

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ42.Г2

Г-371

9/12-73

P4 - 6940

1301/2-73

А.С.Герасимов, В.К.Игнатович, М.В.Казарновский

О НАГРЕВАНИИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
ЗВУКОВЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ СТЕНОК ЛОВУШКИ

1973

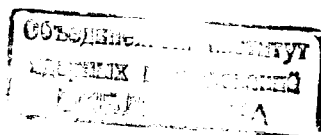
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P4 - 6940

А.С.Герасимов, В.К.Игнатович, М.В.Казарновский

О НАГРЕВАНИИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
ЗВУКОВЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ СТЕНОК ЛОВУШКИ

Направлено в ЖЭТО



1. Введение

В экспериментах Ф.Л.Шапиро с сотрудниками ^{/1/} в некоторых случаях была обнаружена аномально быстрая утечка ультрахолодных нейтронов /УХН/ из ловушек. Одна из возможных причин этого явления - нагревание УХН звуковыми колебаниями стенок ловушки. Механизм нагревания может быть двояким. При амплитуде колебания стенок, значительно превышающей глубину проникновения нейтрона внутрь вещества, процесс рассеяния нейтрона стенкой рассматривается классически, т.е. нейтрон считается упругим шариком. При этом нагрев нейтрона определяется скоростью стенки в точке соударения. Если же амплитуда колебаний меньше глубины проникновения нейтрона внутрь вещества, то процесс рассеяния необходимо рассматривать квантовомеханически. При этом нагрев нейтрона определяется частотой ω колебания стенки. Кроме того, в зависимости от величины амплитуды v_0 - скорости колебания или ω - частоты колебаний стенки нагревание УХН до скорости, превышающей граничную * v_Γ , может происходить либо в результате однократного соударения, либо в результате многократных соударений со стенками. Первый случай может реализоваться только

при $\omega > \frac{m v_\Gamma^2}{2\hbar}$ или $v_0 > v_\Gamma$, а второй - при $\omega \ll \frac{m v_\Gamma^2}{2\hbar}$ или

$v_0 \ll v_\Gamma$. В экспериментах ^{/1/} в основном выполнялись последние условия /см. §5/. Поэтому наибольший интерес представляет второй случай, когда нагревание УХН происходит путем многократных изменений энергии, и его можно рассматривать как процесс случайных блужданий нейтронов вдоль шкалы скоростей до тех пор, пока их скорость не превзойдет v_Γ . Простые качест-

* То есть максимальную скорость, при которой нейтрон не может выйти из ловушки без приобретения энергии; для большинства веществ, используемых для изготовления ловушек, $v_\Gamma = 5 \div 7$ м/сек.

венные оценки, которые будут в настоящей работе подкреплены строгим расчетом, показывают, что среднее время таких блужданий для перехода нейтрона от некоторой скорости v к v_{Γ} должно быть порядка $\frac{V_{\Gamma} - V}{V_0^2} \ell$, где ℓ - средний путь

нейтрона в ловушке. Отсюда, полагая спектр УХН максвелловским /то есть поток нейтронов $\phi(v) \approx v^3$ /, для времени жизни

УХН в ловушке получаем $t_1 \approx \frac{v_{\Gamma} \ell}{v_0^2}$. В частности, для

объяснения результатов эксперимента /1/ нужно, чтобы $v_0 \approx 10$ см/сек. Как следует из обсуждения /см. §5/, подобные скорости, в принципе, могут возникать в результате ударов клапанов о стенки ловушки.

2. Уравнение баланса нейтронов в ловушке

Пусть $N(\vec{r}, \vec{v}, t)$ - плотность нейтронов, т.е. число нейтронов в единичном фазовом объеме вблизи точки \vec{r} и скорости \vec{v} в момент времени t , и $W(\vec{r}, t; \vec{v} \rightarrow \vec{v}') d\vec{v}'$ - вероятность того, что нейтрон со скоростью \vec{v} в результате столкновения с поверхностью ловушки в точке \vec{r} в момент t попадает в интервал скоростей $(\vec{v}', \vec{v}' + d\vec{v}')$, причем

$$\int W(\vec{r}, t; \vec{v} \rightarrow \vec{v}') d\vec{v}' \equiv 1. \quad /1/$$

