

ЭФФЕКТ БАРКГАУЗЕНА**В. М. Рудяк****1. ВВЕДЕНИЕ**

При намагничивании и перематничивании ферромагнетиков, так же как и при поляризации и переполяризации сегнетоэлектриков, наряду с плавными (обратимыми) процессами изменения магнитного или электрического состояния кристалла значительную роль играют процессы скачкообразного изменения намагниченности ферромагнетиков и поляризации сегнетоэлектриков. В ферромагнетиках этот эффект был открыт в 1919 г. Баркгаузен¹ и носит его имя.

Скачки переполяризации и в сегнетоэлектриках были обнаружены рядом авторов²⁻⁴ в конце 40-х годов. По аналогии с ферромагнетизмом их также стали называть скачками Баркгаузена *).

Исследованию эффекта Баркгаузена как в ферромагнетиках, так и в сегнетоэлектриках посвящено значительное количество работ. Тем не менее долгое время считалось, что этот эффект может главным образом служить лишь наглядной демонстрацией существования доменной структуры и что большого физического значения он не имеет.

Однако в последние годы благодаря ряду исследований пришли к выводу, что изучение эффекта Баркгаузена вносит существенный вклад в понимание физических процессов, происходящих при перематничивании и переполяризации. Установлена вполне определенная связь между эффектом Баркгаузена (числом скачков, распределением их по полю и др.) и основными элементами и формой петли гистерезиса. В отличие от других методов изучения динамики доменной структуры, эффект Баркгаузена дает сведения о процессах, происходящих не только на поверхности образца, но и в его толще, причем, несмотря на то, что в ряде случаев процент скачкообразно переполяризующегося (перематничивающегося) объема кристалла незначителен, эффект Баркгаузена дает возможность судить о некоторых сторонах перестройки доменной структуры кристалла в целом. Как метод изучения динамики доменной структуры эффект Баркгаузена ценен еще и тем, что является чувствительным индикатором «тонкой структуры» этой динамики.

Благодаря высокой чувствительности этого эффекта к различным внешним воздействиям и структурным изменениям образца с его помощью можно с большой степенью точности измерять ряд магнитных и электрических величин. Особенно целесообразным является исследование эффекта Баркгаузена в тех случаях, когда отсутствуют или затруднены методы

*) Первые сообщения о наблюдении эффекта Баркгаузена в сегнетовой соли были сделаны еще в 1933 г. Клюге и Шёнфельдом⁵ и в 1935 г. Мюллером⁶. Однако затем Шёнфельд показал⁷, что наблюдавшиеся им шумы не являются шумами сегнетоэлектрического происхождения.

непосредственного наблюдения доменной структуры и ее динамики. Определенный интерес таким образом представляет не только изучение самого эффекта Баркгаузена, но и применение его в качестве одного из методов исследования ферромагнетиков и сегнетоэлектриков.

Изучение эффекта Баркгаузена имеет также и определенное общезначение как одна из проблем кинетики переходных процессов. Действительно, как известно, одной из основных черт всех переходных процессов является скачкообразность. И в этом смысле проблема скачкообразного роста равновесной фазы в неравновесной является общей для ряда явлений: кристаллизация, конденсация, поляризация кристалла, намагничивание и т. д. Во всех этих случаях важную роль играет скачкообразный рост зародышей новой фазы. Несмотря на различие физических процессов, происходящих в этих явлениях, имеется одно общее — малый зародыш (или флуктуация) равновесной фазы в неравновесной подавляется, если он слишком мал, а зародыш, больший некоторого критического размера, растет. Во всех этих случаях расчет критического размера зародыша можно производить по одной и той же схеме — из энергетических соображений с учетом конкуренции объемных сил, способствующих росту равновесной фазы, и сил типа поверхностных, препятствующих этому росту.

Во всех переходных скачкообразных процессах общим является также следующее: если скачки происходят часто и они маленькие, процесс выглядит плавным. Если же скачки следуют достаточно редко и они крупные, — скачок виден. Примеры использования скачкообразных процессов в физике хорошо известны (камера Вильсона, пузырьковая камера и др.). Скачки Баркгаузена в ферромагнетиках и сегнетоэлектриках также могут найти п, как будет показано ниже, уже начинают находить применение.

В настоящей статье дан обзор основных работ по эффекту Баркгаузена и показано, что использование этого эффекта может дать ряд новых методов исследования ферромагнитных и сегнетоэлектрических кристаллов. Учитывая, что читатели более знакомы с ферромагнитным эффектом Баркгаузена (элементарное описание его имеется во всех учебниках (см. также ^{132, 145}), результаты исследования в ферромагнетиках изложены в данной статье более сжато, а работы, посвященные сегнетоэлектрикам, — несколько более подробно.

II. ЭФФЕКТ БАРКГAUЗЕНА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

1. Общая характеристика эффекта.

Механизм скачка перемангничивания

При наложении на ферромагнетик внешнего магнитного поля процесс намагничивания, как известно ⁸, состоит из трех основных стадий: смещения, вращения и парапроцесса. Стадия смещения соответствует области слабых магнитных полей, где кривая намагничивания идет наиболее круто, а процесс намагничивания осуществляется путем смещения границ между доменами. Детальное исследование кривой намагничивания в области смещения ^{9, 10} показало, что именно в этой области изменение намагниченности происходит скачкообразно, т. е. при плавном изменении внешнего магнитного поля намагниченность образца изменяется скачками. В стадиях вращения и парапроцесса скачки Баркгаузена не наблюдаются.

Работами Хауворта ¹⁰ было показано, что скачки всегда всегда происходят на крутой части кривой намагничивания и на «спинке» петли гистерезиса. Первоначально предполагали, что каждый скачок Баркгаузена соответствует перемангничиванию целого домена. В дальнейшем, сравнивая данные о размерах областей, перемангничивающихся при одном скачке, получен-

ные Ферстером и Ветцелем¹¹, Цомакионом и Ивлевым¹² и другими авторами, с данными о размерах доменов, полученными методом порошковых фигур, удалось выяснить, что между размерами скачка перемagnetизования и размерами домена прямой связи нет. Как правило, скачок Баркгаузена захватывает область, значительно меньшую области спонтанной намагнитченности, причем размеры скачков колеблются в довольно широких пределах.

Для выяснения причин, приводящих к скачкам Баркгаузена *), необходимо подробнее рассмотреть вопрос о смещении границ между доменами^{13, 14}. Как показали Ландау и Лифшиц^{15, 16}, граница между доменами не представляет собой геометрической поверхности, а является пограничной зоной конечной ширины с непрерывным изменением ориентации спиновых магнитных моментов. Ширина этой зоны δ для случая 180° -ного соседства при комнатных температурах порядка 10^2 – 10^3 Å **). Поверхностная плотность граничной энергии γ оказывается равной

$$\gamma = (k_{\text{eff}} A / a)^{1/2}, \quad (1)$$

где A — обменный интеграл, k_{eff} — эффективная константа магнитной анизотропии, величина a имеет размерность длины и порядок постоянной кристаллической решетки, т. е. $\sim 10^{-8}$ см.

Зависимость γ от координат и определяет процесс смещения границы под влиянием поля. Действительно, в отсутствие внешнего магнитного поля границы между доменами проходят по тем местам в кристалле, которые соответствуют минимуму суммарной энергии и при которых весь образец размагнитчен. Это значит, что в случае 180° -ных соседств границы, как правило, располагаются по местам с минимумами внутренних напряжений, так как согласно¹⁴

$$k_{\text{eff}} \approx |\alpha k + \beta \lambda \sigma|, \quad (2)$$

где k — константа естественной кристаллографической анизотропии, λ — константа магнитострикции, σ — внутренние механические напряжения, α и β — постоянные коэффициенты для данного кристалла.

Из выражений (1) и (2) видно, что минимальное увеличение свободной энергии граница вызовет, располагаясь по местам, соответствующим минимуму внутренних напряжений. Таким образом, положение границ в отсутствие поля определяется действием внутренних сил. К числу таких «внутренних сил» относятся, прежде всего, внутренние напряжения, вызванные деформациями кристаллической решетки или какими-нибудь неоднородностями (включениями), а также магнитные поля рассеяния, вызванные этими неоднородностями.

Если теперь поместить образец во внешнее магнитное поле, то размагнитченное состояние станет энергетически невыгодным. Это проявится в том, что со стороны домена, ориентированного энергетически более выгодно, на границу соседнего домена, ориентированного энергетически менее выгодно, возникает «гидростатическое» давление P_H , равное

$$P_{H(i \rightarrow h)} = H(I_s^i - I_s^h); \quad (3)$$

*) Основными механизмами скачка Баркгаузена в ферромагнетиках, так же как и в сегнетоэлектриках, следует считать образование зародышей с последующим их разрастанием и скачкообразное движение междоменной стенки на дефектах и включениях. В этой главе мы рассматриваем механизм, связанный со скачками стенки, так как, по мнению большинства авторов, в ферромагнетиках он играет основную роль. Механизм, связанный с зародышеобразованием, рассмотрен в главе, посвященной сегнетоэлектрикам.

**) Об измерении ширины граничного слоя между доменами см. ¹⁷.

здесь H — напряженность магнитного поля, I_s — намагниченность насыщения, индекс i соответствует домену, ориентированному энергетически более выгодно.

Смещение границы, очевидно, будет происходить до тех пор, пока это «гидростатическое» давление не будет уравновешено каким-то «внутренним» давлением. Можно показать (см. ¹³), что роль такого «внутреннего» давления играет градиент поверхностной плотности энергии $p_\gamma = \frac{\partial \gamma}{\partial x}$ (легко видеть, что p_γ имеет размерность давления).

Предположим для простоты, что домены имеют форму плоскопараллельных слоев, параллельных оси легчайшего намагничивания, а γ , следовательно, является функцией только одной координаты, перпендикулярной плоскости границы, например координаты x . Пусть поле наложено вдоль оси Oz . Тогда при смещении границы на величину δx уменьшение магнитной энергии Δw_M , приходящееся на единицу поверхности граничной зоны, будет

$$\Delta w_M = 2HI_s \delta x. \quad (4)$$

Рост энергии граничной зоны Δw_γ , приходящейся на единицу поверхности границы, будет

$$\Delta w_\gamma = \frac{\partial \gamma}{\partial x} \delta x. \quad (5)$$

Условие равновесия границы, очевидно, запишется в виде

$$2HI_s = \frac{\partial \gamma}{\partial x}. \quad (6)$$

Соотношение (6) дает связь между равновесным значением поля H , которое доводит границу до координаты x , и значением градиента поверхностной плотности энергии этой границы в данной точке. Это равновесное значение поля

$$H_0 = \frac{1}{2I_s} \frac{\partial \gamma}{\partial x}. \quad (7)$$

На рис. 1 представлена зависимость $P_s = \frac{\partial \gamma}{\partial x}$ от x для некоторого возможного распределения внутренних напряжений в кристалле. Пусть

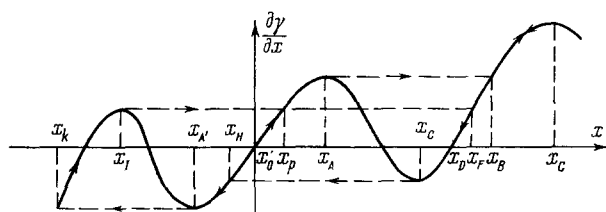


Рис. 1.

равновесное значение поля соответствует координате границы x_0 . Если теперь дальше увеличивать поле H , то, как ясно из рисунка, обратное смещение границы будет происходить лишь до тех пор, пока она, выйдя из своего равновесного состояния, не

достигнет точки с координатой x_A , в которой лежит ближайший максимум P_γ .

Значение внешнего поля H_0 , соответствующего этому положению границы (максимуму P_γ), носит название *критического поля*. Очевидно, после достижения значения H_0 рост намагниченности, т. е. дальнейшее смещение границы, может происходить без роста поля вплоть до точки с координатой x_B , так как во всех точках $x_A < x < x_B$ внутреннее давление P_γ меньше внешнего P_H . В результате граница скачком перемещается из точки x_A в точку x_B , а намагниченность кристалла скачком изменяется

на некоторую величину ΔI . Этот скачок (перемещение границы из x_A в x_B) является необратимым, так как при обратном уменьшении поля, как ясно из рисунка, граница из точки x_B не перейдет вновь скачком в точку x_A , а будет обратно смещаться через точки x_F , x_D вплоть до точки x_C , откуда она скачком перейдет в точку x_H .

Таким образом, благодаря наличию неоднородностей, внутренних напряжений, непостоянства градиента поверхностной плотности энергии граничного слоя и прочих неоднородностей, в стадии смещения наряду с обратимыми смещениями границ между доменами происходят и необратимые смещения этих границ. Такие необратимые скачкообразные смещения границ и представляют собой скачки Баркгаузена.

Сделаем некоторые уточнения. Определение величины критического поля по формуле (7), строго говоря, является точным лишь в случае плоской границы. Фактически же граница между доменами, как показали Беккер и Дёринг¹⁸, не является плоской, а имеет, вообще говоря, вид сложной поверхности, форма которой также определяется распределением внутренних напряжений. В результате искривления граничной поверхности возникает добавочное поверхностное давление P_s , равное

$$P_s = \gamma (r_1^{-1} + r_2^{-1}), \quad (8)$$

где r_1 и r_2 — гауссовы радиусы кривизны граничной поверхности. Учет этого добавочного давления дает для критического поля следующее выражение:

$$H_0 = \frac{1}{2I_s} \left[\frac{\partial \gamma}{\partial x} - \gamma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \right]. \quad (9)$$

Хотя для оценочных расчетов поправочный член в формуле (9) и несуществен, следует иметь в виду, что в различных точках граничной поверхности P_s может меняться не только по величине, но и по знаку.

Заметное влияние на величину критического поля может оказать рост поверхности границы домена, связанный с задержкой участка границы во включениях.

Если скачок Баркгаузена обусловлен необратимым смещением 90° -ной границы, то в правую часть уравнения (8), определяющего значение критического поля, войдет еще член, выражающий изменение магнитно-упругой энергии напряжений, вызванное поворотом спонтанной намагниченности при смещении беккеровской границы. Порядок величины этого члена, пропорционального $\lambda_s \sigma_i$ (где λ_s — линейная магнитострикция насыщения, а σ_i — величина внутренних или внешних напряжений), как правило, больше $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$, поэтому критическое поле H_0 в данном случае в первую очередь определяется распределением максимумов напряжений σ_i , которые встречаются на пути движения границы. И в этом случае картину возникновения скачков можно представить аналогично рассмотрению, проведенному на рис. 1.

Более подробное рассмотрение показывает, что критическое поле, соответствующее скачкам 90° -ной границы ($H_0, 90^\circ$), значительно больше критического поля 180° -ной границы ($H_0, 180^\circ$). Отсюда следует, что скачки Баркгаузена, вызванные 90° -ными границами, должны наблюдаться лишь в высоких полях, а следовательно, их должно быть значительно меньше, чем 180° -ных скачков, так как стадии смещения соответствуют невысокие значения магнитных полей. Опытные данные Хонда и Кайя¹⁹, Бозорта и Диллингера²⁰ подтверждают эти выводы.

