

05

©1993 г.

О КОНЦЕНТРИРОВАНИИ ФОНОНОВ И АНИЗОТРОПИИ НЕПОЛНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В КРИСТАЛЛАХ NaCl

В.В.Зубрицкий

Проанализированы экспериментальные данные за период с 1930 по 1990 г. и установлена зависимость ориентаций неполного электрического пробоя кристаллов NaCl от величины

$$R_{\text{в}} = \frac{\Delta V}{\Delta t_{\text{в}}} \frac{1}{E(t_{\text{в}})_{\text{пр}}},$$

где V — напряжение, $t_{\text{в}}$ — время воздействия до начала пробоя, $E(t_{\text{в}})_{\text{пр}}$ — электрическая прочность кристаллов.

Объяснена противоречивость данных различных авторов по зависимости ориентации пробоя от перенапряжения сопутствующим влиянием на ориентацию разрядов скорости изменения напряжения на электродах. Рассчитаны направления и им соответствующие коэффициенты концентрирования, удовлетворяющие условию локального максимума, продольных, быстрых и медленных поперечных акустических фононов и проведено их сравнение с ориентацией каналов пробоя с учетом зависимости направлений треков от скорости изменения напряжения и полярности импульсов. Показано, что в рамках гипотезы пробоя кристаллов NaCl вдоль фононных струй с учетом избирательности каналов пробоя к направлениям фокусировки различных фононных мод при $E = 0$ нельзя удовлетворительно объяснить экспериментальные результаты.

Для объяснения закономерностей неполного электрического пробоя кристаллов в [1] предложена модель формирования каналов разрядов вдоль направлений максимального концентрирования фононов [2,3]. Предварительные результаты по ее проверке показали [4], что в ряде центросимметричных кристаллов без учета перенапряжения нет совпадения путей пробоя с направлениями максимальной фокусировки фононов, постулируемого [1]. В частности, минимальное расхождение отдельных направлений инфинитных потоков фононов с ориентацией стримерных треков в некоторых щелочно-галоидных кристаллах (ШГК) достигает 20° .

Вместе с тем в [1] постулируется также возможность “выбора” каналами пробоя направлений фокусировки различных фононных мод, что требует самостоятельного рассмотрения с учетом влияния на ориентацию треков перенапряжения. Кроме того, учитывая четко выраженную локализацию стримеров, можно предположить участие в их формировании и направлений “слабой” фокусировки фононов. Это обуславливает

необходимость более детальной проработки модели пробоя центросимметричных кристаллов вдоль фоновных струй.

В настоящей работе с целью проверки избирательности каналов пробоя к направлениям фокусировки различных фоновных мод проанализированы экспериментальные данные различных авторов и установлена зависимость ориентации неполного электрического пробоя кристаллов NaCl от скорости изменения напряжения на электродах, рассчитаны направления и коэффициенты концентрирования продольных, быстрых и медленных поперечных акустических фононов, удовлетворяющие условию локального максимума, и проведен их сравнительный анализ с экспериментом.

Методика определения направлений фокусировки соответствует [2-5]. Коэффициент концентрирования для сечений рассчитывался по методу [6].

Согласно [1], влияние фононов проявляется на этапе зарождения стримера, когда слабо экранированное носителями электрическое поле E источника резонансно возбуждает упругие колебания с частотой $\omega \gtrsim 1/\tau_0$ и длиной волны $\lambda \lesssim r_0$, т.е. при выполнении условия [1]

$$\frac{dU}{dt} \sim \frac{U(\tau_0)}{\tau_0} \cong \frac{E_0 r_0}{\tau_0} \gtrsim E_0 v, \quad (1)$$

где U — потенциал на полусфере источника; τ_0 — время, спустя которое область сильного поля $E(r, t)$ начинает движение по кристаллу, — время формирования; r_0 — радиус полусферы источника; $E_0 = E(r = 0, t = \tau_0)$; v — скорость упругих волн.

