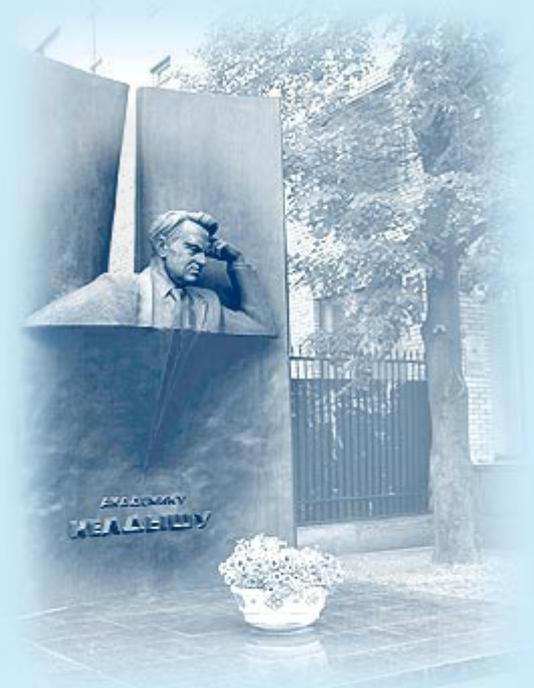




ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • [Электронная библиотека](#)

[Препринты ИПМ](#) • [Препринт № 45 за 2022 г.](#)



ISSN 2071-2898 (Print)  
ISSN 2071-2901 (Online)

[И.Ю. Вичев](#)

## Моделирование сильно фотоионизованной плазмы кремния

Статья доступна по лицензии  
[Creative Commons Attribution 4.0 International](#)



**Рекомендуемая форма библиографической ссылки:** Вичев И.Ю. Моделирование сильно фотоионизованной плазмы кремния // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2022. № 45. 15 с.  
<https://doi.org/10.20948/prepr-2022-45>  
<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2022-45>

**О р д е н а Л е н и н а**  
**ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ**  
**имени М.В.Келдыша**  
**Р о с с и й с к о й а к а д е м и и н а у к**

**И.Ю. Вичев**

**Моделирование сильно фотоионизованной  
плазмы кремния**

**Москва — 2022**

***Вичев И.Ю.***

**Моделирование сильно фотоионизованной плазмы кремния**

В работе продемонстрирован процесс моделирования сильно фотоионизованной плазмы кремния при параметрах, близких к астрофизическим. Вычисления проводились в рамках модели столкновительно-излучательного равновесия. Выполнена верификация полученных результатов при помощи сравнения с результатами других участников международного семинара по сравнению кодов. Проведён сравнительный анализ результатов с экспериментально измеренным спектром прохождения мягкого рентгеновского излучения через слой фотоионизованной плазмы кремния.

***Ключевые слова:*** столкновительно-излучательная модель, фотоионизованная плазма, спектр прохождения

***Ilya Yurievich Vichev***

**Simulation of strongly photoionized silicon plasma**

The work demonstrates the process of simulation a strongly photoionized silicon plasma with parameters close to astrophysical. The calculations were carried out within the model of collisional-radiative equilibrium. The obtained results were verified by comparison with the results of other participants of the codes comparison workshop. A comparative analysis of the results with the experimentally measured spectrum of soft X-ray transmission through a layer of photoionized silicon plasma is carried out.

***Key words:*** collisional-radiative model, photoionized plasma, transmission spectrum

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-01-00485. Вычисления проведены с помощью гибридного суперкомпьютера K100, установленного в Суперкомпьютерном Центре коллективного пользования ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, и МВС-10П (МСЦ РАН).

## Введение

При разработке любых физико-математических моделей всегда встаёт вопрос об их верификации. Предпочтительным вариантом является сравнение результатов расчётов с экспериментально измеренными данными. Для проверки радиационных моделей и расчёта переноса излучения на их основе требуется создать в лабораторных условиях на достаточно протяжённое время однородную по пространству фотоионизованную плазму большого размера и измерить её характеристики (поглощение и излучение). При этом эксперимент должен иметь хорошую повторяемость, а характеристики плазмы должны быть измерены с достаточным спектральным разрешением.

Описанные выше условия близки к астрофизической плазме [1, 2]. Сравнительно недавно их удалось воспроизвести в лабораторных условиях, а также измерить спектры поглощения и излучения с высокой точностью [3].

Основная загадка этого эксперимента заключается в том, что с помощью двух моделей была предсказана более высокая ионизация плазмы при измеренных условиях, чем это следует из спектра поглощения. Исходя из этого, на 10-м семинаре по сравнению неравновесных кодов (далее NLTE10) было сформулировано несколько тестовых задач по моделированию фотоионизованной плазмы кремния при условиях, близких к экспериментальным [4].

В данной работе продемонстрированы результаты моделирования спектра прохождения мягкого рентгеновского излучения через слой фотоионизованной плазмы кремния в рамках модели столкновительно-излучательного равновесия. Выполнен сравнительный анализ полученных результатов с результатами участников семинара NLTE10. В качестве дополнительной верификации представлены результаты согласованного решения уравнения переноса излучения и системы кинетических уравнений, где неоднородность поля излучения по толщине слоя учитывается более правильным образом.

## Постановка задачи

Одной из целей 10-го семинара по неравновесной плазме [4] было решение задачи по моделированию фотоионизованной плазмы кремния в условиях, близких к астрофизическим. В такой плазме из-за наличия интенсивного внешнего поля излучения радиационные процессы преобладают над столкновительными, что ведёт к росту населённости автоионизационных состояний и существенно усиливает роль Оже-переходов.

В рамках семинара для проведения численного эксперимента было предложено провести расчёты однородного слоя кремниевой плазмы, используя разную толщину  $L$  (0,1; 0,3; 1,2 см), температуру  $T_e = 30$  эВ и два значения плотности электронов  $n_e$  ( $10^{19}$ ;  $3 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>). В качестве внешнего источника излучения предлагалось использовать спектр черного тела с температурой излучения  $T_{rad} = 63$  эВ и

коэффициентом ослабления  $K = 1$ :

$$B_{\omega}(K, T_{rad}) = K \frac{15\sigma}{\pi^5} \frac{\omega^3}{\exp(\omega/T_{rad}) - 1}, \quad (1)$$

или более сложную комбинацию:

$$B_{\omega} = B_{\omega}(0,28; 48) + B_{\omega}(0,081; 92) + B_{\omega}(0,0067; 170), \quad (2)$$

где  $\omega$  – энергия фотона в эВ,  $\sigma = 1,028 \times 10^{-7}$  Вт/(см<sup>2</sup> × эВ<sup>4</sup>) – постоянная Стефана-Больцмана.

