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\Big[a_1\cos(2n-1)\theta\cos\lambda_m(z-z_0)\times$$
$$\times I_m(\lambda_m r)/I_m(\lambda_m R)+a_2\sin(2n-1)\times$$
$$\times\cos\lambda_m(z-z_0)I_m(\lambda_m r)/I_m(\lambda_m R)+a_3\cos(2n-1)\times$$
$$\times\theta\sin\tilde{\lambda}_m(z-z_0)I_m(\lambda_m r)/I_m(\lambda_m R)+$$
$$+a_4\sin(2n-1)\theta\tilde{\lambda}_m(z-z_0)I_m(\lambda_m r)/I_m(\lambda_m R)\Big],$$

где $z_0=(a+b-c-d)/2$, $\lambda_m=(2m-1)\pi/l$; $\tilde{\lambda}_m=2m\pi/l$; $l=(2NL+a+b+c+d)/2$.

Коэффициенты a_1–a_4 в [10] определяются как коэффициенты двойного ряда Фурье:

$$a_1=\frac{2}{\pi l}\int\limits_{-NL-c-d}^{NL+a+b}dz\int\limits_{-\pi}^{\pi}\varphi_n(R,\theta,Z)\times$$
$$\times\cos(2n-1)\theta\cos\lambda_m(z-z_0)d\theta;$$

$$a_2=\frac{2}{\pi l}\int\limits_{-NL-c-d}^{NL+a+b}dz\int\limits_{-\pi}^{\pi}\varphi_n(R,\theta,Z)\times$$
$$\times\sin(2n-1)\theta\cos\lambda_m(z-z_0)d\theta;$$

$$a_3=\frac{2}{\pi l}\int\limits_{-NL-c-d}^{NL+a+b}dz\int\limits_{-\pi}^{\pi}\varphi_n(R,\theta,Z)\times$$
$$\times\cos(2n-1)\theta\sin\tilde{\lambda}_m(z-z_0)d\theta;$$

$$a_4=\frac{2}{\pi l}\int\limits_{-NL-c-d}^{NL+a+b}dz\int\limits_{-\pi}^{\pi}\varphi_n(R,\theta,Z)\times$$
$$\times\sin(2n-1)\theta\sin\tilde{\lambda}_m(z-z_0)d\theta.$$

На основе такой математической модели можно рассчитывать конструкцию передающей трубки. Однако это описание весьма громоздко и неудобно для использования влияния искажений граничной функции на искажения отклоняющего поля в дефлектроне. В настоящей статье предлагаются допущения, облегчающие анализ возмущения отклоняющего поля при искажении граничной функции, т. е. при отклонении формы и размеров электродов дефлектрона от идеальных значений, определяемых (3):

1. Размеры цилиндрических электродов a, b и зазоров c, d (рис. 3) малы по сравнению с длиной дефлектрона $2NL$; считаем, что $a = b = c = d = 0$.

2. Полость дефлектрона замыкается с двух сторон плоскими электродами, причем отклоняющие составляющие поля на плоских электродах равны нулю (рис. 3):

$$\varphi_n(r,\theta,-NL)=\varphi_n(r,\theta,NL)=$$
$$=\varphi_v(r,\theta,-NL)=\varphi_v(r,\theta,NL)=0. \qquad (6)$$

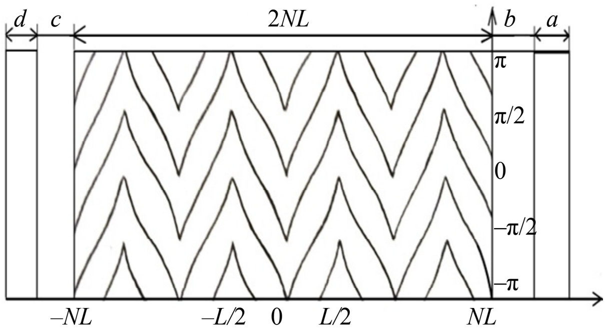


Рис. 3

Рассчитав распределение отклоняющего поля в принятой модели дефлектрона с идеальной и искаженной формами электродов, можно будет определить вклад в изменение отклоняющего поля, вносимый искажением формы электродов. Введение дополнительных электродов *2*, *3* (см. рис. 1) будет одинаково влиять на изменение отклоняющего поля в дефлектронах с идеальной и искаженной формами электродов, вызывая «растягивание» и нарушение «симметрии» отклоняющего поля, поэтому допущение 1 представляется правомочным. Допущение 2 вытекает из 1. Результаты расчетов нельзя будет применять для разработки конкретной конструкции передающей трубки или другого радиоэлектронного узла с дефлектронным отклонением, но можно будет определить допустимые границы отклонения формы и размеров электродов дефлектрона от идеала, тем самым получив технологические допуски.