Из (1) видно, что величиной $(dU/dt)(1/E_0) = R$ можно управлять направлением стримерного пробоя (о физическом смысле $(dU/dt)(1/E_0)$) (см., например, [7]). А именно [1], если $v_{STA} < R_1 < v_{FTA}$, то пробой должен идти по направлениям фокусировки медленной поперечной моды, при $v_{FTA} < R_2 < v_{LA}$ — по направлениям фокусировки быстрых поперечных фононов, а для $R_3 > v_{LA}$ — по направлениям фокусировки продольной моды. В качестве иллюстрации достоверности такого следствия указано на совпадение отношения “роста напряжений пробоя по различным направлениям” с отношением скоростей “фокусированных в те же направления фононов” для кристаллов NaCl

$$0.94_{\langle 111 \rangle} : 1.00_{\langle 110 \rangle} : 1.43_{\langle 100 \rangle} \cong v_{STA} : v_{FTA} : v_{LA}. \quad (2)$$

Однако приведенного соотношения (2) не вполне достаточно для количественного (качественного) подтверждения соответствия модели эксперименту по следующим причинам. Левая часть (2), согласно [8], откуда она была взята, получена для отрицательной полярности на острый электрод, когда реализуются каналы только в направлениях $\langle 100 \rangle$, представляет собой отношение не роста напряжений пробоя dV/dt , а амплитуд пробивных напряжений $V_{пр}$ при использовании импульсов с $\Delta V/\Delta t = 3.14 \cdot 10^{10}$ В/с (по средней точке фронта) и толщине исследуемых образцов 10 мм [12]. С другой стороны, из (1) следует соотношение

$$R_1 : R_2 : R_3 \cong v_{STA} : v_{FTA} : v_{LA}. \quad (3)$$

Это значит, что в случае $dU/dt = \text{const}$ должно выполняться

$$E_{01} : E_{02} : E_{03} \approx v_{STA}^{-1} : v_{FTA}^{-1} : v_{LA}^{-1}. \quad (4)$$

Иными словами, принимая во внимание, что $E_0 = E_0(E_{\text{пр}}, \dots) > E_{\text{пр}}$ [7], постулируется известное предположение-заключение об анизотропии электрической прочности $E_{\text{пр}}$ кристаллов. Вместе с тем в [8, 88.3] приведены шесть соотношений $E_{\text{пр}}$, полученных различными авторами, в том числе как не обнаруживающих анизотропии, так и прямо противоположных. Авторы же [8] считают, например, что экспериментальная зависимость имеет вид

$$E_{\text{пр}\langle 110 \rangle} : E_{\text{пр}\langle 111 \rangle} : E_{\text{пр}\langle 100 \rangle} = 0.7 : 0.85 : 1. \quad (5)$$

Полагая $E_{\text{пр}} \sim V_{\text{пр}}$, видим, что между (2) и (5) качественного соответствия нет.

Учитывая неоднозначность экспериментальных данных по анизотропии электрической прочности кристаллов, естественно предположить, что более корректно проверить (1) по параметру R , т.е. условия (3). Однако отсутствие достоверных сведений о внутренних параметрах E_0 , τ_0 , r_0 не позволяет сделать этого точно. Поэтому аналогично [7] для оценки $(dU/dt)(1/E_0)$ в случае линейного роста потенциала воспользуемся приближением

$$\frac{dU}{dt} \frac{1}{E_0} \sim \frac{\Delta V}{\Delta t_{\text{в}}} \frac{1}{E(t_{\text{в}})_{\text{пр}}} = R_{\text{в}}, \quad (6)$$

где $t_{\text{в}}$ — время воздействия до начала пробоя.

Тогда, допуская, что $R = \gamma R_{\text{в}}$, где γ — коэффициент или функция, можно ожидать аналогично (3) качественного соответствия между ростом $R_{\text{в}}$ и v и направлениями пробоя.

Однако в литературе отсутствуют выводы о наличии зависимости кристаллографической ориентации пробоя в ШГК от скорости изменения напряжения на электродах, хотя впервые на такую возможность указывали в своих работах А.Ф. Вальтер и Л.Д. Инге еще в 30-х годах, обратившие внимание на различие направлений неполного пробоя в ШГК при использовании “различных напряжений”. В дальнейшем же этому замечанию исследователями не было придано значения, как правило, обращалось внимание в основном на перенапряжение.