Выбор этих случаев для моделирования был обусловлен имеющимися экспериментальными данными по измерению спектров поглощения и излучения фотоионизированной плазмы кремния [3]. Экспериментально измеренный падающий на образец спектральный поток энергии излучения был аппроксимирован комбинацией (2) из трех планковских функций:  $F_{\omega} = \pi B_{\omega}$  (см. рис. 1). Поле излучения вида (1) с температурой излучения  $T_{rad} = 63$  эВ;  $K = 1$  и комбинированное поле (2) имеют одинаковый суммарный поток энергии, причем у комбинированного поля значительно больше фотонов с большей энергией.

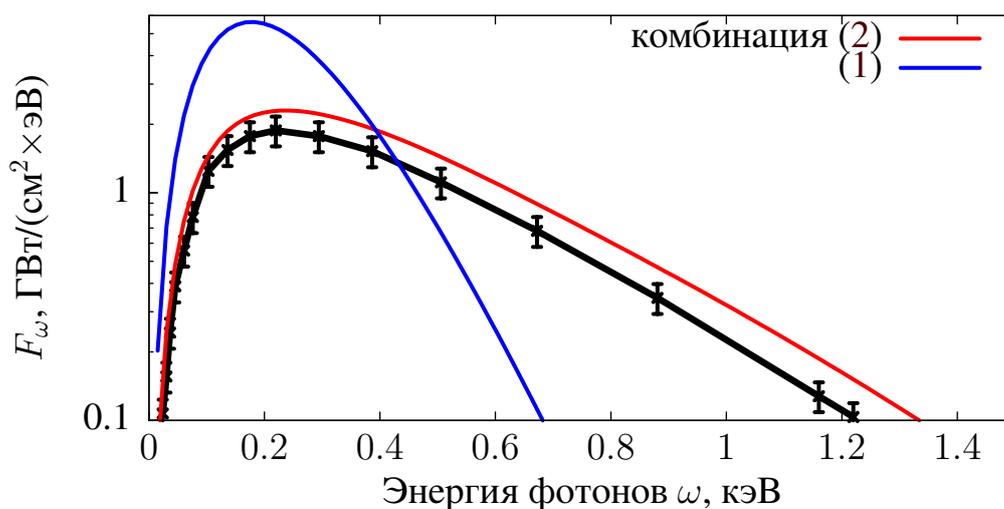


Рис. 1. Измеренная спектральная освещенность (черная кривая), её аппроксимация комбинацией трёх планковских функций (красная кривая). Синей кривой обозначен поток энергии излучения чёрного тела с температурой излучения  $T_{rad} = 63$  эВ

В результате рассмотрения представленных данных по моделированию, а также их сопоставления с экспериментальными измерениями в предложенный список расчётных случаев был добавлен случай с внешним источником излучения (1) и коэффициентом ослабления  $K = 0,1$ .

Далее для заданного списка случаев требовалось рассчитать: спектральный коэффициент поглощения и поток энергии излучения от плоского слоя, распределение вероятности в зависимости от кратности ионизации, а также средний заряд иона.

## Используемая модель

Представленные в работе результаты расчётов в основном были получены с помощью программы THERMOS\_CRE [5], в которой реализована модель столкновительно-излучательного равновесия для описания плазмы с произвольным полем излучения [6]. Дополнительно в программу была добавлена возможность расчёта коэффициента поглощения и излучательной способности, согласованных с собственным полем излучения однородного плоского слоя.

Рассмотрим однородный плоский слой толщины  $L$ . Запишем уравнение переноса излучения в плоской геометрии:

$$\mu \frac{dI_\omega}{dz} = j_\omega - \kappa_\omega I_\omega, \quad (3)$$

где  $\mu = \cos \theta$  – косинус угла  $\theta$  между направлением распространения излучения  $\vec{\Omega}$  и осью  $0z$  (см. рис. 2). Излучательная способность  $j_\omega \equiv j_\omega(x_{ks})$  и коэффициент поглощения  $\kappa_\omega \equiv \kappa_\omega(x_{ks})$  при заданных температуре  $T_e$  и плотности электронов  $n_e$ , а также поля излучения  $U_\omega$  определяются вероятностью  $x_{ks}$  конфигурации  $Q_{ks}$  иона кратности  $k$  и состоянии  $s$ . Значения  $x_{ks}$  находятся из решения стационарной кинетической системы

$$\sum_{k's'} (x_{k's'} w_{k's' \rightarrow ks} - x_{ks} w_{ks \rightarrow k's'}) = 0, \quad (4)$$

где  $w_{ks \rightarrow k's'}(U_\omega)$  – вероятность перехода иона из состояния  $ks$  в состояние  $k's'$  за счёт скоростей столкновительных и радиационных процессов.

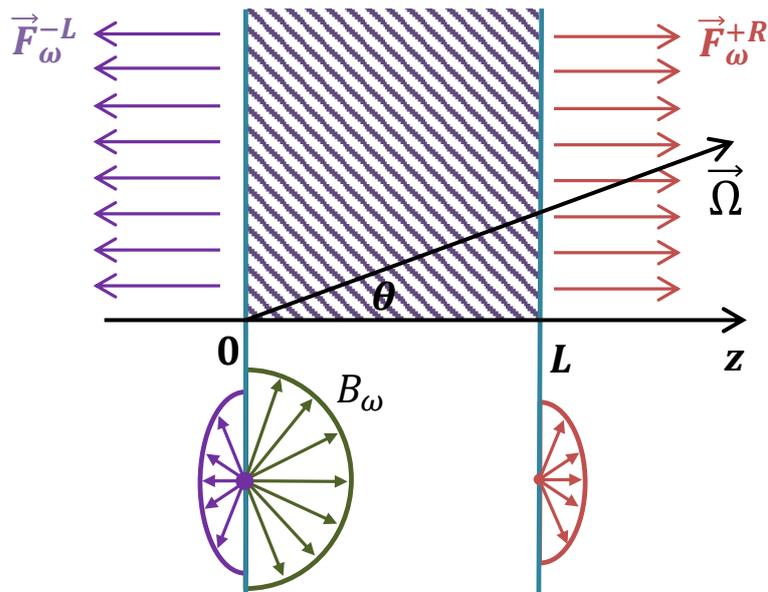


Рис. 2. Схематическая постановка задачи для плоского слоя

Для расчёта радиационных свойств плазмы требуется решить уравнение переноса (3) совместно с кинетической системой (4). Исходя из постановки задачи,

граничное условие для уравнения (3) должно включать падающий поток внешнего излучения:

$$\begin{aligned} I_\omega(z = 0, \mu > 0) &= B_\omega, \\ I_\omega(z = L, \mu < 0) &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $B_\omega$  определяется по формулам (1,2).