Распределение потенциала определяем из решения уравнения Лапласа (1) с граничной функцией (2)–(4), (6), изолирующий зазор имеет постоянную ширину $2\Delta = \text{const}$.

Общее решение определяется комбинацией частных решений вида (5). С учетом (6) решение должно быть четным по z, поэтому в (5) $b = 0$, присутствуют только члены, содержащие $\cos\lambda z$. На границах $z = -NL$, $z = NL$ решение обращается в нуль, поэтому

$$\cos\lambda_m z=\cos\lambda_m(-NL)=\cos\lambda_m NL=0;$$

$$\lambda_m NL=\frac{\pi}{2}(2m-1);$$

$$\lambda_m=\frac{\pi(2m-1)}{2NL}.$$

Общее решение для дефлектрона вида рис. 3 будет

$$\varphi_n(r,\theta,z)=\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\Big[a_{nm}\cos(2n-1)\theta+$$
$$+b_{nm}\sin(2n-1)\theta\Big]\frac{I_{2n-1}(\lambda_m r)}{I_{2n-1}(\lambda_m R)}\cos\lambda_m z.$$

Можно провести некоторые преобразования, в результате которых получатся выражения для коэффициентов ряда Фурье a_{nm} и b_{nm}

$$a_{nm}=\frac{V\sin(2n-1)\theta\sin N\lambda_m L}{\pi N\theta(2n-1)^2\sin\lambda_m L/2}\times$$
$$\times(-1)^{n-1}(2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{J_{2n-1}(\lambda_m L/4)}{\lambda_m L/4}\times$$
$$\times\cos\frac{\lambda_m L}{4}+(-1)^n t_{2n-1}\left(\frac{\lambda_m L}{4}\right)\sin\left(\frac{\lambda_m L}{4}\right),$$

$$b_{nm}=\frac{V\sin(2n-1)\theta\sin N\lambda_m L}{\pi N\theta(2n-1)^2\sin\lambda_m L/2}\times$$
$$\times(2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{J_{2n-1}(\lambda_m L/4)}{\lambda_m L/4}\cos\frac{\lambda_m L}{4}+$$
$$+t_{2n-1}\left(\frac{\lambda_m L}{4}\right)\sin\left(\frac{\lambda_m L}{4}\right).$$

Общее решение уравнения

$$\varphi_h(r,\theta,z)=\frac{V_h\sqrt{2}}{\pi N}\times$$
$$\times\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\left[\frac{\sin(2n-1)\theta\sin N\lambda_m L}{\pi N\theta(2n-1)^2\sin\lambda_m L/2}\times\right.$$
$$\times\left\{a_{nm}^h\cos(2n-1)\theta+\left[b_{nm}^h\sin(2n-1)\theta\right]\right\}\times$$
$$\left.\times\frac{I_{2n-1}(\lambda_m r)}{I_{2n-1}(\lambda_m R)}\cos\lambda_m z\right], \qquad (7)$$

где

$$a_{nm}^h=(-1)^{(n-1)(n-2)/2}\frac{\pi}{2}(2n-1)\times$$
$$\times\frac{J_{2n-1}(\lambda_m L/4)}{\lambda_m L/4}\cos\frac{\lambda_m L}{4}, \qquad (8)$$

$$b_{nm}^h=(-1)^{n(n-1)/2}t_{2n-1}\left(\frac{\lambda_m L}{4}\right)\sin\left(\frac{\lambda_m L}{4}\right), \qquad (9)$$

где J_{2n-1} – функция Бесселя.

Полученные выражения позволяют рассчитать распределение потенциала полей горизонтального и вертикального отклонений электронного луча в дефлектроне при ширине изолирующего зазора $2\Delta =$ $=\text{const}$ и допущениях, принятых выше.

