



Ким Д.А., Новиков В.Г.,
Долголева Г.В., Кошелев К.Н.,
Соломянная А.Д.

Моделирование источников EUV-излучения с учетом детальной кинетики, включенной in-line в программу радиационной газодинамики

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Моделирование источников EUV-излучения с учетом детальной кинетики, включенной in-line в программу радиационной газодинамики / Д.А.Ким [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2012. № 51. 23 с. URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2012-51>

О р д е н а Л е н и н а
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
им. 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

Д.А. Ким, В.Г. Новиков, Г.В. Долголева,
К.Н. Кошелев, А.Д. Соломянная

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ EUV-ИЗЛУЧЕНИЯ
С УЧЕТОМ ДЕТАЛЬНОЙ КИНЕТИКИ,
ВКЛЮЧЕННОЙ IN-LINE В ПРОГРАММУ
РАДИАЦИОННОЙ ГАЗОДИНАМИКИ

Москва, 2012

Аннотация

Д.А. Ким, В.Г. Новиков, Г.В. Долголева, К.Н. Кошелев, А.Д. Соломянная
Моделирование источников EUV-излучения с учетом детальной кинетики, включенной in-line в программу радиационной газодинамики

Построена модель нестационарной неравновесной излучающей плазмы с учетом поуровневой кинетики и переноса излучения в спектральных линиях. Проведено моделирование разлета и излучения сферической мишени в результате воздействия на нее лазерного импульса. Реализовано численное решение уравнений двухтемпературной 1D-газодинамики в лагранжевой форме. Поле излучения и поуровневая кинетика учитываются самосогласованным образом с применением двух методик: с использованием интерполяции между заранее рассчитанными таблицами спектральных данных и путем включения кинетики in-line в г/д расчет. Получены оценки эффективности конверсии в EUV-излучение для плазмы лития и олова. Данная задача имеет важное прикладное значение для EUV-литографии, применяемой при производстве микрочипов. Полученные результаты для эффективности конверсии при оптимальных параметрах лазерного импульса составляют для лития $\sim 1\%$ и для олова $\sim 5\%$, что находится в согласии с экспериментальными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, грант РФФИ 12-01-00744-а.

D.A. Kim, V.G. Novikov, G.V. Dolgoleva, K.N. Koshelev, A.D. Solomyannaya
EUV-source modeling with account of detailed level kinetics included in-line into gasdynamic calculations

The model of nonstationary non-equilibrium radiative plasma with accounting for level kinetics and radiative transport in spectral lines is constructed. The modeling of spherical target explosion and emission as a result of laser pulse is carried out. Numerical calculation of two-temperature 1D Lagrangian equations of gasdynamics is realized. Radiation field and level kinetics are accounted self-consistently by using two different approaches: using interpolation between pre-calculated tables of spectral parameters and with account of detailed level kinetics included in-line into gasdynamic calculations. The efficiency of extreme ultraviolet source based on lithium and tin laser plasma is estimated. The results have a significant value for EUV-lithography, which is used in microchip production. Obtained efficiency of EUV-source at optimal parameters of laser pulse is $\sim 1\%$ for lithium and $\sim 5\%$ for tin, that is close to experimental data.

The work is partially supported by RFBR (Grant 12-01-00744-a).

Введение

EUV-излучение (extreme ultraviolet), жесткое ультрафиолетовое излучение или мягкий рентген с длинами волн порядка десяти нанометров, представляет большой интерес как инструмент для "печати" микрочипов с разрешением в 20 нм и менее. Эта технология называется EUV-литография, и она позволяет выпускать гораздо более производительные микросхемы, чем это допускают существующие установки оптической литографии [1, 2].

Принципиально важно излучение на длине волны 13.5 нм, так как будущая технология использует кремний-молибденовые зеркала, которые эффективно отражают излучение именно в этом диапазоне. Проекционная оптика, которая используется в оптической литографии, для EUV-литографии не подходит, так как коротковолновое излучение поглощается большинством сред.

Одной из основных проблем на пути создания новой технологии является получение источника EUV-излучения достаточно высокой мощности с максимально возможной эффективностью конверсии. Для экономически обоснованного производства требуется мощность источника ~ 1 кВт и более в 2%-ом диапазоне длин волн около 13.5 нм. Кроме того, большое значение имеет размер источника и дебрис, то есть горячие капельки вещества и быстрые ионы, которые загрязняют и разрушают зеркала.

Источником EUV-излучения может быть лазерная плазма (LPP – laser produced plasma) и разрядная плазма (DPP – discharge produced plasma). В данной работе рассматривается лазерная плазма, которая на данный момент считается наиболее вероятным источником излучения для EUV-литографии. Современные установки на основе DPP имеют ряд существенных технических недостатков, что делает их малоприменимыми для конвейерного производства микрочипов.

В данной работе построена модель источника EUV-излучения с использованием олова и лития, которые имеют яркие линии в нужном

спектральном диапазоне. Реализовано самосогласованное решение уравнений газодинамики, поуровневой кинетики и переноса излучения для детального расчета спектров излучения нестационарной неравновесной плазмы. Проведено сравнение двух методик согласования этих уравнений. Первая методика основана на использовании таблиц спектральных свойств плазмы, полученных в двух предельных случаях: для прозрачной плазмы, и для плазмы с запертыми линиями (реализовано в коде SND_RUSAM table). Вторая методика основана на самосогласованном решении уравнений поуровневой кинетики и переноса излучения в процессе расчета газодинамических параметров (реализовано в коде SND_RUSAM in-line). Получены оценки эффективности конверсии по обеим методикам, которые сопоставлены с данными эксперимента.

Вероятности радиационных и столкновительных процессов, входящие в систему уравнений поуровневой кинетики, рассчитаны на основе атомных данных, полученных с помощью программ FAC [3] и CATS [4], с коррекцией на основе использования банка данных NIST [5] и экспериментальных данных, полученных в Институте спектроскопии РАН [6]. Детальные атомные данные были усреднены с использованием методики RUSAM [7], что позволило существенно сократить время счета. Спектральные коэффициенты поглощения и излучения вычислялись по программе THERMOS [8].

1. Постановка задачи

Рассматривается сферически симметричная капля лития или олова с радиусом $R = 100$ мкм, которая равномерно по всей поверхности освещается лазерным излучением. Как известно, оптимальным является использование CO₂-лазера с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм. Предполагается, что лазерный импульс имеет гауссово распределение по времени $Q(t) = I_0 \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{\tau^2}\right)$ с длительностью импульса $\tau = 30$ нс. Рассматриваются интенсивности на пике мощности $I_0 = 10^9 \div 10^{13}$ Вт/см². В результате воздействия лазера образуется плазма, в которой присутствуют ионы различной кратности, в том числе ионы, которые дают наибольший вклад в спектр излучения в EUV-диапазоне. Образующаяся плазма является неоднородной, нестационарной, и её излучение неравновесно. Для расчета спектров излучения такой плазмы необходимо решать самосогласованным образом уравнения газовой динамики, переноса излучения и поуровневой кинетики.

2. Самосогласованное решение уравнений газовой динамики, переноса излучения и поуровневой кинетики

2.1 Основная система уравнений

Система уравнений двухтемпературной радиационной газовой динамики в лагранжевой форме имеет вид:

- уравнение движения

$$\frac{du}{dt} = -r^\nu \frac{\partial(p_e + p_i + p_r)}{\partial m}; \quad (1)$$

- уравнение непрерывности

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial m} (r^\nu u); \quad (2)$$

- уравнение пересчета эйлеровой координаты

$$\frac{dr}{dt} = u; \quad (3)$$

- уравнение для изменения энергии электронной компоненты

$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = -p_e \frac{\partial}{\partial m} (r^\nu u) + \frac{1}{\rho} \sum_g (\kappa_g^P c U_g - 4\pi j_g) + C_{ie}(T_i - T_e) - \frac{\partial W_e}{\partial m} + \frac{\partial q}{\partial m}; \quad (4)$$

- уравнение для изменения энергии ионной компоненты

$$\frac{d\varepsilon_i}{dt} = -p_i \frac{\partial}{\partial m} (r^\nu u) + C_{ie}(T_e - T_i) - \frac{\partial W_i}{\partial m}; \quad (5)$$

- уравнение переноса излучения в диффузионном многогрупповом приближении

$$\frac{\partial U_g}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} (r^\nu S_g) + p_{rg} \frac{\partial}{\partial r} (r^\nu u) = 4\pi j_g - \kappa_g^P c U_g. \quad (6)$$

Здесь $W_e = -\chi_e r^\nu \frac{\partial T_e}{\partial r}$ – тепловой поток электронов,

$W_i = -\chi_i r^\nu \frac{\partial T_i}{\partial r}$ – тепловой поток ионов, $S_g = -\frac{c}{3\kappa_g^R} \frac{\partial U_g}{\partial r}$ – плотность потока

энергии излучения в спектральной группе g , $m = \int_0^r r^\nu \rho dr$ – массовая координата.

