

дырка приобретает большую, но конечную массу, $M \sim 1/J$. В результате спектр композитной дырки на 2D-квадратной решетке принимает вид [39]

$$E_h = E_b + J(\cos k_x + \cos k_y)^2. \quad (26)$$

Для возникновения сверхпроводимости в системе нам надо создать пару из двух композитных дырок $h_{i\sigma} h_{j-\sigma}$, т.е. фактически четверку $f_{i\sigma} b_i f_{j-\sigma} b_j$, состоящую из двух спинов и двух холонов, расположенных в узлах i и j квадратной решетки.

Возможность образования связанного состояния двух композитных дырок определяется характером остаточного взаимодействия между ними. Остаточное взаимодействие двух дырок при малых концентрациях ($x \ll 1$) носит диполь-дипольный характер [40] (Shraiman, Siggia, 1990) и в 2D-случае имеет вид $V(r) \sim \lambda/r^2$.

Как показано Белиничером и др. [41] (1995), [42] (2001) такое взаимодействие на решетке может привести к возникновению мелкого связанного состояния для двух композитных дырок в $d_{x^2-y^2}$ -канале в пределе малых концентраций дырок.

Отметим, что этот результат получен в спин-поляризованном приближении к t - J -модели в пренебрежении следующими за ближайшими перескоками t' и t'' . В противоположном случае больших концентраций дырок d-спаривание (уже куперовского типа) получено в t - J -модели в работе Kagan, Rice [43]. В недавней работе группы Плакиды [44] получено точное выражение для T_c в d-канале для t - J -модели с учетом предэкспоненты. В связи с этим представляется очень интересным рассмотреть хорошо известную кривую зависимости T_c от x для ВТСП-систем как BCS-BEC-кроссовер для спаривания двух композитных дырок в d-канале.

7. Заключение

Кратко перечислим основные результаты, представленные в данном докладе. В резонансном приближении $a \gg r_0$ мы вывели и точно решили интегральные уравнения для троек и четверок в 3D- и 2D-случаях. Мы вычислили амплитуду рассеяния молекулы на молекуле в 3D- и 2D-резонансном ферми-газе, а также энергии связанных состояний всех возможных комплексов их трех и четырех частиц в 2D-случае. В результате нам удалось построить фазовую диаграмму резонансного ферми-газа и ферми-бозе-смеси. Мы также предложили новый сценарий для сверхпроводимости в ВТСП-системах, основанный на образовании в d-канале сверхпроводящей пары из двух композитных дырок, каждая из которых содержит спинон и холон.

Авторы выражают благодарность А.Ф. Андрееву, Ю. Кагану, Л.В. Келдышу, Ф. Нозьеру, П. Вёльфке, Д. Вольхардту, И.А. Фомину, Г.В. Шляпникову, П. Фулде, К. Саломону за полезные обсуждения. Работа поддержана РФФИ (грант № 06-02-16449).

Список литературы

1. Pitaevskii L, Stringari S *Bose-Einstein Condensation* (Oxford: Clarendon Press, 2003); Dalfvo F, Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S *Rev. Mod. Phys.* **71** 463 (1999)
2. Inouye S et al. *Nature* **392** 151 (1998)
3. Kagan M Yu et al. *Phys. Rev. A* **70** 023607 (2004)
4. Kagan M Yu, Efremov D V *Phys. Rev. B* **65** 195103 (2002)
5. Greiner M, Regal C A, Jin D S *Nature* **426** 537 (2003); Inouye S et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 183201 (2004)

6. Zwierlein M W et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 250401 (2003)
7. Jochim S et al. *Science* **302** 2101 (2003)
8. Bourdel T et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 050401 (2004)
9. Булаевский Л Н, Нараев Е Л, Хомский Д И *ЖЭТФ* **54** 1562 (1968)
10. Brinkman W F, Rice T M *Phys. Rev. B* **2** 1324 (1970)
11. Скорняков Г В, Тер-Мартirosян К А *ЖЭТФ* **31** 775 (1956)
12. Brodsky I V et al. *Письма в ЖЭТФ* **82** 306 (2005); *Phys. Rev. A* **73** 032724 (2006)
13. Данилов Г С *ЖЭТФ* **40** 498 (1961)
14. Минлос Р А, Фаддеев Л Д *ЖЭТФ* **41** 1850 (1961)
15. Ефимов В Н *ЯФ* **12** 1080 (1970); Efimov V N *Phys. Rev. C* **44** 2303 (1991)
16. Jensen A S et al. *Rev. Mod. Phys.* **76** 215 (2004)
17. Nielsen E et al. *Phys. Rep.* **347** 373 (2001); Nielsen E, Fedorov D V, Jensen A S *Few-Body Syst.* **27** 15 (1999)
18. Hausmann R Z. *Phys. B* **91** 291 (1993)
19. Pieri P, Strinati G C *Phys. Rev. B* **61** 15370 (2000)
20. Petrov D S, Salomon C, Shlyapnikov G V *Phys. Rev. Lett.* **93** 090404 (2004)
21. Petrov D S, Baranov M A, Shlyapnikov G V *Phys. Rev. A* **67** 031601(R) (2003)
22. Bruch L W, Tjon J A *Phys. Rev. A* **19** 425 (1979)
23. Combescot R, Leyronas X, Kagan M Yu *Phys. Rev. A* **73** 023618 (2006)
24. Горьков Л П, Мелик-Бархударов Т К *ЖЭТФ* **40** 1452 (1961)
25. Heiselberg H *Phys. Rev. A* **63** 043606 (2001)
26. Pieri P, Pisani L, Strinati G C *Phys. Rev. B* **72** 012506 (2005)
27. Astrakharchik G E et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 200404 (2004)
28. Burovski E et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 160402 (2006)
29. Kashurnikov V A, Prokof'ev N V, Svistunov B V *Phys. Rev. Lett.* **87** 120402 (2001)
30. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика Ч. 1* (М: Наука, 1976)
31. Kagan M Yu et al. *Phys. Rev. B* **57** 5995 (1998)
32. Bartenstein M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 203201 (2004)
33. Combescot R, Kagan M Yu, Stringari S *Phys. Rev. A* (2006) (in preparation); cond-mat/0607493
34. Hammer H-W, Son D T *Phys. Rev. Lett.* **93** 250408 (2004); Platter L, Hammer H-W, Meißner U-G *Few-Body Syst.* **35** 169 (2004)
35. Roati G et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 150403 (2002)
36. Modugno G et al. *Science* **297** 2240 (2002)
37. Anderson P W *Science* **235** 1196 (1987)
38. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **60** 2677 (1988); Fetter A L, Hanna C B, Laughlin R B *Phys. Rev. B* **39** 9679 (1989)
39. Fulde P *Electron Correlations in Molecules and Solids* 2nd. ed. (Berlin: Springer-Verlag, 1993)
40. Shraiman B I, Siggia E D *Phys. Rev. B* **42** 2485 (1990)
41. Belinicher V I, Chernyshev A L, Shubin V A *Phys. Rev. B* **56** 3381 (1997)
42. Belinicher V I et al. *Phys. Rev. B* **51** 6076 (1995)
43. Kagan M Yu, Rice T M *J. Phys.: Condens. Matter* **6** 3771 (1994)
44. Плакида Н М и др. *ЖЭТФ* **124** 367 (2003)

PACS numbers: 42.62.-b, 52.38.-r, 52.50.Jm

Лазеры и физика высоких плотностей энергии во Всероссийском научно-исследовательском институте технической физики

А.В. Андрияш, П.А. Лобода, В.А. Лыков, В.Ю. Политов, М.Н. Чижек

1. Введение

Становление физики высоких плотностей энергии (ФВПЭ) как самостоятельного раздела научных исследований было вызвано разработкой ядерного оружия. В конце 1980-х – начале 1990-х годов интенсивность иссле-

