Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Гожев Денис Алексеевич

Генерация высокоэнергетичных заряженных частиц в микро-структурированных мишенях, облучаемых фемтосекундными лазерными импульсами

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,

профессор Быченков Валерий Юрьевич

Москва – 2024

оглавление

Введе	ие	5				
Акт	альность темы исследования	5				
Цели и задачи диссертационной работы						
Hay	Научная новизна					
Пра	Практическая значимость работы					
Пол	Положения, выносимые на защиту					
Достоверность результатов работы						
Апр	Апробация результатов					
Спи	Список публикаций по теме диссертации					
Лич	ный вклад автора	17				
Объ	ем и структура диссертации	17				
F aaaa						
глава	г. Взаимодеиствие мощного лазерного излучения с кла-	10				
	стерными и структурированными мишенями	18				
1.1	Механизмы ускорения электронов	18				
	1.1.1 Пондеромоторное ускорение и $j \times B$ нагрев	19				
	1.1.2 Стохастический нагрев	20				
1.2	Механизмы ускорения ионов	21				
	1.2.1 Кулоновский взрыв	22				
	1.2.2 Ускорения ионов полем разделения зарядов	22				
1.3	Ускорение заряженных частиц при взаимодействии мощного ла-					
	зерного излучения со структурированными мишенями	23				

Глава	2. Электронный нагрев кластерной плазмы экстремально				
коротким лазерным импульсом					
2.1	Особенности моделирования кластерной среды				
2.2	Теоретические оценки				
2.3	РІС моделирование				
2.4	Анализ динамики электронов с помощью метода тестовых частиц				
	и Ляпуновских показателей	46			
2.5	Заключение	50			
Глава	3. Оптимизация ускорения дейтронов и генерации лазер-				
	ных термоядерных нейтронов из кластерной среды	52			
3.1	Теоретические оценки				
3.2	РІС моделирование				
	3.2.1 Моделирование внутри небольшой расчетной области и зо-				
	нальный подход	55			
	3.2.2 Характеристики лазерно-нагретых электронов	61			
	3.2.3 Характеристики ускоренных дейтронов внутри одной зоны	66			
	3.2.4 Характеристики ускоренных дейтронов во всем объеме				
	взаимодействия и спектральные вспомогательные функции	69			
3.3	Оптимизация выхода термоядерных нейтронов				
3.4	Оценка достоверности результатов моделирования методом зон с				
	помощью 2D PIC расчетов	80			
3.5	Заключение	82			
Глава	4. Взаимодействие лазерного излучения с микропроволоч-				
	ными структурированными мишенями	88			
4.1	Взаимодействие структурированных мишеней с лазерным излу-				
	чением, падающим по нормали к поверхности	89			

	4.1.1	PIC-моделирование лазерно-плазменного взаимодействия		
		с микропроводной мишенью, расположенной на плоской		
		поверхности	89	
	4.1.2	Моделирование с помощью метода тестовых частиц 1	100	
	4.1.3	PIC-моделирование лазерно-плазменного взаимодействия		
		с микрослоистой мишенью, расположенной на плоской по-		
		верхности	108	
4.2	Взаим	одействие структурированных мишеней с лазерным излу-		
	чением	и падающим под углом	112	
	4.2.1	Оптимизация параметров мишени расположенной под уг-		
		лом 45°	114	
	4.2.2	Анализ электронной плотности между структурами 1	117	
4.3	Заклю	рчение	118	
Заключение				
Список литературы				

Введение

Актуальность темы исследования.

В последние десятилетия благодаря появлению методов усиления чирпированных лазерных импульсов [1, 2] технологии создания мощных лазеров с высокой частотой повторения значительно продвинулись. В результате были созданы оптические системы способные генерировать лазерные импульсы фемтосекундной длительности и обладающие тера- и петаваттной пиковой мощностью. При их фокусировке интенсивность излучения может превышать 10^{22} Bt/cm². Уже воздействие одного лишь фронта этих импульсов на вещество приводит к ионизации атомов и образованию лазерной плазмы.

Важной особенностью такой плазмы является неравновесное распределение электронов по скоростям и образование не тепловых, а так называемых быстрых электронов. Они ускоряются за счёт различных бесстолкновительных механизмов, таких как резонансное поглощение, вакуумный нагрев, аномальный скин-эффект, пондеромоторное ускорение, стохастический нагрев и другие. Энергия быстрых электронов может достигать нескольких ГэВ. Эти электроны могут использоваться для ускорения ионов, а также для генерации вторичного жёсткого рентгеновского и гамма-излучения. Подобные лазерно-плазменные источники представляют большой интерес для решения широкого круга фундаментальных и прикладных задач: в ядерной физике [3,4], инерциальном управляемом термоядерном синтезе [5,6], радиографии [7], ядерной медицине и ядерной фармакологии [8–11], лабораторной астрофизике, а также для исследований поведения вещества в экстремальном состоянии [12,13].

Эти проблемы стимулировали поиск новых механизмов ускорения заряженных частиц и альтернативных схем взаимодействия лазера с мишенью, отличных от традиционных твердотельных. Основная цель таких исследований

— повышение эффективности поглощения лазерной энергии, увеличение температуры и общего количества быстрых заряженных частиц. Важную роль в этом контексте играют мишени с низкой плотностью, такие как аэрогели, газовые струи и пены [14–17], микро- и наноразмерные мишени, включая кластеры [18–25], нанотрубки [26], и микро- и наноструктуры, нанесённые на поверхность мишени, например, субмикронные провода, стержни и конусы [13,27–43], слоистые (плоские, желобчатые) мишени [44–46]. Использование инновационных мишеней позволяет добиться практически полного поглощения лазерной энергии и эффективной конверсии энергии падающего излучения в энергию заряженных частиц [20, 32, 37, 47–49]. Коэффициент конверсии в горячие электроны может достигать нескольких десятков процентов [49], что чрезвычайно важно для многих практических применений. Большой заряд возникающих суперпондеромоторных электронов может использоваться для генерации импульсов рентгеновского излучения и ускорения, например, дейтронов, инициирующих генерацию термоядерных нейтронов [37]. Кроме того, при применении, например, кластерных мишеней практически отсутствуют загрязнения в камере взаимодействия. Более того, поскольку после каждого лазерного воздействия параметры таких мишеней быстро восстанавливаются до начальных значений [20], они подходят для экспериментов с лазерными системами, работающими с высокой частотой следования импульсов [50]. Однако проведение целенаправленных экспериментов в данной области требует полного понимания того, какие размеры кластеров и микроструктур, а также средняя плотность среды обеспечивают наиболее эффективное взаимодействие с лазерным импульсом.

Другой причиной возросшего интереса к взаимодействию мощного лазерного излучения с нано- и микроструктурированными мишенями стало появление систем чистки контраста лазерного импульса. Лазерное излучение неизбежно содержит различные предымпульсы, которые могут благотворно влиять на взаимодействие с твёрдотельными мишенями за счёт формирования преплазмы. В такой среде эффективно протекают процессы ускорения заряженных частиц. Однако предымпульсы оказывают негативное влияние на взаимодействие со структурированными мишенями. В случае релятивистской интенсивности лазерного импульса под их воздействием структуры, имеющие малый размер, разрушаются ещё до прихода основного импульса из-за гидродинамического разлёта. Это препятствует проникновению излучения в мишень, объёмному нагреву и, в целом, эффективному взаимодействию с малыми структурами. Современные системы чистки контраста позволяют практически устранять предымпульсы. Для существенного увеличения контраста в экспериментах с мощными лазерными импульсами применяют плазменное зеркало [51], а также технику двойного плазменного зеркала. Этот метод можно комбинировать с оптическими затворами, используя, например, технологию ортогональной поляризованной волны (XPW) [40, 52]. Применение таких методов позволяет существенно повысить временной контраст, эффективно отделяя низкоинтенсивное излучение от основного высокоинтенсивного импульса. Это открыло возможности для экспериментального исследования взаимодействия лазерного излучения релятивистской интенсивности со структурированными мишенями. Соответственно, возникает необходимость в развитии теоретических моделей и проведении численных расчётов, которые позволят глубже понять механизмы ускорения электронов и ионов при таких взаимодействиях.

Следующим шагом в совершенствовании лазерно-плазменных источников является оптимизация параметров структурированных мишеней, а также выявление механизмов ускорения частиц в таких мишенях для более эффективного преобразования лазерной энергии и создания источников с заданными характеристиками. Как правило, оптимизация взаимодействия с подобными структурами в экспериментальных условиях оказывается весьма трудоёмкой из-за сложности изготовления нано- и микроструктурированных мишеней. В связи с этим для определения оптимальных условий лазерно-плазменного взаимодействия необходимы теоретические и численные исследования.

Цели и задачи диссертационной работы.

Целью диссертационной работы является численное и теоретическое исследование лазерно-плазменного взаимодействия излучения релятивистской интенсивности с поверхностно и объемно микроструктурированными мишенями. В соответствии с поставленной целью в диссертационной работе ставились следующие задачи:

- Исследовать взаимодействие сверхкороткого релятивистски-интенсивного лазерного излучения с крупными кластерами тяжелых атомов. Найти зависимость полного заряда горячих электронов от интенсивности лазерного излучения при заданной энергии лазера.
- 2. Разработать методику, позволяющую в численном моделировании "частица-в-ячейке" (PIC) изучать взаимодействие релятивистскиинтенсивного лазерного импульса с большим объемом дейтерийсодержащих кластеров суб-микронного размера. Исследовать зависимость выхода термоядерных нейтронов от диаметра кластеров, средней плотности среды и интенсивности лазерного излучения. Найти оптимальные условия для его максимизации.
- 3. С помощью РІС моделирования исследовать воздействие лазерного излучения релятивистской интенсивности на мишень с низкоплотным микропроволочным покрытием. Выявить механизмы ускорения электронов в такой мишени, включая роль эффекта стохастического нагрева. Провести оптимизацию лазер-плазменного взаимодействия по параметрам микроструктурированного покрытия для максимально эффективного нагрева электронов.

Научная новизна

Диссертация содержит описание законченного исследования, научная новизна которого заключается в следующем:

- 1. Найдены условия согласования параметров сверхкороткого лазерного импульса и кластерной среды из атомов тяжелых элементов, при которых для заданной энергии лазера выход горячих электронов оказывается максимальным. Впервые в соответствующем энергетическом распределении электронов обнаружено широкое плато с признаками квазимоноэнергетичности, обусловленное эффектом стохастического нагрева частиц.
- 2. Для численного изучения лазерно-кластерного взаимодействия в большом объеме плазмы предложена облегчающая расчеты методика, основанная на его разбиении по небольшим зонам. Представлен алгоритм, значительно снижающий стандартно требующиеся численные ресурсы и позволяющий получить полный спектр лазерно-ускоренных ионов, необходимый для решаемой задачи об оптимальном лазерно-кластерном источнике нейтронов.
- 3. Проведено комплексное исследование зависимости параметров заряженных частиц (электронов и ионов), а также нейтронов при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения с кластерно/микрокапельной средой из тяжелой воды от интенсивности импульса, размеров кластеров и средней плотности среды.
- 4. Найдены оптимальные параметры мишени с микропроводным покрытием для получения наибольшей температуры горячих электронов при их взаимодействии с фемтосекундным лазерным импульсом. Выявлена определяющая роль стохастического нагрева при этом взаимодействии.

Практическая значимость работы.

Проведенные в рамках диссертационной работы расчетно-теоретические исследования, и полученные зависимости числа и энергии горячих электронов от интенсивности лазерного импульса при его взаимодействии с кластерной

плазмой тяжелых атомов может служить основой для планирования и оценки результатов экспериментов по созданию источников рентгеновского излучения.

Численная многопараметрическая оптимизация взаимодействия лазерного излучения с кластерными/капельными мишенями из тяжелой воды позволяет не только найти самые благоприятные условия для генерации максимального числа нейтронов, но и подобрать наиболее оптимальные параметры лазерноплазменного взаимодействия из доступных для проведения эксперимента. При этом разработанная методика моделирования, основанная на разбиении области лазерного взаимодействия на зоны, может быть использована для планирования и проведения экспериментов на будущих крупных высокоэнергетических лазерных системах, облучающих большие объемы вещества, например, на такой как XCELS – планируемой к созданию многопучковой установке мультипетаватного уровня мощности.

Полученные результаты по взаимодействию лазерного излучения с микропроводной мишенью могут выступать в качестве теоретической базы при выборе наиболее эффективной мишени для экспериментов по получению горячих электронов с максимальной энергией и рентгеновского источника на их основе.

Положения, выносимые на защиту.

- Взаимодействие лазерного импульса умеренно-релятивистской интенсивности и ультракороткой длительности с субмикронными кластерами тяжелых элементов позволяет получать максимальную энергию лазернонагретых электронов при наиболее острой, допускаемой лазерной установкой, фокусировке или максимальное число умеренно нагретых электронов при наибольшем размере фокального пятна.
- Разработанная новая зональная схема для PIC-расчетов взаимодействия релятивистски-интенсивных лазерных импульсов с кластерной плазмой, основанная на разбиении объема взаимодействия на небольшие зоны и интерполяционном нахождении полного распределения ионов по резуль-

татам расчетов всего в нескольких зонах, решает задачу моделирования лазерно-инициированного нагрева ионов в больших, экспериментально востребованных объемах взаимодействия.

- 3. При воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с умереннорелятивистской интенсивностью на кластерную/микрокапельную плазму из тяжелой воды максимальный выход нейтронов достигается, когда радиус кластеров близок к дебаевской длине нагретых электронов. Он слабо зависит от средней электронной плотности среды в диапазоне значений существенно меньших критических. Найденная параметризация позволяет выявить условия достижения наибольшего выход нейтронов для заданных, экспериментально доступных лазерно-плазменных параметров.
- 4. При лазерно-плазменном взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса слабо-релятивистской интенсивности (~ 10¹⁸ BT/см²) с микроструктурным покрытием мишени в виде микропроволок наиболее эффективный нагрев электронов, характеризующийся как увеличением их температуры, так и их числа, происходит, когда длина микроструктур составляет примерно половину длины лазерного импульса, а зазор между ними достаточен для проникновения лазерного излучения до поверхности подложки. Генерация супер-пондеромоторных частиц обусловлена стохастической неустойчивостью электронов, движущихся в сложном лазерноплазменном поле в области между структурами.

Достоверность результатов работы.

Основная часть работы была выполнена при помощи полностью релятивистского трехмерного PIC-кода "Mandor" [53], достоверность результатов которого была многократно проверена работами различных авторов, результаты которых находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами. Достоверность полученных в данной работе результатов численного мо-

делирования подтверждается их близостью к представленным аналитическим оценкам. Кроме того, полученные результаты находятся в хорошем согласии с известными результатами экспериментальных исследований, сравнение с которыми представлено в тексте работы.

Апробация результатов.

Основные результаты работы были представлены автором лично на конференциях:

- International Conference on Ultrafast Optical Science (1-5 октября 2018 года, Москва)
- V Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (12 – 15 февраля 2019 года, Москва)
- International Conference on Ultrafast Optical Science (30 сентября 4 октября 2019 года, Москва)
- 4. VI Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (11–14 февраля 2020 года, Москва)
- 5. International Conference on Ultrafast Optical Science (28 сентября 2 октября 2020 года, Москва)
- XXXVI International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes With Matter (1-6 марта 2021, Москва)
- VII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (23 –26 марта 2021 года, Москва)
- 8. V International Conference on Ultrafast Optical Science (4 8 октября 2021 года, Москва)

- XLIX Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (14 — 18 марта 2022 года, Звенигород)
- VIII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (22 – 25 марта 2022 года, Москва)
- VI International Conference on Ultrafast Optical Science (3 7 октября 2022 года, Москва)
- IX Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (28 – 31 марта 2023 года, Москва)
- VII International Conference on Ultrafast Optical Science (2 4 октября 2023 года, Москва)
- 14. 51 Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (18 — 22 марта 2024 года, Звенигород)

Семинарах:

- 1. Межрегиональный семинар «Новые методы ускорения частиц и экстремальные состояния материи», 14 октября 2021 года
- 2. Межрегиональный семинар «Новые методы ускорения частиц и экстремальные состояния материи», 19 мая 2022 года
- Семинар отделения квантовой радиофизики им.Н.Г.Басова, 13 января 2023 года, ФИАН, Москва
- 4. Межрегиональный семинар «Новые методы ускорения частиц и экстремальные состояния материи», 11 апреля 2024 года

- Семинар отделения квантовой радиофизики им.Н.Г.Басова, 4 октября 2024 года, ФИАН, Москва
- 6. Межрегиональный семинар «Новые методы ускорения частиц и экстремальные состояния материи», 7 ноября 2024 года

А также на рабочем совещании:

International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation (10-13 апреля 2023, Москва)

Список публикаций по теме диссертации.

Материалы диссертации изложены в 8 научных статьях в рецензируемых журналах, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus и в 8 материалах научных конференций.

А. Публикации в научных рецензируемых журналах, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus:

- [A1] Nanostructured plasmas for enhanced gamma emission at relativistic laser interaction with solids / K. A. Ivanov, D. A. Gozhev, S. P. Rodichkina, S. V. Makarov, S. S. Makarov, M. A. Dubatkov, S. A. Pikuz, D. E. Presnov, A. A. Paskhalov, N. V. Eremin, A. V. Brantov, V. Yu. Bychenkov, R. V. Volkov, V. Yu. Timoshenko, S. I. Kudryashov, A. B. Savel'ev // Applied Physics B. – 2017. – T. 123. – C. 1-9.
- [A2] Laser-triggered stochastic volumetric heating of sub-microwire array target / D. A. Gozhev, S. G. Bochkarev, N. I. Busleev, A. V. Brantov, S. I. Kudryashov, A. B. Savel'ev, V. Yu. Bychenkov // High Energy Density Physics. 2020. T. 37. C. 100856.
- [A3] Neutron Production from Structured Targets Irradiated By an Ultrashort Laser Pulse / S. G. Bochkarev, A. B. Brantov, D. A. Gozhev, V. Y. Bychenkov // Journal of Russian Laser Research. – 2021. – T. 42. – C. 292-303.

- [А4] Гожев Д. А., Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю. Электронный нагрев кластерной плазмы ультракоротким лазерным импульсом // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2021. – Т. 114. – №. 4. – С. 233-241.
- [А5] Оптимизация лазерно-инициируемой генерации термоядерных нейтронов из микрокапельной плазмы / Д. А. Гожев, С. Г. Бочкарев, А. В. Брантов, В. Ю. Быченков // Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 2. – С. 20-29.
- [А6] Импульсный источник заряженных частиц и нейтронов на основе 10петаваттной лазерной системы, облучающей микрокластерную среду. / Д. А. Гожев, С. Г. Бочкарев., М. Г. Лобок, А. В. Брантов, В. Ю. Быченков // Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 3. – С. 217-223.
- [A7] Optimized laser production of thermonuclear neutrons from plasma of submicron-sized clusters / D. A. Gozhev, S. G. Bochkarev, M. G. Lobok, A. V. Brantov, V. Y. Bychenkov // Physics of Plasmas. 2024. T. 31. N^o. 7. C. 073103.
- [A8] Гожев Д. А. Зональный подход к многомерному моделированию лазеркластерного взаимодействия в больших пространственных объемах // Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук. – 2024. – Т. 51. – №. 12. – С. 51-62.

В. Тезисы докладов в сборниках трудов конференций, индексируемых в базах Web of Science и Scopus:

 [B1] Stochastic electron heating in micro-structured targets irradiated with intense laser radiation and applications / S. G. Bochkarev, D. A. Gozhev, N. I. Busleev, A. V. Brantov, S. I. Kudryashov, A. B. Savel'ev, V. Yu. Bychenkov // International Conference Laser Optics (ICLO). IEEE, 2020, pp. 1-1. [B2] Optimized production of charged particles and thermonuclear neutrons from large nanoclusters irradiated with a relativistically intense ultrashort laser pulse / S. G. Bochkarev, D. A. Gozhev, M. G. Lobok, A. V. Brantov, V. Y. Bychenkov. // International Conference Laser Optics (ICLO). IEEE, 2022, pp. 1-1.

С. Тезисы докладов в сборниках трудов конференций, индексируемых в базе РИНЦ:

- [С1] Оптимизация генерации горячих электронов при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения с нанотравой и нанослоями / Д. А. Гожев, С. Г. Бочкарев, А. В. Брантов, В. Ю. Быченков // Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2019. – 2019. – С. 273-274.
- [C2] Стохастическое ускорение электронов при взаимодействии мощного фемтосекундного лазерного импульса с микроструктурированными мишенями / Д. А. Гожев, С. Г. Бочкарев, А. В. Брантов, В. Ю. Быченков // Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2020. – 2020. – 2020. – С. 330-331.
- [C3] Моделирование объемного нагрева микроструктурированных мишеней под действием мощного лазерного излучения ультракороткой длительности / Д. А. Гожев, С. Г. Бочкарев, А. В. Брантов, В. Ю. Быченков // ЛАЗЕРЫ В НАУКЕ, ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ. – 2020. – С. 201-203.
- [C4] Лазерное ускорение электронов мощными импульсами рекордно короткой длительности из микро-кластерной плазмы / Д. А. Гожев, С. Г. Бочкарев, А. В. Брантов, В. Ю. Быченков // Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2021. – 2021. – С. 361-363.
- [C5] Оптимизация лазерно-плазменных параметров микро-капельной мишени для достижения максимальной конверсии во взрывно-ускоренные ионы / Д. А. Гожев, С. Г. Бочкарев., М. Г. Лобок, А. В. Брантов, В. Ю. Быченков

// Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2022. – 2022. – С. 405.

[C6] A new approach to optimizing of laser triggered acceleration of deutron ions and d-d neutron generation at large-volume of interaction with microdroplet target / D. A. Gozhev, S. G. Bochkarev, M. G. Lobok, A. V. Brantov, V. Y. Bychenkov // Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation. - 2023. - C. 55-55.

Личный вклад автора.

Автором были проведены численные расчеты, лежащие в основе диссертационной работы, а также их обработка и последующий анализ. Постановка задач исследования, интерпретация результатов и написание статей проводилась совместно с научным руководителем и другими соавторами. Экспериментальная часть работы [A1] не входит в диссертацию. Также в работу не входит моделирование методом FIT (finite integration technique) и изготовление субмикроструктурированных мишеней в работе [A2]. Автор выступал на научных конференциях, где представлял полученные результаты исследований.

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации 143 страниц текста с 45 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 145 наименований.

Глава 1.

Взаимодействие мощного лазерного излучения с кластерными и структурированными мишенями

Глава 1 посвящена литературному обзору. В ней кратко описаны основные механизмы ускорения электронов под действием релятивистски-интенсивного фемтосекундного лазерного импульса в микроструктурированных мишенях, такие как пондеромоторное ускорение, $j \times B$ нагрев, стохастическое ускорение/нагрев. Также рассмотрены механизмы ускорения ионов, включая кулоновский взрыв и ускорение в поле разделения зарядов.

Кроме того, в данной главе проанализированы некоторые экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия лазерного импульса с нанои микроструктурированными мишенями, а также с кластерной средой.

