

© 1991

## ИССЛЕДОВАНИЯ ПСЕВДОПЬЕЗОЭФФЕКТА И КОНСТАНТЫ ДЕФОРМОПЕНЦИАЛА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ЛЬДЕ

А. А. Евтушенко, В. Ф. Петренко

Исследован ранее обнаруженный эффект поляризации кристаллической решетки льда при неоднородных упругих деформациях. Предлагаются физическая модель и количественное описание явления.

В ряде природных явлений, связанных с движением и сжатием крупных ледяных масс, наблюдаются механические колебания в объеме льда [1], сопутствующая им акустическая эмиссия [2], а также излучение электромагнитных волн [3]. Акустическую эмиссию связывают обычно с образованием микротрещин, т. е. элементарных актов хрупкого разрушения структурных элементов льда [4, 5]. Возможный механизм возникновения радиоизлучения был предложен нами в работе [6], в которой была обнаружена электрическая поляризация монокристаллов льда, возникающая под действием неоднородной упругой деформации на частотах порядка и ниже дебаевской частоты диэлектрической релаксации льда. В работе [6] неоднородная деформация создавалась изгибными колебаниями тонких монокристаллических образцов. В той же работе нами была предложена физическая модель обнаруженного явления, базирующая на представлениях о движении заряженных дефектов протонной подсистемы льда вдоль градиентов полей упругих напряжений, в том случае, когда удельные объемы дефектов отличаются от объемов, занимаемых молекулами воды в решетке льда.

Целью настоящей работы являются детальное экспериментальное исследование псевдопьезоэффекта в льде в ситуациях с доминирующим движением дефектов определенного типа и попытка количественного описания явления.

$$j_i = (e_i - \eta_i \Phi \Omega) \frac{\mu_i v_i}{|e_i|} - D_i \text{grad}(n_i), \quad (1)$$

где  $i=1, 2, 3, 4$  соответственно для  $\text{H}_3\text{O}^+$ ,  $\text{OH}^-$ ,  $D$ - и  $L$ -дефектов;  $e_i$  — заряды дефектов;  $\mu_i$  и  $n_i$  — их подвижности и концентрации;  $D_i$  — коэффициенты диффузии;  $E$  — напряженность электрического поля;  $\Omega$  — конфигурационный вектор, несущий в себе информацию о переориентации молекул воды потоками дефектов

$$\Omega = \int_0^t \left( \sum_{i=1}^4 \eta_i j_i \right) dt, \quad (2)$$

где  $\eta_i = (1, -1, -1, 1)$ ,  $t$  — время;  $\Phi = 3.85 k_B T r_{00}$ , где  $r_{00} = 2.76 \text{ \AA}$  — расстояние между атомами кислорода в структуре льда  $I_h$  [14].

Мы будем рассматривать электрическую поляризацию льда в полях неоднородных упругих деформаций, обнаруженную в работе [6]. Как было показано в [6], время возникновения такой поляризации в точности совпадает с временем дебаевской релаксации, определяемым движением

основных протонных носителей заряда. Этот же результат подтверждается более обширными, чем в [6], экспериментальными данными настоящей работы. Поэтому мы не будем здесь рассматривать флексоэлектрические эффекты, наблюдаемые в диэлектриках и описанные в обзоре Таганцева [15], считая, что электрический дипольный момент льда возникает в результате движения протонных дефектов (ионов и  $D$ -,  $L$ -дефектов) вдоль градиентов упругих напряжений.

Поля внутренних упругих деформаций дефектов, взаимодействуя с полем внешних деформаций, могут изменять энергию дефекта в решетке. В первом приближении

