

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ФЛЮКСМЕТРА

В статье приводятся результаты расчетов, сделанных с целью оценки зависимости общих выводов относительно режима работы датчика флюксметра от принятых исходных данных.

Теоретическое исследование работы датчика электростатического флюксметра (называемого также динамическим полимером, электростатическим генератором) сводится к анализу решений уравнения, которым определяется изменение свободного заряда $q(t)$ на измерительной пластине (t — время) [1], [4].

$$q'(t) + \frac{1}{rC(t)} q(t) - \frac{ES(t)}{4\pi rC(t)} = 0 \quad (1)$$

или этого же уравнения в преобразованном виде, определяющего изменение полного заряда пластины $Q(t)$ [2], т. е.

$$Q'(t) + \frac{1}{rC(t)} Q(t) - \frac{ES'(t)}{4\pi} = 0. \quad (2)$$

Входное сопротивление r и напряженность поля E принимаются постоянными, а экспонируемая площадь измерительной пластины $S(t)$ и вообще ее емкость $C(t)$ являются периодическими функциями времени t , частоту которых обозначим через ω . Очевидно, что необходимые в конечном счете величины (ток i , текущий по сопротивлению r , и потенциал измерительной пластины v) определяются следующими соотношениями:

$$i = q'(t) = \frac{Q'(t)}{rC(t)}, \quad v = rq'(t) = \frac{Q'(t)}{C(t)}. \quad (3)$$

Общие выводы о режиме работы датчика можно сделать на основании анализа сложного решения основного уравнения для случая, рассмотренного в статье [1]. В этом случае кривая $S(t)$ имеет пилообразную форму, а $C(t)$ изменяется начиная с некоторого минимального значения C_0 в соответствии с изменением $S(t)$, а именно:

$$C(t) = C_0 + a [S_0 - S(t)] \quad (4)$$

(a — некоторый коэффициент, S_0 — общая площадь измерительной пластины). Эти выводы получаются также при рассмотрении очень простого решения в случае, когда емкость $C(t)$ принимается постоянной [$C(t) = C$, а $S(t)$ изменяется гармонически [2]:

$$S(t) = \frac{S_0}{2} (1 + \cos \omega t). \quad (5)$$

На рис. 1 представлены в виде функции параметра $\beta = \frac{1}{\omega r C}$ ток i , потен-

циал v и мощность ω , выделяемая на входном сопротивлении, r , рассчитанные для второго случая (в относительных единицах). В зависимости от величины β получаются два предельных режима: токовый при $\beta \gg 1$ и режим напряжения при $\beta \ll 1$. Максимальная мощность $\bar{\omega}$ выделяется при $\beta = 1$ (что можно кратко записать в виде $\beta(\bar{\omega}) = 1$). Эти кривые характерны и для общего случая. Например, дополнительный расчет, сделанный для пилообразного изменения $S(t)$ при постоянной емкости C , привел к изменению $\beta(\bar{\omega})$ только на 2%, $[\beta(\bar{\omega}) = 1,02]$.

В зависимости от величины β изменяется также сдвиг фазы кривых тока $i(t)$ [или потенциала $v(t)$]. Так как в общем случае эти кривые имеют сложный вид, сдвиг фазы $\varphi(\beta)$ оценивался по нулевым значениям $i(t)$. На рис. 2 приводятся результаты расчетов $\varphi(\beta)$ для трех случаев, когда: 1) $S(t)$ изменяется гармонически, емкость C постоянна; 2) $S(t)$ изменяется

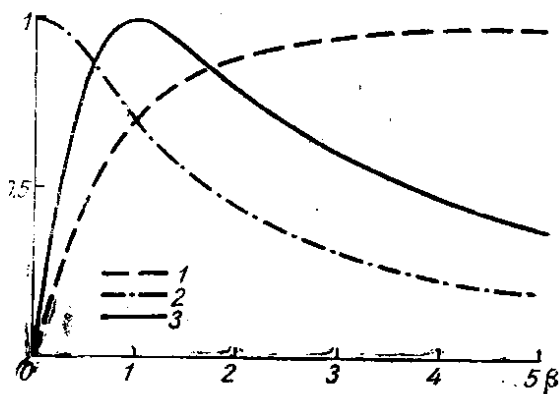


Рис. 1. Зависимость тока $i(t)$, потенциала $v(t)$ и мощности $\omega(t)$ от параметра β при синусоидальном изменении $S(t)$ и постоянной емкости C .

пилообразно, C постоянна; 3) $S(t)$ изменяется пилообразно и согласно формуле (4) изменяется $C(t)$, причем отношение максимального значения

$C(t) = C_m$ к минимальному значению C_0 взято равным 4. Как видно из этого рисунка, для всех рассмотренных случаев получаются даже количественно довольно близкие результаты.