Все приведенные выше рассуждения основываются на том, что причиной скачка перематничивания является скачкообразное движение

границы между доменами. Возможно, однако, представить себе и другой механизм скачка Баркгаузена — скачок перемагничивания, вызванный зародышеобразованием (см. также гл. III п. 2). Заметим, что, по мнению большинства авторов, исследовавших эффект Баркгаузена в ферромагнетиках, процессы зародышеобразования играют в происхождении скачков перемагничивания значительно меньшую роль, чем скачкообразное движение доменной стенки. Это подтверждается также наблюдениями динамики доменной структуры^{83, 84}.

2. Методика исследования эффекта Баркгаузена в ферромагнетиках

Методика исследования эффекта Баркгаузена в ферромагнетиках заключается в следующем. Исследуемый образец помещается внутри искательной катушки (датчика), которая в свою очередь помещается внутри намагничивающей катушки (или между полюсами постоянного магнита). При плавном изменении магнитного поля в намагничивающей катушке, осуществляемом с помощью вращающегося потенциометра (или плавном изменении зазора между полюсами магнита), в исследуемом образце происходят скачки Баркгаузена. Возникающие при этом в искательной катушке импульсы э. д. с. подаются на вход усилителя. Усиленные импульсы можно подсчитать с помощью пересчетной схемы. Параллельно на выходе усилителя обычно включают электронный осциллограф для визуального наблюдения за процессом или шлейфовый осциллограф для записи процесса на пленку. Применение дополнительных приборов (амплитудных дискриминаторов, интеграторов и т. п.) позволяет исследовать число фиксируемых скачков, их параметры (амплитуду, длительность, размер и т. д.), а также изменение их под воздействием различных внутренних и внешних факторов (примесей, структуры, температуры, механических напряжений, отжига, скорости изменения магнитного поля и т. д.).

На рис. 2 приведено несколько принципиальных схем установок для исследования эффекта Баркгаузена в ферромагнетиках, применявшихся различными авторами^{1, 21-25}.

В Советском Союзе наибольшее распространение получила методика, разработанная Киренским и Ивлевым^{12, 33}.

Существенную роль в установках по исследованию магнитного эффекта Баркгаузена играет искательная катушка. Роль искательной катушки и вопрос о правильном ее выборе рассматривались в ряде работ²⁵⁻³⁰. Чувствительность установки, очевидно, определяется отношением полезного сигнала, приходящегося на вход усилителя, к уровню шумов.

Как показано в работах^{25, 27}, рост шумов с увеличением числа витков искательной катушки обусловлен главным образом ростом ее индуктивности, а не омического сопротивления, как считали ранее^{26, 31-36}. Поэтому для повышения чувствительности установки искательные катушки должны при большом числе витков обладать по возможности меньшей индуктивностью, т. е. меньшим внутренним и внешним диаметром. На этом пути только за счет модификации искательной катушки в работах^{25, 27, 37} удалось значительно повысить чувствительность установки по сравнению с^{32-36, 26} и довести ее до $0,9 \cdot 10^{-7}$ ед. CGSM магнитного момента.

Вместе с тем следует иметь в виду, что уменьшение габаритов катушки ведет к уменьшению постоянной времени, т. е. к уменьшению времени переходного процесса в контуре катушки. А это, как показано в^{26, 28, 30}, в некоторых случаях ведет к ошибкам в оценке размеров скачков. Суще-

ственную роль, в зависимости от задачи эксперимента, играет и длина катушки^{26, 29}. Таким образом, параметры искательной катушки должны быть выбраны с учетом сказанного применительно к задаче и цели

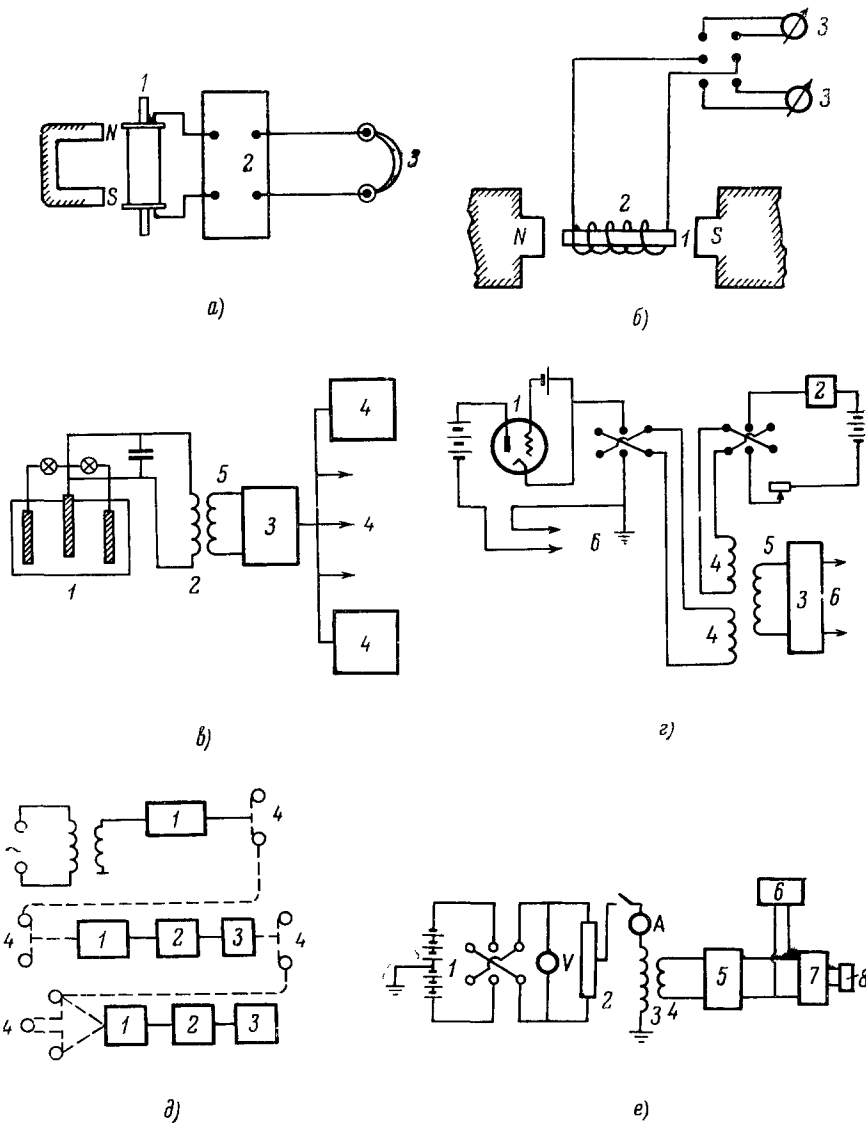


Рис. 2.

а) 1 — образец, 2 — ламповый усилитель, 3 — телефон (по¹); б) 1 — образец, 2 — датчик, 3 — усилитель, 4 — регистрирующее устройство, 5 — датчик (по²²); в) 1 — регулятор тока, 2 — источник подмагничивания, 3 — усилитель, 4 — соленоид, 5 — датчик, 6 — к vibratorу (по²³); г) 1 — усилитель, 2 — дискриминатор, 3 — счетчик, 4 — магнитофон (по²⁴); д) 1 — источник питания, 2 — вращающийся потенциометр, 3 — намагничивающая катушка, 4 — датчик, 5 — усилитель, 6 — осциллограф, 7 — пересчетная схема, 8 — механический счетчик (по²⁵).

исследования. Так, например, если в эксперименте существенно, главным образом, общее число скачков, причем желательно проникнуть в область мелких скачков, то размеры искательной катушки следует сделать как можно меньшими. При изучении же характеристик отдельных скачков следует учитывать влияние размеров катушки на переходные процессы.

Во многих исследованиях эффекта Баркгаузена важным является определение размеров скачков, т. е. определение изменения магнитного момента ΔM , соответствующего одному скачку, или объема перемагничивающейся области ΔV . Легко показать²⁵, что изменение магнитного потока через катушку $\Delta\Phi$, соответствующее скачку перемагничивания, в свою очередь пропорционально изменению магнитного момента при этом скачке ΔM , т. е. размеру скачка, и, следовательно,

$$\Delta M \sim \int_0^{\tau} \mathcal{E} dt, \quad (10)$$

где τ — длительность скачка Баркгаузена, а \mathcal{E} — э. д. с., наводимая в искательной катушке.

Отсюда следует, что площади импульсов, поступающих на вход усилителя, пропорциональны размерам скачков перемагничивания. Если длительности скачков не сильно отличаются друг от друга, то в первом приближении можно считать амплитуду импульса пропорциональной изменению магнитного момента, т. е. размеру скачка ΔM . Следовательно, в первом приближении о размерах скачков и соотношении между ними можно судить по амплитудам импульсов на выходе усилителя (при условии, что усилитель не искажает формы импульсов). При наличии большого разброса в длительности отдельных скачков оценка размеров скачков по амплитудам (которые, строго говоря, пропорциональны $\Delta M/\Delta t$) может оказаться слишком грубой. Для оценки размеров скачков при любом разбросе в их длительности следует в схеме (рис. 2) после усилителя применять интегратор импульсов^{30, 39}.

3. Основные экспериментальные результаты

а) Общие закономерности. Параметры скачков. При изменении магнитного состояния образца по кривой намагничивания или петле гистерезиса скачки Баркгаузена происходят не при всех значениях приложенного поля. Для каждого ферромагнитного образца в соответствии с его структурой и состоянием скачки начинаются при некотором вполне определенном значении напряженности поля (поле старта $H_{ст}$) и при некотором значении поля (поле финиша $H_{ф}$) заканчиваются^{33, 38}.

В случае намагничивания по «девственной» кривой поле старта скачков естественно отождествить с окончанием рэлеевской области, а $H_{ф}$ — с окончанием процесса смещения. Многие авторы^{20, 33, 38} отмечают, что наиболее интенсивно скачки Баркгаузена идут в полях, близких к коэрцитивным.

Основными параметрами, характеризующими скачок Баркгаузена, являются длительность скачка τ и объем ΔV , перемагничивающийся при одном скачке, или однозначно определяемый этим объемом размер скачка $\Delta M = 2I_s \Delta V$ (I_s — намагниченность насыщения).

На рис. 3 приведены осциллограммы скачков, полученные Бозортом⁴⁰ и Фёрстером¹¹. Объемы областей, перемагничивающихся при скачке, оцененные по таким осциллограммам, колеблются в пределах 10^{-7} — 10^{-9} см³. Эти величины очень сильно зависят от деформации образца, что находится в хорошем качественном согласии с рассмотренной выше теорией «критического поля». Серия работ Бозорта и Диллингера^{20, 41, 42}, Цомакиона и Ивлева^{12, 43} и другие^{27, 30-35, 38} подтвердили эти данные. Средняя длительность скачков, по данным большинства авторов, порядка $2 \cdot 10^{-4}$ сек.

Общий вклад, вносимый скачками Баркгаузена в процесс перемагничивания, для различных образцов колеблется в широких пределах — от нескольких процентов ³² до 86 % ²⁶.

Исследование эффекта Баркгаузена на монокристаллах, проведенное Тебблем и Ньюхаузом ⁴⁴ и Ивлевым и Асеевой (см. ³⁵, ⁴⁵), выявило значительную анизотропию числа скачков по разным кристаллографическим направлениям.

Телесными ⁴⁶ были обнаружены запаздывающие скачки Баркгаузена — вязкостное явление, заключающееся в том, что скачки наблюдаются

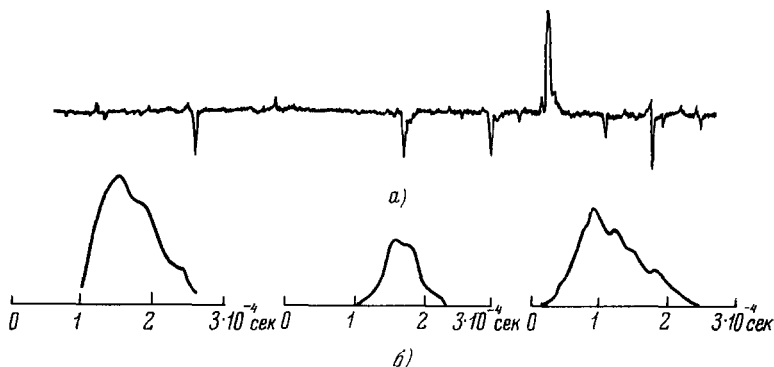


Рис. 3. Осциллограммы скачков Баркгаузена для пермаллоя ²⁰ (а) и железа ¹¹ (б).

со значительным запаздыванием во времени после изменения напряженности магнитного поля. В дальнейшем это явление исследовалось Хузимурой ⁴⁷, Телесными и его сотрудниками ^{48–50}. В этих работах показано, что в некоторых случаях время запаздывания скачков после изменения поля достигает значений в несколько минут. Наиболее интенсивно запаздывающие скачки также идут на крутой части кривой намагничивания и «спинке» петли гистерезиса. Величины и числа запаздывающих скачков зависят от нагрузок и температуры.

Герлах и Лертес ²¹ обнаружили так называемый «механический» эффект Баркгаузена — появление скачков перемагничивания при воздействии на образец механических напряжений. В дальнейшем этот эффект исследовался Родичевым и Савченко ⁵¹ и Харитоновым ⁵².

Киренским и Ивлевым ⁵³ были обнаружены обратные скачки Баркгаузена, т. е. скачки, соответствующие изменению магнитного момента, противоположному приложенному полю. Однако Вотруба ⁵⁴ и Фишер ⁵⁵ не смогли обнаружить обратные скачки и считали наблюдения Киренского и Ивлева результатом дефекта их аппаратуры. Впоследствии обратные скачки удалось наблюдать Кранцу и Шауэру ⁵⁶ с помощью усиленного магнитооптического эффекта Керра. Недавно Зентко и Гайко ¹⁵² уверенно наблюдали и исследовали отрицательные скачки перемагничивания в монокристалле Fe — Si. Полученные ими результаты хорошо согласуются с данными работы ⁵³. Таким образом, вопрос о наличии обратных скачков Баркгаузена в ферромагнетиках можно считать решенным положительно.

б) Р а с п р е д е л е н и е скачков по размерам и длительностям. Важными вопросами, привлечшими внимание многих исследователей эффекта Баркгаузена в ферромагнетиках, являются распределение числа скачков по размерам и распределение их по длительностям. Первую попытку получить распределение скачков Баркгаузена по размерам предпринял Тиндал ²³. Однако несовершенная методика

и малое число скачков, с которыми оперировал автор (порядка сотен), не позволяют считать его результаты достаточно надежными.

