XIII ВСЕРОССИЙСКИЙ СЪЕЗД ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКЕ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
21-25 АВГУСТА
2023

Акустическая прозрачность интерфейса двух цепочек

Кузькин Виталий Андреевич

в.н.с. ИПМаш РАН, проф. СПбПУ

Санкт-Петербург 2023

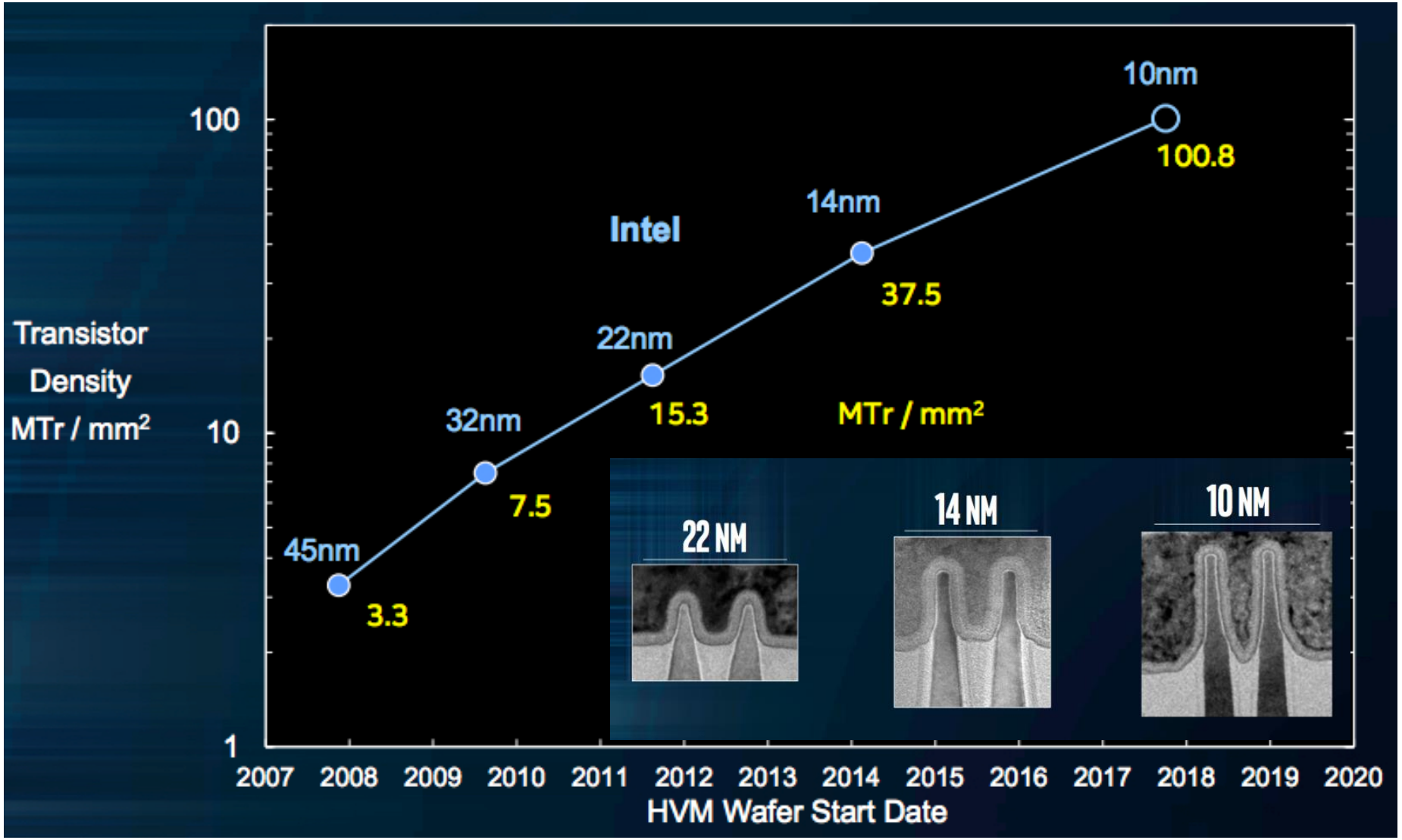
Содержание

1. Введение: мотивация, результаты для бесконечных кристаллов

2. Прохождение волновых пакетов через интерфейс
   - Постановка задачи
   - Определения коэффициента прохождения
   - Акустическая прозрачность

3. Тепловые диоды (соавторы - С.В. Дмитриев и А.М. Кривцов)

Проблема: охлаждение ~~микро~~ нано процессоров



Semiconductor device fabrication

MOSFET scaling (process nodes)

- 10 µm – 1971
- 6 µm – 1974
- 3 µm – 1977
- 1.5 µm – 1981
- 1 µm – 1984
- 800 nm – 1987
- 600 nm – 1990
- 350 nm – 1993
- 250 nm – 1996
- 180 nm – 1999
- 130 nm – 2001
- 90 nm – 2003
- 65 nm – 2005
- 45 nm – 2007
- 32 nm – 2009
- 22 nm – 2012
- 14 nm – 2014
- 10 nm – 2016
- 7 nm – 2018
- 5 nm – 2020
- 3 nm – 2022

https://spectrum.ieee.org/nanoclast/semiconductors/processors/intel-now-packs-100-million-transistors-in-each-square-millimeter

Режимы теплопереноса

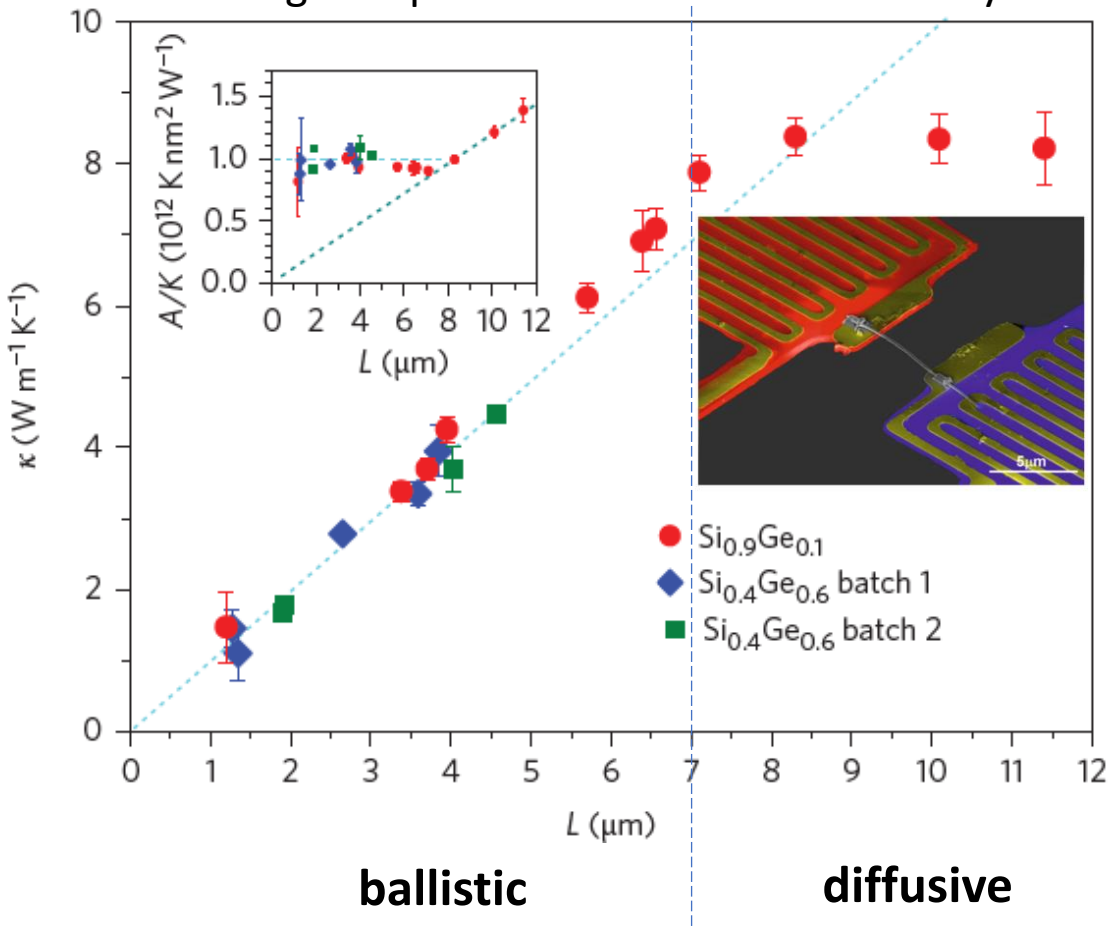
Диффузионный

- Выполняется закон Фурье
- Коэффициент теплопроводности – константа материала

Баллистический

- Нарушение закона Фурье
- Эффективный коэффициент теплопроводности пропорционален размеру (K ~ L)

Length dependence of heat conductivity*



*T.-K. Hsiao et al. Observation of room-temperature ballistic thermal conduction persisting over 8.3 micron in SiGe nanowires. Nature Nanotech. 2013

