ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И МЕХАНИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СИЛЫ.

А. Ф. Иоффе, Ленинград.

Разработанная Борном и его сотрудниками электрическая теория твердых тел, как известно, вполне правильно описывает ряд свойств кристаллических тел; именно дает константы плотности, упругости, диэлектрическую постоянную, а также симметрию кристалла. Однако подсчитанные из теории силы сцепления превосходят в сотни раз наблюдаемую на практике прочность. Например образец из кристаллической каменной соли разрывается, когда растягивающее напряжение достигает 0,4 *кг/мм*², тогда как по электрической теории сил сцепления следует ожидать напряжения равного 200 *кг/мм*².

Если мы попытаемся разрушить кристалл электрическими силами, то, как только сила поля внутри кристалла достигнет приблизительно 300 000 V/*см*, произойдет пробой, тогда как электрическая теория показывает, что только при полях порядка 100 000 000 V/*см* сила поля сможет пересилить силу сцепления и вырвать из кристаллической решетки ионы, что и поведет к быстрому разрушению кристалла.

Что касается механической прочности, то противоречие между огромными силами сцепления и малыми значениями прочности можно объяснить тем, что разрыв происходит не одновременно по всему поперечному сечению кристалла. Причину этого можно было искать по предположению

Гриффитца в наличии мельчайших трещин в кристалле. Около острых краев этих трещин напряжения могут в сотни раз превосходить среднее напряжение и вести к дальнейшему росту трещин.

Постепенный рост трещины через все сечение кристалла ведет к тем же последствиям, как и одновременный разрыв кристалла по всему сечению. В то же время ясно, что первый механизм требует значительно меньших сил для разрушения кристалла, нежели второй.

В правильно образованном монокристалле можно ожидать наличия трещин только на внешней поверхности. Опыт показал, что на свежих поверхностях такие неоднородности возникают не мгновенно, а с течением времени. Если вести опыты в условиях непрерывного достаточно быстрого удаления поверхностного слоя кристалла, то можно ожидать, что образование поверхностных трещин будет затруднено, и тем самым частично удастся устранить причину понижения механической прочности. Эту мысль удалось осуществить М. А. Левитской и мне помещением кристалла, который подвергался растяжению, в горячую воду. Таким образом во все время опыта его поверхность непрерывно растворялась. Оказалось что части кристалла, погруженные в воду, обладают значительно большей прочностью, нежели сухие. Даже в тех случаях, когда поперечное сечение сухой части в 20 раз превышало сечение мокрой, разрыв всегда происходил в сухой части. Только когда мокрое поперечное сечение образца путем постепенного растворения доводилось до весьма малой части (от $\frac{1}{100}$ до $\frac{1}{400}$) сухого, происходил разрыв погруженной в воду части образца. При этом были достигнуты значения разрывной прочности от 30 до 160 *кг/мм*^{2}, которые уже близки к теоретической величине силы сцепления.

Против этих опытов можно было возразить, что к моменту разрыва кристалл претерпевал значительную пластическую деформацию и поэтому измеренные высокие значения прочности относятся не к монокристаллу, а к подвергшемуся упрочнению многокристальному образованию.

Для того чтобы устранить это возражение, нами были произведены опыты в несколько иных условиях. При этом мы избегли соприкосновения поверхности образца с водой, так как нельзя быть вполне уверенным в отсутствии влияния воды, как таковой, на механические свойства кристалла, кроме того мы использовали теоретически более простой вид деформации: именно вместо одностороннего растяжения мы применили всестороннее.

Шар из каменной соли осторожно охлаждался в жидком воздухе и затем внезапно погружался в кипящую воду или расплавленный свинец. При этом между внешней нагретой оболочкой и внутренним холодным ядром возникает натяжение, которое в течение нескольких секунд достигает максимума в центре шара.

Это максимальное значение всестороннего натяжения не зависит от диаметра шара и достигает при погружении в кипящую воду —25 *кг/мм*^{2}, а в расплавленный свинец— 70 *кг/мм*^{2}. Так как поверхность шара свободна, радиальные натяжения у поверхности шара возникнуть не могут и поведение шара в описанных условиях не зависит от состояния его поверхности. Поэтому влияние трещин устранено, хотя самые трещины и существуют. Кроме радиальных напряжений, которые на поверхности шара, как мы видели, равны нулю, существует еще и касательное давление, которое хотя и не обращается в нуль, но и не может привести к разрыву горячей поверхности.