1.1 Механизмы ускорения электронов

Как известно, при интенсивности лазерного импульса выше 10^{16} BT/см² частота электрон-ионных столкновений в плазме падает, что приводит к уменьшению роли столкновительного или обратно-тормозного механизма ускорения электронов. При этом основную роль начинают играть различные бесстолкновительные механизмы ускорения, например, резонансное поглощение [54,55], вакуумный нагрев (эффект Брюнеля) [54,56], аномальный скин-эффект [54,57]. При ещё большем увеличении интенсивности, когда электроны в лазерной плазме приобретают осцилляционную скорость, сравнимую со скоростью света в вакууме, т.е. при релятивистской интенсивности ($I_L\lambda^2 \sim 1.37 \times 10^{18}$ BT/см²×мкм², где I_L – пиковая интенсивность лазерного импульса, а λ – его длина волны), важную роль приобретают такие механизмы, как пондеромоторное ускорение, $j \times B$ нагрев и стохастический нагрев. Рассмотрим более детально ускорение электронов при релятивистскох интенсивностях, т.е при $I_L\lambda^2 \gtrsim 10^{18}$ BT/см².

1.1.1 Пондеромоторное ускорение и $j \times B$ нагрев.

Пусть электрон находится в неоднородном электромагнитном поле. За счет того, что в процессе колебаний частица будет попадать в область с меньшей напряженностью поля, где возвращающая сила не позволит полностью скомпенсировать смещение частицы, будет наблюдаться дрейф электрона в область меньших электромагнитных полей. Путем усреднения силы Лоренца по времени с учетом соответствующих преобразований можно получить так называемую пондеромоторную силу, которая при подстановке в уравнение движения позволяет рассчитать динамику дрейфа. В нерелятивистском случае пондеромоторная сила имеет вид:

$$\mathbf{F}_{\mathrm{p}} = -\frac{e^2}{4m_{\mathrm{e}}\omega^2} \nabla \mathbf{E}_{\mathrm{L}}^2, \qquad (1.1)$$

где ω и $\mathbf{E}_{\rm L}$ - это частота и напряженность лазерного поля соответственно, а *e* и $m_{\rm e}$ - заряд и масса электрона. В релятивистском случае может быть введен релятивистский вариант такой силы [58]. Стоит также отметить, что данное приближение не позволяет рассчитывать траектории движения электронов, однако может быть использовано для расчета конечной энергии заряженных частиц, а также направления их вылета [59, 60].

Для того чтобы объяснить механизм ускорения, известный как $j \times B$ нагрев, рассмотрим линейно-поляризованную световую волну с амплитудой электрического поля $E_y = E_L(x)sin(\omega t)$. Пондеромоторную силу от такого поля можно записать [54,61]:

$$F_{\rm x}^p = -\frac{e^2}{4m_{\rm e}\omega^2}\frac{\partial}{\partial x}E_{\rm L}^2(x)(1-\cos 2\omega t).$$
(1.2)

Первый член в правой части уравнения является обычной пондеромоторной силой, рассмотренной выше. Второй же высокочастотный член, осциллирующий на удвоенной лазерной частоте, появляется из-за $v \times B$ компоненты в силе Лоренца. Данная компонента становится значительной только когда скорость осцилляции электрона становится сравнимой со скоростью света. Это ускорение похоже на ускорение за счёт эффекта Брюнеля. На крутом профиле плотности дважды за лазерный период электроны с высокой энергией будут ускоряться в плазму и эти электроны смогут сохранить свою энергию.

Обычно для оценки средней пондеромоторной энергии ("температуры") горячих электронов за счёт этих механизмов используют формулу [62]:

$$T_{\rm pond} \approx m_{\rm e} c^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1 \right) \,.$$
 (1.3)

где $a_0 \approx 0.85 \times 10^{-9} \sqrt{I_{\rm L} \lambda_{\mu}^2}$ - безразмерная амплитуда лазерного поля, где λ_{μ} - длина волны лазерного излучения в микронах.

1.1.2 Стохастический нагрев.

В основном рассматриваются две основные модели стохастического нагрева. Он может происходить либо в результате движения электронов в суперпозиции регулярных полей, либо во время движения электронов в случайных (шумовых) полях. В первом случае электроны могут быть ускорены в двух, трех и более поперечных электромагнитных волнах [63,64] или в суперпозиции лазерного (поперечного) и плазменного (продольного) полей [65,66]. Также к данному типу относится ускорение электронов мощной поперечной электромагнитной волной в присутствии статического электрического или магнитного поля [63]. Такие квазистационарные электрические и магнитные поля могут возникать, например, в протяженной преплазме, образующейся при воздействии лазерного импульса с низким контрастом на твердотельную мишень. Стоит отметить, что в качестве второй электромагнитной волны может выступать волна, отражённая от мишени [64], или волна, рассеянная назад в результате вынужденного комбинационного рассеяния света [67].

Одним из основных критериев стохастичности движения является наличие положительных ляпуновских показателей. Опишем как они определяются [68]. Пусть динамическая система описывается уравнением:

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}(\mathbf{x}),\tag{1.4}$$

где \mathbf{x} – вектор с компонентами $x_1, x_2, ..., x_n$. Пусть траектории $\mathbf{x}(t)$ и $\mathbf{x}_p(t)$ близки, а \mathbf{x}_0 и \mathbf{x}_{p0} – начальные положения этих траекторий. Пусть $\mathbf{y}(t) = \mathbf{x}_p(t) - \mathbf{x}(t)$, т.е. $\mathbf{y}(0) = \mathbf{x}_{p0} - \mathbf{x}_0$. При близости траекторий эволюцию вектора $\mathbf{y}(t)$ можно описать линеаризованным уравнением:

$$\dot{\mathbf{y}} = \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{x}} \bigg|_{\mathbf{x} = \mathbf{x}(t)} \mathbf{y}.$$
(1.5)

Система уравнений (1.5) имеет n фундаментальных частных решений $\mathbf{y}_{i}(t) = \mathbf{e}_{i}(t)$ таких, что для каждого из них:

$$\lambda_{\mathbf{i}}(\mathbf{x}_0) = \lim_{t \to \infty} \frac{1}{t} \ln \frac{|\mathbf{e}_{\mathbf{i}}(t)|}{|\mathbf{e}_{\mathbf{i}}(0)|} \tag{1.6}$$

существует и имеет определенное, в общем случае отличное от остальных, значение. Эти значения $\lambda_i(\mathbf{x}_0)$ называются ляпуновскими показателями. Наибольший показатель характеризует хаотичность системы – если он положительный, то система стохастична.

1.2 Механизмы ускорения ионов

В отличие от электронов, лазерное излучение не может напрямую ускорять ионы – для этого необходимы интенсивности, превышающие возможности современных лазерных систем. Тем не менее существуют механизмы нагрева ионов до высоких энергий при лазерно-плазменном взаимодействии. В данном разделе кратко рассмотрены два таких механизма: кулоновский взрыв и ускорение в поле разделения зарядов.

1.2.1 Кулоновский взрыв.

Кулоновский взрыв (КВ) – один из ключевых механизмов ускорения ионов, возникающий при взаимодействии сильного лазерного поля с мишенью [69, 70]. Особенно большое значение он приобретает при взаимодействии с небольшими кластерными мишенями. Рассмотрим простую модель кластера в виде однородного шарового сгустка заданного радиуса [71]. Если размер кластера существенно меньше амплитуды осцилляций электронов в лазерном поле, а кинетическая энергия электрона значительно превышает кулоновскую энергию его взаимодействия с кластером, то лазерное излучение практически мгновенно может оторвать почти все электроны от кластера. В этом случае отталкивающая сила нескомпенсированного положительного заряда приводит к кулоновскому взрыву – разлету заряженного кластера в вакууме, при условии, что давление окружающего электронного газа значительно меньше характерного давления разлетающегося кластера [70]. Максимальная кинетическая энергия ускоренных ионов в этом случае определяется размером кластера и может быть найдена из закона сохранения энергии:

$$\epsilon_{\rm CE} \sim \frac{Z_{\rm i} N_{\rm at} e^2}{d} \,, \tag{1.7}$$

где $Z_{\rm i}$ – зарядовое число иона, $N_{\rm at}$ и d – число атомов в кластере и его характерный размер.

Также следует отметить, что в реальных условиях из-за неоднородной плотности ионов в кластерах процесс ускорения может иметь более сложный характер [70].

1.2.2 Ускорения ионов полем разделения зарядов.

Если размер мишени становится слишком большой и лазерное излучение уже не способно вырвать из неё значительную часть электронов, то нагрев ионов происходит за счёт электронной компоненты. Основной принцип данного

механизма заключается в том, что сначала под действием лазерного излучения происходит ускорение электронов. Затем ток высокоэнергетичных горячих электронов вырывается из мишени в вакуум, в результате чего дисбаланс зарядов в мишени приводит к возникновению поля разделения зарядов E_s, которое и ускоряет ионы. Одним из наиболее известных примеров подобного ускорения является механизм TNSA (Target Normal Sheath Acceleration). Этот механизм реализуется при воздействии лазерного излучения на тонкую фольгу, что приводит к появлению горячих электронов, которые, достигая задней поверхности мишени, создают там мощное электрическое поле, направленное преимущественно по нормали к поверхности. Если предположить, что E_s должно удерживать электроны с температурой $T_{\rm hot}$ на длине Дебая $\lambda_{\rm D}$, то $eE_{\rm s} \sim T_{\rm hot}/\lambda_{\rm D}$ [72]. При этом энергию пробного иона, ускоряемого этим полем, можно оценить следующим образом $\epsilon_i \sim Z_i e E_s \lambda_D = Z_i T_{hot}$. Наиболее эффективно ускоряются легкие ионы, например, протоны из тонкого слоя водородсодержащих примесей на поверхности. Они оказываются в благоприятных условиях для ускорения благодаря своему начальному положению (вблизи максимума электрического поля) и наибольшему отношению заряда к массе. Тяжелые ионы, обладая большей инерцией, создают разделение зарядов, что в свою очередь формирует ускоряющее поле. Следует отметить, что характеристики ускоряющего поля зависят не только от параметров распределения электронов, но и от формы поверхности мишени, а также её профиля плотности [72].

1.3 Ускорение заряженных частиц при взаимодействии мощного лазерного излучения со структурированными мишенями

Классические мишени (твердотельные, жидкие), используемые для ускорения электронов с помощью лазерного излучения, показывают низкую конверсию энергии лазерного излучения в энергию заряженных частиц. Это связано с тем, что в случае закритичной плотности таких мишеней они просто отражают лазерное излучение. Если же говорить о различных газовых струях, то благодаря режиму кильватерного ускорения можно добиться высоких энергий частиц, однако их общий заряд достаточно мал. Одним из способов повышения интересующих характеристик высокоэнергетичных заряженных частиц (например, их энергии и числа), а также генерации вторичного рентгеновского и гамма-излучения является использование вместо таких классических мишеней различным образом структурированных на нано- и микро-масштабах мишеней. Энергия и количество заряженных частиц значительно увеличиваются благодаря усилению локальных полей, объемному нагреву и другим эффектам. Ускорение частиц в структурированных мишенях исследуется достаточно активно как в теоретическом, так и в экспериментальном плане.

Например, в работе [73] рассматривается одномерная аналитическая модель, а также PIC расчёты взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса суб-релятивистской и релятивистской интенсивности с шероховатой решетчатой поверхностью. Геометрические размеры варьировались в пределах нескольких сотен нм. В данной модели учитывается смещение электронов под действием лазерного импульса и анализируются в каких областях электрон может ускоряться для максимизации данного ускорения. Кроме того, результаты, полученные в рамках аналитической модели, проверяются с помощью PIC кода.

Похожие рельефные структуры изучаются в работах [74–76]. В этих исследованиях строится аналитическая модель взаимодействия лазерного импульса ультра высокой интенсивности ($I_{\rm L} \sim 10^{20} - 10^{21}$ BT/см²) со структурированной мишенью. Мишень состоит из тонкой подложки (толщина несколько сотен нм) на поверхности которой с обеих сторон расположены прямоугольные выпуклости с характерным размером порядка несколько сотен нм. В рамках этих работ изучалось ускорение электронов и ионов из такой мишени. Была предложена модель, согласно которой механизм поглощения энергии аналогичен механизму Брунеля: электроны вырываются с поверхности мишени и заполняют область между структурами в заданном лазерном цикле. Во время следующего лазерного цикла они возвращаются в мишень. Эти электроны поглощают основную часть лазерной энергии и переносят ее внутрь мишени. Также вычисляются количество и интегральная энергия таких электронов, а коэффициент поглощения оценивается как отношению интегральной энергии электронов к энергии лазерного импульса. Кроме того, в этих работах рассматривают влияние длительности предымпульса с экспериментально достижимым контрастом на сохранение структур. Несмотря на разрушение исходных структур, разлёт ионов формирует новую динамическую конфигурацию, которая существует порядка 100 фс и продолжает эффективно поглощать энергию лазерного излучения в течение нескольких сотен фемтосекунд. Данная модель также была подтверждена с помощью PIC-расчётов.

Благодаря появлению различных систем чистки контраста лазерного импульса стало возможным экспериментально исследовать взаимодействие релятивистского лазерного импульса с нано- и микроструктурированными мишенями. Например, в работах [36, 37] изучалось взаимодействие релятивистского лазерного импульса с так называемой микротравой (или микропроводами). В [36] исследовалось ускорение протонов из микропроводной мишени из золота с различными параметрами структур, а также из плоских мишеней из того же материала разной толщины. Было показано, что при слишком плотном расположении структур не наблюдается увеличение энергии протонов по сравнению со случаем плоской мишени. Однако, если в среднем на фокальное пятно приходится порядка одной структуры, происходит значительный рост энергии ускоренных протонов. Авторы связывают этот эффект с тем, что если структуры расположены слишком плотно, то при взаимодействии излучения с мишенью происходит запирание верхней части структур закритичной плазмой. Также в работе сравнивались различные режимы взаимодействия лазерного импульса с мишенью при использовании технологии чистки контраста и без неё. Эксперимент показал, что предымпульс размывает структуры, снижая эффективность ускорения протонов, в то время как применение чистки контраста позволяет сохранить структуру и значительно повысить эффективность ускорения. Ана-

логичные результаты были получены в [37]. Было показано, что использование мишени с поверхностными микроразмерными проводами из дейтерированного полиэтилена (CD₂) вместо плоской мишени из того же материала увеличивает выход термоядерных нейтронов в 500 раз. Этот эффект обусловлен объемным нагревом частиц в пространстве между структурами.

В экспериментальных исследованиях сложно диагностировать процессы ускорения частиц, происходящие в мишени на временных масштабах порядка десятков фемтосекунд. Поэтому, как правило, в ходе экспериментов детектируются заряженные частицы или вторичное излучение, возникающее после взаимодействия лазерного импульса с мишенью. Затем для анализа процессов происходящих в мишени применяются PIC расчёты. В этом контексте представляет интерес работа [77], в которой авторы попытались подробно изучить временную эволюцию проникновения лазерного излучения и переноса энергии в структурированную мишень, состоящую из нанопроводов. Облучение мишени проводилось лазерным импульсом релятивистской интенсивности по нормали, при этом в перпендикулярном направлении на мишень также воздействовало излучение рентгеновского лазера на свободных электронах. Авторы использовали тот факт, что при нагревании и ионизации вещества изменяется его способность к поглощению рентгеновского излучения. Однако из-за высокой плотности нанопроводов лазерное излучение почти не проникало вглубь структурированной части мишени и исследовать эволюцию проникновения излучения между нанопроводами не получилось. Тем не менее, было установлено, что нанопроволочная мишень поглощала лазерную энергию более эффективно, чем обычная плоская фольга.

Для создания эффективного лазерного электромагнитного и нейтронного источника было предложено использовать микро/наноструктурированные мишени [37]. Исследования показали, что при использовании фемтосекундных лазеров высокой интенсивности с джоулевым уровнем энергии выход нейтронов на таких мишенях может достигать 10⁶ нейтронов/Дж [37]. Эти результаты ясно

демонстрируют, что правильный выбор микро/наноструктурированной среды является важной частью в разработке эффективного лазерного источника нейтронов. Однако изготовление и применение таких мишеней представляет собой более сложную задачу по сравнению с получением кластерного газа, особенно когда речь идет о лазерных импульсах с высокой частотой повторения.

К объемно-структурированным мишеням можно отнести кластерные мишени, которые тоже представляют большой интерес вследствие сочетания преимуществ твёрдотельных мишеней (большой процент поглощённой лазерной энергии за счёт твердотельной плотности кластеров) и газообразных мишеней (большая глубина проникновения лазерного излучения). Хорошо известно, что выход жесткого рентгеновского излучения [23] и гамма-излучения [22, 78, 79] может быть повышен при кластеризации газовой среды. Исследования по взаимодействию лазерного излучения с кластерными мишенями не дают единого простого описания этого процесса. Эти исследования показывают пёструю картину, где те или иные механизмы взаимодействия заряженных частиц с излучением выходят на первую роль при определенных условиях [80].

В большинстве исследований рассматриваются кластеры нанометровых размеров, которые полностью ионизируются в сильном электромагнитном поле. Однако в настоящее время для экспериментов доступны большие кластеры из тяжелых элементов (например, Xe) [81,82], а также микрокапли, включая содержащие дейтерий, применяемые для генерации нейтронов [24,83]. Эти структуры суб-микронного масштаба формируются при сверхзвуковом распылении мини-струй в вакуум.

Современные технологии также позволяют получать металлические субмикронные образования — своего рода сверхмелкодисперсную пылевую среду в разреженном газе (вакууме). Это достигается различными методами, включая применение специальных генераторов [84, 85] и электрическое взрывное распыление суб-микронной металлической пыли (например, золота или серебра) [86]. Лазерное облучение подобных кластеров открывает новые возмож-

ности для приложений, включая аномально высокий нагрев электронов [20], генерацию пучков высокоэнергетичных протонов (или дейтронов), генерацию нейтронов [83], а также создание яркого и контрастного источника рентгеновского излучения [20, 25].

При исследовании кластерных мишеней особое внимание уделяется поиску оптимальных условий их взаимодействия с лазерным излучением. В работе [87] отмечается, что если соотношение между параметрами лазерного излучения и размером кластера таково, что электроны увеличивают свою энергию в ускоряющей фазе лазерного поля, затем проникают внутрь кластера (где они экранированы от лазерного излучения и сохраняют свою скорость), а время пролёта через кластер примерно соответствует длительности замедляющей фазы лазерного поля, то вылетающие из кластера частицы могут снова ускоряться в новой ускоряющей фазе. В работе отмечается, что максимальная энергия, которую может приобрести электрон при таком ускорении, равна $\epsilon_{\rm max} = 1/8 m_{\rm e} d^2 \omega$, где $m_{\rm e}$ -масса электрона, *d*-диаметр кластера, а ω -частота излучения.

Исследование обратного тормозного поглощения сильного лазерного поля в кластерной среде рассмотрено в работе [88]. Было показано, что выигрыш в обратном тормозном поглощении в кластерной плазме по сравнению с однородной плазмой пропорционален числу частиц в кластере. В результате с ростом заряда кластера эффективность поглощения лазерной энергии в кластерной мишени возрастает и может существенно превысить эффективность поглощения в однородной плазме. При этом коллективные эффекты (взаимодействие электронов со всем ионным остовом кластера) в процессе обратно тормозного поглощения играют доминирующую роль по сравнению с элементарными процессами (рассеянием электронов на отдельных ионах кластеров). Отмечается, что эффективность поглощения оценивалась при условии, что большинство электронов покинуло кластер, а сам кластер ещё не распался. В работе [89] исследовано различие между столкновительным и бесстолкновительным нагревом кластеров с учетом их расширения и чирпированности лазерного импульса. Получена аналитическая оценка порога перехода от столкновительного режима к бесстолкновительному. На начальной стадии взаимодействия, когда плотность кластера высока, а температура электронов низка, нагрев обусловлен обратным тормозным поглощением. Однако по мере роста температуры электронов и расширения кластера обратное тормозное поглощение подавляется, и на поздней стадии взаимодействия доминирующим механизмом становится бесстолкновительное резонансное поглощение.

В [90] исследовалось взаимодействие наноразмерных кластеров из Ar с лазерным фемтосекундным импульсом суб-релятивистской интенсивности. В ходе эксперимента было обнаружено, что электронный заряд, вылетающий из кластерного газа, составляет порядка 12 нКл. Для сравнения, заряд, полученный из обычной газовой мишени He, был оценен в 300 пКл, что на порядок меньше. Авторы связывают ускорение электронов в кластерных структурах с эффективным прямым лазерным ускорением, которое также было продемонстрировано в численном моделировании, представленном в работе [22].

В кластерных мишенях может хорошо развиваться стохастическое ускорение, например, в работе [91] исследовалась нелинейная динамика электронов кластера в лазерном поле. Была построена аналитическая модель взаимодействия электрона с лазерным полем в присутствии кулоновского поля кластера при условии, что амплитуда электронных колебаний больше размера кластера. С помощью данной аналитической модели и критерия Чирикова [92] было вычислено критическое значение лазерного поля, приводящее к хаотическому режиму колебаний.

Данные мишени можно использовать и для генерации термоядерных нейтронов. Проблема согласования параметров лазера и мишени для наиболее эффективной генерации высокоэнергетичных ионов изотопов водорода при взрыве кластеров и получения нейтронов в ядерном синтезе обсуждается с 90-х годов

прошлого века. До сих пор остается проблемой генерация коротких нейтронных импульсов с большим числом нейтронов. В первых экспериментах типичный размер используемых кластеров дейтерия (D₂) и дейтерийсодержащих кластеров (например, дейтерированного метана, CD₄) составлял всего несколько нанометров (5-10 нм) [18,93–95]. Выход нейтронов из таких маленьких кластеров не превышал $10^4 - 10^5$ нейтронов на 1 Дж лазерной энергии. Это обусловлено естественным ограничением максимальной энергии ускоренных дейтронов низкой кулоновской энергией кластера, так как при таком размере кластера лазерное поле достаточно сильно, чтобы вырвать из него все электроны [71]. Соответственно, можно ожидать увеличения эффективности ускорения ионов и генерации D-D нейтронов с ростом размера кластера (что сейчас вполне возможно). Это связано с тем, что и число ускоренных дейтронов, и максимальная энергия дейтрона возрастает для суб-микронных кластеров большего диаметра (см., например, [71,96]). В то же время эксперименты с крупными кластерами дейтерия, в частности с каплями тяжелой воды характерного размером 150 нм и средней атомной плотностью капельного газа ~ $10^{19} \,\mathrm{cm}^{-3}$, облученными лазерным импульсом 0.3 Дж, $35 \, \text{фc}$, $7 \times 10^{18} \text{ Bt/cm}^2 \text{ мкm}^2$, не продемонстрировали увеличения выхода нейтронов. Измеренный выход не превышал 10⁴ нейтронов/Дж [24]. Аналогичные результаты были получены и для более крупных капель тяжелой воды размером 500 нм, облученных импульсом 0.5 Дж, 30 фс, $2 \times 10^{19} \text{ Br/cm}^2$, где выход нейтронов составил 2×10^3 нейтронов на 1 Дж лазерной энергии [97]. Можно предположить, что причиной этого явилось несоответствие параметров лазера и кластерной мишени или/и недостаточно высокий контраст лазерного излучения, приводящий к значительному разрушению кластеров.

Таким образом, использование микроструктурированных мишеней при лазерно-плазменном взаимодействии представляется перспективным с точки зрения увеличения как средней энергии заряженных частиц, так и их количества, генерации нейтронов и вторичного излучения. Однако из-за многообразия возможных режимов взаимодействия далеко не все они достаточно изучены, и необходимы дальнейшие исследования, которые позволят подобрать наиболее эффективные лазерно-плазменные параметры для различных приложений.

Глава 2.