Решение уравнения переноса излучения (3) с граничными условиями (5) для однородного плоского слоя может быть записано в виде:

$$I_\omega(z = L, \mu > 0) = \frac{j_\omega}{\kappa_\omega} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\mu}\right) \right] + B_\omega \exp\left(-\frac{\tau}{\mu}\right),$$

где  $\tau = \kappa_\omega L$  – оптическая толщина слоя. Тогда спектральная плотность энергии излучения в центре однородного слоя определяется следующим образом:

$$U_\omega = \frac{4\pi j_\omega}{c \kappa_\omega} \left[ 1 - e^{-\tau/2} + \frac{\tau}{2} E_1(\tau/2) \right] + \frac{2\pi}{c} B_\omega \left[ e^{-\tau/2} - \frac{\tau}{2} E_1(\tau/2) \right],$$

где  $c$  – скорость света в вакууме,  $E_1(z) = \int_z^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt$  – интегральная экспонента.

Поиск согласованного решения уравнения переноса (3) и кинетической системы (4) для определения интенсивности энергии излучения  $I_\omega$  и вероятности конфигураций  $x_{ks}$  проводится с помощью последовательных итераций.

Во время сравнения вычисленных спектров прохождения мягкого рентгеновского излучения через слой фотоионизированной кремниевой плазмы с экспериментально измеренным спектром также использовались результаты расчётов, проведённых с помощью программы THERMOS\_Layer [7], где в одномерной геометрии реализован поиск согласованного решения уравнения переноса излучения совместно с системой кинетических уравнений [8].

Спектральный коэффициент прохождения определяется из следующего соотношения:

$$T_\omega = \prod_{i=1}^N e^{-\tau_i}, \quad (6)$$

где  $N$  – количество подслоёв (в случае однородного плоского слоя без разбиения на подслои –  $N = 1$ ).

## Анализ эксперимента

Из представленного в работе [3] описания экспериментальных данных и проведённого численного исследования можно оценить характерные диапазоны параметров плазмы для их более детального анализа. Согласно проведённым измерениям линейная плотность кремния составила  $3,1 \times 10^{17} \pm 5\% \text{ см}^{-2}$ , что в

предположении равномерного расширения слоя до 3,5 мм соответствует значению ионной плотности  $8,5 \pm 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Оценка температуры проводилась по соотношению спектральных линий поглощения основного  $1s^2 2s$  и возбужденного  $1s^2 2p$  состояний Li-подобного иона  $\text{Si}^{11+}$  и составила  $T_e = 33 \pm 7$  эВ. Измеренный спектр поглощения соответствовал распределению зарядового состава с пиком около Be-подобного иона  $\text{Si}^{10+}$ , в то время как в измеренном спектре излучения преобладал Li-подобный ион  $\text{Si}^{11+}$ . Стоит отметить, что при этих параметрах используемые для анализа в работе [3] модели показали преобладание He-подобного иона  $\text{Si}^{12+}$ . Чтобы достигнуть наилучшего согласия с измеренным спектром, потребовалась снизить температуру, а для усиления влияния процессов столкновительной рекомбинации – немного повысить электронную плотность.

Проведём предварительный анализ определённых организаторами параметров плазмы кремния. Первым шагом проведём расчёт изотерм среднего заряда иона для плазмы кремния по программе THERMOS\_CRE при температуре электронов  $T_e = 30$  эВ, температурах излучения  $T_{rad} = 0$  и 63 эВ и заданных коэффициентах ослабления  $K = 0,1$  и 1, но без учёта размера плазмы. Полученные результаты представлены на рис. 3 (а).

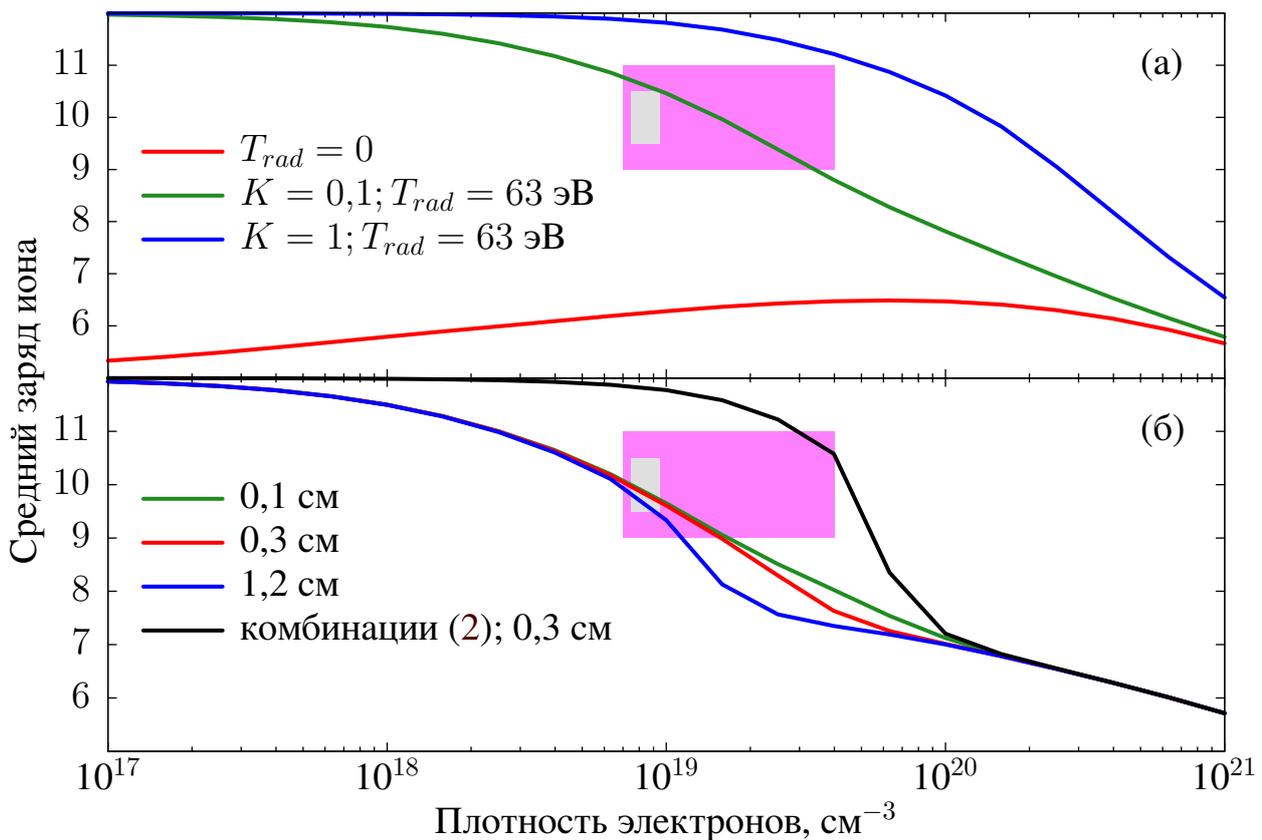


Рис. 3. Изотермы среднего заряда иона при температуре электронов  $T_e = 30$  эВ в случае фотоионизованной и прозрачной плазмы кремния: (а) – без учёта размера плазмы, (б) – при параметрах  $K = 0,1; T_{rad} = 63$  эВ и комбинации планковских функций (2) с учётом размера плазмы

