

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Факультет компьютерных наук
Кафедра цифровых технологий

Использование метода перевала в нестационарных
задачах квантовой механики

ВКР Бакалаврская работа
02.03.01 Математика и компьютерные науки
Распределенные системы и искусственный интеллект

Допущено к защите в ГЭК ____ . ____ . 2017

Зав. кафедрой _____ *С.Д. Кургалин, д. ф.-м. н., профессор*
Обучающийся _____ *А.А. Махно, 4 курс, д/о*
Руководитель _____ *А.В. Флегель, к. ф.-м. н., доцент*

Воронеж 2017

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Факультет компьютерных наук
Кафедра цифровых технологий

УТВЕРЖДАЮ
заведующий кафедрой

подпись

расшифровка подписи

ЗАДАНИЕ
НА ВЫПОЛНЕНИЕ ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЫ
ОБУЧАЮЩЕГОСЯ _____

фамилия, имя, отчество

1. Тема работы _____, утверждена решением ученого совета _____ факультета от _____.20__
2. Направление подготовки _____
3. Срок сдачи студентом законченной работы _____.20__
4. Календарный план:

шифр, наименование

№	Структура ВКР	Сроки выполнения	Примечание
1	Введение		
2	Раздел 1		
3	Раздел 2		
4	Раздел 3		
5	Раздел 4		
6	Заключение		

Обучающийся _____

подпись

расшифровка подписи

Руководитель _____

подпись

расшифровка подписи

Выпускная квалификационная работа представлена на кафедру _____.20__

Рецензент _____

должность, ученая степень, ученое звание

Выпускная квалификационная работа на тему _____

допущена к защите в ГЭК _____.20__

Заведующий кафедрой _____ _____.20__

подпись, расшифровка подписи

Реферат

Бакалаврская работа 46 с., 17 рис.

АТОМ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ПОЛЯ, МАТЕМАТИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ, МЕТОД ПЕРЕВАЛА, ИНТЕГРИРОВАНИЕ МЕТОДОМ
КВАДРАТУР, ЧЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ.

Объектом исследования являются возможность качественной оценки
интегралов в задачах квантовой механики при использовании метода перевала.

Цель работы - сравнение полученной перевальной оценки с точным численным
решением, а также определение границ применимости метода перевала.

В процессе выполнения работы была получена аналитическая формула
перевальной оценки искомого интеграла, проводились численные расчеты с
использованием различных библиотек.

В результате работы были получены два решения, подходы которых
принципиально отличаются друг от друга, но дающие близкие результаты.

Степень внедрения —————

Результаты работы программы показали возможности использования
перевальных оценок, а также условия, при которых полученный результат
совпадает с численным.

Оглавление

Введение	5
1. Постановка задачи	7
2. Описание метода перевала	11
3. Решение	17
3.1. Аналитическое решение	17
3.2. Численное решение	25
4. Анализ результатов	34
Заключение	39
Список литературы	40

Введение

В последние годы активно развиваются высокопроизводительные вычисления с использованием массивных вычислительных кластеров и суперкомпьютеров. Область научных и технических задач, решаемых на параллельных многопроцессорных системах, стремительно расширяется и включает в себя сложные многочастичные динамические задачи, решение которых еще недавно казалось невозможным. Тем не менее, математическое и компьютерное моделирование некоторых экспериментально наблюдаемых процессов сталкивается с существенными сложностями, обусловленными, с одной стороны, все еще недостаточной мощностью вычислительных ресурсов, с другой – принципиальной невозможностью исключить ошибки численного решения даже при использовании наиболее продвинутых алгоритмов расчетов.

Примером такой задачи является описание взаимодействия атомов и молекул с интенсивным низкочастотным лазерным полем, влияние которого приводит к появлению ряда нелинейных многофотонных явлений, таких как, генерация высоких гармоник лазерного поля (атом излучает фотон с энергией, в десятки или сотни раз превышающей энергию фотона поля накачки) или надпороговая ионизация атомов (электрон вырывается из связанного состояния, поглощая десятки или сотни фотонов лазерного поля). Численное решение нестационарного уравнения Шредингера, являющегося математической (квантовомеханической) моделью атома в лазерном поле, является крайне сложной задачей даже в рамках одноэлектронной модели, в которой взаимодействие активного электрона с атомным остовом описывается модельным потенциалом. Сложность этой задачи связана с экспоненциальным ростом размерности задачи (из-за роста числа узлов сетки четырехмерного пространства $\mathbf{r} \otimes t$) при увеличении интенсивности лазерного поля или его длины волны. В связи с этим актуальным остается использование, во-первых, модельных подходов к описанию физики задачи, снижающих размерность

исходных уравнений, и, во-вторых, приближенных методов вычислений, позволяющих получить простые аналитические результаты, удовлетворительно описывающие интересующие процессы как качественно, так и количественно. Ценность таких аналитических формул заключается также и в том, что они дают простое физическое объяснение изучаемого явления, что более трудно извлечь из ресурсозатратных вычислений.

Одним из приближенных подходов для получения аналитического результата для квантовой амплитуды многофотонного процесса в интенсивном низкочастотном лазерном поле является квазиклассический подход, основанный на использовании метода перевала. **Целью** настоящей работы является получение перевальной оценки для волновой функции атомного электрона в лазерном поле и проверка применимости такой оценки путем сравнения с точным результатом численного расчета. При формулировании проблемы, будут получены основные соотношения для волновой функции квазистационарного состояния электрона в короткодействующем потенциале и выделены временные интегралы для ключевых элементов модели. При анализе этих интегралов будут рассмотрены решения уравнений на перевальные точки подынтегральных выражений и проанализирован их вклад. Для получения точного численного результата в работе используется алгоритм на базе быстрого преобразования Фурье для интегрирования медленно затухающей осциллирующей функции.

Текст работы организован следующим образом постановка задачи представлена в главе 1, в главе 2 описан принцип метода перевала, в главе 3 - получена аналитическая формула для поставленной задачи, в главе 4 - численное решение, а также сложности, связанные с ним. В последней, пятой главе, проведено сравнение численного и аналитического решения.

1. Постановка задачи

В квантовой механике одноэлектронная математическая модель атома, подверженного воздействию лазерного импульса, описывается нестационарным уравнением Шредингера для электронной волновой функции $\Psi(\mathbf{r}, t)$:

$$\left[i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - U(r) - V(\mathbf{r}, t) \right] \Psi(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (1)$$

где $U(r)$ – потенциал взаимодействия электрона с атомным остовом, $V(\mathbf{r}, t) = |e|(\mathbf{F}(t) \cdot \mathbf{r})$ – взаимодействие электрона (с зарядом e и массой m) с лазерным импульсом, электрическое поле которого описывается вектором напряженности $\mathbf{F}(t)$. [1] Пусть электрон-атомное взаимодействие моделируется короткодействующим потенциалом $U(r)$, поддерживающим одно связанное сферически-симметричное состояние $\Psi_0(\mathbf{r}, t)$ с энергией $E_0 = -\hbar^2 \kappa^2 / (2m)$.

Для больших r , вне области действия потенциала $U(r)$ волновая функция $\Psi(\mathbf{r}, t)$ ведет себя как суперпозиция расходящихся волн, соответствующих потоку уходящих на бесконечность частиц с энергиями $E = \mathcal{E}(F, \omega) + n\hbar\omega$, где $\mathcal{E}(F, \omega)$ – положение атомного уровня в лазерном поле (т.е. энергия эволюционировавшего в поле $\mathbf{F}(t)$ состояния Ψ_0), $\hbar\omega$ – энергия лазерного фотона, соответствующая несущей частоте ω . [2] Функция $\Psi(\mathbf{r}, t)$ с требуемым асимптотическим поведением при $r \rightarrow \infty$ может быть выражена через нестационарную функцию Грина $G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ для свободного электрона в поле $\mathbf{F}(t)$:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{2\pi\hbar^2}{m\kappa} \int_{-\infty}^t e^{-i\epsilon t'/\hbar} G(\mathbf{r}, t; 0, t') f(t') dt', \quad (2)$$

где $f(t)$ – неизвестная функция, которую необходимо определить из граничного условия для $\Psi(\mathbf{r}, t)$ при $r \rightarrow 0$, ϵ – квазиэнергия состояния $\Psi(\mathbf{r}, t)$, переходящая в E_0 при выключении лазерного поля. [3] Функция Грина $G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$

удовлетворяет уравнению

$$\left[i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - V(\mathbf{r}, t) \right] G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t'), \quad (3)$$

и имеет следующий вид:

$$G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = -\theta(t - t') \frac{i}{\hbar} \left[\frac{m}{2\pi i \hbar (t - t')} \right]^{3/2} e^{iS(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')/\hbar}, \quad (4)$$

где $\theta(x)$ – функция Хевисайда, и S – классическое действие для электрона в лазерном поле $\mathbf{F}(t)$:

$$S(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = \frac{m}{2(t - t')} \left(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \frac{e}{mc} \int_{t'}^t \mathbf{A}(\tau) d\tau \right)^2 - \frac{e^2}{2mc^2} \int_{t'}^t \mathbf{A}^2(\tau) d\tau - \frac{e}{c} [\mathbf{r} \mathbf{A}(t) - \mathbf{r}' \mathbf{A}(t')]. \quad (5)$$

В (5) $\mathbf{A}(t)$ – векторный потенциал лазерного поля,

$$\mathbf{F}(t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}(t)}{\partial t}. \quad (6)$$

При $r \rightarrow 0$ функция $\Psi(\mathbf{r}, t)$ удовлетворяет следующему краевому условию:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) \simeq \left(\frac{1}{r} + B(\epsilon) \right) f(t) e^{-i\epsilon t/\hbar}, \quad (7)$$

где явный вид зависимости $B(\epsilon)$ определяется характером взаимодействия $U(r)$. Например, для потенциала нулевого радиуса $B = -\kappa = -\sqrt{2m|E_0|}/\hbar = \text{const}$.