дований в этой области резко возросла. Это обусловлено прежде всего существенным возрастанием в условиях действия договора о запрещении ядерных испытаний роли лабораторных исследований в задаче подтверждения надежности и безопасности ядерных арсеналов. С этой целью реализуются проекты мощных лазерных установок NIF (от англ. National Ignition Facility — Национальная установка для зажигания) (Ливерморская лаборатория им. Лоуренса (ЛЛНЛ), США) и LMJ (от франц. Laser Mégajoule — мегаджоулевый лазер) (Комиссариат по атомной энергии (КАЭ), Франция) с полной энергией лазерного излучения до 1,8 МДж [1, 2]. Наряду с исследованиями в интересах поддержания ядерного боезапаса на данных установках планируется демонстрация возможности термоядерного зажигания для решения энергетической проблемы: предполагается осуществить термоядерное зажигание микромишеней с выходом энергии свыше 20 МДж и более 10^{19} нейтронов с энергией 14 МэВ за вспышку. В Российском федеральном ядерном центре (РФЯЦ) "Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики" (ВНИИЭФ) существуют планы строительства лазерной установки "Искра-6" на основе твердотельного лазера с энергией до 300 кДж в наносекундном импульсе [3]. Другим фактором, определяющим рост интенсивности исследований в ФВПЭ, явился значительный прогресс в создании компактных лазеров для генерации мощных ультракоротких импульсов. В ряде стран (США, Англия, Франция, Германия, Япония и Россия) созданы лазеры с пиковой мощностью 10–100 ТВт при длительности импульса 0,1–1 пс. В конце 1990-х годов в ЛЛНЛ был создан петаваттный лазер (энергия 500 Дж при длительности импульса 0,5 пс) [4]. Петаваттные лазеры были созданы в последние годы также в Великобритании ("Вулкан") [5] и Японии [6]. На этих установках проводятся исследования по изучению взаимодействия лазерного излучения с веществом при сверхвысокой интенсивности (10^{18} – 10^{20} Вт см⁻²), по генерации релятивистских электронов, гамма-квантов и высокоэнергетичных ионов (с энергией до нескольких десятков мегаэлектронвольт на один нуклон). Использование мощных лазеров с ультракороткой длительностью импульсов открывает новые возможности и в ФВПЭ (изучение свойств веществ при сверхвысоких давлениях и температурах), исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу (концепция "быстрого зажигания" термоядерных мишеней).

В докладе представлен краткий обзор ряда работ по ФВПЭ, проведенных в РФЯЦ "Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики" (ВНИИТФ), которые связаны с экспериментами на мощных лазерных установках. Это, прежде всего, расчетно-теоретические исследования по моделированию некоторых схем лазерныхборок для лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Анализ результатов таких исследований показывает, что такие сборки представляют собой чувствительный инструмент калибровки теоретических моделей и верификации расчетных кодов ФВПЭ (взаимодействие лазерного излучения с веществом, развитие гидродинамических неустойчивостей, моделирование высокоинтенсивных гидродинамических течений и др.). Ввиду важной роли, которую играют вопросы радиационного переноса в ФВПЭ как для описания соответствующих процессов, так и для диагно-

стики плотной высокотемпературной плазмы, представлены результаты некоторых работ по моделированию спектральных характеристик многозарядных ионов и непрозрачностей плотной высокотемпературной плазмы. Приведены также результаты экспериментальных исследований и расчетно-теоретического моделирования широкого круга физических явлений, происходящих при взаимодействии излучения мощного пикосекундного лазера с веществом.

2. Лазерный термоядерный синтез как направление исследований в физике высоких плотностей энергии

Во ВНИИТФ расчетно-теоретические и экспериментальные работы по зажиганию термоядерных мишеней лазерным излучением начались с 1970-х годов по инициативе Л.П. Феоктистова в тесном сотрудничестве с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН).

Интерес к этим работам во ВНИИТФ сохранился и сегодня. Привлекательность таких работ обусловлена многообразием физических процессов и состояний, которые реализуются в рассматриваемых системах, а также некоторой их схожестью с теми, которые свойственны термоядерным зарядам. Экспериментальные исследования, которые ведутся с целью ЛТС, дают уникальную информацию в области ФВПЭ, используемую для верификации моделей и компьютерных кодов. В качестве примера рассмотрим лазерную сборку для непрямого обжата мишеней, т.е. с конвертацией лазерного излучения в рентгеновское. Проведение сквозных расчетов такой конструкции представляет собой непростую задачу. В общем случае требуется решение трехмерных уравнений газодинамики со спектральным переносом излучения в условиях неравновесности лазерной плазмы при корректном учете развития неустойчивостей и турбулентного перемешивания. На рисунке 1 представлена типичная геометрия системы на момент, близкий к моменту достижения максимума температуры на термоядерной мишени, в двумерном расчете по программе "Синара" [7]. На примере моделирования этой схемы можно видеть сложный характер газодинамических течений. В то же время экспериментальная информация по динамике движения в такой системе позволяет кали-

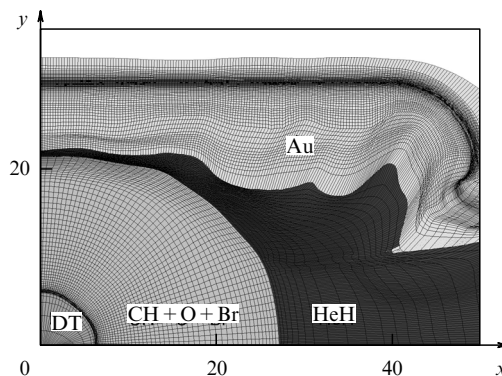


Рис. 1. Геометрия лазерной сборки и пространственная сетка в момент, близкий к моменту достижения максимума температуры излучения на мишени.

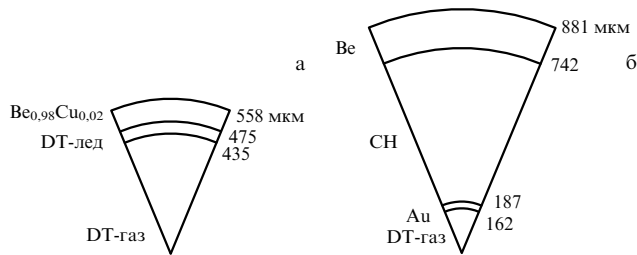


Рис. 2. Мишени для установки "Искра-6": однооболочечная криогенная (а) [8] и двухоболочечная некриогенная (б) [12].

бровать компьютерные коды, предназначенные для моделирования газодинамических течений со значительными деформациями и распространения рентгеновского излучения в системах со сложной геометрией. Другим направлением расчетно-теоретических исследований во ВНИИТФ в последние годы явилось изучение достижимости термоядерного зажигания в схеме с непрямым облучением мишеней при энергии лазера, сопоставимой с энергией установки "Искра-6" [8]. Была изучена возможность термоядерного воспламенения криогенной мишени с бериллиевым аблятором, подобной мишени для NIF [9]. В ходе расчетной оптимизации, проведенной по программе "Эра" [10], определены согласованные параметры мишени и вид оптимальной зависимости температуры чернотельного излучения от времени, необходимые для зажигания: внешний диаметр мишени 1,115 мм; толщина оболочки из сплава $\text{Be}_{0,98}\text{Cu}_{0,02}$ 82,5 мкм, слой дейтерий-тритиевого (DT) льда на внутренней поверхности 40 мкм (рис. 2а). При найденной оптимальной временной зависимости температуры излучения с максимальным значением 360 эВ расчетный выход термоядерной энергии из мишени составил около 1,7 МДж при поглощенной мишенью энергии чернотельного излучения около 30 кДж. При сжатии мишеней достигаются значения плотности $300\text{--}600\text{ г см}^{-3}$, а ионная температура топлива при термоядерном горении превышает 30 кэВ. Выход рентгеновского излучения с энергией квантов, превышающей 10 кэВ, в одномерном расчете составил около 150 кДж, а нейтронный выход — 6×10^{17} .