В системе уравнений (1) - (6) используются следующие обозначения: T_e, T_i – электронная и ионная температуры; ρ – плотность вещества; r – эйлерова пространственная координата; u – газодинамическая скорость вещества; p_e, p_i – электронная и ионная компоненты давления; $p_r = \sum_g p_{rg}$ – давление излучения; $\varepsilon_e, \varepsilon_i$ – внутренняя удельная энергия электронов и ионов соответственно; χ_e, χ_i – коэффициенты электронной и ионной теплопроводности; C_{ie} – коэффициент электрон-ионной релаксации; U_g – плотность энергии излучения в группе g ; κ_g^P, κ_g^R – групповые коэффициенты поглощения, усредненные по Планку и по Росселанду соответственно; j_g – групповая излучательная способность; q – поток энергии лазера.

Показатель симметрии ν может принимать следующие значения: $\nu = 0$ для плоской геометрии, $\nu = 1$ для цилиндрической геометрии, $\nu = 2$ для сферической геометрии.

Уравнение состояния, коэффициенты поглощения, излучения и другие коэффициенты, входящие в уравнения (1) - (6), определяются степенью ионизации и концентрациями ионов в веществе. Для вычисления концентраций x_{ks} ионов кратности k в состоянии s решается система уравнений поуровневой кинетики

$$\begin{aligned} \frac{dx_{ks}}{dt} = & -x_{ks} \left(\sum_{s'} R_{ks \rightarrow k-1, s'} + \sum_{s'} I_{ks \rightarrow k+1, s'} + \sum_{s'} T_{ks \rightarrow k, s'} \right) + \\ & + \sum_{s'} x_{k+1, s'} R_{k+1, s' \rightarrow k, s} + \sum_{s'} x_{k-1, s'} I_{k-1, s' \rightarrow k, s} + \sum_{s'} x_{ks'} T_{ks' \rightarrow ks}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь скорость рекомбинации из состояния ks в состояние $k-1, s'$ определяется как

$$R_{ks \rightarrow k-1, s'} = \alpha^{ir}(ks \rightarrow k-1, s') + \alpha^{phr}(ks \rightarrow k-1, s') + \alpha^{dc}(ks \rightarrow k-1, s'),$$

где $\alpha^{ir}(ks \rightarrow k-1, s')$, $\alpha^{phr}(ks \rightarrow k-1, s')$ и $\alpha^{dc}(ks \rightarrow k-1, s')$ – скорости трехчастичной рекомбинации, фоторекомбинации и диэлектронного захвата иона из состояния ks в состояние $k-1, s'$.

Скорость ионизации иона из состояния ks в состояние $k + 1, s'$:

$$I_{ks \rightarrow k+1, s'} = \alpha^{ii}(ks \rightarrow k + 1, s') + \alpha^{phi}(ks \rightarrow k + 1, s') + \alpha^{ai}(ks \rightarrow k + 1, s'),$$

где $\alpha^{ii}(ks \rightarrow k + 1, s')$, $\alpha^{phi}(ks \rightarrow k + 1, s')$ и $\alpha^{ai}(ks \rightarrow k + 1, s')$ – скорости столкновительной ионизации, фотоионизации и автоионизации иона из состояния ks в состояние $k + 1, s'$.

Радиационные и столкновительные процессы возбуждения и тушения:

$$\begin{aligned} T_{ks \rightarrow ks'} &= \alpha^{ex}(ks \rightarrow ks') + \alpha^{abs}(ks \rightarrow ks'), \\ T_{ks' \rightarrow ks} &= \alpha^{dex}(ks' \rightarrow ks) + \alpha^{em}(ks' \rightarrow ks). \end{aligned}$$

Через скорости элементарных процессов концентрации связаны с температурой электронов, плотностью и полем излучения в данной точке пространства в данный момент времени. Таким образом, система уравнений газодинамики, переноса излучения и поуровневой кинетики требует самосогласованного решения [8, 9].

Число различных состояний ионов, которые необходимо учитывать, для элементов с большим Z может оказаться чрезвычайно большим. Для олова, например, уравнений кинетики будет порядка 100 000. Решать эту систему необходимо в каждой ячейке пространства в каждый момент времени. Это требует огромных вычислительных ресурсов даже для одномерной задачи. Поэтому необходимо использовать приближения, позволяющие существенно сократить время счета, при этом не сильно искажая результаты.

Такое приближение, или методика RUSAM (radiative unresolved spectra atomic model), разработано в [7] и используется в данной работе. Методика RUSAM позволяет провести эффективное усреднение атомных данных и существенно сократить количество уравнений кинетики.

Численная схема и метод решения уравнений газовой динамики (1) - (6) реализованы в коде СНДП и описаны в работе [10]. В исходном коде было использовано приближение среднего иона для описания ионизационного состояния и транспортных свойств вещества. В данной работе используется модификация этой программы с детальным учетом поуровневой кинетики методом интерполяции (код SND_RUSAM table) и путем включения кинетики в г/д расчет (код SND_RUSAM in-line). При этом уравнения состояния, транспортные коэффициенты и спектральные характеристики вещества вычисляются непосредственно при проведении газодинамического расчета.

2.2 Методика усреднения атомных данных RUSAM

Атомные данные, включающие уровни энергий ионов, положения спектральных линий и силы осцилляторов (вероятности переходов), составляют огромный объем информации – несколько гигабайт. Использование таких данных непосредственно в газодинамических расчетах весьма затруднительно. При решении уравнений поуровневой кинетики целесообразно использовать усредненные характеристики, оставляя возможность возврата к детальной информации. На практике удобно проводить такие усреднения, объединяя группы близких по энергии состояний ионов.

Пусть для заданного вещества и некоторой области температур и плотностей выбраны интервалы энергии фотонов $[E_g, E_{g+1}]$, наиболее точно передающие основные особенности спектра излучения (поглощения) этого вещества.

Для упрощенного описания ионизационного состояния плазмы распределим уровни энергии иона кратности k по некоторым группам s с достаточно близкими по величине энергиями. В группу s может войти:

- часть уровней некоторой конфигурации;
- все уровни этой конфигурации;
- уровни нескольких конфигураций (суперконфигурация).

Пусть x_{ks} – концентрация такой группы состояний, g_{ks} – ее статистический вес. Среднюю энергию E_{ks} такой группы состояний определим по формуле

$$E_{ks} = \frac{1}{g_{ks}} \sum_{\gamma J \in ks} g_{ks\gamma J} E_{ks\gamma J}, \quad g_{ks} = \sum_{\gamma J \in ks} g_{ks\gamma J}, \quad (8)$$

где $E_{ks\gamma J}$ – уровни энергии, соответствующие некоторым квантовым числам γ и моменту J состояния иона из группы ks .

С учетом заданных интервалов энергий фотонов проводится предварительная обработка файлов, содержащих детальную информацию о спектральных линиях. Для описания линий $ks\gamma J \leftrightarrow ks'\gamma'J'$ между двумя группами состояний s и s' иона кратности k используются усредненные силы осцилляторов $g_{fg}(ks, ks')$ (g_f -факторы) и энергии переходов $\omega_g(ks, ks')$, которые вычисляются по формулам

$$g_{fg}(ks, ks') = \sum_{\gamma J \in ks, \gamma' J' \in ks'} g_f(ks\gamma J, ks'\gamma' J'), \quad (9)$$

$$\omega_g(ks, ks') = \frac{\sum_{\gamma J \in ks, \gamma' J' \in ks'} \omega(ks\gamma J, ks'\gamma' J') g_f(ks\gamma J, ks'\gamma' J')}{\sum_{\gamma J \in ks, \gamma' J' \in ks'} g_f(ks\gamma J, ks'\gamma' J')}. \quad (10)$$

Суммирование в (9) и (10) проводится по всем переходам $ks\gamma J \leftrightarrow ks'\gamma' J'$, таким, что соответствующая энергия перехода попадает в заданный групповой интервал, то есть $E_g \leq \omega(ks\gamma J, ks'\gamma' J') < E_{g+1}$.