Прямоугольником серого цвета обозначена область характерных параметров

плазмы кремния, определённая в результате анализа экспериментальных данных, а розовым – на основе проведённых в работе [3] исследований. Из рис. 3 (а) видно, что зелёная кривая, соответствующая расчёту с полем излучения (1) и коэффициентом ослабления  $K = 0,1$ , проходит через область характерных параметров. В качестве второго шага рассмотрим, как учёт собственного поля излучения слоя влияет на поведение среднего заряда иона в зависимости от плотности. На рис. 3 (б) приведены изотермы среднего заряда иона в фотоионизированной плазме кремния ( $T_{rad} = 63$  эВ и  $K = 0,1$ ) при разных толщинах плоского слоя ( $L = 0,1; 0,3$  и  $1,2$  см). Все рассчитанные кривые проходят через серую область характерных параметров. Также на рисунок (б) нанесена зависимость, соответствующая расчёту с комбинированным полем излучения (2) и толщиной слоя  $0,3$  см. Данная кривая лежит на границе области розового цвета и соответствует более высоким значениям среднего заряда, что не позволит достичь хорошего согласия с экспериментальным спектром прохождения.

Далее проведём сравнение результатов расчётов распределения вероятности  $P_k = \sum_s x_{ks}$  в зависимости от кратности ионизации в слое плазмы кремния толщиной  $0,3$  см с внешним источником излучения трех видов: (1) с  $K = 0,1; 1$  и комбинированного (2) – для двух фиксированных плотностей электронов  $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  с результатами других участников семинара [4].

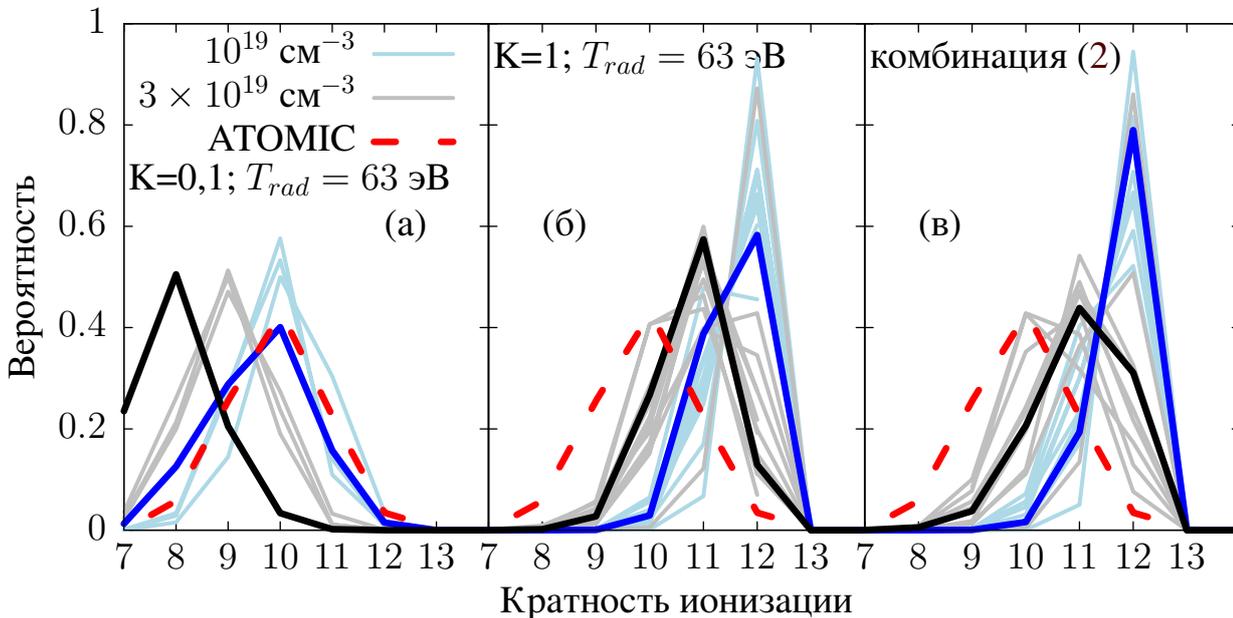


Рис. 4. Распределение вероятности  $P_k$  в зависимости от кратности ионизации для слоя кремниевой плазмы толщиной  $L = 0,3$  см с температурой  $30$  эВ, двух плотностей  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а также трёх видов внешнего поля излучения в сравнении с результатами участников семинара. Красными штрихами обозначено распределение, полученное по коду АТОМИС при температуре  $T_e = 25$  эВ и плотности электронов  $n_e = 1,7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$

На рис. 4 результаты расчётов по программе THERMOS\_CRE, полученные при

плотности электронов  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , нанесены кривыми синего и чёрного цвета соответственно. Результаты участников семинара приведены в обезличенной форме (см. кривые голубого и серого цветов). Для всех трёх видов поля излучения более высокая плотность электронов приводит к более низким зарядовым состояниям. Из рисунка видно хорошее согласие результатов расчёта по программе THERMOS\_CRE с результатами других участников семинара. Наилучшее согласие рассчитанных коэффициентов поглощения и излучательной способности с экспериментальными данными [3] было получено по коду АТОМІС при температуре  $T_e = 25 \text{ эВ}$  и плотности электронов  $n_e = 1,7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Соответствующее распределение вероятности в зависимости от кратности ионизации приведено на рис. 4 штриховой кривой красного цвета.