Изменение полного числа нейтронов в ловушке за время dt в интервале скоростей $(\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v})$ равно

$$dt d\vec{v} \int dS \{ \int d\vec{v}' (\vec{n}_0 \cdot \vec{v}') N(\vec{r}, \vec{v}', t) W(\vec{r}, t; \vec{v}' \rightarrow \vec{v}) - (\vec{n}_0 \cdot \vec{v}) N(\vec{r}, \vec{v}, t) \},$$

где dS - элемент поверхности стенки, расположенный в точке \vec{r} , и \vec{n}_0 - внешняя нормаль к поверхности.

В рассматриваемом нами случае ($v_0 \ll v_{\Gamma}$ и $\omega \ll \frac{m v_{\Gamma}^2}{2h}$)

среднее изменение скорости нейтрона при одном столкновении мало, и существенные изменения плотности нейтронов происходят за периоды времени, много большие среднего времени между столкновениями. Поэтому с достаточной степенью точности можно считать, что плотность нейтронов однородна в пространстве.

Кроме того, предположим, что плотность нейтронов изотропна. Такое предположение, в частности, справедливо, если ловушка имеет достаточно сложную поверхность, так что нейтрон через небольшое число столкновений "забывает" направление начальной скорости. Тогда можно записать:

$$N(\vec{r}, \vec{v}, t) \equiv \frac{1}{4\pi v^2} n(v, t) \quad (\int N(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} = \int n(v, t) dv).$$

Соответственно изменение полного числа нейтронов в ловушке за единицу времени в единичном интервале скоростей /по модулю/ удобно представить в виде

$$V \frac{\partial n(v, t)}{\partial t} = \frac{S}{4} \int_0^{\infty} dv' v' n(v', t) \bar{W}(v' \rightarrow v) - v n(v, t),$$

где V и S - объем и площадь поверхности ловушки, а $\bar{W}(v' \rightarrow v)$ - вероятность перехода нейтрона в результате соударения со стенкой от скорости v' в интервал скоростей вблизи v . Причем эта вероятность усреднена по поверхности ловушки, проинтегрирована по углам падения, усреднена по углам отражения нейтрона и по периоду T колебаний:

$$\bar{W}(v' \rightarrow v) = \frac{v^2}{\pi S T} \int dS \int d\vec{\Omega} \int d\vec{\Omega}' (\vec{n}_0 \cdot \vec{\Omega}') \int_0^{T+t} dt W(\vec{r}, t; \vec{v}' \rightarrow \vec{v}). \quad /2/$$

$$(\vec{\Omega} = \frac{\vec{v}}{v}, \vec{\Omega}' = \frac{\vec{v}'}{v'})$$

Согласно /1/

$$\int \bar{W}(v' \rightarrow v) dv = 1. \quad /3/$$

Переходя к новой переменной $\Phi(v, t) \equiv v n(v, t)$ /характеризующей поток нейтронов/ и учитывая, что $4V/S \equiv \ell$, где ℓ - средняя длина пробега /ловушка предполагается выпуклой/, получим:

$$\frac{\ell}{v} \frac{\partial \Phi(v, t)}{\partial t} = \int_0^{\infty} dv' \Phi(v', t) \bar{W}(v' \rightarrow v) - \Phi(v, t). \quad /4/$$

Это уравнение можно существенно упростить, если учесть, что благодаря условию $v_0 \ll v_{\Gamma}$ функция $\Phi(v', t)$ мало отличается от $\Phi(v, t)$ в области, где $W(v' \rightarrow v)$ заметно отлична от нуля. Поэтому, разлагая $\Phi(v', t)$ в /4/ в ряд по степеням $v' - v$ и ограничиваясь первыми тремя членами разложения*, находим:

$$\frac{\rho}{v} \frac{\partial \Phi(v, t)}{\partial t} = M_0(v) \Phi(v, t) + M_1(v) \frac{\partial \Phi(v, t)}{\partial v} + M_2(v) \frac{\partial^2 \Phi(v, t)}{\partial v^2}, \quad /5/$$

$$M_0(v) = \int_0^{\infty} dv' W(v' \rightarrow v) - 1, \quad M_1(v) = \int_0^{\infty} (v' - v) W(v' \rightarrow v) dv',$$

$$M_2(v) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} (v' - v)^2 W(v' \rightarrow v) dv'. \quad /6/$$