Особое внимание при моделировании уделяется исследованиям чувствительности термоядерного выхода к различным факторам. Для выяснения требований к чистоте поверхностей мишени и однородности потока чернотельного излучения на поверхности мишени проведены двумерные расчеты по программному комплексу "Тигр–Омега-3Т" [11], а также одномерные расчеты с учетом турбулентного перемешивания по $k\varepsilon$ -модели. Согласно этим расчетам [12] для получения термоядерного выхода из мишени, близкого к результатам одномерных расчетов, шероховатость внутренней поверхности бериллиевой оболочки должна быть не более $200\text{--}300\text{ \AA}$, т.е. в 3–5 раз меньше, чем в случае мишени Лос-Аламосской национальной лаборатории для зажигания на установке NIF (диаметр мишени для NIF 2,21 мм). Конструкция лазерной сборки должна обеспечивать необходимую симметрию излучения на поверхности мишени (полная амплитуда возмущения потока не более 1%) и зависимость температуры излучения от времени специального вида с максимумом около 360 эВ при поглощенной мишенью энергии 30 кДж. Таким

образом, при энергии лазера порядка 300 кДж необходимо обеспечить эффективность использования энергии лазера (отношение энергии чернотельного излучения, переданной в мишень, к энергии лазера) на уровне 10%. Одновременное обеспечение высокой эффективности использования энергии лазера и высокой симметрии излучения на поверхности мишени представляет собой сложную задачу. Были проведены также расчеты некриогенной мишени с двумя оболочками для установки "Искра-6", подобной мишени для установки NIF [13]. Мишень (рис. 2б) состоит из внешней оболочки толщиной 140 мкм из чистого бериллия диаметром 1,76 мм и внутренней оболочки из золота диаметром 0,37 мм и толщиной 25 мкм. Оболочки разделены низкоплотной пеной. Полость в центре мишени заполнена высокоплотным дейтерий-тритиевым газом при комнатной температуре. Расчетное термоядерное энерговыделение двухоболочечной мишени составило $240\text{--}280\text{ кДж}$ при поглощенной мишенью энергии $60\text{--}70\text{ кДж}$ [12]. Около 20% от 300 кДж лазерной энергии установки "Искра-6" должно быть передано мишени, что может быть достигнуто при использовании конвертера со стенками из смеси элементов с высоким атомным номером (так называемых коктейлей). Требуемая температура излучения для рассмотренной двухоболочечной мишени составляет 200 эВ, что существенно меньше пиковой температуры (360 эВ) для криогенной однооболочечной мишени. Двумерные расчеты по программе "Тигр–Омега-3Т" показали, что термоядерный выход из некриогенной мишени с двумя оболочками близок к одномерному при амплитуде возмущения в виде 12-й гармоники на внешней поверхности оболочек из золота и бериллия до 500 \AA . Асимметрия потока чернотельного излучения на поверхности мишени должна быть меньше 4% для возмущения в виде 4-й гармоники. Смещение центров оболочек не должно превышать 1–2 мкм. Проведенные во ВНИИТФ расчеты указывают на возможность вплотную приблизиться к порогу зажигания термоядерных мишеней с прямым облучением на установке масштаба "Искры-6", что позволяет использовать последнюю для изучения различных процессов ФВПЭ (развитие неустойчивостей, турбулентное перемешивание, спектральный перенос, неравновесные процессы и т.д.).

3. Моделирование спектральных характеристик многозарядных ионов и непрозрачностей плотной высокотемпературной плазмы

Развитию расчетно-теоретических моделей взаимодействия рентгеновского излучения с веществом в оружейно-ядерных центрах СССР начали уделять пристальное внимание с 1957 г., когда в одном из первых испытаний термоядерного заряда, построенного по новой физической схеме, было зарегистрировано примерно двукратное снижение времени работы термоядерного узла по сравнению с расчетным. Это однозначно указывало на то, что значения пробегов излучения в конструкционных материалах заряда должны быть существенно ниже тех, которые принимались в расчетах. В то время при оценках пробегов излучения учитывались лишь процессы комптоновского рассеяния, тормозного и фотоионизационного поглощения. Я.Б. Зельдович

обратил внимание на то, что в снижении величины пробега большую роль могут играть дискретно-дискретные переходы. К работам по совершенствованию методов расчета пробегов подключились сотрудники Института прикладной математики (ИПМ) АН СССР А.Ф. Никифоров и В.Б. Уваров.

В реализованной ими модели [14] для описания электронов дискретного спектра решалось уравнение Шрёдингера для потенциала Томаса–Ферми. Впоследствии в ИПМ при активном участии В.Г. Новикова были развиты более совершенные модели, основанные на модифицированной модели Хартри–Фока–Слэтера для среднего иона [11] (библиографию работ, относящихся к рассматриваемому вопросу, см. также в [15]).

В течение многих лет при описании процессов радиационного переноса в задачах ФВПЭ использовались значения пробегов, полученные на основе модели [14].

С начала 1980-х годов во ВНИИТФ стали проводиться независимые работы по развитию физических моделей для расчета процессов взаимодействия излучения с веществом. Потребность в таких работах в то время была вызвана необходимостью оперативного вычисления спектральных коэффициентов поглощения различных материалов, в том числе многокомпонентных смесей, применительно к разрабатывавшимся в институте изделиям нетрадиционной конструкции.

На первом этапе для описания состояния вещества использовалась квазиклассическая модель среднего иона с внутриатомным потенциалом аналитического вида со свободными параметрами. Это позволило получить явное представление для дискретных электронных уровней энергии [16]. Сравнительные расчеты показали, что результаты для полных энергий изолированных атомов, полученные с помощью такой модели, хорошо согласуются с соответствующими данными, рассчитанными методом Хартри–Фока–Слэтера. Учитывая многообразие физических процессов, определяющих положение и форму линий, использовалась упрощенная методика вычислений спектральных коэффициентов поглощения. При вычислениях линейчатого поглощения с учетом расщепления и уширения спектральных линий в плазме принималось во внимание лишь статистическое расщепление, связанное с флуктуациями чисел заполнения модели среднего иона. При этом предполагалось, что в пределах полученных спектральных распределений линии полностью перекрываются вследствие взаимодействия с плазменным окружением [17]. Такая ситуация, как известно, характерна для высокоплотной плазмы, в которой картина слияния линий, соответствующих конкретному одноэлектронному переходу $i \rightarrow f$, наблюдается экспериментально: вместо отдельных пиков регистрируются относительно широкие огибающие массивов линий. Простота модели и оперативность расчетов позволили легко обобщить метод для вычислений термодинамических функций (и соответственно спектральных пробегов) многокомпонентных систем, состоящих из смеси атомов различных химических элементов. Иллюстрацией точности модели может служить сравнение результатов расчетов (табл.) непрозрачности астрофизической смеси [16] с более точными данными [14, 18, 19].

Ввиду экономичности упрощенной методики, а также неплохого согласия с результатами более последовательных и строгих моделей данный подход

Таблица. Коэффициент поглощения астрофизической смеси [$\text{см}^2 \text{г}^{-1}$]

T , кэВ	ρ , г см^{-3}	Модель [16]	Данные [14]	Данные [18]	Данные [19]
0,1	0,2017	162	79,86	225,7	86,34
0,3162	0,0626	3,63	1,779	5,18	2,126
0,3162	0,06288	11,7	8,378	1,86	8,463
0,3162	6,31	25,4	21,25	18,56	20,15
1,0	1,977	0,585	0,533	0,6461	0,59

длительное время применялся для получения оценок величин пробегов при проведении поисковых исследований.

В середине 1990-х годов в институте начали развиваться работы в области спектроскопии плазмы многозарядных ионов (МЗИ) в целях рентгеновской диагностики лабораторной плазмы, расчетно-теоретического анализа характеристик резонансно-усиливающих сред и получения уточненных данных по спектральным пробегам излучения. Сейчас эти работы проводятся по следующим основным направлениям.

1. Расчеты спектроскопических характеристик многоэлектронных ионов высокой кратности ионизации, развитие баз атомных данных.

2. Разработка физико-математических моделей расчета спектральных характеристик радиационных переходов МЗИ — профилей линий спонтанного излучения и коэффициентов усиления (поглощения) — с учетом основных механизмов уширения линий в плазме и влияния внешних полей на кинетические процессы заселения ионных состояний.

3. Разработка физико-математических моделей расчета спектральных непрозрачностей равновесной плазмы многоэлектронных МЗИ на основе детального и статистического описания спектров линейчатого и фотоионизационного поглощения.