Электронный нагрев кластерной плазмы экстремально коротким лазерным импульсом

В главе 2 изучаются особенности лазер-кластерного взаимодействия в случае очень коротких лазерных импульсов при интенсивностях $\gtrsim 10^{18} \ {
m Br/cm^2}$ и достаточно крупных кластеров из тяжелых атомов, которые не успевают разрушиться за время действия импульса. И то и другое находится в русле современных лазерных и кластерных технологий. Так для лазеров высоких энергий (мульти-Дж) современные достижения в так называемой пост-компрессии импульсов демонстрируют их укорочение до длительностей порядка 10 фс при ПВт уровне мощности [98], а для лазеров невысокой энергии (до сотни мДж) достигнуты достаточно высокие частоты следования импульсов (сотни Гц) [83], допускающие высокое вложение энергии за ограниченное время. С другой стороны, получение кластеров размером в сотни нанометров уже стало рутинной процедурой. Такие технологии получения ультракоротких лазерных импульсов и крупных кластеров (капель) сулят продвижение в создании практически интересных компактных источников вторичного излучения на основе эффективного ускорения и нагрева электронов. Ниже на основе теоретических оценок и трехмерного численного моделирования найдены условие согласования лазер-кластерных параметров, позволяющих максимизировать выход горячих электронов требуемой энергии при облучении ансамбля микрокластеров ультракоротким лазерным импульсом.

Раздел 2.1 посвящен рассмотрению особенностей численного моделирования лазерно-плазменного взаимодействия с кластерными мишенями. В разделе 2.2 даны некоторые простые теоретические оценки. В разделе 2.3 рассматривается непосредственно PIC моделирование взаимодействия с кластерами, а в разделе 2.4 изучается нагрев электронов с помощью метода тестовых частиц.

Результаты представленные в данной главе были опубликованы в работах [A4, C4].

2.1 Особенности моделирования кластерной среды

Проведение "в лоб" трехмерного кинетического моделирования кластерной плазмы в пространственных масштабах, представляющих практический интерес, либо невозможно, либо неимоверно ресурсозатратно при имеющихся академических вычислительных ресурсов. Средняя электронная плотность кластерной среды значительно меньше критической плотности $(n_{\rm c} = m_e \omega^2 / (4\pi e^2))$, где m_e, e — масса и заряд электрона, ω — частота лазера) и прозрачна для лазерного излучения. Лазерный импульс в такой среде может распространяться на десятки и сотни микрон. С другой стороны, из-за твердотельной плотности кластеров требуется высокое пространственное разрешение. В результате моделирование всего объема взаимодействия становится практически невозможным. Часто при моделировании рассматривают взаимодействие лазерного излучения только с отдельными кластерами, например, для изучения процесса ускорения электронов [99] или генерации магнитных диполей [79]. Однако такой подход не позволяет адекватно оценить конверсию энергии лазера в энергию заряженных частиц или во вторичное излучение во всем объеме взаимодействия. Это связано с малой конверсией энергии лазера в энергию электронов отдельного кластера, что приводит к большой погрешности в оценке объема взаимодействия. Для подобных исследований требуется физически оправданная и в то же время реалистичная с точки зрения затрат компьютерных ресурсов модель. Поэтому в данной главе моделирование проводилось в небольшой (относительно нагреваемого лазером фокального объёма) области кластерной среды. Это означает, что диаметр фокального пятна значительно превышает поперечные размеры расчетной области, а длина истощения лазерного импульса – продольные. В

этом случае лазерное поле можно моделировать в плоско-волновом приближении. В поперечных направлениях рассматриваемой области со случайно расположенными кластерами применимы периодические граничные условия как для электромагнитных полей (ЭМ), так и для частиц. В продольном направлении для электромагнитных полей использовалось условие впуска-выпуска, а для частиц – условие поглощения. Хотя электроны, вылетающие в продольном направлении, заряжают область моделирования, их число не превышало 10%, что позволяло пренебречь этим эффектом.

2.2 Теоретические оценки

Для оптимизации лазерно-кластерного взаимодействия необходимо согласовать параметры лазерного импульса и параметры кластерной среды. Эффективный нагрев кластерного газа в фокальном объёме, обеспечивающий максимально возможное число нагреваемых электронов, требует как достаточно высокой средней плотности среды, так и хорошего проникновения в нее лазерного импульса, т.е. среднее расстояние между центрами кластеров, s, и диаметр кластеров, d, должны удовлетворять условиям:

$$s \gtrsim \lambda, \quad d \lesssim \lambda,$$
 (2.1)

где λ – длина волны излучения. С другой стороны, диаметр кластера не должен быть слишком малым, чтобы обеспечивать максимально возможное число нагреваемых электронов, которое пропорционально числу взаимодействующих с лазером частиц, т.е. объёму скин-слоя кластера $\propto d^2$. Эффективность генерации горячих электронов будем определять путем максимизации их числа ($\Delta N_{\rm e}$) в нагреваемом лазером фокальном объёме (с фиксированной энергией лазера $W_{\rm L} \approx c E_{\rm L}^2 S \tau_{\rm L} / 8 \pi$). Здесь $S = \pi D_0^2 / 4$ – площадь лазерного пятна, D_0 – его диаметр, $\tau_{\rm L}$ – длительность импульса, $E_{\rm L}$ –амплитуда поля волны, c - скорость света. Нагрев электронов при взаимодействии лазера и кластерной плазмы происходит как под воздействием электромагнитного поля лазерного импульса, так и электростатических (кулоновский) полей кластеров, возникающих при выходе быстрых электронов из кластеров. Вырванные лазером электроны движутся и приобретают энергию в комбинированных электромагнитных и электростатических полях. В таких условиях типично возникновение стохастического нагрева электронов (см., например, [66,100–102]). В результате некоторые электроны могут получить энергию, значительно превышающую пондеромоторную $T_{\rm pond} = m_e c^2 \left(\sqrt{1+a_0^2/2}-1\right)$, где $a_0 = eE_{\rm L}/(m_e c\omega) = 0.85 \cdot 10^{-9} (I_{\rm L} \lambda_{\mu}^2)^{1/2}$ – стандартная безразмерная амплитуда релятивистски интенсивной лазерной волны ($a_0 \gtrsim 1$), $I_{\rm L}$ – интенсивность в Вт/см², λ_{μ} – длина волны в мкм. Такие частицы часто называют суперпондеромоторными электронами.

Колебательная энергия электронов в лазерном импульсе составляет $(a_0^2/2)m_ec^2\cos^2\eta$ (η - фаза ЭМ волны). Она может быть получена электронами благодаря эффекту дефазировки, который возникает из-за наличием кулоновского поля заряженных кластеров. Это похоже на то, что обсуждалось в работах [100, 102, 103], поскольку в сложных ускоряющих полях адиабатичность не сохраняется и возникает хаотическая динамика. По этой причине можно ожидать, что горячие электроны приобретут энергию порядка или даже несколько большую, чем усредненная по фазе энергия в поле лазерной волны, т.е.

$$T_{\rm hot} \sim m_e c^2 \frac{a_0^2}{4} \,.$$
 (2.2)

Число таких суперпондеромоторных электронов в кластере определяется глубиной нелинейного скин-слоя [104–106]: $l_{\rm NS} = \lambda n_{\rm c} a_0 / (\pi \sqrt{2} n_{\rm e})$, отвечающему учёту баланса сил, действующих на вырываемые электроны,

$$E_{\rm C} \approx E_{\rm L}$$
. (2.3)

Здесь $n_{\rm e}$ – плотность электронов кластера, $E_{\rm C}$ – напряженность кулоновского поля на поверхности кластера. Тогда максимальное число горячих электронов можно оценить следующим образом:

$$\Delta N_{\rm e} \approx \pi d^2 l_{\rm NS} n_{\rm e} N_{\rm cl} \approx \frac{W_{\rm L}}{m_{\rm e} c^2} d^2 L_{\rm dpl} n_{\rm cl} \frac{\lambda}{c \tau_{\rm L}} \frac{\sqrt{2}}{a_0}, \qquad (2.4)$$

где $N_{\rm cl}$ и $n_{\rm cl}$ – число и плотность кластеров в фокальном объёме, т.е. в области объёмом $V = SL_{\rm dpl}$), где $L_{\rm dpl}$ – характерная длина нагреваемого пространства (длина взаимодействия), определяемая истощением импульса [107]:

$$L_{\rm dpl} \sim c\tau_{\rm L} a_0 n_c / (4\bar{n}_{\rm e}) \approx c\tau_{\rm L} s^3 / (3\lambda d^2) \,. \tag{2.5}$$

Здесь $\bar{n}_{\rm e} = \pi d^2 l_{\rm NS} n_{\rm e} n_{\rm cl}$ – средняя электронная плотность межкластерной плазмы. При фиксированной энергии лазера

$$\Delta N_{\rm e} \approx \frac{\sqrt{2}}{3a_0} \frac{W_{\rm L}}{m_{\rm e}c^2} \propto 1/a_0 \,. \tag{2.6}$$

В последнем соотношении учитывалось, что $n_{\rm cl} \approx 1/s^3$, что соответствует оптимально плотному заполнение среды кластерами, а значит $d^2 L_{\rm dpl} n_{\rm cl} \approx c \tau_{\rm L}/(3\lambda)$. Таким образом, при увеличении интенсивности лазерного импульса число нагреваемых частиц снижается корневым образом, $\Delta N_{\rm e} \propto 1/\sqrt{I_{\rm L}}$.

Наиболее естественным ограничением длины взаимодействия L_{dpl} могла бы являться стандартная длина ослабления света в результате рассеяния Ми на микрокластерах $\approx (n_{cl}\sigma_{Mie})^{-1}$, где $\sigma_{Mie} = \sigma_{Mie}(d,\lambda)$ – сечение рассеяния Ми на сферической микрочастице. Такое ограничение имеет место в случае слабых лазерных импульсов. Однако для рассматриваемых параметров лазерплазменного взаимодействия, в силу достаточно высокой электронной плотности образующейся плазмы, длина истощения релятивистски интенсивного лазерного импульса оказывается короче – примерно в два раза (см. ниже) длины ослабления в результате рассеяния Ми. Дело в том, что сказываются значитель-
ные пондероморные потери энергии импульса (из-за так называемого эффекта "snow plow" [107]). По этой причине в оценке фокального объёма следует использовать именно оценку (2.5).

2.3 РІС моделирование

3D PIC моделирование воздействия сверхкороткого мощного лазерного импульса на кластерную среду было выполнено с помощью PIC-кода "Мандор" [53]. Расчётная область имела размеры $[X \times Y \times Z] = [4.2\lambda \times 3.6\lambda \times 3.6\lambda],$ где $\lambda = 1$ мкм, а пространственное разрешение составляло $\lambda/600 \times \lambda/200 \times \lambda/200$ в направлениях x y z, соответственно. Схема взаимодействия лазерного излучения с кластерной мишенью в ходе численного моделирования представлена на Рис. 2.1. Линейно-поляризованный лазерный импульс распространялся в положительном направлении оси x и был поляризован по оси y. Интенсивность лазерного излучения варьировалась в диапазоне $I_{
m L} = (2 \div 34) \cdot 10^{18} \ {
m Bt} / {
m cm}^2$ $(a_0=1.2\div5),$ а его длительность была равна $\tau_{\rm L}=10\,{\rm \varphi c}$ (FWHM). Время входа в расчётную область максимума импульса относительно начального момента времени $(t = 0 \, \text{фc})$ составляет $t_{\text{off}} = 30 \, \text{фc}$. Время расчёта составляло 100 фс. Лазерная волна на границе области задается в виде, $E_{\rm y} = E_{\rm L} \sin(\omega t) g(t)$, здесь $g(t) = \exp(-(t - t_{\rm off})^2/\tau_*^2)$ – огибающая лазерной волны, $\tau_* = \tau_{\rm L}/\sqrt{2\ln(2)},$ $c\tau_{\rm L} < X$. В задаче рассматривались большие кластеры суб-микронного размера с диаметром, превышающим глубину скин-слоя. Мишень представляла собой сферические микрокластеры диаметром $d = 0.2\lambda$ и с электронной плотностью $n_{\rm e} = 200 n_{\rm c}$. В расчётах используются тяжелые многозарядные ионы, для определенности, золото ($M_{\rm i} \approx 197\,{\rm a.e.m.}$), с модельной плотностью $n_{\rm i} = n_{\rm e}/Z_{\rm i}$, где $Z_{\rm i} = 20$ – заряд иона (уровень ионизации). Расположение отдельных кластеров (всего 27 штук) выбиралось случайным образом, однако среднее расстояние между центрами было одинаковым и составляло $s = 1.2\lambda$. Ионы считаются подвижными, что позволяет описывать динамику плазмы на масштабе времени, заметно превосходящем длительность лазерного импульса.



Рис. 2.1: Качественная иллюстрация постановки численного моделирования. Показано сечение, (XY), фокальной области лазер-плазменного взаимодействия (выделена розовым цветом). Внутри фокального объема схематично изображена расчётная область (пунктирный прямоугольник $X \times Y$). Распространяющийся лазерный импульс показан красной стрелочкой. Здесь D_0 – диаметр лазерного пятна, L_{dpl} – длина истощения импульса, $x_R = \pi D_0^2/\lambda$ – рэлеевская длина.

Моделирование продемонстрировало, что после вырывания электронов из скин-слоя кластеров в их окрестности возникает сильное кулоновское поле, которое слабо экранировано. Характерное значение квазистационарного кулоновского поля в 3D PIC расчётах по порядку величины оказывается сопоставимым $((2 \div 4) \cdot E_L)$ с полем лазерной волны (ср. (2.3)). Несмотря на то, что лазерный импульс достаточно быстро покидает область взаимодействия, электростатическое кулоновское поле, вследствие медленного расширения кластера, уменьшается достаточно долго и оказывает существенное влияние на пост-динамику лазерно-нагретых электронов. Так, через 40 фс после момента, когда пик лазерного импульса покидает область взаимодействия, максимальное значение квазистационарного кулоновского поля спадает примерно в 2 раза (для $a_0 = 1.2$) и становится примерно равным амплитуде поля лазерной волны. Характерные углы рассеяния электронов на заряженных кластерах, даже в течение времени взаимодействия с лазерным импульсом, оказываются большими (~1 рад).

В расчётах была сопоставлена эффективность генерации горячих электронов при заданной энергии лазерного импульса с увеличением его интенсивности. Так как площадь пятна уменьшается обратно пропорционально интенсивности, то число электронов $(N_{\rm e}(\epsilon_0))$ с энергией ϵ_0 в фокальном объёме $V = SL_{
m dpl}$ связано с числом электронов в расчётной области $(\widetilde{N}_{
m e}(\epsilon_0))$ соотношением $N_{\rm e}(\epsilon_0) = \widetilde{N}_{\rm e}(\epsilon_0) V/(\Delta V)$, где $\Delta V = XYZ$ – объём расчётной области. Полный выход горячих электронов и долю энергии горячих электронов к лазерной энергии можно оценить, считая, что энергия лазерного импульса падает примерно в *e*-раз при прохождении расстояния L_{dpl} в кластерной среде и зная коэффициент поглощения лазерной энергии в расчётной области (A). Таким образом, длина поглощения может быть оценена по формуле $L_{
m dpl} = -X/\ln{(1-A)} \approx X/A \approx 40$ мкм, что близко к значению, рассчитанному по формуле (2.5). В этой оценке учтено, что для $a_0 = 1.2$ PIC моделирование предсказывает значение коэффициента поглощения $A \approx 0.08 \, (8\%)$. Эта величина слабо увеличивается с a_0 , достигая значения $A \approx 0.1$ (10%) при $a_0 = 5$. Длина поглощения значительно короче, чем релеевская длина, и в два раза короче длины рассеяния Ми на сферических частицах, $(n_{\rm cl}\sigma_{\rm Mie})^{-1} \approx 70$ мкм.

Рассмотрим теперь динамику энергетических распределений ускоренных электронов (см. Рис. 2.2) при $a_0 = 1.2$. К моменту, когда максимум лазерного импульса входит в расчётную область (t = 30 фс), формируется монотонноспадающий спектр (синяя кривая). Однако со временем в спектре выделяется характерная область плато (хорошо видна на вставке). В целом, в спектре можно условно выделить три группы частиц. К первой группе относятся наиболее медленные электроны, спектр которых подчиняется экспоненциальному распределению. Во вторую группу входят более быстрые частицы из области плато. Область начала плато удобно охарактеризовать параметром ϵ^* (показан на Рис. 2.2 и Рис. 2.3). Третья группа состоит из самых быстрых частиц находящихся в хвосте спектра. Однако, несмотря на достаточно большую энергию этих электронов, их число значительно меньше, чем в первых двух группах. При этом, если незадолго до ухода импульса (красная кривая) распределение обогащено горячими (супер-пондеромоторными) электронами из третьей группы, наклон спектра которых (≈ 240 кэВ) несколько превосходит температуру, найденную по формуле (2.2) (180 кэВ), то чуть позднее происходит разлет плазмы, в результате падает как средняя, так и максимальная энергия этих электронов. Характерное время ускорения ионов, за которое ускоряется незначительная часть горячих ионов в результате медленного расширения кластеров, составляет $\gtrsim 100$ фс.



Рис. 2.2: Спектры электронов на моменты времени t = 30(синий), 40(красный), 50(зелёный), 80(оранжевый) фс для $s = 1.2\lambda$, $d = 0.2\lambda$. На вставке показано формирование и развитие характерного плато с тенденцией квазимоноэнергетичности горячих электронов. Также зеленая пунктирная линия показывает положение начала плато ϵ^* для случая t = 50 фс.

Таким образом, после того как лазерный импульс покидает расчётную область, в энергетическом спектре электронов происходит перераспределение частиц по энергиям: уменьшается количество самых горячих электронов, а число умеренно-нагретых частиц возрастает. Это характеризуется образованием плато в диапазоне энергий электронов, включая значения, превосходящие пондеромоторную энергию (супер-пондеромоторные электроны, $\epsilon > T_{pond}$). Плато сохраняется до окончания времени расчёта (100 фс), оно будет исчезать на масштабе порядка времени обмена энергии горячих электронов с холодными. Такая релаксация электронного распределения наблюдается для всех значений a_0 в рассматриваемом диапазоне и выглядит как диффузия в пространстве энергии с формированием небольшой квазимоноэнергетичности электронов суперпондеромоторных энергий.

Энергетическая ширина области плато для разных a_0 дана в Таблице 2.1. Средняя энергия частиц из плато близка к энергии электронов, оцененной по формуле (2.2), о чем ещё будет подробнее сказано ниже.

Таблица 2.1: Зависимость характеристик ускоренных электронов от амплитуды поля (a_0) на момент времени $t = 60 \, \text{фc}$: ширина области плато $(\Delta \epsilon)$ энергетического спектра (в МэВ), средняя энергия электронов (T_{hot}) из области плато (в МэВ), левая граница плато – ϵ^* в МэВ, число горячих электронов в расчётной области $(\Delta \tilde{N}_{\text{e}}(\epsilon^*))$ и в нагреваемом лазером фокальном объёме $(\Delta N_{\text{e}}(\epsilon^*))$ с энергией выше ϵ^* .

a_0	$\Delta \epsilon$	$T_{\rm hot}$	ϵ^*	$\Delta \widetilde{N}_{ m e}(\epsilon_0)$	$\Delta N_{ m e}(\epsilon_0)$
1.2	0.26	0.25	0.05	1.3×10^{9}	1.5×10^{12}
2	0.68	0.60	0.10	1.8×10^{9}	7.8×10^{11}
3	1.63	1.26	0.22	2.3×10^9	4.5×10^{11}
4	3.00	2.00	0.39	2.5×10^9	3.0×10^{11}
5	4.32	2.93	0.50	3.0×10^9	2.1×10^{11}

При увеличении интенсивности лазерного импульса область плато расширяется, а его середина смещается в сторону более высоких энергий (изменение энергетического спектра показано на Рис. 2.3). Так, при увеличении интенсивности в 6 раз, ширина плато также увеличивается в 6 раз (от 260 кэВ до 1630 кэВ). При этом доля суммарной энергии электронов, запасенной в плато, относительно полной энергии всех электронов в нагреваемом лазером фокальном объёме возрастает с 0.3 до 0.8 при переходе от $a_0 = 1.2$ к $a_0 = 5$. Обнаруженный нагрев кластерной плазмы, характеризуемый платообразным спектром электронов, представляет интерес с точки зрения перспективы получения значительного числа горячих электронов. Само существование широкого распределения электронов с плато, ширина которого заметно превышает пондеромоторную температуру ($T_{\rm pond}$), указывает на то, что могут появиться новые возможности для создания рентгеновского источника на основе кластерной мишени. Действительно, поскольку значительная доля высокоэнергетичных электронов аккумулируется в области плато, то частицы из этого диапазона энергий будут вносить существенный вклад в жесткое излучение плазмы.



Рис. 2.3: Энергетические спектры ускоренных электронов в зависимости от амплитуды поля лазерного импульса (a_0) при заданной энергии лазера $W_{\rm L} = 300$ мДж на момент времени t = 60 фс для $a_0 = 1.2$ (красный), 2(синий), 3(зелёный), 4(оранжевый), 5(фиолетовый). Для $a_0 = 5$ показана левая граница плато – ϵ^* .

На Рис. 2.4 представлена зависимость средней энергии горячих электронов из плато (т.е. электронов с энергией выше ϵ^*) от a_0 , а также оценка, вычисленная по формуле (2.2). Результат в моделировании близок к полученным ранее оценкам.



Рис. 2.4: Средняя энергия горячих электронов из плато (сплошная кривая) в зависимости от a_0 и оценка этой величины, вычисленная по формуле (2.2) (пунктирная кривая).

Выход горячих электронов с энергией выше ϵ_0 можно найти по формуле:

$$\Delta N_{\rm e}(\epsilon_0) = \int_{\epsilon_0}^{\infty} \mathrm{d}\epsilon \, \frac{\mathrm{d}N_{\rm e}}{\mathrm{d}\epsilon} \,, \qquad (2.7)$$

где величина ϵ_0 будет равной ϵ^* для соответствующего a_0 (см. Таблицу 2.1). По аналогии определим энегосодержание горячих электронов:

$$\frac{\Delta E_{\rm e}(\epsilon_0)}{W_{\rm L}} = \int_{\epsilon_0}^{\infty} \mathrm{d}\epsilon \ \epsilon \ \frac{\mathrm{d}N_{\rm e}}{\mathrm{d}\epsilon} / W_{\rm L} \,. \tag{2.8}$$

На Рис. 2.5а представлена зависимость выхода горячих электронов как функция амплитуды лазерного импульса (a_0) при фиксированной энергии лазера (300 мДж). Расчёт демонстрирует монотонный спад выхода горячих электронов. Характер представленной на графике зависимости хорошо аппроксимируется функцией $\propto 1/a_0$, как и предсказывает формула (2.6). Отметим, что если во всем фокальном объёме число горячих электронов падает с увеличением интенсивности, то в расчётной области оно растет (ср. 5-ую и 6-ую колонки в Таблице 2.1). Доля энергии горячих электронах из плато в фокальном объё-



Рис. 2.5: (а) Число горячих электронов в фокальном объёме с энергией свыше ϵ^* . (б) Относительное энергосодержание горячих электронов с энергией выше ϵ^* в фокальном объёме как функции амплитуды лазерной волны (a_0) .

ме относительно энергии лазерного излучения, прошедшего через эту область, увеличивается с ростом лазерной интенсивности от 20% (при $a_0 = 1.2$) до 30% (при $a_0 = 5$), что продемонстрировано на Рис. 2.56. Моделирование показывает, что при $a_0 = 1.2$ выход горячих электронов из плато составляет 5×10^{12} частиц на 1 Дж (или, в единицах заряда, ≈ 0.8 мкКл/Дж). При увеличении интенсив-



ности лазера выход электронов монотонно уменьшается, достигая значенияя 0.1 мкКл/Дж при $a_0 = 5$.