Уравнение /5/ имеет единственное решение, если заданы начальное распределение нейтронов $\Phi(v, 0)$ и два граничных условия; последние естественно выбрать в виде /условие $\Phi(0, t) = 0$ означает непрерывность функции $n \equiv \frac{\Phi}{v}$ при $v \rightarrow 0$ /

$$\Phi(0, t) = \Phi(v_{\Gamma}, t) = 0. \quad /7/$$

Следующие разделы посвящены отысканию и анализу этого решения при конкретных предположениях о характере столкновений нейтронов со стенкой.

3. Вероятность перехода

В классическом случае вероятность перехода $W(\vec{r}, t; \vec{v} \rightarrow \vec{v}')$ определяется законами упругого удара:

$$W(\vec{r}, t; \vec{v} \rightarrow \vec{v}') = \delta[\vec{v} - \vec{v}' + 2\vec{n}_0 u(t) + 2\vec{n}_0 (\vec{n}_0 \vec{v}')] , \quad /8/$$

где u - скорость стенки в точке \vec{r} в момент времени t . В частном случае гармонического движения

* Как будет видно из дальнейшего, в уравнение баланса нейтронов все эти члены дают вклад первого порядка малости относительно v_0^2 , в то время как отброшенные члены имеют порядок v_0^4 и выше.

$$u(t) = v_0 \cos(\omega t + \phi_0). \quad /9/$$

Подставляя /2/, /8/ и /9/ в /6/, после простых, но довольно громоздких выкладок получим:

$$M_0 = \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{v^2}, \quad M_1 = -\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{v}, \quad M_2 = \frac{1}{2} v_0^2. \quad /10/$$

Аналогичные результаты получаются и при произвольной зависимости u от t с той лишь разницей, что под $\frac{1}{2} v_0^2$ следует понимать средний квадрат скорости стенки.

В квантовой механике вероятность перехода $W(\vec{r}, t; \vec{v} \rightarrow \vec{v}')$ определяется уравнением Шредингера

$$\left[i \frac{2m}{\hbar} \frac{\partial}{\partial t} + \Delta - U(\vec{r}, t) \right] \Psi(\vec{r}, t) = 0,$$

где Ψ содержит падающую волну с волновым вектором $\vec{k}_0 = \frac{m\vec{v}}{\hbar}$ и волны, отраженные от поверхности с волновыми векторами $\vec{k} = \frac{m\vec{v}'}{\hbar}$. Потенциал $U(\vec{r}, t)$ имеет вид ступеньки, равной $4\pi N b$ внутри среды, и нулю - снаружи / N - число ядер в единице объема, b - когерентная амплитуда рассеяния на одном ядре/. Его зависимость от времени обусловлена, во-первых, изменением $N = N_0 [1 - \vec{\nabla} \cdot \vec{\xi}(\vec{r}, t)]$ при прохождении звуковой волны $\vec{\xi}(\vec{r}, t)$ - смещение точек среды относительно положений равновесия в момент t / и, во-вторых, движением поверхности, которое описывается уравнением

$$z = \xi(\vec{\rho}, t) = \xi_z(\vec{\rho}, t).$$

где $\vec{\rho} = (x, y)$. Предполагается, что в отсутствие звуковой волны поверхность описывается уравнением $z = 0$ и среда занимает полупространство $z > 0$ /. Однако длина звуковых волн значительно превосходит длину волны нейтрона и глубину его проникновения внутрь среды. Поэтому эффектом изменения N можно пренебречь. По той же причине можно пренебречь эффектами, связанными с зависимостью ξ от ρ . В результате потенциал $U(\vec{r}, t)$ представим в виде

$$U(\vec{r}, t) = U_0 \theta(z) + \delta U(z, t),$$

$$\delta U(z, t) = U_0 \{ \theta[z - \xi(t)] - \theta(z) \},$$

$$U = 4\pi N_0 b,$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0, \\ 1 & \text{при } x > 0. \end{cases}$$