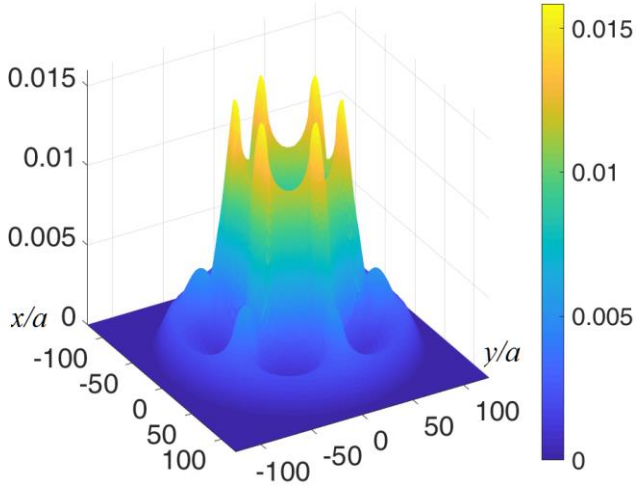
Особенности баллистического теплопереноса в бесконечных кристаллах

Гармоническая теория предсказывает:

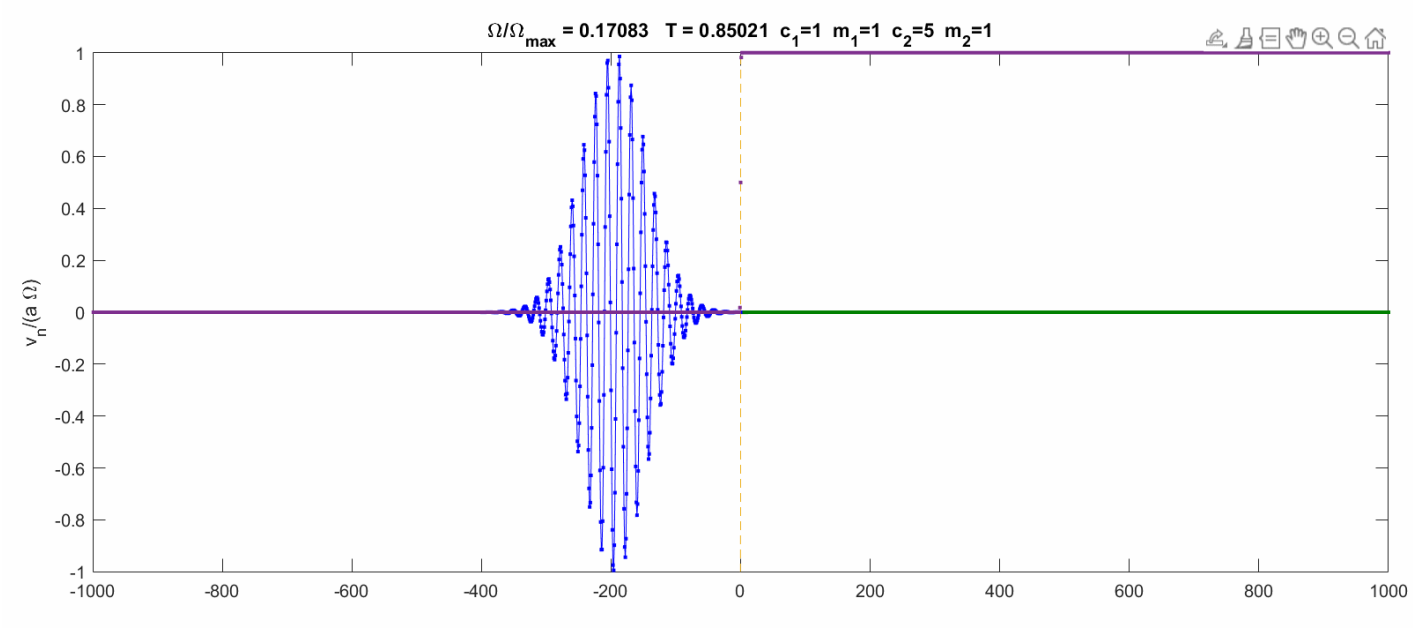
- ✓ Конечная скорость фронта
- ✓ Несколько температур
- ✓ Анизотропия в “изотропных материалах”
- ✓ Перенос тепла “от холодного к горячему”
- ✓ Колебательное затухание температуры

Chapter 24
Discrete Thermomechanics: From Thermal Echo to Ballistic Resonance (A Review)

Ekaterina A. Podolskaya, Anton M. Krivtsov, and Vitaly A. Kuzkin

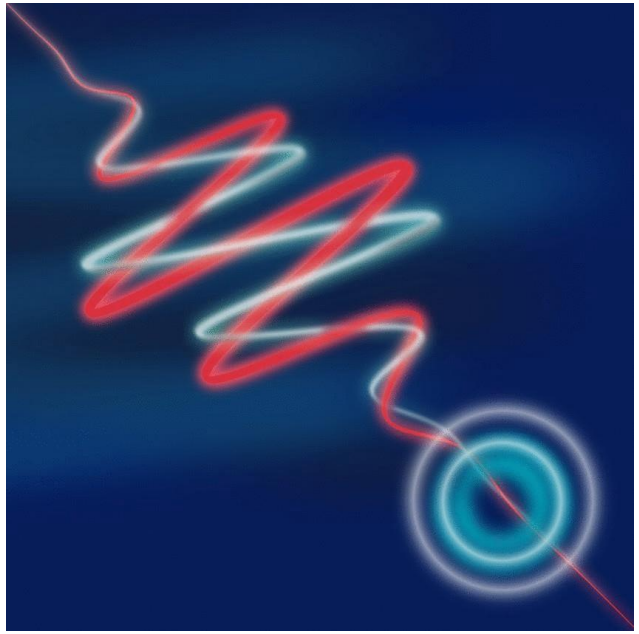


Прохождение волновых пакетов через интерфейс



Мотивация (глобальная)

- Тепловое сопротивление интерфейса (сопротивление Капицы)
- Тепловые диоды (величина теплового потока зависит от знака градиента температуры)
- Кинетическая теория Больцмана - связь фононов и волновых пакетов
- Квантовая механика – соотношения неопределенности, карпускулярно-волновой дуализм



Мотивация (локальная)

- Развитие подхода энергетической динамики (Krivtsov, ZAMM, 2022) для неоднородных сред

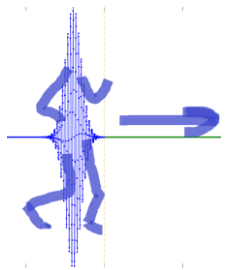
- Исследование влияния упругого основания (подложки) на прохождение волн через интерфейс

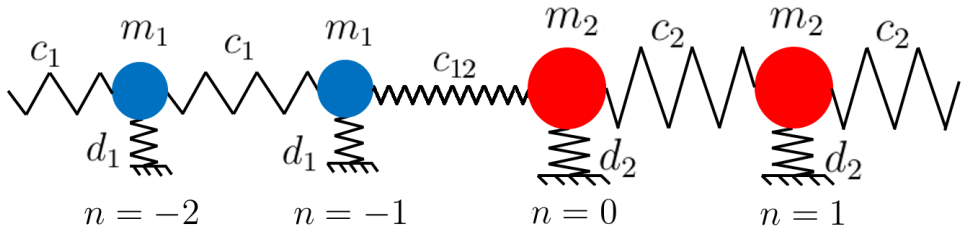
Используемая модель

Уравнения динамики

$$M_n \dot{v}_n = F_{n+\frac{1}{2}} - F_{n-\frac{1}{2}} - D_n u_n, \quad F_{n+\frac{1}{2}} = C_{n+\frac{1}{2}} \varepsilon_{n+\frac{1}{2}},$$

$$\varepsilon_{n+\frac{1}{2}} = u_{n+1} - u_n, \qquad v_n = \dot{u}_n.$$





Распределение параметров

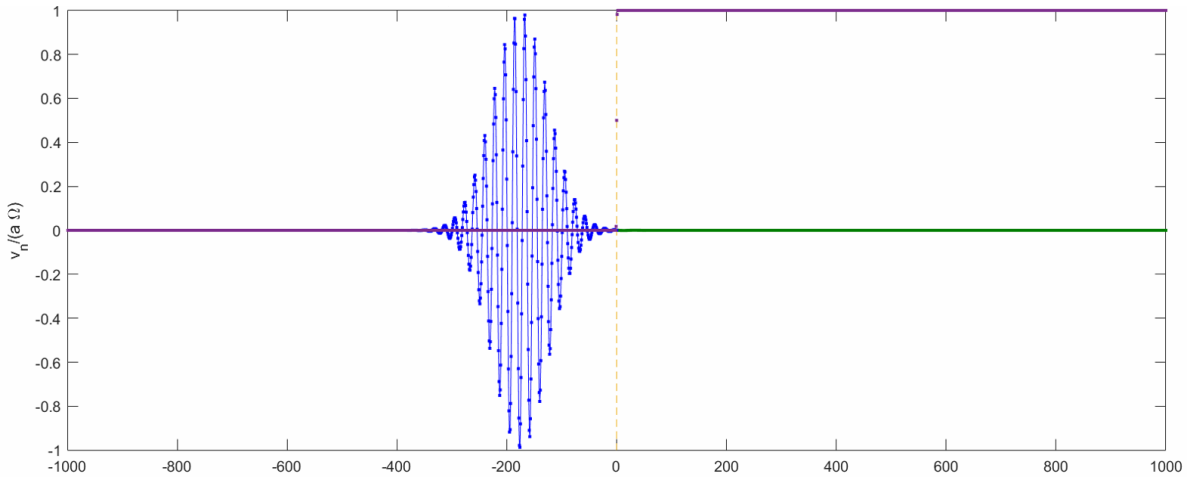
$$M_n = \begin{cases} m_1, & n < 0, \\ m_2, & n \geq 0, \end{cases} \qquad C_{n+\frac{1}{2}} = \begin{cases} c_1, & n < -1, \\ c_{12}, & n = -1, \\ c_2, & n \geq 0, \end{cases}$$

$$D_n = \begin{cases} d_1, & n < 0, \\ d_2, & n \geq 0. \end{cases}$$

Начальные условия: “волновые пакеты”