По первому направлению во ВНИИТФ проведен большой объем вычислений спектроскопических характеристик атомов и ионов для различных задач диагностики плазмы и исследования схем рентгеновских лазеров, а также для наполнения баз атомных данных. Расчеты спектроскопических характеристик МЗИ проводятся с помощью адаптированных и модернизированных версий лучших современных программ семейства General-purpose Relativistic Atomic-Structure Program (GRASP) — пакета программ для расчета атомных структур многоконфигурационным методом Дирака–Фока [20, 21]. Массовые расчеты спектроскопических характеристик также проводились с целью верификации и пополнения информации, накопленной в базе данных по свойствам спектров атомов и ионов "Spectr-W³", развитой в 2001–2003 гг. [22].

Web-сайт информационно-справочной системы "Spectr-W³", работающий в Интернете с мая 2002 г. в режиме свободного доступа, включен в реестр специализированных баз данных по атомной физике и физике плазмы [23]. Информация, накопленная в базе данных "Spectr-W³", содержит около 450000 записей и включает в себя данные расчетов, измерений и компиляций по спектроскопическим характеристикам: потенциалам ионизации, уровням энергии, длинам волн, вероятностям и силам осцилляторов радиационных переходов и в меньшей степени также по параметрам аппроксимаций сечений и скоростей столкновительных переходов

в атомах и ионах аналитическими выражениями. На сегодняшний день "Spectr-W³" является единственной в России общедоступной сопровождаемой базой атомных данных и крупнейшей в мире фактографической базой данных по свойствам спектров МЗИ.

По второму направлению для расчетов локальных спектров излучения и поглощения МЗИ в высокотемпературной плазме создана модель "LineDM" [24] расчета профилей спектральных линий произвольных МЗИ. Эта модель, основанная на аппарате атомной матрицы плотности, учитывает электронное ударное, ионное квазистатическое, доплеровское и радиационное уширение линий в плазме наряду с детальным описанием атомной структуры. Необходимые для расчетов населенностей штарковских состояний исходные данные определяются из вычислений по традиционным радиационно-столкновительным моделям.

В последние годы данная модель находит применение для решения методических и практических задач диагностики лазерной плазмы и разработки источников квази-монохроматического рентгеновского излучения высокой яркости. Примером может служить моделирование профилей резонансных линий [Ne]-иона Ag XVII с ридберговских уровней $1snl$ ($n = 5, \dots, 10$), проведенное для интерпретации результатов лабораторных экспериментов по облучению газовых кластерных мишеней аргона субпикосекундными лазерными импульсами длительностью от 1,1 пс до 45 фс [25]. Так, экспериментальные спектры, зарегистрированные с высоким разрешением, $\lambda/\Delta\lambda \approx 3000 - 5000$, в спектральном диапазоне переходов $n^1P_1 - 1^1S_0$ ($n \geq 5$) иона Ag XVII, показали, что с уменьшением длительности импульса наблюдается нарастающее слияние близких линий $n = 9 \rightarrow 1$ и $n = 10 \rightarrow 1$ ($\Delta\omega_{10p-9p} \approx 9,2$ эВ). Таким образом, основной вклад в интегральную по времени интенсивность линейчатого излучения плазмы давали все более плотные области с $N_e \geq (N_e^{IT})_{9,10}$ (плотности по критерию Инглиса-Теллера для $n = 9, 10$). На рисунке 3 приведено сравнение результатов расчетов профилей линий $n = 9 \rightarrow 1$ и $n = 10 \rightarrow 1$ иона Ag XVII, выполненных при раздельном

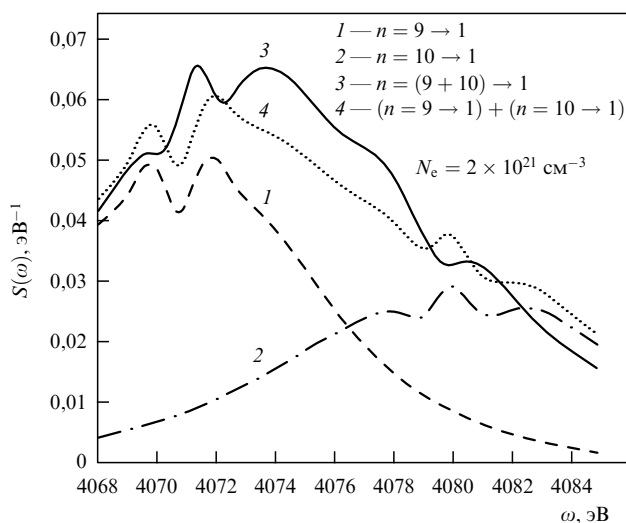


Рис. 3. Профили линий $n = 9 \rightarrow 1$, $n = 10 \rightarrow 1$ и $n = (9 + 10) \rightarrow 1$ Ag XVII в субпикосекундной плазме кластеризованного аргона при $T_e = 200$ эВ и $N_e = 2 \times 10^{21}$ см⁻³, нормированные на полную интенсивность суммарного профиля $n = (9 + 10) \rightarrow 1$.

и совместном учете наборов состояний с $n = 9$ и 10 для равновесного распределения населенностей при $N_e \approx 2(N_e^{IT})_{9,10}$. Видно, что профиль линии $n = (9 + 10) \rightarrow 1$ заметно отличается от сумм профилей $n = 9 \rightarrow 1$ и $n = 10 \rightarrow 1$. В целом полученные профили качественно согласовывались с экспериментальными спектрами в диапазоне переходов $n^1P_1 - 1^1S_0$ ($n \geq 5$) иона Ag XVII и потому использовались при проведении их дальнейшего количественного анализа [25].

По третьему направлению во ВНИИТФ была разработана методика "Spectr" [26], в которой реализован упрощенный вариант модели Super Transition Arrays (STA) [27, 28]. Модель STA, построенная на основе так называемого суперконфигурационного (SC) подхода, позволяет описывать суммарные спектры "релятивистских" одноэлектронных переходов (с учетом полного момента j), образованные массивами перекрывающихся (неразрешенных) линий и фотоионизационных континуумов, небольшим числом STA-массивов, объединяющих все возможные спектры таких переходов из групп энергетически соседствующих конфигураций — так называемых суперконфигураций.

Упрощенный вариант модели STA, реализованный в модели "Spectr", является непосредственным обобщением более детального описания спектров межконфигурационных переходов ионов с учетом взаимодействия конфигураций. Характеристики суперконфигураций и массивов линий одноэлектронных переходов между ними строятся непосредственно по соответствующим конфигурационным характеристикам на оптимальной сетке по температуре. При этом супероболочки, составляющие суперконфигурации ионов, объединяют все nl -оболочки с одинаковым n , т.е. совпадают с атомными оболочками:

В настоящее время все конфигурационные характеристики предварительно вычисляются с использованием одночастичных и парных величин для одноэлектронных состояний (орбиталей), получаемых из расчетов методом Хартри-Фока с учетом релятивистских поправок (метод HFR) [29]. В спектре поглощения плазмы STA-массивы имеют фойгтовский профиль. Гауссова составляющая учитывает статистические неоднородные механизмы уширения: ширины и дисперсию центров массивов межконфигурационных переходов, доплеровское уширение. Однородная составляющая учитывает радиационное и столкновительное уширение. Ионизационный баланс рассчитывается по уравнениям Саха-Больцмана с учетом вырождения электронов и эффектов неидеальности плазмы, которые описываются в приближении ионной сферы через поправки к потенциалам ионизации и обрезание статистических сумм.

Полная спектральная непрозрачность $\kappa(\varepsilon)$ определяется суммой коэффициентов поглощения в линиях STA-переходов, поглощения в фотоионизационном и тормозном континуумах, а также комптоновского рассеяния.

