

05

©1992 г.

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОГО СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ МОРСКОГО ЛЬДА

А. В. Ключник

Рассмотрены процессы изменения параметров жидких включений (рассолов), входящих в состав морского льда, под действием интенсивного СВЧ излучения. Увеличение размеров включений приводит к увеличению рассеяния, поглощения излучения и к уменьшению прочности льда. Характер физических процессов, происходящих при облучении льда, определяется темпом удельного энерговыделения, пропорционального плотности потока энергии излучения.

Введение

Известно, что структура и физические характеристики льда могут существенно изменяться под действием интенсивного СВЧ излучения. Процессы изменения характеристик льда стали в последнее время предметом теоретических и экспериментальных исследований [1-4]. Обсуждаются возможности технических приложений СВЧ обработки льда.

Исследования электрофизических характеристик льда и воздействия интенсивного СВЧ излучения на лед ведутся достаточно давно (см., например, [5]), однако существует ряд особенностей взаимодействия СВЧ излучения с морским льдом, которые практически не рассматривались ранее. К ним в первую очередь следует отнести динамику изменения параметров проводящих жидких включений (рассолов) в поле электромагнитной волны. А именно такими включениями в значительной степени определяются электрофизические и прочностные характеристики морского и некоторых других типов льда.

В данной работе будут рассмотрены особенности изменения параметров жидких включений под действием интенсивного СВЧ излучения.

Как известно [5], морской лед состоит из микрокристаллов, на поверхности которых расположены жидкие (рассолы) и воздушные включения. При низкой температуре включения имеют вид несоединяющихся капель, которые с увеличением температуры могут сливаться, образуя сплошные каналы, пронизывающие всю толщу льда. Тонкие пленки рассола могут располагаться и на поверхности микрокристаллов.

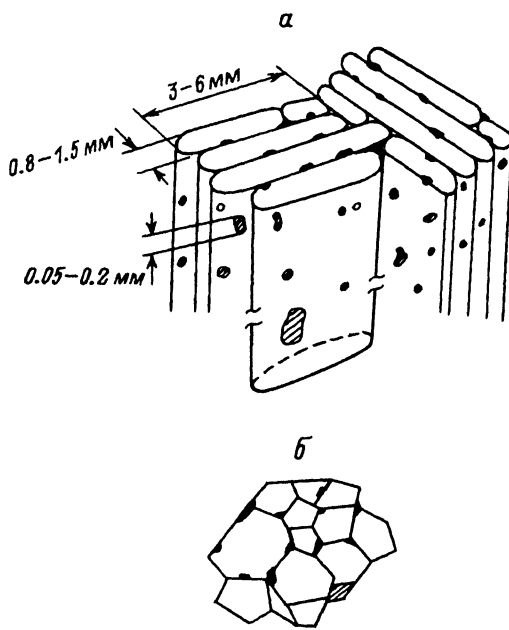


Рис. 1. Структура морского льда статического (а) и динамического (б) типов ледообразования.

а — монокристаллы льда имеют вид пластинок длиной до нескольких десятков см и сечением $(0.08-1.5) \times (3-6)$ мм², размер включений рассола 0.05-0.2 мм; б — размер изометрических кристаллов льда от 2-5 до 10-15 мм, размер воздушных и рассольных включений от 0.1 до 10 мм.

Форма и размеры микрокристаллов и включений зависят от условий ледообразования (рис. 1). В 1 м³ льда может быть до $2.4 \cdot 10^9$ включения.

Плавление морского льда происходит во всей области температур $T > -36^\circ\text{C}$ и каждой температуре отвечает своя удельная теплота плавления и своя доля жидкой фракции [5].

Несмотря на сравнительно небольшой объем, занимаемый включениями (единицы процентов), именно они определяют многие электрофизические и прочностные характеристики морского льда. Например, затухание излучения в толще морского льда обусловлено проводящими жидкими включениями и на частоте 10 ГГц оно достигает 100 дБ/м при солености льда $S = 8\%$, $T = -14^\circ\text{C}$, в то время как пресный лед является хорошим диэлектриком.