$$W_i = W_{0i} - \alpha_i \left( \sum_{j=1}^3 \epsilon_{jj} \right) \quad (3)$$

## 1. Теоретическое рассмотрение

По абсолютной величине удельной электропроводимости как чистый, так и легированный лед может быть отнесен к классу полупроводников. При этом чисто электронная проводимость не играет сколько-нибудь существенного значения из-за большой величины запрещенной зоны  $E_G \approx 10.9$  эВ [7]. Перенос заряда в льде осуществляется движением протонов вдоль водородных связей между молекулами воды и их перескоками со связи на связь. Протонный характер проводимости льда подтверждается в экспериментах по электролизу льда [8] и по влиянию на электропроводность льда инжекции протонов [9, 10]. Согласно модели, предложенной Жаккаром [11, 12], конкретными носителями заряда в структуре льда являются две пары дефектов протонной подсистемы: два типа ионов  $H_3O^+$  и  $OH^-$  и два типа дефектных водородных связей с двумя протонами на связи (положительный  $D$ -дефект) и связь без протонов (отрицательный  $L$ -дефект). Эти носители могут появляться в льде в результате их тепловой генерации ( $E_{AK} \approx 0.96$  эВ для пары ионов и  $E_{AK} \approx 0.68$  эВ для пары  $D$ -,  $L$ -дефектов), а также при легировании льда немногими растворимыми в нем кислотами и щелочами. Так, легирование HF приводит к появлению дополнительных  $H_3O^+$  ионов и  $L$ -дефектов, а легирование аммиаком ( $NH_3$ ) — к появлению  $OH^-$  ионов и  $D$ -дефектов [13].

При движении дефекта протонной подсистемы происходит переориентация молекулы воды  $H_2O$ , в результате которой потоки носителей заряда разного типа оказываются взаимосвязанными. Наиболее изящный феноменологический способ описания процессов электропроводности в такой системе и был предложен Жаккаром [13, 14]. Согласно этой модели, транспортные уравнения для плотности потоков носителей заряда  $\mathbf{j}$ , в льде описываются системой уравнений, где  $W_{0i}$  — энергия дефекта в недеформированных кристаллах,  $\epsilon_{ij}$  — тензор деформации,  $\alpha_i$  — константы. Формула (3) учитывает только «дилатационный» вклад во взаимодействие дефекта с полями упругих напряжений. Анизотропия упругих искажений решетки вокруг дефекта приводит к его переориентации во внешних упругих полях и имеет отношение к явлению неупругой релаксации льда, теоретически наиболее полно рассмотренному в работе [16]. Возможное присутствие в выражении для  $W_i$  членов со сдвиговыми деформациями типа  $\alpha_{ijk} \epsilon_{jk}$  ( $j \neq k$ ) будет являться предметом последующих исследований, так как в используемых нами геометриях деформаций их вклад в дрейф носителей равен нулю. Коэффициенты  $\alpha_i$  являются аналогами констант деформационного потенциала в электронных проводниках. В полях неоднородных деформаций появляются дополнительная сила, действующая на дефект

$$\mathbf{F}_i = \alpha_i \text{grad} \left( \sum_{j=1}^3 \epsilon_{jj} \right) \frac{\mu_i n_i}{|e_i|}, \quad (4)$$

и соответствующая ей добавка в поток дефектов

$$j_{ie} = \alpha_i \text{grad} \left( \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{jj} \right) \frac{\mu_i n_i}{|e_i|}, \quad (5)$$

которую следует внести в транспортное уравнение (1). Движение протонных носителей зарядов в полях неоднородных упругих напряжений и обуславливает возникающую электрическую поляризацию льда — псевдопьезоэффект. Обычный пьезоэффект не наблюдается в льде, структура которого обладает «статистическим» центром симметрии (полностью разупорядочена по ориентациям молекул воды).

Дальнейшее рассмотрение величины псевдопьезоэффекта проведем для конкретной экспериментальной схемы (рис. 1).

Рассмотрим тонкую пластину льда, способную совершать малые изгибные колебания вдоль оси  $x$ . Толщина пластины  $l \ll L$  ее длины. Амплитуда колебаний верхнего конца пластины относительно нижнего  $\psi_0 \ll l$ . Колебания осуществляются поперек плоскости пластины в направлении оси  $x$ . Нижний конец пластины неподвижен, а к верхнему прикладывается прямоугольный (по времени) импульс деформации  $\psi = \psi_0 \Theta(t)$  (рис. 1). При этом

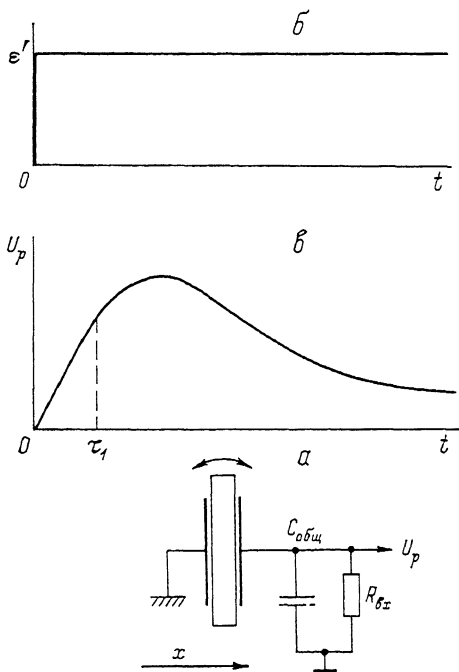


Рис. 1. Схема подключения образца (а), форма импульса деформации (б), зависимость  $U_p(t)$  при  $c_4 \gg c_1$  (в).