В качестве примера на рис. 4 представлены экспериментальные данные [30] и результаты расчетов для спектрального коэффициента пропускания $T(\varepsilon) = \exp[-\kappa(\varepsilon)\rho L]$ Fe-компоненты слоя плазмы Fe:NaF толщиной $L = 300$ мкм и плотностью $\rho = 0,0113$ г см⁻³ с содержанием железа 80,2 % по весу при температуре $T = 59$ эВ в интервале энергий фотонов $\varepsilon = 100 - 300$ эВ. При этих условиях непрозрачность плазмы железа

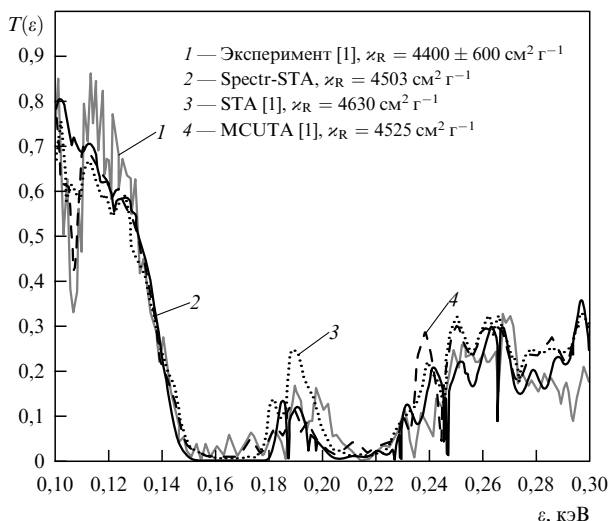


Рис. 4. Спектральные коэффициенты пропускания $T(\varepsilon)$ Fe-компоненты слоя плазмы Fe:NaF толщиной $L = 300$ мкм с содержанием 80,2% железа по весу при температуре $T = 59$ эВ и плотности $\rho = 0,0113$ г см $^{-3}$.

определяется линейчатым и фотоионизационным поглощением ионов с открытыми L- и M-оболочками. Видно, что результаты, полученные по программе "Spectr", обеспечивают очень хорошее согласие с данными эксперимента [30] и расчетов по оригинальной модели STA [27] и более детальной модели межконфигурационных переходов MCUTA (модель неразрешенных линий переходов (Unresolved Transition Arrays) с выбором конфигураций методом Монте-Карло (MC)) [30] как по спектру $T(\varepsilon)$, так и по значениям групповых (по интервалу $\varepsilon = 100 - 300$ эВ) росселандовых непрозрачностей Z_R .

4. Взаимодействие пикосекундных лазерных импульсов с веществом

С 2000 г. во ВНИИТФ проводится ряд исследований с использованием пикосекундной лазерной установки "Сокол-П" [31], построенной по стандартной схеме усиления чирпированного импульса. Номинальная мощность установки составляет 5–10 ТВт при энергии лазерного излучения на мишени 5–8 Дж и длительности лазерного импульса 0,8–3 пс. Контраст основного лазерного импульса по отношению к предимпульсу превышает величину 10^9 .

Известно, что плазма, возникающая при взаимодействии интенсивных ультракоротких лазерных импульсов с веществом, является источником быстрых электронов и ионов, а также рентгеновского излучения (РИ) высокой яркости. При этом заметная доля энергии лазерного импульса (до $\sim 30\%$) может трансформироваться в приповерхностных слоях мишени в энергию быстрых электронов, что показывают измерения абсолютного выхода жесткого РИ [32]. Электроны с высокой энергией ($E_e \geq 30$ кэВ), обладающие большой проникающей способностью, могут приводить к быстрому, почти изоохорическому нагреву слоев мишеней значительной толщины (порядка нескольких микрометров и более). Это обстоятельство было использовано для постановки серии экспериментов по исследованию спектров излучения плотной высокотемпературной плазмы твердотель-

ных мишеней, облучаемых пикосекундными лазерными импульсами установки "Сокол-П".

4.1. Рентгеновское излучение лазерных мишеней

На первом этапе исследований спектров РИ лазерных мишеней [33] основное внимание уделялось отработке методик измерения спектрального состава РИ, определения характерных температур пикосекундной лазерной плазмы и глубины проникновения тепловой волны в мишени. Облучению подвергались мишени двух типов: массивные однородные пластинки и тонкие многослойные мишени с "захороненным" излучающим слоем (многослойная конструкция была выбрана с целью подавления разлета генерирующей РИ плазмы веществом внешних обкладок). В качестве диагностируемого вещества массивной пластинки и "захороненного" слоя использовался алюминий ввиду его относительно простой и хорошо изученной атомной структуры.

Регистрация спектров РИ осуществлялась с помощью двух различных спектрометров. Прежде всего измерялся широкополосный спектр континуального излучения лазерной плазмы в диапазоне от 1 до ~ 17 кэВ. Для этого использовался семиканальный полупроводниковый спектрометр, реализующий методику "серых" фильтров. Каждый из детекторов спектрометра покрывался фольгой из бериллия или алюминия с различной толщиной, что обеспечивало селекцию отдельных спектральных интервалов. Толщины первых четырех фильтров спектрометра, ориентированных на мягкий диапазон энергий квантов менее 10 кэВ, составляли 2–35 мг см $^{-2}$. Фильтры для более жесткого спектрального диапазона имели толщины от 100 до ~ 700 мг см $^{-2}$.

Дополнительно с помощью фокусирующего спектрографа по схеме Гамоши с кристаллическим диспергирующим элементом, установленным относительно плоскости мишени под углом наблюдения примерно 25° , проводились измерения линейчатых спектров водородо- и гелиеподобных ионов алюминия в диапазоне энергий квантов $\varepsilon = 1,4 - 2,5$ кэВ.

С целью интерпретации измеренных рентгеновских спектров для условий облучения массивной мишени и микродотов пикосекундным импульсом первой гармоники Nd-лазера был проведен цикл расчетно-теоретического моделирования, основанный на последовательности расчетов радиационной газовой динамики, поуровневой ионной кинетики и переноса излучения [34, 35]. Исходными данными для расчетов являлись геометрические параметры мишеней и параметры импульса облучения с диаметром фокального пятна $D_0 \sim 30 - 40$ мкм, что отвечает пиковой плотности потока $q_0 \sim (5 - 8) \times 10^{17}$ Вт см $^{-2}$. Для микродота толщины полиэтиленовых обкладок составляли 2,2 мкм, а толщина алюминиевого слоя равнялась 4 мкм.

Примеры смоделированных спектров РИ в сравнении с экспериментальными спектрами для массивной мишени и микродота в диапазоне энергий квантов от 0 до 8 кэВ [33] приведены на рис. 5. Эти зависимости демонстрируют, что в случае массивной мишени основной вклад в интенсивность излучения дает процесс фото-рекомбинации на ионах Al^{+13} и Al^{+12} , в то время как для микродота выход излучения определяется в основном H-подобными ионами углерода; как следствие, интенсивность РИ микродота оказывается на порядок меньше. Эффективная температура рентгеновского спектра в

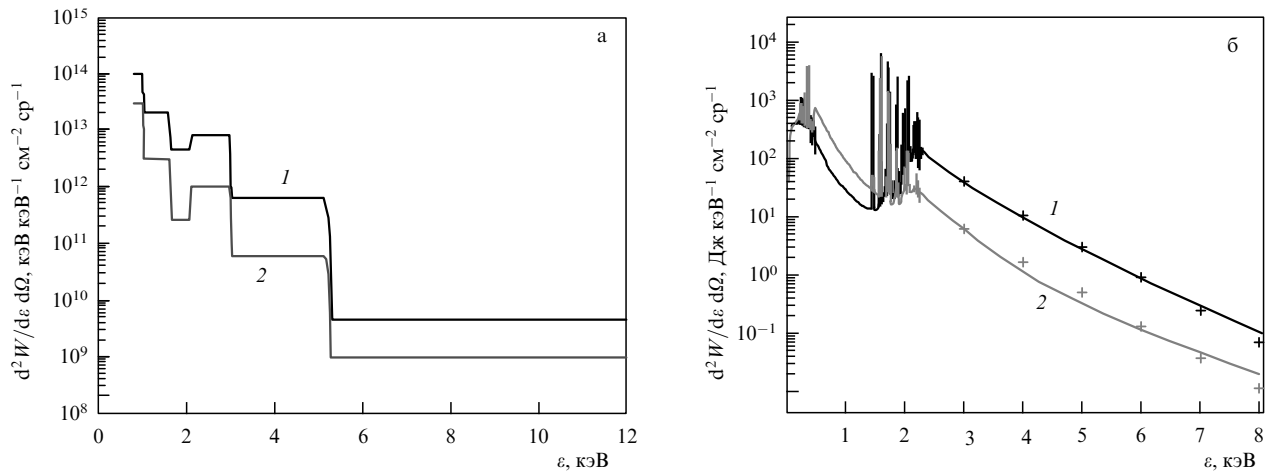


Рис. 5. (а) Спектральное распределение энергии мягкого рентгеновского излучения для массивной алюминиевой мишени (1) и мишени с "захороненным" излучающим слоем Al толщиной 4,3 мкм в обкладках из полиэтилена толщиной по 2,2 мкм (2). (б) Расчетные интегральные по времени спектры излучения тех же мишеней, что и на рис. 5а, под углом $\theta_0 = 25^\circ$ к их плоскости для к.п.д. поглощения лазерного импульса $\eta = 0,05$. Символами обозначены экспоненциальные функции, соответствующие $T_e = 0,8$ кэВ.