Буш и Теббл (см. ⁵⁷) пришли к выводу, что с ростом величины скачков число их монотонно убывает (рис. 4, а). Аналогичные результаты получены

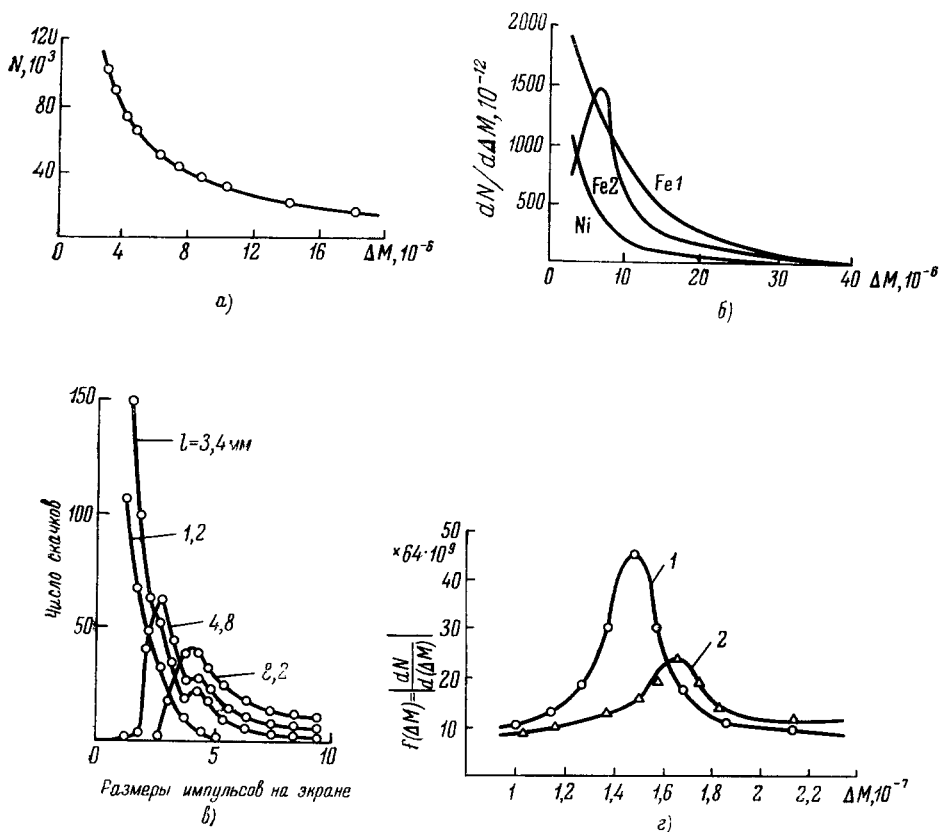


Рис. 4. Кривые распределения скачков по размерам.

На осях абсцисс отложены изменения магнитного момента, соответствующего одному скачку в ед. CGSM (кроме рис. в), где размеры скачков приводятся в отн. ед. По осям ординат рис. а) и в) отложено число скачков, размеры которых превышают величину скачка ΔM . По осям ординат рис. б) и г) — число скачков, размеры которых лежат в единичном интервале изменения ΔM . Данные: а) ^{12, 57}, б) ²⁶, в) ⁵⁶, г) ^{25, 37, 38, 59}.

в работах Ивлева, Ильюшенко, Асеевой ^{33-35, 45}. В работе Теббла, Скидмора и Корнера ²⁶, в которой чувствительность установки выше, чем в работе ³², наряду с монотонными кривыми распределения для одного образца получена кривая распределения с явно выраженным максимумом (рис. 4, б). Однако этой кривой авторы не уделили должного внимания, считая, что она, по-видимому, является результатом экспериментальной ошибки.

Савада ⁵⁸ исследовал распределение скачков по размерам для проволоки из кремнистой стали. Измерения проводились с семью искательными катушками различной длины, но с одинаковым числом витков на единицу длины. Для коротких катушек Савада получил зависимость, аналогичную полученной Бушем и Тебблом, в то время как для более длинных катушек кривые распределения имеют характерные максимумы (рис. 4, в). Автор делает вывод, что функция распределения скачков по размерам может иметь два вида: монотонный и экстремальный.

В ряде работ Ивлев и Рудяк^{59, 37, 38, 25} показали, что при достаточной чувствительности установки экспериментальные кривые распределения скачков по размерам имеют явно выраженный максимум, т. е. для каждого состояния образца существует характерный для этого состояния наиболее вероятный размер скачка перемангничивания. Кривые распределения скачков по размерам для никелевого образца, полученные этими авторами, представлены на рис. 4, г. Аналогичный вид имеют и кривые распределения для железа. В работе³⁷ приводится обоснование существования наиболее вероятного размера скачка перемангничивания. В более поздней работе Пфренгера и Штирштадта⁶⁰ максимум в распределении

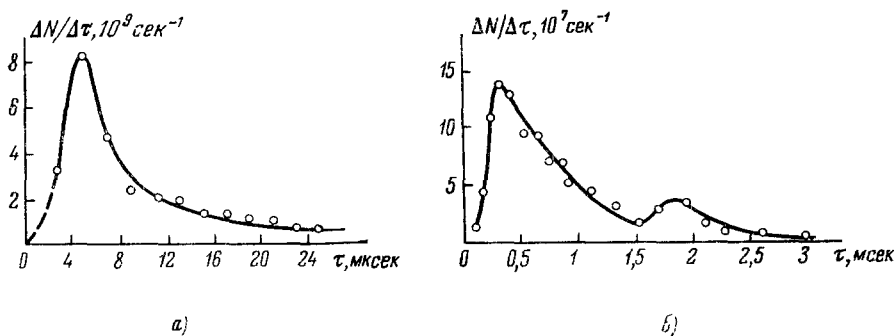


Рис. 5. Кривые распределения скачков по длительностям.

По осям абсцисс отложены длительности скачков рис. а) — в микросекундах, б) — в миллисекундах. По осям ординат — число скачков, длительности которых лежат в единичном интервале изменения длительностей τ . а) Данные⁶², б) ⁶³.

скачков по размерам не получен. Авторы считают, что вопрос о характере распределения скачков Баркгаузена по размерам остается открытым. Однако проведенные в работах^{52, 63} измерения с использованием интегратора импульсов показали, что кривые распределения скачков по размерам имеют явно выраженный экстремум, т. е. имеют вид, аналогичный кривым рис. 4, г. Монотонное распределение, по-видимому, получено в работе⁶⁰ либо из-за неправильного выбора искательной катушки (см. ²⁵⁻³⁰), либо из-за недостаточной чувствительности установки.

Анализ кривой распределения числа скачков по размерам, проведенный в работе³⁸ методами математической статистики, показывает, что полученное распределение сильно отклоняется от распределения Гаусса. Вычисление среднего коэффициента дисперсии показывает, что это отклонение носит не случайный характер. Методом Пирсона⁶¹ найдена функция распределения, имеющая вид, близкий к экспериментальной кривой.

Родичев, Саланский и Синегубов⁶² показали, что кривая распределения скачков по длительностям также носит явно выраженный экстремальный характер (рис. 5, а), т. е. большинство скачков имеет длительность, не сильно отличающуюся от некоторой характерной для данного состояния образца наиболее вероятной длительности. Аналогичная зависимость получена в работе³⁰.

Рудяк и Харитонов⁶³ обнаружили самостоятельную группу anomalно длительных скачков Баркгаузена в ферромагнетиках, длительность и размеры которых почти на два порядка превосходят соответствующие параметры обычных скачков, исследованных ранее. Подробному исследованию anomalно длительных скачков в никелевых, железных и пермаллоевых образцах посвящен ряд работ^{39, 52, 64-66}. В этих работах показано, что, несмотря на сравнительно небольшое число anomalно длительных скачков (5—10%), они вносят вклад в необратимую часть

перемagnичивания того же порядка, что и обычные скачки. Установлено, что аномально длительные скачки имеют свое собственное распределение по длительности с наиболее вероятной длительностью порядка 1—2 мсек (рис. 5, б). В качестве одного из возможных механизмов появления аномально длительных скачков в ⁵² рассматривается необратимое движение взаимосвязанных 180°- и 90°-ных стенок, наблюдавшееся в экспериментах Хаака и Яумана ⁶⁷. Там же показано, что самостоятельная группа аномально длительных скачков наблюдается и в механическом эффекте Баркгаузена.

в) Влияние различных факторов на эффект Баркгаузена. Почти все авторы, исследовавшие эффект Баркгаузена, отмечают высокую чувствительность этого эффекта к различным внешним воздействиям и структурным изменениям образца. Знание характера этого влияния на различные стороны эффекта Баркгаузена позволяет применить этот эффект для ряда измерений и исследований.

Температурная зависимость эффекта Баркгаузена изучалась Герлахом и Лертесом ²¹, Ивлевым ³³, Паппом ⁶⁸, Ильющенко ³⁴, Штирштадтом с сотрудниками ⁶⁹⁻⁷². Герлах и Лертес ²¹ и Папп ⁶⁸ отмечают, что с ростом температуры число скачков в никеле уменьшается. Ивлев исследовал эффект Баркгаузена в поликристаллическом никеле в интервале температур от жидкого азота до точки Кюри. Он показал, что общее число скачков N и средний объем ΔV , перемagnичивающийся при скачке, в определенном интервале температур экспоненциально убывают с ростом температуры. Исследуя распределение скачков по полю при различных температурах, он показал, что с понижением температуры интервал полей, в котором скачки наблюдаются, расширяется, а максимум кривой распределения скачков по полю смещается в соответствии с изменением коэрцитивной силы. Работы Штирштадта, проведенные в монокристалле никеля, в основном подтвердили характер температурной зависимости, полученный Ивлевым. Исследования Ильющенко ³⁴ показали, что для железа зависимость эффекта от температуры носит экстремальный характер. При некоторой температуре, зависящей от химической чистоты образца, наблюдается максимум числа скачков.

Ньюхауз ⁷³ показал, что изменение температуры ферромагнетика, находящегося в постоянном магнитном поле, также способно вызвать скачки перемagnичивания.

Значительное количество работ посвящено влиянию отжига и деформирующих напряжений на эффект Баркгаузена. Влияние отжига на эффект Баркгаузена отмечали Бозорт и Диллингер ²⁰, а также Теббл, Скидмор и Корнер ²⁶. Ивлев и Рудяк ²⁵ установили, что в никеле под влиянием отжига общее число скачков уменьшается, а величина наиболее вероятного размера скачка перемagnичивания смещается в область более крупных скачков (рис. 4, з).

Фёрстер и Ветцель ¹¹ показали, что пластические деформации в никеле сильно снижают эффект. Ивлевым ³³ было показано, что при достаточно сильных напряжениях скачки перемagnичивания в никеле совсем исчезают. В ряде исследований влияния пластических деформаций на эффект Баркгаузена в различных ферромагнетиках Вотруба ⁷⁴⁻⁷⁶ показал, что с ростом деформации число скачков заметно возрастает у мюметалла и гайперника, слабо снижается у железа и сильно снижается у никеля.

В работе ²⁵ показано, что если создавать в никелевом образце внутренние напряжения, растягивая его, а измерения производить после снятия нагрузки, то до нагрузок $\sigma = 9 \text{ кг/мм}^2$ общее число скачков возрастает, а величина наиболее вероятного размера скачка перемagnичивания уменьшается, т. е. увеличивается доля мелких скачков. При

$\sigma > 9 \text{ кГ/мм}^2$ число скачков резко уменьшается, становясь меньше, чем в отожженном образце. С ростом σ интервал полей, в котором наблюдаются скачки, заметно сужается.

Результаты влияния отжига и внутренних напряжений можно объяснить, исходя из теории критического поля, рассмотренной в п. 1. Согласно этой теории скачки Баркгаузена происходят при достижении внешним полем значений, удовлетворяющих условию (9). Можно считать¹³, что главную роль в этом соотношении играет первый член, определяемый градиентом поверхностной плотности граничной энергии. Согласно работе¹⁸

$$\gamma = \{\alpha A [bk + (3\lambda_s \sigma / 2)]\}^{1/2} \quad (11)$$

(обозначения те же, что и в п. 1). Как показал Кондорский¹⁵³, основной причиной неоднородности γ являются неоднородности внутренних напряжений σ_i . Тогда, учитывая выражение для толщины междоменной границы δ ¹³ через величины, входящие в (11), можно получить для критического поля H_0 следующее соотношение:

$$H_0 = \frac{3}{4} \frac{\lambda_s \delta}{I_s} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_{\max}. \quad (12)$$

Любая причина, приводящая к изменению числа экстремумов внутренних напряжений, влечет за собой изменение числа скачков.

Пусть исходному состоянию образца соответствует определенное число скачков, а также распределение их по размерам. С отжигом происходит рассасывание узлов внутренних напряжений, причем в первую очередь мелких. Часть пиков $\partial \sigma / \partial x$ исчезает. Поэтому отжиг уменьшает общее число скачков и приводит к росту наиболее вероятного их размера.

Если образец находится под нагрузкой, то в нем возникает однородное растяжение, которое для ферромагнетиков с отрицательной магнитострикцией приводит к уменьшению необратимых процессов намагничивания. Однородное растяжение приводит к уменьшению числа пиков напряжений. Поэтому число скачков Баркгаузена для нагруженного образца меньше, чем для ненагруженного. Если же нагрузку снять, то в различных точках образца возникнут узлы локальных внутренних напряжений, возрастет число максимумов $\partial \sigma / \partial x$, что в свою очередь приведет к росту числа скачков. Если величина нагрузки достаточно велика, то даже при ее снятии существенно сказываются остаточные напряжения и образец ведет себя как нагруженный³⁸.

Легко показать, что изменение второго члена выражения (9) под влиянием отжига и внутренних напряжений ведет качественно к тем же результатам, которые описаны выше.

В отличие от значительного числа работ по исследованию влияния статических напряжений на эффект Баркгаузена, влияние динамических напряжений почти не исследовалось. Имеются работа Маркита⁷⁷, в которой отмечается уменьшение числа скачков под воздействием ультразвука, и работа¹⁴⁶, в которой показано, что под воздействием ультразвука поля старта скачков в никеле, железе и пермаллое смещаются — во всех трех материалах скачки начинаются раньше. Недавно удалось также показать, что ультразвук может вызывать скачки перематничивания при неизменном значении внешнего магнитного поля¹⁴⁷.

г) Связь эффекта Баркгаузена с доменной структурой и элементами петли гистерезиса. Выше был дан обзор работ, в которых исследуются либо характеристики самих скачков, либо влияние различных факторов на их число, параметры и распределение по этим параметрам. Вместе с тем основной интерес,

на наш взгляд, представляет установление связи эффекта Баркгаузена с доменной структурой, с процессами намагничивания и перемагничивания, особенно с гистерезисными явлениями.

Связь эффекта Баркгаузена с изменением доменной структуры впервые установили Уильямс и Шокли⁸². В работах Киренского, Савченко, Родичева^{83, 84} проведены параллельные наблюдения изменения доменной структуры и эффекта Баркгаузена при растяжении кристаллов кремнистого железа по трем главным кристаллографическим направлениям (001), (110), (111). Эти опыты показали, что скачки Баркгаузена появляются не только вследствие необратимых смещений границ между доменами, вызванных наличием в ферромагнетике напряжений и включений. В некоторых случаях скачки могут быть обусловлены коренной перестройкой доменной структуры. Кривые зависимости числа скачков от растягивающей нагрузки отражают все изменения доменной структуры, происходящие при растяжении образца, причем с помощью скачков изменения доменной структуры замечаются раньше, чем, например, с помощью метода порошковых фигур.