На рис. 1 в качестве примера изображены исходный набор линий и его "свертка" для олова.

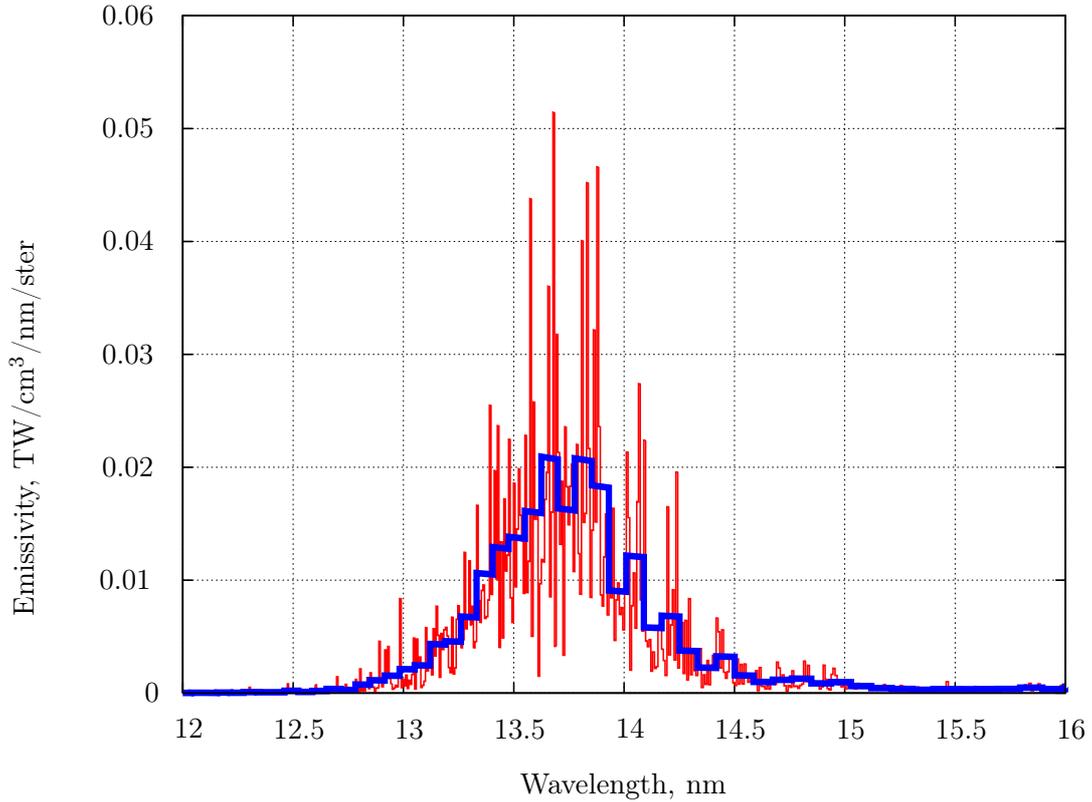


Рис. 1. Излучательная способность олова в EUV-диапазоне при температуре $T = 20$ эВ и плотности электронов $N_e = 10^{19}$ 1/см³. Детальный спектр (красная кривая) и спектр с усреднением атомных данных по методике RUSAM (синяя кривая)

В отличие от большинства задач радиационной газовой динамики, при исследовании источников EUV-излучения существует необходимость учитывать детальный спектр излучения плазмы. Для этого подбирается специальная неравномерная сетка по энергиям фотонов с детализацией

в EUV-диапазоне, которая отражает особенности спектра излучения данного вещества. Помимо использования усредненной методики, некоторые достаточно сильные (оптически плотные) линии описываются более детально с помощью профиля Фойгта, что позволяет учесть перераспределение энергии за счет крыльев этих линий в интересующей области спектра [8], [11] - [13]. Профили линий в приближении Фойгта имеют вид

$$J_{k_s, k_{s'}}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}D} K\left(\frac{\omega - \omega_{k_s, k_{s'}}}{D}, \frac{\Gamma}{D}\right), \quad K(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y \exp(-s^2)}{(x-s)^2 + y^2} ds, \quad (11)$$

где $D = \frac{\omega_{k_s, k_{s'}}/137}{\sqrt{2\theta/1836A}}$ – доплеровское уширение, $\Gamma = \gamma^{abs} + \gamma^{em} + \gamma^{ex} + \gamma^{dex}$ – лоренцевская ширина.

2.3 Анализ полей излучения на примере мишени из олова

Рассмотрим поведение полей излучения на примере сферической мишени из олова, облученной лазером. В качестве начального состояния берется плотная нагретая плазма олова с плотностью $\rho = 0.5$ г/см³ и температурой $T = 5$ эВ.

На рис. 2 приведены результаты расчета по программе SND_RUSAM in-line температуры и плотности оловянной мишени в один из начальных моментов действия лазерного импульса. На рис. 3 изображены плотности энергии излучения в ячейках, соответствующих распределению температуры и плотности рис. 2, а также планковское распределение при температурах $T = 5$ эВ и $T = 15$ эВ (минимальная и максимальная температуры ячеек).

Из графиков видно, что даже в ранний момент времени действия лазера поле излучения сильно отличается от равновесного планковского спектра. В более холодных ячейках оно "чувствует" влияние далеких горячих ячеек. Фотоны с большими энергиями проникают в более холодные области. Это проявление нелокальности поля излучения. Поэтому расчет концентраций, например, с равновесным планковским полем излучения при данных значениях температур в ячейках (приближение Саха) был бы некорректным.

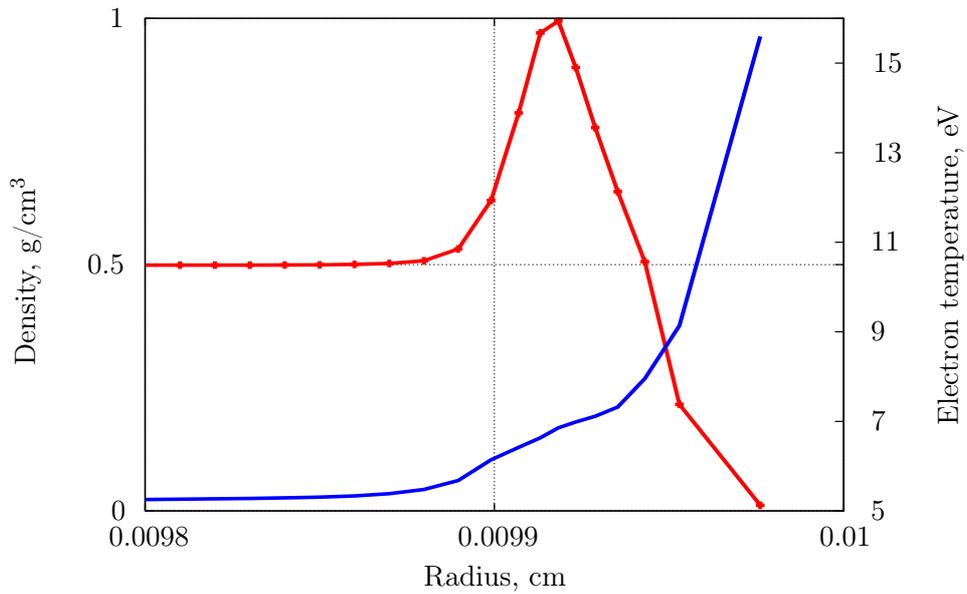


Рис. 2. Температура (синяя кривая) и плотность (красная кривая) на внешней границе оловянной мишени (сферическая капля радиуса $R = 0.01$ см) в момент времени $t = 0.1$ нс при воздействии импульсом CO_2 -лазера с пиковой интенсивностью $I_0 = 2 \cdot 10^{11}$ Вт/см² и длительностью $\tau = 30$ нс

