

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ИМПУЛЬСАХ

К. К. СОНЧИК

(Представлено профессором доктором А. А. Воробьевым)

Изучение электропроводности твердых диэлектриков в высоких электрических полях на постоянном напряжении неизбежно связано с тепловыми процессами, с поляризацией и рядом других нежелательных явлений. Было бы интересно знать, как ведут себя электроны в ионных кристаллах в полях, близких к пробивным, при электрическом пробое. С этой точки зрения изучение электропроводности на импульсном напряжении, когда исключено влияние поляризации, нагрева и других вторичных факторов, является важной задачей; импульсные измерения позволили бы получить важные данные о зависимости проводимости от времени.

Измерение импульсной электропроводности в конечном счете сводится к измерению осциллографическим или другим путем тока, протекающего через образец. При постоянном напряжении исследования проводятся обычно с помощью гальванометров и электрометров. При воздействии на диэлектрик импульсного напряжения указанные приборы вследствие их значительной инерционности оказываются непригодными для измерения импульсных токов. Обычно в этом случае применяют осциллограф, как прибор, обладающий очень малой инерцией и в то же время позволяющий визуально наблюдать изменение тока во времени. Осциллографируя напряжение на известном сопротивлении, включенном последовательно с образцом, можно определить величину тока проводимости.

Перед нами стояла задача выбора схемы и методики измерения импульсной электропроводности ионных кристаллов в высоких электрических полях и выяснения возможностей применения некоторых схем для измерения в твердых диэлектриках импульсных токов продолжительностью $10^{-8} \div 10^{-7}$ сек.

При измерении импульсной электропроводности исследователи встречаются с емкостными токами, имеющими место при всяком изменении напряжения на диэлектрике и затрудняющими интерпретацию результатов.

В работе Турнера и Льюиса [1] электропроводность содоизвесткового стекла измерялась при воздействии импульса напряжения с фронтом, линейно нарастающим до амплитуды за 150 мксек. Емкостный ток в этом случае был относительно небольшим и мог быть легко

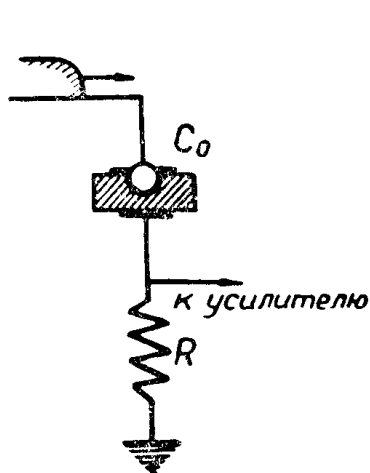
определен расчетным путем. На трудности, связанные с емкостными токами, указывал и Келлер [2], ограничив свои измерения по электропроводности стекла импульсами не короче $8 \cdot 10^{-5}$ сек для температур не ниже 60°C .

Прикладывая к образцу с последовательно включенным с ним сопротивлением (фиг. 1) импульс напряжения, мы, кроме тока проводимости образца, обнаруживаем и емкостный ток, обусловленный изменяющимся напряжением на фронте импульса. Этот ток при времени нарастания фронта импульса порядка $10^{-7} \div 10^{-8}$ сек оказывается намного больше тока проводимости, например, образца каменной соли, даже при напряженности электрического поля, близкой к пробивной, при комнатной температуре. Таким образом, через образец и сопротивление R будут протекать два тока: ток проводимости и емкостный ток. Задача заключается в том, чтобы мешающий измерению емкостный ток каким-либо образом отвести или как-то компенсировать.

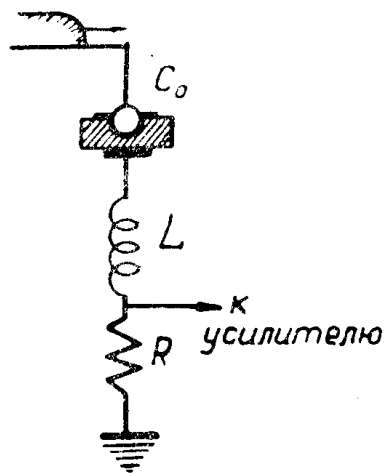
Естественно, возникает вопрос о возможности компенсации емкости образца и электродной системы C_0 некоторой индуктивностью L . Схема в этом случае принимает вид фиг. 2, а индуктивность L определяется из условия компенсации реактивных составляющих падения напряжения

$$\frac{I}{\omega C_0} = I \omega L \text{ или } L = \frac{1}{\omega^2 C_0},$$

где ω — угловая частота.