С 1930 г. выполнено внушительное количество экспериментальных работ по исследованию неполного пробоя в ШГК как при постоянном напряжении, так и на импульсах вплоть до наносекундной длительности. Нами проанализирован и обобщен этот массив данных с целью выяснения наличия зависимости ориентации пробоя от параметра $R_{\text{в}}$. Оказалось, однако, что необходимые для этого сведения содержатся лишь примерно в двух десятках работ. В табл. 1 приведены итоговые результаты обработки этих данных. В ряде случаев при оценке времени воздействия учитывались как длительность, так и фронт импульсов. Данные систематизированы в порядке возрастания $R_{\text{в}}$. Зависимость пробивной напряженности электрического поля от времени воздействия $E_{\text{пр}} = R(t_{\text{в}})_{\text{пр}}$ без учета ее возможной анизотропии взята из работ [22, 23]. Полученные результаты указывают на явную зависимость ориентации треков пробоя

Таблица 1. Зависимость кристаллографической ориентации неполного электрического пробы в кристаллах хлористого натрия при комнатной температуре от параметра $R_0 = \frac{\Delta V}{\Delta t_B} \cdot \frac{1}{E(t_B)_{пр}}$

№ позиции	$V \cdot 10^{-3}$ В	τ_H, c	τ_Φ, c	t_B, c	$E(t_B)_{пр} \times 10^{-6},$ В/см	$R_0,$ см/с	Ориентация треков неполного пробы			Литература	Примечание
							Сечение	θ_d^+ , град.; инд. Миллера	θ_d^- , град.; инд. Миллера		
1	30 = V_1	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5} = \tau_{\Phi 1}$	$\tau_{\Phi 1}$	1.6	$3.8 \cdot 10^2 = R_{01}$	(010)	90; (100)	90; (100)	[9]	Здесь и далее с точностью до 2.5–10% $E(t_B)_{пр}$ не зависит от направления пробы
							(110)	90; (110)	0; (001)		
							(010)	45; (101)	90; (100)		
2	44	10^{-6}	$\tau_{\Phi 2} \ll \tau_{\Phi 1}$	$\gtrsim \tau_{\Phi 2}$	< 1.6	$R_{02} \gg R_{01}$	(110)	90; (110)	0; (001)	[10]	
							(110)	90; (110)	0; (001)		
							(110)	54.7; (111) иногда 90	0; (001)		
3	~50	$2 \cdot 10^{-6}$	$\tau_{\Phi 3} \lesssim \tau_{\Phi 2}$	$\gtrsim \tau_{\Phi 3}$	"	$R_{03} > R_{02}$	"	90; (110)	"	[11]	
							"	90; (110)	0; (001)		
4	+90 -224	10^{-6}	$\sim 10^{-6}$ $\sim 1/3 \tau_H$	$\sim \tau_\Phi$ $\sim \tau_\Phi$	1.4 1.46	$3-9 \cdot 10^4$	(110)	90; (110)	0; (001)	[12]	
							"	90; (110)	0; (001)		
5	30	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$\sim 5-6 \cdot 10^{-8}$ τ_Φ	1.65 1.7	$3-6 \cdot 10^5$	"	90; (110) 54.7; (111) (равновероятно)	"	[13]	
							"	90; (110) и 54.7; (111)	"		
6	~150		$4-70 \cdot 10^{-7}$	τ_Φ	1.45–1.3	$1.6-26 \cdot 10^4$	(110)	90; (110) и 54.7; (111)	[14]		

Таблица 1. Продолжение

№	V · 10 ⁻³ , В	τ _и , с	τ _ф , с	t _в , с	E(t _в) _{лр} × 10 ⁻⁶ , В/см	R _э , см/с	Ориентация треков неполного пробы			Ли- тера- тура	Примечание
							Сече- ние	θ _d ⁺ , град.; инд. Миллера	θ _d ⁻ , град.; инд. Миллера		
7	15	25 · 10 ⁻⁹	0.6 · 10 ⁻⁹	~1/3 τ _и τ _ф	2.25 ≥3	8-83 · 10 ⁵	"	54.7; <111> и 90; <110>	0; <001>	[15] [16]	
8	80-120		2-6 · 10 ⁻⁷	τ _ф	1.48-1.42	1-4 · 10 ⁵	"	54.7; <111>		[17]	
9	50	10 ⁻⁷	~1/3 τ _и	~τ _и ~τ _ф	1.55 1.7	3-9 · 10 ⁵	"	54.7; <111> (редко 90)		[18] [19]	
10	48		12-15 · 10 ⁻⁹	~2-3 · 10 ⁻⁸ τ _ф	1.75 1.9	1-2 · 10 ⁶	"	"	0; <001>	[20]	
11	60	3 · 10 ⁻⁸	~1/3 τ _и	~τ _и ~τ _ф	1.7 2.0	1-3 · 10 ⁶	"	"	"	[18, 19] [21]	

Примечание. V, τ_и, τ_ф — амплитуда, длительность и фронт импульса; t_в — время воздействия до начала пробы; E(t_в)_{лр} — пробивная напряженность электрического поля; θ_d⁺, θ_d⁻ — углы, образуемые треками разрядов с осью [001] при положительной и отрицательной поляризациях импульсов.

