

$M(\tau)$ относительно M_0 . Фиг. 5 относится к случаю $\nu_1=0$, $\nu_2=0.5$. Даже при большом демпфировании переходный процесс долгое время не затухает.

Полученные результаты показывают, что инерционные свойства подвижной нагрузки оказывают существенное влияние на колебательный процесс. Так, в идеально упругой конструкции стационарный режим не устанавливается, а при наличии в системе диссипации может устанавливаться крайне медленно из-за большой инерции подвижной нагрузки.

Автор выражает признательность Г. Б. Муравскому за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пановко Я. Г., Губанова И. И. Устойчивость и колебания упругих систем. М.: Наука, 1979. 384 с.
2. Римский Р. А. Динамика балки на упругом основании при подвижной нагрузке в виде сосредоточенного крутящего момента. — В кн.: Исследования по теории сооружений. М.: Стройиздат, 1977, вып. 22, с. 62—71.
3. Муравский Г. Б. Неустановившиеся колебания балки, лежащей на упругом основании при действии подвижной нагрузки. — Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение, 1962, № 1, с. 91—97.
4. Корнев Б. Г. Введение в теорию бесселевых функций. М.: Наука, 1971. 287 с.
5. Муравский Г. Б. Колебания груза, движущегося по бесконечной балке, опирающейся на деформируемое основание. — В кн.: Инженерные проблемы строительной механики. М.: Изд-е Моск. инж.-строит. ин-та, 1980, с. 48—61.
6. Эрдейи А. Асимптотические разложения. М.: Физматгиз, 1959. 127 с.

Москва

Поступила в редакцию
11.III.1985

УДК 539.383

РАЗРУШЕНИЕ ЛЬДА ПРИ КОНТАКТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

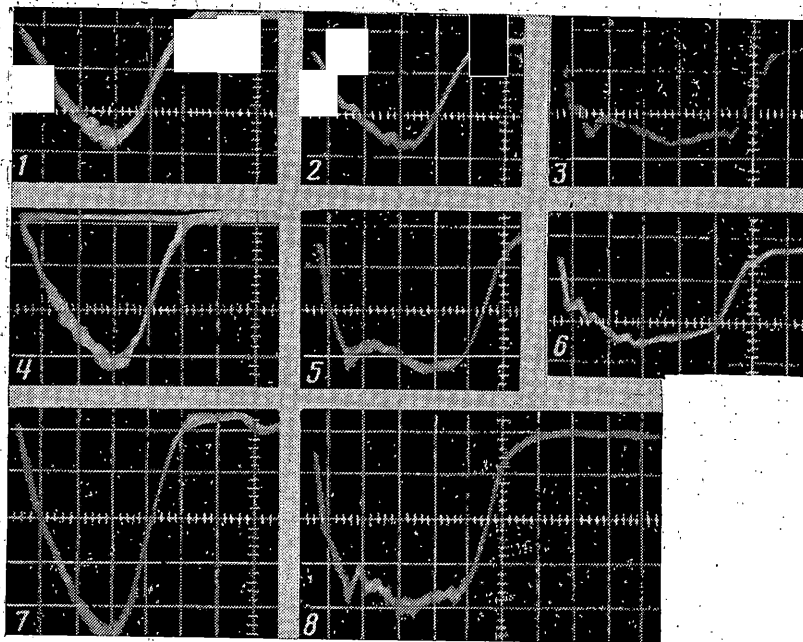
ЭПИФАНОВ В. И.

Распределение напряжений по поверхности давления и в объеме при вдавливания сферы в плоскую поверхность вычислены только для упругих деформаций [1—3]. Динамическое взаимодействие сферы с упругопластическим основанием подробно не рассматривалось, хотя ведутся поиски подходящей модели с адекватными реальному объекту свойствами. Например, при построении теории образования скважины при высокоскоростном ударе использовалась гидродинамическая модель [4]. Применительно ко льду при меньших скоростях удара измерена результирующая сила P , с которой лед препятствует внедрению в него жесткого индентора, причем эта сила определена для любого времени t соударения [5]. Остался неопределенным вид функций, характеризующих распределение максимальных напряжений и деформаций на поверхности контакта и в объеме.

В публикуемой работе приводятся результаты исследований динамического взаимодействия жесткого индентора с ледяной пластиной. Объектом исследования при ударных взаимодействиях выбрана функция $P(X)$, где X — глубина внедрения индентора. Применен метод свободно падающего жесткого индентора, снабженного пьезоэлектрическим акселерометром [6], и метод регистрации сигналов акустической эмиссии. В режиме квазистатического вдавливания шара в лед рассматриваются зависимости усредненных по поверхности S напряжений $\sigma = P/S$ от глубины внедрения X , скорости внедрения X' и температуры t .

1. В [7, 8] утверждается, что все осциллограммы удара шара о лед имеют колоколообразную форму. Заключение основывалось на использовании в качестве чувствительного элемента тензометра, непригодного [9] для регистрации быстро протекающих процессов. Но и в тех случаях, когда в качестве чувствительного элемента применялся пьезоэлемент [10], форма осциллограммы в основном отражала переходные процессы в электрических цепях. После того как удалось устранить эти искажения, были получены осциллограммы, которые характеризуют процесс удара во всех его деталях.