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{jj} \right) = \varepsilon' = \frac{3}{2} \frac{\psi_0}{L^2} \left( 1 - \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \Theta(t) \approx \frac{0.9\psi_0}{L^2} \Theta(t), \quad (6)$$

где  $C_{13}$ ,  $C_{33}$  — усредненные по Фогту упругие постоянные льда. Мы будем рассматривать случай «малых» деформаций, когда  $\alpha_i \left( \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{jj} \right) \ll kT$ , что эквивалентно условию  $V \ll kT/e_i$ , где  $V$  — разность потенциалов, возникающая при движении дефектов в поле неоднородных деформаций. При этом во всем объеме отклонения концентрации дефектов от равновесной  $|n_i - n_{i0}| \ll n_{i0}$ , а объемный заряд сосредоточен в тонких приповерхностных слоях толщиной порядка длины экранирования  $l_{\text{экр}} \ll 10^{-4} \text{ см} \ll l$ . В рассматриваемом приближении такой заряд  $Q$  можно без ущерба для точности считать поверхностным. Тогда

$$E = \frac{Q}{S} \frac{4\pi l}{\varepsilon_{\infty}}, \quad E = \frac{V}{l}, \quad (7), (8)$$

$S$  — площадь пластины.

Для большинства практически важных случаев достаточно ограничить рассмотрение двумя типами носителей с максимальными парциальными электропроводностями  $\sigma_i$ . Пусть для определенности ими будут  $\sigma_4$  и  $\sigma_1$  (случай чистого льда или льда, легированного кислотами), причем пусть  $\sigma_4 \gg \sigma_1$ , так что основными носителями являются  $L$ -дефекты ( $\sigma_4$ ). Тогда

$$dQ/dt = j_1 + j_4, \quad (9)$$

$$j_1 = (e_1 E - \Phi \Omega + \alpha_1 \varepsilon') \frac{\mu_1 n_1}{e_1}, \quad (10)$$

$$j_4 = (-e_3 E - \Phi \Omega + \alpha_4 \varepsilon') \frac{\mu_4 n_4}{e_3}, \quad (11)$$

$$E = \frac{4\pi}{\varepsilon_\infty} \int_0^t (e_1 j_1 - e_3 j_4) dt, \quad (12)$$

$$e_1 + e_3 = e, \quad e_1 = -e_2, \quad e_4 = -e_3 = 0.38e, \quad (13)$$

где  $e$  — заряд протона. Решение системы уравнений (9)–(12) при начальных условиях  $E(0)=0$ ,  $\Omega(0)=0$  есть

$$E = E_0 + E_1 \exp(-\omega_1 t) + E_2 \exp(-\omega_2 t), \quad (14)$$

где

$$\omega_{1,2} = \frac{\omega_D + \omega_M}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_D + \omega_M}{2}\right)^2 + \frac{4\pi\Phi}{\varepsilon_\infty} \left(\frac{\sigma_4}{e_3} - \frac{\sigma_1}{e_1}\right) - \omega_D \omega_M}, \quad (15)$$

$$\omega_M = \frac{4\pi}{\varepsilon_\infty} (\sigma_1 + \sigma_4) = \frac{4\pi}{\varepsilon_\infty} \sigma_\infty, \quad \omega_D = \Phi \left(\frac{\sigma_1}{e_1^2} - \frac{\sigma_4}{e_3^2}\right), \quad (16)$$

$$\frac{\omega_M}{\omega_D} \sim \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_\infty \cdot 3.85 k T r_{00}} \sim \frac{\pi e^2}{\varepsilon_\infty r_{00}} / k T \gg 1, \quad (17)$$

$$E_0 + E_1 + E_2 = 0, \quad E_0 + E_2 = \alpha_4 \varepsilon' / e_3, \quad E_0 = (\alpha_4 - \alpha_1) (\varepsilon' / e). \quad (18)$$