Поскольку эффект Баркгаузена связан с необратимыми явлениями процесса перемагничивания, а важнейшей характеристикой необратимости является петля гистерезиса, естественно ожидать наличия связи между эффектом Баркгаузена и элементами петли гистерезиса. Первыми качественную связь между индукцией и интенсивностью эффекта установили Герлах и Лертес²¹. Они показали, что при перемагничивании ферромагнетика индукция образца и интенсивность эффекта в некотором интервале полей идут параллельно. Максимальная интенсивность эффекта в полях, близких к коэрцитивным, отмечается, как уже говорилось выше, многими авторами. Изучая зависимости коэрцитивного поля, остаточной намагниченности и интенсивности эффекта Баркгаузена в железо-никелевых сплавах от содержания никеля, Цшише⁸⁵ показал, что все три кривые, отражающие эти зависимости, имеют аналогичный вид.

Непосредственная связь между величиной остаточного намагничивания и эффектом Баркгаузена установлена в работе⁸⁶. Параллельные измерения величины остаточного намагничивания никелевого образца I_R и числа скачков N , соответствующих перемагничиванию по одной из ветвей петли гистерезиса, проведенные сначала для ненагруженного образца, а затем при различных внутренних напряжениях, создаваемых растягивающими нагрузками, показали, что между величиной остаточного намагничивания и числом скачков существует простая линейная зависимость

$$I_R = I_R^0 + kN, \quad (13)$$

где k — некоторая постоянная.

Исходя из существующей теории гистерезисных явлений, можно дать этому соотношению следующее толкование. Согласно Кондорскому⁸⁷ гистерезис вызывается тремя причинами: а) задержкой смещения границ между доменами; б) задержкой роста зародышей перемагничивания; в) необратимыми процессами вращения. Поскольку первые две причины обуславливают и скачки Баркгаузена, естественно считать, что остаточная намагниченность складывается из двух частей. Во-первых, — из остаточной намагниченности, обусловленной задержкой смещения доменных границ и задержкой зародышей перемагничивания. Эта часть I_R должна быть пропорциональной числу дефектов, вызывающих задержки. Но так как эти же дефекты вызывают и скачки Баркгаузена, она должна быть пропорциональной числу скачков в образце. При изменении структуры образца меняется число дефектов, вызывающих скачки, и соответственно должна изменяться эта первая часть остаточной намагниченности. Другая часть

остаточной намагниченности обусловлена необратимыми процессами вращения вектора спонтанной намагниченности I_s . Дефекты, влияющие на движение междоменных стенок, мало влияют на процессы вращения поэтому изменение числа скачков не влияет на эту часть I_R .

Из высказанных соображений следует, что при слабых полях, когда процессы вращения не играют существенной роли, должно выполняться соотношение

$$I_R = kN. \quad (14)$$

Эксперимент, в котором параллельно измерялись число скачков N и величина остаточной намагниченности образца I_R для ряда частных петель гистерезиса, подтвердил справедливость этого соотношения⁸⁶. Аналогичная связь между I_R и N установлена недавно для никелевых пленок, полученных методом электролитического осаждения, а также для железа¹⁵⁴.

В заключение этой главы следует отметить, что последнее время внимание ряда исследований привлечено к эффекту Баркгаузена в тонких ферромагнитных пленках^{30, 78-81}. В этих работах показано, что общие закономерности эффекта остаются теми же, что и в массивных образцах, но сами размеры скачков в пленках меньше.

III. ЭФФЕКТ БАРКГАУЗЕНА В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

1. Методика исследования эффекта Баркгаузена в сегнетоэлектриках

По характеру поведения во внешнем электрическом поле сегнетоэлектрики⁸⁸⁻⁹⁰ являются электрическими аналогами ферромагнетиков.

Скачки переполяризации возникают в сегнетоэлектрическом кристалле при изменении приложенного к нему электрического поля. Наблюдение

этих скачков затруднено, по сравнению с ферромагнитными скачками, в связи с необходимостью создания контакта металл-сегнетоэлектрик для приложения поля. Уверенная возможность наблюдения и изучения эффекта Баркгаузена в сегнетоэлектриках появилась только после разработки методики высококачественного нанесения электродов. Другой особенностью экспериментальной методики исследования эффекта Баркгаузена в сегнетоэлектриках по сравнению с ферромагнетиком и является способ изменения приложенного поля во времени. В отличие от маг-

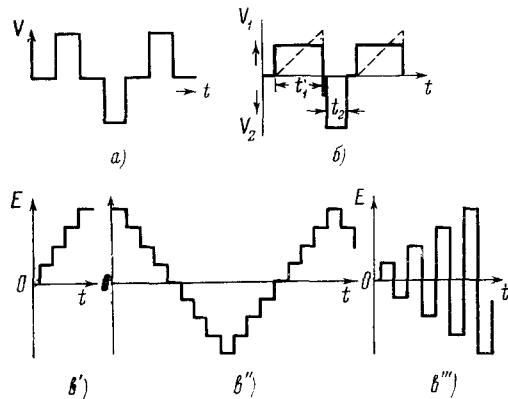


Рис. 6. Способы изменения электрического поля, приложенного к образцу: а) данные⁹², б) ^{93, 94}, б') — б''')⁹⁹.

нитных скачков, скачки Баркгаузена в сегнетоэлектриках — преимущественно запаздывающие скачки переполяризации (подробней об этом ниже), поэтому основным методом исследования, применяемым большинством авторов, является исследование скачков, происходящих в течение значительного времени после изменения поля, т. е. уже при постоянном его значении. В работах⁹²⁻¹⁰⁰ электрическое поле, прикладываемое к исследуемому

кристаллу, менялось одним из способов, показанных на рис. 6, в. Преимущество методики заключается в том, что она дает возможность изменять электрическое состояние образца как по кривой поляризации (график рис. 6, в), так и по петлям гистерезиса (графики $\epsilon'' - \epsilon'''$) и тем самым выяснять особенности протекания эффекта на различных стадиях поляризации и переполаризации кристалла.

Принципиальная схема установки для исследования эффекта Баркгаузена в сегнетоэлектриках, применявшаяся в ряде работ, приведена на рис. 7. При изменении поля, приложенного к образцу ($C_{об}$), возни-

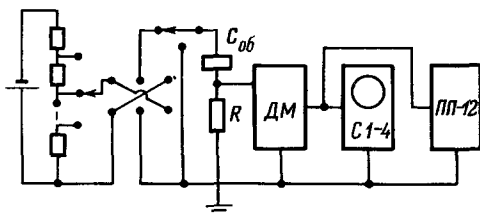


Рис. 7. Принципиальная схема установки для исследования эффекта Баркгаузена в сегнетоэлектриках.

кающие в нем скачки переполаризации приводят к скачкообразному изменению тока через сопротивление R , включенное последовательно с кристаллом. С этого сопротивления на вход широкополосного усилителя ($ДМ$) подаются импульсы напряжения, соответствующие скачкам Баркгаузена, а на выходе усилителя включается анализирующая аппаратура (осциллограф, пересчетное устройство и т. д.).

Зная амплитуду и длительность импульсов, а также их число, можно оценить средний размер скачка, объем, переполаризующийся при одном скачке и какая часть общего объема кристалла переполаризуется скачками.

Необходимо заметить, что принятую почти во всех зарубежных работах⁹¹⁻⁹⁷ оценку величины скачка через величину изменения электрического заряда Δq следует считать весьма неудачной, так как эта величина при прочих равных условиях будет определяться не только величиной переполаризующейся области, но и толщиной образца. Размер же скачка, естественно, должен характеризовать сам скачок и не зависеть от размеров кристалла. Поэтому величиной (размером) скачка естественно считать величину изменения электрического момента образца ΔP ($\kappa \cdot \text{см}$), происходящего при одном скачке.

Элементарные расчеты¹¹¹ дают для величины скачка ΔP и объема переполаризующей области ΔV следующие зависимости *):

$$\Delta P = U d \tau / 2R, \quad (15)$$

$$\Delta V = U d \tau / 4R P_s, \quad (16)$$

где U — амплитуда импульса напряжения на входе усилителя, τ — длительность импульса, R — сопротивление входа усилителя, d — толщина кристалла, P_s — спонтанная поляризация.

2. Основные экспериментальные результаты

а) Общие закономерности. Возможные механизмы скачков. Как и в ферромагнетиках, скачки Баркгаузена в сегнетоэлектриках, по данным большинства авторов^{92, 93, 99}, наблюдаются наиболее интенсивно в полях, соответствующих крутому участку кривой поляризации и «спинке» петли гистерезиса.

В таблице приводятся основные параметры скачков и часть объема кристалла, переполаризующаяся скачками для трех наиболее исследованных кристаллов.

*) С учетом того, что большинство импульсов имеет форму, близкую к треугольной.

Форма импульсов, соответствующих отдельным скачкам, на экране осциллографа имеет вид, аналогичный импульсам, изображенным на рис. 3.

Исследуемый кристалл и ссылка на работу	Средняя длительность импульса, мсек	Средний объем, переполаризующийся при одном скачке, см ³	Часть общего объема кристалла, переполаризующаяся скачками, %
Титанат бария ⁹³⁻⁹⁷	0,06—0,5	10 ⁻⁸ —10 ⁻⁹	0,4—1
Сегнетова соль ^{92, 102}	0,1—1	10 ⁻⁸ —10 ⁻⁹	0,01
Триглицинсульфат (ТГС) ^{99, 102}	0,5—0,8	10 ⁻⁷	0,5—1,5

Распределение скачков Баркгаузена по размерам в сегнетоэлектриках почти не исследовано. Чайнов⁹³ отмечает, что с ростом размера скачка количество их уменьшается.

Значительную информацию о протекании эффекта Баркгаузена в сегнетоэлектриках дают кривые распределения числа скачков по полю и по времени. Типичный вид кривых распределения числа скачков по полю при изменении электрического состояния образца по кривой поляризации изображен на рис. 8. Интегральная кривая имеет вид, аналогичный типичной кривой поляризации сегнетоэлектрика. Дифференциальная кривая распределения соответственно имеет экстремум. Скачки начинаются при некотором значении внешнего поля ($E_{ст}$). Число скачков, соответствующих единичному интервалу изменения поля $\Delta N/\Delta E$, возрастает с ростом поля, проходит через максимум, а затем убывает до нуля (E_{ϕ}).

Скачки переполаризации в сегнетоэлектриках происходят не только в момент переключения поля, но и в течение значительного времени после переключения. Типичные кривые нарастания общего числа скачков со временем для кристаллов ТГС и сегнетовой соли представлены на рис. 9¹⁰². Существование таких запаздывающих скачков переполаризации свидетельствует о наличии в сегнетоэлектриках вязкостного явления, аналогичного явлению магнитной вязкости и сверхвязкости в ферромагнетиках⁴⁶. Это явление естественно назвать диэлектрической вязкостью^{113, 114}.

Действительно, до тех пор, пока происходят скачки, в образце перестраивается доменная структура, хотя значение приложенного внешнего поля остается неизменным. Таким образом, электрическое состояние образца, соответствующее внешнему приложенному полю, устанавливается не сразу: на это (как во всяком релаксационном процессе) требуется определенное время, что и означает наличие вязкостных явлений. Естественно считать величину диэлектрической вязкости большей в тех случаях, когда при прочих равных условиях скачки идут дольше, т. е. когда электрическое состояние образца устанавливается медленнее.

Подчеркнем, что запаздывающие скачки в сегнетоэлектриках играют значительно большую роль, чем запаздывающие скачки в ферромагнетиках.

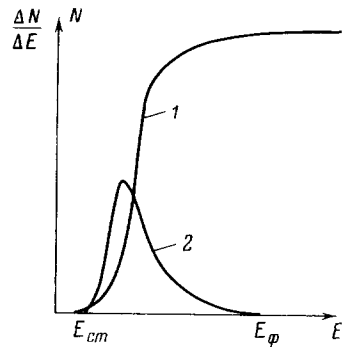


Рис. 8. Типичные кривые (1 — интегральная, 2 — дифференциальная) распределения числа скачков Баркгаузена по полю для сегнетоэлектрического кристалла при изменении электрического состояния образца по кривой поляризации ступеньками.

Если для ферромагнетиков запаздывающие скачки магнитной вязкости составляют небольшую часть общего числа скачков перемагничивания, то в сегнетоэлектриках основная масса скачков переполаризации — это запаздывающие скачки, т. е. скачки диэлектрической вязкости.

В работах ¹¹⁵, ¹⁴⁸ было показано, что при наложении на деполяризованный кристалл постоянного электрического поля напряженностью E временной процесс установления поляризации P описывается уравнением

$$P = P_0 [1 - \exp(-Et/\beta)], \quad (17)$$

где P_0 — величина поляризации, соответствующая равновесному состоянию кристалла в поле E , β — коэффициент диэлектрической вязкости кристалла.

Поскольку временной ход общего числа скачков (рис. 9) описывается аналогичным уравнением, в работе ¹⁴⁸ найдена связь между коэффициентом диэлектрической вязкости кристалла β и числом скачков:

$$\beta = E(t_2 - t_1) / \ln[(N_0 - N_1)/(N_0 - N_2)], \quad (18)$$

где N_0 — общее число скачков, вызванное наложением поля E на деполяризованный кристалл, N_1 — число скачков, возникших к моменту времени t_1 , N_2 — то же к моменту времени t_2 .

Принципиально важным вопросом при исследовании эффекта Баркгаузена в сегнетоэлектриках является вопрос о связи этого эффекта, т.е. скачкообразных процессов

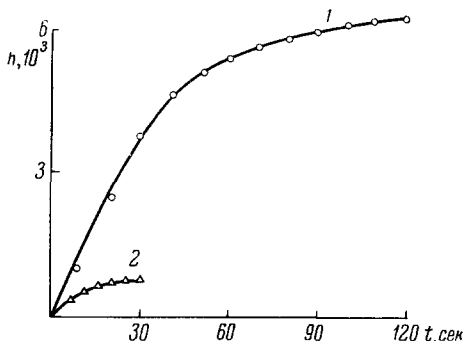


Рис. 9. Нарастание числа скачков со временем после коммутации поля в ТГС (1) и в сегнетовой соли (2).

переполаризации, с процессами поляризации и переполаризации кристалла в целом, т. е. с процессами переориентации всей поляризации, исследованными в ряде хорошо известных работ ¹⁵⁵⁻¹⁵⁸. В работе ¹⁵⁹, в которой проведено параллельное изучение эффекта Баркгаузена и тока переключения в кристаллах ТГС (прикладываемое внешнее поле менялось от 10 до 10^3 в·см⁻¹), показано, что время установления всей поляризации кристалла равно времени установления ее необратимой части, обусловленной скачками. Вместе с тем в высоких полях с ростом скорости перестройки доменной структуры (т. е. с ростом прикладываемого или коммутируемого поля) часть объема кристалла, переполаризующегося скачками, становится все меньше.