Рис. 2.6: (а) Траектории шести электронов на плоскости (XY), рециркулирующих вблизи отдельных микрокластеров, в момент времени t = 60 фс; (б) зависимость их энергии от времени; (в)-(г) то же самое, но для блуждающих между микрокластерами электронов. Микрокластеры изображены серым цветом. Параметры расчёта отвечают случаю $a_0 = 1.2$.

Проанализировав динамику отдельных частиц из моделирования, можно выделить три группы горячих электронов (с энергией превышающей ϵ^*):

электроны, совершающие квазипериодическое движение (рециркулирующие, захваченные), с траекториями вблизи отдельных кластеров типа кеплеровских орбит (примерно 1% от числа электронов в расчётной области при a₀ = 1.2);

- 2. электроны, испытывающие частичную рециркуляцию вблизи микрокластера с перескоком на соседние микрокластеры (примерно 4%);
- электроны, испытывающие множественное рассеяние на кластерах под большими углами и в конечном счёте покидающие расчётную область (менее 1%).

Траектории электронов, отвечающих группам 1-3, а также эволюция их энергии, показаны на Рис. 2.6. Все группы электронов характеризуются стохастической динамикой в электростатическом поле микрокластеров, (ср. например, [108]).

2.4 Анализ динамики электронов с помощью метода тестовых частиц и Ляпуновских показателей

Для выявления механизма формирования плато и демонстрации стохастической динамики электронов была численно решена задача движения тестовых частиц в заданных электромагнитных полях, представляющих собой суперпозицию лазерной волны и кулоновского поля кластеров. Будем считать, что широкая (квазиплоская) волна взаимодействует с тестовыми электронами, изначально расположенными вблизи границы кластер-вакуум. Динамика частицы в заданных полях определялась численным решением релятивистского уравнения движения:

$$d_{\rm t}\mathbf{p}_{\rm e} = -e\,\mathbf{E} - \frac{e}{c}\,\mathbf{v}_{\rm e} \times \mathbf{B}\,, \qquad d_t\mathbf{r}_{\rm e} = \mathbf{v}_{\rm e},\tag{2.9}$$

где $\mathbf{p}_{e} = \gamma_{e}m_{e}\mathbf{v}_{e}$, \mathbf{v}_{e} и \mathbf{r}_{e} импульс, скорость и координата, $\gamma_{e} = (1 + p_{e}^{2}/m_{e}^{2}c^{2})^{1/2}$. В рассматриваемом приближении электрическое и магнитное поля представляют собой суперпозицию лазерной волны и квазистатического электрического поля, т.е. $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{L} + \mathbf{E}_{C}$, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{L}$. Здесь $\mathbf{E}_{C} = E_{r}\mathbf{r}/r$, $\mathbf{E}_{L} = E_{L}a_{0}g(\omega t - kx)\cos(\omega t - kx)\mathbf{e}_{y}$ и $\mathbf{B}_{L} = E_{L}a_{0}g(\omega t - kx)\cos(\omega t - kx)\mathbf{e}_{z}$, т.е. плоская волна распространяется в направлении x, E_{r} – радиальная компонента кулоновского поля. PIC моделирование продемонстрировало, что поля отдельного кластера неплохо описывается

$$E_{\rm r} = \frac{eQ(r,t)}{r^2},$$
 (2.10)

где Q = 0 для $r < R_2, \, Q = Q_0 (r^3 - R_2^3) / (R_{
m F}^3 - R_2^3)$ для $R_{
m F} \ge R \ge R_2$ и $Q = Q_0$ для $r > R_{
m F}$. Здесь $Q_0 = 4\pi Z_{
m i} e n_i (R_0^3 - R_2^3)/3$ – полный заряд ионизированной части кластера, R_F – мгновенный радиус расширяющегося кластера, n_i – плотность ионов в кластере, $Z_{\rm i}$ – заряд иона, $R_2 = R_0 - l_{\rm NS}$. Изменением положения фронта кластера на временах меньше характерного времени разлета плазмы можно пренебречь $R_{\rm F} \approx R_0$. Для демонстрации стохастичности движения рециркулирующих (захваченных) и блуждающих электронов был выполнен расчет динамики тестовых частиц для следующего набора параметров $a_0 = 1.2$, $d/\lambda = 0.2, \, s/\lambda = 1.2, \, N_{
m cl}^{
m test} = 27, \, N^{
m test} = 10000.$ Здесь $N_{
m cl}^{
m test}$ – число кластеров, N^{test} – число тестовых частиц. Поля отдельного кластера описываются формулой (2.10), а динамика частиц системой (2.9). При этом разлет кластера не учитывался, то есть ионы считались бесконечно тяжелыми. На Рис. 2.7 представлены энергетические спектры ускоренных электронов, оставшихся в области после взаимодействия с лазерной волной, полученные при PIC моделировании (Рис. 2.7а) и с помощью метода тестовых частиц (Рис. 2.7б). Спектр, полученный с помощью метода тестовых частиц, также характеризуется областью плато, энергетические параметры которого близки к результатам PIC моделирования, описанным в разделе 2.3.

Чтобы продемонстрировать стохастическое поведение электронов высоких энергий применяется метод показателей Ляпунова [109], которые характеризую скорость разлёта бесконечно близко расположенных траекторий в фазовом пространстве. Если старший показатель Ляпунова положителен, то движение электрона стохастично. Старший (максимальный) показатель Ляпунова широко используется в литературе [64,66,67]. Формула (1.6), по которой могут быть найдены показатели Ляпунова, была дана в главе 1.



Рис. 2.7: Энергетический спектр ускоренных электронов при $a_0 = 1.2$ на момент времени t = 60 фс., полученные в (а) PIC моделирование (также был представлен на Рис.2.3) и (б) в моделирование тестовых частиц.

Однако в численных расчётах практически невозможно использовать непосредственно эту формулу. Численно вычислить старший показатель Ляпунова возможно с помощью способа, основанного на использовании алгоритма Бенеттина [110]. Подобным образом он вычислялся, например, в [66]. Согласно этому алгоритму, для вычисления показателя Ляпунова необходимо решить систему уравнений движения частицы (2.9) на достаточно большом временном интервале для эталонных и возмущенных траекторий, периодически проводя перенормировки (т.е. вводя возмущение в эталонную траекторию в фазовом пространстве и накапливая логарифмы норм), а затем усредняя полученные значения за время вычислений. Формула для старшего показателя Ляпунова, полученная после *n* последовательных перенормировок, имеет вид [66]:

$$\lambda_{\max,n} = \frac{1}{n\Delta t} \sum_{k=1}^{n} \ln\left(\frac{d_k}{d_0}\right),\tag{2.11}$$

где $d_0 = |\mathbf{w}_0|$ – норма начального вектора возмущения, $\mathbf{w}_0 = (\delta x, \delta y, \delta z, \delta p_{\rm x}, \delta p_{\rm y}, \delta p_{\rm z})$. При этом $d_0 \to 0$, а норма $d_{\rm k}$ определяется с помощью перенормировок

$$d_{\mathbf{k}} = |\mathbf{w}_{\mathbf{k}-1}(\Delta t)|, \quad \mathbf{w}_{\mathbf{k}}(0) = \frac{d_0}{d_{\mathbf{k}}}\mathbf{w}_{\mathbf{k}-1}(\Delta t).$$
(2.12)

48

Вектор возмущения $\mathbf{w}_{k}(\Delta t) = (\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta p_{x}, \Delta p_{y}, \Delta p_{z})$, где $\Delta x = x(t_{k}) - x(t_{k} - \Delta t)$, $\Delta p_{x} = p_{x}(t_{k}) - p_{x}(t_{k} - \Delta t)$ и так далее. А соответствующие значения координат и импульсов получены при решение уравнения движения. Сам старший показатель Ляпунова при этом определяется как:



Покажем теперь с помощью метода тестовых частиц и старшего ляпуновского показателя, который был рассчитан по приведенному алгоритму, что динамика частиц с энергией из области плато стохастическая. На Рис. 2.8 для пяти выбранных тестовых частиц представлены: эволюция их энергии во времени, временная зависимость максимального (старшего) показателя Ляпунова, а также их траектории. Электроны рециркулируют вблизи микрокластеров с перескоком на соседние кластеры, что аналогично тому, что наблюдалось в PIC моделировании (Puc. 2.6в). Положительные значения старшего показателя Ляпунова (см. Puc. 2.86) доказывают стохастический характер движения заряженных частиц.

2.5 Заключение

В данной главе было установлено условие согласования лазернокластерных параметров, позволяющее максимизировать выход горячих электронов требуемой энергии при облучении ансамбля кластеров субмикронного размера ультракоротким лазерным импульсом (см. условия (2.1)–(2.6)). Оптимальный режим, отвечающий такому согласованию, характеризуется ярко выраженным стохастическим блужданием электронов в кулоновских полях кластеров. В результате после воздействия лазерного импульса в энергетическом спектре электронов формируется впервые обнаруженное плато с признаком квазимоноэнергетичности. Проведенный количественный анализ, опирающийся на трехмерное численное моделирование, позволяет описать динамику вылетающих из микрокластеров электронов при заданной энергии лазера в зависимости от его интенсивности. С помощью метода тестовых частиц и старшего показателя Ляпунова была продемонстрирована стохастическая динамика электронов. Показано, что выход горячих электронов с энергией свыше 50 кэВ достигает значения 5 × 10¹² электронов на 1 Дж вложенной энергии лазера (или в пересчёте на заряд – 0.8 мкКл/Дж). Применение достаточно больших кластеров из тяжелых атомов позволяет за счёт инертности ионов достаточно продолжительное время (пока не произойдет их разлет) поддерживать квазиравновесное состояние электронов, характеризуемое областью плато в спектре,

что обуславливает возможность эффективной генерации вторичного излучения кластерной плазмой.

Глава 3.

Оптимизация ускорения дейтронов и генерации лазерных термоядерных нейтронов из кластерной среды

В данной главе приводятся результаты численного эксперимента с каплями тяжелой воды (D₂O), которые облучаются фемтосекундным лазерным импульсом джоулевого уровня энергии и умеренной интенсивностью 10^{18} BT/см² $\leq I_{\rm L} \leq 3 \times 10^{19}$ BT/см², где $I_{\rm L}$ - интенсивность лазера. Цель - оптимизировать параметры капельной мишени для получения максимально возможного количества ускоренных дейтронов с энергией, подходящей для термоядерного производства D-D нейтронов. Использование взаимодействие лазера с кластерной средой для производства нейтронов не требует специальной мишени-конвертера [111]. Большие объемы взаимодействия при достаточно умеренной интенсивности и энергии лазера позволяют получить значительный выход термоядерных нейтронов. Для сферических кластеров различного размера был продемонстрирован переход от режима кулоновского взрыва к расширению плазмы под действием поля разделения зарядов (TNSA-подобный режим [112]).

В разделе 3.1 приведены теоретические оценки возможной энергии заряженных частиц, а также оптимальных параметров кластерных мишеней. Раздел 3.2 посвящён 3D PIC-моделированию лазерно-кластерного взаимодействия. В нём рассматриваются метод моделирования, используемые параметры лазерного излучения и кластерных мишеней (3.2.1), а также представлены характеристики высокоэнергетичных электронов и дейтронов (3.2.2-3.2.4). В разделе 3.3, на основе полученных спектров дейтронов, с помощью интеграла перекрытия и GEANT4 рассчитан выход нейтронов и определены оптимальные условия лазерно-плазменного взаимодействия. В разделе 3.4 проведено сравнение предложенного метода моделирования по зонам с полноразмерным моделированием взаимодействия лазерного излучения с кластерной средой большого объёма в двумерном PIC-расчёте.

Результаты, представленные в данной главе, были опубликованы в работах [A5-A8, B2, C5-C6].

3.1 Теоретические оценки

Поиск оптимальных условий для эффективного лазерного нагрева/ускорения кластерных дейтронов в фокальном объеме является важнейшим шагом на пути получения источника с высоким выходом нейтронов. В этом разделе представлены грубые оценки параметров лазера-мишени, которые позволят сузить диапазон оптимизируемых параметров.

Рассмотрим взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса джоульного уровня энергии с ансамблем крупных кластеров суб-микронного размера. Выбор лазерного импульса такой энергии обусловлен тем, что ее достаточно для ускорения дейтронов до нескольких сотен кэВ, что необходимо для эффективного производства D-D нейтронов из значительного объема плазмы [113]. Чтобы продемонстрировать это, рассмотрим простейшую линейную зависимость энергии ускоренных дейтронов от температуры электронов [114] и оценим температуру электронов с помощью пондеромоторной формулы:

$$T_{\rm pond} \approx m_{\rm e} c^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1 \right) \,,$$
 (3.1)

где $m_{\rm e}$ – масса электрона, c – скорость света, а $a_0 \approx 0.85 \times 10^{-9} \sqrt{I_{\rm L} \lambda_{\mu}^2}$ – безразмерная амплитуда лазерного поля, где λ_{μ} – длина волны лазерного излучения в микронах. Из уравнения (3.1) и грубой оценки энергии дейтронов $\epsilon_{\rm D} \sim T_{\rm pond}$ можно сделать вывод, что лазерные импульсы с $a_0 \gtrsim 1$ подходят для получения D-D нейтронов. Соответственно, для этого требуется $I_{\rm L} \lambda^2 \gtrsim 10^{18}$ [BT/cm²×мкм²], где λ – длина волны лазерного излучения. Заметим, что эта оценка не учитывает более сложную физику лазерно-кластерного нагрева, которую мы обсудим ниже, а просто дает приблизительный диапазон энергии электронов, представляющий интерес.

Далее подробно обсудим конкретные требования к параметрам кластерной плазмы при заданной интенсивности лазера для достижения максимальной эффективности ускорении дейтронов и генерации нейтронов. Предполагаем, что для заданной интенсивности лазерного импульса существует оптимальное значение размера (диаметра d) кластера, $d = d_{opt}$, и среднего расстояния между кластерами, s, (или, что то же самое, средней плотности электронов, $n_{e,av}$), которое может обеспечить максимальное число высокоэнергетичных дейтронов и, соответственно, выход нейтронов на 1 Дж вложенной лазерной энергии.

Как было отмечено в главе 2, при выборе параметров мишени необходимо учитывать, что кластерная среда должна быть достаточно плотной, но при этом оставаться прозрачной для нагревающего лазерного импульса. Кроме того, для эффективного производства D-D нейтронов целесообразно облучать большой объём кластерной среды, что позволит получить значительное количество хорошо ускоренных ионов. Для обеспечения прозрачности среды примем характерное расстояние между кластерами равным нескольким длинам лазерной волны, $s \gtrsim \lambda$. Диаметр кластеров будем рассматривать в пределах $d \lesssim \lambda$, что охватывает почти весь диапазон технологически достижимых значений [115, 116].

Существование оптимального размера кластера (d_{opt}) для эффективного нагрева электронов и, следовательно, эффективного ускорения дейтронов можно объяснить с простой точки зрения. Если кластер имеет небольшой диаметр, значительно меньший длины волны лазера ($d \ll \lambda$), лазерный импульс способен полностью вырвать из него электроны, приводя к кулоновскому взрыву (KB). Однако при таком механизме малый заряд ионного кластера не может обеспечить достаточно большую энергию ускоренных дейтронов. В этом случае радиус кластера оказывается меньше длины Дебая электрона (λ_D). Таким образом, можно ожидать, что оптимальный диаметр кластеров будет лежать в диапазоне:

$$2\lambda_{\rm D} \lesssim d_{\rm opt} \lesssim \lambda$$
 (3.2)

Условие согласования (3.2) является качественным, и наша цель – точно оценить $d_{\rm opt}$ для умеренно интенсивных лазерных импульсов, $1 < a_0 < 5$, из 3D PIC моделирования.

Как было отмечено в главе 2, за счет стохастического ускорения электронов в сложном поле, состоящем как из поля лазерной волны, так и из кулоновских полей кластеров, электроны могут получать энергию, значительно превышающую пондеромоторную (3.1). В результате горячие электроны могут ускоряться до энергий порядка:

$$T_{\rm hot} \sim m_{\rm e} c^2 \frac{a_0^2}{4} \,.$$
 (3.3)

Средняя энергия горячих электронов, оцененная по уравнению (3.3), сравнима с пондеромоторной температурой (3.1) при $a_0 \sim 1$ и значительно превышает T_{pond} при $a_0 \gg 1$. Средняя энергия возрастает достаточно резко с увеличением интенсивности лазера ($\propto I_{\text{L}}$), по сравнению со случаем использования массивных мишеней, например, фольг толщиной более нескольких микрон.

Для количественного определения структурных масштабов кластерной среды (оптимальных диаметров кластеров и расстояний между кластерами, определяющих среднюю плотность среды), а также характеристик ускоренных лазером электронов и ионов было проведено 3D PIC моделирование.

3.2 PIC моделирование

3.2.1 Моделирование внутри небольшой расчетной области и зональный подход

3D моделирование взаимодействия ультракороткого лазерного импульса умеренной интенсивности с крупными кластерами было проведено с помощью полностью релятивистского PIC-кода "Мандор" [53]. Для начала используем тот же метод, который применялся в главе 2. Т.е. проведем расчеты в небольшой области (относительно всего объема взаимодействия), см. Рис. 2.1. Численные расчеты проводились для следующих параметров: длительность лазерного импульса $\tau_{\rm L} = 30 \, {\rm dc}$ (FWHM), безразмерная амплитуда лазерного поля изменялась в диапазоне $1 \leq a_0 \leq 5$. Эти параметры охватывают широкий диапазон размеров фокусного пятна и энергий лазера, рассматриваемых в качестве переменных. Например, при $a_0 = 1.2$ (или $I_{\rm L}\lambda^2$ [мкм] $\approx 2 \times 10^{18} \, {\rm Bt/cm^2 m km^2}$) энергия лазерного импульса в 10 Дж соответствует диаметру фокального пятна $D_0/\lambda \approx 146$.

В моделировании использовалась мишень из сферических капель тяжелой воды D₂O с электронной плотностью $n_e \approx 200n_c$, случайно распределенных в области моделирования с заданным средним расстоянием между центрами капель, s, где $n_c = m_e \omega^2/(4\pi e^2)$ – критическая плотность для частоты лазера $\omega = 2\pi c/\lambda$, e – заряд электрона. Полностью ионизированные ионы дейтерия и кислорода (с зарядом равным 6) считались подвижными с реальным отношением заряда к массе.

Продольный (X) и поперечный (Y, Z) размеры области моделирования варыровались в пределах $12\lambda \leq X \leq 22\lambda$ и $5.4\lambda \leq Y = Z \leq 9.6\lambda$ в зависимости от параметров s, d и a₀, так чтобы по крайней мере несколько капель находились внутри области моделирования, а интенсивность лазера незначительно изменялась на длине расчетной области (в большей части расчетов до ~ 10%). Поперечный размер расчетной области $Y = Z \ll D_0$ и кратен s. Кластерная среда занимает $\delta < x < X - \delta$ в продольном направлении и все пространство в поперечных направлениях, где $\delta \approx 0.5\lambda$. Введенные зазоры δ уменьшают поглощение электронов на границе и позволяют генерировать лазерную волну, входящую в расчетную область. Только небольшая часть высокоэнергетических электронов (не более 7%), которая не вносит заметного вклада в ускорение дейтронов, способна покинуть область моделирования. Лазерный импульс был линейно поляризован вдоль оси y и распространялся в положительном направлении оси x. Интенсивность импульса задавалась в приближении плоской волны с временной гауссовой огибающей по времени $I_{\rm L} \propto \exp(-2(t-t_{\rm off})^2/\tau_*^2)$, где $\tau_* = \tau_{\rm L}/\sqrt{2\ln(2)}$. Лазерный импульс полностью помещался в расчетную область $c\tau_{\rm L} < X$. Пик лазерного импульса входит в область моделирования, x > 0, в момент $t_{\rm off} = 3\tau_{\rm L}$ фс после начала моделирования.

Для заданной средней плотности электронов кластерная среда может иметь различные d и s, но при условии, что $s \propto d$. Моделирование проводилось в широком диапазоне диаметров кластеров ($0.05 < d/\lambda < 0.8$) и для пяти наборов средней плотности плазмы и, соответственно, средней плотности электронной компоненты, $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.03, 0.06, 0.12, 0.24, 0.48$, где средняя плотность электронов в среде определялась следующим образом:

$$n_{\rm e,av} = \frac{\pi d^3}{6s^3} n_{\rm e} \,. \tag{3.4}$$

Количество кластеров в области моделирования сильно варьируется от нескольких штук до нескольких тысяч. Пространственное разрешение во всех моделированиях составляло $\lambda/200 \times \lambda/100 \times \lambda/100$ в направлениях x y z, соответственно. Для определенности в расчетах $\lambda = 1$ мкм, но результаты можно использовать для произвольной длины волны. В моделировании использовалось по 8 частиц на ячейку для заряженных частиц (электронов и двух типов ионов), а время моделирования составляло $\approx 9\tau_{\rm L}$.

Прежде всего, оценим длину затухания лазерного импульса в кластерной плазме. Эта длина зависит от нелинейных эффектов, включая пондеромоторные потери энергии за счет эффекта "snow plow" и нагрева электронов. В расчетах длина затухания во всем объеме взаимодействия оценивалась по коэффициенту поглощения лазерной энергии (A) внутри расчетной области, аналогично способу, использованному в главе 2: $L_{dpl} = -X/\ln(1-A)$. В ходе серии моделирований было установлено, что длины затухания, найденные при заданных $n_{e,av}$ и d, но разных интенсивностях лазерного излучения, практически совпадают (с точностью до нескольких процентов). Это можно увидеть на Рис. 3.1. Таким образом, уменьшение интенсивности лазера хорошо описывается экспоненциальной зависимостью:

$$I(x) \approx I_{\rm L} \exp(-x/L_{\rm dpl}).$$
(3.5)

Хорошо заметно, что, в отличие от главы 2, длина затухания импульса $L_{\rm dpl}$ заметно меньше, чем значение, которое можно получить по формуле (2.5). Это связано с тем, что характерное время ускорения ионов при использовании капель тяжелой воды, $1/\omega_{\rm pi} \approx 20 - 30$ фс, сравнимо с длительностью лазерного импульса $\tau_{\rm L}$, где $\omega_{\rm pi} = \sqrt{4\pi Z_{\rm i} n_{\rm hot} e^2/m_{\rm i}}$ – ионная плазменная частота, определяемая по плотности горячих электронов $n_{\rm hot}$ (см. ниже), $Z_{\rm i}$, $m_{\rm i}$ – заряд и масса дейтрона. Т.е. за время действия лазерного импульса кластеры существенно расширяются и большее число электронов будет вырвано и нагрето по сравнению с числом электронов в области нелинейного скин-слоя. В случае же, описанном в главе 2: $1/\omega_{\rm pi} \approx 100$ фс, что значительно превышает использованную длительность лазерного импульса (10 фс).