Фиг. 1. Схема диэлектрика с измерительным сопротивлением

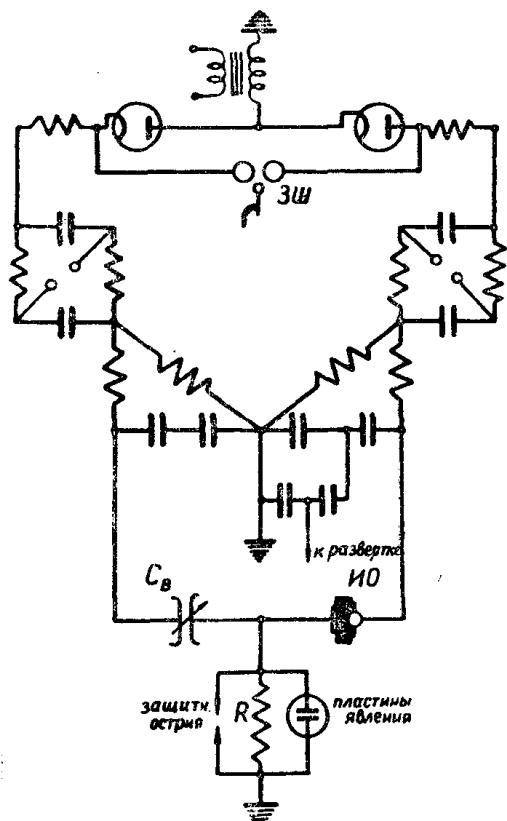


Фиг. 2. Схема компенсации емкостного тока индуктивностью

Чаще всего в лаборатории имеют дело с импульсами высокого напряжения, фронт которых представляет экспоненту. Эту экспоненту можно разложить на синусоидальные составляющие в ряд Фурье и, следовательно, при заданной емкости C_0 и индуктивности L можно говорить о компенсации лишь одной составляющей. Все остальные будут не компенсированы и, следовательно, появятся соответствующие емкостные токи.

В 1941 году Рэйс [3] предложил схему измерения предпробивных токов в диэлектриках с компенсацией емкостного тока (фиг. 3).

По существу это была мостовая схема. Компенсация емкостных токов с помощью мостовых схем использовалась рядом авторов [3, 4, 5, 6], однако условия, в которых они работали (более низкие напряжения, более длинные времена, небольшие частоты, значительные проводимости), были гораздо легче, чем при работе с твердыми диэлектриками на коротких временах.



Фиг. 3. Схема Рэйса

ного тока потечет и ток проводимости, который на сопротивлении R создаст падение напряжения небаланса. Это напряжение фиксировалось осциллографом.

Рэйс применял свою схему в основном для измерения токов в жидкостях со сравнительной высокой проводимостью. При этом ток проводимости был достаточным, чтобы падение напряжения на сопротивлении R вызвало заметное отклонение луча на экране осциллографа.

Однако даже для этих опытов Рэйсу пришлось применять сопротивление R , равное 1 мгом. Иначе обстоит дело с твердыми диэлектриками. Токи в них очень малы и падение напряжения даже на сопротивлении $R = 1$ мгом не удастся заметить на осциллографической трубке при непосредственном подключении пластин явления к указанному сопротивлению.