Заметим, что при  $\sigma_4 \gg \sigma_1$   $\omega_1 \simeq \omega_D + \omega_M \simeq \omega_M$ , т. е. определяется временем максвелловской релаксации основных носителей, а

$$\omega_2 \simeq \left(\frac{\Phi \sigma_1}{e_1^2}\right) \frac{e^2}{e_3^2} \approx \omega_{D1} \left(\frac{e}{e_3}\right)^2, \quad (19)$$

т. е. определяется временем дебаевской релаксации неосновных носителей. Как видно из (14), при  $1/\omega_1 \ll t \ll 1/\omega_2$  разность потенциалов между поверхностями пластины

$$V = El = \alpha_4 (l \varepsilon') / e_3 \quad (20)$$

и определяется константой деформпотенциала основных носителей, а при  $t \gg 1/\omega_2$

$$V = (\alpha_4 - \alpha_1) (\varepsilon' l / e) \quad (21)$$

и определяется разностью  $\alpha_4$  и  $\alpha_1$ .

Таким образом, исследуя экспериментально и временную зависимость  $V(t)$ , можно определить обе константы деформпотенциала — для основных и неосновных носителей. Создав легированием ситуацию с преобладанием  $\sigma_3$  и  $\sigma_2$ , можно определить  $\alpha_3$  и  $\alpha_2$ .

Для анализа экспериментальных данных образца, включенного в реальную измерительную схему (рис. 1), нами также были получены решения  $V(t)$ , аналогичные во многих отношениях (14). Главными качественными отличиями этого случая являются распределение  $V(t)$  между внутренним сопротивлением образца и выходным импедансом измерительной цепи, а также стремление  $V(t) \rightarrow 0$  при  $t \rightarrow \infty$  с характерной постоянной времени  $\tau \sim (R_{\text{вх}} + R_{\text{опр}}) C_{\text{эл}}$ , где  $C_{\text{эл}}$  — емкость приэлектродных слоев. Ввиду громоздкости общего решения мы его здесь не приводим.

## 2. М е т о д и к а

Для роста монокристаллов льда использовалась вода, прошедшая однократную дистилляцию, деионизацию в ионно-обменной установке «Аквапур» и дегазацию в вакууме при температуре 35–40 °С в течение 3 ч.

В работе использовались монокристаллы льда, выращенные из чистой воды ( $\rho = 13$  МОм·см,  $T = 20$  °С) и воды, легированной HF, HCl и NH<sub>3</sub> с концентрациями  $10^{-4}$  моль/л. Монокристаллы льда выращивались методом охлаждения воды с поверхности вакуумной откачкой. Для получения образцов поликристаллического льда особой чистоты мы использовали метод роста из газовой фазы, позволяющий получать крупные (~5 мм) зерна [17]. Образцы льда с размерами  $25 \times 10 \times 1$  мм вырезались из слитков алмазной пилой, шлифовались на наждачной бумаге и полировались механически на фильтровальной бумаге. Для химической полировки использовался раствор этилового спирта в воде. Направление тексагональной оси С определялось по двулучепреломлению в скрещенных поляризаторах.

Мы использовали три вида гибких электродов: тонкую алюминиевую фольгу (20 мкм), тонкую золотую фольгу (5 мкм) и триацетатную пленку 10 мкм толщины, на которую напылялся слой алюминия толщиной около 0.1 мкм так, что пленка располагалась между льдом и напыленным слоем. Результаты, полученные при использовании всех трех типов электродов, были идентичными.

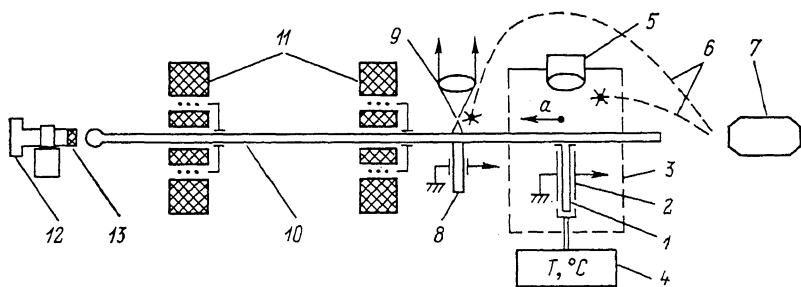


Рис. 2. Установка для исследования ППЭ.