Так как включения расположены по границам микрокристаллов, то они в значительной степени определяют силы сцепления между ними и, следовательно, прочность льда относительно нагрузок, приводящих к смещению микрокристаллов относительно друг друга. С увеличением размеров включений резко возрастает сечение рассеяния $\sim R^6/\lambda^4$ (R — размер включения), сечение поглощения $\sim R^3/\lambda$ и уменьшается прочность льда. В экспериментах с высокочастотным нагревом грунтового льда наблюдалось разрушение образцов льда на несвязанные кристаллы при достижении 30-й концентрации жидкой фазы [3].

Рассматриваемая ниже картина взаимодействия СВЧ излучения с морским льдом основана на том, что в результате диссипации энергии излучения происходит рост объема жидкой фазы, причем центрами тепловыделения являются капли и пленки рассола, а тепловыделением в микрокристаллах чистого льда можно пренебречь. Характер протекающих процессов определяется интенсивностью удельного тепловыделения P_T (тепло, выделяющееся в единице объема в единицу времени). При низком темпе тепловыделения тепло успевает за счет процессов теплопроводности перераспределиться по всему объему льда. Происходит увеличение объема жидкой фракции в соответствии с термодинамически равновесным значением. При более высоком темпе энерговыведения формируется резко неоднородное распределение температуры по объему льда, объем жидкой фракции превосходит термодинамически равновесное значение. При еще большем темпе энерговыведения тепловой поток с поверхности капли рассола не успевает компенсировать тепловыделение в объеме включения, происходит повышение температуры и возможно вскипание жидкости. В результате такого „теплого взрыва“ давление пара на стенки включения может превысить предел прочности и произойдет локальное разрушение структуры льда. Так как отток тепла пропорционален площади поверхности, а мощность тепловыделения — объему, то тепловой взрыв может эффективно осуществляться лишь для включений рассола большого размера.

В процессе взаимодействия излучения с жидкими включениями можно выделить два этапа. На первом этапе происходит увеличение размеров включений в соответствии с фазовой диаграммой морского льда [5] за счет быстрого нагрева от исходной температуры $T_0^{\circ}\text{C}$ до температуры $T_{\text{пл}}^{\circ}\text{C}$, соответствующей плавлению льда данной солёности ($T_{\text{пл}} \cong -1.8^{\circ}\text{C}$). Так как удельная теплота плавления льда солёностью 2–10% невелика [5], то на первом этапе можно ожидать сравнительно быстрого увеличения размеров включений.

В дальнейшем с увеличением времени и „дозы“ облучения важную роль приобретают процессы миграции рассола по увеличивающимся каналам, пронизывающим толщу льда. В данной работе такие процессы не рассматриваются и полученные результаты справедливы при сравнительно небольших временах, когда роль миграции незначительна.

Рассмотрим несколько примеров, на основе которых могут быть сделаны количественные оценки.

1. Действие СВЧ излучения на межкристаллические пленки рассола

Рассмотрим плоскопараллельную пленку рассола толщиной l , окруженную с обеих сторон льдом (рис. 2). Под действием СВЧ излучения в пленке выделяется тепло с плотностью мощности

$$P_T = 0.218 \cdot 10^{-9} f \varepsilon'' \cdot \Pi. \quad (1)$$

Здесь и ниже E — напряженность электрического поля (В/см), f — частота излучения (Гц), ε'' — мнимая часть диэлектрической проницаемости рассола, $\Pi = E^2/240\pi$ — плотность потока энергии излучения (Вт/см²). При условии, что теплоперенос в пленке обусловлен теплопроводностью,

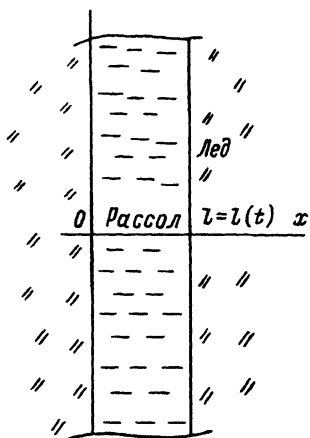


Рис. 2. Пленка рассола.