Сшивая решение (2) с краевым поведением (7), получим систему урав-

нений для коэффициентов Фурье функции $f(t)$,

$$f_n = \frac{1}{\mathcal{T}} \int_0^{\mathcal{T}} f(t) e^{in\omega_{\tau}t} dt, \quad \omega_{\tau} = \frac{2\pi}{\mathcal{T}}, \quad (8)$$

где \mathcal{T} – временной интервал между последовательными импульсами лазерного поля (рассматривается бесконечная периодическая последовательность импульсов). [4] Результирующая система уравнений для f_n имеет вид:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathcal{R}(\epsilon + n\hbar\omega_{\tau}) f_n e^{-in\omega_{\tau}t} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-im\omega_{\tau}t} f_m \mathcal{M}(\epsilon + m\hbar\omega_{\tau}, t), \quad (9)$$

где

$$\mathcal{R}(E) = B(E) - i\sqrt{2mE}/\hbar, \quad (10)$$

$$\mathcal{M}(\epsilon, t) = \sqrt{\frac{m}{2\pi i\hbar}} \int_0^{\infty} \frac{e^{i\epsilon\tau/\hbar}}{\tau^{3/2}} [e^{iS(t,t-\tau)/\hbar} - 1] d\tau. \quad (11)$$

В данной работе мы анализируем ключевой элемент системы (9) – матричный элемент \mathcal{M} . Используя метод перевала, будет получена аналитическая оценка для интеграла в (11), точность которой будет проверена численным сравнением с точным результатом для $\mathcal{M}(\epsilon, t)$. В дальнейшем будет использоваться атомная система единиц, в которой $|e| = m = \hbar = 1$. Для расчетов нам потребуется явный вид функции $\mathbf{F}(t) = F(t) \cdot \mathbf{e}_z$:

$$F(t) = F_0 e^{-\frac{x^2}{\alpha^2}} \cos(\omega x), \quad (12)$$

а также

$$\alpha(\epsilon, t, t') = \frac{|e|}{c} [A_{\tau}(\epsilon) - \frac{1}{(t-t')} \int_{t'}^t A(\tau) d\tau], \quad (13)$$

$$A(t) = -c \int_{-\infty}^t F(\tau) d\tau \quad (14)$$

и

$$S(t, t') = -\frac{1}{2m} \int_{t'}^t \alpha(\epsilon, t, t')^2 d\epsilon. \quad (15)$$

Функция (12), а также $A(t)$ представлены на рисунке (1)

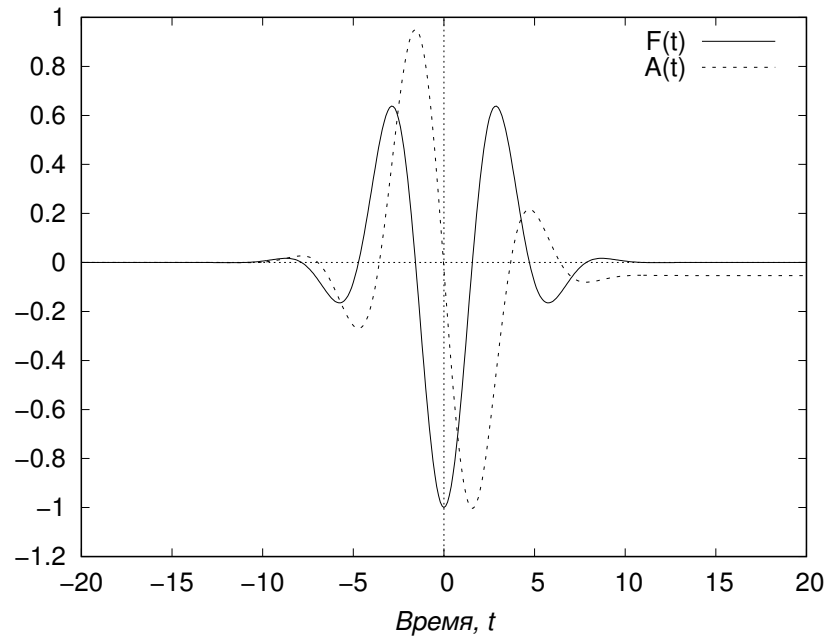


Рис. 1. Функции $F(t)$ и $A(t)$

2. Описание метода перевала

Метод перевала применяется для оценки при больших значениях параметра λ контурных интегралов вида

$$F(\lambda) = \int_C \phi(t) e^{\lambda f(z)} dz, \quad (16)$$

где $f(z)$ и $\phi(z)$ функции, аналитические вдоль линии интегрирования C . Интегралами вида (16) представляются многие специальные функции, решения дифференциальных уравнений, как обыкновенных, так и с частными производными. Эти интегралы часто встречаются при решении различных задач физики.[5]

Рассмотрим частный случай, а именно - действительные интегралы вида

$$F(\lambda) = \int_a^b \phi(t) e^{\lambda f(t)} dt. \quad (17)$$

Этот случай был рассмотрен Лапласом.

Предположим, что $f(t)$ имеет на отрезке (a, b) один резко выраженный максимум. Чем больше значение параметра λ , тем резче выражается этот максимум, и поэтому ясно, что при больших λ основной вклад в значение интеграла дает окрестность точки максимума.

В основе этого метода лежит лемма:

Лемма : Пусть дан интеграл

$$F(\lambda) = \int_0^a \phi(t) e^{-\lambda t^\alpha} dt \quad (0 < a \leq \infty, \alpha > 0),$$

где $\phi(t)$ при $|t| < 2h$ представляется сходящимся рядом

$$\phi(t) = t^\beta (c_0 + c_1 t + \dots + c_n t^n + \dots), \quad \beta > -1,$$

причем $\int_0^a |\phi(t)| e^{-\lambda_0 t^\alpha} dt \leq M$ для некоторого λ_0 . Тогда имеет место асимптотическое разложение

$$F(\lambda) \sim \sum_{n=0}^{\infty} \frac{c_n}{\alpha} \Gamma\left(\frac{\beta + n + 1}{\alpha}\right) \lambda^{-\frac{\beta+n+1}{\alpha}}, \quad (18)$$

где Γ - гамма-функция Эйлера.

К доказанной лемме сводится оценка интеграла (17).

Теорема 1. Пусть интеграл (17) абсолютно сходится для некоторого $\lambda = \lambda_0$, т. е.

$$\int_a^b |\phi(t)| e^{\lambda_0 f(t)} dt \leq M,$$

и $f(t)$ достигает своего наибольшего значения во внутренней точке t_0 отрезка $(, b)$, в окрестности $|t - t_0| < \delta$ которой $f(t)$ представляется рядом

$$f(t) = f(t_0) + a_2(t - t_0)^2 + \dots + a_n(t - t_0)^n + \dots \quad (a_2 < 0),$$

причем существует $h > 0$ такое, что вне этой окрестности $f(t_0) - f(t) > h$. Пусть еще функция $t = \psi(\tau)$ определяется в окрестности точки $\tau = 0$ из уравнения $f(t_0) - f(t) = \tau^2$, причем в этой окрестности

$$\phi[\psi(\tau)]\psi'(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \tau^n. \quad (19)$$

Тогда интеграл (17) имеет асимптотическое разложение

$$F(\lambda) = \int_a^b \phi(t) e^{\lambda f(t)} dt \sim e^{\lambda f(t_0)} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{c_{2n}}{\lambda^n} \frac{(2n)!}{4^n n!}.$$

Эта теорема относится к случаю, когда наибольшее значение $f(t)$ достигается во внутренней точке отрезка (a, b) .

Теорема 2. Пусть интеграл (17) абсолютно сходится для некоторого $\lambda = \lambda_0$ (см теорему 1) и $f(t)$ достигает наибольшего значения в точке $t = a$,

аналитична в этой точке ($f'(a) \neq 0$), и существует $h > 0$ такое, что $f(a) - f(t) > h$ вне некоторой окрестности точки a . пусть еще функция $t = \psi(\tau)$ определяется в окрестности точки $\tau = 0$ из уравнения $f(a) - f(t) = \tau$, причем в этой окрестности имеет место разложение (19). Тогда

$$F(\lambda) = \int_a^b \phi(t) e^{\lambda f(t)} dt \sim \frac{e^{f(a)}}{\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n! c_n}{\lambda^n}. \quad (20)$$

Суть метода перевала состоит в том, что при больших значениях параметра λ величина интеграла

$$F(\lambda) = \int_C \phi(z) e^{\lambda f(z)} dz$$

в основном определяется тем участком пути интегрирования C , на котором $|e^{\lambda f(z)}| = e^{\lambda \operatorname{Re} f(z)}$, т. е. $\operatorname{Re} f(z)$ велика по сравнению со значениями на остальной части. При этом интеграл оценивается тем легче, чем меньше этот участок и чем круче падает величина $\operatorname{Re} f(z)$. В соответствии со сказанным, при применении метода перевала стараются деформировать путь интегрирования C в наиболее удобный путь \tilde{C} , пользуясь тем, что по теореме Коши такая деформация не меняет величины интеграла.[6]

Чтобы уяснить вопрос геометрически, положим $z = x + iy$, и представим

$$u = \operatorname{Re} f(z),$$

как поверхность S в пространстве (x, y, u) . Так как функция $f(z)$ и гармоническая, то S не может иметь точек максимума и минимума, а точки, в которых $f'(z) = 0$, будут для нее точками перевала (седловыми точками, рис. 2).