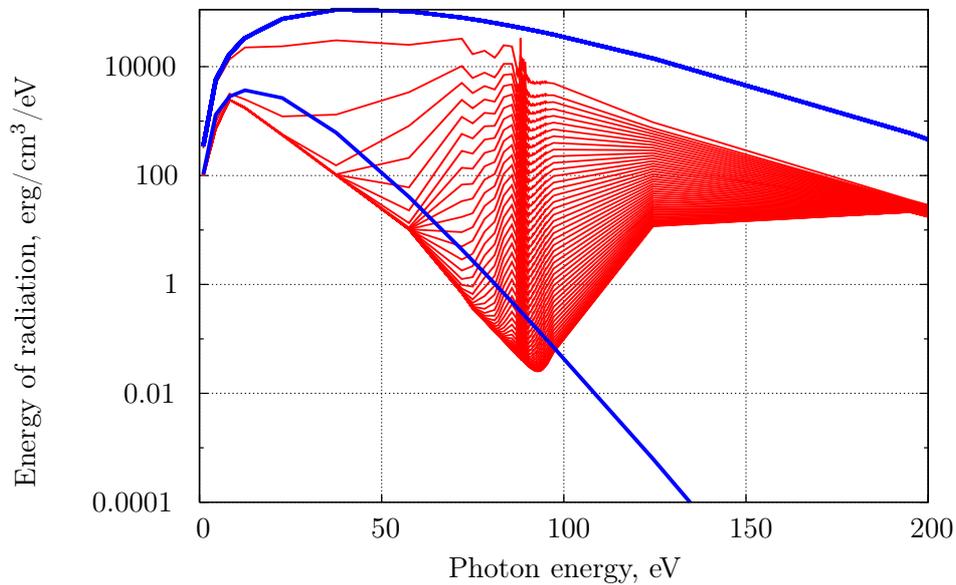


Рис. 3. Распределение спектральной плотности энергии излучения (красные кривые) от центра сферической мишени до ее границы (снизу вверх) и функции Планка при температурах $T = 5$ eV и $T = 15$ eV (синие кривые) в момент времени $t = 0.1$ нс

2.4 Метод согласования спектральных свойств плазмы и поля излучения в газодинамическом расчете с использованием интерполяции табличных данных

Наиболее простой подход для расчета поставленной задачи заключается в использовании двух приближений и интерполяции между ними. Это, прежде всего, приближение прозрачной плазмы (поле излучения $U_\omega = 0$) и приближение термодинамически равновесной плазмы с планковским полем излучения

$$U_\omega^P = \frac{60}{c\pi^4} \sigma \frac{\omega^3}{\exp(\omega/T) - 1},$$

где $\sigma = 1.028 * 10^{-7}$ ТВт/см²/эВ⁴ – постоянная Стефана-Больцмана (ω и T выражены в эВ). Интерполяционным параметром является отношение полученной в расчетах локальной плотности энергии излучения к планковской [9].

Метод можно существенно уточнить, не увеличивая вычислительных затрат, если вместо равновесного случая рассматривать плазму с запертыми линиями в определенных участках спектра [14].

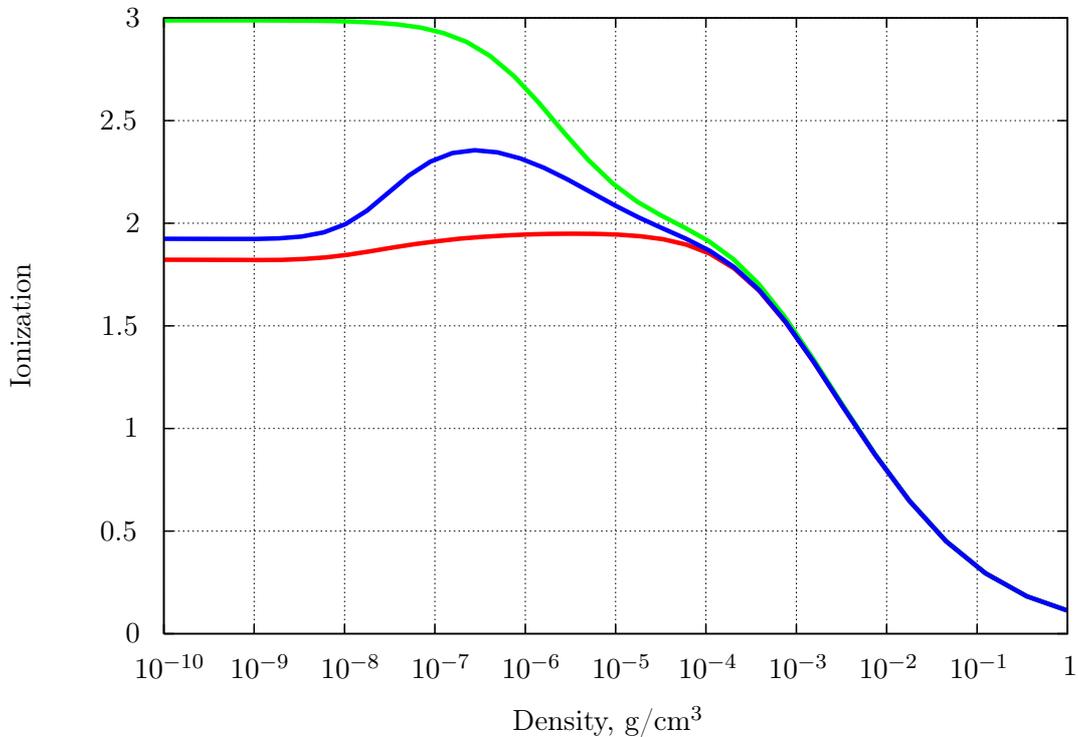


Рис. 4. Изотермы ионизации лития при температуре $T = 10$ эВ для трех предельных случаев: прозрачной плазмы (красная кривая), термодинамически равновесной непрозрачной плазмы (приближение Саха, зеленая кривая) и плазмы с запертыми в EUV-диапазоне линиями (синяя кривая). Расчет проведен по методике RUSAM

Как видно из рис. 4, где приведены степени ионизации лития, рассчитанные в различных приближениях, имеется существенное отличие между приближением полностью непрозрачной плазмы и более точным приближением для плазмы с запертыми линиями, особенно при низких плотностях. Поэтому в данной работе интерполяция проводится между таблицами для прозрачной плазмы и для плазмы с запертыми линиями. Интервалы непрозрачности определяются положением сильных линий для конкретного вещества.

В общем случае параметр интерполяции имеет вид:

$$\xi(r, t) = \frac{\int_{\omega_1}^{\omega_2} U_{\omega}(r, t) d\omega}{\int_{\omega_1}^{\omega_2} \tilde{U}_{\omega} d\omega},$$

где $\tilde{U}_{\omega} = U_{\omega}^P$ в выбранном интервале непрозрачности $[\omega_1, \omega_2]$. Используя параметр ξ , получаем интерполяционные коэффициент поглощения и излучательную способность плазмы для произвольных полей излучения U_{ω} :

$$\kappa_{\omega} = (1 - \xi)\kappa_{\omega}^{(U_{\omega}=0)} + \xi\kappa_{\omega}^{(U_{\omega}=\tilde{U}_{\omega})}, \quad j_{\omega} = (1 - \xi)j_{\omega}^{(U_{\omega}=0)} + \xi j_{\omega}^{(U_{\omega}=\tilde{U}_{\omega})}, \quad (12)$$

где $\kappa_{\omega}^{(U_{\omega}=0)}$, $j_{\omega}^{(U_{\omega}=0)}$ – спектральные коэффициент поглощения и излучательная способность для прозрачной плазмы, а $\kappa_{\omega}^{(U_{\omega}=\tilde{U}_{\omega})}$, $j_{\omega}^{(U_{\omega}=\tilde{U}_{\omega})}$ – соответствующие величины для плазмы с запертыми линиями.

Совместное решение уравнений радиационной газодинамики (1) - (6) и поуровневой кинетики (7) посредством использования таблиц спектральных свойств плазмы, предварительно вычисленных с использованием методики RUSAM, реализовано в коде SND_RUSAM table.

2.5 Метод согласования поля излучения и поуровневой кинетики, включенной in-line в газодинамический расчет

Интерполяционная методика основана на квазистационарном приближении, что не всегда соответствует действительности, в частности, в случае коротких лазерных импульсов. Другой, более точный подход для самосогласованного решения уравнений газодинамики, переноса излучения и поуровневой кинетики основан на методике in-line. Он заключается в том, что в процессе расчета в каждый момент времени в каждой пространственной ячейке решается система уравнений поуровневой кинетики с полем излучения, рассчитанным для этих же ячеек.

Совместное решение уравнений газодинамики (1) - (5), переноса излучения (6) и поуровневой кинетики (7) с использованием методики RUSAM реализовано в коде SND_RUSAM in-line.