уравнение для температуры $T(x, t)$ и начальные условия имеют вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_1^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{P_\tau}{c_1 \rho_1}, \quad x \leq l,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_2^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad 0 > x > l, \quad T(x, 0) = T_0. \quad (2)$$

Здесь $c_1, \rho_1, a_1, c_2, \rho_2, a_2$ — теплоемкость, плотность и теплопроводность рассола и льда соответственно. Уравнение (2) описывает распространение тепла в системе с подвижной границей $l = l(t)$. Можно построить его приближенное решение, воспользовавшись адиабатически медленным перемещением границы раздела фаз по сравнению с характерным временем изменения температуры в пленке. Условия применимости такого приближения будут рассмотрены ниже.

На первом этапе нагрева пленки рассола при $T_0 < T < T_{\text{пл}}$ увеличение объема включения определяется локальным значением температуры и фазовой диаграммой льда, в соответствии с которой каждому значению T отвечает свой объем жидкой фракции [5].

Если удельная теплота плавления льда в диапазоне температур $T_0 < T < T_{\text{пл}}$ мала по сравнению с тепловой энергией $c_1 \rho_1 T$, то температура в центре пленки в первом приближении имеет вид

$$T \left(x = \frac{l}{2}, t \right) = \frac{P_\tau}{c_1 \rho_1} \tau_0 \Phi(t),$$

$$\Phi(t) \simeq \begin{cases} 2 \cdot t / \tau_0, & t < \tau_0, \\ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{t / \tau_0}, & t > \tau_0, \end{cases} \quad \tau_0 = \frac{l^2}{4a_2^2}. \quad (3)$$

Чтобы качественно описать адиабатически медленное увеличение размера пленки, воспользуемся эмпирической зависимостью Франкенштейна-Гарнера, связывающей объем жидкой фазы (%) $v_{\text{ж}}$ с относительной массой солей во льду S (г/кг) и температурой льда,

$$v_{\text{ж}} = S \cdot \left(\frac{49.185}{|T|} + 0.532 \right). \quad (4)$$

Уравнения (3) и (4) решались численно в предположении, что увеличение объема жидкой фазы пропорционально толщине пленки. Удвоение толщины происходит за время

$$t^* \simeq \frac{\pi (T_0 c_1 \rho_1 a_1)^2}{4 P_T \cdot l^2(0)}.$$

Например, $t^* \simeq 1.5$ с при $T_0 = -10^\circ \text{C}$, $P_T = 100 \text{ Вт/см}^3$, $l(0) = 0.2 \text{ мм}$. При этом тепловая постоянная для такой пленки льда составляет $\simeq 10^{-2}$ с, что и оправдывает использование адиабатического приближения.

При достижении температуры плавления $T = T_{\text{пл}}$ должно происходить увеличение толщины пленки за счет плавления льда при фиксированной температуре $T = T_{\text{пл}}$ на границе раздела фаз. Положение границы раздела определяется условием энергетического баланса Стефана

$$k_1 \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=l-0} - k_2 \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=l+0} = \lambda \rho_2 \frac{\partial l}{\partial t}.$$

Здесь λ — удельная теплота плавления льда; k_1, k_2 — теплопроводность рассола и льда соответственно. Решение уравнений (2) будем искать в виде

$$T(x, t) = T_0(x, t) + T_1(x, t) + T_{\text{пл}}, \quad (5)$$

где $T_0(x, t)$ — решение, зависящее от l как от параметра

$$T_0(x, t) = \frac{1}{c_1 \rho_1} \int G(x, x', t - t') P_T(x', t') dx' dt', \quad (6)$$

где $G_0(x, x', t)$ — функция Грина уравнения теплопроводности на отрезке с фиксированной границей.