Несмотря на то что большинство моделей предсказывают схожее распределение вероятности в зависимости от кратности ионизации, существует значительный разброс в деталях распределения. Модели показывают увеличение ионизации примерно на 2 зарядовых состояния при переходе от поля излучения (1) с коэффициентом ослабления  $K = 0,1$  к полю с  $K = 1$  или комбинированному внешнему полю (2). При условиях, наиболее близких к экспериментально полученным параметрам ( $T_e = 33 \text{ эВ}$ ,  $n_e = 8,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), ни одна из моделей не имеет распределения зарядового состояния (см. рис. 4 (б) и (в)), которое привело бы к возникновению в спектрах поглощения доминирующего Ве-подобного иона  $\text{Si}^{10+}$ . Увеличение плотности примерно в 3,5 раза по сравнению с экспериментальным значением не привело к получению распределения вероятности по зарядовым состояниям, которое близко к соответствующему экспериментальному спектру поглощения. Стоит отметить, что результаты большинства кодов для электронной плотности  $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  с полем излучения (1) и коэффициентом ослабления  $K = 0,1$  примерно соответствуют измеренному распределению по зарядовым состояниям (см. рис. 4 (а)).

На основе проведённого сравнительного анализа и сопоставления с экспериментальными условиями можно сделать вывод, что при следующих параметрах плазмы кремния ( $T_e = 30 \text{ эВ}$ ;  $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ;  $K = 0,1$ ;  $T_{rad} = 63 \text{ эВ}$ ;  $L = 0,35 \text{ см}$ ) стоит ожидать удовлетворительного согласия расчётного спектра прохождения с экспериментально измеренным.

## Анализ спектра прохождения

Проведём расчёт спектра прохождения по формуле (6) для приведённых выше параметров однородного плоского слоя плазмы кремния (количество подслоёв  $N = 1$ ). Полученный спектр прохождения мягкого рентгеновского излучения через слой фотоионизированной плазмы кремния толщины 0,35 см приведён на рис. 5 (а) (зелёная кривая) в сравнении с экспериментально измеренным (чёрная кривая). Как и ожидалось, при параметрах плазмы ( $T_e = 30 \text{ эВ}$ ;  $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ;  $K = 0,1$ ;  $T_{rad} = 63 \text{ эВ}$ ;  $L = 0,35 \text{ см}$ ) расчётный спектр прохождения хорошо

согласуется с экспериментальным. Отличие спектров в интеграле не превышает 1%. На рис. 5 (б) представлен вклад ионов различной кратности в спектр, полученный для однородного слоя ( $N = 1$ ).

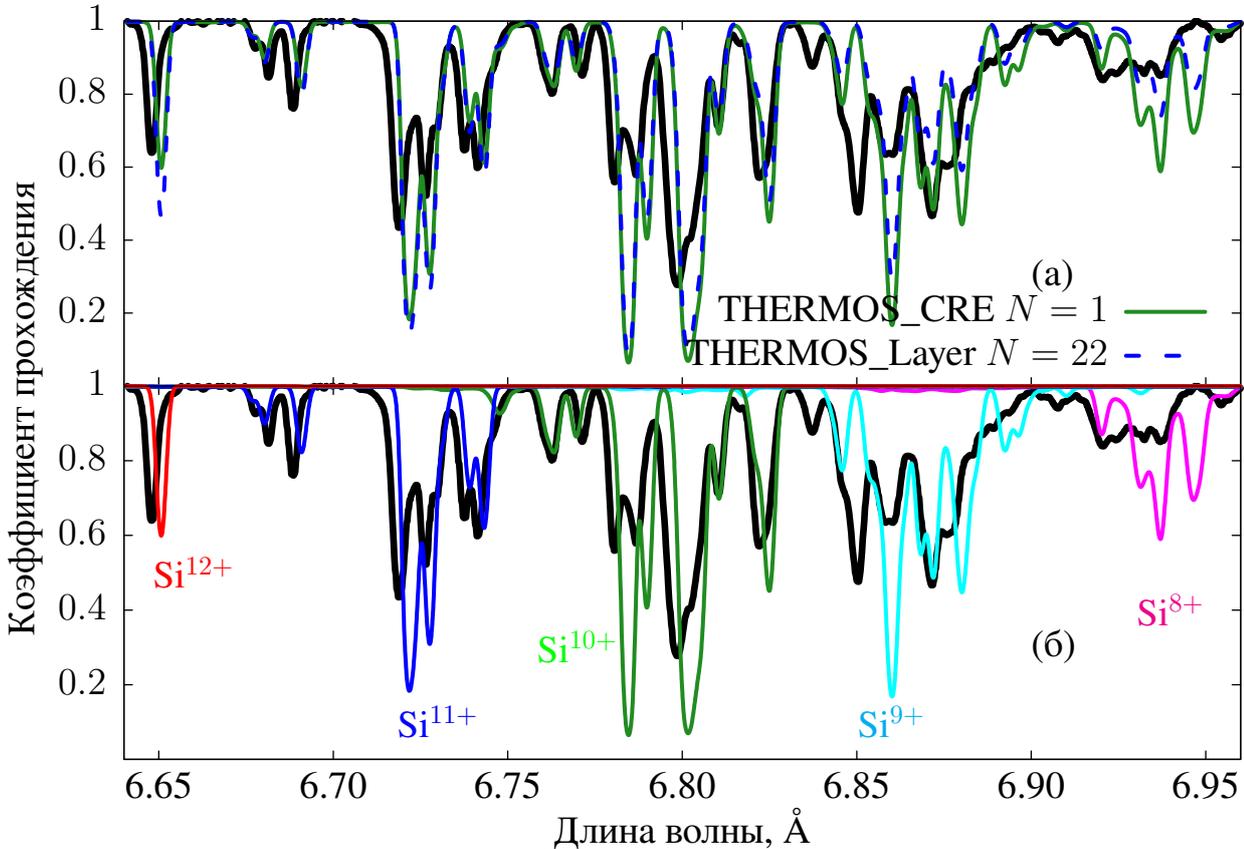


Рис. 5. Спектр прохождения мягкого рентгеновского излучения через слой кремниевой плазмы толщиной  $L = 0,35$  см при температуре электронов 30 эВ, электронной плотности  $10^{19}$   $\text{см}^{-3}$  и поля излучения (1) с коэффициентом ослабления 0,1 и температурой излучения 63 эВ в сравнении с экспериментальными данными из работы [3]. В многослойном варианте расчёта задавалась ионная плотность  $n_i = 8,5 \times 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$