Положим V_v = 0 и рассчитаем распределение потенциала горизонтального поля отклонения в дефлектроне на основе выражений (7)–(9). Расчет производился в поперечном сечении z = const в полукруге, так как решение (7) центральносимметрично по θ; число точек расчета – 162, точки расположены по узлам прямоугольной сетки с шагом $0.1R$. При расчете выбрана точность 0.001, т. е. члены ряда, меньше 0.001, отбрасывались, счет прекращался. Для удобства расчетов принято V_h = 8. Число периодов дефлектрона выбрано 10. Отношение длины дефлектрона к диаметру взято $2NL/d \approx 3.3$, т. е. близко к оптимальному [10].

На рис. 4 приведены эквипотенциали, построенные по результатам расчета для сечения z = 0.

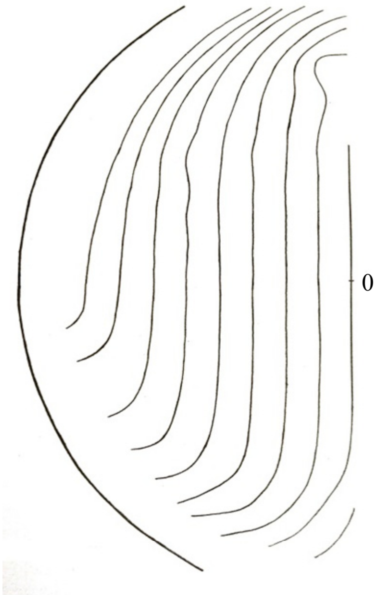


Рис. 4

Отклонение ширины изолирующего зазора от номинального значения при лазерной технологии имеет, как правило, периодический характер, например за счет перекрытия последовательности пятен излучения (рис. 5).

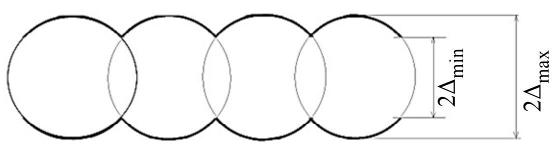


Рис. 5

В силу этого предлагается представить отклонение $\varepsilon(z)$ в виде периодической функции от z, например $\delta\cos(\beta z)$, где δ и β – некоторые константы. Известно, что периодические функции могут быть представлены рядом Фурье по синусам и косинусам, поэтому результат, полученный для $\varepsilon(z) = \delta\left[1+\cos(\beta z)\right]$, можно распространить на широкий класс периодических функций. Кроме того, удобно, чтобы $\varepsilon(z)$ была неотрицательной, поэтому запишем

$$\varepsilon(z) = \delta\left[1+\cos(\beta z)\right]. \quad (10)$$

Переходя к коэффициентам разложения для горизонтального и вертикального отклоняющих полей, получим для горизонтального поля

$$\varphi_h^-(r,\theta,z) = \frac{V_h\sqrt{2}}{\pi N}\times$$
$$\times\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\left[\frac{\sin N\lambda_m L}{(2n-1)\sin\lambda_m L/2}\times\right.$$
$$\times\left\{a_{nm}^{h-}\cos(2n-1)\theta+\left[b_{nm}^{h-}\sin(2n-1)\theta\right]\right\}\times$$
$$\left.\times\frac{I_{2n-1}(\lambda_m r)}{I_{2n-1}(\lambda_m R)}\cos\lambda_m z\right]; \quad (11)$$

$$\varphi_h^+(r,\theta,z) = \frac{V_h\sqrt{2}}{\pi N}\times$$
$$\times\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\left[\frac{\sin N\lambda_m L}{(2n-1)\sin\lambda_m L/2}\times\right.$$
$$\times\left\{a_{nm}^{h+}\cos(2n-1)\theta+\left[b_{nm}^{h+}\sin(2n-1)\theta\right]\right\}\times$$
$$\left.\times\frac{I_{2n-1}(\lambda_m r)}{I_{2n-1}(\lambda_m R)}\cos\lambda_m z\right], \quad (12)$$