Функция $T_1(x, t)$ также удовлетворяет уравнению теплопроводности, в правой части которого вместо функции тепловых источников возникает функция $(\partial T_0 / \partial l)(\partial l / \partial t)$,

$$T_1(x, t) \simeq \int G(x, x', t - t') \frac{\partial T_0(x', t')}{\partial l} \frac{\partial l(t')}{\partial t} dx' dt'. \quad (7)$$

Интегрируя (6), находим

$$T_0 = \frac{4 P_T l^2}{\pi^3 c_1 \rho_1 a_1^2} \sum_{\substack{n=2k+1 \\ k=0}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \sin\left(\frac{\pi n x}{l}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\pi^2 a_1^2 n^2 t}{l^2}\right)\right). \quad (8)$$

Если ограничиться первой гармоникой в разложении (8), то

$$T_1(x, t) = \frac{3}{4} A l^2 \sin\left(\frac{\pi x}{l}\right) \frac{\tau}{l} \frac{\partial l}{\partial t} \left(1 - \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 l^{-t/\tau}\right)\right),$$

$$A = \frac{4P_T}{\pi^3 c_1 \rho_1 a_1^2}, \quad \tau = \frac{l^2}{\pi^2 a_1^2}. \quad (9)$$

Отброшенные при выводе T_1 члены имеют второй порядок малости по параметру

$$\frac{\tau}{l} \frac{\partial l}{\partial t} \ll 1.$$

Из условия Стефана находим уравнение движения границы раздела фаз

$$l(t) = l(0) \exp(\kappa(t)),$$

$$\kappa(t) = \begin{cases} \frac{\pi k_1 A}{2\lambda\rho_2} \frac{t^2}{\tau}, & t < \tau, \\ \frac{\pi k_1 A}{\lambda\rho_2} \frac{t}{1 - \frac{3\pi A k_1 \tau}{4\lambda\rho_2}}, & t > \tau. \end{cases} \quad (10)$$

Проанализируем полученное решение. Максимальная температура достигается в центре пленки

$$\Delta T_{\max} \simeq A l^2 \left(1 + \frac{3}{4} \pi \cdot A \tau \frac{k_1}{\lambda\rho} \right). \quad (11)$$

Тепловой поток на границе

$$Q = k_1 \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=l} \simeq \frac{l P_T}{\pi^2}. \quad (12)$$

Как следует из (11), максимальная температура пропорциональна квадрату толщины пленки. Поэтому разогреть пленку до высокой температуры можно лишь при очень больших значениях удельного энерговыделения. Для рассола ($\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $c = 4.2 \text{ Дж/г-град}$, $a_1^2 = 0.15 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$) при $P_T \simeq 10^2 - 10^3 \text{ Вт/см}^3$, $l(0) \simeq 0.1 \text{ мм}$, $\Delta T_{\max} = 0.85 - 8.5^\circ\text{C}$, а скорость перемещения границы раздела фаз $v = l(0)\kappa'(t) \simeq 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см/с}$. Таким образом, разогрев тонких ($l < 100 \text{ мкм}$) очень незначителен.