На фиг. 1 показаны осциллограммы $U(\tau)$ удара шара массой 1,76 кг о ледяную пластину массой 1600 кг, примороженную к жесткому основанию. Высота падения шара изменялась от 0,012 (1) до 1 м (8). Масштаб по оси абсцисс $0,2 \cdot 10^{-3}$ с/деление, масштабы по оси ординат для (1—3) — 10, (4—6) — 20 и для (7, 8) — 50 мВ/деление. Температура льда -10°C . С увеличением высоты падения H возрастает амплитуда и меняется форма импульса. Вначале (1—3) ударный импульс имеет вид асимметричной полуволны. С увеличением H полуволна трансформируется в трапециевидную кривую с высокочастотными колебаниями на переднем фронте и площадкой в средней части. При напряжениях выше допустимых происходит локальное разрушение и смятие льда. Эти процессы сопровождаются сбросом давления на поверхности контакта, что на осциллограмме проявляется в виде «зазубрин». Многочисленные локальные разрушения воспринимаются как модулирующие возмущения. Задний фронт кривой и самое начало переднего фронта свободны от «модулирующих» возмущений. Большая масса и жесткое крепление соответствуют условиям, при которых ледяная пластина может рассматриваться как полупространство. Толщина пластины



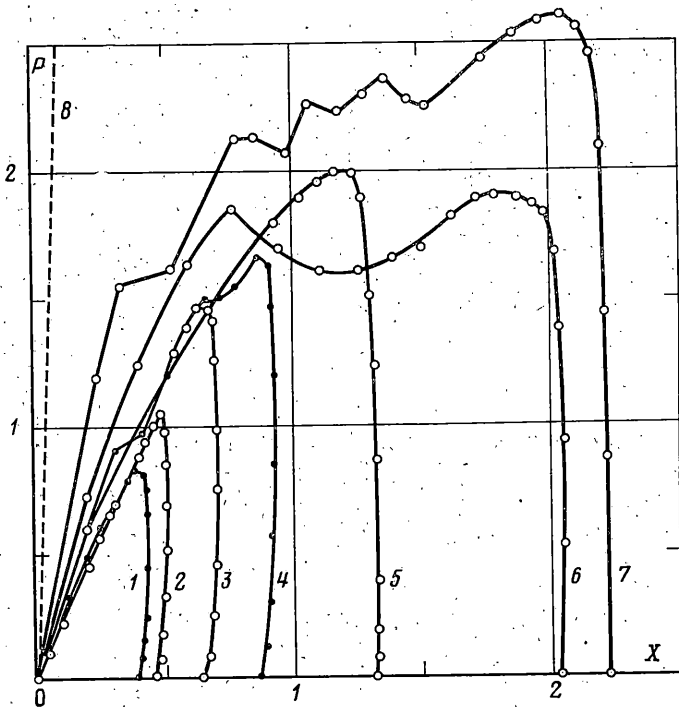
Фиг. 1

0,55 м. Использовать пластину меньшей толщины, как это делалось, например, в [11], по-видимому, нецелесообразно из-за искажения осциллограмм в результате наложения отраженных волн. При использовании инденторов большой массы и больших энергиях соударения на результат измерений оказывает влияние прогиб пластины [12]. При использовании образцов ограниченных размеров [13] следует учитывать также жесткость их закрепления. Например, для образцов рыхлого льда нижнего горизонта были получены значения твердости, превосходившие твердость более плотных верхних слоев, что могло быть вызвано разрушением в опоре [14].

Коэффициент перевода «напряжение — ускорение» определялся в экспериментах с пластическими образцами [6]. В нескольких бросаниях точно фиксировалась высота H , выполнялось интегрирование и находилось максимальное ускорение из графика $X^*(\tau)$. Переход от осциллограмм $U(\tau)$ к зависимостям $X^{**}(\tau)$ достигался умножением U (мВ) на коэффициент $17 \pm 0,3$ м/с² мВ. Метод индентора разработан применительно к исследованию динамического взаимодействия льда с металлическими конструкциями и позволяет получить абсолютные значения силы соприкосновения, мгновенной скорости, ускорения и времени соударения.

На фиг. 2 приведена зависимость мгновенного усилия P (кН) от глубины внедрения $X \cdot 10^{-3}$ (м) при скоростях удара v_0 (м/с): 0,484 (1); 0,594 (2); 0,831 (3); 0,99 (4); 1,4 (5); 1,87 (6); 2,23 (7). Линия 8 соответствует теоретической зависимости $P(X)$, рассчитанной по Герцу, т. е. $P = 2Ea^2X/3(1-\mu^2)$, где a — радиус поверхности давления, E — модуль Юнга, μ — коэффициент Пуассона. Казалось бы при малой (2 мс) продолжительности удара для описания механических свойств льда могла быть применена модель упругого тела. Однако экспериментальные кривые 1–7 расположены правее расчетной линии 8. Это свидетельствует о неадекватности модели упругого тела для льда. При продолжительности удара ~ 2 мс существенное влияние на процесс взаимодействия жесткого индентора со льдом оказывает пластичность. Необходимо подчеркнуть, что для теоретической зависимости $P(X)$ ветвь нагружения совпадает с ветвью разгрузки. Экспериментальные кривые $P(X)$ напоминают часть «петли гистерезиса». При всех наблюдавшихся соударениях во льду происходят необратимые изменения, причем их интенсивность возрастает по мере увеличения силового воздействия. Это дает основания использовать для объяснения пластичности факт [15] — значительного снижения вязкости льда под давлением — именно такие условия создаются в объеме, непосредственно расположенном под поверхностью давления. Качественно доля мгновенной упругости может быть оценена по коэффициенту восстановления. Например, для кривых 1–4 коэффициент уменьшается от 0,2 до 0,15, т. е. составляет менее 20%. Истинное значение коэффициента восстановления для льда может быть получено только при учете «задержанной» упругости. Тем не менее из приведенных данных следует, что при ударе лед деформируется в основном необратимо.