NaCl от параметра R_{\circ} и позволяют объяснить противоречивость экспериментальных данных различных авторов, стимулировавшую проведение статистических испытаний по несколько десятков образцов в одном эксперименте, как, например, в [11].

Из табл. 1 видно, что при отрицательной полярности импульсов во всех случаях каналы развиваются только вдоль кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$. Эти же направления реализуются в плоскости (010) для $R_{\circ} = 3.8 \cdot 10^2$ см/с при подаче на образец импульсов положительной полярности, хотя каналы при этом развиваются также с катода (см. в табл. 1 позицию 1). Для этого же значения R_{\circ} , но в плоскости (110) пробой имеет ориентацию $\langle 110 \rangle$. Из анализа данных [9] следует, что реализация на положительных импульсах при пробое различно ориентированных пластин только путей $\langle 110 \rangle$, а затем и $\langle 111 \rangle$ достигалась в основном благодаря увеличению параметра R_{\circ} за счет создания краевых разрядов, обострявших фронт импульсов, и изменения напряжения (позиция 1).

Сравнивая позиции 5 и 6, видим, что пятикратное увеличение амплитуды импульсов компенсируется уменьшением параметра R_{\circ} и, таким образом, влияния перенапряжения не обнаруживается. Из сравнения же данных, представленных в позициях 7 и 8, следует, что в случае примерного соответствия $R_{\circ} \gtrsim 10^5$ см/с шести-семикратное увеличение V приводит к изменению преимущественных направлений пробоя аналогично тому, как это имеет место при росте R_{\circ} , но одновременном уменьшении амплитуды импульсов (позиции 6 и 7).

Эти факты позволяют, на наш взгляд, внести ясность в дискуссию о влиянии перенапряжения на ориентацию пробоя и подтвердить предположение, сделанное еще Хиппелем [24] об обусловленности смены путей $\langle 110 \rangle \rightarrow \langle 111 \rangle$ перенапряжением. Диаметрально противоположный вывод, например, в [25] можно объяснить неучетом сопутствующего изменения R_{\circ} . Подтверждением этому служат и данные работы [26], где указаны параметры использованных импульсов и откуда видно, что увеличение напряжения компенсировалось, во-первых, изменением времени воздействия и, как следствие, пробивной напряженности электрического поля.

Другими словами, эксперименты и соответствующие выводы по влиянию перенапряжения на ориентацию неполного электрического пробоя кристаллов можно считать корректными, если осуществлялся контроль за параметром R_{\circ} .

Количественные оценки показывают также, что при $10^2 - 10^4 < R_{\circ} \lesssim 3 \cdot 10^5$ см/с треки стримеров в NaCl развиваются только вдоль $\langle 110 \rangle$. При $3 \cdot 10^5 \lesssim R_{\circ} \lesssim 8 \cdot 10^5$ см/с направления пробоя $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ равновероятны. Для $R_{\circ} \gtrsim 10^6$ см/с каналы пробоя ориентированы преимущественно вдоль $\langle 111 \rangle$. Т.е. постулируемая моделью [1] возможность управления направлением стримера, но обнаруженная по экспериментально измеренному параметру R_{\circ} , реально имеет место как минимум в кристаллах NaCl.

Тогда, предполагая, что γ — коэффициент, (3) можно переписать

$$R_{\circ 1} : R_{\circ 2} : R_{\circ 3} \sim v_{STA} : v_{FTA} : v_{LA}. \quad (7)$$

Для сопоставления этого соотношения с анизотропией концентрирования фононов в табл. 2 приведены направления фокусировки и им соответствующие коэффициенты концентрирования всех трех акустических

Таблица 2. Направления (θ_f) и им соответствующие коэффициенты концентрирования (A_c) для сечения ($1\bar{1}0$), удовлетворяющие условию локального максимума, в кристаллах NaCl при комнатной температуре

LA		STA		FTA	
θ_f , град	A_c	θ_f , град	A_c	θ_f , град	A_c
0	1.6	0.2	0.7	0	0.5
180		180.2		180	
90	1.3	45.5*	23.5	45.5*	2145
270		225.5*		225.5*	
		63.8*	1.2	46.9*	2526
		243.8*		226.9*	
		116.2*	1.2	90	1.4
		296.2*		270	
		134.5*	23.5	133.1*	2526
		314.5*		313.1*	
		179.8	0.7	134.5*	2145
		359.8		314.5*	

мод для сечения ($1\bar{1}0$). Направления инфинитных потоков фононов, соответствующие областям нулевой кривизны сечений поверхностей медленностей, отмечены звездочками. Конечность величин коэффициентов в этих направлениях обусловлена дискретностью счета.