Ряд авторов ⁹⁶, ¹⁰³, ¹⁰⁹ наблюдали обратные скачки переполаризации. Хотя общие закономерности и причины возникновения обратных скачков еще не изучены, сам факт существования обратных скачков переполаризации в сегнетоэлектриках не вызывает сомнения.

Вопрос о механизме возникновения скачков Баркгаузена в сегнетоэлектриках обсуждался многими авторами. Если в ферромагнетиках преимущественным механизмом скачка Баркгаузена является прерывистое, скачкообразное движение доменной стенки на различного рода неоднородностях, а процесс зародышеобразования ввиду значительной толщины граничной стенки маловероятен, то в сегнетоэлектриках из-за малой толщины граничной стенки (порядка нескольких ангстрем) процесс зародышеобразования может играть заметную роль в возникновении скачков переполаризации.

Механизм скачка, связанного с зародышеобразованием, можно себе представить следующим образом. Внутри кристалла всегда имеются отдельные области, находящиеся в напряженном состоянии. Эти области и будут являться центрами зародышеобразования, так как при наложении внешнего поля E переориентация спонтанной поляризации P_s в них будет происходить легче, чем в других областях кристалла. Быстро разрастаясь, эти зародыши и вызывают скачки переполаризации. Для того чтобы произошел такой скачок Баркгаузена, необходимо, чтобы рост зародыша был энергетически выгодным. Определим критические размеры такого зародыша. Если объем зародыша ΔV , то при переориентации спонтанной поляризации убыль энергии будет составлять $\Delta w_v = -2P_s E \Delta V$. Однако появление этого зародыша связано с ростом граничной энергии на величину $\Delta w_s = \sigma \Delta S$, где ΔS — поверхность границы, охватывающей зародыш, а σ — поверхностная плотность граничной энергии. Пусть зародыш имеет форму эллипсоида вращения, сильно вытянутого вдоль сегнетоэлектрической оси (в этом случае деполяризующее поле не сказывается на переориентации вектора P_s). Для простоты оценочного расчета объема и поверхности примем этот эллипсоид за цилиндр, длина которого $l = 10r$, где r — радиус основания. Суммарное изменение энергии кристалла вследствие переориентации такого зародыша будет

$$\Delta w = 20\pi r^2 \sigma - 20\pi r^3 P_s E. \quad (19)$$

Критический размер зародыша r_0 найдем из условия $\frac{\partial (\Delta w)}{\partial r} = 0$. Из этого условия

$$r_0 = 2\sigma / 3P_s E^* \quad (20)$$

Это значит, что расти будут только зародыши, для которых $r \geq r_0$. При $r < r_0$ случайно возникший зародыш будет «задавлен» поверхностными силами. Подставляя в (20) значения σ и P_s ¹⁴⁹ и беря для E величину порядка коэрцитивного поля (именно в этих полях наиболее интенсивно идут скачки), получаем для BaTiO_3 $r_0 \sim 10^{-4}$ см, для ТГС $\sim 10^{-3}$ см, что соответствует минимальным размерам скачков для BaTiO_3 порядка $3 \cdot 10^{-11}$ см³, а для ТГС $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ см.

Ввиду большой степени анизотропии сегнетоэлектрических кристаллов зародыш будет разрастаться главным образом вдоль сегнетоэлектрической оси (вдоль этого же направления приложено поле E). Максимальный рост зародыша ограничен толщиной кристалла d . Объем, переполаризующийся при таком скачке, будет равен $\pi r^2 d$. При толщине кристалла порядка 2 мм⁹⁹ это составит для ТГС величину порядка 10^{-6} см³.

Учитывая, что из-за наличия микротрещин и других дефектов в кристалле разрастание зародыша сквозь весь кристалл происходит редко, мы можем считать средний объем, соответствующий скачку, равным 10^{-7} см³, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными (см. таблицу на стр. 445). С ростом толщины кристалла средние размеры скачка должны возрастать. Это согласуется с данными Чайновца⁹³.

Необходимо заметить, что вероятность переполаризации с последующим ростом зародыша значительно возрастает вблизи междоменной стенки. Поэтому в процессе переполаризации скачки будут главным образом происходить по мере приближения стенки к будущему зародышу. Образование и рост зародыша вдали от границы (внутри домена, ориентированного против поля) значительно менее вероятны, хотя тоже возможны.

*) Аналогичное выражение для одного из размеров критического зародыша с учетом деполяризующего поля получили Миллер и Вайнрейх¹⁶⁰, рассматривая зародышеобразование как один из механизмов бокового движения 180°-ных доменных стенок в кристаллах BaTiO_3 .

Некоторые исследователи считают зародышеобразование единственной причиной скачков в сегнетоэлектриках⁹³. В противоположность этому работа Миллера⁹⁴, в которой параллельно велись наблюдения движения доменной стенки и скачков Баркгаузена в титанате бария, убедительно свидетельствует о том, что скачки возникают также и при росте доменов, и при смыкании доменных границ.

Естественно считать, что процесс распада монодоменного состояния сегнетоэлектрического кристалла начинается с зарождения новых доменов с направлением спонтанной поляризации, противоположным тому, которое существовало в кристалле. Скачки, появившиеся при этом, следует считать результатом зародышеобразования. Однако в дальнейшем, когда в кристалле уже имеются домены с различным направлением спонтанной поляризации, изменение электрического поля неизбежно ведет за собой смещение доменных стенок, и в этом случае наряду с зародышеобразованием может иметь место механизм скачка, рассмотренный нами для ферромагнетиков.

При исследовании и обсуждении поведения скачков Баркгаузена следует, по нашему мнению, учитывать все названные выше возможности их возникновения (зародышеобразование, скачкообразное движение доменных стенок и смыкание доменных границ). Заметим, кстати, что изучение топографии самих скачков не дает однозначного ответа на вопрос о возможной причине их появления. Поэтому при исследовании эффекта Баркгаузена в сегнетоэлектриках большее внимание следует уделять не параметрам скачков, а их полевым и временным зависимостям, влиянию различных факторов на эффект, связи эффекта с другими свойствами кристалла и т. д.

б) Особенности протекания эффекта Баркгаузена в различных сегнетоэлектриках. Анализ результатов исследований эффекта Баркгаузена в различных кристаллах^{92-95, 98-102, 106} показывает, что наряду с общими закономерностями, отмеченными в предыдущем разделе, в протекании эффекта в различных сегнетоэлектриках имеются и существенные различия, причем не только количественные, но и качественные.

Так, например, в титанате бария и в варикондах ВК-2 и ВК-4, изготовленных на основе BaTiO_3 , при изменении электрического состояния по ветви петли гистерезиса, т. е. при уменьшении поля от максимального, соответствующего заполяризованному состоянию образца, скачки начинаются значительно раньше достижения нулевого поля¹⁰⁶. В ТГС же этот процесс⁹⁹ начинается лишь после прохождения нулевого поля.

Такое различное поведение, на наш взгляд, связано с различной степенью прямоугольности петли гистерезиса ТГС и материалов, изготовленных на основе BaTiO_3 .

Наибольший материал для сравнения особенностей эффекта Баркгаузена накоплен для кристаллов сегнетовой соли и ТГС^{92, 99, 102}. При одинаковых геометрических размерах образцов и одной и той же температуре число скачков в ТГС значительно больше, чем в сегнетовой соли. Средний размер области, переполяризуемой при одном скачке, в ТГС также значительно больше. Этим и объясняется такая большая разница в процентах скачкообразно переполяризующихся объемов обоих кристаллов (см. таблицу на стр. 445). Время, в течение которого наблюдаются скачки после изменения поля, в образцах ТГС значительно больше, чем в образцах сегнетовой соли, что свидетельствует о различной величине коэффициента диэлектрической вязкости этих кристаллов (γ ТГС — больше) (см. рис. 9).

Совершенно различным оказывается влияние механических напряжений на эффект Баркгаузена в обоих кристаллах. В образцах сегнетовой соли $x = 45^\circ$ -ного среза под влиянием статических напряжений, приложенных вдоль нормалей к боковым граням образца, число скачков уменьшается. Механические напряжения, приложенные аналогичным способом к образцам ТГС, никакого влияния на эффект Баркгаузена не оказывают.

В кристаллах сегнетовой соли Шувалову, Рудяку и Камаеву¹⁰⁰ удалось обнаружить новую разновидность эффекта Баркгаузена — скачки переполаризации, вызываемые приложенными механическими напряжениями (подробнее см. ниже). В кристаллах ТГС этот эффект отсутствует.

В значительной мере указанные выше различия в протекании эффекта Баркгаузена могут быть объяснены на основе кристаллофизической классификации сегнетоэлектриков, предложенной Шуваловым^{116, 117} и основывающейся на кристаллографических признаках, характеризующих различия в геометрии доменной структуры сегнетоэлектрических кристаллов^{88, 102, 111, 118}. В самом деле, кристаллическая решетка антипараллельных доменов в кристаллах ТГС ориентирована одинаково, и при переполаризации не расходуется дополнительная энергия на ее перестройку, как это имеет место в сегнетовой соли. Поэтому естественно, что скачки переполаризации в ТГС захватывают больший объем. Другой причиной значительного различия объемов, переполаризующихся при одном скачке в этих двух кристаллах, следует, на наш взгляд, считать тот факт, что в сегнетовой соли поверхностная плотность граничной энергии σ значительно меньше, чем в ТГС¹⁴⁹. Поэтому согласно (20) даже с учетом различия в значениях P_s минимальные и средние объемы зародышей в сегнетовой соли оказываются на 1—2 порядка меньше, чем в ТГС.

в) Влияние различных факторов (внешних воздействий) на эффект Баркгаузена в сегнетоэлектриках. Выше уже отмечалось существенное влияние механических напряжений на эффект Баркгаузена в сегнетовой соли. Аналогичное влияние должны оказывать механические напряжения и на другие сегнетоэлектрики 2-го кристаллофизического класса, к которому согласно¹¹⁶ относятся одноосные сегнетоэлектрики без пьезосвойств в исходной параэлектрической фазе вообще или вдоль направления возникновения спонтанной поляризации.

Поскольку температура образца существенно влияет на сегнетоэлектрические свойства кристалла и прежде всего на величину спонтанной поляризации P_s , изменение температуры должно заметно сказываться и на протекании эффекта Баркгаузена.

Кибблудайт⁹¹ отмечает для титаната бария полную аналогию поведения числа скачков с температурным ходом спонтанной поляризации. Подробные температурные исследования эффекта Баркгаузена в сегнетовой соли проведены Абе⁹², а в ТГС — Камаевым¹¹¹. По данным Абе, при приближении к каждой из точек Кюри общее число скачков уменьшается. Температурный ход числа скачков аналогичен температурному ходу спонтанной поляризации. В¹¹¹ показано, что в ТГС изменение температуры существенно влияет не только на общее число (рис. 10), но и на полевые зависимости скачков. С ростом температуры характер кривых не меняется, но поля старта и поля, соответствующие максимальному числу скачков, монотонно уменьшаются. Выше точки Кюри скачки не наблюдаются. Недавно нам удалось установить, что при температуре жидкого азота скачки Баркгаузена в ТГС исчезают, хотя кристалл заведомо остается в сегнетоэлектрической фазе. Происходит некоторое «заторможение» доменной структуры. Аналогичные явления «заторможения» наблюдаются и в ферромагнетиках^{34, 120}.

В работах ¹⁰³, ¹⁰⁸, ¹¹⁰ исследовался эффект Баркгаузена в кристаллах ТГС и сегнетовой соли, подвергнутых воздействию рентгеновского и γ -облучения. В работах ¹⁰³, ¹⁰⁸ показано, что в широком диапазоне доз

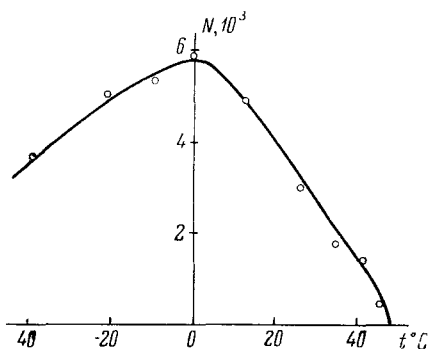


Рис. 10. Зависимость числа скачков от температуры для кристалла ТГС.

(от 5 кр до 1 Мр) γ -облучение приводит к уменьшению общего числа скачков и увеличению полей старта с ростом дозы облучения (рис. 11, а). Полученные данные находятся в хорошем согласии с работами Желудева и Юрина ¹²³⁻¹²⁵ по влиянию γ -облучения на доменную структуру и другие свойства сегнетоэлектриков. Согласно работам ¹²¹⁻¹²⁵ в облученных образцах образуются продукты распада, которые стабилизируют часть доменов и затрудняют движение доменных стенок. В результате в процессе переполаризации участвует меньшее число доменов, что и ведет к уменьшению числа скачков с ростом дозы облучения.

Стабилизация доменов и уменьшение подвижности доменных стенок приводят также к перетяжке петель гистерезиса вплоть до появления участка с линейной поляризацией. На этом участке перестройки доменной структуры не происходит, сегнетоэлектрик ведет себя как параэлектрик. Естественно, что на линейном участке кривой поляризации, где отсутствуют необратимые процессы, скачки поляризации также отсутствуют. Этим и вызван рост поля старта в γ -облученных кристаллах.

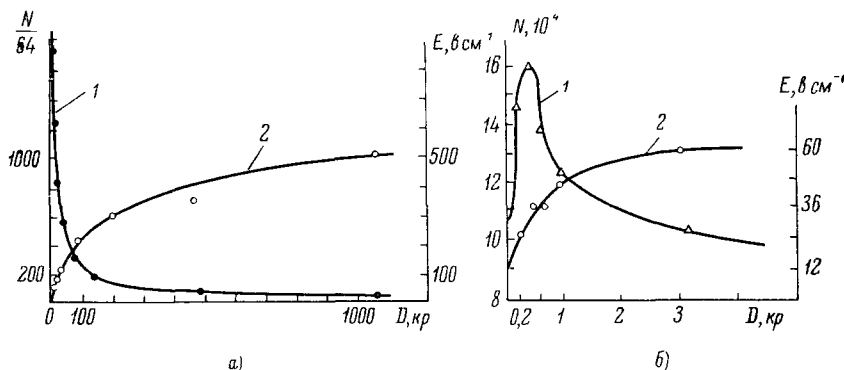


Рис. 11. Влияние γ (а) и рентгеновского (б) облучений на число скачков (1) и поля старта (2) для кристалла ТГС.

Под воздействием рентгеновского облучения с ростом дозы число скачков вначале значительно возрастает, проходит через максимум, а затем уменьшается. Поля старта скачков с ростом дозы облучения монотонно увеличиваются (рис. 11, б).