В дополнение к представленным результатам были проведены расчёты по программе THERMOS\_Layer, где в одномерной геометрии реализовано согласованное решение уравнения переноса излучения с системой кинетических уравнений [8]. Отличие используемой модели заключается в том, что слой плазмы толщины  $L$  разбивается на  $N$  подслоёв ( $z_{i-1} < z < z_i$ ;  $i = 1, N$ ;  $z_0 = 0$ ;  $z_N = L$ ). Вместо электронной плотности при вычислениях задаётся ионная плотность для сохранения общего количества частиц. В каждом подслое плотность ионов и температура электронов остаются фиксированными, т.е.  $n_i = 8,5 \times 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  и  $T_e = 30$  эВ. При этом плотность энергии излучения  $U_\omega = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_\omega d\Omega$  предполагается постоянной внутри каждого подслоя, но в отличие от  $n_i$  и  $T_e$  в процессе согласования итераций она может изменяться от слоя к слою. Рассчитанный по формуле (6) спектр прохождения для многослойного

варианта ( $N = 22$ ) представлен на рис. 5 (а) (синяя пунктирная кривая). Для многослойного варианта заметны небольшие отклонения спектра от однослойного, что вызвано перераспределением вклада от ионов различной кратности с каждого из подслоёв (см. рис. 6), где кривыми светло-синего цвета нанесены распределения вероятности для каждого из подслоёв, а кривой синего цвета – с крайнего слоя ( $z_N$ ). Отклонения в положениях и силах отдельных спектральных линий от экспериментально измеренных объясняются использованием в комплексе программ THERMOS нерелятивистских конфигураций  $Q_{ks} = \{N_{nl}^{ks}\}$  ( $nl$  – главное и орбитальное квантовые числа) при решении кинетической системы (4). Отличие рассчитанного спектра прохождения от экспериментально измеренного также связано с рассмотрением полностью однородного по температуре и плотности слоя плазмы, что сложно реализуемо в лабораторных условиях.

На основе представленных на рис. 5 (а) результатов можно заключить, что спектр прохождения в многослойном варианте расчёта даёт чуть лучшее согласие с экспериментом, чем в однослойном, потому что неоднородность поля излучения вдоль оси  $z$  учитывается более аккуратно.

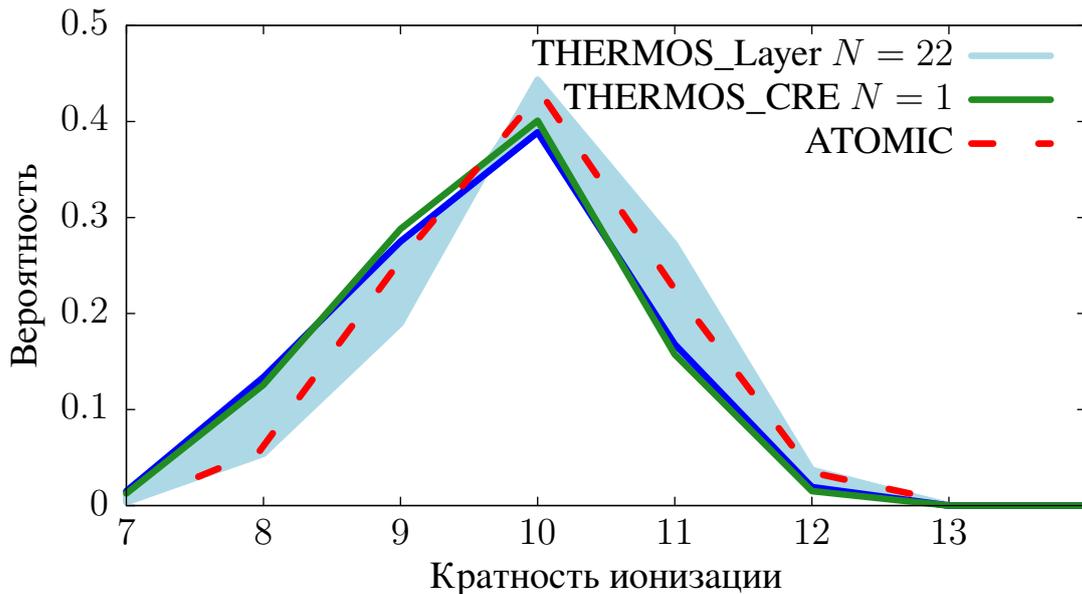


Рис. 6. Распределение вероятности в зависимости от кратности ионизации для слоя кремниевой плазмы толщиной  $L = 0,35$  см, с температурой  $T_e = 30$  эВ и полем излучения (1) с коэффициентом ослабления 0,1 и температурой излучения 63 эВ. Красными штрихами обозначено распределение, при котором получено наилучшее согласие с экспериментальными данными по спектру прохождения [3]

На рис. 7 представлены зависимости распределения среднего заряда иона от положения внутри слоя плазмы кремния толщиной  $L = 0,35$  см в присутствии внешнего источника излучения вида (1) с температурой излучения 63 эВ и коэффициентом ослабления 0,1. Значения среднего заряда иона рассчитывались для однородного по температуре и плотности слоя. При этом в случае однослойного ( $N = 1$ ) задавалась фиксированной электронной плотностью  $10^{19}$  см $^{-3}$ , а

многослойного ( $N = 22$ ) – ионная плотность  $8,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В случае многослойного расчёта значение среднего заряда иона падает от значения 10,04 на левой границе слоя до 9,62 на правой, а в однослойном варианте значение среднего заряда постоянно по толщине и составляет 9,61. Также на рисунок добавлено значение среднего заряда иона, рассчитанное по коду ATOMIC, которое составляет 9,9.

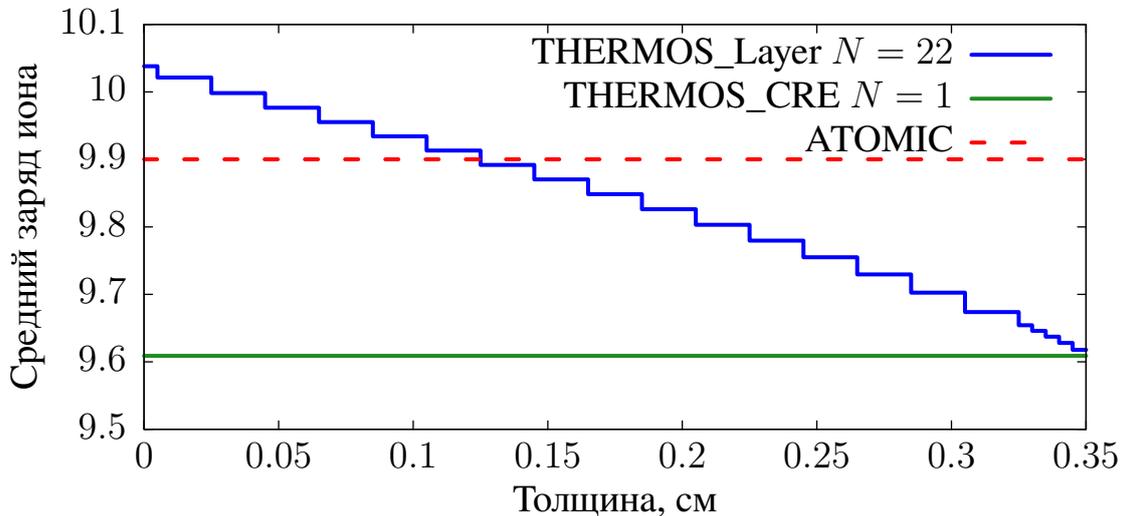


Рис. 7. Зависимость среднего заряда иона от координаты  $z$  в плоском слое плазмы кремния толщиной  $L$