Без учета полярности импульсов напряжения из (7) и табл. 1 следует, что пути неполного пробоя с ориентацией $\langle 100 \rangle$ должны совпадать с направлениями максимального концентрирования STA-фононов. Пути пробоя $\langle 110 \rangle$ должны формироваться FTA-модой. Наконец, треки стримеров вдоль $\langle 111 \rangle$ должны совпадать с направлениями концентрирования LA-фононов. Обращаясь к данным табл. 2, получаем, что несовпадение для $\langle 100 \rangle$ $\Delta\theta^*(\langle 100 \rangle, STA) = 45.5^\circ$, аналогично $\Delta\theta^*(\langle 110 \rangle, FTA) = 43.1^\circ$ и $\Delta\theta(\langle 111 \rangle, LA) = 35.3$ или 54.7° . Т.е. более детальная по сравнению с [4], но в рамках приближения [1] проверка обнаруживает и более существенное расхождение [1] с экспериментом.

Другая возможность, предпринятая нами, как и при изучении концентрирования фононов в ниобате лития, состоит в том, чтобы учесть направления “слабой” фокусировки фононов. В этом случае $\Delta\theta(\langle 100 \rangle, STA) = 0.2^\circ$ при коэффициенте концентрирования $A_c = 0.7$ (в изотропной среде $A(\mathbf{n}) = 1$), $\Delta\theta(\langle 110 \rangle, FTA) = 0.0$ при $A_c = 1.4$ и $\Delta\theta(\langle 111 \rangle, LA)$ остается прежним, так как у LA-моды отсутствуют направления инфинитных потоков фононов, связанных с нулевой кривизной сечений поверхностей рефракции (табл. 2). Как видим, имеет место практически полное совпадение только двух из трех путей пробоя с направлениями “слабого” концентрирования STA- и FTA-фононов.

Обращают на себя внимание также следующие обстоятельства. Пути $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ формируются при $R_\infty \cong 10^2 - 10^4 \ll v \approx 10^5$ см/с, что запрещено условием (1) для R и требует предположения о γ как немонотонной функции. Канал пробоя $\langle 100 \rangle$ не чувствителен к изменению параметра R_∞

в отличие от $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, реализовать которые можно либо раздельно, либо совместно. В [1] не рассматривается влияние полярности пробного напряжения на ориентацию пробоя, в то время как развитие треков разрядов $\langle 100 \rangle$ зафиксировано только с катода. Экспериментально также установлено (см., например, [27]), что скорость развития разряда с отрицательного острья меньше, чем с положительного электрода, и имеет место запаздывание формирования канала пробоя в случае отрицательной полярности на 0.7–2 мкс.

Учитывая изложенное, рассмотрим (7), принимая во внимание эффект полярности, но по-прежнему пренебрегая запретом для экспериментального $R_{\circ} \ll v$. Тогда наличие времени запаздывания дополнительно указывает на то, что катодные пути $\langle 100 \rangle$ должны формироваться *STA*-модой. В этом случае, как и выше, имеем $\Delta\theta_{-}^{*}([\langle 100 \rangle, STA]) = 45.5^{\circ}$ или $\Delta\theta_{-}([\langle 100 \rangle, STA]) = 0.2^{\circ}$ для $A_c = 0.7$. Аналогично, исходя из полученных значений R_{\circ} , можно предположить, что при положительной полярности пути $\langle 110 \rangle$ также должны формироваться *STA*-фононами, а ориентация каналов $\langle 111 \rangle$ совпадать с направлениями фокусировки *FTA*-моды. В этом случае получаем $\Delta\theta_{+}^{*}([\langle 110 \rangle, STA]) = 26.2^{\circ}$ и $\Delta\theta_{+}^{*}([\langle 111 \rangle, FTA]) = 7.8^{\circ}$. Т.е. мода *LA* исключается из рассмотрения. Однако и при таком подходе величины $\Delta\theta_{\pm}^{*}$ заметно выходят за пределы точности экспериментальных измерений ($\sim 1^{\circ}$).