Экстремальная зависимость числа скачков Баркгаузена от дозы рентгеновского облучения в пленочных варикондах ВК-4 наблюдалась в работе ¹⁰⁶. Интересно отметить, что в работе ¹²⁶ наблюдалась аналогичная зависимость диэлектрической проницаемости от дозы облучения для того же материала. Эти зависимости можно объяснить ¹¹⁰ следующим образом.

Если образец достаточно «чистый», т. е. число дефектов в нем сравнительно невелико, то облучение его малой дозой должно привести к некоторому увеличению числа дефектов, что в свою очередь приводит к появлению новых центров зародышеобразования, однако стабилизацию доменной структуры малые дозы не могут вызвать. Поэтому общее число скачков при облучении вначале с ростом дозы растет, а затем (когда начнет сказываться стабилизация доменной структуры) число скачков уменьшается. Что касается монотонного возрастания поля старта скачков с ростом дозы облучения, то это связано с тем, что образование любых дополнительных дефектов затрудняет смещение доменной стенки из положения равновесия под воздействием электрического поля.

Влияние отжига и старения образцов на эффект Баркгаузена исследовалось в работах ¹⁰⁸, ¹¹¹. В этих работах показано, что старение образцов ТГС ¹¹¹ и варикондов ¹⁰⁸ приводит к уменьшению общего числа скачков и времени их существования; поля старта скачков при этом возрастают. Эти результаты свидетельствуют о том, что в процессе старения образца происходит стабилизация спонтанной поляризации. Энергетически более выгодным в объеме каждого домена (или всего кристалла) становится одно из двух возможных направлений дипольного момента, вследствие чего происходит некоторое «заторможение» доменной структуры. Таким образом, старение оказывает на процессы реполяризации влияние, аналогичное γ -облучению. Отжиг, наоборот, ведет к росту числа скачков, т. е. к облегчению процессов переориентации доменов во внешних полях ¹²⁷.

г) Новые разновидности эффекта Баркгаузена в сегнетоэлектрических кристаллах. Выше уже упоминалось, что в сегнетовой соли удалось обнаружить ¹⁰⁰ и исследовать новую разновидность эффекта Баркгаузена — скачки реполяризации, вызываемые приложенными механическими напряжениями в отсутствие внешнего электрического поля. Если к образцу сегнетовой соли $x = 45^\circ$ -ного среза прикладывать нагрузки вдоль нормалей к боковым граням пластинки в одном из взаимно перпендикулярных направлений, т. е. так, чтобы вызвать однородное механическое напряжение сжатия, эквивалентное сдвиговому напряжению σ_{yz} (или σ_{zy}), и изменять напряжение ступеньками, то в сегнетоэлектрическом интервале температур на каждой ступеньке напряжения возникают скачки реполяризации, аналогичные скачкам, вызываемым изменением электрического поля вдоль оси x . Размеры и длительности этих скачков такие же, как и «электрических». Кривые распределения числа скачков в зависимости от величины механических напряжений аналогичны кривым распределения по полю для скачков, вызванных электрическим полем. При уменьшении приложенного механического напряжения, а также при наложении напряжения сжатия в направлении, перпендикулярном первоначальному (что соответствует изменению знака эквивалентного сдвигового напряжения), возникают скачки Баркгаузена противоположного знака. Если число скачков одного знака считать положительным, а противоположного — отрицательным, то зависимость их алгебраической суммы от приложенного механического напряжения (при его циклическом изменении) будет иметь вид петли гистерезиса (рис. 12). Эти результаты находятся в хорошем согласии с данными Желудева и Романюка ¹¹⁸ по непосредственному наблюдению динамики доменной структуры в кристаллах сегнетовой соли под воздействием механических напряжений. Поскольку спонтанная деформация у кристаллов сегнетовой соли (так же как и других сегнетоэлектриков с аналогичной геометрией доменной структуры) содержит сдвиг ¹¹⁶, ¹¹⁷, имеющий разный знак у доменов с противоположно направленными

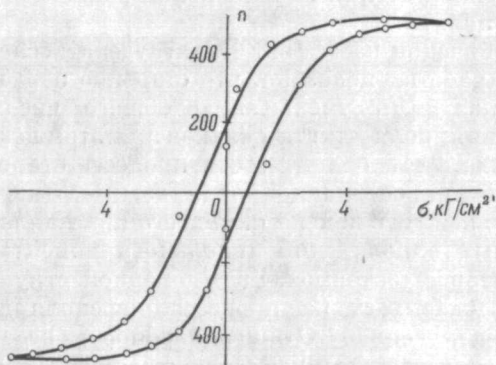


Рис. 12. Зависимость алгебраической суммы числа скачков обоих направлений в образце $x = 45^\circ$ -ного среза сегнетовой соли от приложенного механического напряжения при циклической переполаризации образца ($t = 12,5^\circ \text{C}$).

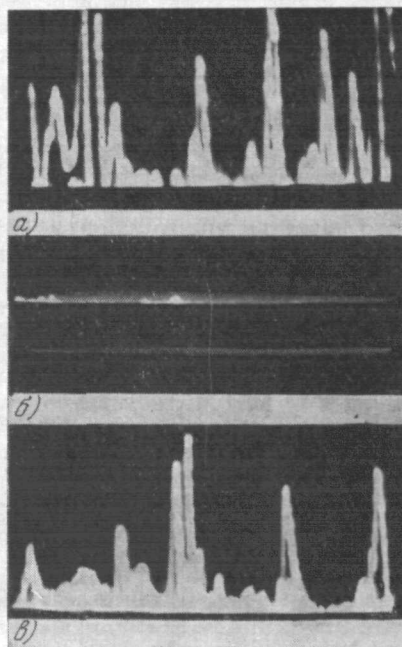


Рис. 13. а) Скачки переполаризации в SbSi , вызванные электрическим полем, в момент наиболее интенсивного их следования; б) картина электрических скачков на экране осциллографа через 1 мин после включения электрического поля; в) скачки переполаризации, вызываемые освещением ($t = 0^\circ \text{C}$).

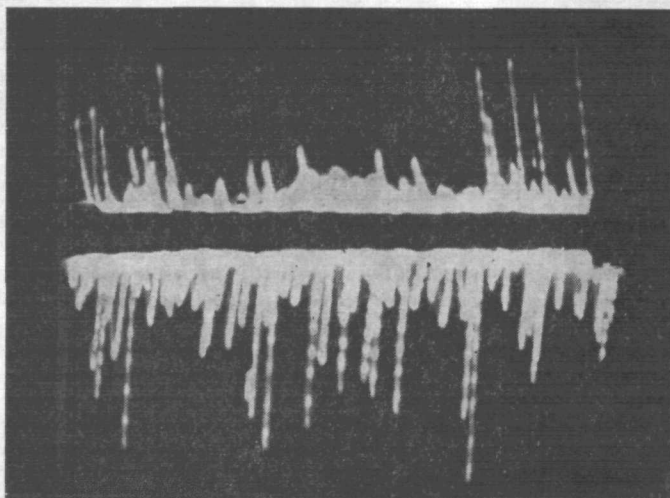


Рис. 14. Скачки Баркгаузена, возникающие в кристалле SbSi , при переходе из сегнетофазы в парафазу (фотография с экрана осциллографа).

векторами P_s , то приложением соответствующего внешнего сдвигового напряжения можно вызвать смещение границ между доменами. В процессе этого смещения и возникают скачки переполаризации. В кристаллах ТГС (так же как и других сегнетоэлектриках с такой геометрией доменной структуры) однородные механические напряжения не могут непосредственно вызывать смещения границ между доменами. Поэтому в кристаллах ТГС описанный выше эффект отсутствует^{100, 102}.

В сегнетоэлектрике-полупроводнике SbSi Рудяк и Богомолов¹¹² обнаружили скачки переполаризации, вызываемые освещением. Они наблюдались в широком интервале температур от -78°C до точки Кюри (рис. 13). Скачки переполаризации, вызываемые светом, через некоторое время прекращаются и не наблюдаются при повторном освещении. Это свидетельствует о том, что обнаруженный эффект нельзя отнести к шумам фотопроводимости. По-видимому, здесь имеет место облегчение процессов зародышеобразования под воздействием света.

Недавно обнаружена еще одна разновидность эффекта Баркгаузена — скачки переполаризации, возникающие при фазовых переходах сегнетоэлектриков (в отсутствие электрического поля)^{143, 150}. Этот эффект наблюдался в кристаллах BaTiO_3 , SbSi, ТГС, $K^o\text{P}$, RbDP и сегнетовой соли. Скачки идут в обе стороны (рис. 14).

Возникновение скачков Баркгаузена при фазовых переходах может, на наш взгляд, вызываться двумя причинами: скачкообразным распадом (возникновением) областей спонтанной поляризации при переходе кристалла из сегнетофазы в парафазу (или наоборот) или процессом перестройки доменной структуры внутри самой сегнетофазы в непосредственной близости к точке Кюри. Как в том, так и в другом случае изучение этого эффекта представляет несомненный интерес. Не исключено, что имеют место одновременно оба механизма.

IV. ЭФФЕКТ БАРКГАУЗЕНА КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Связь эффекта Баркгаузена с доменной структурой и основными элементами петли гистерезиса, высокая чувствительность этого эффекта к различным факторам, стабильность для каждого состояния образца основных характеристик эффекта (поля старта скачков, поля финиша, времени их прохождения и др.) — все это дает возможность использовать эффект Баркгаузена в качестве одного из методов исследования ферромагнетиков и сегнетоэлектриков, а также для измерения некоторых магнитных и электрических величин.

1. Измерение коэрцитивной силы ферромагнетиков методом скачков Баркгаузена

Впервые применение эффекта Баркгаузена в качестве метода магнитных измерений было предложено в работе¹³¹, в которой он используется для измерения коэрцитивной силы. В работе показано, что если измерить число скачков, соответствующее изменению магнитного состояния образца вдоль одной из ветвей петли гистерезиса, т. е. от $-I_{\text{max}}$ до $+I_{\text{max}}$ (по методике, описанной в гл. II, п. 1), а затем, вновь вернувшись в состояние $-I_{\text{max}}$, плавно изменять поле от $-H_{\text{max}}$ до $+H_{\text{max}}$, то поле, при котором число скачков равно половине общего числа скачков, соответствующего полной ветви петли гистерезиса, равняется коэрцитивной силе.

В самом деле, пусть в стадии смещения при изменении намагниченности образца от I_1 до I_2 , т. е. при смещении границы *) от x_1 до x_2 , происходит n скачков Баркгаузена. Так как в стадии смещения изменение намагниченности ΔI полностью определяется величиной смещения границы Δx , можно считать

$$\Delta I = \Delta x I_0 / l, \quad (21)$$

где l — ширина домена, I_0 — намагниченность, соответствующая концу стадии смещения.

Поскольку каждый скачок происходит на некотором немагнитном включении или локальном узле внутренних напряжений, при обратном движении границы от x_2 до x_1 произойдет такое же количество скачков обратного направления. Таким образом, если при изменении намагниченности от I_1 до I_2 произошло число скачков Баркгаузена, равное n_1 , то при обратном изменении намагниченности от I_2 до I_1 произойдет $n_2 = n_1$ скачков. В частности, если при изменении намагниченности от 0 до I_0 произошло N скачков, то и при обратном изменении от I_0 до 0 также произойдет N скачков (обратного направления).

Так как при $I > I_0$ (в стадии вращения) скачки Баркгаузена не наблюдаются, число скачков N , очевидно, соответствует изменению намагниченности образца от 0 до I_s (намагниченности насыщения) или, наоборот, от I_s до 0. Следовательно, при изменении намагниченности образца от $-I_s$ до $+I_s$ вдоль всей ветви петли гистерезиса произойдет $2N$ скачков Баркгаузена, а поле, соответствующее половине этого количества скачков при изменении намагниченности от $-I_s$ до $+I_s$, равняется коэрцитивной силе.

Выводы из приведенных рассуждений остаются справедливыми и для поликристаллического образца. Опыты, проведенные с образцами из никеля, железа и ряда ферромагнитных сплавов, показали, что во всех случаях поле, соответствующее половине общего числа скачков, действительно равно коэрцитивной силе.

Следует отметить, что благодаря большому числу скачков Баркгаузена и хорошей повторяемости результатов этот метод дает возможность измерять коэрцитивную силу с точностью до 10^{-2} э даже для образцов диаметром 0,1 мм. Метод можно применить и для образцов диаметром несколько десятков микрон.

2. Некоторые другие магнитные измерения

При исследовании эффекта Баркгаузена в ферромагнетиках по описанной выше методике для каждого образца отмечается высокая степень повторяемости не только общего числа скачков, но и поля, соответствующего определенному числу скачков (в частности, поля старта $H_{ст}$, поля финиша $H_{ф}$, поля $H_c = H(N/2)$ и т. д.). Так как каждое из этих полей является характеристикой образца, определяемой его доменной структурой, оно может быть зафиксировано по данным пересчетного устройства независимо от показаний приборов намагничивающей цепи. Этот факт и положен в основу ряда методов¹³², описанных ниже.

а) Определение размагничивающего фактора. Если образец находится во внешнем однородном магнитном поле напряженности H_e , направленном вдоль оси образца, то, как известно¹³, истинное поле H внутри образца отличается от H_e , а именно

$$H = H_e - NI, \quad (22)$$

*) Для простоты мы рассматриваем движение только одной 180° -ной границы.

где N — размагничивающий фактор образца, а I — величина намагниченности, соответствующая полю H .

Пусть имеются два образца, из которых один можно считать бесконечно длинным ($l \gg d$, где l — длина, а d — диаметр образца), а размагничивающий фактор другого требуется определить. Найдем поле старта (или финиша) скачков для обоих образцов. Если образцы из одного материала подвергнуты одинаковой обработке (например, отжигу), то поля старта у них должны быть одинаковыми. Но так как поле старта скачков определяется истинным полем внутри образца, а размагничивающие факторы образцов различны ($N_1 = 0$, а $N_2 \neq 0$), различными будут и значения внешних полей, при которых начинаются скачки. Разность внешних полей старта, определяемая по показаниям приборов в намагничивающей цепи, равна, как это следует из выражения (22), размагничивающему полю NI для второго образца. Зная I , найдем N .

б) Измерение напряженности магнитного поля Земли. Расположив намагничивающую катушку с образцом таким образом, чтобы ее ось была ориентирована в интересующем нас направлении, например в вертикальном, определим значение поля, соответствующего половине общего числа скачков H ($N/2$) при намагничивании образца в одном направлении, а затем при намагничивании его в противоположном направлении. Так как в одном случае составляющая земного поля H_3^B складывается с полем катушки, а в другом — вычитается из него, то показания приборов, соответствующие H_1 ($N/2$) и H_2 ($N/2$), в обоих случаях будут разными. Легко видеть, что искомая компонента H_3^B определится из соотношения

$$H_3^B = [H_1(N/2) - H_2(N/2)]/2. \quad (23)$$

В работе ¹³² вертикальная составляющая земного поля определилась с точностью до 0,01 э. Метод позволяет производить измерения и с большей точностью. Так как указанный метод позволяет измерить любую компоненту напряженности земного магнитного поля H_3 , то он дает возможность измерить и вектор H_3 .