Наиболее удобный для оценки путь интегрирования \tilde{C} , в каждой точке должен проходить в направлении наиболее быстрого изменения $\operatorname{Re} f(z)$, а так как функция $f(z)$ аналитическая, то это направление должно совпадать с линией, на которой $\operatorname{Im} f(z) = \text{const.}$

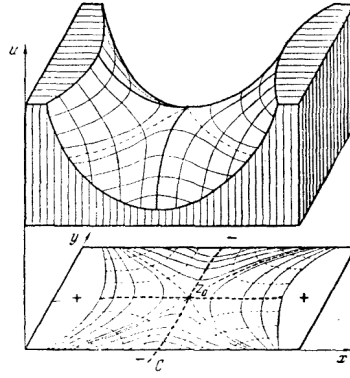


Рис. 2. Седловые точки

Также, новый контур \tilde{C} должен содержать точку z_0 , в которой $\operatorname{Re} f(z)$ достигает наибольшего значения на \tilde{C} . Покажем для этого случая, что $f'(z_0) = 0$, то есть точка линии $\operatorname{Im} f(z) = \operatorname{const}$, в которой $\operatorname{Re} f(z)$ достигает наибольшего значения, является точкой перевала.

Так и есть, ведь в точке z_0 , которая является максимумом для $\operatorname{Re} f(z)$ производная $u = 0$ вдоль линии \tilde{C} должна быть равна 0, т. е. $\frac{\partial}{\partial s} \operatorname{Re} f(z) = 0$, а так как $\operatorname{Im} f(z) = \operatorname{const}$ на \tilde{C} , то $\frac{\partial}{\partial s} \operatorname{Im} f(z) \equiv 0$, а значит и

$$f'(z_0) = \frac{\partial}{\partial s} \operatorname{Re} f(z) + i \frac{\partial}{\partial s} \operatorname{Im} f(z) = 0.$$

Для метода перевала к интегралу (16) путь интегрирования следует деформировать в путь \tilde{C} , проходящий через точку перевала z_0 и в окрестности этой точки идущий вдоль линии наибольшего ската $\operatorname{Im} f(z) = \operatorname{const}$ (рис. 2).

Есть одно важное обстоятельство, обеспечивающее эффективность применения метода перевала: так как вдоль линии \tilde{C} имеем $\arg e^{f(z)} = \operatorname{Im} f(z) = \operatorname{const}$, то оценка интеграла (16) сводится к оценке интеграла от действительной функции, которая может быть проведена по методу Лапласа для интеграла вида (17). [7]

Именно это позволяет нам пользоваться полученными результатами теорем 1 и 2.

Рассмотрим случай, когда путь интегрирования можно деформировать

в путь \tilde{C} , проходящий через точку перевала z_0 , где $f'(z_0) = 0$, $f''(z_0) \neq 0$, и в окрестности z_0 совпадающий с линией наибольшего ската $\text{Im}f(z) = \text{const}$, причем на \tilde{C} вне этой окрестности $\text{Re}f(z) < \text{Re}f(z_0) - h$ ($h > 0$). Кроме того, предположим, что интеграл (16) абсолютно сходится для достаточно больших значений λ . Тогда образом, оценку интеграла можно провести на основании теоремы 1. Пусть $z = z(t)$ будет уравнение контура \tilde{C} ; Тогда,

$$F(\lambda) = \int_C \phi(z) e^{\lambda f(z)} dz = e^{\lambda i \text{Im}f[z(t)]} \int_a^b \phi[z(t)] e^{\lambda \text{Re}f[z(t)]} z' dt. \quad (21)$$

и задача сводится к оценки интеграла вида 17 действительной области, разложение для которого уже было получено Лапласом, и имеет вид [8]:

$$F(\lambda) = \int_a^b \phi(t) e^{\lambda f(t)} dt \sim \frac{e^{f(a)}}{\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n! c_n}{\lambda^n}.$$

Выпишем первый член этого разложения. Обозначим $\phi[z(t)]z' = \tilde{\phi}(t)$, $\text{Re}f[z(t)] = \tilde{f}(t)$ и тогда по формуле (20) получаем:

$$\int_a^b \tilde{\phi}(t) e^{\lambda \tilde{f}(t)} dt \sim e^{\lambda \tilde{f}(t_0)} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda}} \tilde{c}_0, \quad (22)$$

где \tilde{c}_0 - свободный член в разложении функции $\tilde{\phi}[\tilde{\psi}(\tau)]\tilde{\psi}'(\tau)$.

Имеем: $\tilde{\phi}(t_0) = \phi(z_0)z'(t_0)$, и исходя из того, что $f[z(t)] = \text{Re}f[z(t)] + i\text{Im}f[z(t)] = \tilde{f}(t) + \text{const}$ вдоль \tilde{C} , то

$$\tilde{f}''(t_0) = \frac{d^2}{dt^2} f[z(t)] |_{t=t_0} = f''(z_0)z'^2(t_0),$$

причем $f'[z(t)]z''(t) = 0$ при $t = t_0$. Так как эта величина отрицательна, то представив $z'(t_0) = ke^{i\theta}$, можно записать ее в виде $\tilde{f}'' = -|f''(z_0)|k^2$. Получаем, что

$$\tilde{c}_0 = \tilde{\phi}(t_0) \sqrt{-\frac{2}{\tilde{f}''(z_0)}} = \phi(z_0) e^{i\theta} \sqrt{\frac{2}{|f''(z_0)|}}.$$

Подставим найденное значение в (22), а затем в (21), получаем искомую формулу

$$F(\lambda) \sim e^{\lambda f(z_0)} \sqrt{\frac{2\pi}{|f''(z_0)|}} \phi(z_0) e^{i\theta} \frac{1}{\sqrt{\lambda}}. \quad (23)$$

Как говорилось ранее, точка z_0 - это точка, где $\operatorname{Re} f(z)$ достигает своего максимального значения. В то же время совершенно обычная ситуация - когда на искомом контуре \tilde{C} имеется несколько точек перевала, в которых значения $\operatorname{Re} f(z)$ находятся вблизи к наибольшему, то следует взять сумму выражений (23) по всем этим точками.

Тот случай, когда контур интегрирования заканчивается в точке перевала z_0 , аналогичным образом приводится к теореме 2.

Итак, мы получили рабочую формулу, подставляя в которую составляющие наших искомых функций $\phi(z)$ и $f(z)$, мы должны получать приближенные значения интеграла, когда $\lambda \rightarrow \infty$

В интеграле \mathcal{M} роль большого параметра λ играет конструкция вида:

$$\lambda = \frac{1}{2\mathcal{T}} \int_{-\mathcal{T}/2}^{\mathcal{T}/2} A^2(\tau) d\tau. \quad (24)$$

3. Решение

3.1. Аналитическое решение

Получим формулу оценки интеграла (11) при помощи метода перевала.

Множитель интеграла $\frac{1}{(t-t')^{3/2}}$ приводит к тому, что в случае, когда $t \rightarrow t'$ возникает бесконечность, которую необходимо учитывать. Конечно, в нашем случае, участок, на котором эта бесконечность возникает интересоваться не должен, так как метод перевала применим для случая $\lambda \gg 1$, где λ из формулы (24).

Функция $S(t', t)$ при фиксированном t имеет вид:

Построим эту функцию

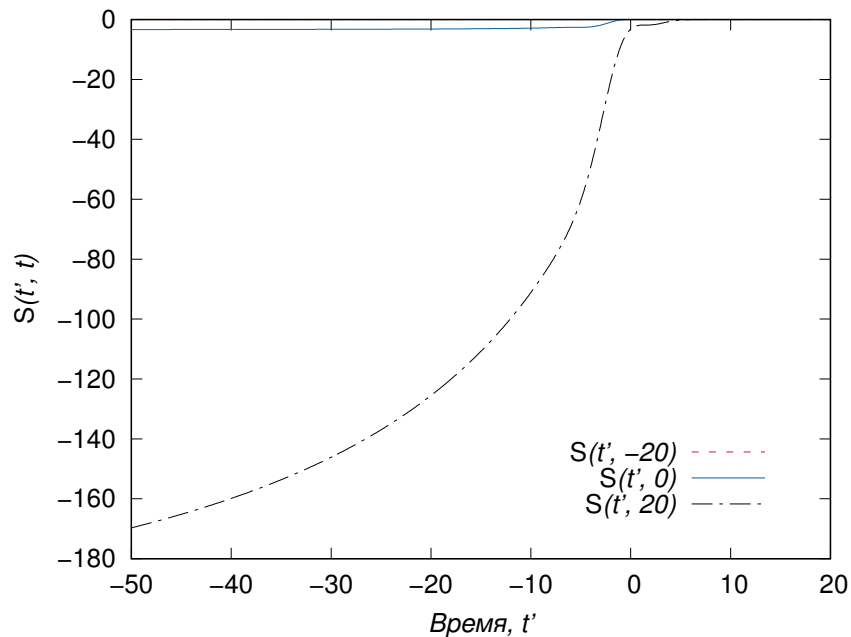


Рис. 3. Значение функции $S(t', t)$ для $t=-20, 0$ и 20

Из рисунка (3) видно, что большое значение функция S может принимать только в случае $|t - t'| \gg 1$. Несмотря на это следует рассмотреть случай $t = t'$ отдельно, в связи с тем, что вклад этой точки может оказывать большое влияние на результат. В этом случае ($t \rightarrow t'$) разложение функции S в ряд Тейлора принимает вид

$$S(\tau, t) \sim \frac{1}{24} \left(\frac{d}{dt} A(t) \right)^2 (t' - t)^3 + \frac{1}{24} \frac{d}{dt} A(t) \cdot \frac{d^2}{dt^2} A(t) (t' - t)^4 + \dots$$

При втором приближении получаем

$$S(t', t) \sim \frac{1}{24} \left(\dot{A}(t) \right)^2 (t' - t)^3. \quad (25)$$

Подставляя это S в интеграл \mathcal{M} и введем замену $t - t' = \tau$, получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\tau=0} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi i}} \int_0^\infty \frac{e^{i\epsilon\tau}}{\tau^{3/2}} \left(e^{-i\frac{\dot{A}(t)^2}{24}\tau^3} - 1 \right) d\tau = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi i}} \int_0^\infty e^{i\epsilon\tau} \tau^{3/2} d\tau \cdot \left(-i\frac{\dot{A}(t)^2}{24} \right) \end{aligned}$$

Таким образом, вклад этой точки $\mathcal{M}_{\tau=0}$, при включении его в сумму учитывает элемент подынтегральной (-1), а значит при расчете остальных перевальных точек его можно не учитывать.