Перемещения

$$u_n = U_0 \exp\left(-\frac{\beta^2}{2}(n-n_0)^2\right)\sin(k_1 n),$$



Скорости

$$v_n = -U_0 \exp\left(-\frac{\beta^2}{2}(n-n_0)^2\right)\left[\Omega\cos(k_1 n) - \frac{\beta^2 g_1}{a}(n-n_0)\sin(k_1 n)\right]$$

Часто цитируемая статья - P.K. Schelling, S.R. Phillpot, P. Keblinski, Phonon wave-packet dynamics at semiconductor interfaces by molecular-dynamics simulation. Appl. Phys. Lett., 80(14), 2484-2486 (2002)

Замечание о начальных условиях

Ищем решение уравнений динамики цепочки в виде

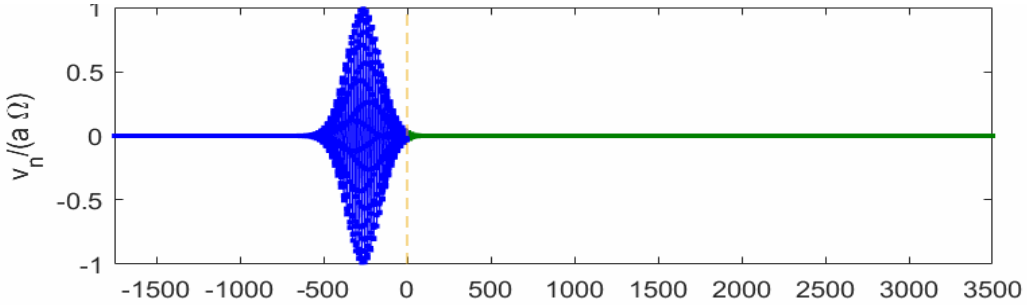
$$u_n = A\,(\beta n a, \beta t)\sin(k_1 n - \Omega t), \qquad |\beta| \ll 1.$$

Подстановка в уравнения динамики при малом *beta* дает

$$\Omega^2 - \frac{d_1}{m_1} - \frac{4c_1}{m_1}\sin^2\frac{k_1}{2} = 0, \qquad \frac{\partial A}{\partial \beta t} = g_1 \frac{\partial A}{\partial \beta x},$$

Приближенное решение (“волновой пакет”)

$$\boxed{u_n \approx A(\beta(na - g_1 t))\sin(k_1 n - \Omega t),}$$



Вычисление коэффициента прохождения

Коэффициент прохождения – отношение энергии прошедшего волнового пакета/волны к энергии падающего пакета (волны)

Два подхода:

1. Метод “трех волн”
2. Энергетическая динамика (Krivtsov, ZAMM, 2023)

Подход 1. Метод “трех волн”

Ищем решение уравнений динамики в виде

$$u_n = \begin{cases} A_I e^{\mathrm{i}(\Omega t - k_1 n)} + A_R e^{\mathrm{i}(\Omega t + k_1 n)}, & n < 0, \\ A_T e^{\mathrm{i}(\Omega t - k_2 n)}, & n \geq 0, \end{cases} \qquad m_i \Omega^2 = d_i + 4c_i \sin^2 \frac{k_i}{2},$$

Связь между амплитудами находится из уравнений для интерфейса

$$m_1 \ddot{u}_{-1} = c_{12}(u_0 - u_{-1}) + c_1(u_{-2} - u_{-1}) - d_1 u_{-1},$$

$$m_2 \ddot{u}_0 = c_{12}(u_{-1} - u_0) + c_2(u_1 - u_0) - d_2 u_0.$$

L. Rayleigh, Theory of Sound, McMillan, London, 1894

Подход 1. Метод “трех волн”

Определение к-та прохождения (для полубесконечных волн)

$$T = \frac{h_T}{h_I}, \qquad R = 1 - T, \quad \Rightarrow \quad T = \frac{m_2 g_2 |A_T|^2}{m_1 g_1 |A_I|^2}.$$

Коэффициент прохождения

$$\boxed{T = \frac{16\Omega^2 m_1 m_2 g_1 g_2}{4\Omega^2 (m_1 g_1 + m_2 g_2)^2 + a^2\left((m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1\right)^2}}$$

Подход 2. Энергетическая динамика

Аналогия между распространением энергии и переносом массы

Энергия ~ масса, поток ~ импульс

Уравнения баланса для потока (аналог баланса импульса)

$$\dot{h} = E\ddot{x}_c = \Phi$$

$$h = \frac{1}{2}\sum_{n\in\mathbb{Z}'}\left(v_{n+\frac{1}{2}} + v_{n-\frac{1}{2}}\right)F_n a_n$$

Received: 26 October 2021 | Revised: 28 February 2022 | Accepted: 3 March 2022
DOI: 10.1002/zamm.202100496

SPECIAL ISSUE ARTICLE

ZAMM

Dynamics of matter and energy

Anton M. Krivtsov[1,2]

[1]Higher School of Theoretical Mechanics, Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia
[2]Institute for Problems in Mechanical Engineering of Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia

Correspondence
Anton M. Krivtsov, Higher School of Theoretical Mechanics, Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Polytechnicheskaya, 29, Saint Petersburg 195251, Russia.
Email: akrivtsov@bk.ru

Funding information
Russian Science Foundation, Grant/Award Number: 21-11-00378

We propose and examine a potential analogy between mass transfer (in space) and energy transfer (in solids). We adapt classical equations of matter dynamics to describe the dynamics of energy transfer. Such fundamental quantities as the effective mass, momentum, moment of inertia and other quantities typical for bodies of matter are introduced for "bodies" of energy. Along with this, two new concepts of "carrier" and "phantom" are proposed. A carrier is a medium which enables energy transfer. A phantom is a virtual body of matter having its mass distribution equivalent to the energy distribution in the carrier. Using an inhomogeneous chain of particles as a sample system, we show that the phantom motion satisfies the Newton's second law of dynamics. For certain systems, we derive constitutive equations for the net force, which results in a closed system of dynamics equations. We further show that with the relevant properties of the chain it is possible to obtain the dynamics equation for the phantom motion in a gravitational field. We use similar methods to study energy dispersion. To analyze phantom evolution, we introduce the velocities of phantom transfer and dispersion. We show that, depending on the ratio of these velocities, the phantom can behave either as a wave or as a particle.

Furthermore, we discuss potential application of energy dynamics to other branches of physics, such as quantum mechanics, electrodynamics and general relativity. We introduce the idea that a body of matter itself can be a phantom in some other carrier, which is a different entity than matter. Possible associations of the phantom/carrier model with current models of physical space are discussed. Based on the presented concept, we propose plausible qualitative answers to several open questions in modern physics.

Подход 2. Энергетическая динамика

Уравнения баланса для потока (аналог баланса импульса)

$$\boxed{\dot{h} = E\ddot{x}_c = \Phi}$$

$$h = \frac{1}{2}\sum_{n\in\mathbb{Z}'}\left(v_{n+\frac{1}{2}} + v_{n-\frac{1}{2}}\right)F_n a_n \qquad x_c \stackrel{\text{def}}{=} \frac{M}{E}, \qquad M \stackrel{\text{def}}{=} \sum_{n\in\mathbb{Z}} E_n \xi_n$$

Пример 1. Однородная цепочка

$$\dot{h} = 0 \qquad x_c = \mathring{x}_c + v_c t.$$

Пример 2. Цепочка с медленно меняющейся жесткостью

$$\ddot{x}_c = w(x_c), \qquad w(x_c) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{a^2}{2m_e} C'(x_c),$$

Подход 2. Энергетическая динамика

Баланс потока

$$\dot{h} = \mathcal{F}(t),$$

$$\mathcal{F} = \frac{a}{2}(c_2 - c_1)\left(v_0^2 - \frac{d_2}{m_2}u_0^2\right) + \frac{a(m_1 - m_2)}{2m_1m_2}c_1^2\varepsilon_{-\frac{1}{2}}^2 + \frac{ac_1}{2}\left(\frac{d_1}{m_1} - \frac{d_2}{m_2}\right)u_0u_{-1}.$$

Уравнение не замкнуто

Правая часть определяется движением интерфейса

Подход 2. Энергетическая динамика

Дополнительные уравнения (баланса энергии)

$$\dot{E}_2 = h_{-\frac{1}{2}}/a, \qquad \dot{e}_0 = \left(h_{\frac{1}{2}} - h_{-\frac{1}{2}}\right)/a,$$