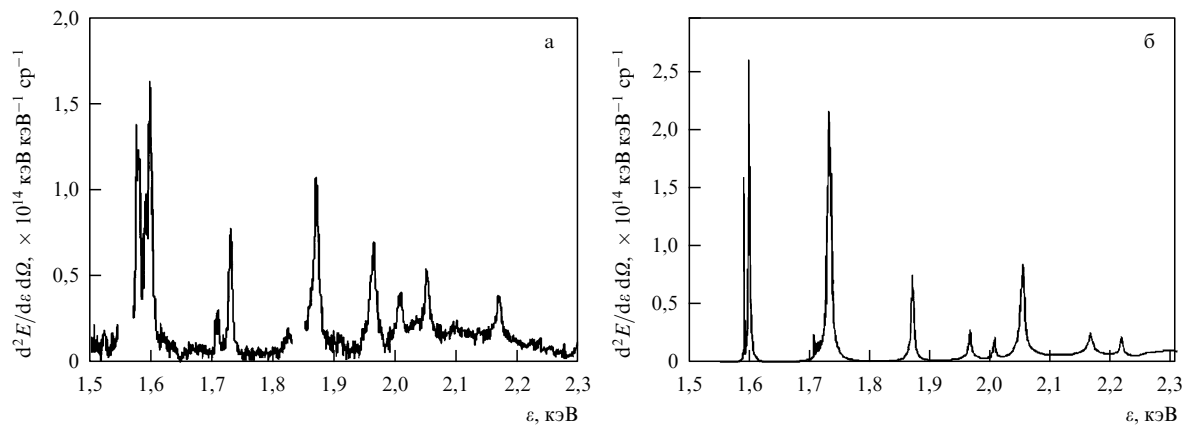


Рис. 6. Экспериментальный (а) и расчетный (б) спектры энергии излучения в линиях H- и He-подобных ионов алюминия для массивной мишени.

обоих случаях является примерно одинаковой и оценивается как $\sim 0,8$ кэВ, что находится в разумном согласии с результатами измерений.

В рамках методики моделирования, кратко изложенной выше, были также рассчитаны линейчатые спектры РИ H- и He-подобных ионов алюминия. Для массивной мишени эти спектры в сравнении с экспериментальными приведены на рис. 6. На качественном уровне и даже частично в количественном отношении расчетные абсолютные и относительные интенсивности наиболее сильных резонансных линий Ly_α , Ly_β , He_α , He_β оказались близкими к измеренным значениям (различие менее чем в два раза).

4.2. Генерация быстрых ионов

На использовании высокоэнергетичных электронов, возникающих при взаимодействии коротких интенсивных лазерных импульсов с плазмой, основана концепция быстрого зажигания в термоядерных микромишенях. В этой схеме нагрев предварительно сжатого топлива до температур, необходимых для термоядерного зажигания, предполагается осуществить за счет выделения энергии быстрых электронов, сгенерированных ультракоротким лазерным импульсом. Однако эксперименты

показывают, что взаимодействие таких лазерных импульсов с плазмой сопровождается ускорением ионов. При достаточной эффективности генерации быстрые ионы могут вызывать дополнительный разогрев термоядерного топлива. Поэтому изучение механизмов передачи лазерной энергии ионам является одним из направлений исследований в области быстрого зажигания.

Для практической реализации различных предложений по использованию ионов, ускоренных лазером, необходимо уточнение механизмов их генерации, нахождение оптимальных условий облучения мишеней для эффективной передачи лазерной энергии ионам. Это и являлось целью одного из направлений экспериментальных исследований, проведенных во ВНИИТФ на пикосекундной лазерной установке "Сокол-П".

Облучались твердотельные мишени из дейтерированного полиэтилена $(CD_2)_n$ толщиной 5–300 мкм и мишени из дейтерид-тритида титана $TiD_{0,5}T_{0,5}$ толщиной 5 мкм на медной подложке. Лазерная энергия на мишени составляла 5–8 Дж, длительность импульса — 0,8–2 пс. Пиковая интенсивность излучения на мишени изменялась в диапазоне $(0,5–2) \times 10^{18}$ Вт см $^{-2}$. Контраст пикосекундного предимпульса за 12 нс до поступления основного импульса варьировался от 5×10^5 до 10^9 .

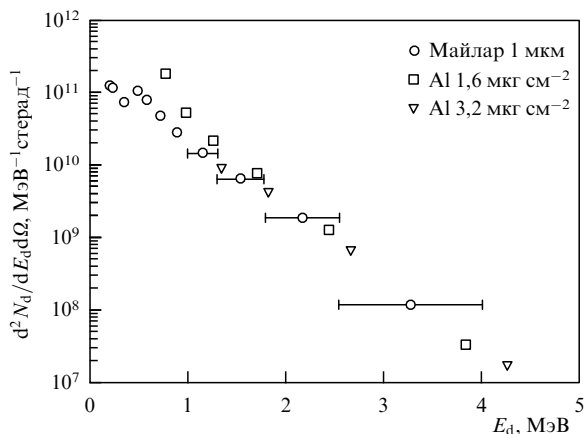


Рис. 7. Характерный энергетический спектр быстрых дейтронов, измеренный с фронтальной стороны облучаемой мишени.

Характеристики ионов, вылетающих из мишени, измерялись по времяпролетной методике с помощью полупроводниковых детекторов [36], а характеристики ионов ускоренных вглубь мишени, восстанавливались по результатам нейтронных измерений [37]. Нейтроны генерировались в $D(d, n)^3\text{He}$ -реакциях (DD-нейтроны) и $T(d, n)^4\text{He}$ -реакциях (DT-нейтроны) при взаимодействии пучка быстрых дейтронов с ядрами дейтерия и трития мишени. Измерение нейтронного выхода осуществлялось сцинтилляционными детекторами по методике затянутой регистрации, энергия нейтронов определялась времяпролетным детектором.

Максимальная энергия дейтронов, ускоренных на облучаемой поверхности по направлению от мишени, составила около 3 МэВ, средняя температура быстрых дейтронов — около 400 кэВ. Полная энергия ускоренных дейтронов находилась в диапазоне от 10 до 100 мДж (угол 2π). Эффективность передачи лазерной энергии быстрым ионам составила 0,2–1,4%. Типичный для проведенных опытов энергетический спектр дейтронов показан на рис. 7.

Максимальный выход DD-нейтронов при облучении одиночных $(\text{CD}_2)_n$ -мишеней составил около 8×10^5 при среднем значении 3×10^5 . Впервые были получены DT-нейтроны при облучении интенсивными ультракороткими лазерными импульсами мишеней, содержащих дейтерий и тритий. Максимальный выход нейтронов из $\text{TiD}_{0,5}\text{T}_{0,5}$ составил около 2×10^6 . Использованная времяпролетная методика позволила идентифицировать нейтроны от $D(d, n)^3\text{He}$ - и $T(d, n)^4\text{He}$ -реакций.