3. Результаты расчетов

Для сравнения двух вышеизложенных методик, реализованных в программах SND_RUSAM table и SND_RUSAM in-line, рассматривалась задача о разлете сферически симметричных мишеней из олова или лития с начальным радиусом $R_0 = 100$ мкм в результате воздействия лазерного импульса. Получены распределения газодинамических величин, таких как температура и плотность, а также спектры излучения. Проведены оценки эффективности конверсии при воздействии лазерным импульсом с пиковыми интенсивностями от 10^9 Вт/см² до 10^{13} Вт/см².

3.1 Разлет сферической мишени

На рис. 5 - 8 приведены результаты газодинамических расчетов для капли олова с начальным радиусом $R_0 = 100$ мкм для разных моментов времени. Расчет проведен для CO₂-лазера с пиковой интенсивностью $I_0 = 2 \cdot 10^{11}$ Вт/см² и длиной импульса $\tau = 30$ нс.

Из рис. 5, 6 и 7 видно, что лазерный импульс вызывает сначала волну сжатия мишени, а затем происходит ее разлет, при этом максимальная температура наблюдается на внешней оболочке, где и происходит основной выход EUV-излучения. Большая температура наблюдается также в центре мишени в момент времени, когда туда доходит волна сжатия, но излучение в центральных областях заперто, что подтверждается рис. 8, где показан так называемый escape-фактор, который представляет собой вероятность выхода фотона (в данном случае с длиной волны 13.5 нм) из мишени. В поздние моменты времени, когда плазма разлетелась и имеет низкую плотность, она становится прозрачной, но выход EUV-излучения мал из-за низкой температуры.

Из расчетов видно, что из-за сильной неоднородности плазмы размеры и положения областей свечения в EUV-диапазоне существенно зависят от распределения газодинамических параметров и меняются со временем.

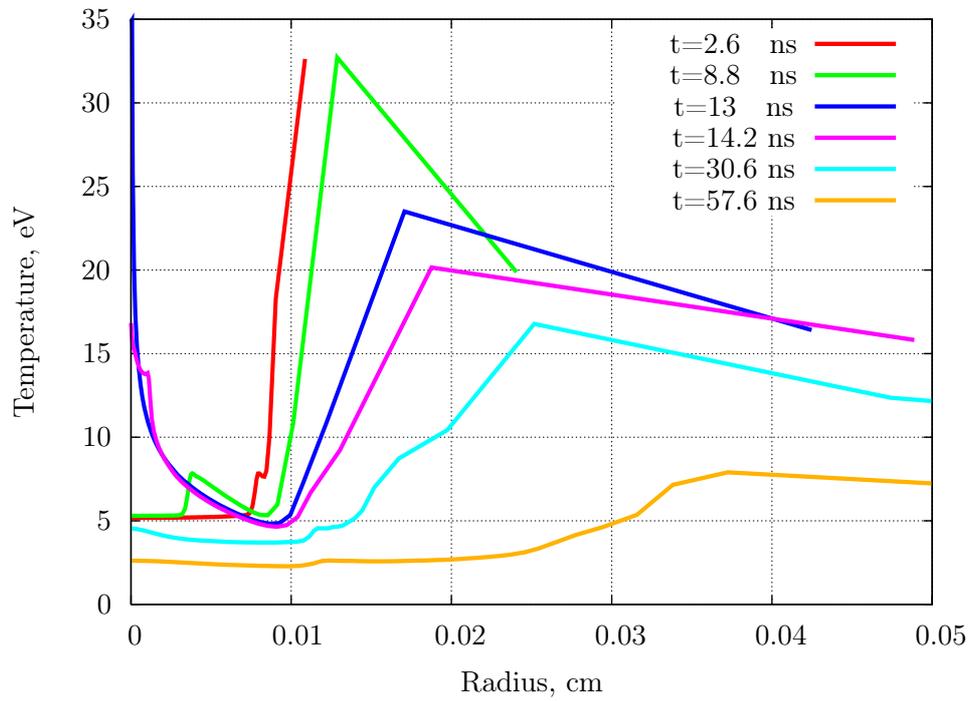


Рис. 5. Графики зависимости температуры электронов от радиуса в различные моменты времени для разлетающейся сферической оловянной мишени

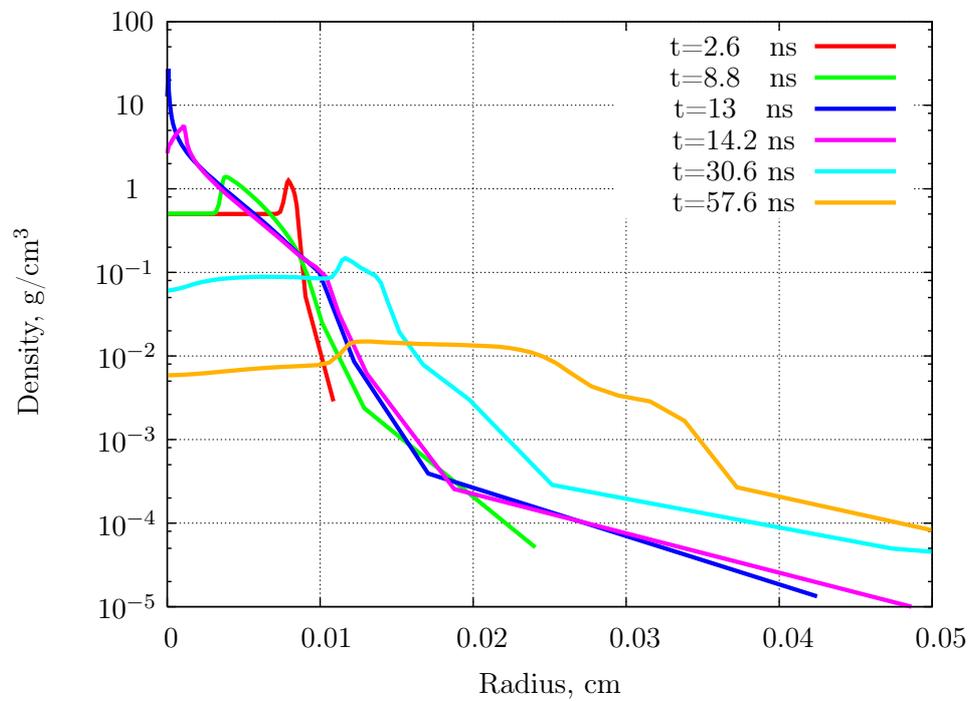


Рис. 6. Графики зависимости плотности от радиуса в различные моменты времени для разлетающейся сферической оловянной мишени

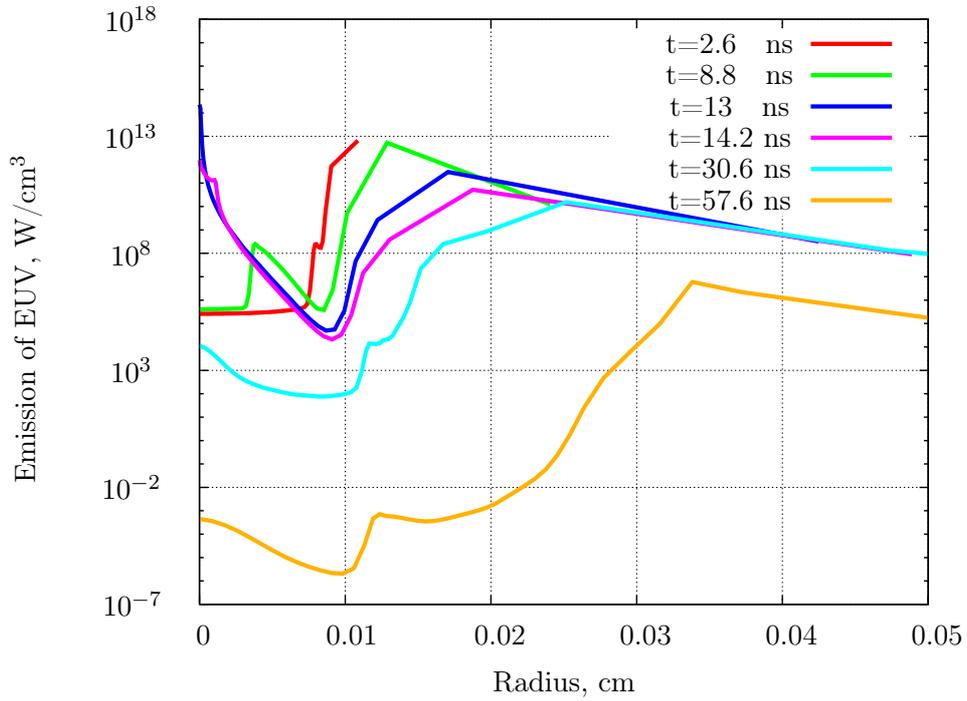


Рис. 7. Графики зависимости мощности EUV-излучения от радиуса в различные моменты времени для разлетающейся сферической оловянной мишени