Соответственно при столкновении нейтрона со стенкой компоненты его скорости в плоскости стенки не меняются:

$$W(\vec{v} \rightarrow \vec{v}') = \delta(\vec{v}_\rho - \vec{v}'_\rho) W_1(v_x \rightarrow v'_x),$$

$$\vec{v}_\rho = \vec{v} - \vec{n}_0 v_x, \quad \vec{v}'_\rho = \vec{n}_0 v'_x + \vec{v}',$$

$$v_x = |\vec{v} \vec{n}_0|, \quad v'_x = |\vec{v}' \vec{n}_0|,$$

и задача сводится к расчету вероятности перехода $W_1(v_x \rightarrow v'_x)$ для одномерного движения.

Поскольку в квантовомеханическом случае нас интересуют колебания, амплитуда которых/то есть область, где δU отлична от нуля/ много меньше длины волны нейтрона и глубины его проникновения внутрь среды, величину δU можно трактовать как малое возмущение. Рассмотрим сначала случай гармонических колебаний стенки:

$$\xi(t) = \xi_0 \cos(\omega t - \zeta_0).$$

В результате стандартной процедуры в первом порядке теории возмущений имеем:

$$W_1(v_x \rightarrow v'_x) = [1 - a^2(\sqrt{1+\eta} + \sqrt{1-\eta})] \delta(v_x - v'_x) +$$

$$+ a^2 \sqrt{1+\eta} \delta(v'_x - v_x \sqrt{1+\eta}) + a^2 \sqrt{1-\eta} \delta(v'_x - v_x \sqrt{1-\eta});$$

$$a = \xi_0 m v_x / \hbar, \quad \eta = \frac{2\hbar\omega}{m v_x^2}.$$

Отсюда нетрудно получить коэффициенты M_i /6/:

$$M_0 = \frac{3}{2} \frac{v_0^2}{v^2}, \quad M_1 = -\frac{3}{2} \frac{v_0^2}{v^2} \cdot v, \quad M_2 = \frac{1}{2} v_0^2, \quad /11/$$

где $v_0 = \omega \xi_0$ - амплитуда скорости колебания стенки. Эти выражения легко обобщаются на случай произвольных колебаний стенки; при этом так же, как и в классическом случае, под

$\frac{1}{2} v_0^2$ следует понимать средний квадрат скорости стенки.

4. Решение уравнения баланса

Уравнение /5/ для потока нейтронов $\Phi(v, t)$ и в классическом, и квантовом случаях может быть приведено согласно /10/ и /11/ к виду

$$\frac{1}{4} \frac{\partial \Phi(x, \tau)}{\partial \tau} = \frac{A}{x} \Phi(x, \tau) - A \frac{\partial \Phi(x, \tau)}{\partial x} + x \frac{\partial^2 \Phi(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad /12/$$

где

$$x = v/v_\Gamma, \quad \tau = t/t_0, \quad t_0 = 8\ell v_\Gamma / v_0^2,$$

а коэффициент A принимает значение 1 в классическом случае и 3 - в квантовом. Решение этого уравнения, обращающееся в нуль при $x=0$ и $x=1$, может быть представлено рядом

$$\Phi(x, \tau) = x^\alpha \sum_m B_m e^{-z_m^2 \tau} \frac{J_\nu(z_m \sqrt{x})}{J_{\nu+1}(z_m)},$$

где $\alpha = \frac{1}{2}(1+A)$, $\nu = |1-A|$, $J_\nu(x)$ - функция Бесселя, z_m есть корень уравнения $J_\nu(z_m) = 0$, а коэффициенты B_m определяются через начальное распределение $\Phi(x, 0)$:

$$B_m = \int \Phi(x, 0) \frac{J_\nu(z_m \sqrt{x})}{J_{\nu+1}(z_m)} \frac{dx}{x^\alpha}. \quad /13/$$