Поскольку невозможно абсолютно точно сбалансировать схему, то часть емкостного зарядного тока будет протекать по сопротивлению R , отчего приходится ограничивать величину последнего. Кроме того, при увеличении сопротивления R пластины осциллографа будут оказывать все более шунтирующее действие. Именно вследствие

Схема Рэйса состояла из двух симметричных половин, в каждой из которых находился генератор импульсных напряжений (ГИН). В одно плечо этой мостовой схемы включалась камера с испытуемым образцом (ИО), а в другое — регулируемый воздушный конденсатор без потерь C_v . Каждый из генераторов вырабатывал импульсы напряжения одинаковой амплитуды и формы, но противоположной полярности. При поджигании запальных шаров (ЗШ) схема срабатывала; к испытуемому образцу и воздушному конденсатору C_v прикладывались импульсы напряжения противоположной полярности и, если емкости образца и конденсатора были установлены одинаковыми, то возникающий емкостный ток компенсировался, не создавая на сопротивлении R никакого падения напряжения. Поскольку образец диэлектрика обладает, хотя и очень большим, но все же конечным активным сопротивлением, то через то плечо схемы, где он включен, кроме емкост-

этих причин Рэйс вынужден был применять сравнительно длинные (280 мксек) импульсы и сопротивление $R = 1$ мгом.

Работа схемы целиком зависела от точности балансировки ее частей. Даже при одинаковых емкостях образца ИО и воздушного конденсатора C_0 мог появиться ток небаланса вследствие того, что формы и амплитуды импульсов, вырабатываемых обоими ГИНами, все же могли отличаться друг от друга, например, за счет трудно учитываемых паразитных емкостей и индуктивностей. При работе с жидкостями, обладающими сравнительно высокой проводимостью, это отличие не могло сильно сказаться на результатах измерений, но при исследовании твердых диэлектриков оно могло иметь решающее значение.

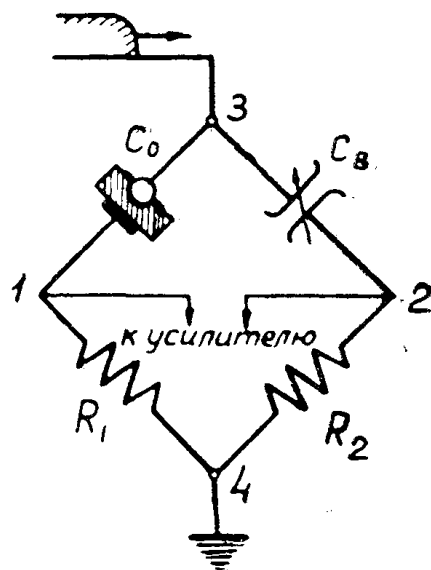
На установке, собранной по схеме Рэйса, нами был замечен ток проводимости в глицерине, но в твердых диэлектриках (каменная соль) тока проводимости обнаружить не удалось.

Неуверенность в одинаковости форм и амплитуд импульсов обеих половин схемы Рэйса и, следовательно, неуверенность в точности ее балансировки побудили нас опробовать схему для испытания лишь одним импульсом (фиг. 4). Идея компенсации емкостного тока оставалась той же самой, что и в схеме Рэйса, однако к точкам моста 3—4 подводился импульс напряжения только от одного ГИНа. За счет тока проводимости образца потенциалы точек 1 и 2 отличались друг от друга, что и предполагалось зафиксировать на осциллографе, включенном в диагональ 1—2 моста.

Мостовые схемы хотя и хороши по своей идее компенсации емкостного тока, но их настройка при малых токах проводимости и коротких импульсах очень сложна. Мы попытались обойти это затруднение, применив простую последовательную схему без компенсации емкостного тока (фиг. 5).

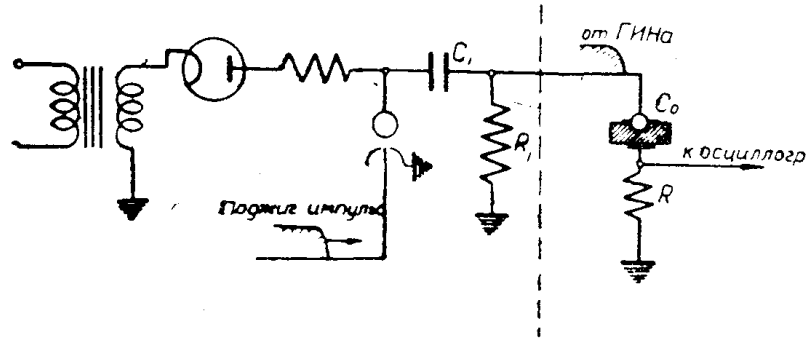
Генератор импульсных напряжений (часть схемы слева от пунктирной линии) вырабатывал одиночные импульсы напряжения с крутым фронтом и плоской вершиной, которые прикладывались к цепочке $C_0 R$ (где C_0 — емкость образца). При достаточно малых C_0 и R импульсы не искажались по форме и могли быть приняты за воздействующие на образец. При воздействии на образец фронта импульса по цепочке $C_0 R$ протекал емкостный ток, значительно превышающий ток проводимости образца. Мы начинали измерения с того момента времени, когда емкостный ток прекращался, то есть когда начиналась плоская вершина импульса, и поэтому всячески старались сократить длину фронта импульса. Наименьшая длительность фронта в наших опытах составляла $(2 \div 3) \cdot 10^{-8}$ сек.