Для изучения ионов, ускоренных вглубь мишени, использовалась простая модель взаимодействия пучка быстрых ионов с мишенью [37, 38]. Нейтронный выход рассчитывался по формуле

$$N_n = n_d \int_0^\infty dE_d^0 \frac{dN_d}{dE_d} (E_d^0) \int_0^{E_d^0} dE \frac{\sigma(E)}{|dE/dx|},$$

где n_d — число ядер дейтерия в единице объема мишени, dN_d/dE_d — распределение быстрых дейтронов по энергии, σ — сечение реакции, dE/dx — энергетические потери ионов в мишени. Энергетический спектр дейтронов полагался экспоненциальным с температурой T_d :

$$\frac{dN_d}{dE_d} = \frac{N_d}{T_d} \exp\left(-\frac{E_d}{T_d}\right).$$

В рамках этой модели была оценена эффективность конверсии лазерной энергии в энергию быстрых ионов. При температуре дейтронов 100–500 кэВ ионам, ускоренным вглубь мишени из дейтерированного полиэтилена, передается 0,1–0,8% от лазерной энергии, а ускоренным вглубь мишени из дейтерид-тритида титана — 0,1–0,2%.

Был проведен ряд опытов с дополнительными мишенями. В экспериментах с $\text{TiD}_{0,5}\text{T}_{0,5}$ -мишенью, размещенной с тыльной стороны облучаемой $(\text{CD}_2)_n$ -мишени, выход нейтронов оказался приблизительно на порядок выше, чем в опытах с одиночными $(\text{CD}_2)_n$ -мишенями. Дополнительная мишень из $\text{TiD}_{0,5}\text{T}_{0,5}$, установленная с фронтальной стороны облучаемой $(\text{CD}_2)_n$ -мишени, давала 50-кратное увеличение числа нейтронов. $(\text{CD}_2)_n$ -мишень, установленная с фронтальной стороны $(\text{CD}_2)_n$ -мишени обеспечивала 3–5-кратное увеличение выхода нейтронов. Максимальный зарегистрированный выход DT-нейтронов составил более 10^7 . Нейтронные измерения в опытах с дополнительными мишенями позволили сделать независимую оценку эффективности передачи лазерной энергии ионам, вылетающим из мишени с фронтальной стороны, которая удовлетворительно согласуется с результатами ионной диагностики.

Измеренная в экспериментах эффективность конверсии лазерной энергии в энергию быстрых ионов недостаточна для практической реализации различных предложений по использованию техники лазерного ускорения ионов (быстрое зажигание термоядерных мишеней, наработка изотопов и т.д.). Для таких приложений интенсивность ультракоротких лазерных импульсов должна превышать 10^{19} Вт см^{-2} .

4.3. Лазерная генерация в рентгеновском диапазоне

На установке "Сокол-П" проведены эксперименты по исследованию лазерного рентгеновского эффекта на $3p-3s$ -переходах Ne-подобных ионов титана [39]. Лазерное излучение с длиной волны 1,054 мкм фокусировалось в линию длиной от 2 до 8 мм и шириной ~30 мкм. Плоские полированные пластинки из Ti последовательно облучались двумя импульсами: предимпульсом длительностью 400 пс и задержанным относительно него на 1,5 нс основным импульсом накачки длительностью 4 пс. Полная энергия лазера составляла 8–10 Дж. Соотношение энергий в наносекундном и пикосекундном импульсах сохранялось постоянным — 1:3. При малых длинах мишени (от 2 до 4 мм) в экспериментах наблюдался экспоненциальный характер нарастания интенсивности линии с длиной волны с $\lambda = 326 \text{ \AA}$. Спектрограмма, полученная в опыте с мишенью длиной 6 мм, представлена на рис. 8. Коэффициент усиления лазерного рентгеновского излучения по малому сигналу оценивается величиной около

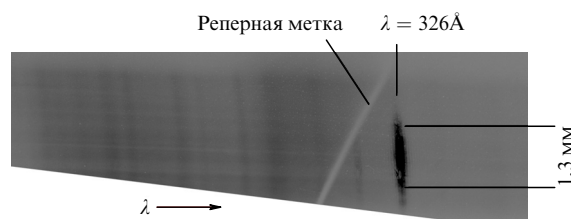


Рис. 8. Спектрограмма, полученная в опыте с мишенью длиной 6 мм.

30 см⁻¹. Расходимость лазерного рентгеновского пучка составила примерно 9 мрад.

5. Заключение

В докладе представлен краткий обзор экспериментальных и расчетно-теоретических исследований, проводимых во ВНИИТФ в области ФВПЭ. Достигнутый в данном направлении прогресс связан, прежде всего, с созданием мощного пикосекундного лазера "Сокол-П" и развитием сложных физико-математических моделей и программ, позволяющих моделировать радиационную газовую динамику лазерной плазмы.

С помощью одно- и двумерных численных расчетов проведен анализ условий зажигания ЛТС-мишеней различных конструкций для условий непрямого облучения, в том числе для параметров строящейся мощной установки "Искра-6". Исследовано влияние шероховатости оболочечных слоев мишеней и неоднородности чернотельного излучения на их внешней поверхности на величину выхода термоядерной энергии. Обоснованы высокие требования к качеству мишеней, соответствующие ограничению на величину амплитуды шероховатости не более 200–300 Å и допустимому смещению центров оболочек не более 1–2 мкм.

В результате проведения комплекса работ по спектроскопии плазмы МЗИ во ВНИИТФ развиты методики вычисления спектроскопических характеристик многоэлектронных ионов с необходимой точностью, создана и сопровождается общедоступная информационно-справочная система на основе базы атомных данных "Spectr-W³", разработаны физико-математические модели для описания спектральных характеристик радиационных переходов и спектральных непрозрачностей в равновесной плазме МЗИ. Эти методики и модели применяются для решения различных прикладных задач ФВПЭ, а база атомных данных "Spectr-W³" активно используется специалистами научных организаций различных стран.

С использованием лазерной установки "Сокол-П" проведен ряд экспериментальных исследований по конверсии энергии оптических квантов в широкополосное, резонансное и лазерное рентгеновское излучение, а также в потоки быстрых нейтронов. В опытах с массивными и многослойными мишенями из алюминия при точечной фокусировке лазерного импульса с интенсивностью 10¹⁷–10¹⁸ Вт см⁻² изучалась возможность получения многозарядной плазмы с плотностью близкой к твердотельной. Диагностирование параметров такой плазмы проводилось на основе расчетно-теоретического анализа интегральных по времени измерений спектров рентгеновского излучения. Варьирование в разумных пределах доли поглощенной лазерной энергии позволило согласовать расчетные и экспериментальные значения спектров в области мягких квантов. Достигнуто также качественное согласие по спектральному распределению интенсивности в резонансных линиях Н- и Не-подобных ионов алюминия. Характерная температура пикосекундной лазерной плазмы была оценена примерно в 0,8 кэВ. Систематическое расхождение данных расчетов и измерений для жесткой спектральной области с энергиями квантов ~ 20 кэВ свидетельствует о доминировании в этой области тормозного излучения быстрых электронов, не учитываемого в модели.

Начаты исследования по диагностике потоков быстрых частиц в условиях мощного пикосекундного облучения мишеней из дейтерированного полиэтилена и титана. Отлажены технология изготовления мишеней и методики регистрации термоядерных нейтронов. Зафиксированы нейтронные выходы в пределах 10⁶–10⁷ за один импульс облучения мишени, что не противоречит результатам моделирования этого явления для условий экспериментов, проведенных на установке "Сокол-П".

Проведен цикл экспериментов по генерации лазерного рентгеновского излучения с длиной волны 326 Å в плазме Не-подобных ионов титана. Реализована технология фокусировки импульса облучения плоской мишени в строчку. Длина строчки — до 1 см, ширина — 30–50 мкм. Экспериментально зарегистрирована зависимость интенсивности генерации от длины мишени. Достигнут режим насыщения генерации, получена надежная оценка эффективного коэффициента усиления по малому сигналу (~ 30 см⁻¹); максимальная энергия лазерного рентгеновского излучения не превышает ~ 1 мкДж.