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что на сегодняшний день нельзя удовлетворительно объяснить экспериментальные данные по пробоям кристаллов NaCl в рамках приближения [1]. В этой связи представляется важным установить точные границы (интервалы) переходов ориентаций $\langle 110 \rangle \rightarrow \langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle \rightarrow \langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle \rightarrow \langle 111 \rangle$ в зависимости от параметра R_{\circ} , а также возможное влияние других факторов, в том числе и геометрических [28], на эту зависимость.

Список литературы

- [1] Чернозатонский Л.А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. Вып. 5. С. 225–228.
- [2] Taylor B., Maris H.J., Elbaum C. // Phys. Rev. Lett. 1969. Vol. 23. N 8. P. 416–419.
- [3] Northrop B.A., Wolfe J.P. // Phys. Rev. B. 1980. Vol. 22. N 12. P. 6196–6212.
- [4] Зубрицкий В.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 10. С. 82–85.
- [5] Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 386 с.
- [6] Laz M., Narayanamurti V. // Phys. Rev. B. 1980. Vol. 22. N 10. P. 4876–4897.
- [7] Вершинин Ю.Н. Электрический пробой твердых диэлектриков. Основы феноменологической теории и ее технические приложения. Новосибирск: Наука СО, 1968. 211 с.
- [8] Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высшая школа, 1966. 224 с.
- [9] Caspari M.E. // Phys. Rev. 1955. Vol. 98. N 6. P. 1679–1691.
- [10] Воробьев А.А., Воробьев Г.А. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1958. Т. 22. № 4. С. 397–400.
- [11] Вершинин Ю.Н., Триппель В.Г. // ФТТ. 1970. Т. 12. Вып. 1. С. 296–298.
- [12] Астафуров А.В. // Изв. вузов. Физика. 1958. № 2. С. 131–137.
- [13] Сончик К.К. // Изв. вузов. Физика. 1958. № 2. С. 121–124. Там же. 1958. № 6. С. 158–160.
- [14] Торбин Н.М. // Физика диэлектриков / Под ред. Г.И.Сканави. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 415–422.
- [15] Воробьев А.А., Воробьев Г.А. // Физика щелочно-галлоидных кристаллов / Под ред. К.К.Шварц. Рига, 1962. С. 361–364.

- [16] *Воробьев А.А., Воробьев Г.А., Месяц Г.А., Голынский А.И.* // ПТЭ. 1962. № 1. С. 96-98.
- [17] *Торбин Н.М.* // ФТТ. 1960. Т. 2. Вып. 10. С. 2493-2496.
- [18] *Вальтер А.Ф., Инге Л.Д.* // ЖТФ. 1931. Т. 1. Вып. 5. С. 389-401.
- [19] *Вальтер А.Ф.* Пробой твердых диэлектриков. Л.; М., 1933. 96 с.
- [20] *Барченко Т.Н., Мельников М.А.* // Изв. вузов. Энергетика. 1959. № 7. С. 43-49. Физика диэлектриков / Под ред. Г.И.Сканави. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 247-255.
- [21] *Inge L., Walther A.* // Arc. Elektrotechnik. 1930. Bd 24. N 3. S. 259-284.
- [22] *Воробьев Г.А.* // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. Вып. 2. С. 256-261.
- [23] *Мельников М.А.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. Вып. 2. С. 613-614. Изв. вузов. Физика. 1958. № 5. С. 12-15.
- [24] *Hirpel A.* // J. Appl. Phys. 1937. Vol. 8. P. 815-832.
- [25] *Воробьев А.А., Воробьев Г.А., Торбин Н.М.* // ФТТ. 1961. Т. 3. Вып. 11. С. 3272-3277.
- [26] *Румянцев Д.Д., Торбин Н.М.* // ФТТ. 1968. Т. 10. Вып. 7. С. 2197-2200.
- [27] *Кузнецов Ю.И., Торбин Н.М.* // ФТТ. 1969. Т. 11. Вып. 4. С. 951-953.
- [28] *Миронов А.Л., Зубарев А.И., Шпак В.Г., Быков В.В.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 11. С. 203-206.

Институт физики им. Б.И. Степанова
Минск

Поступило в Редакцию
8 апреля 1992 г.