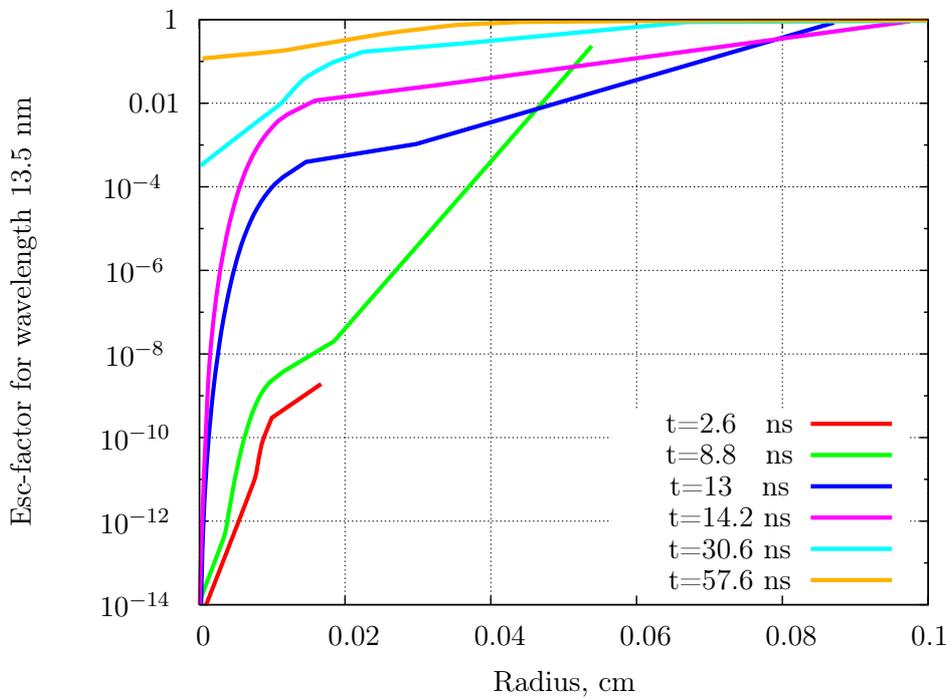


Рис. 8. Вероятность выхода фотонов с длиной волны 13.5 нм наружу в различные моменты времени для разлетающейся сферической оловянной мишени

3.2 Спектры излучения лития и олова

В результате расчета по двум программам SND_RUSAM table и SND_RUSAM in-line были получены спектры излучения плазмы лития и олова.

Из рис. 9 - 12 видно, что обе методики дают близкие результаты, при этом расчет по методике in-line существенно дороже, чем расчет по методике с интерполяцией (15 часов против 5 минут на одном ядре персонального компьютера). Таким образом, расчеты, проведенные по более точной методике in-line, показывают, что метод с интерполяцией дает разумные результаты и его применение при решении подобных задач вполне обоснованно. Это важный результат, так как метод с интерполяцией применяется в более сложных 2D- и 3D-моделях, где применение метода in-line пока затруднительно даже с использованием высокопроизводительных многопроцессорных вычислительных систем с распределенной памятью.

На рис. 13 приведено сравнение расчетного спектра излучения олова с экспериментальным. Видно, что имеется неплохое согласие результатов расчета с экспериментальными данными. Сдвиг расчетного спектра в коротковолновую область объясняется, скорее всего, "перегревом плазмы" за счет использования упрощенной модели поглощения лазерной энергии.

Вкратце модель поглощения лазерного излучения заключается в следующем. Если плотность i -ой ячейки больше критической $\rho_i \geq \rho_{cr}$, то в этой ячейке поглощается энергия, равная $q_{abs} = q_i - q_{refl}$, где q_i – энергия лазера, дошедшая до i -ой ячейки, q_{refl} – энергия, отраженная от критической плотности (зависит от свойств вещества и параметров газодинамической ячейки). Если же плотность i -ой ячейки меньше критической $\rho_i < \rho_{cr}$, то в этой ячейке поглощается энергия $q_{abs} = q_i \exp(-\kappa_i dr_i)$, где κ_i – коэффициент поглощения лазерной энергии в i -ой ячейке, а dr_i – размер i -ой ячейки.

Излучение олова в диапазоне длин волн $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$ определяется в основном ионами Sn^{8+} , Sn^{9+} , Sn^{10+} , Sn^{11+} , Sn^{12+} , у лития же в данном диапазоне всего одна яркая линия, соответствующая переходу $1s \leftrightarrow 2p$ водородоподобного иона Li^{2+} . При оптимальных параметрах (максимальной эффективности конверсии) интегральная по времени спектральная чистота, то есть отношение энергии, излученной в 2%-ом интервале длин волн около 13.5 нм , к полной излученной энергии составляет для олова $\sim 10\%$, а для лития $\sim 27\%$.

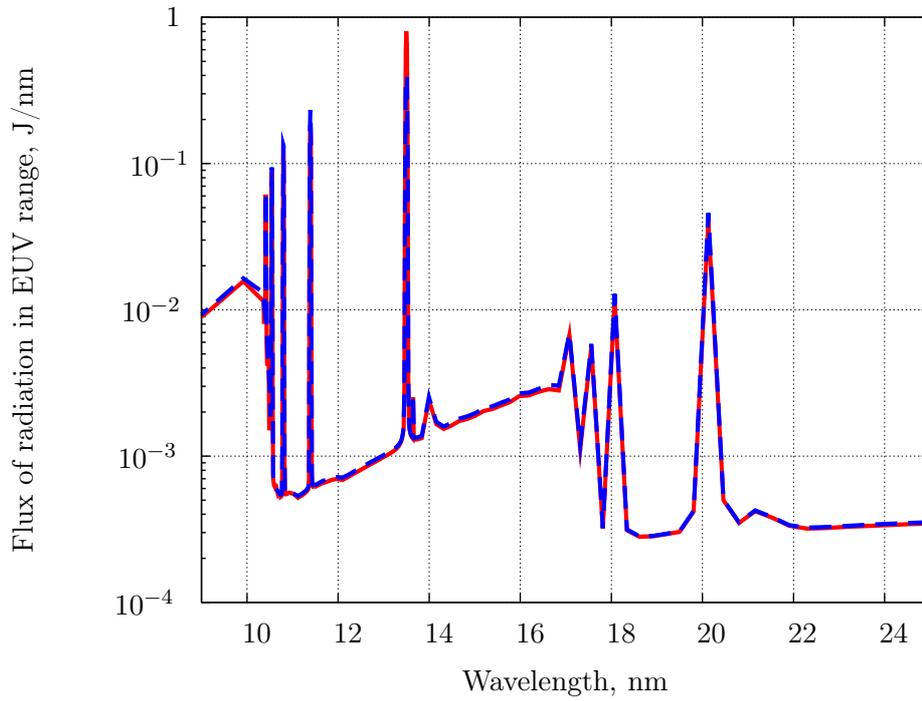


Рис. 9. Спектр излучения литиевой мишени после воздействия лазерным импульсом с пиковой интенсивностью $I_0 = 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см², рассчитанный по методике с интерполяцией (красная сплошная кривая) и по методике in-line (штрихованная синяя кривая)