где

$$a_{nm}^{h-} = a_{nm}^{h}(\lambda_m)\left[\frac{\sin(2n-1)\theta}{(2n-1)\theta}-\frac{(2n-1)}{3}\delta\right]-$$
$$-\frac{(2n-1)\delta}{6}\left[a_{nm}^{h}(\lambda_m^-)+a_{nm}^{h}(\lambda_m^+)\right],$$

$$a_{nm}^{h+} = a_{nm}^{h}(\lambda_m)\left[\frac{\sin(2n-1)\theta}{(2n-1)\theta}+\frac{(2n-1)}{3}\delta\right]+$$
$$+\frac{(2n-1)\delta}{6}\left[a_{nm}^{h}(\lambda_m^-)+a_{nm}^{h}(\lambda_m^+)\right],$$

$$a_{nm}^{h}(\alpha) = (-1)^{(n-1)(n-2)/2}\times$$
$$\times\frac{\pi}{2}(2n-1)\frac{J_{2n-1}(\alpha L/4)}{\alpha L/4}\cos\frac{\alpha L}{4},$$

$$b_{nm}^{h^-}=b_{nm}^{h}\left(\lambda_m\right)\left[\frac{\sin(2n-1)\theta}{(2n-1)\theta}-\frac{(2n-1)}{3}\delta\right]-$$
$$-\frac{(2n-1)\delta}{6}\left[b_{nm}^{h}\left(\lambda_m^-\right)+b_{nm}^{h}\left(\lambda_m^+\right)\right],$$
$$b_{nm}^{h^+}=b_{nm}^{h}\left(\lambda_m\right)\left[\frac{\sin(2n-1)\theta}{(2n-1)\theta}+\frac{(2n-1)}{3}\delta\right]+$$
$$+\frac{(2n-1)\delta}{6}\left[b_{nm}^{h}\left(\lambda_m^-\right)+b_{nm}^{h}\left(\lambda_m^+\right)\right],$$
$$b_{nm}^{h}\left(\alpha\right)=(-1)^{n(n-1)/2}\,t_{2n-1}\left(\frac{\alpha L}{4}\right)\sin\left(\frac{\alpha L}{4}\right).$$

Для вертикального поля

$$\varphi_v^-\left(r,\theta,z\right)=\frac{V_v\sqrt{2}}{\pi N}\times$$
$$\times\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{\sin N\lambda_m L}{(2n-1)\sin\lambda_m L/2}\times$$
$$\times\left\{a_{nm}^{v^-}\cos(2n-1)+\left[b_{nm}^{v^-}\sin(2n-1)\theta\right]\times\right.$$
$$\left.\times\frac{I_{2n-1}(\lambda_m r)}{I_{2n-1}(\lambda_m R)}\cos\lambda_m z\right\},$$
$$\varphi_v^+\left(r,\theta,z\right)=\frac{V_v\sqrt{2}}{\pi N}\times$$
$$\times\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{\sin N\lambda_m L}{(2n-1)\sin\lambda_m L/2}\times$$
$$\times\left\{a_{nm}^{v^+}\cos(2n-1)+\left[b_{nm}^{v^+}\sin(2n-1)\theta\right]\times\right.$$
$$\left.\times\frac{I_{2n-1}(\lambda_m r)}{I_{2n-1}(\lambda_m R)}\cos\lambda_m z\right\},$$

где

$$a_{nm}^{v^-}=a_{nm}^{v}\left(\lambda_m\right)\left(\frac{\sin(2n-1)\theta}{(2n-1)\theta}-\frac{(2n-1)}{3}\delta\right)-$$
$$-\frac{(2n-1)\delta}{6}\left[a_{nm}^{v}\left(\lambda_m^-\right)+a_{nm}^{v}\left(\lambda_m^+\right)\right],$$
$$a_{nm}^{v^+}=a_{nm}^{v}\left(\lambda_m\right)\left[\frac{\sin(2n-1)\theta}{(2n-1)\theta}+\frac{(2n-1)}{3}\delta\right]+$$
$$+\frac{(2n-1)\delta}{6}\left[a_{nm}^{v}\left(\lambda_m^-\right)+a_{nm}^{v}\left(\lambda_m^+\right)\right],$$
$$a_{nm}^{v}\left(\alpha\right)=(-1)^{n(n+1)/2}\,t_{2n-1}\left(\frac{\alpha L}{4}\right)\sin\left(\frac{\alpha L}{4}\right)\frac{\pi}{2},$$
$$b_{nm}^{v^-}=b_{nm}^{v}\left(\lambda_m\right)\left[\frac{\sin(2n-1)\theta}{(2n-1)\theta}-\frac{(2n-1)}{3}\delta\right]-$$
$$-\frac{(2n-1)\delta}{6}\left[b_{nm}^{v}(\lambda_m^-)+b_{nm}^{v}(\lambda_m^+)\right],$$
$$b_{nm}^{v^+}=b_{nm}^{v}\left(\lambda_m\right)\left[\frac{\sin(2n-1)\theta}{(2n-1)\theta}+\frac{(2n-1)}{3}\delta\right]+$$
$$+\frac{(2n-1)\delta}{6}\left[b_{nm}^{v}(\lambda_m^-)+b_{nm}^{v}(\lambda_m^+)\right],$$
$$b_{nm}^{v}\left(\alpha\right)=(-1)^{n(n-1)/2}(2n-1)\frac{\pi}{2}\frac{J_{2n-1}\left(\alpha L/4\right)}{\alpha L/4}\cos\frac{\alpha L}{4}.$$