Распределение $\Phi(x, \tau)$ позволяет легко определить, как убывает со временем полное число нейтронов в ловушке:

$$n(t) = \int_0^1 \frac{\Phi(x, \tau)}{x} dx = \sum_m \frac{2}{z_m} e^{-z_m^2 \tau} B_m. \quad /14/$$

Чтобы определить B_m , надо задаться видом $\Phi(x, 0)$. Положим, что $\Phi(v, 0)$ описывается отрезком максвелловского спектра

$$\Phi(v, 0) = \frac{3v^3}{v_H} \theta(v_H - v) = 3 \frac{x^3}{\beta^3} \theta(\beta - x),$$

где $\theta(z)$ - ступенчатая функция, равная 1 при $z \geq 0$ и нулю при $z < 0$, $\beta = v_H/v_\Gamma$. В этом случае согласно /13/ в рамках классического описания ($a = 1$, $\nu = 0$)

$$B_m = \frac{6}{p} \left(\frac{8}{p^2} - 1 \right) \frac{J_3(p)}{J_1(z_m)},$$

$$p = z_m \sqrt{\beta}.$$

При квантовомеханическом описании ($a = 2$, $\nu = 2$)

$$B_m = \frac{6}{\beta p} \frac{J_3(p)}{J_3(z)}$$

Функция $n(t)$ представлена на рисунке 1 в 4-х вариантах. Кривые 1 и 2 отвечают классическому случаю, а кривые 3 и 4 - квантовому. Кривым 1 и 3 соответствует параметр $\beta = 1$, а кривым 2 и 4 - параметр $\beta = 1/2$. При больших временах поведение $n(t)$ описывается первым членом ряда /14/: $n(t) \approx \exp(-t/t_1)$, где $t_1 = 8v_\Gamma \ell / (z_1^2 v_0^2)$. В классическом случае

$$t_1 \approx 1,4 \frac{v_\Gamma \ell}{v_0^2}, \quad /15/$$

а в квантовомеханическом

$$t_1 \approx 0,3 \frac{v_\Gamma \ell}{v_0^2}. \quad /16/$$

Пунктиром на рисунке показаны асимптоты ко всем 4-м кривым. Видно, что поведение $n(t)$ можно описывать экспоненциальной зависимостью уже через время $t \approx 0,8 t_1$.

Интересно отметить, что, хотя квантовомеханический и классический расчеты выполнены для противоположных предельных случаев отношения глубины проникновения нейтрона внутрь среды к амплитуде колебания стенки, они дают выражения для t_1 , не сильно отличающиеся друг от друга, а также от оценки, приведенной во введении.

Часто при описании результатов эксперимента пользуются не величиной t_1 , которая зависит от геометрических размеров ловушки, а средним числом столкновений нейтронов до нагревания выше граничной скорости:

$$\nu = \frac{t_1 v_\Gamma}{\ell} = \left(\frac{v_\Gamma}{v_0} \right)^2.$$

Ниже для оценки вклада звуковых колебаний в нагревание нейтронов мы будем пользоваться именно параметром ν .

5. Обсуждение

Рассмотрим возможные источники звуковых колебаний и их влияние на время жизни УХН в ловушках. Этими источниками могут быть: равномерный шум в экспериментальном зале, вибрации, передаваемые от насосов через вакуумную систему, и удары закрывающихся клапанов о торцы ловушки.

Равномерный шум в экспериментальном зале

Точных данных об уровне силы звука в экспериментальном зале нет, однако можно с уверенностью утверждать, что этот шум не превосходит 100 дБ /шума в ткацком цеху/ ^{12/}. Это отвечает силе звука 10^{-6} Вт/см² сек. При равновесии с окружающей средой стенки ловушки излучают столько же энергии, сколько и поглощают. Для простоты можно предположить, что ловушка поглощает всю падающую на нее энергию. Излучение же ее можно рассчитать исходя из предположений о том, что различные участки стенок ловушки колеблются независимо друг от друга. В этом случае цилиндрическая ловушка излучает ^{13/} в единицу времени энергию, равную $\frac{1}{2\pi^2} \frac{\rho_0}{\rho} \frac{c}{d} E$, где ρ_0 и ρ - плотности воздуха и материала стенок ловушки соответственно, c - скорость звука в воздухе, d - толщина стенок, а E - звуковая энергия ловушки. Поскольку в экспериментах толщина стенок ловушки была мала /0,5 см/ по сравнению с длиной волны звука /даже при частотах $\approx 10^4$ гц/, то можно считать, что стенки колеблются, как мембрана, и энер-

гия колебаний $E = M \frac{v_0^2}{2}$, где M - масса ловушки. При равновесии с шумом в 100 дБ скорость v_0 не может превышать величины ≈ 2 см/сек. При таких скоростях нейтрон должен выдерживать $5 \cdot 10^4$ соударений со стенками.