Дополнительные уравнения (динамика интерфейса)

$$\int_0^\infty v_0^2 \mathrm{d}t = \left(u_0 v_0\right)\big|_0^\infty - \int_0^\infty u_0 \dot{v}_0 \mathrm{d}t =$$

$$= -\frac{1}{m_2}\int_0^\infty u_0 \left(F_{\frac{1}{2}} - F_{-\frac{1}{2}} - d_2 u_0\right) \mathrm{d}t,$$

$$F_{-\frac{1}{2}}^2 = F_{\frac{1}{2}}^2 + \left(m_2 \dot{v}_0 + d_2 u_0\right)\left(m_2 \dot{v}_0 + d_2 u_0 - 2F_{\frac{1}{2}}\right).$$

Подход 2. Энергетическая динамика

Предположение о проходящем пакете

$$u_n = B(\beta n a, \beta t)\sin(k_2 n - \Omega t), \quad n \geq 0, \quad |\beta| \ll 1.$$

Свойства гармонических волн / пакетов

$$e_n \sim \frac{1}{2} m_2 \Omega^2 B^2(\beta n a, \beta t), \qquad h_{n+\frac{1}{2}} \sim \frac{1}{2} m_2 \Omega^2 g_2 B^2(\beta n a, \beta t),$$

$$u_n^2 \sim \frac{1}{2} B^2(\beta n a, \beta t), \quad v_n^2 \sim \frac{1}{2} B^2(\beta n a, \beta t)\Omega^2, \quad u_n u_{n+1} \sim \frac{1}{2} B^2(\beta n a, \beta t)\cos k_2$$

Подход 2. Энергетическая динамика

Изменение потока при отражении

$$h(\infty) - h(0) = \int_0^\infty \mathcal{F}\mathrm{d}t,$$

$$h(\infty) \approx E_2(\infty)g_2(\Omega) - E_1(\infty)g_1(\Omega).$$

$$h(0) \approx Eg_1(\Omega),$$

$$\int_0^\infty \mathcal{F}\mathrm{d}t \approx G(\Omega)E_2(\infty)$$

$$G = \frac{a^2}{2g_2\Omega^2}\left[\frac{(2m_1 - m_2)c_2 - c_1m_1}{m_1m_2}\left(\Omega^2 - \frac{d_2}{m_2}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{2c_1 + d_2}{m_2} - \Omega^2\right)\left(\frac{d_1}{m_1} - \frac{d_2}{m_2}\right)\right].$$

Коэффициент прохождения

$$\boxed{T = \frac{2g_1(\Omega)}{g_1(\Omega) + g_2(\Omega) - G(\Omega)}}$$

Сравнение двух подходов

Метод “трех волн”

$$T = \frac{16\Omega^2 m_1 m_2 g_1 g_2}{4\Omega^2 (m_1 g_1 + m_2 g_2)^2 + a^2\left((m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1\right)^2}$$

Энергетическая динамика

$$T = \frac{2g_1(\Omega)}{g_1(\Omega) + g_2(\Omega) - G(\Omega)}$$

$$G = \frac{a^2}{2g_2\Omega^2}\left[\frac{(2m_1 - m_2)c_2 - c_1 m_1}{m_1 m_2}\left(\Omega^2 - \frac{d_2}{m_2}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{2c_1 + d_2}{m_2} - \Omega^2\right)\left(\frac{d_1}{m_1} - \frac{d_2}{m_2}\right)\right]$$

Сравнение двух подходов

- Два подхода дают формально различные выражения для коэффициента прохождения
- Для всех рассмотренных случаях результаты, полученные двумя методами, совпадают
- Метод энергетической динамики дает асимптотически точное решение в пределе $(\beta \to 0)$.

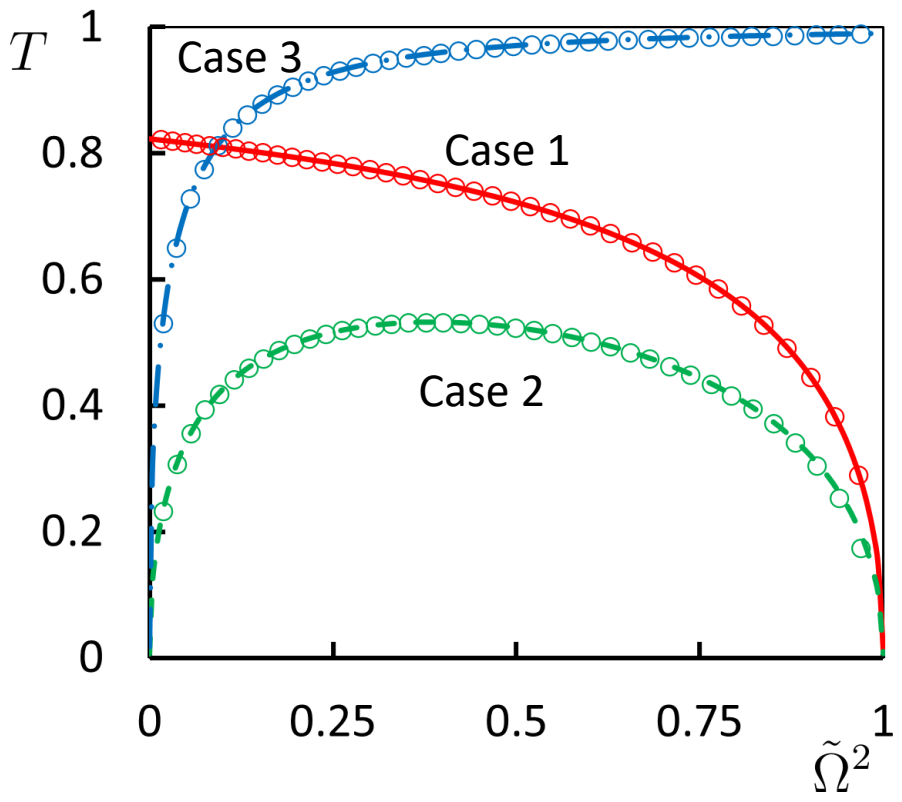
Качественный анализ частотной зависимости

Case 1. Equal minimal frequencies:

$$\frac{d_1}{m_1} = \frac{d_2}{m_2}.$$

Case 2. Intersecting or nested spectra with

$$\left[\begin{array}{ll} \dfrac{d_1}{m_1} \neq \dfrac{d_2}{m_2}, & \dfrac{4c_1 + d_1}{m_1} \neq \dfrac{4c_2 + d_2}{m_2}, \\ \dfrac{d_1}{m_1} \neq \dfrac{d_2}{m_2}, & \dfrac{4c_1 + d_1}{m_1} = \dfrac{4c_2 + d_2}{m_2}, \end{array}\right. \qquad c_1 \neq c_2.$$



Case 3. Equal maximal frequencies and equal stiffnesses:

$$\frac{d_1}{m_1} \neq \frac{d_2}{m_2}, \qquad \frac{4c_1 + d_1}{m_1} = \frac{4c_2 + d_2}{m_2}, \qquad c_1 = c_2.$$

Акустическая прозрачность

Условия прозрачности

Коэффициент отражения

$$R = 1 - T \;= \frac{4\Omega^2\left(m_1 g_1 - m_2 g_2\right)^2 + a^2\left((m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1\right)^2}{4\Omega^2\left(m_1 g_1 + m_2 g_2\right)^2 + a^2\left((m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1\right)^2}.$$

Из равенства единице коэффициента прохождения:

$$m_1 g_1(\Omega) = m_2 g_2(\Omega), \qquad (m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1 = 0.$$

Частота прозрачности:

$$\Omega_t^2 = \frac{d_1 - d_2}{m_1 - m_2}.$$

Условия прозрачности

Случай 1. Равные частоты отсечки и импедансы

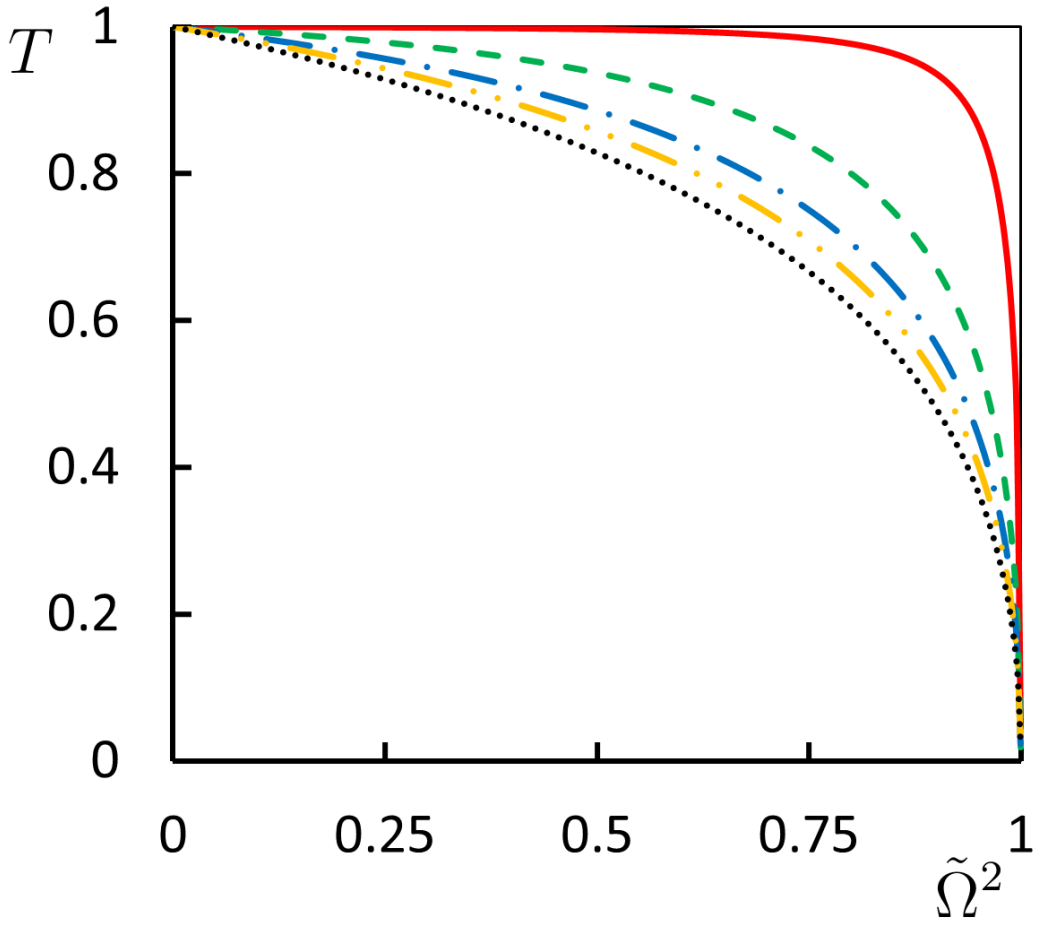
$$\Omega^2 = \Omega_t^2 = \frac{d_1}{m_1} = \frac{d_2}{m_2}, \qquad m_1 c_1 = m_2 c_2.$$

Случай 2. Равные жесткости

$$\Omega^2 = \Omega_t^2 = \frac{d_1 - d_2}{m_1 - m_2}, \qquad c_1 = c_2 = c,$$

$$0 < \frac{m_2 d_1 - m_1 d_2}{4c(m_1 - m_2)} < 1.$$

Акустическая прозрачность. Равные частоты отсечки и импедансы



$$T = \frac{2\sqrt{\left(1-\tilde{\Omega}^2\right)\left(\gamma_{**}^2-\tilde{\Omega}^2\right)}}{\gamma_{**}-\tilde{\Omega}^2+\sqrt{\left(1-\tilde{\Omega}^2\right)\left(\gamma_{**}^2-\tilde{\Omega}^2\right)}},$$

$$\gamma_{**} = \frac{m_1}{m_2} = \frac{d_1}{d_2} = \frac{c_2}{c_1} > 1.$$

Предельная кривая:

$$T = \frac{2\sqrt{1-\tilde{\Omega}^2}}{1+\sqrt{1-\tilde{\Omega}^2}}.$$

Акустическая прозрачность. Равные жесткости

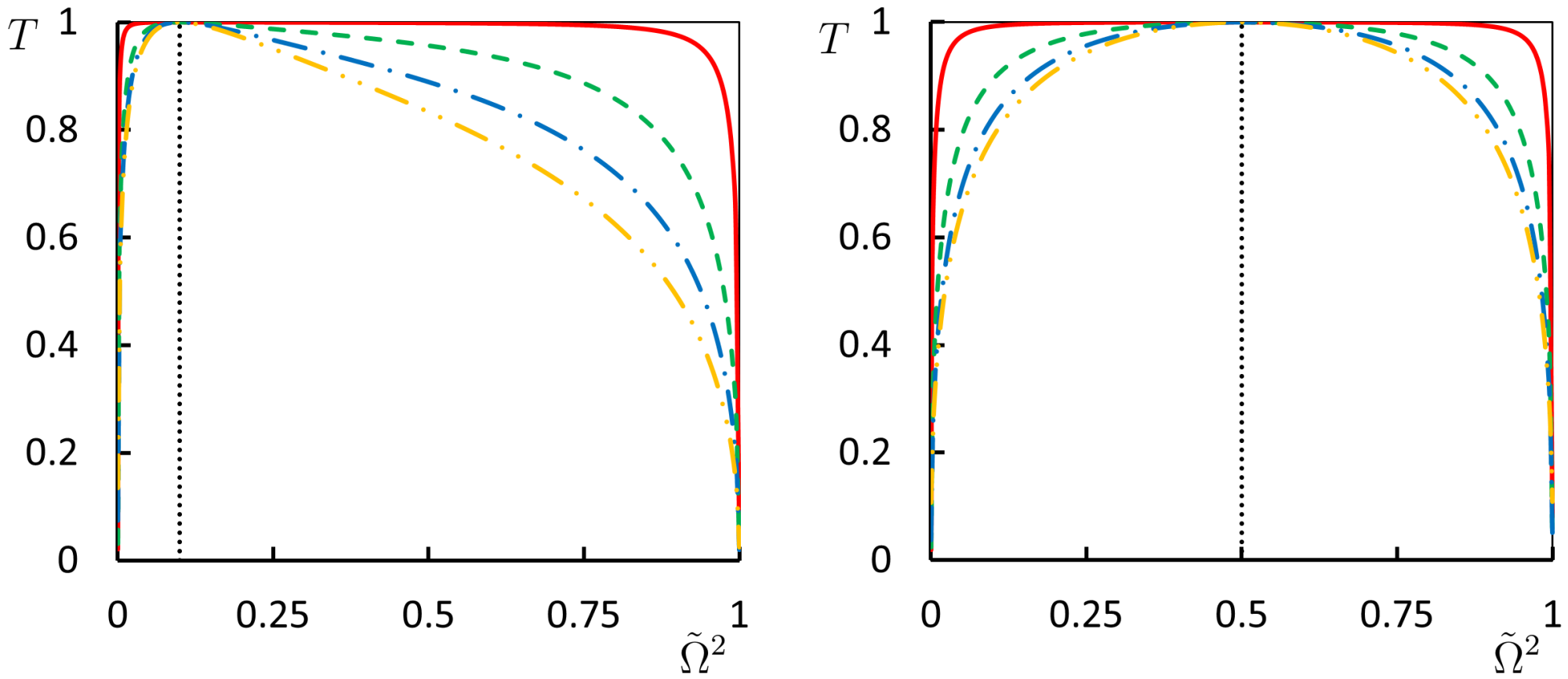
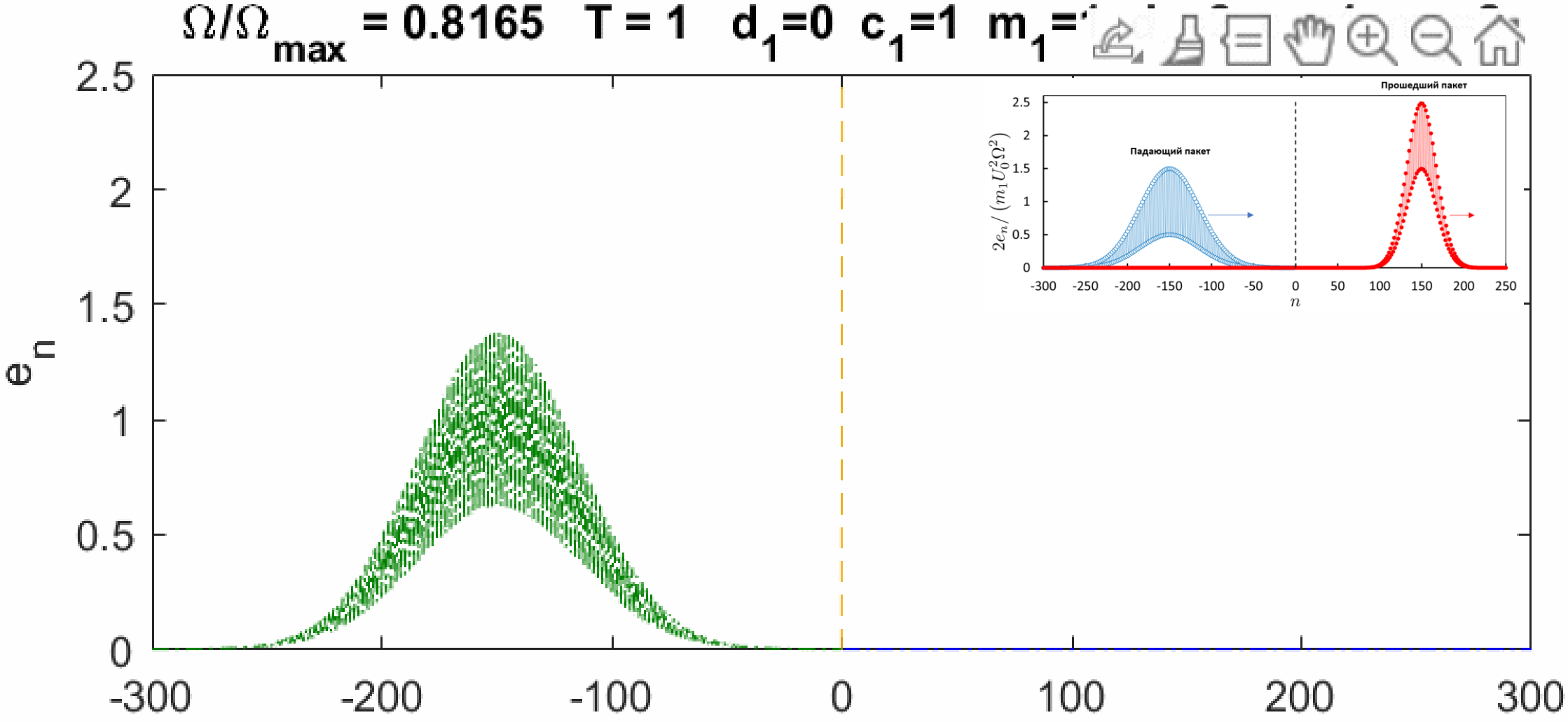


Figure 6. Frequency dependence of the transmission coefficient T for $\tilde{\Omega}_t^2 = 0.1$ (left) and $\tilde{\Omega}_t^2 = 0.5$ (right). In both plots results for m_1/m_2 equal to 1.1 (solid line), 2 (dashed line), 4 (dash-dotted line), and 8 (dash-double dotted line) are shown. The vertical dotted line corresponds to $\tilde{\Omega} = \tilde{\Omega}_t$.