Опыты показали, что внезапное нагревание, если приняты меры к тому, чтобы нагревалась вся поверхность, не вызывало трещин в кристалле. Каменная соль выдерживала не разрушаясь растягивающее усилие до 70 *кг/мм*^{2} (7 000 *Atm*) в тех случаях, где благодаря соответствующему распределению напряжений устранялось влияние поверхностных трещин. Отсюда мы заключаем, что силы сцепления каменной соли действительно имеют те большие значения, которые получаются из электрической теории твердых тел. Слишком малое значение обычно наблюдаемого предела прочности может быть целиком приписано влиянию поверхностных дефектов.

Аналогичным образом удалось объяснить также противоречие между величинами теоретической и практической электрической прочности. Здесь также слишком малые пробойные напряжения объясняются вторичными эффектами, при устранении которых удалось наблюдать истинную теоретическую прочность, превосходящую в 500 раз прочность, наблюдаемую в обычных условиях. Как причины преждевременного пробоя можно рассматривать: 1) выделяющееся при прохождении тока тепло; 2) образование новых ионов при движении небольшого числа первоначальных ионов (ударная ионизация); 3) неравномерность поля (местные перенапряжения); и 4) рост трещин кристалла из-за механических напряжений, вызванных электрическим полем.

Обе последние причины пробоя изучены в нашей лаборатории А. Ф. Вальтером и Л. Д. Инге, Г. Х. Горовицем и Б. Я. Пинесом и опубликованы в русских и заграничных журналах.

Первое толкование явления пробоя принадлежит К. Вагнеру и послужило темой многочисленных споров в технических кругах. Все диэлектрики обладают большим температурным коэффициентом электропроводности. Поэтому образующееся в диэлектрике при прохождении тока тепло повышает электропроводность и тем самым увеличивает протекающий через диэлектрик ток, что влечет за собой новое выделение тепла и повышение температуры. Температура диэлектрика поэтому быстро возрастает до тех пор, пока не установится равновесие между выделением тепла внутри диэлектрика и теплоотдачей наружу. Если это равновесное состояние достигается при температуре ниже температуры плавления, то результатом описанного явления явится некоторое разогревание диэлектрика и обусловленное им увеличение потерянной в диэлектрике энергии. Однако, если тепловое равновесие не может быть достигнуто ниже температуры плавления, происходит проплавление а подчас и частичное испарение диэлектрика.

Ясно, что при таком представлении можно ожидать очень сильной зависимости пробойного напряжения от температуры. Чем ближе температура опыта к температуре плавле-

ния, тем меньшее напряжение нужно для пробоя. Произведенный в нашем институте В. А. Фоком и Н. Н. Семеновым и одновременно Роговским и Карманом в Аахене подсчет показывает, что пробойное напряжение в интервале от температуры плавления до самых низких температур должно экспоненциально возрастать при понижении температуры, причем показатель в температурном ходе пробойного напряжения должен быть равен приблизительно половине соответствующего показателя в температурной зависимости электропроводности т. е.

$$\lg V_d = \frac{L}{T} + B, \tag{1}$$

$$\lg \sigma = \frac{A}{T} + B, \tag{2}$$

где $L \cong \frac{1}{2} A$.

Эти заключения равно как и другие следствия тепловой теории пробоя, с большой точностью подтвердились опытами, выполненными А. Ф. Вальтером, Л. Д. Инге и Н. Н. Семеновым со стеклом, каменной солью и фарфором в области высоких температур. Оказалось, что при приближении к температурам плавления пробойное напряжение падает до 50—100 V. Совокупность опытов доказывает с несомненностью, что пробой каменной соли при температуре выше 200° С целиком происходит за счет выделяющегося в диэлектрике тепла. Зависимость логарифма пробойного напряжения от обратной величины абсолютной температуры $\frac{1}{T}$ в интервале от 200° до 800° С выражается прямой, наклон которой равен приблизительно половине наклона прямой, выражающей зависимость электропроводности от той же величины (рис. 1).

При 200° С наклон прямой резко меняется, и вплоть до температуры жидкого воздуха пробойное напряжение не зависит от температуры. Это обстоятельство указывает на то, что здесь причина пробоя не имеет ничего общего с выделением тепла и проплавлением диэлектрика. В этом

температурном интервале пробой происходит сразу, как только поле достигает некоторой определенной величины, порядка нескольких сот тысяч вольт на сантиметр.