1 — исследуемый образец льда; 2 — электроды; 3 — криостат; 4 — термостат; 5 — оптическое вакуумное окно с линзой для наблюдения за образцом; 6 — световоды для подсветки образца и подсветки микроскопа при калибровке пьезодатчика; 7 — He-Ne лазер; 8 — пьезодатчик для регистрации величины перемещения штока (а); 9 — измерительный микроскоп; 10 — шток, выполненный в виде кварцевого капилляра; 11 — магнитоэлектрическая силовая система; 12 — микрометрический винт, ограничивающий движение штока; 13 — упругая прокладка, предотвращающая отскок штока.

На рис. 2 изображена схема электромеханической системы, использованной для деформации образцов льда и измерения амплитуды этих деформаций. Образец льда 1, помещаемый в криостат, охлаждаемый парами азота  $T = (0 \div -70) \text{ °C} \pm 0.1 \text{ °C}$ , примораживался своим нижним концом к сапфировому основанию. Перемещение верхнего конца образца вызывалось продольным движением тонкого кварцевого капилляра, соединенного с двумя катушками магнитоэлектрической системы. Величина перемещения капилляра и верхней части образца рассчитывалась по сигналу с пьезодатчика 8, который предварительно калибровался по прямым оптическим измерениям с помощью измерительного микроскопа. Амплитуда перемещения могла меняться в пределах 40—100 мкм, для которых псевдопьезоэффект оказывался прямо пропорционален деформациям. При амплитудах, меньших 40 мкм, становится существенным люфт в механических элементах системы, а для амплитуд более 100 мкм существенной оказывается необратимая пластическая часть деформации образца. Вся механическая система юстировалась по лучу лазера. Для подавления колебаний в системе мы использовали упругий наконечник регулировочного микрометрического винта 12, 13 и принцип электромеханического демпфирования.

Электрическая часть измерительной схемы приведена на рис. 3. Генератор Г6-26 с частотой 1.5 Гц вырабатывает задающий импульс для системы механического возбуждения, и этот же импульс используется в качестве синхроимпульса схемы регистрации. Для исключения влияния синфазной помехи используется регулируемая задержка импульса воз-

буждения относительно импульса синхронизации, и, следовательно, запуска усреднителя DL-102, осуществляемая с помощью Г5-15. Напряжение поляризации  $U_p$  поступает на вход нановольтметра «Unipan-237» с входным сопротивлением  $R_{вх} = 10^7$  Ом и входной емкостью  $C_{вх} = 20$  пф. Импульс с пьезодатчика используется для контроля и регистрации амплитуды и длительности переднего фронта импульса деформации, для чего он усиливается нановольтметром «Unipan-232» и далее подается для визуального контроля на осциллограф С1-109 или для записи на DL-102. Для того чтобы полученные величины ППЭ можно было сопоставлять между собой, форма импульсов деформации (изгибных колебаний) должна сохраняться от эксперимента к эксперименту. При смене образца или изменении температуры небольшая коррекция осуществлялась регулировкой величины сопротивления  $R$  (демпфир магнитоэлектрической системы возбуждения; рис. 2) и коэффициента усиления усилителя тока  $K_I$ .

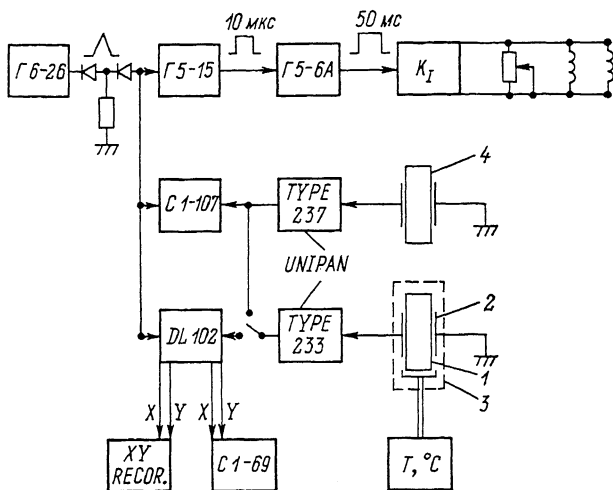


Рис. 3. Электрическая схема регистрации ППЭ.

1 — исследуемый образец льда, 2 — электроды, 3 — криостат, 4 — пьезодатчик,  $K_I$  — усилитель тока.