Акустическая прозрачность. Равные жесткости



Точное “прозрачное” решение

На частоте прозрачности уравнения движения составной цепочки имеют точное решение:

$$u_n = A_I e^{\mathrm{i}(\Omega_t t - k_t n)}$$

$$\Omega_t^2 = \frac{d_1 - d_2}{m_1 - m_2}.$$

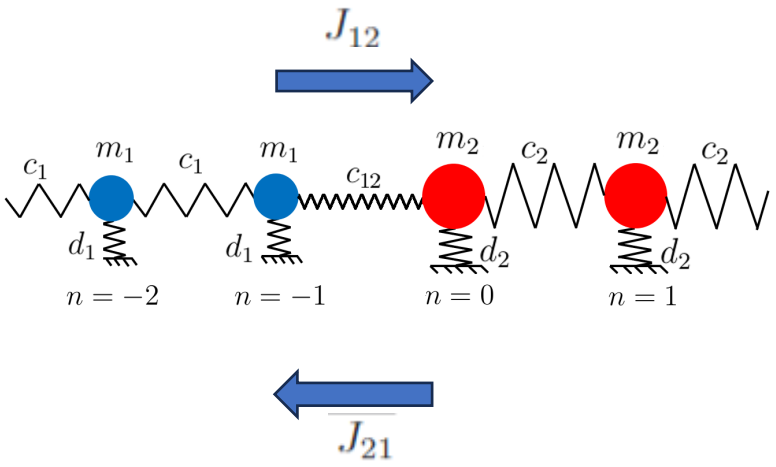
$$\sin^2 \frac{k_t}{2} = \frac{m_2 d_1 - m_1 d_2}{4c(m_1 - m_2)}$$

Тепловые диоды

(соавторы - С.В. Дмитриев и А.М. Кривцов)

Постановка задачи

- Рассматривается интерфейс двух цепочек на упругом основании



- В одной из цепочек задается распределение энергии по волновым числам

- Вычисляется тепловой поток

- Определяется диодный коэффициент

$$\varepsilon = \frac{J_{12} - J_{21}}{J_{12} + J_{21}}.$$

Формула для диодного коэффициента

- Диодный коэффициент:

$$\varepsilon = \frac{\int_{\Omega_{\min}}^{\Omega_{\max}} T_e(\Omega)\,[E(q_1) - E(q_2)]\,d\Omega}{\int_{\Omega_{\min}}^{\Omega_{\max}} T_e(\Omega)\,[E(q_1) + E(q_2)]\,d\Omega}. \qquad q_j(\Omega) = 2\arcsin\sqrt{\frac{m_j\Omega^2 - d_j}{4k_j}}.$$

Здесь $T_e(\Omega)$ – коэффициент прохождения,

E(q) – распределение энергии по длинам волн

- Пример. Кусочно-постоянное распределение энергии

$$E(q) = \begin{cases} E_l, & |q| \le q_*, \\ E_s, & q_* < |q| \le \pi, \end{cases} \qquad \varepsilon = \frac{E_s - E_l}{E_s + E_l}.$$

Идеальный тепловой диод (максимальный эффект)

- Система становится идеальным тепловым диодом (пропускает тепло только в одну сторону) при условии

$$\varepsilon = 1 \Leftrightarrow \begin{cases} E(q) = 0, \quad \forall q \in \left(q_2(\Omega_{\min}); q_2(\Omega_{\max})\right), \\ \displaystyle\int_{\Omega_{\min}}^{\Omega_{\max}} T_e(\Omega) E(q_1(\Omega)) d\Omega \neq 0, \end{cases}$$

Идеальный тепловой диод. Примеры

- Только длинные волны

$$E(q) = \begin{cases} f_l(q), & |q| \le q_*, \\ 0, & q_* < |q| \le \pi, \end{cases} \qquad \varepsilon = 1 \quad \Leftrightarrow \quad \omega_1^{\min} > \omega_2^*.$$

$$\omega_j^* = \omega_j(q_*).$$

- Только короткие волны

$$E(q) = \begin{cases} 0, & |q| \le q_*, \\ f_s(q), & q_* < |q| \le \pi, \end{cases} \qquad \varepsilon = 1 \quad \Leftrightarrow \quad \omega_1^{\max} < \omega_2^*.$$

Диодный эффект

- **Отсутствует в линейных системах, находящихся в равновесии** (если распределение энергии равномерное или соответствует статистике Бозе-Эйнштейна)

- **Может наблюдаться в линейных системах при неравновесном распределении энергии**

- Максимален, если волны, соответствующие полосе пропускания, имеют нулевую энергию для одной из цепочек

Статьи по теме доклада

PHYSICAL REVIEW E **107**, 065004 (2023)

Acoustic transparency of the chain-chain interface

Vitaly A. Kuzkin
Institute for Problems in Mechanical Engineering RAS, Saint Petersburg, Russia
and Peter the Great Saint Petersburg Polytechnical University, Saint Petersburg, Russia

(Received 23 February 2023; accepted 30 May 2023; published 28 June 2023)

We study propagation of wave packets through the interface between two dissimilar harmonic chains with on-site potentials (e.g., chains lying on elastic foundations). An expression for the transmission coefficient, relating energies of the incident and transmitted wave packets is derived using two different approaches. Without elastic foundation, the transmission coefficient monotonically decreases with increasing wave frequency. We show that by adding elastic foundations, one can qualitatively change this dependence and make it nonmonotonic or even increasing. Moreover, in some cases, the interface is totally transparent (the transmission coefficient is equal to unity at some frequency) if at least one of the chains has the elastic foundation. Presented results may serve for manipulation of the transmission coefficient and corresponding interfacial thermal resistance in low-dimensional nanosystems.

DOI: 10.1103/PhysRevE.107.065004

Nonequilibrium thermal rectification at the junction of harmonic chains

Sergey V. Dmitriev[1,2,*] Vitaly A. Kuzkin[3,4,†] and Anton M. Krivtsov[4,3‡]
[1] *Institute of Molecule and Crystal Physics, Ufa Federal Research Centre of RAS, Ufa 450054, Russia*
[2] *Ufa State Petroleum Technological University, Ufa 450062, Russia*
[3] *Institute for Problems in Mechanical Engineering RAS, Saint Petersburg 199178, Russia*
[4] *Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg 195251, Russia*

A thermal diode or rectifier is a system that transmits heat/energy in one direction better than in the opposite direction. We investigate the influence of distribution of energy among wavenumbers on the diode effect for the junction of two dissimilar harmonic chains. An analytical expression for the diode coefficient, characterizing difference between heat fluxes through the junction in opposite directions, is derived. It is shown that the coefficient depends on the energy transmission coefficient and the distribution of energy among wavenumbers. For an equilibrium energy distribution, the diode effect is absent, while for non-equilibrium energy distributions the diode effect is observed even though the system is harmonic. We show that the diode effect can be maximized by varying the energy distribution and relative position of spectra. Conditions are formulated under which the system acts as an ideal thermal rectifier, i.e. transmits heat only in one direction. The results obtained are important for understanding of the heat transfer in heterogeneous low-dimensional nanomaterials.