Дополнительно было проведено исследование сходимости решения по величине среднего заряда в зависимости от разного количества подслоёв. На рис. 8 представлены рассчитанные зависимости распределения значений среднего заряда иона от координаты внутри слоя плазмы кремния толщиной  $L = 0,35$  см и равномерного разбиения на  $N = 5; 14$  и  $35$  подслоёв ( $\Delta z = 0,07; 0,025$  и  $0,01$  см). На основе полученных результатов можно сделать вывод, что сходимость по распределению среднего заряда иона вдоль оси  $z$  достигается уже для  $N = 14$  при равномерном разбиении на подслои. Стоит отметить, что при неравномерном разбиении на подслои, а именно сгущении подслоёв к границам плоского слоя ( $z_0 = 0$  и  $z_N = L$ ), можно добиться сходимости и при меньшем количестве подслоёв (ср. рис. 7 и рис. 8).

Различное разбиение на подслои ( $N \geq 5$ ) в рассматриваемом диапазоне длин волн не оказывает существенного влияния на расчётный спектр прохождения, так как длина свободного пробега фотонов  $\ell = \kappa^{-1}$  превышает размер подслоёв (см. рис. 9). Таким образом, при выбранных параметрах плазма является оптически прозрачной, поэтому спектральный поток энергии излучения определяется по формуле  $F_\omega = 2\pi j_\omega L$ . Из этого следует, что для лучшего соответствия с экспериментом нужно либо уменьшить размеры слоя, либо понизить плотность. На рис. 10 представлен спектр прохождения мягкого рентгеновского излучения через слой кремниевой плазмы толщиной  $L = 0,2$  см при температуре электронов 30 эВ, электронной плотности  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и поля излучения (1) с коэффициентом

ослабления 0,1 и температурой излучения 63 эВ в сравнении с экспериментальными данными из работы [3]. Как видно из рисунка, уменьшение размера слоя привело к тому, что массивы спектральных линий, соответствующие ионам  $\text{Si}^{10+}$ ,  $\text{Si}^{11+}$  и  $\text{Si}^{12+}$ , стали лучше соответствовать экспериментальному спектру прохождения.

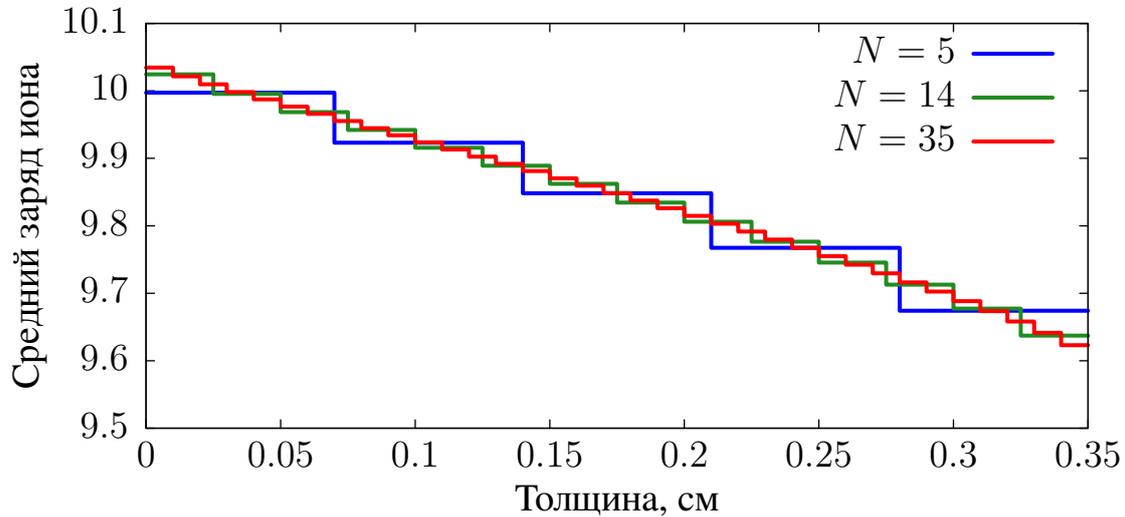


Рис. 8. Зависимость среднего заряда иона от координаты  $z$  в плоском слое плазмы кремния толщиной  $L$  при различном количестве подслоёв  $N = 5; 14$  и  $35$

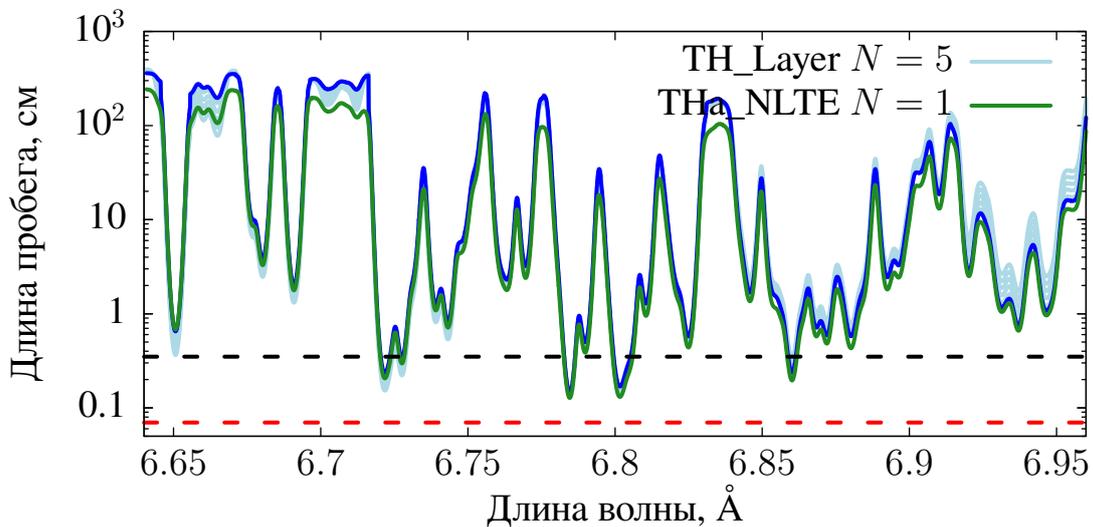


Рис. 9. Длина пробега фотонов  $\ell$  в плазме кремния при температуре электронов 30 эВ, электронной плотности  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и поля излучения (1) с коэффициентом ослабления 0,1 и температурой излучения 63 эВ. В многослойном варианте расчёта задавалась ионная плотность  $n_i = 8,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Пунктирными линиями нанесены значения толщин:  $L = 0,35 \text{ см}$  для  $N = 1$  (чёрная линия),  $\Delta z = 0,07 \text{ см}$  для  $N = 5$  (красная линия)