Мои исследования электропроводности кристаллов натолкнули меня на один случай, где в сто раз бо́льшие поля не приводили к пробою. Прохождение тока через кальцит и некоторые другие диэлектрики видоизменяет распределение потенциала внутри диэлектрика таким образом, что все падение потенциала приходится на слой очень малой толщины вблизи одного из электродов. Тол-

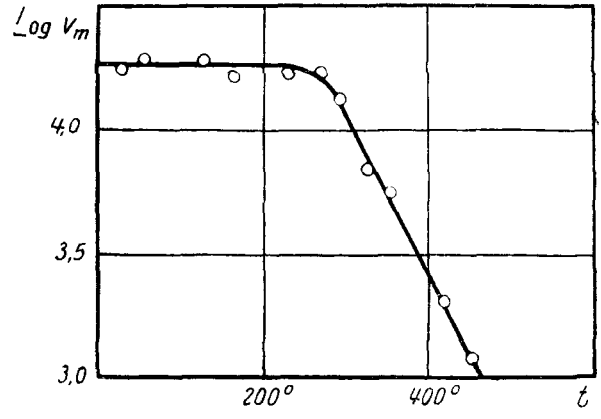

Рис. 1.

щина этого слоя была определена и оказалась от 1 до 10 μ, тогда как падение потенциала достигает нескольких тысяч вольт. Следовательно, сила поля внутри этого слоя достигает 10^7 *V/см*.

После того как мы убедились в том, что увеличение пробойного напряжения в таких слоях не может быть объяснено их высоким удельным сопротивлением, мы обратили свое внимание на малую толщину как на возможную причину повышенной прочности поляризационных слоев. Точно так же, как стремительное падение пробойного напряжения при приближении к температуре плавления служит неопровержимым доказательством существования теплового пробоя, так и повышение электрической прочности в области очень

малых толщин можно рассматривать как указание на существование ударной ионизации.

В самом деле, рассмотрим диэлектрик, в котором создано электрическое поле $\mathfrak{E}$, достаточное для того чтобы при наличии некоторого числа свободных ионов началась ударная ионизация. Для того чтобы накопить необходимую для ионизации энергию, ион должен пройти некоторое расстояние λ и некоторую разность потенциалов P. Обозначив через D толщину диэлектрика и через V приложенную разность потенциалов, мы можем ожидать, что число

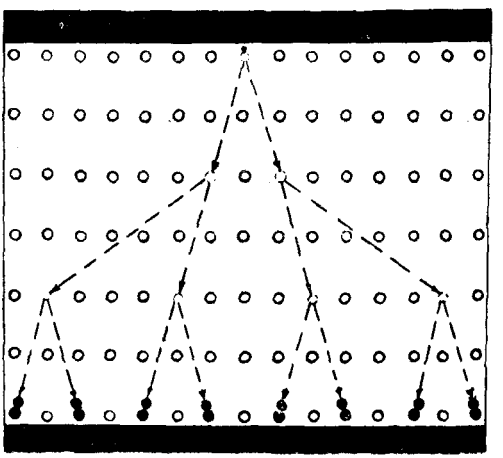

Рис. 2.

ионизаций через столкновение, которое произведет ион на пути от одного из электродов к другому, выразится в виде

$$Z = \frac{D}{\lambda} = \frac{V}{P}. \tag{3}$$

Каждая ионизация удваивает число ионов. Поэтому каждые N_0 ионов, движущихся от одного из электродов, на своем пути производят N новых, причем

$$N = N_0\ 2^z. \tag{4}$$

Вычисление для случая свободных ионов, равномерно рассеянных по всему объему диэлектрика в количестве n_0

ионов в 1 $см^3$, дает среднюю плотность n новых ионов в виде

$$n = n_0 \frac{P}{V}\left(e^{\frac{V}{P}} - 1\right). \qquad (5)$$

Пока z остается малым, ударная ионизация не имеет других последствий, кроме увеличения силы тока и искажения распределения потенциала. Например для

$$z = 5 \quad n \cong 20\ n_0$$
$$z = 10 \quad n \cong 4000\ n_0$$
$$z = 20 \quad n \cong 10^8\ n_0$$

Откуда видно, что приблизительно при $z = 15$ достигается опасная граница.