Таким образом, получены выражения для расчета распределения потенциала горизонтального и вертикальных полей отклонения в дефлектроне с изолирующим зазором переменной ширины, при этом ширина зазора определяется выражением

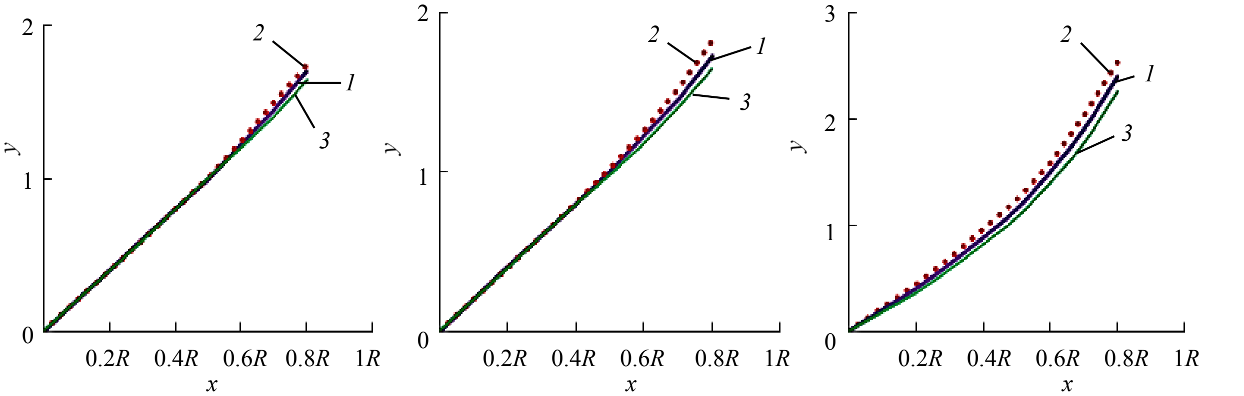
$$2\theta(z)=2\theta+2\delta\left[1+\cos(\beta z)\right].$$

Для случая $V_v = 0$, $V_h = 8$ было рассчитано распределение потенциала горизонтального отклоняющего поля по выражениям (11) и (12). Расчет производился для условий, аналогичных условиям расчета дефлектрона без искажений, т. е. для сечения z = const в полукруге, число точек расчета – 162, точки расположены по углам прямоугольной сетки с шагом $0.1R$, точность расчета 0.001, число периодов дефлектрона 10, отношение длины к диаметру 3.3. Расчеты распределения потенциала и электрического поля проводились для верхней (+) и нижней (–) оценок для зазоров вида 300 ± 100 мкм, 300 ± 50 мкм, 300 ± 10 мкм, длина полупериода колебаний $\frac{\pi}{\beta}$ из (10) принималась равной 500 и 50 мкм.

Результат теоретических расчетов приведен на рис. 6, 7, где представлены графики изменения потенциала (рис. 6) и напряженности электрического поля (рис. 7) вдоль оси x по оси y, равных: *а* – 0; *б* – $0.3R$, *в* – $0.6R$ для дефлектрона с постоянной шириной (кривые *1*), а также для дефлектрона с зазором переменной ширины 300 ± 100 мкм (верхняя оценка «+» – кривые *2*, и нижняя оценка «–» – кривые *3*).