На рисунке 4 отображен график $\mathcal{M}_{\tau=0}$.

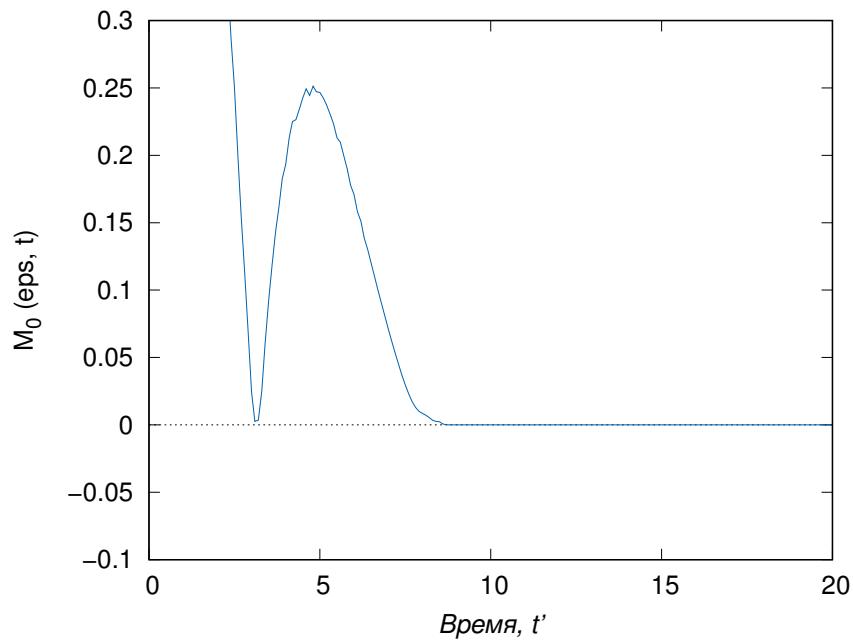


Рис. 4. Вклад интеграла $\mathcal{M}_{\tau=0}(\epsilon, t)$

Полученная функция, как видно из графика, очень быстро затухает. Поскольку при недостаточном отдалении от нуля ($t \approx 0$) даже для функции $S(t', t)$ малый размер функции не позволяет использовать перевальную оценку, то вкладом $\mathcal{M}_{\tau=0}(\epsilon, t)$ вблизи нуля, а также на остальном участке можно пренебречь (т. к. на интервале $t = (10, \infty)$ $\mathcal{M}_{\tau=0}(\epsilon, t) = 0$).

Тогда интеграл принимает вид:

$$\mathcal{M} \sim \int_{-\infty}^t \frac{1}{(t-t')^{3/2}} e^{i[\epsilon(t-t') + S(t, t')]} dt'.$$

После замены $t - t' = \tau$, получаем

$$\mathcal{M} \sim \int_0^{\infty} \frac{1}{\tau^{3/2}} e^{i[\epsilon\tau + S(t, t-\tau)]} d\tau.$$

Если обозначить $f(t, \tau) = \epsilon\tau + S(t, t - \tau)$ и $\phi(\tau) = \frac{1}{\tau^{3/2}}$, то получим формулу вида:

$$M \sim \int_0^{\infty} \phi(\tau) e^{if(t, \tau)} d\tau.$$

Которая совпадает с формулой для Метода Перевала, примененного для интегралов вида (16).

Для нашего случая приближение должно иметь вид:

$$M_0(\epsilon, t) \simeq \sqrt{\frac{1}{2\pi i}} \sum_{t_0} e^{f(t, t_0)} \sqrt{-\frac{2}{\frac{\partial f(t, \tau)}{\partial \tau} \Big|_{\tau=t_0}}} \phi(t_0),$$

где t_0 - корни уравнения $f'(t) = 0$.

Остается только получить формулу для $f''(t)$ и решить уравнение на стационарные точки.

Найдем теперь перевальные точки (t_0), дифференцируя по τ

$$f(t, \tau) = \epsilon\tau + S(t, t - \tau),$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial f(t, \tau)}{\partial \tau} &= \epsilon + \frac{\partial S'(t, t - \tau)}{\partial \tau}, \\ \frac{\partial f(t, \tau)}{\partial \tau} = 0 &\Rightarrow \frac{\partial S'(t, t - \tau)}{\partial \tau} = -\epsilon.\end{aligned}\tag{26}$$

С введенной заменой S примет вид

$$S(t, t - \tau) = -\frac{1}{2m} \int_{t-\tau}^t \alpha(\epsilon, t, t - \tau)^2 d\epsilon$$

Дифференцируя $S(t, \tau)$ по τ , получаем

$$\frac{\partial S(t, t - \tau)}{\partial \tau} = -\frac{1}{2m} \alpha(t - \tau, t, t - \tau)^2.$$

Произведем обратную замену $t_0 = t - \tau$ и с учетом того, что $\frac{\partial S(t, t-\tau)}{\partial \tau} = -\epsilon$ (26), получаем явный вид уравнения на стационарные точки:

$$\alpha^2(t_0, t, t_0) = 2\epsilon m.\tag{27}$$

Далее получим формулу для $\frac{\partial^2 f(t, \tau)}{\partial \tau^2}$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 f(t, \tau)}{\partial \tau^2} &= -\frac{1}{2} [\alpha(t - \tau, t, t - \tau)^2]' = \\ &= -\alpha(t_0, t, t_0) \alpha(t_0, t, t_0)'.\end{aligned}$$

Распишем эту функцию α :

$$\alpha(t_0, t, t_0) = \frac{|e|}{c} \left[A_\tau(t_0) - \frac{1}{(t - t_0)} \int_{t_0}^t A(\tau) d\tau \right].$$

Итого, получаем формулу для $f''(t, \tau)$ вида

$$\frac{\partial^2 f(t, \tau)}{\partial \tau^2} = |e| \alpha(t_0, t, t_0) \times \left[F(t_0) - \frac{1}{(t-t_0)^2} \int_{t_0}^t A(\tau) d\tau + A(t_0) \frac{1}{t-t_0} \right].$$

Обозначим $D = f''(t, t_0)$ и

$$\tilde{S} = \epsilon \tau + S(t, t - \tau) = \epsilon(t - t_0) + S(t, t_0).$$

Подставляя в формулу для Метода перевала, получаем:

$$M_0(\epsilon, t) \simeq \sum_{t_0} \frac{e^{i\tilde{S}(t, t_0)}}{\sqrt{D}(t - t_0)^{3/2}}. \quad (28)$$

Видно, что полученная формула включает в себя множество различных элементов, предполагающих численное интегрирование. Также перед ее вычислением необходимо решать уравнение на стационарные точки для каждого t . Рассмотрим сам процесс решения этих уравнений с точки зрения реализации в программе.

Решаем уравнение (27). если посмотреть на то, что из себя представляет это ϵ , можно заметить, что оно из формулы (9) относительно \mathcal{M} может принимать различные значения, не только отрицательные, а также положительные, т. к.

$$\mathcal{M}(\epsilon + m\omega_\tau, t).$$

То есть ϵ , которое было представлено в формуле (11) это на самом деле конструкция вида $\epsilon + m\omega_\tau$. Тогда для случая $\epsilon > 0$.

Возникает 2 уравнения:

$$\alpha(t', t, t') - \sqrt{2\epsilon} = 0,$$

$$\alpha(t', t, t') + \sqrt{2\epsilon} = 0.$$

Объединяя множество решений (точек t') получаем искомые седловые точки (t_0).

Построим график функции $\alpha(t', t, t')$ на отрезке $t' = [-20..20]$ при $t = 0$ (рис. 5):

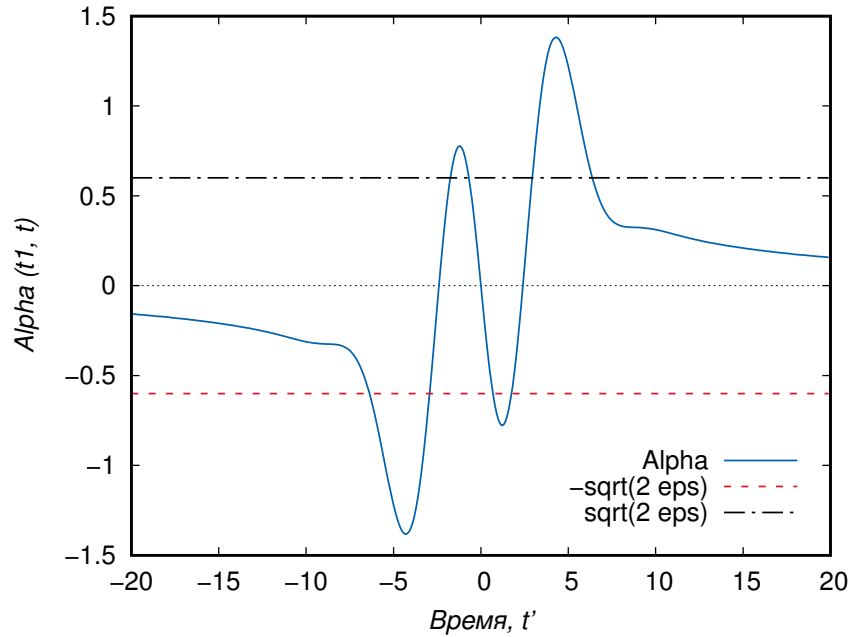


Рис. 5. Функция α при $t = 0$

Видно, что корней несколько и они практически симметричны относительно ветвей оси Oy . Важно, что в суммировании участвуют только решения на промежутке $t' = [-20, t]$. На графике показано, что не для каждого ϵ у нас найдутся решения в области действительных чисел. Максимальное значение ϵ при данных условиях будет около 0.6.