Список литературы

1. Lindl J *Phys. Plasmas* **2** 3933 (1995)
2. Andre M L, in *IFSA 99 — Inertial Fusion Sciences and Applications* (The Data Science Library, Vol. 2, Eds C Labaune, W J Hogan, K A Tanaka) (Amsterdam: Elsevier, 2000) p. 32
3. Kirillov G A et al. *Laser Part. Beams* **18** 219 (2000)
4. Perry M D et al. *Opt. Lett.* **24** 160 (1999)
5. Norreys P A, Krushelnick K M, Zepf M *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** B13 (2004)
6. Tanaka K A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** B41 (2004)
7. Гаджиева В В и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. мод. физ. проц.* (3) 25 (2000)
8. Карлыханов Н Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 30 (2004)
9. Wilson D C, Krauser W J, in *Laser Interaction with Matter: Proc. of the 23rd European Conf.* (Inst. of Phys. Conf. Ser., No. 140, Ed. S J Rose) (Bristol: IOP Publ., 1995) p. 459
10. Зуев А И *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* **32** 82 (1992); Барышева Н М и др. *Журн. вычисл. матем. и математ. физ.* **22** 401 (1982)
11. Шушлебин А Н и др., в сб. *Вычислительные технологии* Т. 4, № 13 (Новосибирск: Институт вычислительных технологий СО РАН, 1995) с. 336
12. Chizhkov M N et al. *Laser Part. Beams* **23** 261 (2005)
13. Amendt P et al. *Phys. Plasmas* **9** 2221 (2002)
14. Никифоров А Ф, Уваров В Б *ДАН СССР* **191** 47 (1970)
15. Никифоров А Ф, Новиков В Г, Уваров В Б *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы: Методы расчета ресселандовых пробегов и уравнений состояния* (М.: Физматлит, 2000)
16. Андрияш А В, Симоненко В А *Физ. плазмы* **14** 1201 (1988)
17. Stein J, Shalitin D, Ron A *Phys. Rev. A* **31** 446 (1985)
18. Cox A N, Stewart J N, Eilers D D *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **11** 1 (1965)
19. Carson T R, Mayers D F, Stibbs D W N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **140** 483 (1968)
20. Dylla K G et al. *Comput. Phys. Commun.* **55** 425 (1989)
21. Parpia F A, Fischer C F, Grant I P *Comput. Phys. Commun.* **94** 249 (1996)
22. Loboda P A et al., in *Proc. XXVIII European Conf. on Laser Interaction with Matter: ECLIM, Rome, Italy, 6–10 September 2004*, p. 383; SPECTR-W³, <http://spectr-w3.snz.ru>
23. WIS List of Databases for Atomic and Plasma Physics, <http://plasma-gate.weizmann.ac.il/DBfAPP.html>
24. Loboda P A et al. *Laser Part. Beams* **18** 275 (2000)
25. Магунов А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **74** 412 (2001)
26. Loboda P A et al. *J. Phys. A: Math. Gen.* **39** 4781 (2006)

27. Bar-Shalom A et al. *Phys. Rev. A* **40** 3183 (1989)
28. Bar-Shalom A, Oreg J, Goldstein W H *Phys. Rev. E* **51** 4882 (1995)
29. Cowan R D *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley: Univ. of California Press, 1981)
30. Springer P T et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3735 (1992)
31. Dmitrov D A et al., in *Proc. XXVIII European Conf. on Laser Interaction with Matter: ECLIM, Rome, Italy, 6–10 September 2004*, p. 591
32. Wharton K B et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 822 (1998)
33. Потапов А В и др., в сб. *Тезисы 11-й Всеросс. конф. по диагностике высокотемпературной плазмы, Троицк, Моск. обл., 13–18 июня 2005 г.* (М.: РНЦ "Курчатовский институт", 2005)
34. Politov V Y, Lykov V A, Shinkarev M K *Proc. SPIE* **1928** 157 (1993)
35. Politov V Yu, Potapov A V, Antonova L V *Laser Part. Beams* **18** 291 (2000)
36. Андрияш А В и др. *Физ. плазмы* **32** 156 (2006)
37. Андрияш А В и др. "Изучение генерации нейтронов в T(D, N)⁴HE и D(D, N)³HE реакциях на 10 ТВт пикосекундной лазерной установке СОКОЛ-П", в сб. *VIII Забабахинские научные чтения, Снежинск, 2005*; <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/8zst/plenar/plen.pdf>
38. Быченков В Ю, Тихончук В Т, Толоконников С В *ЖЭТФ* **115** 2080 (1999)
39. Андрияш А В и др. *Квантовая электрон.* **36** 511 (2006)

PACS numbers: 05.10.Ln, 05.70.Jk, 75.40.Cx

Исследование критических явлений в спиновых решеточных системах методами Монте-Карло

А.К. Муртазаев

1. Введение

Современная теория фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в основном базируется на идеях, заложенных в гипотезе скейлинга, универсальности и в теории ренормализационной группы [1, 2].

До недавнего времени казалось, что теория статических фазовых переходов и критических явлений в основном построена и практически прекратила свое развитие. Однако многие из результатов, полученных при исследовании фрустрированных систем, спиновых систем с замороженным немагнитным беспорядком, а также магнитных сверхрешеток выходят далеко за рамки современной теории ФП и КЯ [2–4].

Исследование указанных систем традиционными теоретическими и экспериментальными методами, как правило, сталкивается с серьезными трудностями при попытке вычислить критические параметры, определить особенности, характер и механизмы критического поведения таких систем. Это привело к тому, что ФП и КЯ в таких системах интенсивно изучаются методами Монте-Карло (МК) [3–5].

В данном докладе рассматривается критическое поведение трехмерной модели Изинга с замороженным немагнитным беспорядком на кубической решетке и модели, предложенной для описания реальной железо-ванадиевой сверхрешетки $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$.

Интерес к исследованию критического поведения моделей таких систем обусловлен целым рядом причин. Вопрос влияния замороженного немагнитного беспорядка на критические свойства спиновых решеточных

систем вызвал серьезную дискуссию [2–4, 6–8]. В рамках перенормированной теории возмущений был разработан критерий Харриса, который позволяет на качественном уровне предсказать, в каких случаях примеси существенно влияют на критическое поведение, а в каких нет [9]. Согласно этому критерию немагнитный беспорядок влияет на критическое поведение только в тех случаях, когда критический индекс теплоемкости положительен, $\alpha > 0$. Данному критерию удовлетворяют только системы, эффективный гамильтониан которых вблизи критической точки изоморфен модели Изинга.

Изменение критических показателей трехмерной модели Изинга с немагнитными примесями хорошо установлено теоретически, численно и экспериментально [2–4, 7]. Однако до сих пор невыясненным остается вопрос: являются ли новые критические индексы данной модели универсальными, т.е. не зависящими от концентрации примесей вплоть до порога перколяции, или существует линия фиксированных точек, определяющая непрерывное изменение критических индексов с изменением концентрации? Кроме того, есть основания предполагать наличие зависимости критических параметров от способа реализации беспорядка в исследуемой модели [6].

Что касается критических свойств магнитных сверхрешеток, то на данный момент ситуация является не менее интересной и запутанной, поскольку экспериментальные результаты противоречивы [10, 11]. Значения некоторых критических индексов соответствуют двумерным системам, другие критические индексы характеризуют системы как трехмерные. То, что в сверхрешетках Fe/V наблюдаются критические индексы, соответствующие трехмерным системам, свидетельствует о важности межслойного взаимодействия для описания критического поведения. При помещении сверхрешеток в атмосферу водорода происходит проникновение водорода в подрешетку ванадия и изменяется толщина ванадиевой прослойки, вследствие чего удается непрерывно изменять характер этого взаимодействия от антиферромагнитного до ферромагнитного. Количество адсорбированного водорода зависит от давления, следовательно, при некотором значении внешнего давления водорода межслойное взаимодействие может быть сведено к нулю. В результате чего в этих системах может наблюдаться переход от трехмерного магнетизма к двумерному и обратно. Так как критические индексы являются высокочувствительными параметрами, их расчет с достаточно высокой точностью позволит определить классы универсальности критического поведения этих систем, а также особенности и условия перехода (кроссовер) от трехмерного магнетизма к двумерному.

2. Модель Изинга с замороженным беспорядком и методика исследования

2.1. Модель Изинга с замороженным беспорядком

Модель Изинга с замороженным беспорядком представлена на рис. 1. В рассматриваемой нами модели примеси распределены каноническим способом. Тогда:

1) в узлах кубической решетки расположены спины S_i , принимающие значения $S_i = \pm 1$, и немагнитные примеси