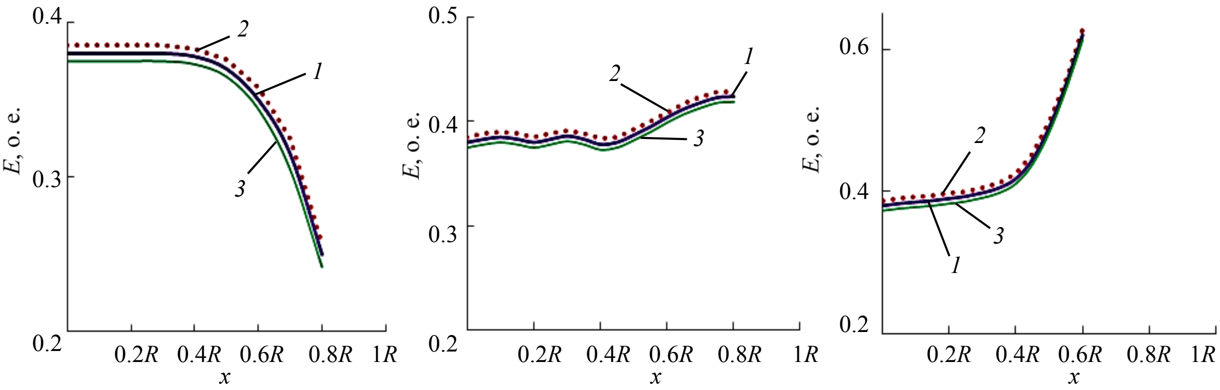
На рис. 8 приведено относительное изменение (в процентах) напряженности поля в границах верхней E^+ и нижней E^- оценок

$$\xi=\left(E^+-E^-\right)/E_0\cdot 100.$$



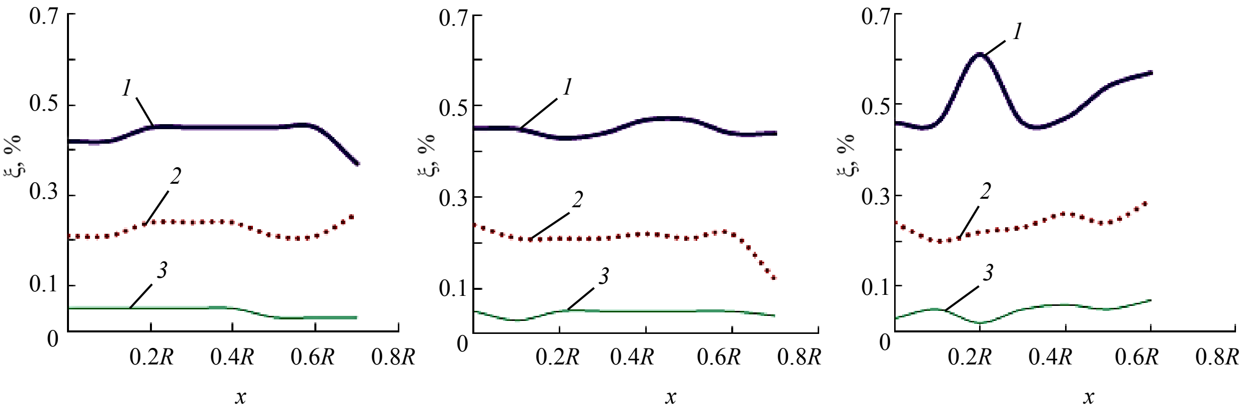
а *б* *в*

Рис. 6



а *б* *в*

Рис. 7



а *б* *в*

Рис. 8

где E_0 – напряженность поля в дефлектроне с постоянной шириной зазора; для линий $y = 0$, $y = 0.3R$, $y = 0.6R$ и для различных амплитуд (A) колебаний ширины зазора (10), длина полупериода везде принята равной 50 мкм. Данные теоретических расчетов границы относительного изменения напряженности поля в дефлектроне с зазором: *1* – $2\Delta = 300 \pm 100$ мкм, *2* – $\Delta = 300 \pm 50$ мкм, *3* – $2\Delta = 300 \pm 10$ мкм, проиллюстрированы графиками на рис. 8, *а*, *б*, *в*. Наибольшее относительное изменение напряженности отклоняющего поля наблюдается для дефлектрона с зазором $2\Delta = 300 \pm 100$ мкм, что соответствует амплитуде колебаний ширины зазора $A = 50$ мкм, при этом относительное изменение напряженности от нижней до верхней оценки не превышает 0.7 %. Следовательно, относительное изменение напряженности поля по сравнению с дефлектроном с постоянным зазором $2\Delta = 300$ мкм не превышает 0.35 %. С уменьшением амплитуды колебаний относительное изменение напряженности поля уменьшается и для дефлектрона с зазором $2\Delta = 300 \pm 10$ мкм ($A = 5$ мкм) уже не превышает 0.1 %.