Корни этого уравнения могут быть, в общем случае, комплексные. Тогда необходимо решать систему ($t = const$):

$$\begin{cases} \operatorname{Re} \alpha(x + iy, t, x + iy) = 2\epsilon \\ \operatorname{Im} \alpha(x + iy, t, x + iy) = 0 \end{cases}$$

Здесь ϵ - любое действительное число. В этом случае потребуются про-

изводить интегрирование в области комплексных чисел, что вызывает определенные трудности. Проблема также возникает в поиске множества корней. Основным методом решения уравнений в нескольких измерениях является метод градиентного спуска, то есть должны быть описаны также производные этих функций. Самым трудоемким в таком случае является именно поиск множества корней, так как возможна потеря некоторых из них во время перехода к следующей области поиска.

Вернемся к случаю $\epsilon > 0$. Если корни близки к пику функции $\alpha(t', t, t')$, то возможен случай слияния корней, который является еще одним ограничением использования перевальных оценок. Чтобы этого избежать, можно получить оценку не для двух точек, а для одной, которая находится между ними на равном удалении. Тогда разложение примет другой вид в связи с тем, что сделанное ранее предположение о равенстве нулю первой производной будет не верным. Оценка будет выражаться через функцию Эйри.[9] Поскольку явный вид ее объемный, приведен он не будет, но получение не вызывает трудностей.

На (рис. 6) представлен график $\alpha(t', t, t')$ на отрезке $t' = [-20..20]$ при $t = 20$

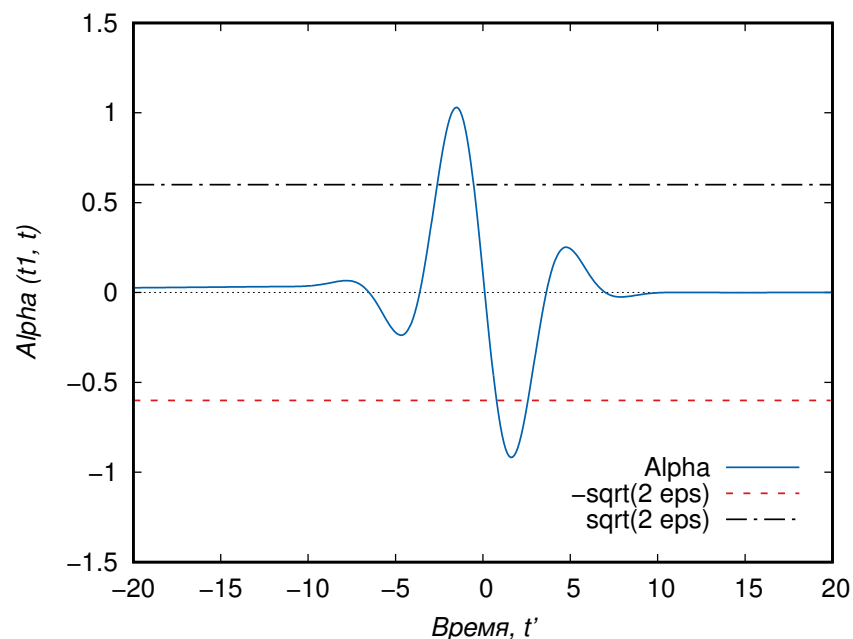


Рис. 6. Функция α при $t = 20$

Корней стало меньше, и они дальше друг от друга расположены. Но при предыдущем $\epsilon = 0.6$ (с рис. 5) у нас для данных условиях не будет корней, то есть мы не сможем получить перевальную оценку для $t \gg 0$. Поэтому для каждого конкретного случая следует следить за выбором ϵ и тем, существуют ли решения уравнения на моделируемом участке. Корни уравнений будут найдены методом Брента. [10]

3.2. Численное решение

Выполним численное интегрирование интеграла (11)

Заметим, что нижний предел интегрирования у нас $-\infty$. Очевидно, что с этими производить вычисления невозможно, но зато наша начальная функция под интегралом (14), имеющая вид (12) является затухающей. Тогда, решив уравнение

$$\left| e^{-\frac{t_b^2}{\alpha^2}} \right| < \epsilon,$$

на промежутке $[-\infty; 0]$, приближаясь слева, мы получим то самое значение t_b , при котором можно не учитывать отрезок интегрирования в связи с достижением необходимой точности.

Интеграл (14) примет вид

$$A(t) = -c \int_{t_b}^t F(\tau) d\tau.$$

Для вычисления этого интеграла воспользуемся методом интегрирования Гаусса. В этом методе точки интегрирования берутся с разными интервалами и при этом имеют различные веса ω_i , характеризующие их вклад в интеграл.

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x) dx = \sum_{j=1}^N \omega_j f(x_j).$$

Метод Гаусса также может считать интегралы от неограниченных, быстро затухающей функции. Нам это не потребуется, но в связи с тем, что у нас этот интеграл (14) будет входить, далее, в подынтегральные функции, а также с необходимостью на каждом шаге пересчета матричного элемента, менять пределы интегрирования придется использовать адаптивные методы, позволяющие придерживаться заданной точности. Для этого воспользуемся библиотекой GNU GSL.

GNU GSL - Это библиотека, написанная на языке программирования С для численных вычислений в прикладной математике и науке.

Особенности GSL: написана полностью в Стандарте С (также применимое от С++) и основана на использовании заголовочных файлов, определяет новые типы, и структуры данных, у которых нет аналогов в Фортране или С. GSL использует порядок хранения данных на многомерных массивах, который отличается от используемого Фортраном способом. Единственный способ, использование его в Фортране, состоит в том, чтобы записать собственные подпрограммы на С, чтобы обеспечить необходимое соответствие между типами данных, структурами и соглашениями хранения их для двух языков. Интерфейсный уровень не поставляется с библиотекой.

Самый главный ее плюс - скорость вычислений, а также относительная экономия памяти/очистка неиспользуемой. В ней реализовано огромное количество численных методов:

1. Базовые математические функции
2. Комплексные числа
3. Специальные функции
4. Вектора и матрицы
5. Комбинаторика
6. Сортировка
7. Линейная алгебра
8. БПФ
9. Численно интегрирование (основанное на QUADPACK)
10. Поиск корней уравнений и т. д.

Для нашей задачи важны только два алгоритма, а именно *gsl_integration_qags*, позволяющий нам интегрировать функцию на отрезке с заданной точностью и *gsl_root_fsolver*, решающий уравнения методом Брента, не используя информацию о производной [11]

Стоит отметить, что для первого интеграла, получаемого библиотекой численно (14) GSL не смог добиться точности абсолютной ошибки выше 10^{-9} , а значит добиваться увеличения точности дальнейших расчетов не улучшит результат.

Далее, рассматривая функцию α (13), входящую в интеграл (15), имеет смысл перейти к интегралу $S(t', t)$ вида:

$$S(t, t') = \frac{1}{2} \int_{t'}^t (A(\epsilon) - A_1(t', t))^2 d\epsilon, \quad (29)$$

где $A_1(t', t) = \frac{1}{t'-t} \int_{t'}^t A(\tau) d\tau$. Относительно внешнего интеграла по ϵ $A_1(t', t)$ остается постоянной, поэтому этот элемент можно посчитать только 1 раз для данных t', t . Этим преобразованием мы уменьшаем количество операций, но сложность для вычислений представляет именно последний интеграл M . Для его вычисления рассмотрим преобразование Фурье.

Преобразование Фурье анализирует функцию времени (сигнал) в частоты, которые составляют его.

$$\hat{f}(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-2\pi i x \xi} dx$$

Когда функция и ее преобразование Фурье заменены дискретизированными дубликатами, ее вызывают дискретным преобразованием Фурье (DFT).

Дискретное преобразование Фурье преобразует конечную последовательность равномерно распределенных выборок функции в последовательность эквивалентной длины выборки преобразования Фурье дискретного времени (DTFT), которое является комплексной функцией частоты. Интервал, в

котором выполняется DTFT, является обратной величиной продолжительности входной последовательности. Обратное DFT - ряд Фурье, использующее выборки DTFT в качестве коэффициентов сложных синусоид на соответствующих частотах DTFT. Поэтому говорят, что DFT является представлением частотной области входной последовательности. Если исходная последовательность охватывает все ненулевые значения функции, ее DTFT непрерывный (и периодический). Если исходная последовательность - один цикл периодической функции, DFT обеспечивает все ненулевые значения одного цикла DTFT.

$$X_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n \cdot e^{-i2\pi kn/N} =$$

$$= \sum_{n=0}^{N-1} x_n \cdot [\cos(2\pi kn/N) - i \cdot \sin(2\pi kn/N)],$$

DFT стал оплотом числовых вычислений и необходимость быстрого алгоритма для вычисления его привела к появлению Быстрого преобразования Фурье (FFT).