Вибрации от вакуумной системы

Частота, характерная для работы насосов, составляет величину ≈ 100 гц. Чтобы v_0 при такой частоте достигла величины ≈ 10 см/сек, необходимо, чтобы амплитуда вибраций была ≈ 1 мм. В экспериментах ^{/1/} эта амплитуда была значительно меньше. Причем результаты эксперимента не менялись, когда колебания демпфировались. Это указывает на то, что вибрации, передаваемые от насосов, тоже не могут объяснить малое время жизни УХН в ловушках.

Удары клапанов о торцы ловушки

При ударе клапана о торец ловушки в стенках последней возникают колебания, которые можно оценить следующим образом. Найдем продольные колебания полубесконечного стержня, по концу которого ударяет масса m со скоростью u_0 . Для этого требуется решить волновое уравнение с нулевыми начальными условиями и граничным условием $ES \frac{\partial y}{\partial x} = m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$ / E - мо-

дуль упругости, S - площадь сечения стержня, y - смещение граничной точки /. При $t=0$ смещение начальной точки y нужно положить равным нулю, а скорость начальной точки dy/dt приравнять скорости u_0 .

Решение волнового уравнения имеет вид $f(t - \frac{x}{c})$, где

$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ - скорость звука в стержне, ρ - плотность стержня.

Граничному условию удовлетворяет $y = f(z) = u_0 T(1 - e^{-z/T})$, где $z = t - \frac{x}{c}$, $T = \frac{m}{\rho c S}$. Поскольку ρc имеет величину $\approx 2.10^6$ г/см²сек, S для ловушки равна $2\pi r d$, /где r - радиус ловушки / ≈ 5 см/^{2/1/}, d - толщина стенок / $\approx 0,2$ см/, то при $m = 500$ г $T \approx 4.10^{-5}$ сек, чему соответствует спектральная ширина $\approx 2.10^4$ гц, т.е. длины волн, значительно превосходящие толщину стенок ловушки. Если вся кинетическая энергия клапана переходит в колебания стенок, то скорость v_0 оказывается равной $u_0 \sqrt{\frac{m}{M}}$. При $u_0 \approx 1$ м/сек, $M/m = 20$ имеем $v_0 \approx 20$ см/сек. Такая скорость могла бы объяснить результаты эксперимента при условии, что энергия колебания стенок не сильно рассеивается за время одного цикла измерения. Если все затухание колебаний обусловлено излучением в воздух, то декремент затухания, рассчитанный так же, как и в первом пункте, действительно, оказывается малой величиной: $\approx 0,1$ сек⁻¹

Приведенные данные не позволяют сделать окончательного вывода о вкладе звуковых колебаний в нагревание УХН, так как

декремент затухания сильно зависит от резонансных свойств системы, частотного спектра и моды колебаний. Однако оценки показывают, что при неблагоприятных условиях звуковые колебания могут иметь решающее значение. Поэтому контролировать звуковые дрожания стенок в эксперименте необходимо.

Настоящая работа выполнена по предложению Ф.Л. Шапиро.

Литература

1. Л.В.Грошев, В.Н.Дворецкий, А.М.Демидов, В.И.Луцкий, Ю.Н.Покотилловский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1970; *Phys.Lett.*, **34B**, 293 (1971).
2. Дж.Кэй, Т.Лэби. Таблицы физических и химических постоянных. Изд-во физ.-мат. литературы, Москва, 1962, стр. 74.
3. Ф.Морз. Колебания и звук. Изд-во технико-теоретической литературы. Москва-Ленинград, 1949.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 февраля 1973 года.