Глубина внедрения в первом приближении пропорциональна кинетической энергии шара $X \sim E$ (фиг. 3). Прямолинейная зависимость $X(E)$ в области малых энергий соударения не означает отсутствия пластических деформаций. Разрушение льда в этой области подтверждается микроскопическими и визуальными наблюдениями пятна в месте контакта шара со льдом. Отклонения от прямолинейной зависимости наблюдаются при $E \geq 1$ Дж. Эти отклонения соответствуют переходу от микро- к



Фиг. 2

макроразрушениям и могут рассматриваться в качестве критерия условного разделения по энергиям соударения.

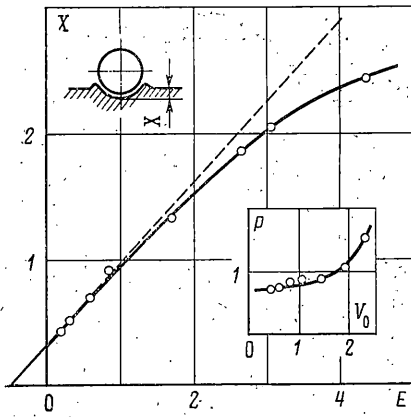
На фиг. 4 приведены типичные зависимости ускорений X'' (м/с^2) от времени удара τ (мс) для малых $OA'F'$ ($E < 1$ Дж) и больших $OABCDEF$ ($E > 1$ Дж) энергий соударения. Форма осциллограмм позволяет проконтролировать последовательность событий и получить представление о механизме разрушения.

На активном этапе соударения могут происходить процессы пластического и хрупкого разрушения. Пластическое разрушение при ударе происходит следующим образом. В начале соударения площадка контакта мала, а напряжения велики и трещины образуются вблизи поверхности давления. Причиной возникновения внутренних трещин могут быть касательные напряжения, которые согласно решению задачи Герца достигают своих максимальных значений ($0,3 P$) на глубине около половины радиуса площадки контакта [1]. Множество таких трещин воспринимается как пятно (точка A'). При пороговых усилиях (точка A) внутренние трещины прорастают до поверхности, происходит скол и измельчение осколков льда (чешуйчатое разрушение). Образование снежной прослойки изменяет эффективные механические свойства полупространства, что проявляется в уменьшении угла наклона отрезка AB относительно OA .

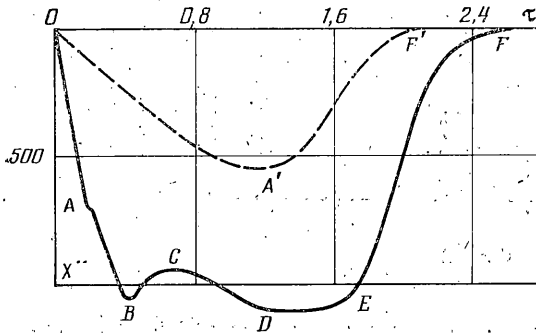
Причиной хрупкого разрушения при вдавливании сферы является растяжение поверхности ледяной пластины вблизи площадки контакта. При достижении критических усилий в напряженной зоне возникают радиальные трещины, а вблизи контура давления образуются сколы. Давление в плоскости контакта при хрупком разрушении изменяется скачком (точка B). За меру твердости принимается величина $P_0 = 3P^*/2S$, где P^* — реакция материала в момент образования трещин (может независимо фиксироваться при появлении интенсивных сигналов акустической эмиссии).

Перераспределение напряжений после хрупкого скола происходит по механизму вынужденной пластичности (участок $BCDE$). Поврежденный слой выдавливается, и при этом восстанавливается сопротивляемость льда (окрестность точки D). Процессы образования и выжимания прослойки измельченного льда могут находиться в динамическом равновесии (участок DE) вплоть до полного израсходования запаса кинетической энергии шара. На пассивном этапе соударения происходит разгрузка льда (участки $A'F'$ и EF). Образовавшаяся при разрушении прослойка демпфирует упругие деформации льда, вследствие чего отскок шара может не наблюдаться.

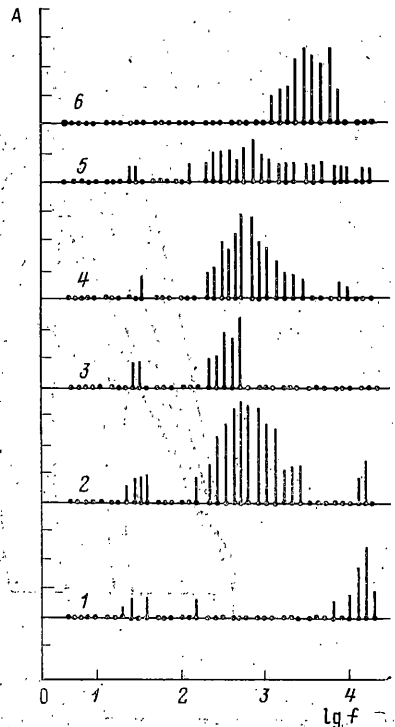
Соответствие масштаба разрушения определенной частоте сигнала акустической эмиссии [16] позволяет предположить, что механизм разрушения должен найти отражение в спектрах ударного разрушения. Это соответствие можно представить моделью гармонического осциллятора $f = (b/m)^{1/2} / (2\pi)$, где f — частота сигналов акустической эмиссии, b — константа осциллятора, пропорциональная σ_* или энергии когезии, m — масса осциллятора. Согласно модели, меньшему масштабу разрушения соответствует сигнал большей частоты. Если известны структурные особенности льда, такие, как размер кристаллитов, и экспериментально определена частота сигналов акустической эмиссии, то можно оценить величину b/m , рассчитать размеры



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

трещины, эффективный объем разрушения, эффективную массу [17–19]. На фиг. 5 показаны спектры ударного разрушения льда (1–5) и снега (6) при температурах -39 (1–2), -6 (3–5) и -10°C (6). Дискретно-смешанный характер спектров как бы отслеживает процессы в напряженно-деформированном льде, характеризуя не только размер разрушающихся элементов, но и условия их разрушения.