Стоит отметить, что для рассматриваемых широких лазерных пучков рэлеевская длина ($x_{\rm R} = \pi D_0^2/2$) превышает длину затухания. Последняя также меньше длины рассеяния Ми. В пределе малых кластеров, $d \ll \lambda$, длина рассеяния Ми может быть легко оценена с помощью теории рэлеевского рассеяния. Однако такая оценка применима, если размер кластера меньше примерно одной десятой длины волны лазера. Если это не так, то для оценки длины рассеяния Ми можно использовать калькулятор Ми [117]:

$$L_{\rm Mie} = \frac{1}{n_{\rm cl}\sigma_{\rm Mie}}\,,\tag{3.6}$$



Рис. 3.1: Длина затухания (точки) в зависимости от диаметра кластера. Сплошная и пунктирная кривые соответствуют $a_0 = 1.2$ и $a_0 = 4$.

где $n_{\rm cl} = 1/s^3$ – плотность кластеров, а $\sigma_{\rm Mie}$ – сечение Ми на кластерах. Поскольку вещество кластеров уже на переднем фронте лазерной волны ионизуется и обращается в плазму со свободными электронами, то в калькуляторе Ми это вещество рассматривалось как металл. При размере кластеров в диапазоне $1 > d/\lambda > 0.1$ калькулятор Ми дает $4\sigma_{\rm Mie}/\pi d^2 < 2.7$. Например, уравнение (3.6) дает $L_{\rm Mie}/\lambda \approx 450$ ($4\sigma_{\rm Mie}/\pi d^2 \approx 1.5$) для $d/\lambda = 0.3$, $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.06$, в то время как $L_{\rm dpl}/\lambda \approx 150$ (ср. Рис. 3.1). Было проверено, что для всех используемых параметров лазерно-кластерного взаимодействия длина рассеяния Ми значительно превышает $L_{\rm dpl}$. Более того, обе величины растут почти линейно с увеличением диаметра кластера.

Анализ данных, представленных на Рис. 3.1, позволяет сделать важный вывод о существенной зависимости L_{dpl} от параметров плазмы. Внутри расчетной области коэффициент поглощения A может значительно отличаться при разных d и $n_{e,av}$. Если использовать метод пересчета количества заряженных частиц из расчетной области на весь фокальный объем, описанный в главе 2, то это приведет к существенному завышению выхода горячих частиц для случая маленького A (т.е. для случая небольшого падения интенсивности в расчетной области) относительно случая достаточно большого A. Это принципиально отличается от ситуации, описанной в главе 2, где сравнение взаимодействий при разных интенсивностях было возможно благодаря почти одинаковому коэффициенту A во всех случаях.

Для решения указанной проблемы следует усовершенствовать описанный метод моделирования. Вместо того чтобы проводить один расчет внутри одной небольшой расчетной области, а затем пересчитывать число заряженных частиц на весь фокальный объем, разобьем всю область взаимодействия на небольшие расчетные области с различными начальными интенсивностями в каждой (в зависимости от её положения внутри фокального объема). Для удобства будем называть каждую расчетную область зоной. Соответствующая схема области взаимодействия лазерного излучения с кластерной плазмой изображена на Рис. 3.2.



Рис. 3.2: Схема области взаимодействия лазерного излучения с кластерной плазмой. Показано разделение всего нагретого лазером объема, в котором интенсивность излучения уменьшается не более чем в *е* раз относительно начального значения, на прямоугольные ячейки (зоны). Также справа показано, каким образом будет осуществляться переход от моделирования лазерно-кластерного взаимодействия в отдельных зонах к получению интегрального выхода нейтронов.

На этом рисунке весь нагретый лазером объем разбит на прямоугольные ячейки (зоны). Для определенности будем учитывать только те зоны, в которых входная интенсивность уменьшается не более чем в e раз относительно максимального значения на входе в первую зону (самую левую) на оси лазерного пучка. В этих зонах можно достаточно быстро и с использованием относительно небольших компьютерных ресурсов провести серию 3D PIC моделирований с различными входными интенсивностями лазерного излучения в соответствии с заданным распределением лазерного поля. Кроме того, в разделе 3.2.4 будет показано, как можно сократить количество необходимых расчетов. Объем взаимодействия определяется длиной затухания лазерного излучения в продольном направлении (L_{dpl}) и размером фокального пятна в поперечном направлении (D_0). Объединяя полученные спектры в отдельных зонах, можно перейти к спектру дейтронов во всей области лазерно-кластерного взаимодействия, а затем, используя этот интегральный спектр, найти выход D-D нейтронов с помопью интеграла перекрытия и/или GEANT4.

3.2.2 Характеристики лазерно-нагретых электронов

Из многочисленных экспериментов по взаимодействию лазерных импульсов с плотной материей (например, [118, 119]) известно, что спектр нагретых лазером электронов двухтемпературный. Проведенное 3D PIC моделирование взаимодействия лазерного импульса с большими кластерами $d \gtrsim 2\lambda_{\rm D}$, также демонстрирует генерацию двух групп электронов: холодных – как правило основной массы электронов и горячих электронов – электронов, ускоренных за пределами плотного кластера.

Плотность горячих электронов кластера с $d \gtrsim 2\lambda_{\rm D}$ может быть оценена из условия, что электростатическое поле, задаваемое тепловым давлением $E = \sqrt{8\pi n_{\rm hot} T_{\rm hot}}$ [120], уравновешивается электрическим полем лазера, $E_{\rm L} \propto a_0$, т.е.

61



Рис. 3.3: Нормированные спектры энергии электронов ($\int_0^{\infty} d\epsilon dN_e/d\epsilon = 1$) для параметров, указанных над кривыми. Экспоненциальные аппроксимации в виде черных пунктирных линий $\exp(-\epsilon/T_{\text{hot}})$ соответствуют $T_{\text{hot}} \approx 270 \text{ keV}$ для $d/\lambda = 0.2$, $a_0 = 1.2$ (a) и $T_{\text{hot}} \approx 3.6 \text{ MeV}$ для $d/\lambda = 0.5$, $a_0 = 5$ (б), что согласуется по порядку величины с уравнением (3.3).

 $E \simeq E_{\rm L}$, где $T_{\rm hot}$ определяется по уравнению (3.3). Соответственно,

$$n_{\rm hot} \approx \frac{E_{\rm L}^2}{8\pi T_{\rm hot}} \sim 2n_{\rm c} \,, \tag{3.7}$$

что позволяет грубо оценить оптимальный размер кластера из уравнений (3.2) и (3.7) с помощью $\lambda_{\rm D} = \sqrt{T_{\rm hot}/(4\pi e^2 n_{\rm hot})} \equiv \lambda a_0/(4\pi\sqrt{2})$:

$$\lambda \gtrsim d_{\rm opt} \gtrsim a_0 \frac{\lambda}{2\sqrt{2}\pi} \sim r_{\rm E} \,,$$
(3.8)

что применимо для $1 \le a_0 \le 5$. Здесь $r_{\rm E} = a_0 \lambda / (2\pi)$ - амплитуда осцилляции свободного электрона в лазерном поле $E_{\rm L}$ и предполагается, что извлеченные из кластера горячие электроны образуют гало (облако электронов).

Учитывая, что горячие электроны распределены по объему $4\pi (d/2 + \lambda_{\rm D})^3/3$ их общее количество на один кластер при $d \gtrsim 2\lambda_{\rm D}$ оценивается следующим образом

$$N_{\rm hot}^{0} \approx n_{\rm hot} \frac{\pi d^{3}}{6} \left(1 + \sqrt{\frac{T_{\rm hot}}{m_{\rm e}c^{2}}} \frac{n_{\rm c}}{n_{\rm hot}} \frac{\lambda}{\pi d} \right)^{3} \sim \frac{\pi d^{3}}{3} n_{\rm c} \left(1 + \frac{a_{0}\lambda}{2\sqrt{2}\pi d} \right)^{3}.$$

$$(3.9)$$

Для $1 < a_0 \leq 5$ и $d \approx 2\lambda_D$ число горячих электронов на один кластер $\propto a_0^3$. Однако плотность горячих электронов слабо зависит от a_0 в соответствии с уравнением (3.7). Аппроксимационная формула (3.9) объясняет результаты моделирования PIC (см. ниже).

В качестве примера на Рис. 3.3 приведены энергетические спектры нагретых лазером электронов в первой зоне моделирования на оси лазерного пучка для маленьких ($d < 2\lambda_{\rm D}$ – красным) и больших кластеров ($d \gtrsim 2\lambda_{\rm D}$ – синим) при слаборелятивистском ($a_0 = 1.2$ – слева) и релятивистском ($a_0 = 5$ – справа) лазерном импульсе. Энергия электронов растет со временем и достигает максимума примерно в тот момент, когда лазерный импульс покидает область моделирования. Спектры на Рис. 3.3 построены на этот момент времени $t \approx X/c + 3\tau_{\rm L} \approx 120$ фс. Как для малых, так и для больших кластеров в спектрах на Рис. 3.3а и 3.36 можно выделить две группы электронов, холодные ($\epsilon < \epsilon_{\rm e}^*$) и горячие ($\epsilon > \epsilon_{\rm e}^*$).

Для случая маленьких кластеров в области моделирования число холодных электронов ($N_{\rm cold} = \int_0^{\epsilon_{\rm e}^*} d\epsilon dN_{\rm e}/d\epsilon$) значительно меньше числа горячих электронов ($N_{\rm hot} = \int_{\epsilon_{\rm e}^*}^{\infty} d\epsilon dN_{\rm e}/d\epsilon$), а в случае больших кластеров наоборот – число холодных электронов значительно больше числа горячих.

Электронные спектры для сред с малыми кластерами (красные кривые) на Рис. 3.3а,6 соответствуют $d < 2\lambda_{\rm D}$ и, следовательно, кулоновскому взрыву кластеров. В этом случае большинство электронов покидает кластер и образует редкую межкластерную электронную плазму. Несмотря на большое число горячих электронов и, соответственно, их суммарную энергию, такая мишень бесполезна для ускорения кластерных ионов до больших энергий, которая определяется зарядом кластера, а он относительно мал для $d < 2\lambda_{\rm D}$. Поэтому ожидается, что среды с более крупными кластерами, каждый из которых имеет горячее электронное гало (соответствующее электронным хвостам $\propto \exp(-\epsilon/T_{\rm hot})$ на Рис. 3.3), будут гораздо более эффективны для ускорения ионов из кластеров. Это предположение подтверждается PIC-моделированием ускорения ионов (см. ниже в разделе 3.2.3). В случае больших кластеров горячие электроны формируют двойной слой и создают сильное электрическое поле разделения заряда [120]. Это поле способно разогнать дейтроны до энергий, необходимых для эффективного производства нейтронов. Отметим также, что проведенные PIC расчеты показывают, что наиболее эффективное ускорение ионов происходит когда размер кластера ближе к левому пределу в уравнении (3.2), т.е. $d \gtrsim 2\lambda_{\rm D} \simeq 0.1\lambda a_0 = d_{\rm opt}$. Ниже более подробно рассмотрим распределение энергии электронов в случае больших кластеров.



Рис. 3.4: Нормированный спектр энергии электронов (сплошная кривая) и соответствующая двухтемпературная аппроксимация (3.10) для $a_0 = 1.2$, $n_{\rm e,av} = 0.06n_{\rm c}$, $d/\lambda = 0.3$, $s/\lambda = 3.6$, $T_{\rm hot} \approx 330$ кэВ и $T_{\rm cold} \approx 50$ кэВ (пунктирная кривая на вставке).

Как показывает PIC моделирование, спектр энергии электронов для больших кластеров, $d \gtrsim 2\lambda_{\rm D} \simeq 0.1\lambda a_0$, примерно соответствует двухтемпературному распределению:

$$\frac{dN_{\rm e}}{d\epsilon} \approx \frac{N_{\rm cold}}{N_{\rm hot}T_{\rm hot} + N_{\rm cold}T_{\rm cold}} \times
\times (N_{\rm cold}\exp(-\epsilon/T_{\rm cold}) + N_{\rm hot}\exp(-\epsilon/T_{\rm hot})),$$
(3.10)

где $N_{\rm cold} \gg N_{\rm hot}$. На сегодняшний день не существует теоретической модели объемного нагрева электронов (холодных электронов) в сверхплотном кластере. В частности, уравнение (3.1) заметно завышает их температуру ($T_{\rm cold}$). Поэтому $T_{\rm cold}$ было взято из PIC расчетов и демонстрируется соответствие других следствий приведенным грубым оценкам. Для плазмы с большими кластерами, характеризуемой двухтемпературным спектром (3.10), параметр ϵ^* определяется решением уравнения:

$$N_{\rm cold} \exp(-\epsilon_{\rm e}^*/T_{\rm cold}) \approx N_{\rm hot} \exp(-\epsilon_{\rm e}^*/T_{\rm hot})$$
. (3.11)

Из уравнения (3.11) для параметров моделирования $a_0 = 1.2$, $n_{\rm e,av} = 0.06n_{\rm c}$, $d/\lambda = 0.3$ и $s/\lambda = 3.6$ (см. Рис. 3.4), используя $T_{\rm cold} = 50$ кэВ из результатов моделирования, $T_{\rm hot} = 200$ кэВ и $N_{\rm hot}/N_{\rm cold} \approx N_{\rm hot}^0/(n_{\rm e}\pi d^3/6) \approx 0.03$ из оценок (3.3) и (3.9), находим характерную энергию, $\epsilon_{\rm e}^* \approx 230$ кэВ, соответствующую положению излома на кривой спектра на Рис. 3.4. Аналогично, мы получаем значения $\epsilon_{\rm e}^* \approx 200$ кэВ и $\epsilon_{\rm e}^* \approx 630$ кэВ для спектров синего цвета на Рис. 3.3a и Рис. 3.36, соответственно. Таким образом, видно, что во всех этих случаях наблюдается приблизительное согласие значений $\epsilon_{\rm e}^*$ с результатами моделирования.

Температура горячих электронов (Рис. 3.5), оцененная по уравнению (3.3), качественно хорошо согласуется с температурой хвоста электронов из 3D PIC моделирования в широком диапазоне интересующих нас интенсивностей лазера $1 \leq a_0 \leq 5$. Хорошо видно, что в кластерной среде происходит уникальный резкий рост температуры электронов $T_{\text{hot}} \propto I_{\text{L}}$ для умеренного диапазона рассматриваемых интенсивностей, а при $a_0 \sim 1-2$ температура даже выше, чем дает уравнение (3.3). Такое поведение температуры вполне объясняется стохастическим нагревом электронов в комбинированном кулоновском и лазерном полях. Более высокая температура, чем в уравнении (3.3), может быть объяснена значительным вкладом электростатического поля в нагрев. Температуры



Рис. 3.5: Температура горячих электронов в первой зоне на оси лазерного пучка $T_{\rm hot}$ (точки) из PIC-моделирования для кластеров с размерами, близкими к оптимальным, в зависимости от безразмерной амплитуды лазерного поля. Для сравнения, черные и пунктирные кривые показывают оценку (3.3) и пондеромоторную оценку температуры (3.1).

горячих электронов в различных зонах хорошо описываются уравнением (3.3) с соответствующими интенсивностями лазера в зонах.

Ниже рассмотрим ускорение дейтронов из кластеров в зависимости от параметров лазера и среды в контексте возможных режимов лазерного нагрева электронов.

3.2.3 Характеристики ускоренных дейтронов внутри одной зоны

В зависимости от размера кластера существуют два режима ускорения ионов, которые коррелируют с описанным выше сценарием ускорения электронов. В случае малых кластеров $d < 2\lambda_{\rm D}$ практически все электроны способны покинуть кластеры, создавая режим, близкий к КВ. Характерная энергия ускоренных дейтронов определяется нескомпенсированным кластерным зарядом [71,96,116], т.е. числом горячих электронов, покинувших кластеры:

$$\epsilon_{\rm CE} \sim |e\Phi| \sim \frac{r_{\rm e}}{d} N_{\rm hot}^0 m_{\rm e} c^2 \,, \qquad (3.12)$$

где $r_{\rm e} = e^2/m_{\rm e}c^2$ - классический радиус электрона, а Φ - кулоновский потенциал заряженного кластера. Из уравнения (3.12) для $a_0 = 1.2$ и $d/\lambda = 0.05$ оцениваем $\epsilon_{\rm CE} \approx 400$ кэВ, учитывая, что $N_{\rm hot}^0 \approx n_{\rm e}\pi d^3/6 \sim 10^7$, а для $a_0 = 5$ и $d/\lambda = 0.2$, $N_{\rm hot}^0 \sim 10^9$, эта энергия составляет $\epsilon_{\rm CE} \sim 5$ МэВ.

На Рис. 3.6 представлен пример эволюции расширяющегося маленького кластера, $d < 2\lambda_{\rm D}$, в области размером $1.5\lambda \times 1.5\lambda \times 1.5\lambda$ в первой зоне моделирования на оси лазерного пучка для $a_0 = 1.2$ и $d/\lambda = 0.1$. Это типичная картина быстрого расширения плазмы в режиме KB, при котором радиус кластера значительно увеличивается за время порядка длительности лазерного импульса. Для таких малых кластеров распределение ионов характеризуется выражением $dN_{\rm D}/d\epsilon \propto \sqrt{\epsilon}$ при $\epsilon \lesssim \epsilon_{\rm CE}$, характерном для KB (ср. красная кривая для $a_0=1.2$ на Рис. 3.7а, синяя и зеленая кривые для $a_0=5$ на Рис. 3.7б). Характерная энергия дейтрона в этих случаях находится в разумном согласии с уравнением (3.12).



Рис. 3.6: Изоповерхности плотности ионов (по уровню $0.2n_c$) во время расширения кластеров в последующие моменты времени $t = 90 \, \text{фc}$ (a) и $t = 130 \, \text{фc}$ (б) при $d/\lambda = 0.1$, $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.12$ и $a_0 = 1.2$.

Как уже отмечалось, режим KB не является оптимальным для ускорения ионов и производства нейтронов, поскольку максимальная энергия ионов ограничена относительно малым зарядом кластера при $d < 2\lambda_{\rm D}$. При увеличе-



Рис. 3.7: (а) Нормированный энергетический спектр дейтронов из первой зоны $(\int_{0}^{\epsilon_{\max}} d\epsilon dN_{\rm D}/d\epsilon = 1, \ rдe \ \epsilon_{\max} -$ отсечка по энергии) на момент времени $t = 9\tau_{\rm L}$ для кластеров различных диаметров в диапазоне $d/\lambda = 0.05 - 0.4$, заданной средней электронной плотности $n_{\rm e,av}/n_c = 0.06$ и $a_0 = 1.2$. (б) То же самое для $n_{\rm e,av}/n_c = 0.48, \ d/\lambda = 0.1 - 0.8$ и $a_0 = 5$.

нии размера кластера ($d \gtrsim 2\lambda_{\rm D}$) режим, близкий к KB, сменяется на режим ускорения полем разделения заряда. В этом режиме большая часть горячих электронов не может покинуть окрестности кластеров [114, 121–123]. Это приводит к качественно иному энергетическому спектру ионов с двумя четко различимыми группами дейтронов: холодным и горячим, которые соответствуют двум (холодным и горячим) видам электронов, а на Рис. 3.7 соответствуют максвелловскому распределению и широкому платообразному хвосту. Холодные дейтроны хорошо описываются экспоненциальным распределением с температурой $T_{\rm D} \sim T_{\rm cold}$, в соответствии с адиабатической моделью расширения плазмы [124]. Спектр горячих дейтронов (горячих ионов) характеризуется плато (при $\epsilon \gtrsim T_{\rm hot}$) с квазимоноэнергетической отсечкой, что качественно аналогично описанному в работе. [121]. Отметим, что связанные с двумя группами электронов ионные спектры с областью плато и квазимоноэнергетической особенностью также обсуждались в работе [125] для плоского (1D) расширения плазмы. С увеличением диаметра кластера максимальная энергия ионов растет и насыщается для $d \gtrsim d_{\rm opt} \approx 2\lambda_{\rm D} \approx 0.1\lambda a_0$ (при $\approx 1.5\,{
m M}$ эВ для $a_0 = 1.2$ и при ≈ 7 МэВ для $a_0 = 5$).

3.2.4 Характеристики ускоренных дейтронов во всем объеме взаимодействия и спектральные вспомогательные функции

Приведенные выше результаты описывают ускорение ионов в самой левой зоне на оси лазерного пучка, т.е. в зоне где интенсивность лазерного излучения максимальна относительно всего нагреваемого объема. Как было сказано выше, для определения распределения дейтронов и выхода нейтронов во всей области лазерно-плазменного взаимодействия весь объем делится на отдельные зоны, в каждой из которых проводится моделирование (см. Рис. 3.2). Чтобы учесть все зоны, где начальная интенсивность излучения уменьшается не более чем в *e* раз, потребуется значительное количество расчетов. Для некоторых лазерно-плазменных параметров, представленных в работе, потребуется выполнить больше 1000 расчетов в отдельных зонах. При этом моделирование одной зоны занимает примерно 24 часа при использовании порядка 400 компьютерных ядер. Однако существует способ существенно сократить число необходимых расчетов и требуемые численные ресурсы по сравнению с моделированием "в лоб". Рассмотрим этот метод на конкретном примере.

На Рис. 3.8а представлен спектр дейтронов внутри одной зоны, но с разной начальной амплитудой лазерного поля $a_0 = 0.75, 1.2, 2, 3, 5$. Спектры ускоренных дейтронов при достаточно больших кластерах (3.8), которые являются наиболее эффективными для ускорения ионов, в зонах с разной интенсивностью имеют почти универсальную форму. Как показывает моделирование, спектры в зонах $dN_D/d\epsilon$ хорошо описываются спектральными вспомогательными функциями (CBФ) f, задать которые можно следующим образом:

$$\frac{dN_{\rm D}}{d\xi} \approx N_{\rm D} f(\xi, d, n_{\rm e,av}, a_0), \qquad (3.13)$$
$$\int_0^1 f(\xi, d, n_{\rm e,av}, a_0) d\xi = 1,$$



Рис. 3.8: При $d/\lambda = 0.4, n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.06$ (а) спектр дейтронов внутри одной зоны при различных a_0 ; (б) СВФ внутри одной зоны, полученные из результатов РІС моделирования (сплошные кривые) и восстановленные по формуле (3.14); (в) зависимость $\epsilon_{\rm max}$ от a_0 (черные точки) и линейная аппроксимация этой зависимости (пунктирная прямая); (г) интегральный спектр дейтронов во всей области взаимодействия при энергии лазерного импульса $W_{\rm L} = 10$ Дж и различных начальных a_0 .

где $\xi = \epsilon/\epsilon_{\text{max}}$ – безразмерная энергия дейтрона, N_D – общее число дейтронов в каждой зоне, ϵ_{max} – энергия отсечки соответствующего спектра дейтронов. Энергия отсечки в зонах определялась по половинному уровню относительно уровня плато в соответствующем спектре дейтронов.