Величину пути λ, на котором ион накопляет энергию, достаточную для ионизации, можно оценить в $10^{-5} - 10^{-6}$ *см*, т. е. приблизительно в несколько сот молекулярных расстояний. Поэтому если толщина диэлектрика $D = 1$ *мм*,— число ионизации достигает

$$Z = \frac{V}{P} = \frac{D}{\lambda} = 10^4,$$

а число вновь образованных ионов

$$n \cong e^{10000}\, n_0.$$

Совершенно ясно, что при таких условиях ударная ионизация, раз начавшись, неминуемо приведет к пробою. Условия пробоя в слоях диэлектрика, толщина которых велика по сравнению с λ, является достижением в диэлектрике поля, достаточного для возникновения ударной ионизации.

Совершенно иначе обстоит дело в слоях, толщина которых не слишком велика по сравнению с λ. Здесь все определяется величиной n. Как условие пробоя мы выдвигаем достижение некоторой определенной средней плотности n_x ионов внутри диэлектрика. Формула (5) показывает, что пробой должен произойти при определенном $\frac{V}{P}$.

Положив для начала, что P не зависит ни от V ни от $\mathfrak{E}$, мы видим, что пробойное напряжение не должно зависеть

от толщины D, а средняя сила поля $\mathfrak{E} = \frac{V}{D}$ должна быть ей обратно пропорциональна.

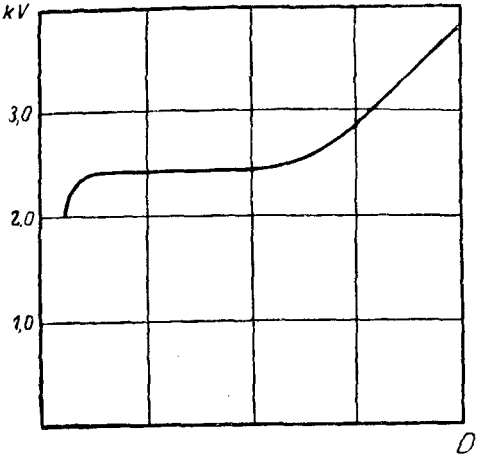

Рис. 3.

Опыты, произведенные К. Д. Синельниковым, И. В. Курчатовым и мной с тонкими слоями стекла, слюды, канифоли, пицеина, масла и бензола, дали результаты, приведенные на рис. 3 и 4.

Согласно этим результатам мы должны рассматривать слои толщиной выше 5 μ как толстые по сравнению с длиной λ, в то время как для слоев, толщиной меньше 5 μ, применима формула (5). Однако пробойное напряжение не

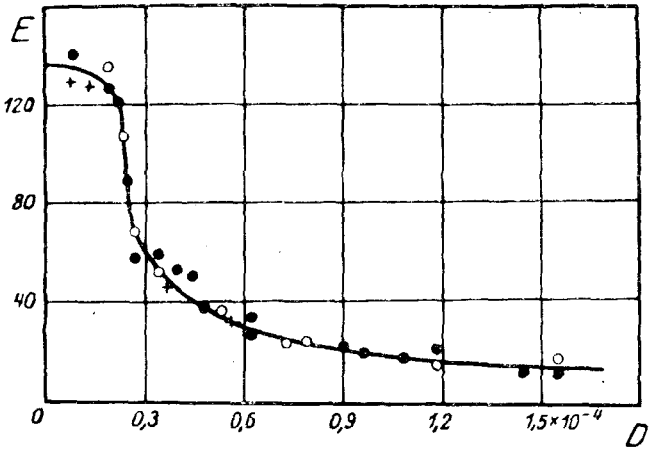

Рис. 4.

прямо связано с ударной ионизацией, основным положением которой является экспоненциальная зависимость числа

вновь образованных ионов от $\frac{V}{P}$ или $\frac{D}{\lambda}$. Число ионов определяется непосредственно из силы тока, текущего через диэлектрик. Поэтому мы перешли к измерению силы тока J как функций напряжения поля $\mathfrak{E}$ и толщины D. Опыты показали, что достаточно нескольких секунд для того, чтобы электропроводность диэлектрика заметно уменьшилась за счет выделяющегося в диэлектрике тепла. Поэтому напря-

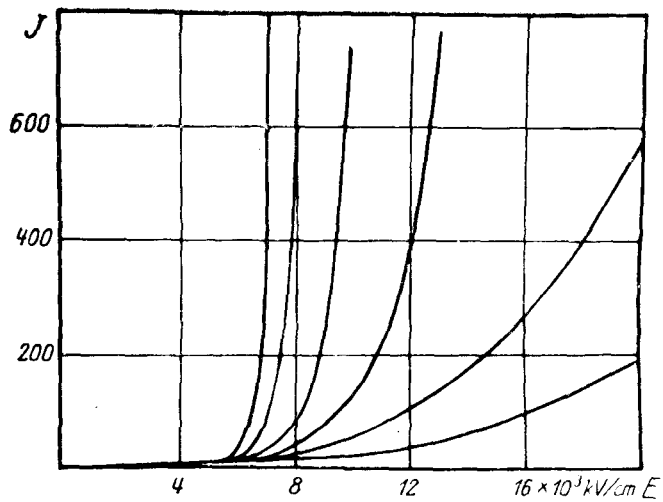

Рис. 5.