в) Чувствительный индикатор изменения магнитного поля, основанный на эффекте Баркгаузена. Как было отмечено выше (гл. II, п. 3), особенно интенсивно эффект Баркгаузена протекает в наиболее крутой части петли гистерезиса, т. е. в полях, близких к коэрцитивным. В этой области полей при изменении магнитного поля на 1 э в 1 см³ отожженного железного образца насчитывается 10⁷ скачков, т. е. в среднем 1 скачок при изменении поля на 10⁻⁷ э. Этот факт использован в работе ¹³⁴ для фиксирования малых изменений магнитного поля.

Ферромагнитный образец, помещенный в намагничивающую катушку установки, сначала намагничивается до насыщения. Затем с помощью вращающегося потенциометра поле плавно изменяется до значения, при котором скачки идут наиболее интенсивно. Это состояние образца и является исходным для работы индикатора. Если теперь в пространстве около намагничивающей катушки появится дополнительное слабое магнитное поле, направленное по полю катушки, или произойдет незначительное изменение внешнего поля того же направления, установка зафиксирует это изменение одним или несколькими скачками. В работах ⁵², ¹³⁴ этим методом надежно фиксировалось изменение внешнего поля на величину $\Delta H = 10^{-5}$ э.

С помощью эффекта Баркгаузена можно также производить сравнение коэффициента намагничивающей катушки с эталонной без баллистической установки ¹³².

3. Определение предела упругости в ферромагнетиках с помощью эффекта Баркгаузена

Среди методов определения предела упругости в твердых телах существует ряд магнитных ¹³⁵. Высокая чувствительность эффекта Баркгаузена к внутренним напряжениям позволяет использовать его в качестве еще одного магнитного метода определения предела упругости в ферромагнетиках.

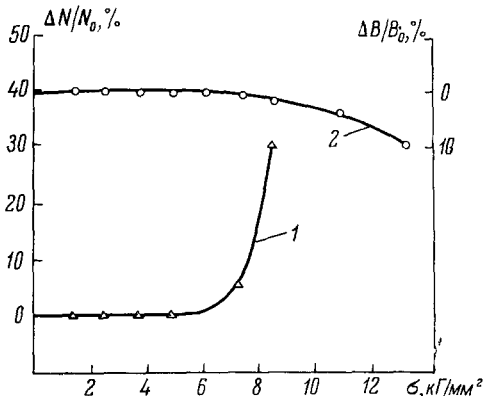


Рис. 15. Зависимость относительного изменения числа скачков Баркгаузена (1) и относительного изменения магнитной индукции (2) от величины приложенного напряжения после его снятия.

В работе ¹³⁶ показано, что при достижении предела упругости для железных, никелевых и пермаллоевых образцов наблюдается резкое увеличение числа скачков N . Это позволяет из графика зависимости относительного изменения их $\Delta N/N_0$ от напряжения σ зафиксировать предел упругости надежней, чем по зависимости изменения индукции B от σ ¹³⁵.

Для иллюстрации на рис. 15 приведены оба эти графика для железного образца в одном масштабе. Из этих графиков видно, что метод эффекта Баркгаузена

действительно чувствительнее метода изменения индукции. В работах ^{52, 137} показано, что предел упругости в ферромагнетиках можно определять и с помощью механического эффекта Баркгаузена.

4. Фиксирование деполяризованного состояния и определение коэрцитивного поля сегнетоэлектриков с помощью эффекта Баркгаузена

Большинство выращенных сегнетоэлектрических кристаллов обладает значительной униполярностью ^{138, 139}, влияющей на их электрические свойства и процессы поляризации. Петля диэлектрического гистерезиса таких кристаллов несимметрична (особенно в слабых полях), что является выражением несимметричности доменной структуры кристалла в отсутствие поля.

Особенно сильно униполярность образцов сказывается при исследовании эффекта Баркгаузена. Так, например, в ^{99, 111} обнаружено, что при изменении электрического состояния некоторых образцов по кривой поляризации число скачков и поле их старта существенно различны при изменении поля от 0 до $+E_{\max}$ и от 0 до $-E_{\max}$. Вместе с тем для ряда измерений (не только при исследовании эффекта Баркгаузена) необходимо процесс поляризации образца начинать из деполяризованного состояния, т. е. из состояния с симметричной доменной структурой.

Попытки деполяризации образца методом, применяемым в магнетизме, т. е. путем медленного уменьшения приложенного переменного поля, не дали желаемого результата. Образцы устойчиво сохраняли «врожденную» униполярность. Только наложение постоянного поля соответствующей величины и знака способно снять униполярность образца, т. е. пол-

ностью его деполяризовать. Трудность как раз и заключается в подборе этого постоянного поля и в фиксировании деполяризованного состояния.

Высокая чувствительность эффекта Баркгаузена к состоянию доменной структуры позволяет использовать его для установления деполяризованного состояния образца. В работах ¹¹¹, ¹⁴⁰ показано, что если при изменении электрического состояния образца, соответствующем ступенчатому прохождению полной петли гистерезиса, сосчитать число скачков переполаризации на одной из ветвей петли, а затем при повторном ее прохождении закончить процесс переполаризации в момент появления половины наблюдавшихся ранее скачков, то в образце устанавливается симметричное состояние доменной структуры.

То, что таким образом кристалл приводится в деполяризованное состояние, подтверждается как непосредственным осциллографированием петель гистерезиса — полные и частные петли становятся симметричными, так и более чувствительным способом — с помощью эффекта Баркгаузена. Число скачков и характер их появления на «положительной» и «отрицательной» кривых поляризации совпадают. Этот же метод может быть использован для определения коэрцитивного поля сегнетоэлектрика.

5. Изучение процессов переполаризации сегнетоэлектриков и влияния различных внешних факторов на эти процессы с помощью эффекта Баркгаузена

На рис. 8, 9 (гл. III, п. 2) представлены типичные кривые распределения числа скачков переполаризации по полю для сегнетоэлектрического кристалла и кривые нарастания числа скачков во времени. Анализ таких кривых позволяет получить значительную информацию как о временных характеристиках процессов поляризации и переполаризации, так и об особенностях протекания этих процессов на различных участках кривой поляризации и петли гистерезиса ¹¹⁴.

По началу появления скачков, т. е. по значению поля старта $E_{ст}$, можно достаточно точно определить значение электрического поля, при котором начинается процесс необратимой поляризации кристалла под действием внешнего поля, приложенного к деполяризованному образцу. Величина $E_{ст}$ должна соответствовать границе рэлеевской области на кривой поляризации. Окончание скачков с ростом поля дает возможность зафиксировать то значение внешнего поля $E_{ф}$, при котором поляризация кристалла достигает насыщения.

При циклическом прохождении полной петли диэлектрического гистерезиса начало появления скачков свидетельствует о начале разрушения монокристаллического состояния, т. е. о зарождении доменов, поляризованных в направлении, противоположном существующему в кристалле. В различных кристаллах (в зависимости от степени прямоугольности петли гистерезиса) этот процесс начинается в различных полях. Эффект Баркгаузена дает возможность определить значения этих полей. Такая возможность особенно ценна для кристаллов, в которых доменная структура не может непосредственно наблюдаться под поляризационным микроскопом (например, для ТТС или SbSi).

Кривые распределения числа скачков во времени дают возможность использовать эффект Баркгаузена для изучения длительности перестройки доменной структуры на разных участках кривой поляризации и петли гистерезиса, для изучения процессов переключения различных сегнетоэлектриков, что имеет как теоретическое, так и практическое значение. Этот метод использован в работах ¹⁰⁶, ¹⁵¹.

Высокая чувствительность эффекта Баркгаузена к различным внешним воздействиям позволяет использовать его в качестве чувствительного метода изучения влияния этих воздействий на динамику доменной структуры и процессы переполяризации. Исследованию влияния различных факторов на процессы поляризации и переполяризации сегнетоэлектриков с помощью эффекта Баркгаузена посвящен ряд работ. В работе ¹¹¹ показано, что эффект Баркгаузена значительно более чувствителен к изменениям состояния доменной структуры, чем, например, внутреннее трение ¹⁴¹. В работе ¹⁰³ установлена определенная связь между характером влияния γ -облучения на форму петель диэлектрического гистерезиса

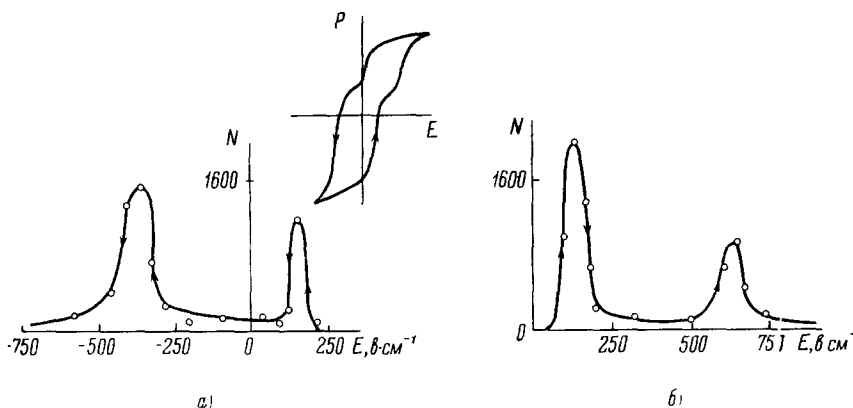


Рис. 16. Распределение скачков Баркгаузена по полю в облученном кристалле ТГС ($D = 0,5 \text{ Mr}$), полученное методом ступенчатого изменения поля при прохождении нисходящей (а) и восходящей (б) ветвей петли гистерезиса.

Вверху — вид петли на экране осциллографа.

и распределением скачков по полю. Известно, что в результате облучения ¹²⁴⁻¹²⁵ могут происходить перетяжка петель гистерезиса и их смещение. Наблюдение эффекта Баркгаузена в облученных кристаллах позволяет не только подтвердить это, но и выяснить некоторые дополнительные подробности, не всегда достаточно ясно выраженные при простом осциллографировании петель. При прохождении каждой из ветвей такой перетянутой и смещенной петли гистерезиса наблюдается по два максимума в распределении числа скачков по полю (рис. 16), что свидетельствует о наличии двух крутых участков на ветви петли гистерезиса, связанных с перетяжкой. Расположение максимумов при прохождении ветвей петли гистерезиса в разных направлениях оказывается несимметричным. Такая асимметрия связана со смещением петли гистерезиса. По распределению числа скачков по полю можно определить, каким значениям поля соответствует перетяжка петли (минимум в распределении), а асимметрия в распределении позволяет дать количественную оценку смещению петли, причем это можно сделать более точно, чем методом осциллографирования.

Отметим также, что по картине распределения скачков по полю можно обнаружить мелкие искажения петли гистерезиса, которые на осциллографе почти не видны или фиксируются неуверенно.

Применение эффекта Баркгаузена в качестве метода исследования позволило ¹²⁸⁻¹³⁰ установить характер воздействия ультразвука на процессы поляризации и переполяризации кристаллов ТГС и сегнетовой соли в квазистатическом режиме в отличие от динамического режима ^{142, 144}. В работах ^{150, 161, 162} с помощью эффекта Баркгаузена исследовалось воз-

действие освещения на процессы поляризации и переполаризации кристаллов SbSi. Установлено ¹⁶¹, что при определенных условиях — в зависимости от величины приложенного поля — свет может вызывать как поляризацию, так и деполяризацию кристалла, а в некотором интервале полей (вблизи коэрцитивного) — одновременно оба эти процесса. Подчеркнем, что метод эффекта Баркгаузена для кристаллов SbSi в настоящее время является единственным, позволяющим наблюдать динамику обоих процессов сразу; измерения диэлектрической проницаемости, тока переключения и др. дают только интегральную картину. В работе ¹⁶² показано, что свет из области спектра, к которой кристаллы SbSi фоточувствительны, ускоряет как процесс переполаризации, так и процесс установления остаточной поляризации этих кристаллов.

Приведенные примеры, конечно, не исчерпывают возможностей применения эффекта Баркгаузена при исследовании ферромагнетиков и сегнетоэлектриков. С его помощью можно фиксировать фазовые переходы из сегнетоэлектрического состояния в параэлектрическое (или обратно) (см. гл. III, п. 2, г).

Укажем еще на возможность применения эффекта Баркгаузена для исследования сегнетоманетиков ¹⁶³. Используя высокую чувствительность этого эффекта, можно попытаться обнаружить скачки переполаризации, вызываемые изменением магнитного поля, или скачки переманетивания, вызываемые изменением электрического поля.

Наконец, общефизическое значение эффекта Баркгаузена, отмеченное во введении (гл. I), позволяет предполагать, что методы, применяющиеся при исследовании этого эффекта, а также его приложения могут оказаться полезными и в других областях физики — в тех случаях, когда фазовые переходы сопровождаются явлениями, аналогичными перестройке доменной структуры.

Калининский государственный
педагогический институт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Barkhausen, Phys. Zs. **20**, 401 (1919).
2. S. Kojima, K. Kato, J. Phys. Soc. Japan **4**, 362 (1949).
3. R. R. Newton, A. J. Ahearn, F. Makay, Phys. Rev. **75**, 103 (1948).
4. S. Kojima, K. Kato, J. Phys. Soc. Japan **5**, 373 (1950).
5. M. Klüge, H. Schönfeld, Naturwiss. **21**, 194 (1933).
6. H. Müller, Phys. Rev. **47**, 135 (1935).
7. H. Schönfeld, Ann. d. Phys. **19**, 733 (1934); **22**, 53 (1935).
8. Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, М., Гостехиздат, 1939.
9. В. К. Аркадьев, Электричество **8**, 255 (1927).
10. R. Haworth, Bell. Lab. Rec. **9**, 167 (1930).
11. F. Förster, H. Wetzell, Zs. Metallkunde **33**, 115 (1941).
12. Б. В. Цомакион, В. Ф. Ивлев, ДАН СССР **66**, 2, 205 (1951).
13. С. В. Вонсовский, Я. С. Шур, Ферромагнетизм, М., Гостехиздат, 1948.
14. С. В. Вонсовский, Современное учение о магнетизме, М., Гостехиздат, 1953.
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Sow. Phys. **8**, 153 (1935).
16. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ **15**, 97 (1945).
17. Л. В. Киренский, В. В. Ветер, в сб. «Магнитная структура ферромагнетиков», Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1960, стр. 53.
18. R. Becker, W. Döring, Ferromagnetismus, Berlin, 1939.
19. Honda, Kaya, Sci. Rep. Tohoku Univ. **15**, 721 (1926).
20. R. Bozorth, J. Dillinger, Phys. Rev. **35**, 733 (1930).
21. W. Gerlach, P. Lertes, Zs. Phys. **4**, 383 (1921).
22. К. Вотруба, Чехослов. физ. ж. **3** (2), 162 (1953).
23. E. P. T. Tyndall, Phys. Rev. **24**, 439 (1924).