Измерения электропроводности производились при действии на образец „плоской“ вершины импульса. В этом случае также протекал емкостный разрядный ток, хотя и значительно меньший по величине. Дело в том, что вершина импульса в действительности не является



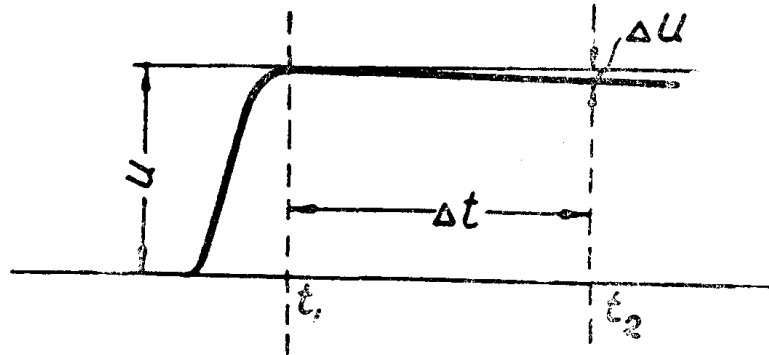
Фиг. 4. Мостовая схема с симметричным выходом для измерения электропроводности диэлектриков

плоской, а представляет экспоненту, но только с большой постоянной времени T_1 , обусловленной параметрами C_1 и R_1 схемы. Чем больше C_1 и R_1 , тем более плоской будет вершина импульса. Увеличивать $T_1 = C_1 R_1$ только за счет увеличения R_1 нельзя, т. к. искра будет слабой и неустойчивой при зажигании тригatrona. Нужно увеличивать и емкость C_1 . Выполнить практически это не всегда возможно, т. к. конденсатор C_1 обычно высоковольтный, и габариты его получаются весьма большими.



Фиг. 5. Простая последовательная схема для измерения электропроводности диэлектриков без компенсации емкостного тока

Емкостный разрядный ток i_c при воздействии на образец плоской части импульса можно грубо подсчитать, зная емкость образца C_0



Фиг. 6. К определению емкостного тока при воздействии на образец «плоской» вершины импульса

и величину снижения напряжения ΔU импульса за исследуемый промежуток времени Δt (фиг. 6):

$$i_c = C_0 \frac{\Delta U}{\Delta t},$$

причем
$$\Delta U = U \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{T_1}} \right),$$

где U — амплитуда импульса в момент t_1 ;
 $\Delta t = t_2 - t_1$ — интервал времени, в течение которого измеряется электропроводность;
 $T_1 = C_1 R_1$ — постоянная времени спада «плоской» вершины импульса.

Если ток i_c много меньше тока проводимости, который для каменной соли мы принимали $\approx 10^{-8} a$, то измерение последнего возможно. В противном случае, если это допустимо по техническим условиям, следует увеличить C_1 и R_1 .