В зависимости от выбора закономерности изменения $S(t)$ [а также $C(t)$] значительно изменяется только форма кривой тока $i(t)$ [или потенциала $v(t)$], но, как замечено в работе [2], это изменение формы кривой часто бывает несущественным вследствие того, что высшие гармоники обычно сглаживаются усилителем. При гармоническом изменении $S(t)$ (формула 5) и постоянной емкости C вид кривых $i(t)$ не зависит от параметра β ; они имеют всегда синусоидальную форму. Примеры кривых $i(t)$ в случае пилообразного изменения $S(t)$ и $C(t)$ для различных величин параметра

$kr = \frac{C_m - C_0}{\pi} \omega r$ и соответствующие формулы даны в [4]. При постоянном C эти формулы приводят к неопределенным выражениям, поэтому

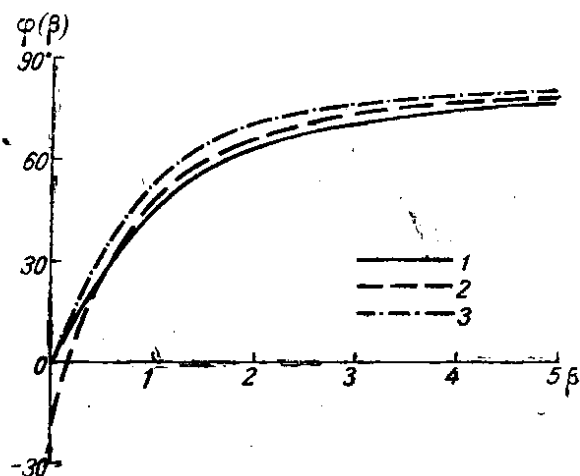


Рис. 2. Зависимость сдвига фазы $\varphi(\beta)$ от параметра β .

1 — при синусоидальном изменении $S(t)$ и постоянной емкости, 2 — при пилообразном изменении $S(t)$ и постоянной емкости, 3 — при пилообразном изменении $S(t)$ и $C(t)$, $\frac{C_m}{C_0} = 4$. Сдвиг нуля $v(t)$ или $i(t)$ по отношению к нулю $S(t)$ равен $90^\circ - \varphi(\beta)$.

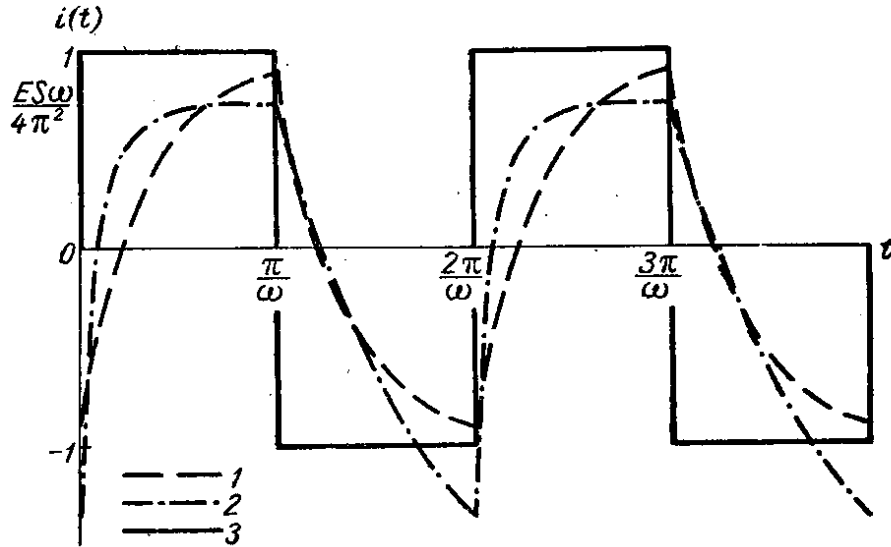


Рис. 3. Форма кривой тока на выходе электростатического генератора при пилообразном изменении $S(t)$.
 1 — при $\beta = 1$ и постоянном C , 2 — при пилообразном изменении $S(t)$ и $C(t)$, $\left(\frac{C_M}{C_0}\right) = 4$, 3 — при $\beta \rightarrow \infty$.