жение прикладывалось всего лишь на 0,1 сек. с интервалами в 2 сек. Кривые тока, при ступенчатом поднятии напряжения, снимались струнным гальванометром с фотографической регистрацией. Результаты приведены на рис. 5.

До начала ударной ионизации, т. е. приблизительно до полей порядка 3×10^5 V/*см* (для стекла), справедлив закон Ома. Выше этой границы возрастание тока с полем тем стремительнее, чем больше толщина, вследствие соотношения:

$$Z = \frac{V}{P} = \frac{\mathfrak{E}D}{P}. \qquad (6)$$

Каждая точка приведенных кривых позволяет вычислить как P, так и λ. Кривая, относящаяся к начальному числу ионов n_0, должна была бы итти после начала ударной ионизации приблизительно горизонтально. Отношение силы тока J, соответствующего определенной силе поля $\mathfrak{E}$ к силе тока J_0, который протекал бы в диэлектрике, если бы число ионов оставалось равным n_0, дает относительное увеличение плотности ионов.

$$\frac{J}{J_0} = \frac{n}{n_0}. \tag{7}$$

		$\mathfrak{E} = 1{,}5 \times 10^8$ V/см	$\mathfrak{E} = 3 \times 10^5$ V/см
Сила, действующая на ион	$F = e\,\mathfrak{E}$	$2{,}4 \times 10^{-4}$ дин	$4{,}8 \times 10^{-7}$ дин
Расстояние, на котором два иона притягиваются с такой силой . .	$a = \frac{e}{\sqrt{F}}$	$3\,\mathring{A}$	$70\,\mathring{A}$
Притяжение электродов на 1 см² площади	$p = \frac{\mathfrak{E}^2 \cdot \varepsilon}{8\pi}$	6×10^{10} дин/см² 60 000 Atm.	$2{,}4 \times 10^5$ дин/см² 0,24 Atm
Растягивающие усилия между положительными и отрицательными ионами на 1 см² площади	$z = \frac{\mathfrak{E} \cdot \varepsilon}{\delta^2}$	$8 \cdot 10^{10}$ дин/см² 80 000 Atm	$1 \cdot 5 \times 10^8$ дин/см² 150 Atm
Удельная энергия электрического поля в 1 см³ . .	$w = \frac{\varepsilon \mathfrak{E}^2}{8\pi}$	6×10^{10} эрг см³ 1 600 cal/см³	$2{,}4 \times 10^5$ эрг/см³ 6×10^{-3} cal/см³
Упругая энергия иона (вычислена из длины волны остаточных лучей)	$u = \frac{(\mathfrak{E}^2 \cdot e^2 \cdot \lambda)^2}{8\pi^2\, mc^2}$	$3 \cdot 10^{-13}$ эрг	$1{,}5 \times 10^{-18}$ эрг
Соответствующая этой энергии температура газовой молекулы	$T = \frac{2}{3\varkappa} \cdot u$	1 600° abs	0,006° abs

После этого остается по формуле (5) вычислить P. Во-первых, согласно рис. 6, P оказывается функцией $\mathfrak{E}$, что, впрочем, и следовало ожидать. Нарастание кинетической энергии иона происходит на пути λ, который содержит большое число атомных расстояний. Поэтому движение иона не может не сопровождаться потерей энергии. Чем выше поле $\mathfrak{E}$, тем короче путь и тем менее, следовательно, потери энергии. Поэтому достаточно небольшой разности потенциалов P, для того чтобы ион приобрел нужную для ионизации