PACS numbers: 05.45.Yv, 63.20.-e
Keywords: harmonic chain, thermal equilibrium, non-equilibrium state, junction, thermal diode effect, thermal rectifier

tm.spbstu.ru/TC

Контакты

Кузькин Виталий Андреевич

ИПМаш РАН, СПбПУ

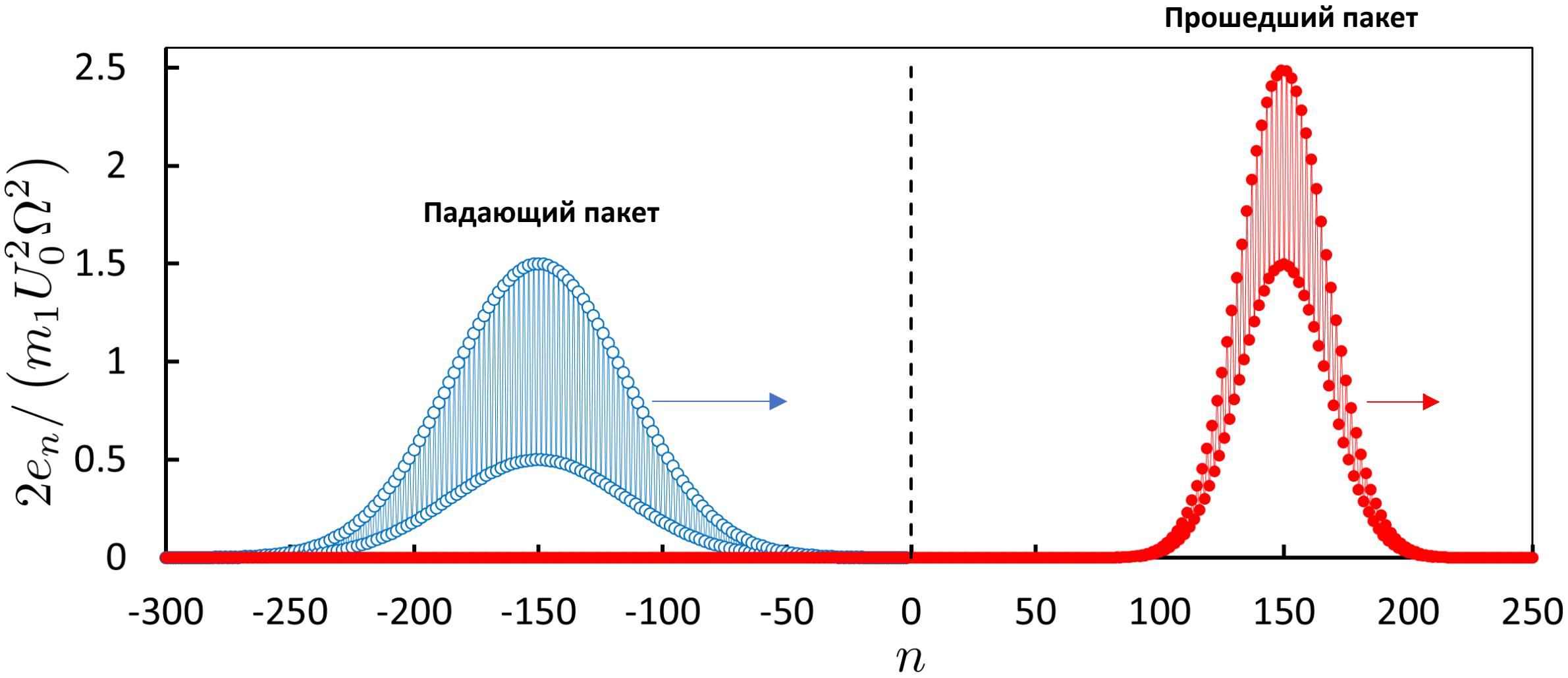
kuzkinva@gmail.com

+7 981 707 87 02

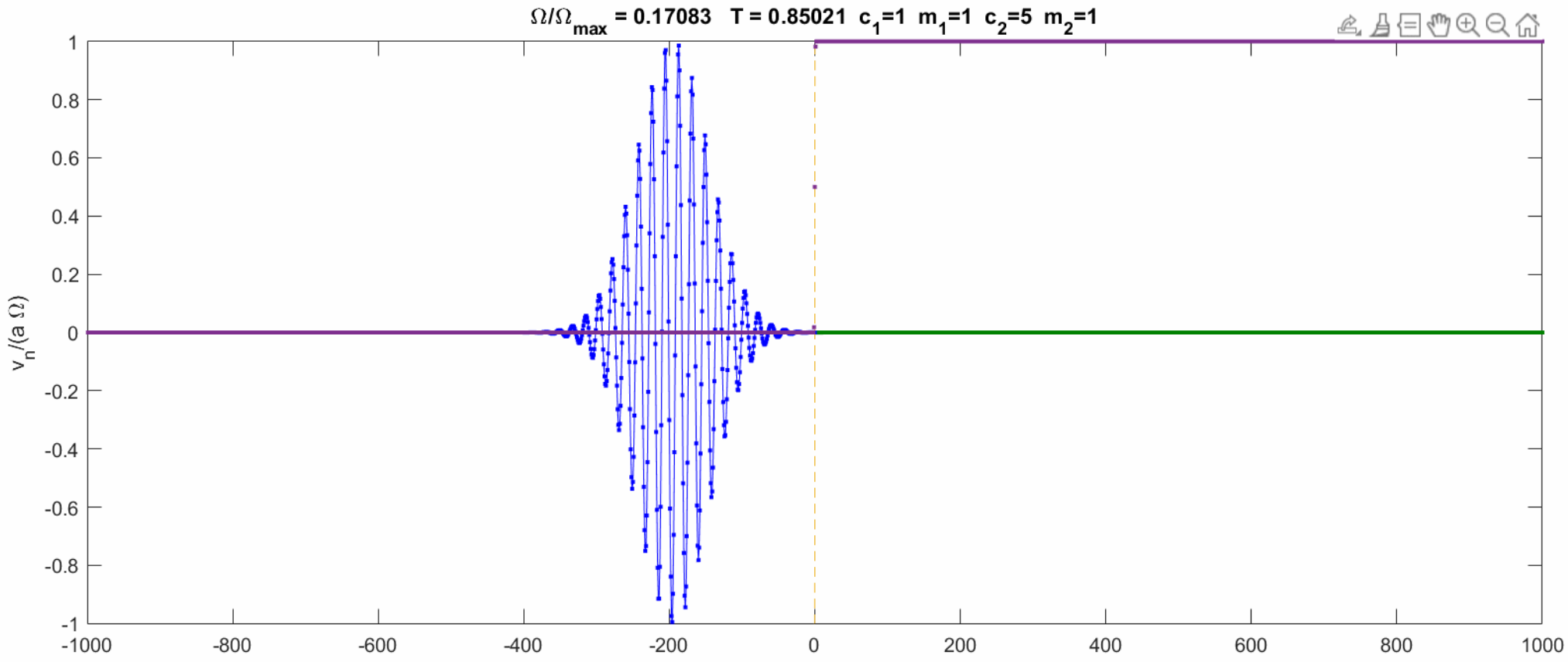
Открытые вопросы

- Обобщение на многомерный случай
- “Туннелирование” – аналогия с квантовой механикой
- Локализация на интерфейсе
- Тепловое равновесие двух цепочек с разными температурами

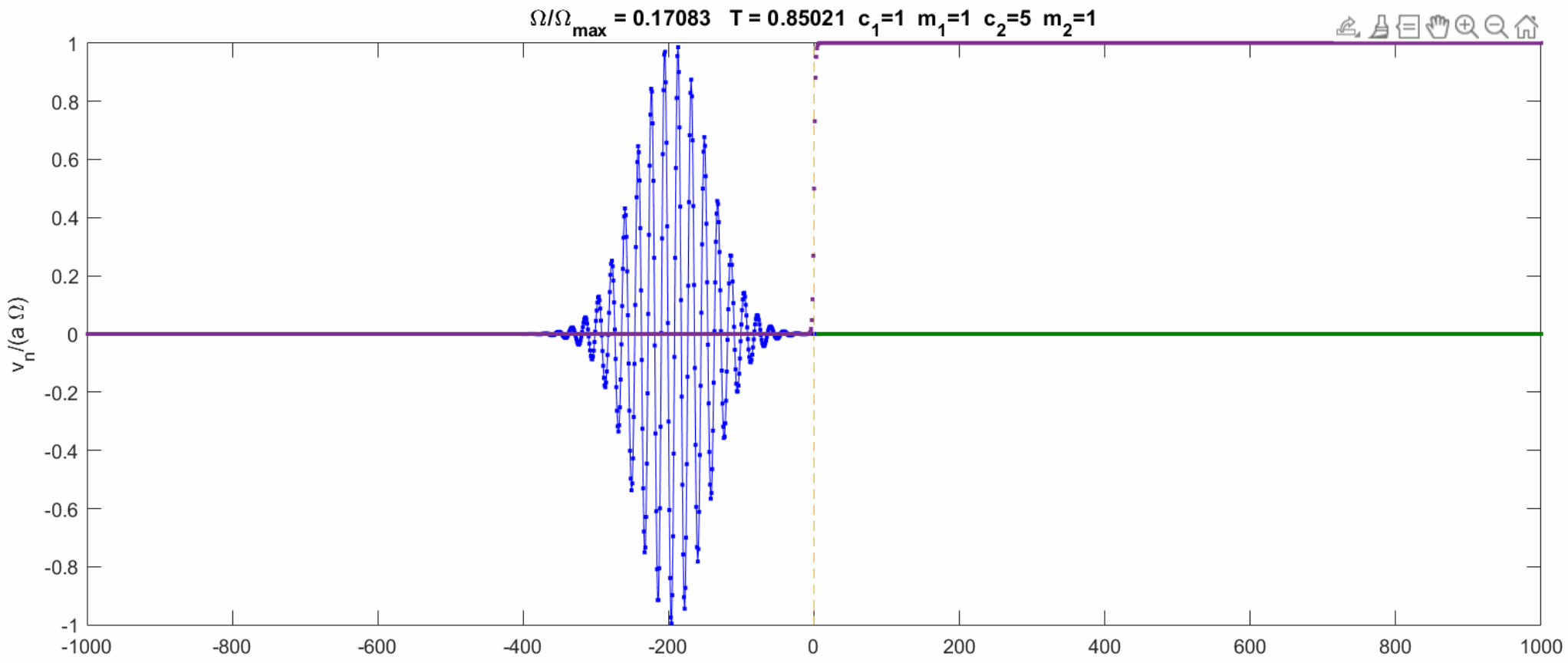
Акустическая прозрачность. Равные жесткости