Корреляцию между характеристиками спектров и механизмом разрушения можно выявить также, используя разную интенсивность процессов разрушения по пластическому и хрупкому механизмам при различных температурах. Известно, что амплитуда сигнала акустической эмиссии пропорциональна площади сечения трещины, зависимость выражается соотношением $S = kA^2$. Например, интенсивность пластических разрушений при -39°C минимальная и соответствующие им сигналы малы по амплитуде. Естественно предположить, что при -39°C наблюдаемые сигналы в области частот 160–800 и 20–200 Гц характеризуют две основные фазы хрупкого разрушения: зарождение трещин и их остановку.

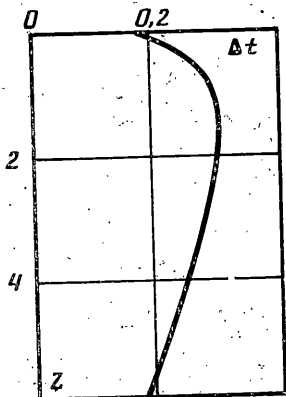
При -6°C спектры ударного разрушения содержат компоненты, соответствующие хрупкому разрушению с максимумом в области частот 25 и 315 Гц, и, кроме того, наблюдаются сигналы с максимумом вблизи 2 и 16 кГц.

Присутствие низкочастотных компонент (2–80 Гц) в спектрах хрупкого разрушения при -6°C свидетельствует о больших размерах трещин, что объясняется уменьшением энергии активации с повышением температуры.

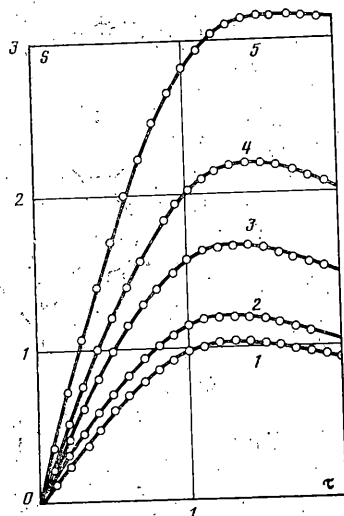
Сигналы с частотой ~ 16 кГц соответствуют образованию внутренних трещин, а 2кГц – выходу трещин на поверхность. Сколу с последующим измельчением ледяных частиц и выдавливанием их из зоны контакта соответствует частота 250 Гц. Эти предположения подтверждаются корреляцией спектра ударного разрушения снега с компонентами спектра разрушения льда в диапазоне 2–16 кГц. Так как при чешуйчатом разрушении размер образующихся частиц близок к размеру зерен снега, то этот диапазон частот при ударном взаимодействии можно считать, по-видимому, соответствующим разрушению по пластическому механизму.

Существенные различия спектров соударения при -39 и -6°C свидетельствуют о высокой чувствительности спектральных характеристик к механизму разрушения льда, что позволяет в дальнейшем использовать спектральный анализ для количественного описания механизма соударения.

Экспериментальное определение удельной энергии ϵ_h механического дробления основано на гипотезе о существовании четкой границы между разрушенным тонким слоем, прилегающим к поверхности шара, и ненарушенным льдом [20, 21]. Величина ϵ_h определяется как отношение необратимо затраченной энергии W_0 удара к массе льда в объеме образовавшейся лунки $\epsilon_h = W_0 / (\rho V)$, где ρ – плотность льда, V – объем лунки.



Фиг. 6



Фиг. 7

Работа по деформированию льда и его разрушению (образованию трещин, измельчению отколовшихся частиц, их перемещению, уплотнению), в том числе затраты энергии на образование ударной волны и диссипативные процессы, проявляющиеся в повышении температуры [22], могут быть определены по площади фигур, ограниченных осью абсцисс и кривыми $P(X)$. Кривые 1 и 7 (фиг. 2) существенно отличаются по внешнему виду, тем не менее работа, определенная по площади фигур, равна кинетической энергии за вычетом доли, расходуемой на отскок, т. е. $A=W_0 = m(X_0^2 - X_k^2)/2$, где X_0 и X_k — начальная и конечная скорость шара соответственно.

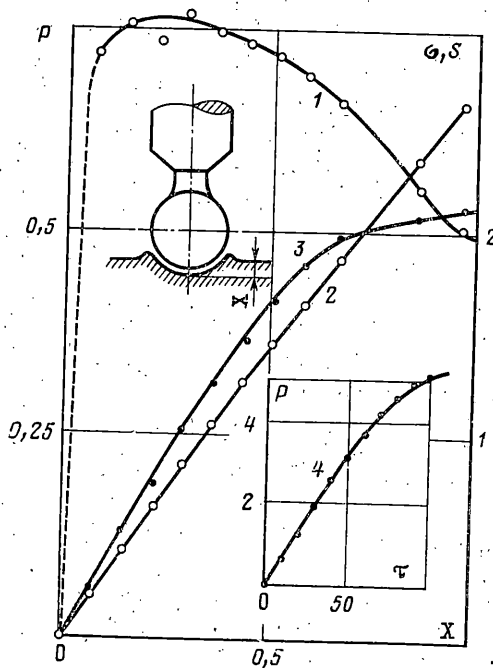
Объем разрушения, определенный по диаметру и глубине отпечатка, не соответствует фактическому разрушению. Замечено образование вторичных изометрических кристаллов с резко отличной от первоначальной ориентировкой осей в слое, удаленном на 0,08 м от поверхности давления [20]. Редкие трещины наблюдались до глубины 0,68 м, что существенно больше глубины отпечатка.