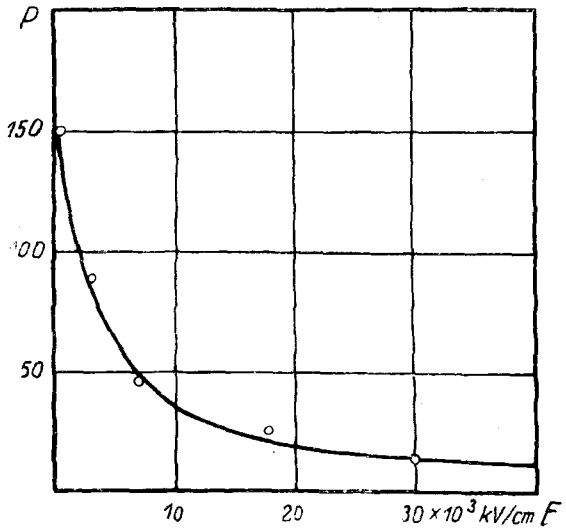

Рис. 6.

энергию eP_0. При очень больших полях P приближается к P_0, а путь λ достигает длины лишь немногих атомных расстояний.

Для того, чтобы обосновать не только качественно, но и количественно верную теорию, мы должны были бы принять во внимание и распределение объемных зарядов, возникающих вследствие ударной ионизации и вызывающих перераспределение потенциала внутри диэлектрика.

В области ударной ионизации также и подвижность ионов не остается постоянной, а представляет собой функцию силы поля; однако все эти поправки, равно как и более

детальное описание механизма ударной ионизации послужат темой более обширного сообщения.

Здесь же мы рассмотрим лишь один вопрос: какие же максимальные значения электрического поля могут быть достигнуты при переходе к все более и более тонким слоям диэлектрика? Нам удалось получить пленки стекла толщиной до 0,014 μ и листочки слюды до 0,05μ. При этом, однако, оказалось, что уже при толщине в 0,2 μ удается достичь поля в 150 000 000 V/*см*, а при дальнейшем умень-

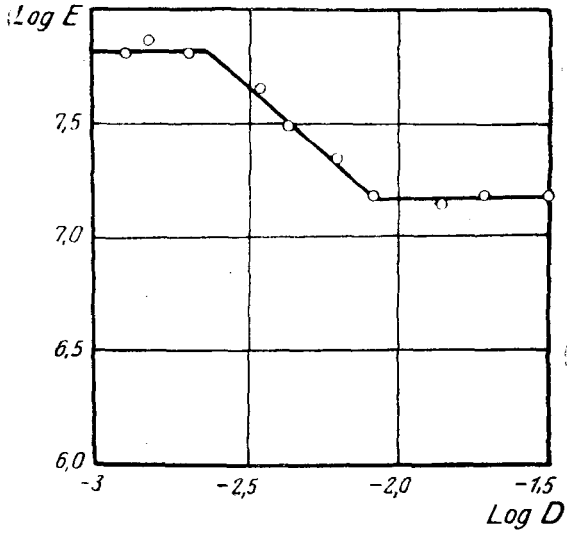

Рис. 7.

шении толщины в 15 раз пробойный градиент остается постоянным. Особенно отчетливо это видно в логарифмических координатах (рис. 7).

Применяя самые различные электроды (латунь, ртуть, сажа, тушь, вода, ионы воздуха), мы убедились, что материал электродов не имеет никакого значения и что причина пробоя лежит внутри диэлектрика.

Мы принимаем, что в этой новой области, где пробойное напряжение не зависит от толщины, выявляется истинная электрическая прочность диэлектрика. Она действительно имеет предсказанную теорией величину около 10^8 V/*см*.

Упругая энергия иона в поле $1{,}5 \times 10^8$ V/*см* достигает 10^{-12} *эрг*, что соответствует кинетической энергии газовой молекулы при $1\,660°_{abs}$, т. е. при температуре плавления стекла. Нет ничего удивительного в том, что электрическое поле в этих условиях может вырывать ионы, закрепленные в решетке.

В весьма поучительной таблице, приведенной на стр. 151, сопоставлены некоторые данные, относящиеся к достигнутым теперь полям $1{,}5 \times 10^8$ V/*см* с соответствующими данными для предельных полей в обычных условиях, т. е. для 3×10^5 V/*см*.

Возможность получать внутри диэлектрика электрические силы, сравнимые по величине с силами сцепления и с силами химическими, позволяет разрешить ряд как теоретических, так и чисто практических проблем.

В настоящее время нами изучаются: диэлектрическая постоянная упругость, остаточные лучи, эффект Штарка, поверхностные силы и пр. в диэлектриках при предельных значениях электрических полей. Описанное явление положено в основу изготовления нового типа изоляторов, конденсаторов и пр.