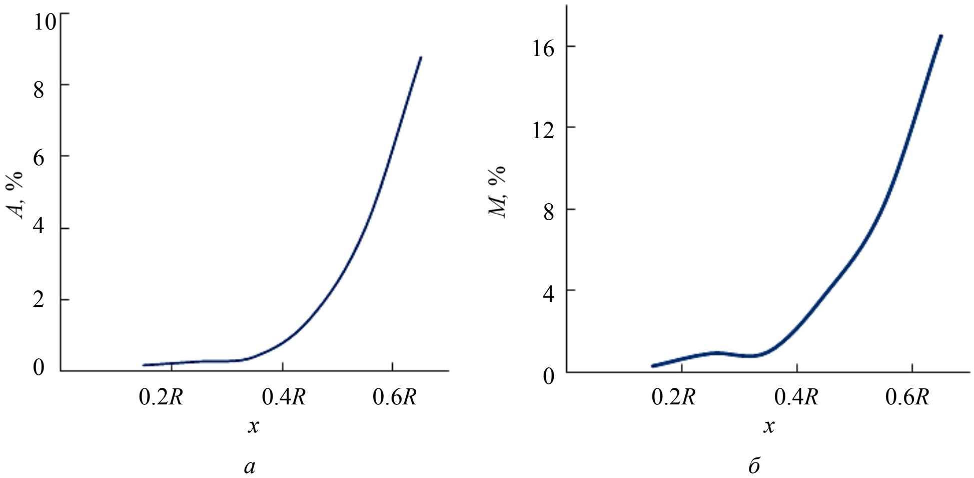


Рис. 9

Результаты численного расчета распределения потенциала и напряженности поля в дефлектроне с зазором 2Δ = 300 ± 50 мкм и длиной полупериода колебаний 50 и 500 мкм показывают, что изменение периода колебаний ширины зазора не вносит существенных изменений в распределение поля, так, при изменении длины периода в 10 раз изменение численных значений потенциала и напряженности поля не превышает 0.004 %.

По результатам теоретического расчета потенциала и напряженности отклоняющего поля в дефлектроне проводился численный расчет степени неоднородности отклоняющего поля в дефлектроне. Рассчитаны средняя и максимальная неоднородности отклоняющего поля для областей в виде колец в сечении z = const. Средняя (A) и максимальная (M) неоднородности отклоняющего поля для дефлектрона с изолирующим зазором постоянной ширины 2Δ = 300 мкм приведены на рис. 9, *а* и *б* соответственно.

Результаты расчета показывают, что для дефлектрона с изолирующим зазором 2Δ = 300 ± ± 100 мкм увеличение неоднородности отклоняющего поля в среднем не превышает 0.005 %, а для точек с максимальной неоднородностью – 0.03 %.

Таким образом, на основании решения уравнения Лапласа получены математические модели, описывающие распределение потенциала отклоняющего поля в электростатической отклоняющей системе, учитывающие такие искажения топологии пленочных электродов, как изменение ширины изолирующего зазора и отклонение форм электродов от идеальной, что позволяет оценить ухудшение однородности отклоняющего поля при указанных искажениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Оптимизация процесса нанесения фоторезиста методом планирования эксперимента / Г. Р. Сагателян, С. Б. Одиноков, А. С. Кузнецов, Е. А. Дроздова, А. Б. Соломашенко, А. Ю. Жердеев, С. С. Донченко, В. В. Николаев // Науч. обозр. 2013. № 12. С. 183–189.

2. Гуров С. А., Ерусамличик И. Г. Определение адгезии пленок фоторезистов // Электронная техника. Сер. 2: Полупроводниковые приборы. 1978. № 3 (121). С. 87–90.