Представленные выражения были получены в предположении, что перенос тепла в пленке обусловлен лишь процессами теплопроводности. Пренебречь конвекцией рассола можно при условии $\text{GrPr} < 10^3$, где Gr и Pr — числа Грасгофа и Прандтля. Если $\text{GrPr} > 10^3$, то основным процессом, определяющим вынос тепла, является конвекция [6]. При нагреве капли чистой воды на 20° $\text{GrPr} \simeq (3/4) \cdot 10^2 l^3 \text{ [мм]}$, а при нагреве на 100° $\text{GrPr} \simeq 1.5 \cdot 10^4 l^3 \text{ [мм]}$. Таким образом, теплопроводностный перенос тепла играет основную роль для пленок толщиной $l < 3 \text{ мм}$ при нагреве до 20° и $l < 0.4 \text{ мм}$ при нагреве до 100°C . Для рассола за счет увеличения вязкости можно ожидать, что область толщин, в которой можно пренебречь конвективным теплопереносом, будет несколько шире. Для включений большего размера можно ожидать замедления процессов нагрева по сравнению с представленными выше из-за увеличения теплового потока при конвективном теплопереносе.

После прекращения интенсивного, но кратковременного ($t \ll l^2/a_1^2$) облучения будет происходить процесс рекристаллизации за счет выноса тепла в массив холодного льда в микрокристалле. Скорость рекристаллизации можно оценить из решения задачи Стефана о фазовом переходе. Для микрокристаллов с размерами до 2 мм время рекристаллизации составляет единицы секунд.

Если глубина скин-слоя $\delta_s \gg l$, то можно считать распределение источников тепловыделения P_T однородным по объему капли или по толщине пленки рассола. При этом для пленки амплитуда поля вне и внутри пленки отличаются слабо. Например, для рассола с соленостью 142‰, $T = -10^\circ\text{C}$, $\varepsilon' \simeq 50-60$, $\varepsilon'' \simeq 65$, на частоте 2.4–2.5 ГГц глубина проникновения составит ~ 0.8 см. Таким образом на частотах до 10 ГГц можно считать распределение поля в жидких включениях почти однородным. Для тонкой пленки рассола на частоте 2.4 ГГц плотность источников тепловыделения составит $P_T \simeq 34.6$ П. Для толстых пленок рассола необходимо учитывать отражение на границе, которое, например, на частоте 2.4 ГГц составит около 70% при углах падения, близких к 90° .

2. Действие излучения на капли рассола сферической формы

В режиме адиабатически медленного движения границы раздела фаз первым приближением при решении тепловой задачи является решение, зависящее от радиуса капли $R = R(t)$ как от параметра [7],

$$T(r, t) = T_{\text{пл}} + \frac{P_T(R^2 - r^2)}{6C_1\rho_1 a_1^2} + \frac{2P_T R^3}{c_1\rho_1 a_1^2 r} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{n^3} \sin\left(\frac{\pi n r}{R}\right) \exp\left(-\frac{\pi^2 n^2 t}{a_1^2 R^2}\right). \quad (13)$$

Температура в центре капли и положение границы раздела фаз имеют вид

$$T_{\text{max}} = T_{\text{пл}} + \frac{P_T R^2}{6k_1}, \quad R(t) = R(0) \exp\left(\frac{P_T t}{3\lambda\rho_2}\right). \quad (14)$$

Мощность, поглощаемая сферической каплей, имеет вид $P_{\text{погл}} = \sigma_a \cdot \Pi$, где σ_a — сечение поглощения сферической капли

$$\sigma_a = \begin{cases} \pi R^2 \cdot 12\varepsilon_0^{3/2} k_0 R \frac{\varepsilon''}{(\varepsilon' + 2\varepsilon_0)^2 + (\varepsilon'')^2}, & R < \delta_s, \\ \pi R^2 \cdot \frac{6}{\sqrt{|\varepsilon|}} \sin\left(\frac{\Delta}{2}\right), & R > \delta_s, \quad \text{tg } \Delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}. \end{cases} \quad (15)$$

Здесь R — радиус капли, $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ — ее диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая проницаемость окружающего каплю льда ($\varepsilon_0 \simeq 3$). Темп удельного энерговыделения в капле $P_T = P_{\text{погл}}/v$, где v — ее объем, не зависит от размеров капли при $R < \delta_s$, а для капель большего размера P_T убывает пропорционально $1/R$. Для капли радиусом $R = 0.1$ см на частоте 2.4 ГГц σ_a составляет около 2.5% ее физической площади, так что $P_T \simeq 0.2\Pi$, что значительно меньше удельного тепловыделения в пленке. Отличие связано с деполяризующими свойствами сферической частицы, поле внутри которой в $|\varepsilon + 2\varepsilon_0|^2$ раз меньше поля вне частицы.