Алгоритм быстрого преобразования Фурье (FFT) вычисляет дискретное преобразование Фурье (DFT) последовательности или ее инверсию. Анализ Фурье преобразовывает сигнал (часто всего во времени или пространстве) к представлению в частотной области и наоборот. FFT быстро вычисляет такие преобразования, разлагая на множители матрицу DFT в продукт разреженных (главным образом нуль) факторов. В результате это приводит к уменьшению сложности вычислений DFT от $O(n^2)$, который возникает, при обычном применении DFT до $O(n \log n)$, где n является размером данных.

Быстрые преобразования Фурье широко используются для многих приложений в технике, науке и математике. Основные идеи были популяризированы в 1965, но некоторые алгоритмы были получены уже в 1805. В 1994,

Gilbert Strang описал FFT как "самый важный числовой алгоритм нашего времени".

Заметим схожесть интеграла (11) с общим видом обратного преобразования Фурье

Введем замену $t - t' = \tau$, получаем

$$\mathcal{M}(t, \xi) = \int_0^{\infty} \frac{e^{i\xi\tau}}{\tau^{3/2}} (e^{i[S(t, t-\tau)]} - 1) d\tau \quad (30)$$

$$\hat{F}(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\xi\tau} F(\tau) d\tau$$

Интегрирование можно ускорить, используя не стандартные методы интегрирования, а используя дискретное преобразование Фурье.

Для этого воспользуемся библиотекой FFTW.

FFTW является библиотекой программного обеспечения для вычислений дискретных преобразований Фурье (DFTs). [12]

FFTW известен как самая быстрая реализация бесплатного программного обеспечения алгоритма Быстрого преобразования Фурье (FFT) (по регулярными сравнительными тестами). Этот алгоритм может выполнить дискретное преобразование Фурье от последовательности со сложным знаком произвольного размера, и размерности в $O(n \log n)$, время.

Реализовано это через поддержку множества различных алгоритмов, и выбор одного (определенное разложение преобразования в менее сложные преобразования), который оценивают на оптимальность при аналогичных условиях. Библиотека работает лучше всего над массивами небольших размеров с небольшими простыми элементами, но также хорошо работает с массивами с большими начальными элементами, являющимися наихудшим случаем (сохраняя сложность $O(n, \log n)$). Разложение преобразовывает алгоритм дискретного преобразования Фурье в алгоритм с меньшим числом преобразований, (выбор идет среди нескольких вариантов Cooley–Tukey FFT

алгоритмов), соответствующий различным факторизациям и/или различным образцам доступа к памяти, в то время как для больших размеров библиотека использует алгоритм Rader или Bluestein FFT. Как только преобразование было разбито в под-преобразования достаточно меньшей сложности, FFTW использует сложный разбор, разворачивал FFTs для этих небольших размеров, которые были произведены (во время компиляции, не во время выполнения) генерацией кода.

Для достаточно большого количества повторных преобразований выгодно сохранять результаты работы библиотеки для будущего использования алгоритмов на данном размере массива и платформе. Эти результаты, которые авторы именуют как "мудрость" могут быть сохранены в файле или другой последовательности для более позднего использования.

FFTW ограничил поддержку неисправных к текущему времени преобразований (использующих версию MPI). Поэтому периодически приходится пере-упорядочивать данные.

Именно скорость вычислений - главное что нам потребуется в нашей работе. И, несмотря на то, что повторные вычисления будут запущены на аналогичной архитектуре и, скорее всего, массиве аналогичного размера и вида, использовать сохраненные результаты компиляции прошлого запуска FFTW не имеет смысла, так как компиляция практически не занимает времени, а увеличение сложности вычислений ни коим образом не влияет на усложнение выходного кода библиотеки. Принципиальное усложнение вызывает только увеличение размера массива, но основную сложность вычислений составляет не само преобразование Фурье, а получение последовательности, над которой выполняется преобразование.

Исходя из формулы (30), если мы возьмем

$$F(\tau) = \frac{1}{\tau^{3/2}}(e^{i[+S(t,t-\tau)]} - 1),$$

то

$$\hat{F}(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\phi\psi} F(\phi) d\phi.$$

А также если положить $\psi = \epsilon$, и использовать преобразование не отрезке от $[0, \infty]$, то $\hat{F}(0)$ будет равно

$$\hat{F}(\epsilon) = \mathcal{M}(t, \epsilon).$$

Для того, чтобы не подбирать шаг массива для преобразования Фурье, с целью точного попадания ϵ , можно использовать линейное приближение от соседних с ϵ точек. Например, если $x_1 < \epsilon < x_2$, то $\mathcal{M}(t, \epsilon)$ примет вид:

$$\mathcal{M}(t, \epsilon) = \frac{(\epsilon - x_1) \cdot (F(x_2) - F(x_1))}{x_2 - x_1} + F(x_1) \quad (31)$$

Выполняя лишнюю работу, так как считаем значение \mathcal{M} для разных ϵ , используя этот способ, мы можем получить результат сразу для множества значений ϵ , не затрачивая на это много времени (поскольку само преобразование Фурье считается почти мгновенно).

Следует понимать, что опорных точек для интегрирования все равно остаться достаточно, чтобы была возможность уловить большую часть колебаний подынтегральной функции.

К тому же остается вопрос, каким же стоит брать конец отрезка интегрирования, ведь по изначальной формуле интегрировать нужно от 0 до ∞ , но поскольку такой возможности нет, смоделируем различные отрезки для проверки результата.

На графике (7) изображены результаты численного интегрирования через FFTW при интегрировании на отрезках разной длины (100 или 200).

Разница достаточно велика, значит следует брать число, намного больше 100. Построив больше графиков, был сделан вывод, что при использовании отрезка $[0, 350]$ получается очень хорошее отношение затраты/результат.

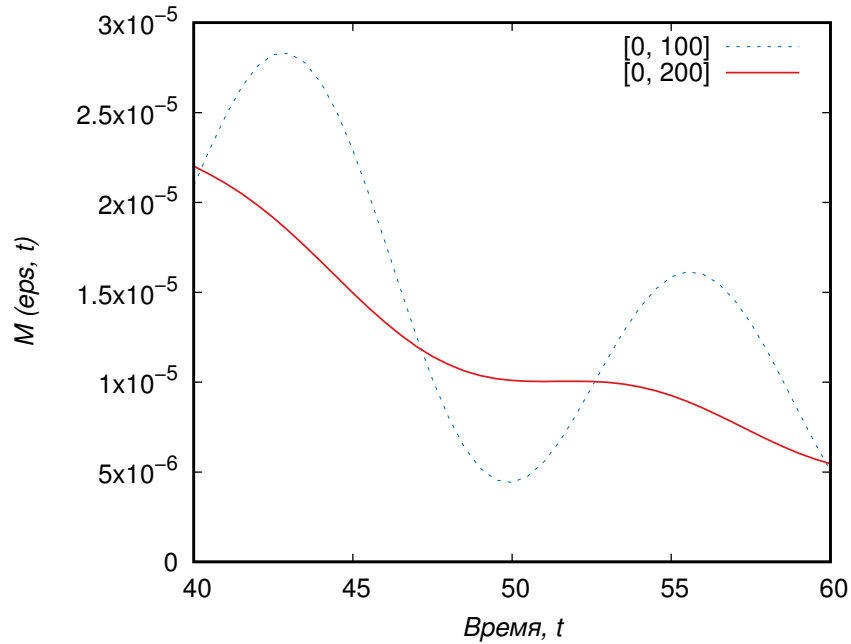


Рис. 7. Численные решения с использованием FFTW для разных отрезков

Видно также, что не только амплитуды у волн отличаются, но также и фаза. Это связано с природой преобразования Фурье, оптимальное использование которого возможно только в случае, если на границах массива, над которым производится преобразование, значения равны или очень близки ($f(x_0) \approx f(x_{end})$).

Так как в нашем случае в 0 значение функции равно нулю, а на конце отрезка близко к нулю, но не равно ему, то возникает бегущая волна.

Несмотря на то, что волна дает абсолютно малые значения, пренебрегать ими по порядку величины нельзя. Поскольку целью работы не является посмотреть на закономерность от ϵ , чтобы избежать лишних временных затрат будем использовать интегрирование по классическому определению интегральной суммы, то есть проводить интегрирования через площадь прямоугольника.[\[13\]](#)

Сравним с результатом, полученным через fftw (рис. 8)

Результаты, полученные этим способом близки, не совпадают. Это связано с тем, что быстрое преобразование Фурье дает результаты для случая, если ϵ - целое число. Линейное приближение (31), полученное выше дает не самый лучший результат (в связи с величиной шага по ϵ). Его можно было бы

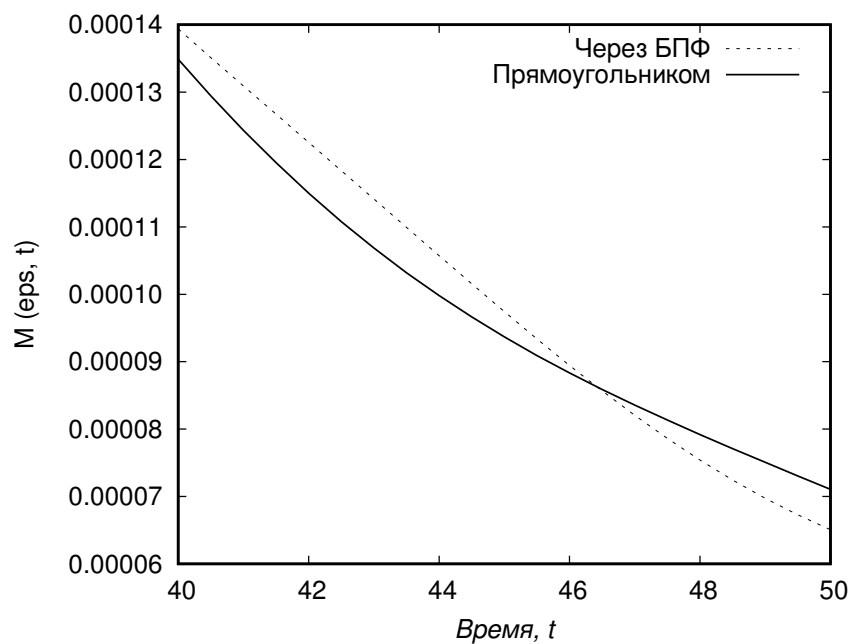


Рис. 8. Сравнение методов интегрирования

улучшить, используя, например, сплайны второго порядка.