Отсутствие четкого критерия, определяющего истинный объем разрушения, делает величину ϵ_k малоэффективной, тем не менее эта характеристика применяется для приближенной оценки энергозатрат [23].

Повышение температуры при ударе определялось при помощи точечных термистров ($R_0=4366$, $\beta=2370$, $\alpha=2,76$), расположенных вдоль оси образца. В первом приближении температурное поле после удара напоминает диаграмму касательных напряжений (фиг. 6). Допустив, что нагрев ограничивается массой льда в объеме цилиндра радиусом a и высотой h , равной высоте образца (0,06 м), можно рассчитать тепловыделение $W_3 = mC\Delta t = \pi a^2 h \rho C \Delta t = 0,5$ Дж, где $\rho=0,915 \cdot 10^3$ кг/м³, $C=2,05 \cdot 10^3$ Дж/кг °К и $\Delta t=0,26^\circ$ — среднее повышение температуры льда. Таким образом, энергозатраты на тепловыделение с учетом отскока составляют ~60% от энергии удара $W=1$ Дж. Этот результат не противоречит выводу о преимущественном расходовании энергии на диссипативные процессы [24].

Выделение характерных участков на кривых $P(X)$, $P(X')$ и оценка энергозатрат для каждого из процессов, соответствующих этому участку, могли бы оказаться полезными для выявления условий оптимального разрушения льда. Например, для достижения фиксированной глубины $X=0,3 \cdot 10^{-3}$ м при условиях эксперимента затрачивается тем большая работа, чем выше начальная скорость удара. Рассчитанная величина эффективного модуля $E_0=14,4$ МПа больше измеренной при квазистатических испытаниях на одноосное сжатие [25], что согласуется с предположением о возрастании предельных напряжений σ_k с увеличением ϵ при скоростях деформирования $\epsilon \sim 1$.

Увеличение E_0 с возрастанием скорости деформирования свидетельствует о релаксационном процессе. Для расчета времени релаксации τ_0 можно воспользоваться, например, экспериментальной зависимостью $X(\tau)$ или $S(\tau)$, подобно тому, как это делается по кривым ползучести. На фиг. 7 показана зависимость мгновенной поверхности контакта $S \cdot 10^{-4}$ м² от времени τ (мс) при внедрении шара радиусом 0,038 м для энергий соударения 0,21 (1); 0,31 (2); 0,62 (3); 0,86 (4) и 1,73 (5) Дж. Нумерация кривых та же, что на фиг. 2. Мгновенная поверхность рассчитывалась по соотношению $S=2\pi R X=0,2388 \cdot 10^{-4} X$. Согласно приведенной зависимости, поверхность давления увеличивается на активном этапе соударения; стремясь к максимальному значению, определяемому энергией удара. Незначительное уменьшение поверхности для малых энергий соударения (1–4) на этапе разгрузки вызвано отскоком. При энергиях удара больше 1,5 Дж образующаяся снежная прослойка демпфирует упругие деформации и функция $S(\tau)$, достигнув максимума, почти не изменяется (5). Подобно кривым ползучести при квазистатических испытаниях функция $S(\tau)$ отражает процесс возвращения некоторого объема льда в квазустойчивое положение



Фиг. 8

равновесия. Экспериментальным зависимостям $S(\tau)$ соответствуют эмпирические соотношения вида $S = K_2 \tau^{K_3} e^{-\theta \tau}$, где K_2, K_3 — коэффициенты; θ имеет размерность времени $[c^{-1}]$, и по смыслу величина $\tau_0 = \theta^{-1}$ характеризует время релаксации. В интервале скоростей v_0 от 0,5 до 1,4 м/с τ_0 линейно увеличивается с возрастанием скорости. Для кривой (1) $\tau_0 = 1 \cdot 10^{-3}$ с, что по порядку величины близко к времени релаксации для льда [26].

Как известно, для льда в зависимости от условий эксперимента время релаксации изменяется от долей секунды до нескольких часов. Большие времена релаксации ($10^2 - 10^4$ с) характеризуют ползучесть льда [27]. Малые времена релаксации ($10^{-5} - 10^{-1}$ с) характеризуют упругость льда и могут быть определены в динамике [26]. Как характеристика процесса время релаксации оказывается зависящим не только от свойств материала, но и от условий эксперимента. В рассматриваемом случае оно характеризует поведение льда в условиях всестороннего неравномерного сжатия при динамическом нагружении.

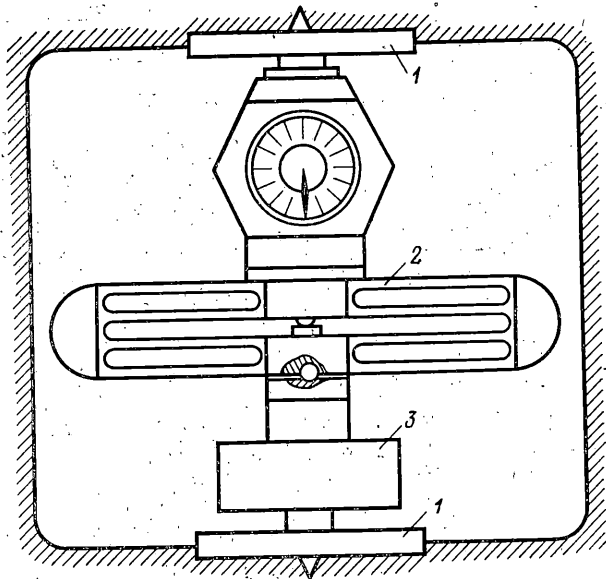
Определяющее влияние релаксационного процесса на механические характеристики льда следует ожидать при временах нагружения, соизмеримых с τ_0 . Например, время достижения максимальных напряжений при ударе $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ с, что близко к τ_0 , и соответственно усилия, необходимые для достижения фиксированной глубины $0,3 \cdot 10^{-3}$ м, возрастают с увеличением начальной скорости удара (фиг. 2).