Остановившись на возможности теплового взрыва капли жидкости. Как следует из (14), температура 100°C для капель малого размера достигается при весьма значительных уровнях тепловыделения — при $R = 0.3$ мм, $P_T \simeq 4 \cdot 10^3$ Вт/см³. С увеличением радиуса капли величина P_T уменьшается, однако несколько медленнее, чем R^2 , из-за возрастания роли конвективного теплопереноса (в выражении (14) это соответствует увеличению k_1). Более благоприятная ситуация имеет место для капель жидкости в твердом теле, например бетоне, где тепловой поток с поверхности капли значительно меньше, чем на границе плавления жидкость-лед. В этом случае температура почти однородна по объему капли и описывается уравнением

$$c_1 \rho_1 v \frac{dT}{dt} = P_T v - Q \cdot S, \quad (16)$$

где v и S — объем и площадь поверхности капли, Q — поток тепла с поверхности капли, k_2 — теплопроводность твердого тела.

Стационарное значение температуры

$$T_{\max} = T_0 + \frac{P_T R^2}{3k_2}.$$

Для бетона в капле радиусом 0.5 см температура $T = 100^{\circ}\text{C}$ может достигаться при $P_T = 16$ Вт/см². С увеличением температуры жидкости соответствующая ее состоянию точка смещается по фазовой диаграмме $P - T$ ($v = \text{const}$) и может пересекать линию равновесия фаз жидкость-пар. При достижении давления P^* , соответствующего деформации стенок, произойдет разрушение каверны (для льда $P^* \simeq 1 - 2$ МПа, соответствующая $T^* \simeq 179^{\circ}\text{C}$).

В марте 1991 г. сотрудниками ААНИИ совместно с МРТИ АН СССР на экспериментальной базе НИИРЛ МГТУ им. Баумана были выполнены эксперименты по измерению прочности стандартных балок из морского льда, подвергающихся действию СВЧ излучения. Эксперименты подтвердили основные предположения и выводы данной работы, в частности плавление льда на границах микрокристаллов за счет теплопередачи из включений рассола, образование жидких прослоек между микрокристаллами. Наблюдалось увеличение размеров жидких включений при сохранении кристаллической структуры льда. Образующаяся при облучении вода частично кристаллизовалась после прекращения облучения. Измерения динамического модуля упругости показали его значительное уменьшение в результате облучения. Происходило значительное снижение прочности льда. Изучение ледовых балок в месте излома показало, что снижение прочности обусловлено ослаблением связей между микрокристаллами.

Список литературы

- [1] Богородский В.В., Пасынков В.В., Хлопов Г.П. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 7. С. 1546-1549.
- [2] Гаврило В.П., Пасынков В.В., Хлопов Г.П. Физико-технические проблемы льда. Тр. ААНИИ. Л.: Гидрометеоздат, 1983. Т. 379. С. 40-44.
- [3] Богородский В.В., Гаврило В.П., Недошивин О.А. Разрушение льда. Методы, технические средства. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 232 с.
- [4] Некрасов Л.Б. Основы электро-термомеханического разрушения мерзлых пород. Новосибирск: Наука, 1979. 353 с.

- [5] *Богородский В.В., Гаврило В.П.* Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 384 с.
- [6] *Исаченко В.П., Осипов В.А., Сукомел А.С.* Теплопередача. М.: Энергия, 1975. 488 с.
- [7] *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.

Московский радиотехнический институт

Поступило в Редакцию
22 июля 1991 г.

В окончательной редакции
21 января 1992 г.