При работе с рассмотренными схемами падение напряжения, обусловленное током проводимости диэлектрика на сопротивлении R (фиг. 1), на сопротивлениях R_1 и R_2 (фиг. 4) и на сопротивлении R (фиг. 5), оказывалось недостаточным для наблюдения на осциллографической трубке при непосредственном подключении пластин явления к указанным сопротивлениям. Увеличение последних не могло привести к желаемому результату, так как в большинстве случаев увеличивалась постоянная времени зарядки емкости образца, то есть увеличивалось время протекания емкостного зарядного тока. Поэтому во всех исследованных нами схемах в качестве промежуточного звена между измерительным сопротивлением и осциллографической трубкой применялся импульсный усилитель. Для защиты усилителя от перенапряжений, возникающих от емкостных токов, а также в случае пробоя образца, параллельно входным клеммам усилителя включалась неоновая лампочка, выполняющая роль разрядника. Следует также отметить, что при работе по схеме фиг. 4 необходимо применять усилитель с симметричным относительно земли входом, причем при воздействии фронта импульса диагональ 1—2 моста и вход усилителя будут находиться под высоким потенциалом относительно земли.

Нам не удалось подобрать осциллограф заводского изготовления со встроенным в него усилителем. Обычно такие осциллографы рассчитаны на фотографирование периодических, а не одиночных импульсов, а их усилители имеют сравнительно небольшую полосу пропускаемых частот и небольшой коэффициент усиления.

В наших опытах применялся осциллограф, изготовленный в лаборатории кафедры ТВН Томского политехнического института на базе высоковольтной осциллографической трубки 13ЛО2С с ускоряющим напряжением 30 кВ, и усилитель одиночных импульсов. Усилитель должен быть широкополосным, чтобы пропускать импульсы с крутым фронтом без заметного искажения и, кроме того, иметь большой коэффициент усиления, чтобы выходное напряжение усилителя было достаточным для заметного отклонения луча при подключении пластин явления осциллографа непосредственно к выходу усилителя. Сочетание в одном усилителе широкой полосы пропускания Δf и большого коэффициента усиления K имеет свои ограничения, так как для данного усилителя всегда должно выполняться условие $\Delta f \cdot K = \text{const}$. Сравнительно легко построить усилитель с большим коэффициентом усиления, но малой полосой пропускания, и наоборот. Выполнение усилителя с большими Δf и K сложно (до нескольких десятков ламп) и дорого. Еще более сложна его настройка ввиду возможного самовозбуждения. Не всегда помогают и такие меры, как экранирование каскадов и их раздельное питание. Кроме того, при увеличении коэффициента усиления все более сказываются шумы, как в сопротивлениях схемы, так и в самом усилителе. Эти шумы часто ставят предел увеличению коэффициента усиления, так как они становятся сравнимыми с исследуемым сигналом или больше его.

Шумы возникают вследствие беспорядочного теплового движения электронов в сопротивлениях схемы даже без приложения напряжения. Это тепловые шумы. Они тем более заметны, чем меньше измеряемый ток и чем короче интервал времени измерения, то есть чем шире полоса пропускаемых частот усилителя. Если мы хотим

измерить электропроводность на импульсах с фронтом $t_{\phi} = 10^{-8}$ сек, то полоса Δf пропускаемых частот усилителя должна быть:

$$\Delta f \geq \frac{0,35}{t_{\phi}} = 35 \text{ мГц.}$$

Напряжение тепловых шумов на некотором сопротивлении R можно вычислить по формуле

$$U_T^2 = 4 \kappa TR \Delta f,$$

где U_T^2 — среднее значение квадрата напряжения тепловых шумов,
 T — абсолютная температура °К,
 κ — постоянная Больцмана,
 Δf — полоса частот.

Обычно импульсные усилители имеют высокоомный вход и если сигнал снимается с низкоомного сопротивления схемы R , то этим последним и будут определяться тепловые шумы.

Например, при $R = 1000$ ом и $\Delta f = 35$ мГц при комнатной температуре ($T = 300^\circ K$) имеем:

$$U_T = \sqrt{4 \kappa TR \Delta f} = \sqrt{4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \cdot 1000 \cdot 35 \cdot 10^6} = 24 \text{ мкВ.}$$

Принимая для ионных кристаллов [7] ток в предпробивных полях порядка $i = 10^{-8}$ а, находим напряжение сигнала U_c на сопротивлении $R = 1000$ ом:

$$U_c = iR = 10^{-8} \cdot 1000 = 10^{-5} \text{ в} = 10 \text{ мкВ.}$$

Таким образом, $U_T > U_c$ и сигнал не будет виден из-за шумов. Поскольку напряжение тепловых шумов пропорционально корню квадратному из сопротивления R , а напряжение сигнала пропорционально просто R , то на первый взгляд относительное снижение этих шумов можно было бы осуществить увеличением R .