Увеличение отношения сигнал/шум достигается усреднением измеряемых импульсов по ансамблю путем накопления на DL-102 (обычно 256 импульсов). По окончании серии измерений информация выводится в виде графика на двухкоординатный самописец.

Для определения величин парциальных проводимостей  $\sigma_i$  носителей зарядов разного типа и дебаевской частоты релаксации  $\omega_D$  в работе использовались измерения частотных зависимостей электропроводности образцов  $\sigma(\omega)$  и их диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\omega)$  в диапазоне частот  $5 \div 5 \cdot 10^5$  Гц. Подобные методы подробно описаны во многих работах (см., например, [13, 14]). Оригинальным являлось лишь использование нами омических электродов нового типа [18], для которых несущественны явления образования объемных зарядов у электродов на низких частотах.

### 3. Экспериментальные результаты

На рис. 4 изображены временные диаграммы ППЭ для образцов монокристаллического льда, легированного аммиаком ( $\text{NH}_3$ ). Длительность переднего фронта  $\tau_\phi$  прямоугольного импульса деформации совпадает с длительностью переднего фронта кривой 1. Для этой кривой ( $T = -20^\circ \text{C}$ ) максвелловское время релаксации  $\tau_M$  основных носителей (тип 3, D-дефекты по Жаккару) было много меньше  $\tau_\phi$ , так что  $U_p$  повторяет форму фронта импульса деформаций. При понижении температуры длительность

переднего фронта нарастает и сигнал  $U_p$  даже меняет знак. Как было установлено из измерений  $\sigma(\omega)$  и  $\varepsilon(\omega)$ , в образцах, легированных  $\text{NH}_3$ , при температурах выше  $(-30) \div (-35)^\circ\text{C}$  основными носителями являются носители типа 3 ( $D$ -дефект), а неосновными — типа 2 ( $\text{OH}^-$ -ионы). Ниже  $-35^\circ\text{C}$  они меняются местами. Это подтверждается, например, наблюдением так называемого «кроссовера» в зависимости  $\varepsilon(T)$ , когда величина  $\varepsilon$  на низких частотах падает от примерно  $10^2$  до  $\approx 3.2 = \varepsilon_\infty$  в точке, где сравниваются парциальные проводимости  $\sigma_2 = \sigma_3$  (рис. 5, кривая 1). Точка инверсии ППЭ не совпадает точно с точкой кроссовера, так как в ней должно выполняться другое условие

$$|\alpha_2 \mu_2 n_2| \approx |\alpha_3 \mu_3 n_3|. \quad (22)$$

Форма сигналов  $U_p(t)$  достаточно хорошо описывается формулой (14), при подстановке в нее независимо измеряемых  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  и параметров измерительной цепи. При этом величины деформпотенциалов  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  являются

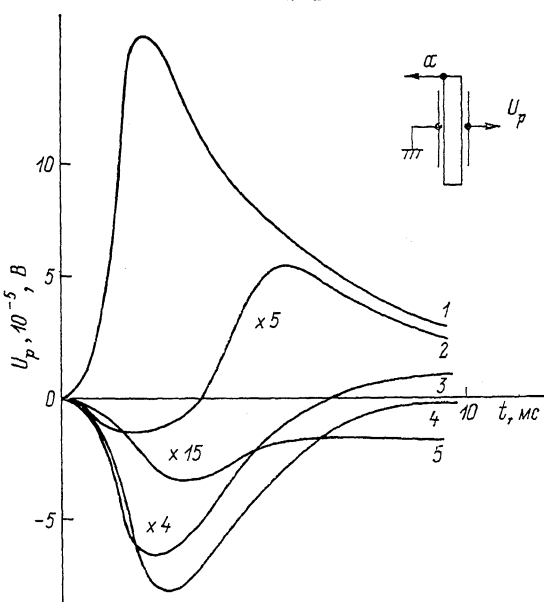


Рис. 4. Временные диаграммы разности потенциалов  $U_p$ .

Лед, легированный  $\text{NH}_3$  с концентрацией  $n \sim 10^{-4}$  (м/л). 1 — 20, 2 — 30, 3 — 40, 4 — 50, 5 — 60  $^\circ\text{C}$ .

подгоночными параметрами. Наибольшей точности удастся добиться при определении констант деформпотенциала для основных носителей.