Несмотря на эти попытки увеличить производительность, процесс вычисления все еще занимает достаточно долгое время, даже при использовании библиотеки GSL. Теперь мы можем сравнить полученное численное решение с аналитическим

4. Анализ результатов

Теперь, когда мы разобрались по отдельности со способами решения задачи, необходимо сравнить полученные результаты. Расчет матричного элемента будем проводить на отрезке $t = [0, 70]$. Увеличить интервал нам не дает накапливающаяся численная ошибка. Значение функции $\mathcal{M}(\epsilon, t)$ на таком отдалении от 0 уже очень малые, порядка 10^{-7} и ошибка при суммировании 1024 точек с точностью получения каждой 10^{-9} начинает очень сильно влиять на результат.

Для простоты будет брать α , входящую в формулу (12) равной $\sqrt{(20)}$, а двигать будут другие параметры системы, такие, как ϵ , F_0 и ω .

Рассмотрим ситуацию, когда $\epsilon = 0.4$, $F_0 = 2$, $\omega = 0.8$. Для этих условий график корней примет такой вид (рис. 9):

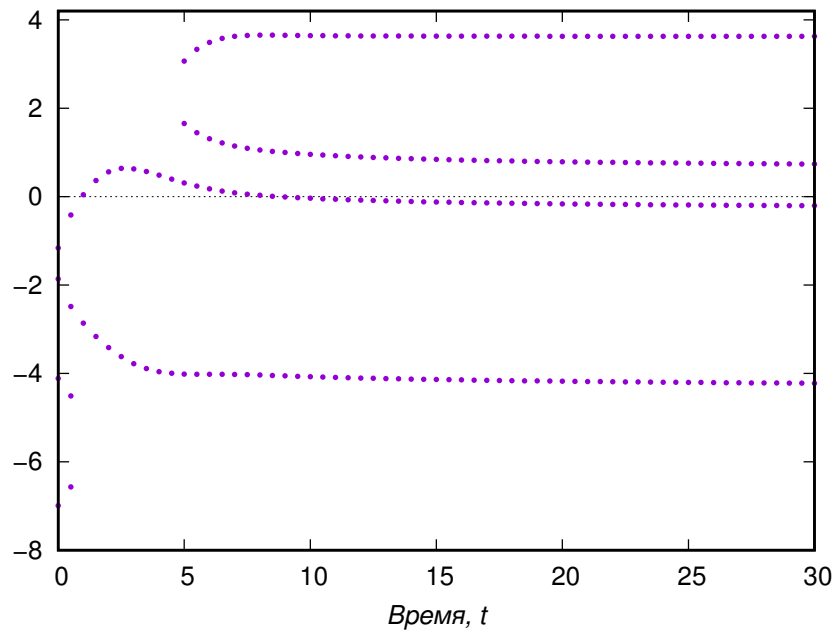


Рис. 9. Корни при $\epsilon = 0.4$, $\omega = 0.8$

Из графика видно, что новых корней при большом отдалении ($t \gg 0$) не возникает, а значит рассматривать отрезок такой длинны на появление новых корней не имеет смысла.

Чтобы убедиться в этом построим график для других значений ϵ (рис.

10):

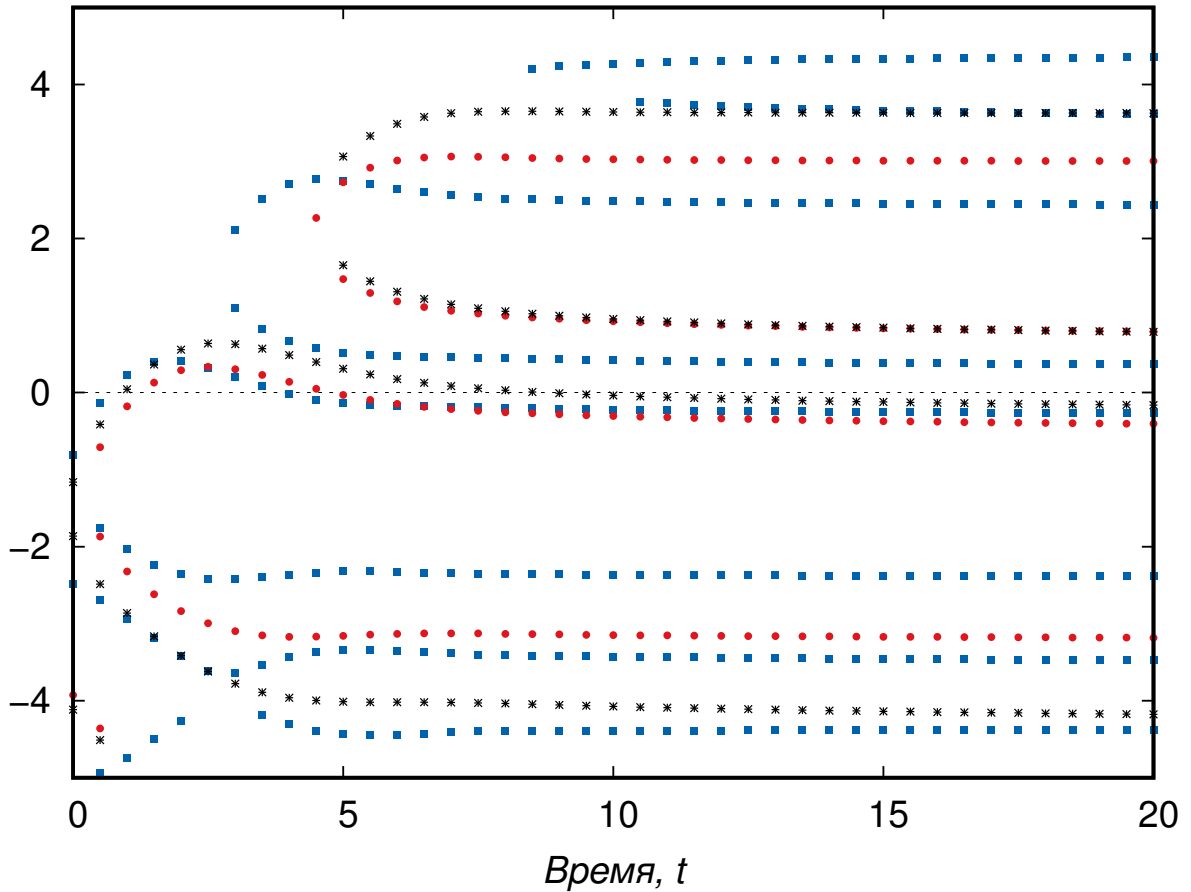


Рис. 10. Корни при $\epsilon = 0.3$ (квадраты), 0.35 (круги) и 0.4 (звездочки)

Видно, что для квадратов ($\epsilon = 0.3$) корней больше, чем для остальных параметров, максимум 6, и последний появляется при $t \approx 11$. Подобная закономерность просматривалась на графике (рис. 6), где уменьшение ϵ привело бы к увеличению числа корней.

На рисунках (11, 12 и 13) представлены графики сравнения решений для случая, когда $\epsilon = 0.4$, $F_0 = 2$, $\omega = 0.8$.

Исходя из рисунка (12) можно сказать, что пики на графике аналитического решения (рис. 11) появляются в тех местах, где $t \approx t_0$ (t_0 - корень), в связи с тем, что множитель $\frac{1}{(t-t')^{3/2}}$ увеличивает значение функции на бесконечность. Вблизи этих пиков мы не можем получить хорошую оценку, но если $|t - t_0| \gg 1$, то аналитическая формула дает лучший результат, что видно на графике (рис. 13).

На рисунках (14, 15 и 16) представлены графики сравнения решений

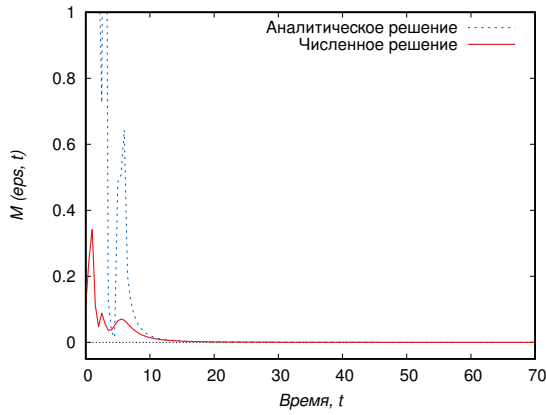


Рис. 11. Сравнение численного (*обычная линия*) и аналитического (*пунктирная*) решения. $[0, 70]$

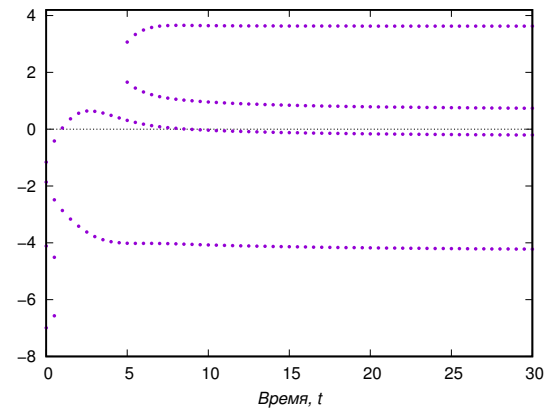


Рис. 12. Корни для аналитического решения

для другого случая, когда $\epsilon = 0.4$, $F_0 = 2$, $\omega = 0.8$.