На Рис. 3.86 сплошными кривыми показаны $f(\xi, d, n_{e,av}, a_0)$ для тех же значений a_0 , что и на Рис. 3.8а. С увеличением интенсивности доля более быстрых частиц возрастает, но форма $f(\xi, d, n_{e,av}, a_0)$ остается практически неизменной. А на Рис. 3.8в показана зависимость отсечки ϵ_{max} от амплитуды лазерного поля, которая хорошо аппроксимируется линейной функцией. Это позволяет получить приблизительный спектр дейтронов в зоне с заданной входной интенсивностью, не прибегая к моделированию. Для этого необходимо выполнить расчеты для двух зон с входными амплитудами лазерного поля $a_{0,min}$ и $a_{0,max}$,

70

затем получить $f(\xi, d, n_{e,av}, a_{0,min})$ и $f(\xi, d, n_{e,av}, a_{0,max})$, а также определить коэффициенты прямой $\epsilon_{max}(a_0)$. Если $a_{0,min}$ и $a_{0,max}$ отличаются незначительно (желательно не более чем в 2 раза), то для определения $f(\xi, d, n_{e,av}, a_{0,x})$ в зоне с начальной амплитудой лазерного поля $a_{0,x}$ при условии, что $a_{0,min} < a_{0,x} < a_{0,max}$, можно использовать простую линейную интерполяцию:

$$f(\xi..., a_{0,x}) \approx f(\xi..., a_{0,\min}) + (3.14) + \frac{(f(\xi..., a_{0,\max}) - f(\xi..., a_{0,\min}))(a_{0,x} - a_{0,\min})}{(a_{0,\max} - a_{0,\min})},$$

где для упрощения формулы оставлена только зависимость от ξ вместо $\xi, d, n_{e,av}$. В качестве примера на Рис. 3.86 пунктирными линиями показаны функции f, полученные с помощью формулы (3.14) для случаев $a_0 = 1.2, 2, 3$. Для этого были использованы значения функций f при соседних значениях a_0 . Как можно заметить, результаты моделирования хорошо согласуются с результатами интерполяции, что подтверждает высокую точность предложенного метода. Затем, исходя из известного объема зоны и средней плотности среды, можно найти N_D , а используя линейную зависимость $\epsilon_{max}(a_0)$ найти нужное значение $\epsilon_{max}(a_{0,x})$. Зная функцию $f(\xi..., a_{0,x}), N_D$, а также ϵ_{max} для данной зоны легко получить в ней спектр дейтронов, используя формулу (3.13).

Таким образом, предложенная аппроксимация значительно снижает затраты необходимых численных ресурсов. При фиксированных параметрах кластерной среды необходимо проведение моделирования лишь в нескольких зонах с разной интенсивностью, а спектры в остальных зонах можно восстановить по предложенному выше алгоритму и объединить полученные результаты в единый спектр дейтронов. На Рис. 3.8г представлен такой итоговый спектр дейтронов во всей области взаимодействия (сумма всех спектров в разных зонах) при начальной амплитуде лазерного импульса $a_0 = 1.2, 2, 3, 4, 5$ и заданной энергии излучения $W_{\rm L} = 10$ Дж. Чтобы найти эти спектры, достаточно провести всего 6 небольших PIC расчетов в зонах со значением $a_0 = 0.6, 1.2, 2, 3.4, 5$ и восстановить спектры дейтронов в остальных зонах. При этом, с учетом ослабление импульса в продольном направлении и его гауссовой формы в поперечном, входная амплитуда поля в разных зонах может быть найдена с помощью формулы: $a_{0,x}(x, y, z) = a_0 \exp\left(-0.5x/L_{dpl}\right) \exp\left(-2\log 2(y^2 + z^2)/D_0^2\right).$

Также была проведена серия моделирований в цепочке последовательных зон в продольном направлении на оси лазерного пучка при начальной интенсивности в первой зоне $a_0 = 1.2$ и нескольких d и $n_{\rm e,av}$. Входные амплитуды в зонах задавались с помощью формулы $a_{0,k} = a_0 e^{-(k-1)/2n}$, где k = 1, 2...n, $n = [L_{\rm dpl}/X]$, а [...] – функция выделения целой части. Значение n может достаточно сильно отличаться в зависимости от параметров мишени. Например, при $d/\lambda = 0.15$ и $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.06$ длина затухания импульса составляет $L_{\rm dpl}/\lambda \approx 76$ и, соответственно, при моделировании требуется использовать n = 7 зон.

На Рис. 3.9а,б показаны серии СВФ для начальной амплитуды лазерного импульса в первой зоне $a_0 = 1.2$ при заданном диаметре кластера (a) и заданной средней плотности электронов (б). Рис. 3.9а демонстрирует, что форма и доля горячих частиц для заданного d практически не меняется при изменении $n_{\rm e.av}$ и слабо зависит от $a_{0,k}$. Однако при заданных $n_{\rm e.av}$ доля горячих частиц заметно зависит от d (см. Рис. 3.96). Нечувствительность доли горячих дейтронов к изменению средней электронной плотности для данного диаметра кластера (несмотря на то, что $n_{\rm e,av} \propto s^3/d^3$) объясняется тем, что среднее расстояние между фронтами расширяющихся кластеров слишком велико (s > d) для того, чтобы на электрон воздействовали сразу несколько кластеров. Напротив, довольно сильная чувствительность доли горячих частиц к диаметру кластера является следствием уменьшения эффективности ускорения с ростом d (см. обсуждение в разделе 3.2.3). На Рис. 3.9в показаны зависимости $\epsilon_{\text{max},k}$ от $a_{0,k}$, которые хорошо аппроксимируются прямой и показывают, что $\epsilon_{\max,k}$ чувствительны к d и лишь слабо зависят от $n_{\mathrm{e,av}},$ где $\epsilon_{\mathrm{max,k}}$ – энергия отсечки в k-ой зоне.


Рис. 3.9: (а) Кривые СВФ в разных зонах от фиолетового до светло-голубого, соответствующие k = 1, 3, 5, 7, 9, 11, по сравнении с представительным спектром в первой зоне (зеленая кривая) для заданного d и различных $n_{\rm e,av}$. (б) Кривые СВФ в разных зонах от желтого до оранжевого, соответствующие $1 \le k \le n$ (n = 6) по сравнении с представительным спектром в первой зоне (фиолетовая кривая) для заданного $n_{\rm e,av}$ и различных d. (в) Зависимость энергий отсечки от амплитуды лазерного поля (точки) и линейная аппроксимация (пунктирные линии).

Следует сказать несколько слов о применимости данного метода. Интерполяционное соотношение будет точнее до тех пор, пока не меняется механизм ускорения дейтронов. Как было отмечено выше, при фиксированном диаметре кластеров и значительном увеличении интенсивности механизм ускорения дейтронов будет меняться с ускорения полем разделения заряда на механизма, близкий к кулоновскому взрыву. Анализ спектров показал, что в этом случае интерполяционная формула (3.14) может давать менее достоверные результаты для низкоэнергетичных (холодных) дейтронов. При этом требуется проводить большее число расчетов с меньшим изменением интенсивности, чем в случае, когда основным механизмом нагрева является ускорение полем разделения за-

ряда. Однако хвосты распределения дейтронов даже в этом случае описываются достаточно точно. А именно горячие дейтроны вносят основной вклад в генерацию нейтронов.

Несмотря на невозможность полноразмерного 3D моделирования во всей области взаимодействия лазерного излучения с кластерной средой, возможны определённые проверки достоверности метода. Для нескольких параметров кластерной мишени при $a_0 = 1.2$ было проведено 3D PIC моделирование, в котором продольный размер был в 3 раза больше, чем размер одной зоны при этих же параметрах кластеров, а поперечный размер был равен размеру зоны. Полученный спектр дейтронов сравнивался с интегральным спектром трех подряд расположенных зон. В результате полученные спектры практически не отличались. Также ниже в разделе 3.4 описано сравнение результатов полноразмерного моделирования лазерно-плазменного взаимодействия с объединением результатов моделирований в отдельных зонах в 2D геометрии.



Рис. 3.10: Спектры дейтронов во всем объеме взаимодействия для $a_0 = 1.2$, $W_{\rm L} = 10$ Дж, $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.06$ и нескольких различных диаметров кластеров.

Спектры дейтронов во всем объеме взаимодействия при $a_0 = 1.2$, $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.06$ и нескольких различных диаметрах кластера показаны на



Рис. 3.11: Число быстрых дейтронов с энергией более 100 кэВ (a) и 500 кэВ (б) во всем объеме взаимодействия в зависимости от d/λ при $a_0 = 1.2$, $W_{\rm L} = 10$ Дж, $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.06$.

Рис. 3.10. На них в спектрах сглаживается высокоэнергетический всплеск по сравнению со спектрами в первой зоны (ср. Рис. 3.7а) из-за затухания лазерного импульса при распространении вглубь кластерной плазмы.

Для количественной оценки выхода ионов с энергией, необходимой для D-D реакции, которая превышает ϵ_0 , найдем число дейтронов следующим образом:

$$N_{\rm D}(\epsilon_0) = \int_{\epsilon_0}^{\epsilon_{\rm max}} \mathrm{d}\epsilon \, \frac{\mathrm{d}N_{\rm D}}{\mathrm{d}\epsilon} \,, \qquad (3.15)$$

Выход дейтронов с энергией более 100 кэВ и 500 кэВ представлен на Рис. 3.11. С увеличением размера кластера общее число ускоренных дейтронов с энергией выше 100 кэВ уменьшается. Однако для эффективной генерации нейтронов предпочтительнее большие кластеры ($d \gtrsim 2\lambda_D$), поскольку только в них ионы нагреваются до более высоких энергий, в отличие от малых кластеров, которые разлетаются почти кулоновским образом. Число дейтронов с энергией выше 500 кэВ (Рис. 3.11б) оказывается максимальным при $d/\lambda \approx 0.15$, что соответствует значению $d_{\text{орt}} \approx 2\lambda_D$. В этом случае происходит переход от режима нагрева дейтронов за счет кулоновского взрыва к ускорению полем разделения заряда. При этом с одной стороны, число горячих дейтронов велико (по сравнению с более крупными кластерами), а с другой – их максимальная энергия достигает насыщение, как было отмечено в разделе 3.2.3.



Рис. 3.12: Средняя энергия высокоэнергетических дейтронов (синие точки) в зависимости от a_0 для $d \approx d_{\text{opt}}$. Для сравнения показаны температуры горячих электронов (красным цветом).

Также существенной характеристикой ускорения дейтронов является эффективность преобразования энергии лазера в кинетическую энергию дейтрона для частиц с энергией, превышающей заданную (ϵ_0):

$$\alpha(\epsilon_0) = \int_{\epsilon_0}^{\epsilon_{\max}} \mathrm{d}\epsilon \, \left. \epsilon \frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{D}}}{\mathrm{d}\epsilon} \right/ W_{\mathrm{L}}, \qquad (3.16)$$

При $a_0 = 1.2$ конверсии достигает максимального значения на уровне $\simeq 10\%$ для $d/\lambda \approx 0.15$, т.е. для оптимального размера кластера. Это очень высокая эффективность преобразования для известных схем лазерного ускорения ионов. Отметим, что угловое распределение рассматриваемых высокоэнергетических дейтронов является почти изотропным, что упрощает дальнейший расчет выхода нейтронов (см. ниже).

3.3 Оптимизация выхода термоядерных нейтронов

Грубую оценку выхода нейтронов можно сделать с помощью так называемого интеграла перекрытия [3]. Выход D-D нейтронов на один дейтрон Y_d можно найти по формуле:

$$Y_{\rm d} \equiv \frac{N_{\rm tot}}{N_{\rm D,tot}} \approx \frac{n_{\rm D}}{N_{\rm D,tot}} \int_0^{\epsilon_{\rm max}} d\varepsilon \, \frac{dN_{\rm D}}{d\epsilon} \int_0^{\epsilon} d\epsilon' \sigma(\epsilon') \left| \frac{d\epsilon'}{dr} \right|^{-1} \,, \tag{3.17}$$

где $N_{\rm D,tot} = \int_0^{\epsilon_{\rm max}} d\epsilon dN_{\rm D}/d\epsilon$ и $N_{\rm tot}$ – общее число дейтронов и сгенерированных нейтронов во всем объеме взаимодействия, $n_{\rm D}$ – средняя плотность дейтерия в кластерной среде, $n_{\rm D} = n_{\rm e,av}/4$, а $\sigma(\epsilon)$ – сечение D-D реакции, $d\epsilon/dr$ – ионизационные потери дейтронов. Оценки с помощью уравнения (3.17) были сделаны с помощью [126] и [127] для нахождения сечения и потери энергии дейтрона, соответственно.

Помимо оценок, основанных на интеграле перекрытия (3.17), для количественного определения выхода D-D нейтронов применялся Монте-Карло код GEANT4, где также в качестве входных данных использовались интегральные спектры дейтронов, полученные на предыдущем шаге. Моделирование в GEANT4 использовало библиотеку физики ядерных данных TENDL [128] и код ТРТ [129], что позволило включить все каналы реакции D-D синтеза и вторичные реакции. Изотропный точечный источник дейтронов с полученным при PIC моделировании энергетическим спектром служил в качестве входных данных в код GEANT4, моделирующий генерацию нейтронов в окружающей кластерной среде. Поскольку рано или поздно все дейтроны поглощаются кластерами, кластерная среда моделировалась в виде сферической оболочки из тяжелой воды вокруг этого точечного источника. Таким образом, учитывались только столкновения горячих дейтронов (с энергией более 100 кэВ) с кластерами и пренебрегали столкновениями горячих дейтронов друг с другом из-за их малого вклада в реакции D-D синтеза. Толщина оболочки была больше длины остановки дейтрона, но значительно меньше длины остановки нейтрона. Из моделирования мы получали суммарный выход и спектр нейтронов из всех зон. Очевидно, что в грубом приближении следует ожидать пикообразного спектра генерируемых нейтронов с энергией 2.45 МэВ, что и было получено. Это также наблюдалось



Рис. 3.13: (а) Выход D-D нейтронов на 1 Дж, энергии лазера Y_{1J} при $a_0 = 1.2$ в зависимости от d/λ при $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.06$. (б) Зависимость максимального Y_{1J} при различных d от $n_{\rm e,av}$ и той же интенсивности лазерного импульса.

в экспериментах с твердыми мишенями и кластерами [130]. Однако энергетический спектр нейтронов может иметь разброс энергий до нескольких МэВ в зависимости от интенсивности лазера.

В качестве примера сначала рассмотрим случай $a_0 = 1.2$. На Рис. 3.13а представлен выход нейтронов при фиксированной средней плотности $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} =$ 0.06 в зависимости от d, вычисленный с помощью интеграла перекрытия. Максимальный выход нейтронов достигается для кластерной среды с $d \approx d_{\rm opt} \approx$ 0.15λ и характеризуется $Y_{\rm d} \sim 10^{-6}$ и $Y_{\rm 1J} \approx 3 \times 10^6$ – выходами во всем объеме взаимодействия на 1 дейтрон и на 1 Дж энергии лазера, соответственно. Эффективность конверсии лазер-нейтрон составляет $\sim 10^{-6}$. На Рис. 3.13б показаны максимальные значения выхода нейтронов, которые могут быть достигнуты для данного $n_{e,av}$ при различных d в зависимости от $n_{e,av}$. При этом максимальный выход для разных $n_{\rm e,av}$ достигается при $d/\lambda \approx 0.15 - 0.2$. Отметим достаточно слабую зависимость выхода нейтронов при оптимальном $d \sim d_{\rm opt} \approx 2 \lambda_{\rm D}$ от средней плотности $n_{\rm e,av}$ до тех пор, пока $n_{\rm e,av} \ll n_{\rm c}$. При этом при увеличении $n_{\rm e,av} > 0.24 n_{\rm c} Y_{\rm 1J}$ падает примерно на 40%. Скорее всего, это связано с тем, что в такой достаточно плотной среде значительная часть лазерного излучения не проникает вглубь кластерной среды. Однако в экспериментальных работах, как правило, условие $n_{\rm e.av} \ll n_{\rm c}$ выполняется. Зависимости выхода нейтронов,

полученные из моделирования в GEANT4, повторяют форму зависимостей, полученных при использовании интеграла перекрытия, но абсолютные значения выше примерно на 30-40%.



Рис. 3.14: Спектр D-D нейтронов при $a_0 = 1.2, d/\lambda = 0.2, n_{e,av}/n_c = 0.06.$

На рисунке 3.14 представлен спектр нейтронов, полученный при моделировании в GEANT4, для параметров кластера близких к оптимальным. Он демонстрирует достаточно широкий разброс энергий от $\epsilon_n^{\min} \simeq 1.8$ МэВ до $\epsilon_n^{\max} \simeq 4.2$ МэВ на уровне 1/10 от максимума спектра. Естественно, этот максимум соответствует стандартной энергии 2.45 МэВ. Конечно, ширина энергетического спектра нейтронов, $\Delta \epsilon_n$, должна укладываться в диапазон энергий дейтронов, подходящих для D-D реакции. Для оценки $\Delta \epsilon_n$ можно обратиться к известному кинематическому соотношению [127, 131]:

$$\epsilon_{\rm n}(\epsilon_{\rm D},\theta) = \frac{\epsilon_{\rm D}}{8} \left[\cos(\theta) + \sqrt{3(1 + 2Q/\epsilon_{\rm D}) - \sin^2(\theta)} \right]^2, \qquad (3.18)$$

где $0 < \theta < \pi$ - угол между падающим дейтроном с энергией ϵ_D и испускаемым нейтроном с энергией ϵ_n , а $Q \approx 3.26 \text{ M}$ эВ - Q-значение D-D реакции. Учитывая энергии дейтронов, подходящие для получения D-D нейтронов, 0.3-1.5 МэВ (см. Рис. 3.10), в уравнении (3.18) можно оценить $\Delta \epsilon_n \approx 2.3 \text{ МэВ}$, а спектральный срез энергии нейтрона $\epsilon_n^{\text{max}} \approx 4.7 \text{ МэВ}$, что примерно соответствует Рис. 3.14.

Результаты моделирования генерации D-D нейтронов для более высоких интенсивностей лазера $a_0 > 1.2$ при заданной энергии лазера и оптимальном диаметре кластера $d \approx d_{opt}$ демонстрируют монотонный рост выхода нейтронов, как показано на Рис. 3.15. Это увеличение хорошо коррелирует с ростом средней энергии высокоэнергетических дейтронов (см. Рис. 3.12). Выход нейтронов достигает ~ 10⁷ нейтронов на 1 Дж энергии лазера для $a_0 = 5$.



Рис. 3.15: Полный выход нейтронов на 1 Дж лазерной энергии для кластерной среды с $n_{\rm e,av}/n_{\rm c} = 0.12$ в зависимости от a_0 , оцененный с помощью интеграла перекрытия (3.17) (сплошная линия) и GEANT-4 расчетов (пунктирная линия). На рисунке указаны значения оптимальных диаметров кластера, для которых выполнен расчет.

3.4 Оценка достоверности результатов моделирования методом зон с помощью 2D PIC расчетов

Для проверки надежности предложенного алгоритма разделения на зоны было проведено 2D моделирование взаимодействия лазерного импульса со всем нагретым объемом плазмы. Использовался гауссовый профиль интенсивности с длительностью 30 фс линейно поляризованного лазерного импульса (по оси y) при $a_0 = 1.2$ и $D_0/\lambda \approx 46$. В качестве параметров мишени были выбраны $d/\lambda \approx 0.3, s/\lambda \approx 4.5$, и $n_{e,av}^{2D} < n_c$, где $n_{e,av}^{2D} = n_e \pi d^2/(4s^2)$ (ср. уравнение (3.4) для 3D случая). Область моделирования $X_{2D} \times Y_{2D} = 35.5\lambda \times 99\lambda$ была достаточного размера, так как $X_{2D} > L_{dpl} \approx 30\lambda$, $Y_{2D} > D_0$. Использовалось пространственное разрешение $\lambda/400 \times \lambda/400$. Полученный спектр представлен на Рис. 3.16 красным цветом.

Данный спектр сравнивался с результатом, полученным с помощью представленного выше алгоритма. Вся область взаимодействия была разбита на зоны с размерами $12\lambda \times 9\lambda$. Были проведены моделирования в трех зонах с безразмерными амплитудами лазерного поля $a_0 = 1.2$, $a_0 = 0.9$ и $a_0 = 0.5$. Спектр дейтронов в остальных зонах был реконструирован с использованием СВФ (см. раздел 3.2.4) и спектров дейтронов в зонах в которых было проведено моделирование. Итоговый спектр, полученный суммированием спектров дейтронов во всех зонах, показан на Рис. 3.16 (черным цветом). Он достаточно близок к



Рис. 3.16: Сравнение энергетических спектров дейтронов из полноразмерного 2D-моделирования (красным) и спектра дейтронов, полученного с помощью алгоритма разделения на зоны с использованием интерполяции CBФ (черным).

спектру из полноразмерного моделирования (выделен красным). Выходы нейтронов, оцененные с помощью интеграла перекрытия, отличаются меньше, чем на 10%.

Стоит отметить, что проведенное 2D моделирование в большей степени описывает взаимодействие лазерного излучения с микропроволочными структурами (или микротравой) при распространении лазерного импульса вдоль подложки, на которой они расположены. Тем не менее, такое моделирование позволяет подтвердить работоспособность предлагаемого метода зон.

3.5 Заключение

Подводя итог, подчеркнем, что выше на основе 3D PIC моделирования были представлены результаты по генерации D-D нейтронов при облучении кластерной среды фемтосекундным лазерным импульсом с целью нахождения оптимальных условий для достижения максимального выхода термоядерных нейтронов. Проведенное моделирование и ряд оценок наглядно показали, что для умеренных интенсивностей лазера $a_0 = 1 - 5$ максимальный выход нейтронов достигается, когда размер кластера и плотность среды определенным образом соответствуют интенсивности лазера. В то же время для заданной энергии лазерного импульса и оптимальных параметров кластерной среды наилучшим выбором для получения абсолютного максимума выхода нейтронов является использование наиболее резкой фокусировки лазерного импульса, приводящей к максимально возможной интенсивности. Общий вывод, подтвержденный исследованием, состоит в том, что для источника нейтронов лучше подходят крупные кластеры суб-микронного размера, весь объем которых лазерное излучение нагреть не способно. При этом мелкие кластеры, которые широко использовались ранее [18,93], меньше подходят для этого. Сильный стохастический нагрев электронов в кластерной плазме обеспечивает энергию дейтронов, достаточную для термоядерной реакции.

Предложен новый подход, основанный на разбиении всего объема лазерноплазменного взаимодействия на несколько малых зон. Разработанная схема, реализуемая с использованием доступных академических вычислительных ресурсов, позволяет реконструировать распределение энергии нагретых дейтронов в широком диапазоне параметров системы лазер-мишень, включая случаи с большими объемами взаимодействия (например, [132]), где интенсивность лазера относительно невелика, а размеры фокальных пятен огромны. Применение предложенного алгоритма, использующего спектральные вспомогательные функции, позволяет восстановить полный спектр во всей области взаимодействия на основе моделирования в нескольких отдельных зонах. Показано, что нагрев лазером кластерной среды приводит к формированию широкого энергетического распределения дейтронов, характеризующегося платообразной высокоэнергетической частью спектра, что объясняется эффективным стохастическим нагревом электронов до энергий, превышающих пондеромоторную.

В контексте возможного сравнения данного исследования с экспериментальными результатами, можно прийти к выводу, что существуют две группы экспериментов, относящихся к малым кластерам нанометрового размера [18,19,133] и относительно большим кластерам размером в десятки – сотни нанометров (капли) [24,97,132,134]. Производство нейтронов для первой группы экспериментов демонстрирует выход обычно менее 10⁵ нейтронов/Дж. Это согласуется с представленными в данной главе результатами моделирования и, очевидно, связано с низкой эффективностью производства дейтронов за счет кулоновского взрыва малых кластеров, поскольку неоптимально малый размер кластеров ограничивает энергию ускоренных дейтронов.