Аналогичные исследования были проведены и на монокристаллических образцах «чистого» льда и льда, легированного  $\text{HF}$  и  $\text{HCl}$ , с носителями заряда типа 1 и 4. Результаты этих измерений показаны на рис. 6, где по оси ординат отложена нормированная на величину градиента деформации  $\varepsilon'$  разность потенциалов  $U_p$ . Независимыми электрическими измерениями было установлено, что для каждой кривой (1—4) инверсия  $U_p$  была обусловлена сменой типа основных носителей. Таким образом, в наших экспериментах для образцов с различным типом примесей были реализованы ситуации, когда основными носителями были все четыре типа носителей заряда.

Существенно меньшая величина  $U_p/\varepsilon'$  для «чистого» льда обусловлена большим внутренним сопротивлением нелегированных образцов. Однако порядок величин  $\alpha_1$  и  $\alpha_4$ , определенных для чистого льда, оказывается тем же, что и для образцов, легированных  $\text{HF}$ .

Следует отметить, что в пределах достигнутой пока точности измерений мы не обнаружили анизотропии ППЭ в льде.

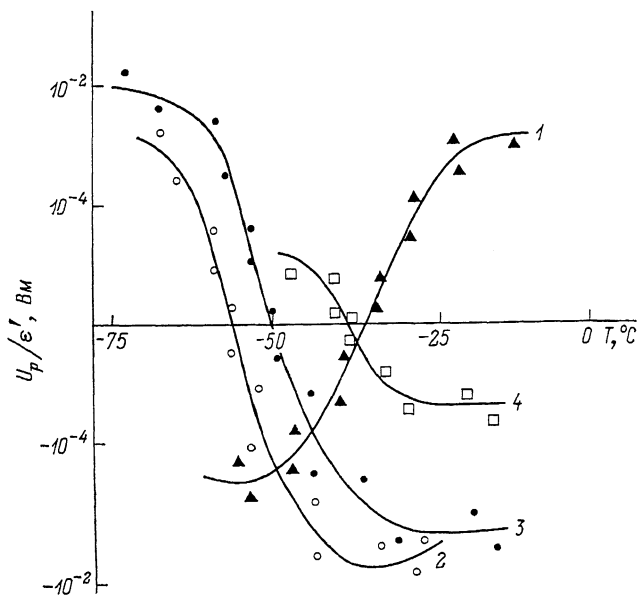


Рис. 5. Температурная зависимость нормированного ППЭ ( $U_p/\epsilon'$ ) для льда с различными легирующими примесями.

1 — легирование  $\text{NH}_3$ , 2 —  $\text{HCl}$ , 3 —  $\text{HF}$ , 4 — беспримесный лед.

В таблице приведены результаты определения  $\alpha_i$ . Прежде всего отметим, что знаки  $\alpha_i$  для всех типов носителей соответствуют положительной дилатации решетки дефектами, т. е. их удельные объемы превышают объемы,

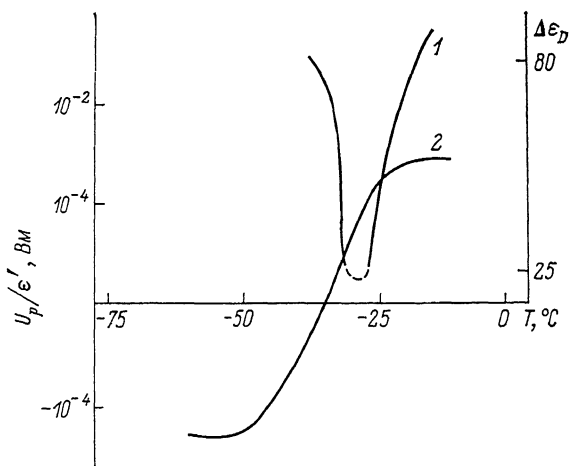


Рис. 6. Температурная зависимость величины дебаевской дисперсии  $\Delta\epsilon_D$  (1) и температурная зависимость нормированного ППЭ для льда, легированного  $\text{NH}_3$  с концентрацией  $n \sim 10^{-4}$  (м/л) (2).