Полученный аналитический результат так же достаточно хорошо описывает матричный элемент \mathcal{M} , но как и говорилось до этого, точная оценка может быть получена не для всего временного промежутка времени. Сравнение графиков вблизи нуля показывает, что метод перевала не применим для случая $t \approx 0$, а также $t \approx t_0$. Стоит также отметить ожидаемый прирост производительности. Ускорение действительно велико, аналитическая оценка получается быстрее примерно в 10 раз. Эту цифру можно увеличить, если использовать более быстрые алгоритмы для поиска корней уравнения, чем метод Брента.

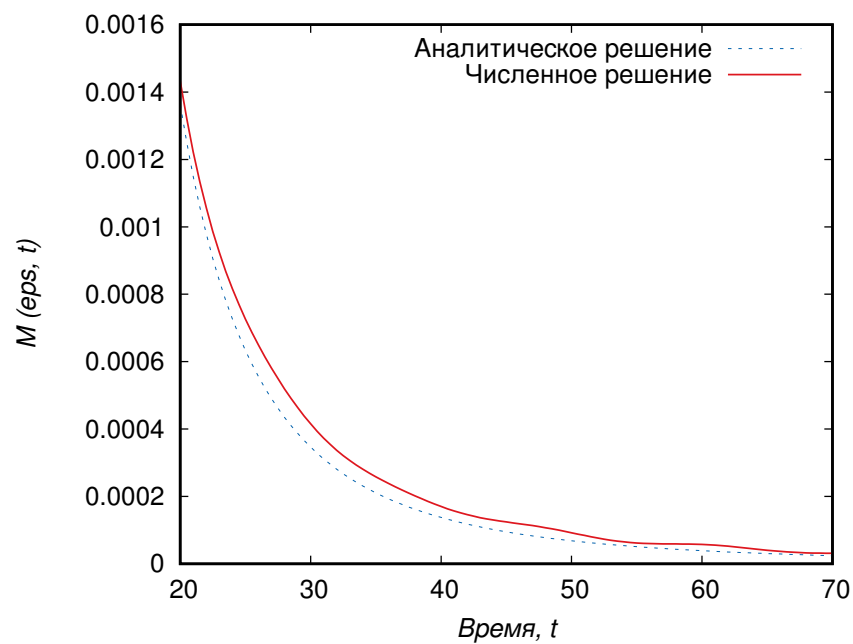


Рис. 13. Сравнение численного (обычная линия) и аналитического (пунктирная) решения. [20, 70]

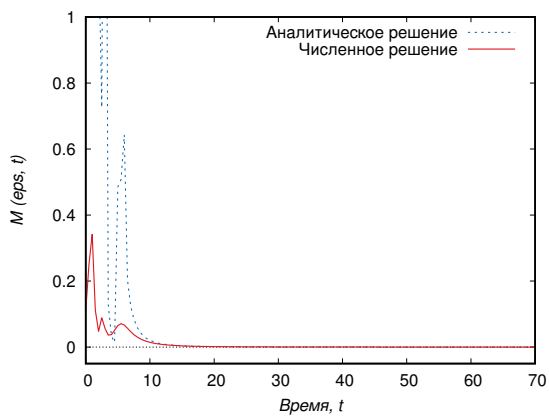


Рис. 14. Сравнение численного (обычная линия) и аналитического (пунктирная) решения

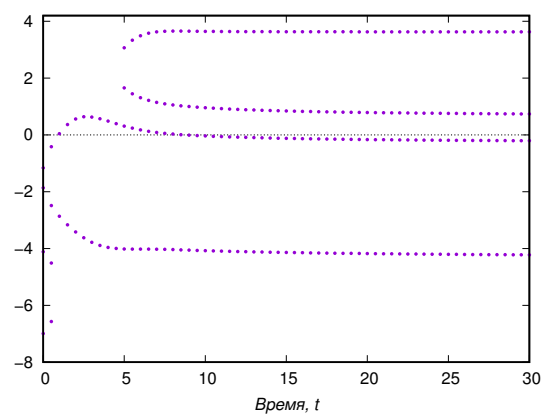


Рис. 15. Корни для аналитического решения

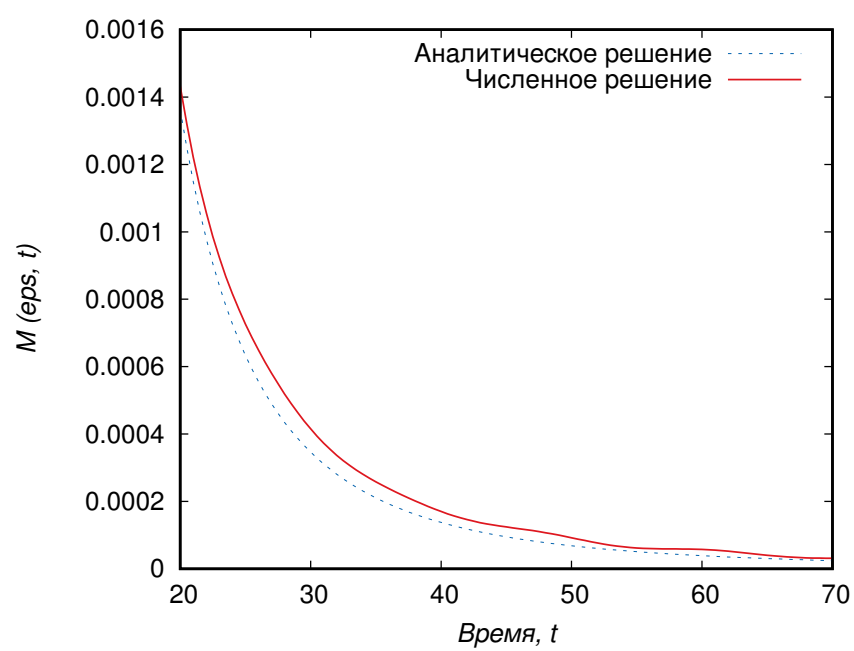


Рис. 16. Сравнение численного (обычная линия) и аналитического (пунктирная) решения

Заключение

В ходе работы была получена асимптотические оценки для матричного элемента \mathcal{M} , являющегося частью задачи моделирования атома под действием низко-частотного лазера, на основе метода перевала.

Также работы было представлено описание метод перевала, и способ применения к задаче. Затем была получена асимптотическая оценка как сумма по всем перевальным точкам и показано, почему точка $t = 0$ вносит очень малый вклад в искомый интеграл. Разработана и реализована программный модуль на языке C++, использующий библиотеки FFTW и GNU GSL для получения численной оценки и сравнения ее с полученной аналитической формулой. Также описаны последствия использования быстрого преобразования Фурье, в качестве инструмента интегрирования.

Анализируя результаты можно сделать вывод, что данная оценка позволяет качественно оценить данный интеграл, при условии $t \gg 0$, а также $t \gg t_0$.

Главной проблемой при оценке является ограниченность ее применения. Она не может получить хорошую оценку для случая, когда $t \approx 0$, а также $t \approx t_0$, где t_0 - корни уравнения $\alpha^2(t', t, t') = 2\epsilon$. Зато для случая, когда получение численного результата начинает занимать большое количество времени, и возникают проблемы точности, полученная формула работает хорошо.

Можно было бы использовать для аналитических расчетов и аппроксимацию через функцию Эйри, для случая сливающихся корней, но в связи с тем, что корни близки только на том промежутке, на котором возникает сингулярность $((t - t_0)^{-3/2})$, это не может принципиально улучшить оценку

Цель получить быструю качественную оценку была достигнута, ускорение составило порядка 10 раз. Причем можно сделать алгоритм еще быстрее, путем использования другого численного метода решения уравнения, так как почти все затраты ресурсов для получения оценки методом перевала занимает именно оно.

Список литературы

1. D. B. Milosevic, G.G. Paulus, D. Bauer [и др.] // J, Phys. B. 2006. Т. 39. R203.
2. Frolov M. V., N.L. Manankov E.A. Pronin, Starace A.F. // Phys. Rev. Lett. 2003. Т. 91, № 052003.
3. Frolov M. V., Starance A.F. // Physical Review A. 2003. Т. 78, № 063418.
4. M.V. Frolov D.V. Knyazeva N.L. Manankov Ji-Wei Geng // Physical Review A. 2014. Т. 89. 063419.
5. М.А Лаврентьев, Б.В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1973. 736 с.
6. И.Г. Араманович, В.И. Левин. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1969. 288 с.
7. М.В. Федорюк. Метод перевала. М.: Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1977. 368 с.
8. Wong R. Asymptotic Approximations of Integrals. NY.: SIAM, 2001. 543 p.
9. М. Абрамовиц, И. Стиган. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979. 832 с.
10. Ю.Ю. Тарасевич. Численные методы на Mathcad'е. Астрахань: Астраханский гос. пед. ун-т, 2000. 70 с.
11. Galassi Mark. GSL - GNU Scientific Library.
12. Frigo Matteo, Johnson Steven G. FFTW. <http://www.fftw.org/index.html>.
13. Numerical Recipes in C / W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling et al. NY: Press Syndicate of the University of Cambridge, 2002. 949 p.