Однако это не всегда возможно. Неточная балансировка мостовых схем (фиг. 3, 4) приводит к наличию большого емкостного тока. Кроме того, в схемах фиг. 4 и фиг. 5 увеличение R приводит к увеличению постоянной времени зарядки образца $T = C_0 R$, где C_0 — емкость образца с электродной системой. При $R = 10^4$ ом и $C_0 = 10^{-11}$ ф (фиг. 5) получаем $T = 10^{-7}$ сек, то есть на образце ни при каких условиях не удастся получить импульс с фронтом короче 10^{-6} ÷ 10^{-7} сек.

Кроме шумов, возникающих на измерительном сопротивлении R , существуют и шумы в самом усилителе. К ним относятся шумы от дробового эффекта в основном первой усилительной лампы. Предполагаем, что первой лампой является пентод 6Ж4. Тогда сопротивление, эквивалентное шумам лампы, пересчитанное из анодной цепи в сеточную, можно принять равным $R_L = 720$ ом. Полагая паразитную емкость на входе усилителя равной $2 \cdot 10^{-11}$ ф, находим шумы, обусловленные дробовым эффектом:

$$U_L^2 = 4 \kappa TR_L \Delta f \left[1 + \frac{1}{3} (2 \pi \Delta f C R)^2 \right] = 31,4 \cdot 10^{-10} \text{ в}, \quad U_L = 56 \text{ мкВ,}$$

причем T, R и Δf имеют значения, принятые выше. Полное напряжение помех на входе усилителя:

$$U_n = \sqrt{U_T^2 + U_a^2} = 60 \text{ мкв.}$$

Принимаем отношение напряжения сигнала к напряжению помех равным 5, тогда напряжение сигнала должно быть не менее 300 мкв, а ток сигнала при $R = 1000 \text{ ом}$ должен быть не менее $3 \cdot 10^{-7} \text{ а}$ при заданной длительности фронта импульса ($t_{\phi} = 10^{-7} \div 10^{-8} \text{ сек}$).

Чтобы получить на выходе усилителя напряжение порядка 100 в, даже при таком токе в сопротивлении R , необходим коэффициент усиления

$$K = \frac{100}{300 \cdot 10^{-6}} = 3,3 \cdot 10^5.$$

Понятно, что об усилении токов порядка $10^{-8} \div 10^{-9} \text{ а}$ при длительности фронта импульса $t_{\phi} = 10^{-8} \text{ сек}$ пока не приходится говорить.

Нас интересовал вопрос об измерении электропроводности каменной соли при комнатной температуре. Приведенный ориентировочный расчет показал, что при импульсах указанной длительности это невозможно. Импульсные токи можно исследовать при временах более длинных или при искусственном увеличении электропроводности диэлектрика путем нагревания, рентгенизации и т. д.

Мы не останавливаемся на вопросах снижения собственных шумов усилителя, повышения его коэффициента усиления и расширения полосы пропускаемых частот. Вопросы расчета и конструирования импульсных усилителей освещены в соответствующей литературе. Укажем лишь, что некоторое снижение шумов все же не решает до конца поставленной задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Turner C. H. Lewis W. E. Электропроводность аморфных твердых изоляционных материалов. Nature, 159, № 4036, 334-335, 1947.
2. Keller K. J. Пробой и электропроводность стекла. Physica 17, 5, 511, 1951.
3. Race H. Измерение предпробивных токов в диэлектриках с помощью катодноручевого осциллографа GER 44,8, 445, 1941.
4. Hagenuth J. H. Liao T. W. Метод обнаружения импульсной ионизации. Tr. AIEE 71, 3, 161, 1952.
5. Файницкий В. М. Осциллографирование токов в изоляции. Электричество № 4, 76, 1951.
6. Francis G. Рост безэлектродных разрядов в водороде. Proc. Phys. Soc 68,3, 423B, 137, 1955.
7. Hirrel A. Электропроводность изолирующих кристаллов в высоком электрическом поле. Phys. Rev 54, 12, 1096, 1938.