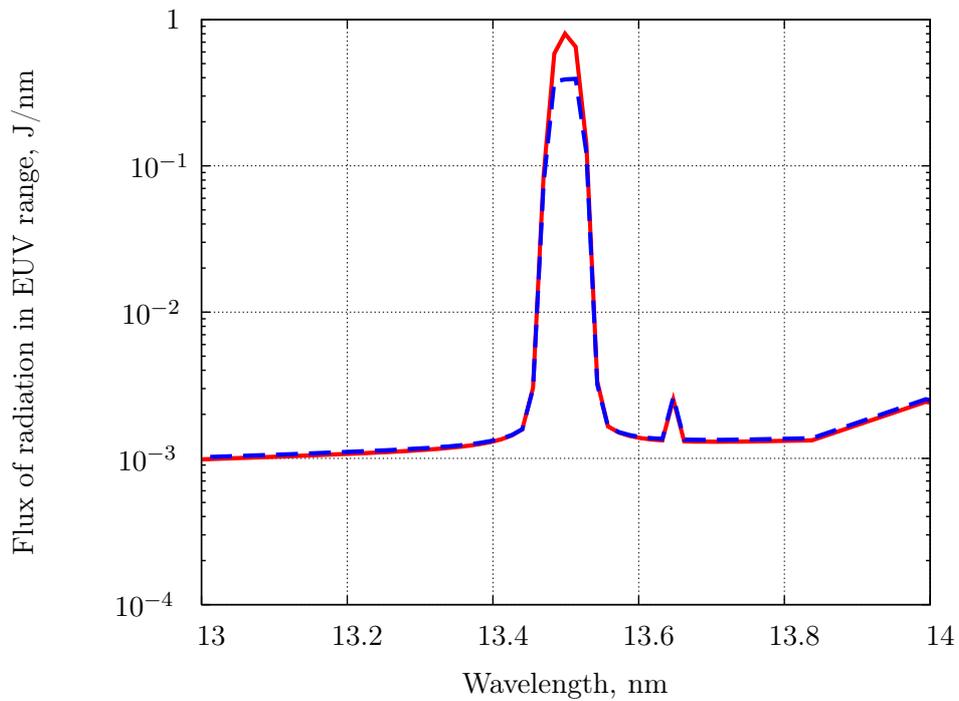


Рис. 10. То же, что на рис. 9, но с детализацией в EUV-диапазоне

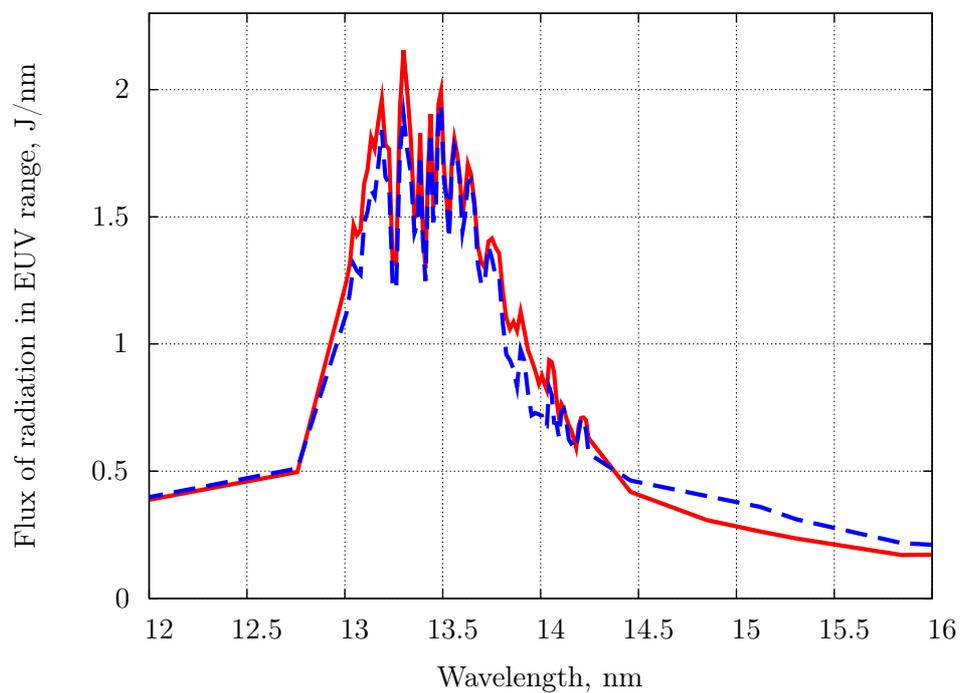


Рис. 11. Спектр излучения оловянной мишени после воздействия лазерным импульсом с пиковой интенсивностью $I_0 = 2 \cdot 10^{11}$ Вт/см², рассчитанный по методике с интерполяцией (красная сплошная кривая) и по методике in-line (штрихованная синяя кривая)

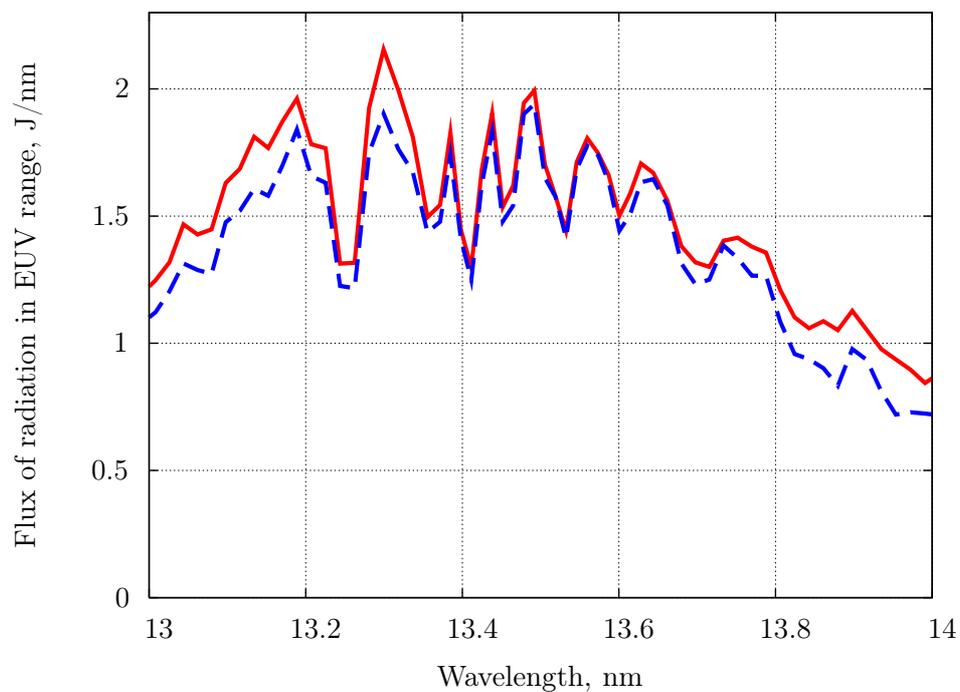


Рис. 12. То же, что на рис. 11, но с детализацией в EUV-диапазоне

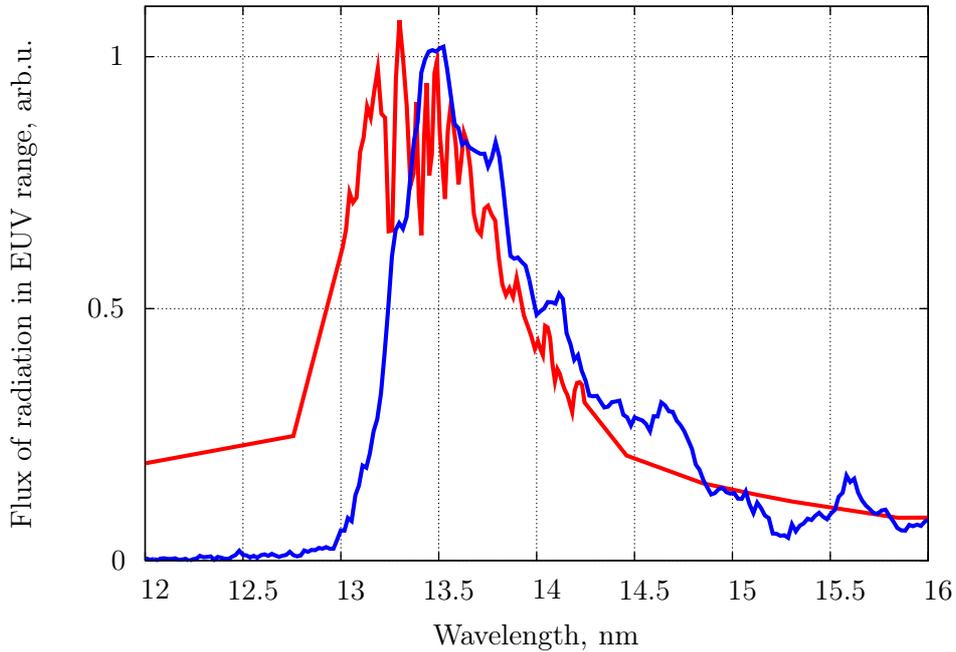


Рис. 13. Сравнение спектра излучения олова, рассчитанного с помощью кода SND_RUSAM table (красная кривая), с экспериментально измеренным спектром (синяя кривая, Институт спектроскопии РАН)

3.3 Эффективность конверсии

Одной из важнейших характеристик источника EUV-излучения является эффективность конверсии, которая представляет собой отношение энергии E_{inband} , излученной источником в 2%-ом интервале длин волн около 13.5 нм в телесный угол 2π , к затраченной энергии лазера

$$CE = \frac{E_{inband}}{E_{laser}} * 100\%. \quad (13)$$

На рис. 14 приведены зависимости эффективности конверсии CE от пиковых интенсивностей лазерного импульса для олова и лития, рассчитанные по двум исследуемым методикам с интерполяцией таблиц и путем in-line расчетов. Излучение вычислялось в телесном угле 4π , что соответствует 2π для плоской мишени, для сферической полученные значения надо поделить на 2. В экспериментах получают примерно такие же цифры [15].