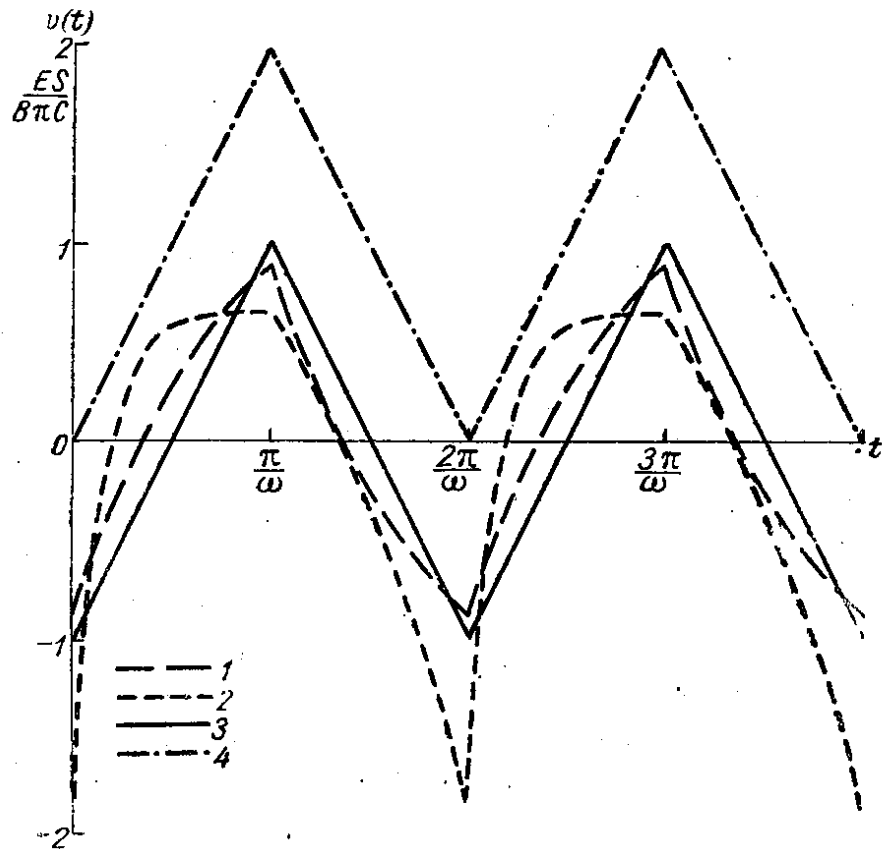


Рис. 4. Формы кривой напряжения на выходе электростатического генератора.
 1 — при $\beta = 0,4$ и постоянном C , 2 — при пилообразном изменении $S(t)$ и $C(t)$, $\left(\frac{C_M}{C_0}\right) = 4$, $C_M = \frac{4}{3} C$; 3 — при $\beta \rightarrow 0$, 4 — при $r = \infty$ и отсутствии свободного заряда на пластине.

укажем окончательный результат соответствующего расчета для последнего случая:

$$i_0 = \frac{ES_0\omega}{4\pi^2} \left(1 - \frac{2}{1 + e^{-\pi\beta}} e^{-\beta\omega t} \right), \quad (6)$$

$$i_3 = - \frac{ES_0\omega}{4\pi^2} \left(1 - \frac{2}{1 + e^{-\pi\beta}} e^{-\beta\omega t} \right), \quad (6a)$$

где i_0 и i_3 — ток во время открывания и закрывания измерительной пластины; время t отсчитывается здесь соответственно от начала открывания (закрывания). На рис. 3 даны примерные кривые $i(t)$ с указанием предельной кривой для больших β , а на рис. 4 — кривые $v(t)$ с указанием предельной кривой для малых β . Наиболее заметное отличие кривых при постоянной емкости C от соответствующих кривых при изменяющейся $C(t)$ состоит в том, что первые кривые симметричны относительно нулевой линии, тогда как при принятом большом значении $\left(\frac{C_m}{C_0} = 4\right)$ асимметрия кривых во втором случае хорошо видна уже при $\beta = 1$ (беря $C = \frac{3}{4} C_m$) и резко увеличивается с уменьшением β . Отметим еще одну деталь: при стремлении $C(t)$ к постоянной величине C и β , стремящимся к нулю, в пределе кривая $v(t)$ имеет пилообразный вид и симметрична относительно нулевой линии, хотя, непосредственно рассматривая случай $rC \rightarrow \infty$, можно нарисовать кривую $v(t)$ той же формы, но лежащую выше (рис. 4, кривая 4). Эта неувязка объясняется тем, что при $r = \infty$, давая измерительной пластине тот или иной добавочный заряд, можно сдвинуть кривую $v(t)$ в любое положение, тогда как предельный переход к установившейся форме кривой ($t \rightarrow \infty$, $r \rightarrow \infty$) исключает возможность произвольного выбора добавочного постоянного заряда.

Практически изменения $C(t)$ обычно малы вследствие значительной емкости монтажа (соединительного кабеля и пр.), а изменения $S(t)$ в зависимости от конструкции прибора могут иметь пилообразный [3] или синусоидальный вид [5]; первый вариант встречается чаще.

ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. ГТТИ, М. 1957.
2. Бовшеверов В. М. Динамические приборы для измерения электрических полей и зарядов. Труды геофизич. ин-та АН СССР, № 14 (141). 1952.
3. Имянитов И. М., Михайловская В. В., Зиганов Н. П., Стрельцова М. Б. Приборы для длительных измерений напряженности электрического поля в сложных метеорологических условиях. Изв. АН, сер. геофизич., № 9. 1956.
4. Имянитов И. М. Приборы для измерения напряженности электрического поля и их применение. Журн. технич. физ., № 9. 1949.
5. Buben J. The dynamic gradient-graph of the electric potential in the atmosphere, *Studia geophysica et geodaetica*, 2, N 3. 1958.