Для больших кластеров (десятки – сотни нм) выход нейтронов может быть значительно увеличен, однако, как показано в данной главе, это возможно только при оптимальных параметрах взаимодействия лазера и кластерной среды. До сих пор лишь в нескольких экспериментах использовались среды с большими кластерами, но без оптимизации параметров лазерно-кластерного взаи-

модействия [24, 97, 132, 134], и поэтому выход нейтронов 10^{6} - 10^{7} нейтронов/Дж еще не достигнут. В то же время, один из проведенных экспериментов [24] при некоторой модификации может быть вполне пригоден для получения большого числа нейтронов, близкого к полученному при моделировании в данной главе. Рассмотрим с помощью метода зон лазерно-кластерное взаимодействие с параметрами из работы [24]. В данном эксперименте исследовалась генерация D-D нейтронов при взаимодействии капель тяжелой воды диаметром $\approx 0.2\lambda$ с 35 фс лазерным импульсом интенсивностью 10^{19} BT/см² ($a_0 \approx 2$). Интегральный спектр дейтронов, полученный при моделировании методом зон (Рис. 3.17), показывает качественное согласие с экспериментальным результатом (ср. с Рис. 2b в работе [24]).

Некоторое несущественное различие между этими спектрами (Рис. 3.17 и Рис. 2b в работе [24]) может быть связано с неидеальным контрастом лазерного импульса, который не был учтен при моделировании. Количество горячих дейтронов (> 100 кэВ) полученных в расчетах и измеренных в [24] из одного и того же объема среды хорошо согласуются ($\sim 10^{11}$). Однако эксперимент [24] показывает довольно низкий выход нейтронов, 10⁴ нейтронов/Дж, по сравнению с результатами нашего моделирования. Это объясняется тем, что объем струи тяжелой воды в [24] был значительно меньше l_{st}^3 , где $l_{st} = \int_0^{\epsilon_{\max}} d\epsilon' \sigma(\epsilon') |d\epsilon'/dr|^{-1}$ – длина пробега высокоэнергетичного дейтрона, определяемая потерями на ионизацию и возбуждение атомов вещества. На этой длине ускоренный дейтрон, проходя через холодную кластерную среду, будет вступать в реакцию с ядрами вещества и генерировать нейтроны. В подходе, рассмотренном в данной главе, предполагается, что объем спрея достаточен для остановки горячих дейтронов. Искусственное уменьшение объема распыленного спрея в моделировании до уровня, указанного в [24], привело к выходу нейтронов 10⁴ нейтронов/Дж, как в эксперименте. И наоборот, если увеличить экспериментальный размер холодного спрея до длины остановки дейтронов с энергией 1.5-2 МэВ, то выход нейтронов может составить $\approx 4 \times 10^6$ нейтронов/Дж. Таким образом, расширение размера холодного спрея D₂O в эксперименте может быть эффективным способом увеличения производства нейтронов.



Рис. 3.17: Спектр дейтронов в 3D PIC моделирования с использованием предложенной схемы разделения всего объема взаимодействия на зоны для параметров эксперимента [24].

Для оптимальных параметров кластерной среды достигается достаточно высокий нейтронный выход ~ 10⁷ нейтронов/Дж. Это значительно выше, чем экспериментально полученный в работе [24], и указывает на важность согласования параметров лазера и кластерной среды. При этом конверсия лазерного излучения в нейтроны порядка 10⁻⁶.

В контексте последнего отметим выявленную в моделировании слабую зависимость выхода нейтронов от средней плотности при значениях $n_{e,av} \ll n_c$. При этом обязательным является правильное согласование диаметра кластера с интенсивностью лазера, т.е. если оптимальный диаметр кластера выбирается в соответствии с уравнением (3.8), то хорошее согласование средней плотности мишени не требуется. Выполненная многопараметрическая оптимизация позволяет не только найти самые благоприятные, с точки зрения выхода нейтронов, лазерно-плазменные параметры, но и подбирать наиболее выгодные условия в зависимости от доступных в эксперименте. Показано, что при заданной энергии лазерного импульса более острая фокусировка (увеличение интенсивности) приводит к увеличению выхода нейтронов. Это объясняется тем, что уменьшение числа нагретых лазером дейтронов в меньшем горячем пятне с избытком компенсируется увеличением числа наиболее горячих дейтронов за счет резкого увеличения сечения D-D реакций при энергии сотни кэВ. Однако при больших интенсивностях лазера ($a_0 > 5$) сечение D-D реакций при энергиях > 3 МэВ уменьшается, и указанной компенсации может не произойти.

В предложенном численном подходе в данной главе рассматривался только диапазон умеренных интенсивностей лазера, соответствующих $a_0 = 1.2 - 5$ $(2 \times 10^{18} - 3.4 \times 10^{19} \,\text{Bt/cm}^2$ для длины волны 1 мкм), однако это не исключает использование лазеров мульти-ПВт уровня мощности, хотя последние могут фокусироваться и до значительно более высоких интенсивностей. Такой выбор удобен для экспериментов, которые в дальнейшем предполагают практическое применение, и довольно прост в реализации для существующих лазерных технологий. Например, при маленьких энергиях лазера уже доступны лазеры с высокой частотой повторения, а при больших энергиях не требуется острая фокусировка, которой иногда трудно добиться. В первом случае выход нейтронов увеличивается за счет высокой частоты повторения импульсов, а во втором - за счет большого нагретого объема.

На основе проведенного PIC-моделирования можно предложить следующий оптимальный набор параметров и соответствующий выход нейтронов для фемтосекундного лазера с мульти-ПВт уровнем мощности. Для кластерной среды, состоящей из тяжелой воды, облученной лазерным импульсом мощностью 10 ПВт, с энергией 300 Дж и длительностью 30 фс, сфокусированным в фокусное пятно 200 мкм, рекомендуется использовать кластеры с диаметром 0.5 мкм и среднюю плотность электронной среды около 0.1 n_c . Такие параметры могут обеспечить нейтронный выход на уровне ~ 10⁹ нейтронов. Это может быть использовано на суб-эксаваттных лазерных установках, таких как XCELS [135] и SEL [136], которые могут служить в качестве промышленных радиационноядерных источников.

Глава 4.

Взаимодействие лазерного излучения с микропроволочными структурированными мишенями

Как уже отмечалось ранее, использование структурированных на нано- и микро-масштабах мишеней значительно эффективнее для ускорения электронов и ионов, генерации жесткого рентгеновского и гамма-излучения по сравнению с использованием традиционных мишеней. Одними из самых перспективных мишеней такого типа являются микропроводные мишени (также в литературе их часто называют микротравой), расположенные на плоской поверхности (на подложке). Однако, как и в случае с кластерными мишенями, следующим этапом в улучшения интересующих характеристик заряженных частиц (например, их числа и/или средней энергии) является оптимизация параметров таких мишеней. В данной главе рассмотрим характерные особенности взаимодействия со структурированными мишенями подобного типа. Раздел 4.1 посвящен исследованию взаимодействия структурированных мишеней с лазерным излучением, падающим по нормали к поверхности, и состоит из подразделов, в которых обсуждаются результаты PIC-моделирования 4.1.1, анализ Ляпуновских показателей при взаимодействии с микропроводами 4.1.2 и PIC-моделирование взаимодействия излучения с микрослоями 4.1.3. В разделе 4.2 обсуждаются особенности падения лазерного излучения на структурированные мишени под углом с помощью 2D PIC моделирования, в частности: оптимизация параметров мишени при падении излучения под углом 45° 4.2.1 и анализ электронной плотности между структурами при различных параметрах мишени 4.2.2.

Результаты, представленные в данной, главе были опубликованы в работах [A1-A3, B1, C1-C3].

4.1 Взаимодействие структурированных мишеней с лазерным излучением, падающим по нормали к поверхности

4.1.1 PIC-моделирование лазерно-плазменного взаимодействия с микропроводной мишенью, расположенной на плоской поверхности

Для изучения процесса поглощения лазерного излучения и нагрева электронов в микроструктурированной мишени было проведено трехмерное PIC моделирование с использованием кода "Мандор" [53]. Рассматривалось взаимодействие линейно-поляризованного ультракоротко остро-сфокусированного лазерного импульса с энергией 5 мДж с мишенями на плоской поверхности которых были нанесены суб-микронные цилиндры. При моделировании использовался линейно-поляризованный лазерный импульс с интенсивностью $I_{\rm L} \approx 2 \times 10^{18} \, {\rm Br/cm}^2$ и длительностью $\tau_{\rm L} = 60$ фс (FWHM), где $\lambda = 1$ мкм длина волны лазерного излучения. Излучение было сфокусировано в фокальное пятно диаметром 2λ (FWHM). Лазерный импульс имел гауссовы временные и пространственные профили.

Схема взаимодействия представлена на Рис. 4.1. Размеры расчётной области были $\{X, Y, Z\} = 16\lambda \times 8\lambda \times 8\lambda$ с пространственным разрешением $\lambda/100 \times \lambda/50 \times \lambda/50$ в направлениях x, y, z соответственно. Для электромагнитных полей использовались поглощающие граничные условия в поперечных направлениях (Y, Z) и условие впуска-выпуска в продольном направлении. Для частиц использовались поглощающие граничные условия по всем направлении. ям. Лазерный импульс был поляризован по оси y и распространялся в положительном направлении оси x вдоль микроструктур и перпендикулярно плоской части мишени (нормальное падение). Каждая ячейка была инициализирована восемью крупными частицами с отношением заряда к массе таким же, как у электронов. Как и в большинстве РІС моделирований, процессами ионизации и столкновений пренебрегали из-за высокой интенсивности лазера и высокой энергии частиц. Плотность структур была однородной во всех расчётах и составляла $n_{\rm e} = 50n_{\rm c}$. Здесь $n_{\rm c} = m_{\rm e}\omega^2/4\pi e^2$, $m_{\rm e}$ и e – масса и заряд электрона, $\omega = 2\pi c/\lambda$ – частота лазера, а c – скорость света в вакууме. Рассматривался случай идеального контраста лазерного излучения, поэтому плотность мишени была однородной, без преплазмы. Отрицательный заряд мишени, переносимый электронами, компенсируется таким же положительным фоном. Этот фон имитирует неподвижные бесконечно тяжелые ионы (формально отношение масс ионов к электронам бесконечно) с плотностью $n_i = n_{\rm e}/Z_{\rm i}$, где $Z_{\rm i}$ – усредненный заряд иона (уровень ионизации). Рассматриваемая искусственная плотность электронов позволила обеспечить моделирование с разумным разрешением для того, чтобы избежать "числового нагрева" электронов.



Рис. 4.1: Схема взаимодействия лазерного излучения с микропроволочной мишенью при PIC моделировании.

В проведенной серии трехмерного моделирования варьировались такие параметры структур, как их высота, h, и расстояние между краями двух соседних структур, s, (см. рис. 4.1). Диаметр микротравы, d, значительно превосходит релятивистскую глубину скин-слоя, $\sim ca_0/\omega_{pe}$, где ω_{pe} – электронная плазменная частота, а $a_0=0.85 imes 10^{-9}\lambda_\mu I_{
m L}^{1/2}\,[{
m Bt}/{
m cm}^2]$ – безразмерная амплитуда лазерного поля, λ_{μ} – длина волны в мкм. Из-за этого структуры непрозрачны для лазерного излучения, а поглощение энергии импульса происходит в скин-слое микротравы и в разреженном электронном газе между структурами. Электроны, вырываясь из структур под воздействием лазерного поля, оказываются в сложном электромагнитном поле, состоящем из электромагнитных волн (падающее и отраженное от подложки лазерное излучение) и квазистатических самогенерируемых полей между микроструктурами (электрическое поле разделения зарядов и магнитное поле тока электронов). Квазистатическое электрическое поле – это кулоновское поле заряженных столбиков, которое образовалось после вырывания из них электронов. Квазистатическое магнитное поле было создано прямым током – током высокоэнергетических электронов, находящихся между структурами и ускоренных лазерным импульсом в прямом направлении, а также обратным током [13,33] – током электронов, который компенсирует прямой ток и индуцирован электронами в скин-слое структурированной части мишени. Дальнейший анализ показывает, что поглощение лазерного света в проволочной мишени происходит благодаря эффективной передаче энергии электронам посредством их стохастического нагрева в этом сложном электромагнитном поле, аналогично случаям в [64, 66, 67, 102]. Как будет видно из дальнейшего изложения, благодаря этому механизму электроны могут ускоряться до энергий, значительно превышающих среднюю пондеромоторную энергию, которую, как уже отмечалось, часто используют для оценки энергии ("температуры") горячих электронов при взаимодействии интенсивного лазерного импульса с твердой мишенью [62]:

$$T_{\rm pond} = \left(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1\right) m_{\rm e}c^2.$$
(4.1)

Другой характеристикой ускоренных электронов является их максимальная энергия в плоской электромагнитной волне в вакууме [137]:

$$\epsilon_{\rm h}^{\rm EM} = m_{\rm e}c^2(\gamma_{\rm max} - 1) = m_{\rm e}c^2a_0^2/2.$$
 (4.2)

Напряженность и распределение электромагнитного поля при лазерноплазменном взаимодействии зависят от геометрических размеров мишени h и s. Поскольку нас в основном интересует случай высокой средней плотности мишени, мы концентрируемся на величине зазора между структурами $s \gtrsim d$, где $d = 0.4\lambda$. Эффективный нагрев электронов происходит в том случае, если расстояние между структурами по порядку величины сравнимо с величиной отклонения электронов в лазерном поле $(r_{\rm E} = a_0 c/\omega)$, т.е., $s \gtrsim 2r_{\rm E} \sim d$. Поскольку наличие отражённой от подложки волны способствует стохастическому нагреву, то можно ожидать, что если длина микротравы $2h \approx c \tau_{\rm L}$, то это будет лучше, чем значительно более длинные структуры $h > c \tau_{\rm L}/2$. В случае длинных структур отраженная от плоской части мишени лазерная волна будет взаимодействовать с падающей волной не так эффективно вследствие ослабевания падающих и отражённых волн в процессе их распространения между структурами. В оптимальном же случае случае лазерный импульс должен проникать в структуры, отражаться от подложки и практически полностью поглощаться внутри мишени на пути обратно в вакуум.

Чтобы наглядно показать проникновение электромагнитных волн в структурированную мишень на Рис. 4.2 показано мгновенное распределение безразмерного электрического поля ($eE_y/m_ec\omega$) в плоскости {X, Y}. Значение координаты z соответствует положению середины центральной структуры, а момент



Рис. 4.2: (a), (б) Пространственное распределение *y*-компоненты электрического поля (вдоль направления поляризации лазерного импульса) для двух различных значений расстояний между микропроводами ($s/\lambda = 0.3$ и $s/\lambda = 1$) при $h/\lambda = 3$.

времени выбран таким, что фронт лазерного импульса отражается от плоской подложки. Также было изучено максимально возможное локальное увеличение амплитуды поля в зависимости от параметров структуры. Максимум абсолютного поля E_y/E_L как функция расстояния между проводами представлена на Рис. 4.3а, где $E_L = a_0 m_e c \omega/e$. Модель демонстрирует немонотонную зависимость максимального поля от параметра *s*. Структура поля напоминает стоячую волну с локальным усилением значения поля вблизи границ проводов, что видно на Рис. 4.2. Максимальное значение электрического поля превышает амплитуду лазерного поля в 2.1–3 раза (Рис. 4.3а) и всегда оказывается выше $2E_L$ — значения, ожидаемого при простом сложении падающей и отражённой волн. Следует обратить внимание, что при РІС-моделировании нагретые лазером электроны выходят из структурированной части мишени, что сглаживает резкую границу раздела вакуум-плазма.



Рис. 4.3: (а) Максимум электрического поля E_y/E_L как функция s (для $h/\lambda = 1, 3, 5$). (б) Глубина проникновения y-компоненты электрического поля (вдоль направления поляризации лазерного импульса) между структурами в зависимости от s при $h/\lambda = 9$.

Также интерес представляет зависимость глубины проникновения излучения от расстояния между краями структур. Хорошо видно, как электрическое поле проникая между структурами при малом зазоре $s/\lambda = 0.3$ на Рис. 4.2а затухает. Моделирование показало, что при $s/\lambda = 0.3$ лазерный импульс проникает в мишень до $h_{\rm pen} \approx 1.5\lambda$. С увеличением расстояния между структурами глубина проникновения растет: $h_{\rm pen} \approx 3\lambda$ и $h_{\rm pen} \approx 5\lambda$ соответственно для $s/\lambda = 0.6$ и $s/\lambda = 1$. Здесь глубина проникновения определяется уменьшением амплитуды лазерного поля в e раз.

Чем длиннее микропровода, тем больший промежуток между ними должен быть для того, чтобы лазерный импульс мог проникнуть на глубину $\sim h$, а затем отразиться от плоской части мишени и эффективно участвовать в нагреве электронов. Глубина проникновения излучения внутрь структурированной мишени монотонно увеличивается с увеличением *s* до насыщения (см. Рис. 4.36).

Спектр электронов, нагреваемых лазером, характеризуется двухтемпературным распределением, в котором температура и количество горячих электронов зависят от параметров мишени. Температура горячих электронов изменяется со временем и достигает максимума сразу после того, как максимум лазерного импульса отражается от подложки мишени. На большей части гра-

фиков далее средняя энергия электронов будет приведена на этот момент. Для примера можно продемонстрировать спектры горячих электронов при $h/\lambda = 3$ и двух различных *s* на Рис 4.4. Хорошо видно, что температура и число горячих частиц зависит от размера зазора между структурами.



Рис. 4.4: Электронные энергетические спектры при $s/\lambda = 0.3$ (чёрный), $s/\lambda = 0.8$ (красный) и соответствующий экспоненциальный наклон (пунктирная красная кривая). Длина структур $h/\lambda = 3$.

На Рис. 4.5 показана зависимость температуры электронов от *s* при различных значениях *h*. Прежде всего, отметим, что температура горячих электронов, полученная в структурированных мишенях, значительно выше, чем при взаимодействии излучения с плоской мишенью без преплазмы (отмечено пунктирной горизонтальной линией на Рис. 4.5). В последнем случае температура горячих электронов не превышает 50 кэВ, что объясняется низким коэффициентом поглощения *A*, составляющим всего $A \approx 10\%$. Максимальная температура горячих электронов в данной серии расчётов достигла 350 кэВ при оптимальных параметрах мишени $h/\lambda = 7.5$ и $s/\lambda \approx 1.2$. В этом случае коэффициент поглощения *A* превышает $\gtrsim 60\%$. Коэффициент поглощения здесь определялся как доля энергии лазера, поглощённой всеми электронами в области взаимодействия, к моменту, когда задний фронт лазерного импульса покинул микроструктуры, а основная часть отражённого света уже вышла в вакуум.



Рис. 4.5: Зависимость температуры горячих электронов от *s* при различных *h*. Значение температуры электронов на плоской мишени показано зеленым.

Оптимальное значение параметров в точности соответствует условию $c\tau_{\rm L} \approx 2h$, которое обсуждалось ранее. При этом зазор между микропроводами в мишени сравним с длиной отклонения электрона в электромагнитном поле $s \gtrsim 2r_{\rm E}$ и достаточен для проникновения лазерного излучения до подложки (ср. оптимальные значения *s* при заданном *h* на Рис. 4.5 и глубину проникновения излучения при различных *s* на Рис. 4.36).

Во всех рассмотренных случаях температура горячих электронов значительно превышает пондеромоторную температуру, определяемую по формуле (4.1). Кроме того, максимальная энергия электронов в спектрах ($\epsilon_{\max,e} \sim 1-3$ MэB) существенно превышает максимальную энергию электрона в плоской электромагнитной волне (4.2) ($\epsilon_{h}^{\text{EM}} \approx 370$ кэB). Например, при $h/\lambda = 1$, $s/\lambda =$ 0.6 максимальная энергия электронов достигает 2.5 МэB, а при $h/\lambda = 7.5$, $s/\lambda = 1.3 - 3.1$ МэB. Определим коэффициент $\alpha_{\rm e}$ преобразования энергии лазера в энергию горячих электронов как отношение полной энергии электронов с энергией выше некоторого значения ϵ_0 к энергии лазерного импульса $W_{\rm L}$:

$$\alpha_{\rm e} = \int_{\epsilon_0}^{\epsilon_{\rm max,e}} d\epsilon \ \epsilon \frac{dN_{\rm e}}{d\epsilon} / W_{\rm L}.$$
(4.3)

Зависимость $\alpha_{\rm e}(s)$ от зазора между структурами имеет схожий характер с зависимостью температуры горячих электронов (Рис. 4.6). Коэффициент конверсии при $\epsilon_0 = 100$ кэВ находится в диапазоне $\alpha_{\rm e} \approx 0.3$ –0.4. Оптимальный режим нагрева электронов достигается при выполнении условия $h \sim h_{\rm pen} \approx c\tau_{\rm L}/2$. Для заданного значения h энергия супер-пондеромоторных электронов достигает максимума при оптимальном значении s. Например, при $h/\lambda = 3$ оптимальный зазор составляет $s_{\rm opt}/\lambda = 0.8$ (см. Рис. 4.4–Рис. 4.6).



Рис. 4.6: Зависимость конверсия энергии лазера в энергию электронов ($\alpha_{\rm e}$) от *s* при $h/\lambda = 3$ вместе с соответствующей зависимостью $T_{\rm h}$ от *s* (синий).

Отметим, что электронные спектры, представленные на Рис. 4.4, получены для всех электронов в области взаимодействия. Поскольку трёхмерное моделирование требует значительных вычислительных ресурсов, увеличение расчётной области за пределы $\{X, Y, Z\} = 16\lambda \times 8\lambda \times 8\lambda$ для всей серии расчётов при сохранении исходного разрешения было нецелесообразным. Однако скорость горячих частиц близка к скорости света, и к моменту выхода отражённого лазерного импульса из расчётной области большая часть таких частиц уже покидает её пределы и, соответственно, не учитывается в дальнейшем анализе. По этой причине спектры на Рис. 4.4 построены на основе всех электронов, находящихся в области взаимодействия в момент времени, когда лазерный импульс ещё не вышел из неё. Заметим, что в связи с тем, что электроны движутся в сложном поле, состоящем из падающего и отражённого лазерного излучения, а также из электростатических и магнитных плазменных полей, то они могут сохранить значительную часть своей энергии после ухода лазерного импульса, в отличие от случая взаимодействия лазерного импульса с отдельными электронами в вакууме. Конверсия значительной части колебательной энергии частиц в энергию, которую электроны сохраняют после ухода лазерного импульса, является обычным явлением и наблюдается с самых первых экспериментов по взаимодействию короткого релятивистски-интенсивного лазерного импульса с веществом. Это происходило благодаря образованию преплазмы на передней стороне мишени, которая обеспечивала значительное поглощение энергии горячими электронами [138]. Для того чтобы продемонстрировать, что в приведенных расчетах энергия электронов, показанная на Рис. 4.4 – 4.6, не является осцилляторной и горячие электроны уносят значительную часть энергии лазера, для нескольких параметров структурированной мишени были проведены дополнительные расчёты с увеличенной областью взаимодействия и увеличенной толщиной подложки (по оси x). В этих расчётах $\{X, Y, Z\} = 40\lambda \times 20\lambda \times 20\lambda$ и толщина подложки по оси x была равна 25λ . Это позволило учитывать те частицы, которые улетели за подложку и, соответственно, уже не испытывали влияние лазерного импульса. Также в этих расчётах более детально изучалось угловое распределение горячих электронов.

На Рис. 4.7 продемонстрирован спектр электронов, находящихся в подложке, в сравнении со спектром электронов во всей области взаимодействия, полученный в одном из таких расчётов при $h/\lambda = 3$. Можно ясно увидеть, что температура горячих электронов в подложке совпадает с температурой электронов во всей области взаимодействия. Конверсия энергии лазерного импульса в энергию горячих электронов с энергией > 100 кэВ, попавших в подложку, достигает ~ 10%.