Таким образом, эксперименты по ударному взаимодействию шара с ледяной пластиной не противоречат выводу о возрастании σ_* при увеличении скорости деформирования.

Если бы поликристаллическому льду соответствовало бы одно время релаксации, то функция $P(X)$ на участке от $X=0$ до $X=0,3 \cdot 10^{-3}$ м могла бы аппроксимирована выражением $P = EX$, где E — эффективный модуль, $E = E_0 + E_1 [\omega^2 \tau^2 / (1 + \omega^2 \tau^2)]$, E_0 — равновесный статический модуль, E_1 — релаксационный модуль, ω — частота. В этом случае область изменения механических свойств была бы ограничена интервалом $(0,1 - 1,0) \tau_0$ и релаксационный модуль изменялся бы в пределах $(0,5 - 1,0) E_1$. Фактически временной интервал изменения много больше. Например, $\sigma_*(\epsilon^*)$, определенное при одноосном сжатии [25], изменяется в интервале ϵ^* от 10^{-7} до 10^{-1} с $^{-1}$, причем σ_* изменяется на порядок. Это дает основание предположить, что для поликристаллического льда, как и всякого упруговязкопластического тела, механические свойства должны, по-видимому, выражаться через плотность спектра времен релаксации.

2. Большие времена релаксации определялись в опытах по медленному вдавлению сферы. Квазистатическая задача о вдавлении шара в лед — частный случай задачи об ударе, в котором скорость в процессе внедрения изменяется незначительно и энергия ударной волны равна нулю. Использовалась установка для испытания ледяных образцов на одноосное сжатие [25]. Измерения выполнялись в интервале температур от -1 до $-60^\circ C$ при градиенте по объему измерительной камеры не более $0,1^\circ$ и скоростях нагружения от $6 \cdot 10^{-10}$ до $6 \cdot 10^{-3}$ м/с. В нагружающем устройстве верхняя грузовая площадка была заменена наконечником со стальным шаром диаметром $9,58 \cdot 10^{-3}$ м.

На фиг. 8 показаны типичные зависимости напряжения $\sigma \cdot 10$ МПа (1), площади контакта $S \cdot 10^{-3}$ м 2 (2) и усилия P , кН (3) от глубины погружения $X \cdot 10^{-3}$ м шара



Фиг. 9

в лед, а также зависимость усилия P , кН (4) от времени τ (с) при скорости вдавливания $v=7,3 \cdot 10^{-6}$ м/с и температуре -10°C .

Согласно экспериментальной зависимости $P(X)$, сила сопротивления достигает максимальных значений, причем тем больших, чем больше скорость внедрения. Например, максимальные напряжения для скоростей $1,3 \cdot 10^{-6}$ и $7,3 \cdot 10^{-6}$ м/с равны 7 и 30 МПа соответственно. В первом приближении сила сопротивления увеличивается пропорционально скорости внедрения, как это следует из закона Стокса. Отклонения могут быть объяснены зависимостью вязкости от давления [15]. Из экспериментальной зависимости $P(\tau)$ время релаксации $\tau_{02}=1,02 \cdot 10^2$ с, что соответствует большим временам релаксации, определяющим ползучесть.

Таким образом, опыты по ударному нагружению и медленному вдавливанию сферы в лед позволяют выявить в интервале скоростей от $1,3 \cdot 10^{-6}$ до 2,2 м/с по крайней мере два релаксационных процесса, соответствующих большим τ_{02} и малым временам τ_{01} .

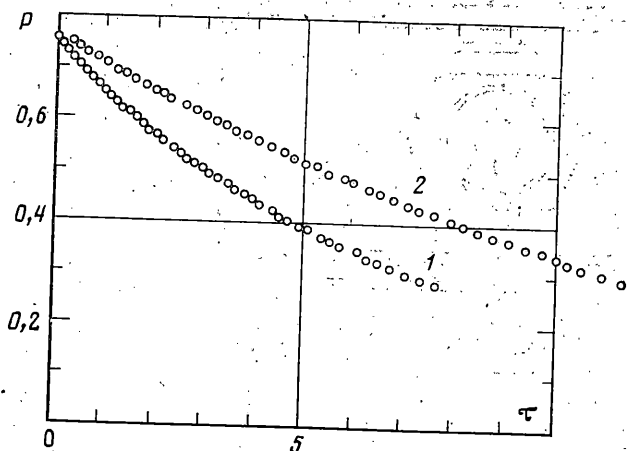
3. Метод вдавливания жесткого индентора, например цилиндра, может использоваться для определения механических характеристик ледяного покрова. Деформационные характеристики определяются в намеченных точках, по которым оцениваются механические свойства ледяного поля в целом.

Устройство (фиг. 9), при помощи которого выполняются испытания, состоит из двух одинаковых цилиндрических штампов 1, образцового динамометра 2 типа ДОСМ-3-0,1 и винтового домкрата 3. Передача осевого усилия на грузовую площадку динамометра осуществляется через шаровую опору. Устройство устанавливается в ледяной нише, домкратом создается усилие вдавливания, величина которого контролируется по индикатору динамометра, затем отсчитывается время и регистрируются усилия, соответствующие моменту времени τ . При этом необходимо учитывать, что время нагружения должно быть не более 7–10 с и не изменяться существенно от опыта к опыту. Глубина ниши должна быть больше толщины абляционного слоя. Соосное расположение штампов достигается применением разметочного приспособления. Устройство позволяет оперативно выполнять натурные испытания, причем не требуются источники питания. Массив льда может изменять свое напряженное состояние, выполняя при этом роль нагружающего устройства, тогда метод может использоваться также для определения напряжений в ледяном поле [28].