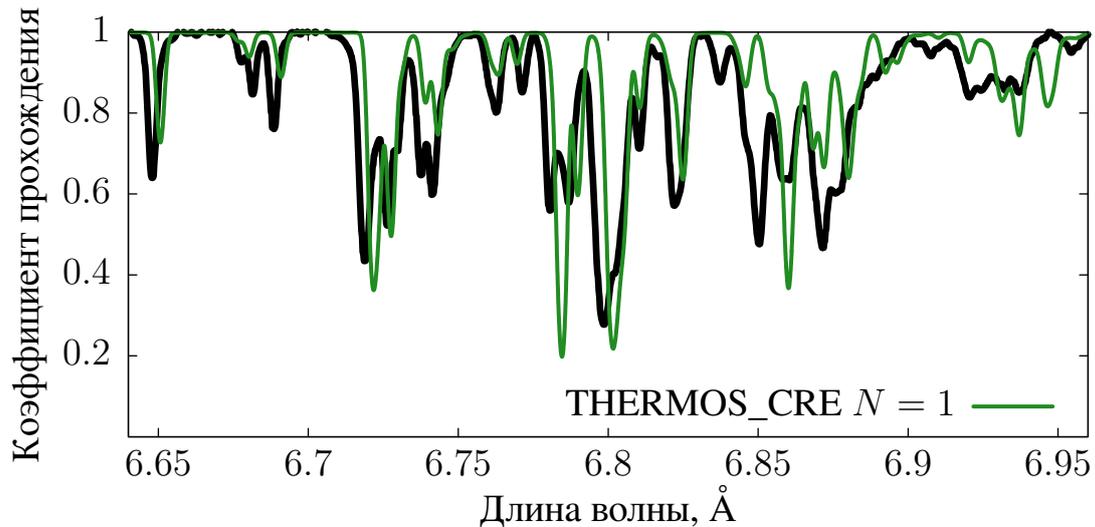


Рис. 10. Спектр прохождения мягкого рентгеновского излучения через слой кремниевой плазмы толщиной  $L = 0,2$  см при  $T_e = 30$  эВ,  $n_e = 10^{19}$  см $^{-3}$  и поля излучения (1) с  $K = 0,1$  и  $T_{rad} = 63$  эВ в сравнении с экспериментальными данными из работы [3]

## Заключение

Проведено моделирование спектра прохождения мягкого рентгеновского излучения через слой фотоионизированной плазмы кремния в рамках модели столкновительно-излучательного равновесия. С помощью программы THERMOS\_CRE выполнены расчёты изотерм среднего заряда, распределений вероятности в зависимости от кратности ионизации и спектрального коэффициента поглощения для слоя фотоионизированной плазмы кремния с несколькими вариантами учёта внешнего поля излучения. Произведён сравнительный анализ полученных распределений вероятности с результатами участников международного семинара по сравнению неравновесных кодов. На основе экспериментальных измерений и предварительного численного анализа была определена область характерных параметров плазмы, при которых ожидается наилучшее согласие с экспериментально измеренным коэффициентом прохождения. Выполнен расчёт коэффициента прохождения мягкого рентгеновского излучения через слой фотоионизированной плазмы кремния. Получено хорошее качественное и количественное согласие расчётного спектра прохождения с экспериментально измеренным.

## Библиографический список

1. Tarter C.B., Tucker W.H., Salpeter E.E. The Interaction of X-Ray Sources with Optically Thin Environments // *Astrophys. J.* 1969. Vol. 156. P. 943.
2. Liedahl D.A. X-ray photoionized plasmas in space and in the laboratory // *Astrophysics*

and Space Science 2011 336:1. 2011. Vol. 336, no. 1. P. 251–256.

3. Loisel G.P., Bailey J.E., Liedahl D.A. et al. Benchmark Experiment for Photoionized Plasma Emission from Accretion-Powered X-Ray Sources // *Phys. Rev. Lett.* 2017. Vol. 119. P. 075001.
4. Hansen S.B., Chung H.K., Fontes C.J. et al. Review of the 10th Non-LTE code comparison workshop // *High Energy Density Physics*. Vol. 35. Elsevier B.V., 2020. P. 100693.
5. Соломянная А.Д., Вичев И.Ю., Грушин А.С., Ким Д.А. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ “Программный модуль THERMOS\_CRE для расчёта радиационных и термодинамических свойств веществ в стационарном приближении столкновительно-излучательного равновесия с произвольным полем излучения” №2022610462 от 12.01.2022. Правообладатель: ФГУ “ФИЦ ИПМ им. М.В. Келдыша РАН”.
6. Вичев И.Ю. Столкновительно-излучательная модель неравновесной плазмы с произвольным полем излучения // *Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша*. 2022. № 18. С. 31.
7. Соломянная А.Д., Вичев И.Ю., Грушин А.С., Ким Д.А. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ “Программный модуль THERMOS\_Layer для расчёта свойств плазмы с учётом эффектов непрозрачности при конечных размерах” №2022610808 от 17.01.2022. Правообладатель: ФГУ “ФИЦ ИПМ им. М.В. Келдыша РАН”.
8. Вичев И.Ю., Ким Д.А., Соломянная А.Д., Грушин А.С. THERMOS: Согласованное решение уравнения переноса излучения с поуровневой кинетикой в простейших геометриях // *Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша*. 2020. № 56. С. 30.

## Оглавление

|                                      |    |
|--------------------------------------|----|
| Введение . . . . .                   | 3  |
| Постановка задачи . . . . .          | 3  |
| Используемая модель . . . . .        | 4  |
| Анализ эксперимента . . . . .        | 6  |
| Анализ спектра прохождения . . . . . | 9  |
| Заключение . . . . .                 | 14 |
| Библиографический список . . . . .   | 14 |