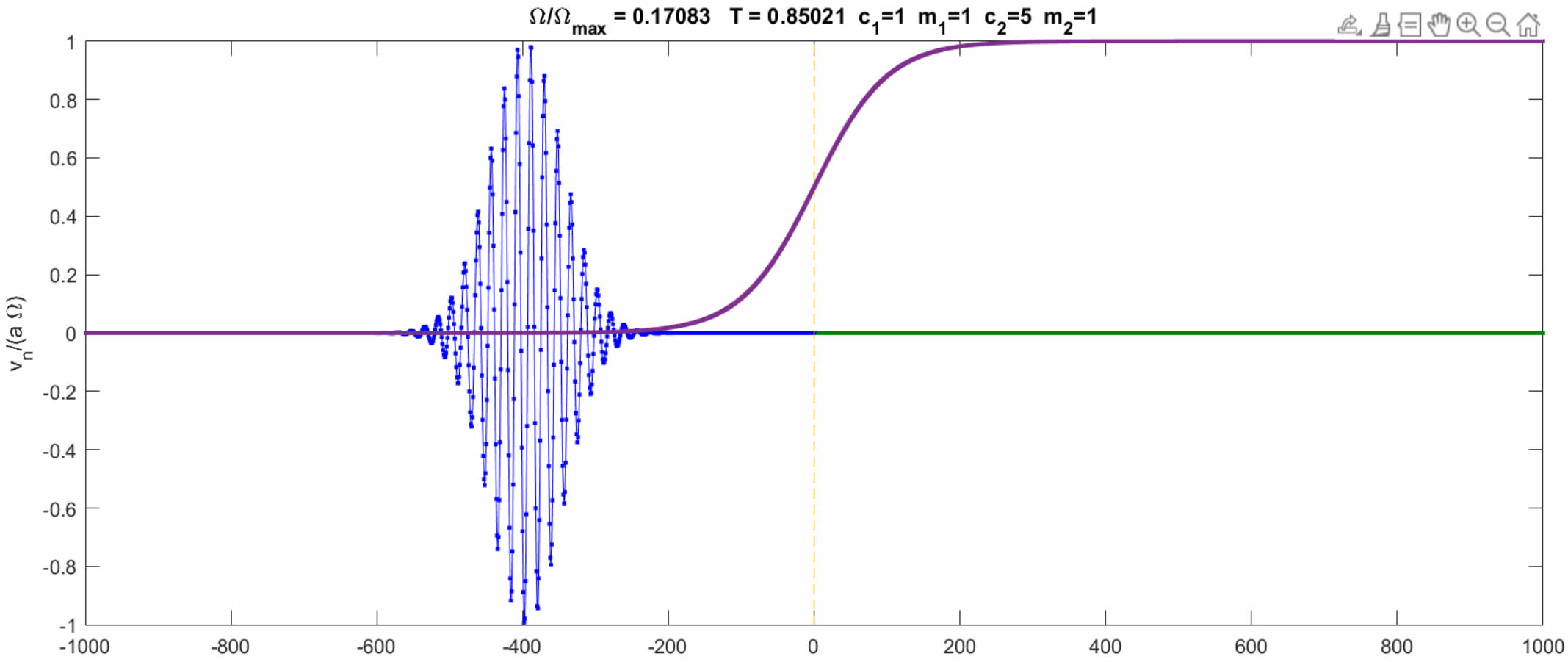
Резкий переход (изменение жесткости)



“Не очень резкий” переход

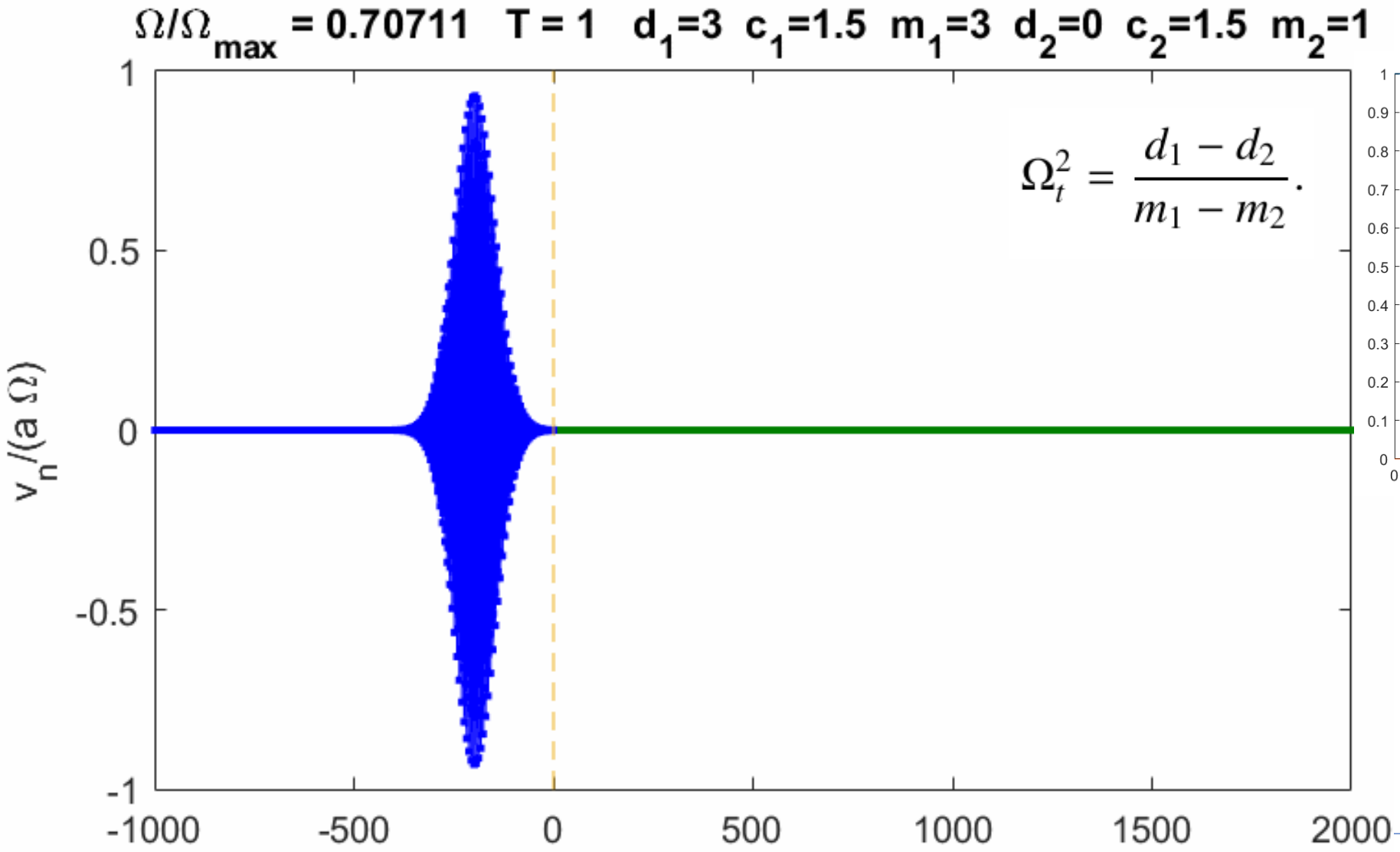
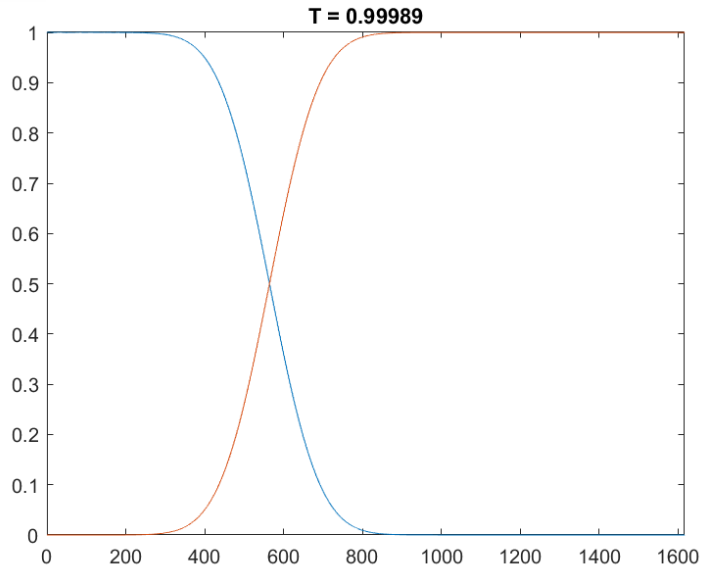


Гладкий переход



Как интерпретировать разделение возмущения на две части с точки зрения энергетической динамики (аналогии между массой и энергией)?

Акустическая прозрачность. Равные жесткости



$$\Omega_t^2 = \frac{d_1 - d_2}{m_1 - m_2}.$$