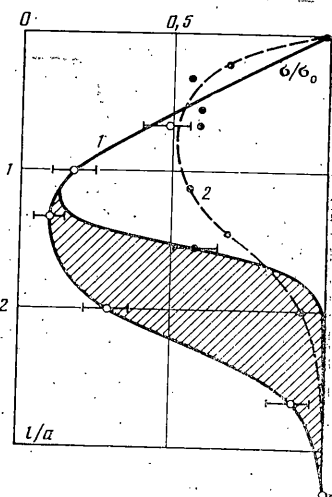
На фиг. 10 приведены зависимости усилия P (кН) от времени τ (мин) для внутреннего слоя теплого ледника [29]. Для кривой 1 ось измерительного устройства перпендикулярна, для 2 параллельна поверхности слоя. Исследования микрошлифов показали, что кривые ползучести характеризуют релаксацию напряжений в мелкокристаллическом льде при направлении усилий вдавливания преимущественно вдоль (1) и ортогонально (2) базисным плоскостям кристаллитов. Анизотропия структурных свойств ледникового покрова отмечалась и ранее [30]. Экспериментальные зависимости получены при температуре, близкой к точке плавления льда. Большое количество экспериментальных точек необходимо для последующей обработки. Диаметр цилиндрического штампа $5 \cdot 10^{-2}$ м.

Для обобщения экспериментальных зависимостей $P(\tau)$ применена математическая модель Бюргерса, как это выполнено в [31], и использован закон Стокса. Рассчитаны время релаксации для (1) $3 \cdot 10^2$ с и (2) $5,3 \cdot 10^2$ с; коэффициенты вязкости $\eta_1=3,1 \cdot 10^8$ Па·с, $\eta_2=4,1 \cdot 10^8$ Па·с, модули $G_1=\eta_1/\tau=1$ МПа, $G_2=0,76$ МПа.

Таким образом, время релаксации льда, рассчитанное из независимого эксперимента в условиях квазистатического нагружения (скорость вдавливания цилиндри-



Фиг. 10



Фиг. 11

ческого штампа $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ м/с), имеет порядок 10^2 с, что с учетом различия структур льда и способа нагружения согласуется с опытами п. 2 по вдавливанию сферы.

4. Распределение максимальных напряжений по поверхности и в объеме ледяной пластины может быть экспериментально определено при помощи того же метода свободно падающего жесткого индентора, снабженного пьезоэлектрическим акселерометром. Для этого используются два индентора с отличающимися более чем на порядок массами, линейными размерами и энергиями соударения. Для иллюстрации рассмотрено соударение сферического индентора с ледяным покровом верхнего бьефа Десны [5]. Толщина льда 0,61 м, температура поверхности -10° С. Масса большого индентора 54 кг, малого $-4,7 \cdot 10^{-2}$ кг, радиусы соответственно 0,14 и 0,0115 м, энергии соударения $2,65 \cdot 10^2$ и $1,29 \cdot 10^{-3}$ Дж.

Первоначально при помощи малого индентора в фиксированных точках ледяного поля определялась динамическая твердость σ_0 невозмущенного льда, затем выполнялось одно бросание большого шара и повторно определялась твердость σ в точках, отстоящих от центра удара на заданном расстоянии l . Сопоставление σ_0 и σ до и после удара для фиксированных точек позволяло уменьшить влияние пространственной неоднородности ледяного покрова. Предполагалось, что остаточные изменения в структуре льда, возникшие в результате удара, пропорциональны максимальным напряжениям и динамическая твердость будет соответственно тем меньше, чем большим напряжениям подвергся лед, т. е. вид функции $\sigma/\sigma_0 \sim f(l/a)$, где a — радиус площадки контакта, будет характеризовать распределение максимальных напряжений при ударе.

Изменение твердости льда по поверхности контакта представлено кривой 1 на фиг. 11. Несимметричная картина разрушения, особенно за контуром давления, отражена заштрихованной областью, ограниченной двумя предельными линиями. Пониженная твердость отмечена вблизи радиальных трещин. В отличие от льда для снега наблюдалась в основном симметричная картина разрушения [32], что связано, по-видимому, с локализацией трещин на элементах структуры снега.

Для оценки максимальных напряжений в объеме применялся искусственный метод последовательного снятия слоев льда, подобно тому, как это делается при шурфовании снега. Для каждой новой поверхности в нескольких точках определялась динамическая твердость σ и сравнивалась с твердостью σ_0 наиболее удаленной от центра соударения точки. Кривая 2 (фиг. 11) характеризует изменение твердости по высоте $Z=l/a$.