24. H. Bittel, I. Westerboer, Ann. d. Phys. 4 (1/5), 203 (1959).
25. В. Ф. Ивлев, В. М. Рудяк, см.¹⁷, стр. 101.
26. R. S. Tebble, J. C. Skidmore, W. D. Cogner, Proc. Phys. Soc. A63, 739 (1950).
27. В. Ф. Ивлев, В. М. Рудяк, Уч. зап. Красноярского пединститута 11, 84 (1958) (далее — как КрГПИ).
28. К. М. Поливанов, А. М. Родичев, В. А. Игнатченко, ФММ 9, 5 (1960).
29. А. М. Родичев, В. А. Игнатченко, Н. М. Саланский, см.¹⁷, стр. 113.
30. Г. М. Родичев, П. Д. Ким, Изв. вузов (Физика) 1, 130 (1962).
31. А. М. Бонч-Бруевич, Применение электронных ламп в экспериментальной физике, М., Гостехиздат, 1954.
32. H. D. Bush, R. S. Tebble, Proc. Phys. Soc. 60, 370 (1948).
33. В. Ф. Ивлев, Канд. диссертация (МОПИ, 1951).
34. В. Л. Ильюшенко, Канд. диссертация (МОПИ, 1955).
35. Л. И. Асеева, Канд. диссертация (МОПИ, 1955).
36. R. S. Tebble, Proc. Phys. Soc. 68 (12B), 1017 (1955).
37. В. Ф. Ивлев, В. М. Рудяк, Уч. зап. КрГПИ 11, 89 (1958).
38. В. М. Рудяк, Канд. диссертация (МОПИ, 1959).
39. Ю. Н. Харитонов, ПТЭ 5, 277 (1966).
40. R. Borth, Phys. Rev. 34, 722 (1929).
41. R. Borth, J. Dillinger, Phys. Rev. 35, 773 (1930).
42. R. Borth, J. Dillinger, Phys. Rev. 12, 308 (1951).
43. В. Ф. Ивлев, Изв. АН, сер. физ. 16, 6, 664 (1952).
44. R. S. Tebble, W. L. Newhouse, Proc. Phys. Soc. 63, 973 (1951).
45. В. Ф. Ивлев, В. Л. Ильюшенко, Л. И. Асеева, Изв. АН, сер. физ. 21, 9 (1957).
46. Р. В. Телеснин, ДАН СССР 59, 887 (1948); Вестн. МГУ, № 11, 121 (1948).
47. Huzimura, J. Phys. Soc. Japan 5, 293 (1950).
48. Р. В. Телеснин, Е. П. Дзаганя, см.¹⁷, стр. 91.
49. Р. В. Телеснин, Е. П. Дзаганя, В. И. Козлов, Вестн. МГУ, № 5, 60 (1960).
50. Е. П. Дзаганя, ФММ 20 (2), 204 (1965).
51. А. М. Родичев, М. К. Савченко, см.¹⁷, стр. 195.
52. Ю. Н. Харитонов, Канд. диссертация (КрГПИ, 1968).
53. Л. В. Киренский, В. Ф. Ивлев, ДАН СССР 76, 389 (1951).
54. К. Вотрубца, Чехосл. физ. ж. 3 (2), 162 (1953).
55. И. Фишер, Чехосл. физ. ж. 5 (6), 656 (1955); 6 (1), 65 (1956).
56. I. Kranz, A. Shauer, Ann. d. Phys. 4 (7), 84 (1959).
57. R. S. Tebble, Proc. Phys. Soc. 68 (12B), 1017 (1955).
58. H. Sawada, J. Phys. Soc. Japan (XI/XII) (7/6), 564 (1952).
59. В. Ф. Ивлев, В. М. Рудяк, ДАН СССР 120 (3) (1958).
60. E. Pfrenger, K. Stierstadt, Naturwiss 20A (3), 492 (1965).
61. Н. Н. Бернштейн, Теория вероятностей, М., Гостехиздат, 1949.
62. А. М. Родичев, Н. М. Саланский, В. И. Синегубов, см.¹⁷, стр. 129.
63. В. М. Рудяк, Ю. Н. Харитонов, ДАН СССР 178 (2), 331 (1968).
64. Ю. Н. Харитонов, Уч. зап. Калининского пединститута 40, 225 (1966) (далее — как КГПИ).
65. Ю. Н. Харитонов, Изв. вузов (Физика) 6, 221 (1966).
66. Ю. Н. Харитонов, Изв. вузов (Физика) 8, 139 (1967).
67. G. Haase, I. Lauman, Zs. ang. Phys. 12, 289 (1960).
68. A. Papp, Fill. La. si Fis. 7 (1), 41 (1956).
69. K. Stierstadt, H. Geile, Zs. Phys. 180, 66 (1964).
70. K. Stierstadt, E. Pfrenger, Zs. Phys. 179, 189 (1964).
71. K. Stierstadt, W. Boeckh, Zs. Phys. 186, 154 (1965).
72. K. Stierstadt, E. Preuss, Zs. Phys. 199, 456 (1967).
73. W. L. Newhouse, Proc. Phys. Soc. A65, 325 (1952).
74. K. Wotruba, Ceskosl. cosop. fys. 6 (4), 419 (1956).
75. К. Вотрубца, Чехосл. физ. ж. 6 (5), 469 (1956).
76. К. Вотрубца, Изв. АН СССР, сер. физ. 21, 9, 1246 (1957).
77. H. Markeet, Phys. Stat. Sol. 20 (1), K. 67 (1967).
78. N. C. Ford, E. W. Pugh, J. Appl. Phys. 30 (4), 270 (1959).
79. П. Д. Ким, Г. М. Родичев, Изв. АН СССР, сер. физ. 26 (2), 306 (1962).
80. В. Ф. Ивлев, В. С. Прокопенко, Изв. АН СССР, сер. физ. 25 (3) (1961).
81. A. Cisman, Rev. Roumaine Phys. 9 (9), 811 (1964).
82. J. H. Williams, W. Shockley, Phys. Rev. 75, 178 (1949).

83. Л. В. Киренский, М. К. Савченко, А. М. Родичев, Изв. АН СССР, сер. физ. **22** (10), 1181 (1958).
84. А. М. Родичев, М. К. Савченко, см.¹⁷, стр. 147.
85. K. Zschische, Zs. Phys. **11**, 201 (1922).
86. В. М. Рудяк, ДАН СССР **164** (4), 782 (1965).
87. Е. И. Кондорский, в сб. «Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики», М., Изд-во АН СССР, 1946, стр. 97.
88. Ф. Иона, Д. Ширани, Сегнетоэлектрические кристаллы, М., «Мир», 1965.
89. И. С. Желудев, Физ. энци. словарь, т. 4, 1965, стр. 502.
90. И. С. Рез, УФН **93** (4), 633 (1967).
91. A. C. Kibblwhite, Proc. Inst. Electr. Eng. **102** (13), 59 (1955).
92. R. Abe, J. Phys. Soc. Japan **11**, 104 (1956).
93. A. G. Chynoweth, Phys. Rev. **110**, 1346 (1958).
94. R. C. Miller, Phys. Rev. **111** (1), 736 (1958).
95. A. G. Chynoweth, J. Appl. Phys. **30** (3), 280 (1959).
96. R. C. Miller, J. Phys. Chem. Solids **17** (1/2), 93 (1960).
97. В. Врезина, J. Fousek, A. Glanc, Czech. J. Phys. **B11** (8), 595 (1961).
98. В. М. Рудяк, В. Е. Камаев, Кристаллография **9**, 755 (1964).
99. В. М. Рудяк, В. Е. Камаев, Изв. АН СССР, сер. физ. **20**, 938 (1965).
100. Л. А. Шувалов, В. М. Рудяк, В. Е. Камаев, ДАН СССР **163**, 347 (1965).
101. V. M. Rudyak, Abstracts of the International Meeting of Ferroelectricity, Prague, 1966, стр. 72.
102. В. М. Рудяк, Л. А. Шувалов, В. Е. Камаев, Изв. АН СССР, сер. физ. **29** (6), 943 (1965).
103. Л. А. Шувалов, В. М. Рудяк, В. Е. Камаев, Н. С. Комлякова, Изв. АН СССР, сер. физ. **29** (11), 2010 (1965).
104. В. М. Рудяк, В. Е. Камаев, Уч. зап. КГПИ **40**, 66 (1966).
105. В. Е. Камаев, Уч. зап. КГПИ **60**, 60 (1967).
106. А. А. Богомоллов, Т. Н. Вербицкая, В. М. Рудяк, Уч. зап. КГПИ **60**, 47 (1967).
107. В. Е. Камаев, Уч. зап. КГПИ **60**, 72 (1967).
108. Н. С. Комлякова, Уч. зап. КГПИ **60**, 72 (1967).
109. В. М. Рудяк, В. В. Иванов, Изв. вузов (Физика) **10**, 129 (1969).
110. Н. С. Комлякова, В. М. Рудяк, Изв. АН СССР, сер. физ. **31** (11), 1762 (1967).
111. В. Е. Камаев, Канд. диссертация (Воронежск. пединститут, 1967).
112. В. М. Рудяк, А. А. Богомоллов, ФТТ **9**, 3336 (1967).
113. В. М. Рудяк, В. Е. Камаев, Н. С. Комлякова, в сб. «Релаксационные явления в твердых телах», М., «Металлургия», 1968, стр. 611.
114. В. М. Рудяк, Изв. АН СССР, сер. физ. **31** (7), 1171 (1967).
115. В. М. Рудяк, Уч. зап. КГПИ **60**, 3 (1967).
116. Л. А. Шувалов, Кристаллография **8**, 617 (1963).
117. Л. А. Шувалов, Изв. АН СССР, сер. физ. **28**, 660 (1964).
118. И. С. Желудев, Н. А. Романюк, Кристаллография **4**, 710 (1959).
119. В. Кенциг, Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, М., ИЛ, 1960.
120. А. И. Дрокин, Н. М. Саланский, А. А. Попова, Р. П. Смоленин, ЖТФ **34** (3), 521 (1966).
121. И. С. Желудев, В. А. Юрин, Изв. АН СССР, сер. физ. **20**, 211 (1956).
122. В. А. Юрин, Изв. АН СССР, сер. физ. **21**, 929 (1957).
123. В. А. Юрин, А. С. Боберкин, Э. Н. Корниченко, И. В. Гаврилова, Изв. АН СССР, сер. физ. **24**, 1334 (1960).
124. В. А. Юрин, И. С. Желудев, Изв. АН СССР, сер. физ. **28**, 727 (1964).
125. В. А. Юрин, Изв. АН СССР, сер. физ. **29**, 2000 (1965).
126. Н. И. Кузьмин, С. П. Соловьев, Т. Н. Вербицкая, В. А. Харченко, ФТТ **9**, 918 (1967).
127. Т. Н. Вербицкая, Л. И. Сыркин, А. М. Эльгард, Изв. АН СССР, сер. физ. **29**, 2096 (1965).
128. А. И. Баранов, А. А. Богомоллов, В. М. Рудяк, Л. А. Шувалов, Уч. зап. КГПИ **60**, 42 (1967).
129. В. М. Рудяк, А. А. Богомоллов, А. И. Баранов, Н. С. Комлякова, Изв. вузов (Физика), № 1, 123 (1968).
130. А. И. Баранов, А. А. Богомоллов, В. М. Рудяк, Материалы VI Всесоюзной акустической конференции, ГРУ, 1968, стр. 7.
131. В. Ф. Ивлев, В. М. Рудяк, см.¹⁷, стр. 143.
132. В. М. Рудяк, Уч. зап. КГПИ **40**, 3 (1966).
133. В. И. Чечерников, Магнитные измерения, М., Изд-во МГУ, 1963.
134. Ю. Н. Харитонов, ПТЭ **6**, 206 (1966).

135. Р. М. Бозорт, Ферромагнетизм, М., ИЛ, 1956, стр. 478.
 136. В. М. Рудяк, Ю. Н. Харитонов, Уч. зап. КГПИ **40**, 219 (1966).
 137. Ю. Н. Харитонов, Изв. вузов (Физика), № 12, 112 (1967).
 138. К. Н. Кармен, Кристаллография **6** (3), 426 (1961).
 139. В. П. Константинова, И. М. Сильвестрова, К. С. Александров, Кристаллография **4** (1), 69 (1959).
 140. В. Е. Камаев, Уч. зап. КГПИ **60**, 72 (1957).
 141. А. М. Широков, Л. А. Шувалов, Кристаллография **8** (5), 733 (1963).
 142. В. М. Рудяк, А. И. Баранов, Изв. АН СССР, сер. физ. **29** (6), 951 (1965).
 143. А. А. Богомоллов, В. М. Рудяк, Л. А. Шувалов, Тезисы VI Всесоюзной конференции по сегнетоэлектричеству, Рига, 1968, стр. 96.
 144. В. М. Рудяк, А. И. Баранов, Изв. АН СССР, сер. физ. **31** (11), 1767 (1957).
 145. K. Stierstadt, Springer Tracts Mod. Phys. **40**, 2 (1966).
 146. Ю. Н. Харитонов, В. М. Рудяк, Изв. вузов (Физика), № 2, 140 (1968).
 147. В. М. Рудяк, А. И. Цепелев, В. Б. Хазанкин, Изв. вузов (Физика), № 5, 139 (1969).
 148. В. М. Рудяк, Изв. АН СССР, сер. физ. **33** (2), 316 (1969).
 149. И. С. Желудев, Физика кристаллических диэлектриков. М., «Наука», 1968.
 150. А. А. Богомоллов, В. В. Иванов, В. М. Рудяк, Кристаллография **14** (6), 1033 (1969).
 151. А. А. Богомоллов, Канд. диссертация (КГПИ, 1969).
 152. A. Zentko, V. Hajko, Czech. J. Phys. **B18** (8), 1026 (1968).
 153. Е. И. Кондорский, ДАН СССР **19**, 397 (1938); **30**, 598 (1941).
 154. В. М. Рудяк, В. Б. Хазанкин, Изв. вузов (Физика), № 5, 110 (1969).
 155. W. J. Merz, Phys. Rev. **95**, 3, 690 (1954).
 156. R. C. Miller, A. Savage, Phys. Rev. Lett. **2**, 7, 294 (1959).
 157. W. J. Merz, Phys. Rev. **88**, 421 (1952).
 158. E. Fatuzzo, Helv. Phys. Acta **32**, 302 (1959); **33**, 21, 429 (1960).
 159. В. М. Рудяк, В. Ф. Горностаев, ФТТ **11**, 2499 (1969).
 160. R. C. Miller, G. Weinreich, Phys. Rev. **117** (6), 1460 (1960).
 161. В. М. Рудяк, А. А. Богомоллов, В. В. Иванов, ФТТ **11**, 1700 (1969).
 162. В. В. Иванов, А. А. Богомоллов, В. М. Рудяк, ФТТ **11**, 3394 (1969).
 163. Г. А. Смоленский, Н. И. Крайник, Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, М., «Наука». 1968.
-