3. Кузнецов А. Е., Пучнин К. В., Грудцов В. П. Методы создания химических рисунков на поверхности // Наноиндустрия. 2016. № 8 (70). С. 110–117.

4. Мокеев О. К., Романов А. С. Химическая обработка и фотолитография в производстве полупроводниковых приборов и микросхем. М.: Высш. шк. 1985.

5. Лазеры и технологии // Ф. Ф. Водоватов, А. А. Чельный, В. П. Вейко, М. Н. Либенсон / под общ. ред. д-ра техн. наук М. Ф. Стельмаха. М.: Энергия, 1975.

6. Левинсон Г. Р., Смилга В. И. Лазерная обработка тонких пленок // Квантовая электроника. 1978. Т. 3, № 8. С. 1637–1659.

7. Аваков С. М., Плебанович В. И. Безмасковая литография // Наноиндустрия. 2018. № S (82). С. 200–202.

8. Ritz E. Electron trajectories in twisted electrostatic deflectron yokes // IEEE Trans on Electron Devices. 1973. Vol. ED-2, № 11. P. 1042–1049.

9. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.

10. Oku K., Fukushima M. Analysis on electron pattern yoke camera tubes // IEEE Trans. on Electron Devices. 1986. Vol. ED-33, № 8. P. 1096–1097.

D. A. Gerasimov, V. A. Tupik
Saint Petersburg Electrotechnical University

INFLUENCE OF DISTORTIONS OF THE TOPOLOGY OF FILM CONDUCRORS OF AN ELECTROSTATIC UNIT ON THE DEGREE OF UNIFORMITY OF THE GENERATED ELECTRIC FIELD

Photolithography is one of the most common technological processes for the formation of a given topology of film conductors on a flat surface. However, if it is necessary to obtain a pattern in film conductors on a curved surface, for example, on the inner wall of a glass cylinder, significant difficulties arise, which ultimately affect the reproducibility of the technological process and the yield of suitable products. The article deals with the formation of a given topology of film conductors on the example of an electrostatic unit for deflecting an electron beam made of glass and having the shape of a cylinder. The features of the resulting topology, made using photolithography and when the film is evaporated from a glass surface by a series of laser pulses, are compared. The influence of the distortion of the width of the insulating gap between the film electrodes on the degree of homogeneity of the generated electrostatic deflecting field is estimated. The results obtained make it possible to set technological tolerances when organizing the production of such film assemblies of radio electronic equipment (REA).

Film electrostatic nodes, Laplace equations, topology distortion, laser lithography

УДК 62-83+ 681.513

Чыонг Д. Д., Белов М. П.
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)

Разработка математической модели нелинейных электроприводов экзоскелета и подчиненного управления с самонастройкой на основе нейронной сети

Предлагается подчиненное регулирование с самонастраивающейся адаптацией коэффициентов контура положения аналоговой нейронной сетью для нелинейного электропривода экзоскелета. Нейронная сеть (НС) обладает мощными возможностями непрерывного обучения, адаптации и решения проблемы нелинейности, дает новый нелинейный нейросетевой регулятор на основе пропорционального интегрального дифференциального (ПИД) управления. Для коррекции коэффициентов традиционных ПИД-регуляторов предлагается применять нейронную сеть, позволяющую самонастраивать коэффициенты напрямую по ее выходам на основе ошибок системы управления. Разработка динамической модели экзоскелета включает пять звеньев двух ног и корпуса с учетом нелинейных электроприводов как управляемый объект. Нелинейный подход при моделировании обусловлен применением системы управления электроприводами экзоскелета в различных условиях. Звенья и электропривод экзоскелета являются многомассовой вращающейся в двух направлениях системой с нелинейностями в виде вязкого и кулоновского трений, упругостью и внешним возмущением. Рассматривается метод подчиненного регулирования в сочетании с нейронной сетью для нелинейных электроприводов экзоскелета при следящем управлении траекторией суставов экзоскелета. Исследование выполнено в программе MatLab/Simulink, результаты которого иллюстрируют эффективность предложенного метода управления.

Экзоскелет, электропривод, регулятор, самонастройка, нейронная сеть, математическая модель

Экзоскелетом называется носимый робот, оснащенный системой мехатроники, разработанный для обеспечения гармоничных рабочих отношений с человеческим телом. Взаимодействие между пациентом и экзоскелетом должно быть механически совместимо с анатомией тела чело-