Несмотря на специфические условия натуральных экспериментов, удалось установить, что область разрушения не ограничена контуром площадки контакта, и предсказать это изменение в виде количественных соотношений. Выявлен вид функции типа $\sigma/\sigma_0 = f(l/a)$ как в объеме, так и на поверхности контакта. Таким образом показана возможность экспериментальной проверки теоретических моделей при решении динамического варианта контактной задачи Герца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Herz H. Über die Berührung fester elastischen Körper. — J. für die reine und angew. Math., 1882, В. 92, S. 156—171.
2. Динник А. Н. Удар и сжатие упругих тел. Киев: Киев. Политехн. ин-т, 1909. 108 с.
3. Беляев Н. М. К вопросу о местных напряжениях. Тр. Ленингр. ин-та инж. путей сообщения, 1929, вып. 99, с. 283—296.
4. Слепян Л. И. К расчету размеров скважины, образующейся при высокоскоростном ударе. — Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых, 1978, № 5, с. 37—43.
5. Епифанов В. П. Некоторые результаты экспериментальных исследований меха-

- нических свойств ледяного покрова.— Изв. АН СССР. МТТ, 1985, № 2, с. 182—191.
6. Епифанов В. П., Кудря В. П. Метод оценки механических свойств вязкоупругих материалов при их ударном взаимодействии с индентором.— Завод. лаб., 1985, № 2, с. 64—66.
 7. Лихоманов В. А., Хейсин Д. Е. Экспериментальное исследование удара твердого тела о лед.— Пробл. Арктики и Антарктики, 1971, вып. 38, с. 105—111.
 8. Храпацкий Н. Г., Цуприк В. Г. Об ударе груза о лед.— Тр. Дальневост. политехн. ин-та, 1974, т. 60, с. 105—108.
 9. Белл Дж. Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. Ч. 2. М.: Наука, 1984. 431 с.
 10. Долов М. А. Деформация снега при больших импульсных нагрузках.— Тр. высокогорн. геофиз. ин-та, 1967, вып. 9, с. 3—12.
 11. Батцев Г. С., Голубков Ю. В., Ефремов А. К., Федосов А. А. Инженерные методы исследования ударных процессов. М.: Машиностроение, 1969. 248 с.
 12. Храпацкий Н. Г., Цуприк В. Г. К вопросу расчёта бесконечных плит на упругом основании на удар с учетом контактных явлений.— В кн.: Гидротехника и гидравлика. Владивосток: Изд-е Дальневост. ун-та, 1976, вып. 1, с. 41—54.
 13. Демелтьев Х. Н. Определение ударной твердости льда.— Пробл. Арктики и Антарктики, 1961, вып. 7, с. 52—53.
 14. Сериков М. И. Изучение физико-механических свойств морских льдов.— Тр. Сов. антаркт. экспедиции. Л.: Мор. транспорт, 1962, т. 20, с. 155—164.
 15. Hoppler F. Die Plastizität des Eises.— Kolloid Z., 1941, B. 97, N. 2, S. 154—160.
 16. Кобеко П. П. Аморфные вещества. М.— Л.: Изд-во АН СССР, 1952. 431 с.
 17. Воронина И. Ю., Епифанов В. П. Акустические исследования структурных изменений гранита при осевом сжатии.— Акуст. журн., 1980, т. 26, вып. 3, с. 371—376.
 18. Епифанов В. П. Кинетика образования и накопления повреждений в высоконаполненном каучуке.— Механика композит. материалов, 1982, № 3, с. 552—554.
 19. Воронина И. Ю., Епифанов В. П. О процессе трещинообразования в композитах.— В сб.: Композиционные полимерные материалы. Киев: Наук. думка, 1985, № 25, с. 32—38.
 20. Хейсин Д. Е., Черепанов Н. В. Изменение структуры льда в зоне удара твердого тела о поверхность ледяного покрова.— Пробл. Арктики и Антарктики, 1970, вып. 34, с. 79—84.
 21. Хейсин Д. Е., Лихоманов В. А. Экспериментальное определение удельной энергии механического дробления льда при ударе.— Пробл. Арктики и Антарктики, 1973, вып. 41, с. 55—61.
 22. Динник А. Н. Определение предела упругости термоэлектрическим путем.— Журн. Рус. физ.-хим. о-ва. Физ. отд., 1903, т. 40, вып. 8, с. 335—339.
 23. Богородский В. В., Гаврило В. П., Недошивин О. А. Разрушение льда (методы, технические средства). Л.: Гидрометеиздат, 1983. 232 с.
 24. Tresca H. E. On further application of the flow of solids.— Proc. Inst. Mech. Engrs, 1878, p. 301—345.
 25. Епифанов В. П. Механика разрушения льда в зависимости от температуры и скорости нагружения.— Изв. АН СССР. МТТ, 1984, № 2, с. 188—196.
 26. Kuroiwa D. Internal friction in ice.— Contrib. Inst. Low Temperature Sci. Ser. A, 1964, No. 13, p. 62.
 27. Раннелс Л. К. Явление диффузии и релаксации во льду.— В кн.: Физика льда: Обзор докл. Междунар. симпоз. 1968 г. в Мюнхене. Л.: Гидрометеиздат, 1973, с. 124—127.
 28. Воронина И. Ю., Епифанов В. П. Метод оценки напряженного состояния ледяного покрова.— В кн.: Борьба с ледовыми затруднениями на реках и водохранилищах при строительстве и эксплуатации гидротехн. сооружений: 10 науч.-техн. совещ. Мурманск, 1983. Л.: Энергоатомиздат, 1984, с. 127—132.
 29. Котенко Л. Д. Абляция на леднике Безенги за 1965—1966 гг.— Сб. работ Рост. Гидрометеорол. обсерватории, 1970, вып. 11, с. 15—19.
 30. Гросвальд М. Г., Кренке А. Н., Виноградов О. Н. и др. Оледенение земли Франца — Иосифа. М.: Наука, 1973. 352 с.
 31. Епифанов В. П. К вопросу о механических свойствах льда.— Изв. АН СССР. МТТ, 1982, № 1, с. 187—192.
 32. Епифанов В. П., Кузьменко В. П. Механика разрушения снега.— Изв. АН СССР. МТТ, 1986, № 4, с. 191—197.

Москва

Поступила в редакцию
24.XII.1984