Заметим, что хотя в целом результаты методик SND_RUSAM table и SND_RUSAM in-line неплохо согласуются друг с другом, тем не менее максимальное отличие составляет $\sim 40\%$ для лития и $\sim 25\%$ для олова, что является весьма существенным в практических приложениях.

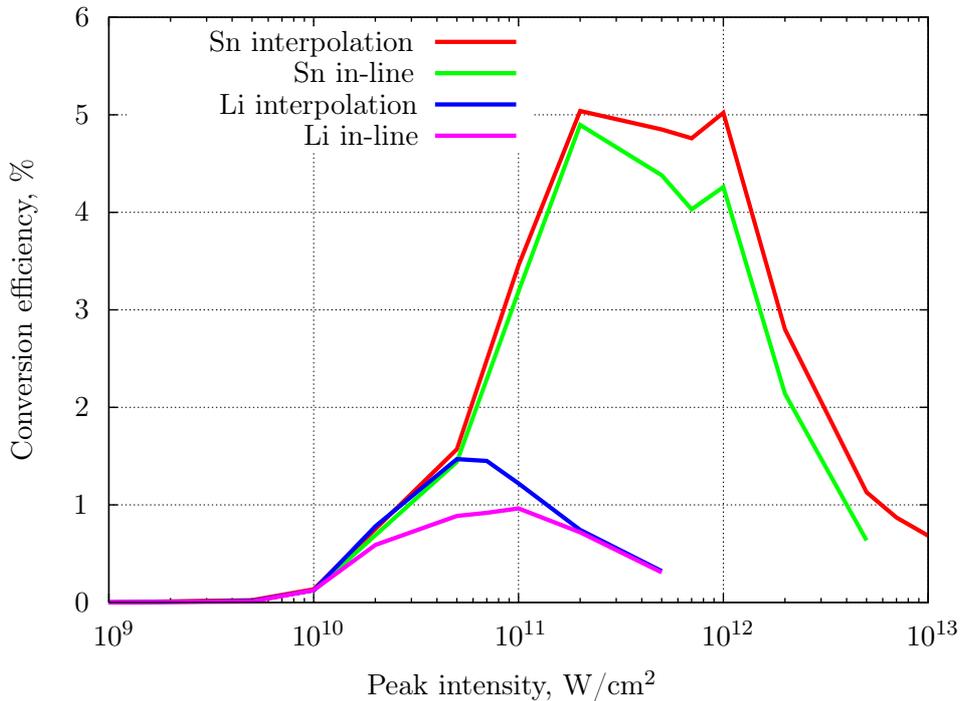


Рис. 14. Эффективности конверсии CE для олова и лития, полученные по программам SND_RUSAM table и SND_RUSAM in-line

Заключение

Построена численная модель источника EUV-излучения на основе плазмы лития и олова. Данная модель исследована с помощью программных комплексов SND_RUSAM table и SND_RUSAM in-line, основанных на самосогласованном решении уравнений газовой динамики, переноса излучения и поуровневой кинетики. Программа SND_RUSAM table использует методику интерполяции между готовыми таблицами спектральных свойств плазмы, полученных для некоторых предельных случаев. В программе SND_RUSAM in-line применяется методика решения системы уравнений поуровневой кинетики в процессе расчета уравнений радиационной газодинамики в каждый момент времени. Для эффективного усреднения атомных данных в этом случае использована методика RUSAM, позволяющая существенно сократить число уравнений поуровневой кинетики и уменьшить время расчета. Оба рассмотренных подхода дают близкие результаты (см. рис. 9 - 12), что позволяет сделать вывод о применимости более простого и дешевого подхода с интерполяцией для массовых расчетов подобных задач. Получены спектры излучения лития и олова для широкого диапазона параметров лазерного импульса, проведены оценки эффективности конверсии. Результаты расчетов согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Список литературы

- [1] V. Bakshi. EUV Source Technology: Challenges and Status, EUV Sources for Lithography, Vivek Bakshi Editor. SPIE Press, Bellingham, Washington, USA, 2006.
- [2] Konstantin N. Koshelev, Vladimir V. Ivanov, Vladimir G. Novikov, Viacheslav Medvedev, Alexander S. Grushin and Vladimir M. Krivtsun. RZLINE code modeling of distributed tin targets for laser-produced plasma sources of extreme ultraviolet radiation, Journal of Micro/Nanolithography. MEMS, and MOEMS(JM3) v.11(2), 2012.
- [3] M.F. Gu. FAC: <http://kipac-tree.stanford.edu/fac>, Stanford University.
- [4] R.D. Cowan et al., CATS: <http://aphysics2.lanl.gov/tempweb>, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico.
- [5] Yu. Ralchenko, A.E. Kramida, J. Reader and NIST ASD Team (2011). NIST Atomic Spectra Database (ver. 4.1.0), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2012, June 22]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- [6] I.Yu. Tolstikhina, S.S. Churilov, A.N. Ryabtsev, K.N. Koshelev. Atomic Tin Data, in the book EUV Sources for Lithography, V. Bakshi, Ed., 113, SPIE Press, Bellingham, WA, 2005.
- [7] V.G. Novikov, K.N. Koshelev, A.D. Solomyannaya. Radiative unresolved spectra atomic model, Physics of Extreme States of Matter, Chernogolovka, 2010, p.21-24.
- [8] A.F. Nikiforov, V.G. Novikov, and V.B. Uvarov. Quantum-statistical models of hot dense matter: methods for calculation opacity and equation of state. Birkhauser, Basel-Boston-Berlin, 2005.
- [9] В.Г. Новиков, А.Д. Соломянная, Спектральные характеристики плазмы, согласованные с излучением. ТВТ. 1998. Т. 36, вып. 6, с. 858-864.
- [10] С.А. Бельков, Г.В. Долголева. Модель среднего иона для расчета кинетики ионизации, населенностей возбужденных уровней и спектральных коэффициентов переноса излучения в программе СНДП. ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1992, вып. 1, с. 59-61.

- [11] В.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. - М.: Наука, 1979.
- [12] Д. Михалас. Звёздные атмосферы. Т.1,2. - М.: Мир, 1982.
- [13] И.И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. - М.: Наука, 1977.
- [14] V.G. Novikov, V.V. Ivanov, K.N. Koshelev, V.M. Krivtsun, A.D. Solomyanaya., Calculation of tin emission spectra in discharge plasma: The influence of reabsorption in spectral lines, High Energy Density Physics 3(1–2), 2007, p. 198–203.
- [15] S.A. George, W.T. Silfvast, K. Takenoshita, R.T. Bernath, C. Koay, G. Shimkaveg, M.C. and Richardson. Comparative extreme ultraviolet emission measurements for lithium and tin laser plasmas, Opt. Lett. 32, 2007, p. 997-999.

Содержание

Введение	3
1. Постановка задачи	4
2. Самосогласованное решение уравнений газовой динамики, переноса излучения и поуровневой кинетики	5
2.1 Основная система уравнений	5
2.2 Методика усреднения атомных данных RUSAM	8
2.3 Анализ полей излучения на примере мишени из олова	10
2.4 Метод согласования спектральных свойств плазмы и поля излучения в газодинамическом расчете с использованием интерполяции табличных данных	12
2.5 Метод согласования поля излучения и поуровневой кинетики, включенной in-line в газодинамический расчет	13
3. Результаты расчетов	14
3.1 Разлет сферической мишени	14
3.2 Спектры излучения лития и олова	17
3.3 Эффективность конверсии	20
Заключение	21
Список литературы	22