занимаемые молекулами воды. Это противоречит выводам авторов работы [19], которые на основании исследований зависимостей  $\sigma(\omega)$  при высоких давлениях предположили, что ионы сжимают решетку, а  $\alpha$ - и  $D$ -дефекты расширяют. По нашему мнению, ППЭ дает возможность для существенно более прямого заключения об относительных размерах дефектов разного типа. Легко заметить также, что коэффициенты деформ-



| Легирующая примесь | Тип носителей заряда                 |                        |                     |                     |
|--------------------|--------------------------------------|------------------------|---------------------|---------------------|
|                    | 1<br>(H <sub>3</sub> O) <sup>+</sup> | 2<br>(OH) <sup>-</sup> | 3<br>(D-дефект)     | 4<br>(L-дефект)     |
| HCl                | 5.7±0.2<br>T=-60 °C                  |                        |                     | 2.3±0.5<br>T=-35 °C |
| HF                 | 6.8±0.6<br>T=-60 °C                  |                        |                     | 1.7±0.7<br>T=-25 °C |
| NH <sub>3</sub>    |                                      | 1.4±0.7<br>T=-55 °C    | 1.2±0.6<br>T=-20 °C |                     |

потенциала для протонных носителей заряда по порядку величины совпадают с аналогичными константами для электронов в большинстве твердых тел. При учете огромной разницы в массах протона и электрона (что, например, полностью исключает применимость «адиабатического» приближения для протонов), сравнимость этих констант представляется нам нетривиальным результатом.

В заключение отметим, что измеренные величины ППЭ в состоянии объяснить регистрируемое излучение радиоволн при колебаниях масс льда в ледниках и ледяных полях океанов. Если в основе наблюдаемого радиоизлучения лежит ППЭ описанного типа или один из обнаруженных нами ранее [20] в льде аналогичных эффектов, то можно предсказать максимум в области частот  $\sim \omega_D$ ,  $\omega_M$  в спектре этого излучения. К сожалению, частотные исследования радиоизлучения льда не проведены до настоящего времени.

Авторы выражают благодарность И. А. Рыжкину за полезное обсуждение работы.

#### Список литературы

- [1] Котляков В. М. Снег и лед в природе Земли. М.: Наука, 1986. С. 98—99.
- [2] Заредкий Ю. К., Чумичев Б. Р. Кратковременная ползуемость льда. Новосибирск: Наука, 1982. С. 42—43.
- [3] Тушинский Г. К. и др. // Явление генерации импульсного электромагнитного излучения снежными лавинами и ледниками. 1983. Заявка на открытие, представленная в Госкомитет СССР по делам изобретений и открытий.
- [4] Берри Б. Л. // Вестник Московского университета. 1985. Сер. 5. География. № 3. С. 74.
- [5] Gubber H. // J. Glaciology. 1979. V. 22. P. 86.
- [6] Evtushenko A. A., Petrenko V. F., Ryzhkin I. A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. V. 86. P. K31—K34.
- [7] Chan R. K., Davidson D. W., Whally E. // J. Chem. Phys. 1965. V. 43. P. 2376.
- [8] Kobayashi K. // J. Phys. Chem. 1983. V. 87. P. 4317—4321.
- [9] Decroly J. C., Granicher H., Jaccard C. // Helv. Phys. Acta. 1957. V. 30. P. 465.
- [10] Petrenko V. F., Whitworth R. W., Glem J. W. // Phil. Mag. 1984. V. 47. P. 259.
- [11] Engelhardt H., Riehl N. // Phys. Lett. 1965. V. 14. P. 20.
- [12] Jaccard C. // Helv. Phys. Acta. 1959. V. 32. P. 89.
- [13] Jaccard C. // Phys. Condens. Matter. 1964. V. 3. P. 99.
- [14] Hobbs P. V. // Ice Physics, Oxford, Clarendon Press, 1974.
- [15] Hubman M. // Z. Phys. B. 1979. V. 32. P. 127.
- [16] Таганцев А. К. // УФН. 1987. Т. 152. С. 423.
- [17] Петренко В. Ф., Рыжкин И. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. С. 2681.
- [18] Евтушенко А. А., Петренко В. Ф. // А. с. № 1415818. 1988.
- [19] Евтушенко А. А., Мартиросян М. Б., Петренко В. Ф. // ФТТ. 1983. Т. 30. P. 2133.
- [20] Evtushenko A. A., Maeno N., Petrenko V. F., Ryzhkin I. A. // J. de Physique. 1987. P. C1—109.

Институт физики твердого тела  
АН СССР  
Черноголовка  
Московской области

Поступило в Редакцию  
9 февраля 1990 г.  
В окончательной редакции  
5 декабря 1990 г.