Рис. 4.7: Энергетический спектр в моделировании с увеличенной толщиной подложки для электронов, которые пролетели за плоскую часть мишени (зеленым), и для всех электронов в расчётной области (красным) вместе соответствующими экспоненциальными наклонами (пунктирные черные линии) при $s/\lambda = 0.8$, $h/\lambda = 3$.

Угловое распределение электронов внутри всей области взаимодействия (в микроструктурах) после отражения максимума лазерного импульса от подложки демонстрирует конечное угловое ускорение вперед с характерной шириной угла (FWHM) $\vartheta = 40^{\circ} - 45^{\circ}$ для электронов высоких энергий ($\gtrsim 100$ кэВ). В то же время для электронов более низких энергий (< 100 кэВ) угловое распределение является квазиизотропным. Соответствующие угловые распределения показаны на Рис. 4.8.



Рис. 4.8: Угловое распределение горячих электронов $(dN_e/d\vartheta)$ внутри всей области взаимодействия (а) и внутри плоской мишени (б) при $s/\lambda = 0.8$, $h/\lambda = 3$, где $\vartheta = \widehat{\mathbf{p}_{\mathbf{X}}}$.

4.1.2 Моделирование с помощью метода тестовых частиц

Чтобы объяснить механизм генерации супер-пондеромоторных электронов, энергия которых превышает пондеромоторный предел, мы, как и в главе 2, используем метод тестовых частиц. Как уже было отмечено, этот метод позволяет наглядно продемонстрировать стохастическую динамику и стохастическое ускорение электронов в сложных электромагнитных полях. В нашем случае сложное поле состоит из двух электромагнитных полей (падающей и отраженной волны), а также квазистатических полей вблизи границ плазма-вакуум. Динамика частиц в сложном электромагнитном поле описывается численным решением релятивистского уравнения движения:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c} \left[\mathbf{v} \times \mathbf{B} \right], \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \tag{4.4}$$

где $\mathbf{p} = m_{\rm e} c \gamma \mathbf{v}$, \mathbf{v} , и \mathbf{r} – импульс, скорость и координата электрона, а $\gamma = (1 + (p/m_{\rm e}c)^2)^{1/2}$. Электрические и магнитные поля представляют собой суперпозицию падающих и отраженных волн и квазистатических электрических и магнитных полей, т.е. $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\rm i} + \mathbf{E}^{\rm r} + \mathbf{E}_{\rm C}$ и $\mathbf{B} = \mathbf{B}^{i} + \mathbf{B}^{\rm r} + \mathbf{B}_{\rm S}$, где верх-

ние индексы *i* и *r* обозначают падающую и отраженную волны, $\mathbf{E}_{\rm C}$ – кулоновское поле ионизованной микротравы, а $\mathbf{B}_{\rm S}$ - квазистатическое магнитное поле с единственной азимутальной составляющей B_{ϕ} . Падающая и отраженная волны в данном случае задаём как плоские волны в области между структурами: $E_y^{\rm i} = E_{\rm L} f(\mathbf{r}) \cos(\phi_-)$, $B_z^{\rm i} = E_{\rm L} f(\mathbf{r}) \cos(\phi_-)$ и $E_y^{\rm r} = \hat{r} E_{\rm L} f(\mathbf{r}) \cos(\phi_+ + \pi)$, $B_z^{\rm r} = \hat{r} E_{\rm L} f(\mathbf{r}) \cos(\phi_+)$, где $E_{\rm L} = a_0 m_{\rm e} c \omega/e$, $\phi_{\pm} = \omega t \pm kx + \phi_0$ – фаза лазерной волны, ϕ_0 – начальная фаза, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, а \hat{r} – коэффициент амплитудного отражения, так что: $A = 1 - \hat{r}^2$. Здесь $f(\mathbf{r})$ определяет пространственное распределение электромагнитного поля лазера внутри и между структурами. Этот ограничивающий фактор должен быть таким, чтобы излучение затухало по экспоненте внутри структур на масштабе скин-слоя, а в пустом пространстве распространялось свободно, т.к. электронная плотность между структурами в случае относительно больших расстояний между краями структур ($s \gtrsim \lambda/2$) меньше n_c . Таким образом, выражение для $f(\mathbf{r})$ можно записать следующим образом:

$$f(\mathbf{r}) = \begin{cases} \sum_{n=1}^{N_{\rm str}} \exp\left(-\frac{(d/2 - |\mathbf{R}_n|)}{l_{\rm s}}\right), & |\mathbf{R}_n| \le d/2, \\ 1, & |\mathbf{R}_n| > d/2, \end{cases}$$
(4.5)

где $N_{\rm str}$ число цилиндров.

На следующем этапе рассмотрим процесс формирования кулоновского квазистатического поля для его правильного задания в уравнении (4.4). Нагретые электроны, выталкиваемые из проводов, оставляют нескомпенсированный положительный заряд, что приводит к появлению кулоновского поля. Это поле проникает в микроструктуру на глубину скин-слоя l_s . Вне структуры характерный размер области действия этого поля определяется длиной Дебая для горячих электронов — λ_D . Поскольку кулоновское поле должно обладать радиальной симметрией, можно ввести его распределение относительно центра структуры. Будем считать, что в плоскости {Y, Z} внутри скин-слоя напряжённость поля возрастает линейно до максимального значения, а затем убывает по закону: $E^C \sim \frac{1}{|\mathbf{r}|} \exp(-|\mathbf{r}|)$, где $|\mathbf{r}|$ – расстояние до центра цилиндра. Это выражение можно обобщить на случай большого количества цилиндров, находящихся в фокальном пятне лазерного импульса:

$$\mathbf{E}^{C}(\mathbf{r}) = E_{\mathrm{Q}0} \frac{m_{\mathrm{e}} c \omega}{e} \sum_{n=1}^{N_{\mathrm{str}}} \begin{cases} \mathbf{0}, & |\mathbf{R}_{n}| \leq d/2 - l_{\mathrm{s}}, \\ \left(1 - \frac{d}{2l_{\mathrm{s}}} + \frac{|\mathbf{R}_{n}|}{l_{\mathrm{s}}}\right) \frac{\mathbf{R}_{n}}{|\mathbf{R}_{n}|}, & d/2 - l_{\mathrm{s}} < |\mathbf{R}_{n}| \leq d/2, \\ \frac{C_{\mathrm{Q}} \mathbf{R}_{n}}{|\mathbf{R}_{n}|^{2}} \exp\left(\frac{-|\mathbf{R}_{n}|}{\lambda_{\mathrm{D}}}\right), & |\mathbf{R}_{n}| > d/2, \end{cases}$$
(4.6)

где $E_{\rm Q0}$ максимальное значение квазистатического электрического поля на границе плазма – вакуум, $\mathbf{R}_n = \mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}_n$, \mathbf{r}_\perp является перпендикуляром к xкомпоненту вектора \mathbf{r} , \mathbf{r}_n позиция n -го цилиндра, $n = 1, \ldots, N_{\rm str}$, и $C_{\rm Q} = d/2 \exp(d/(2\lambda_{\rm D}))$ постоянная, выбранная так, что кулоновское поле на поверхности структур было равно $E_{\rm Q0}$, $\lambda_{\rm D} = \sqrt{T_{\rm h}/(4\pi n_{\rm h}e^2)}$ – Дебаевская длина, а $n_{\rm h}$ - плотность горячих электронов. Для того чтобы соотношение полей в расчётах с использованием метода тестовых частиц соответствовало результатам PIC расчётов, максимальное значение квазистатического электрического поля было взято из данных PIC.

Для определения максимального значения и пространственного распределения кулоновского квазистатического поля было проведено несколько дополнительных PIC расчётов. В этих расчётах записывались электромагнитные поля с частотой $T_{\rm L}/10$, где $T_{\rm L} = \lambda/c$ – период лазерной волны. Затем эти поля усреднялись по периоду, т.е. десять последовательных массивов полей были сложены и разделены на 10. В результате гармоническая составляющая электромагнитного поля обращалась в 0, но сохранялась квазистатическая составляющая. Как уже упоминалось ранее, для электрического поля эта составляюцая представляет собой кулоновское поле заряженных цилиндров. На Рис. 4.9 показано распределение усредненного поля E_z в сечении перпендикулярном направлению распространения излучения $\{Y, Z\}$. На этом рисунке отчетливо видна радиально-симметричная структура поля. Также стоит отметить хорошее качественное соответствие между полями, рассчитанными по формуле (4.6), и данными из PIC расчётов.



Рис. 4.9: Распределение квазистатического поля E_z , полученного при усреднении данных PIC расчёта при $h/\lambda = 3, s/\lambda = 0.8$ в плоскости сечения перпендикулярного к направлению распространения лазерного излучения при x соответствующем середине цилиндра микроструктур. Черными кругами изображено положение микроструктур.

Осталось получить выражение для азимутального квазистатического магнитного поля, генерируемого около микроструктуры. Это поле создается электрическим током $j_{\parallel}(r)$, который протекает вблизи поверхности структуры и в скин-слое вдоль оси цилиндра. Для его расчёта можно использовать магнитостатический закон Ампера: $B_{\phi}^{0}(r_{\perp}) = 4\pi/(cr_{\perp}) \int_{0}^{r_{\perp}} j_{\parallel}(r)rdr$. Электронный ток состоит из двух компонент, распространяющихся в противоположных направлениях. Прямой ток определяется потоком горячих электронов, движущихся в направлении распространения лазерного импульса в пространстве между структурами. Эти электроны пространственно распределены в поперечной плоскости на расстояние, равном отклонению электрона в поле лазера, r_E , от поверхности структуры. Обратный электронный ток возникает для компенсации прямого и локализуется внутри скин-слоя. Поскольку прямой ток электронов должен быть равен обратному току, а обратный ток локализован в гораздо меньшей области, т.к. $l_s \ll r_E$, то квазистатическое магнитное поле в основном определяется обратным током. Зная, что плотность тока в этом случае должна обращаться в ноль внутри структур на глубине $r = d/2 - l_s$ и на их поверхности, т.е. при r = d/2, можно записать модельное выражение для плотности электрического тока:

$$j_{\parallel}(r) = -ecn_{\rm cr}B_{\phi 0} \begin{cases} 0, & r \le d/2 - l_{\rm s}, \\ C_{\rm j1}(r - d/2 + l_{\rm s})(r - d/2), & d/2 - l_{\rm s} < r \le d/2, \\ C_{\rm j2}\exp\left(-\frac{r}{r_{\rm E}}\right)(r - d/2), & r > d/2, \end{cases}$$
(4.7)

где константы C_{j1}^{-1} и C_{j2}^{-1} следует выбрать таким образом, чтобы полный ток во всем пространстве обращался в ноль, т.е. чтобы выполнялось $\int_0^{\infty} j_{\parallel} r dr = 0$. Тогда $C_{j1}^{-1} = k l_s^3 (1 - l_s/d) / 6$ и $C_{j2}^{-1} = k^2 r_E^3 (4 + d/r_E)$. Константа $B_{\phi 0}$ это амплитуда безразмерного магнитного поля. В результате можно рассчитать магнитное поле аналитически, используя уравнение (4.7). Так, в области между структурами r > d/2 магнитное поле от одного цилиндра:

$$B_{\phi}^{0}(r) = \frac{B_{\phi0}m_{\rm e}c\omega}{e} \frac{C_{B0} + \exp\left(-\frac{r-d/2}{r_{\rm E}}\right)\left(C_{B1}r^{2} + C_{B2}r + C_{B3}\right)}{r},\qquad(4.8)$$

где $C_{B0} = (d - k^{-1})/2$, $C_{B1} = C_{j2}r_{\rm E}k$, $C_{B2} = \frac{1}{2}C_{j2}kr_{\rm e}^2(4 - d/r_{\rm E})$, и $C_{B3} = \frac{1}{2}C_{j2}kr_{\rm E}^3(4-d/r_{\rm E})$ и это поле достигает максимума при r = d/2. Можно экстраполировать выражение (4.8) на случай множества структур: $B_{\phi} \approx \sum_{n=1}^{N_{\rm str}} B_{\phi}^0(|\mathbf{R}_n|)$. Амплитуда B_{ϕ}^0 в выражении (4.8) выбрана в соответствии с результатом РІС моделирования.

На Рис. 4.10 при помощи вышеописанного усреднения электромагнитных полей было построено распределение квазистатического азимутального поля B_y в плоскости $\{Y, Z\}$. Учитывая, что ось x с которой сонаправлено направление распространения лазерного излучения в плоскости Рис. 4.10 образует правую



Рис. 4.10: Распределение квазистатического поля B_y полученное при усреднении данных PIC расчёта при $h/\lambda = 3$, $s/\lambda = 0.8$ в сечении плоскости перпендикулярной к направлению распространения лазерного излучения при x соответствующем середине цилиндра микроструктур. Черными кругами изображено положение микроструктур.

тройку с осями y и z, становится понятно, что это азимутальное поле в основном определяется обратным током электронов, как и было отмечено выше. Несимметричность поля, хорошо заметная на рисунке, связана с тем, что в PIC расчётах использовался остро сфокусированный лазерный импульс.

Моделирование динамики большого количества тестовых электронов в сложном поле было выполнено с помощью численного решения уравнений (4.4) и (4.6)-(4.8). Начальные координаты частиц были выбраны случайным образом в пределах области $[0, h] \times [-D/2, D/2] \times [-D/2, D/2]$. Предполагалось, что начальное распределение скоростей этих электронов является максвелловским с температурой ≈ 5 кэВ. При моделировании задавались параметры: $a_0 \approx 1.2$, $d/\lambda = 0.4, s/\lambda = 0.8, h/\lambda = 3, D = 2.4\lambda, N_{\rm str} = 4, и N \approx 10^4$, где N - число тестовых частиц, используемых в моделировании. Значения коэффициента отражения (\hat{r}) и максимальные значения квазистатических полей брались из данных PIC-расчетов: $\hat{r} \approx 0.7, B_{\phi 0}/E_{\rm L} \approx 0.6$, и $E_{\rm Q0}/E_{\rm L} \approx 0.7$.



Рис. 4.11: (а) Траектории шести выбранных частиц на плоскости $\{Y, Z\}$ показаны красным, оранжевым, синим, зеленым, фиолетовым и черным; (б) соответствующие 3D траектории. Поперечные сечения микроструктур показаны серым цветом. Стрелки показывают направления движения частицы.

Траектории нескольких пробных электронов с высокой конечной энергией показаны на Рис. 4.11. Частицы первоначально колеблются в падающей и отраженной волнах без значительного влияния квазистатических магнитных и электрических полей микроструктур. Также осциллирует и их энергия. Затем энергия электронов внезапно возрастает (см. Рис. 4.12а). В этот момент объем фазового пространства также резко увеличивается, что является особенностью стохастической диффузии (см. Рис. 4.12б). Электроны эффективно ускоряются за время до $t\omega \approx 100$, что соответствует длительности лазерного импульса.

По алгоритму, описанному в разделе 2.4, для выбранных электронов были рассчитаны старшие показатели Ляпунова (см. Рис. 4.12в). Эти показатели всегда положительны, что подтверждает стохастическое поведение электронов. Широкий спектр электронов, полученный с помощью моделирования тестовых частиц (см. Рис. 4.12г), характерен для стохастического ускорения. Модель тестовых частиц основана на инжекции электронов в область наибольшего лазерного поля. В результате спектр с характерной температурой около 330 кэВ

 p_v/m_e c 3.5 €, M∋B (a) (б) 3.0 2.5 p_x/m_c 2.0 0 1.5 1.0 0.5 ωt 0.0 100 150 -2 0 2 4 -6 $\lambda_{\rm max}$ $dN_e/d\epsilon$, o.e. 0.8 (B) (г) *T_h*=330 кэВ 0.6 10^{-} 10-2 0.4 10-0.2 *е*, МэВ 10-4 ωt 0.0 100 150 50

Рис. 4.12: (а) Эволюции энергии во времени для всех выбранных частиц, (б) соответствующий фазовый портрет p_y vs. p_x , (в) зависящий от времени (кратковременный) наибольший показатель Ляпунова, и (г) окончательный энергетический спектр по всем тестовым частицам (сплошная черная линия) и экспоненциальный наклон (пунктирная черная линия), а также начальное распределение энергии (пунктирная красная кривая). Все параметры соответствуют траекториям, показанным на Рис. 4.11.

имеет место только для электронов с энергиями $\gtrsim 1$ МэВ. В то же время, спектр в PIC моделировании охватывает и более низкий энергетический диапазон. Это связано с тем, что он включает в себя все электроны, в том числе и с меньшей энергией, которые ускоряются на периферии фокусного пятна лазера. Характерная температура горячих электронов $T_{\rm h} \approx 330$ кэВ, соответствующая спектру пробных частиц (Рис. 4.12г), превышает пондеромоторную энергию и соответствует результатам PIC моделирования ($T_{\rm h} \approx 320$ кэВ), обсуждаемым ранее (Рис. 4.4).

Следует отметить, что моделирование методом тестовых частиц, проведенное без квазистатической составляющей сложного поля, показало снижение температуры горячих электронов всего на 15%, а моделирование без отражен-

ной волны – на 30-35%. Это указывает на то, что стохастическое ускорение в основном обусловлено воздействием лазерных электромагнитных полей, однако и наличие квазистатических полей вносит свой вклад в эффективный нагрев частиц.

4.1.3 PIC-моделирование лазерно-плазменного взаимодействия с микрослоистой мишенью, расположенной на плоской поверхности



Рис. 4.13: Схема мишени с микрослоями с указанием её геометрических размеров, используемых при PIC моделировании.

Другим интересным типом структурированных поверхностей являются микрослои. Схематичное изображение такой мишени показано на Рис. 4.13. С микрослоистой мишенью также была проведена серия трёхмерных PICрасчётов с помощью кода "Мандор". Лазерный импульс имел такие же параметры, как и в разделе 4.1.1. Размер расчётной области был равен $\{X, Y, Z\} = 16\lambda \times 8\lambda \times 8\lambda$ с пространственным разрешением $\lambda/100 \times \lambda/50 \times \lambda/50$ в направлениях x, y, z. Граничные условия были такими же, как и в предыдущих расчётах с микропроволочной мишенью. Лазерный импульс, поляризованный по оси y, распространяется в положительном направлении оси x вдоль микроструктур и перпендикулярно к плоской части мишени (нормальное падение). Использовалась модель неподвижных ионов. Во всех расчётах электронная плотность
структур осталась прежней, т.е. $n_{\rm e} = 50 n_{\rm c}$. Геометрические параметры мишени были схожи с параметрами, использованными при моделировании взаимодействия с микротравой, т.е. $d/\lambda = 0.4$, а *s* и *h* менялись в пределах от 0.3λ до 1.5λ и от λ до 5λ соответственно.

При взаимодействии линейно-поляризованного излучения с микрослоями необходимо учитывать, что ситуация, когда поляризация излучения перпендикулярна внутренней стенке слоя (р-поляризация), существенно отличается от случая, когда поляризация параллельна этой стенке (s-поляризация). Чтобы продемонстрировать эти различия, были проведены PIC-расчёты с разными типами линейной поляризации. В этих расчётах поляризация лазерного импульса всегда была направлена по оси y, но менялось положение слоёв. В случае с р-поляризацией слои были ориентированы таким образом, чтобы внутренние стенки слоёв были перпендикулярны оси y, а в случае с s-поляризацией – перпендикулярны оси z.



Рис. 4.14: Проекции положения крупных частиц при PIC моделировании на плоскость $\{Y, Z\}$ в момент отражения пика лазерного лазерного импульса от подложки при $h/\lambda = 3$ и $s/\lambda = 1$ (a) для р-поляризации, (б) для s-поляризации.

На Рис. 4.14 представлены проекции распределения крупных частиц на плоскость $\{Y, Z\}$ без учёта частиц внутри подложки при $h/\lambda = 3$ и $s/\lambda = 1$ в момент времени, когда лазерный импульс отражается от подложки. При рполяризации (Рис. 4.14а) количество частиц в области между структурами значительно больше, чем в случае с s-поляризацией (Рис. 4.14б). Поскольку частицы поглощают лазерное излучение именно в этой области и в скин-слое, то и ускорение частиц при p-поляризации происходит гораздо эффективнее. Различие в количестве частиц в области между структурами объясняется тем, что при p-поляризации электроны могут вырываться лазерным излучением в вакуумную область гораздо эффективнее благодаря направлению вектора электрического поля. В случае же s-поляризацией электрическое поле ускоряет частицы в основном вдоль внутренней поверхности структур. В результате количество частиц между структурами оказывается значительно меньше, что снижает эффективность поглощения энергии.



Рис. 4.15: Электронные энергетические спектры микрослоистой мишени (в относительный единицах) при $s/\lambda = 1$ и $h/\lambda = 3$ для р-поляризованного (красный) и s-поляризованного (оранжевый) лазерного импульса и соответствующие им экспоненциальные наклоны (пунктирные чёрные линии).

Если сравнить спектры структур с одинаковыми параметрами $(h/\lambda = 3$ и $s/\lambda = 1)$, но с разной поляризацией, как показано на Рис. 4.15, то можно заметить значительную разницу. Температура горячих электронов при sполяризации, показанная на Рис. 4.15 оранжевым, равна $T_{\rm h} = 80$ кэВ и слабо отличается от температуры обычной плоской мишени ($T_{\rm h} = 60 \, {\rm ksB}$). В случае же с р-поляризацией (красная кривая) температура достигает значения $T_{\rm h} = 270 \, {\rm ksB}$. Хотя это значение уступает температурам, полученным при использовании микропроволочной мишени с аналогичными параметрами *s* и *h*, оно существенно превосходит оценку пондеромоторной температуры, рассчитанную по формуле (4.1).



Рис. 4.16: Температура горячих электронов как функция *s* при различных *h*. Также показано значение температуры, полученное на плоской мишени.

Для структур данного типа при *p*-поляризации была также проведена оптимизация температуры горячих электронов. Результаты представлены на Puc. 4.16 и имеют сходство с данными, полученными при оптимизации температуры горячих электронов для микропроволочной мишени (см. Puc. 4.5). При малом зазоре между краями структур излучение практически не проникает вглубь структурированной части мишени, и значительная его доля отражается от верхней поверхности структур. С увеличением *s* излучение начинает проникать внутрь, отражаться от поверхности подложки и затем преимущественно поглощаться на обратном пути между структурами. При дальнейшем увеличении зазора доля поглощаемой энергии уменьшается, а оставшаяся часть рассеивается в вакуум. Кроме того, в условиях острой фокусировки увеличение расстояния между краями структур приводит к тому, что излучение взаимодействует лишь с одной структурой.

Как отмечалось ранее, температуры горячих электронов в микрослоях несколько ниже, чем в микропроволочной мишени при сопоставимых значениях параметров *s* и *h*. При этом для одинаковой высоты оптимальное расстояние между краями микрослоёв превышает аналогичный параметр для микропроволочной мишени. Так, при $h/\lambda = 3$ оптимальный зазор составляет $s/\lambda = 0.8$ для микропроволочной мишени и $s/\lambda = 1.0$ для микрослоёв. Вероятно, это связано с тем, что в случае микропроволочной мишени излучение способно проникать вглубь мишени и достигать подложки при меньшем зазоре благодаря её меньшей средней плотности. Кроме того, количество горячих электронов с энергией выше 1 МэВ в микропроволочной мишени превышает аналогичный показатель для микрослоёв при схожих параметрах. Например, в моделировании с $h/\lambda = 3$, при котором температура горячих электронов достигает максимума (то есть при $s/\lambda = 0.8$ для микропроволочной мишени и $s/\lambda = 1.0$ для микрослоёв), их число соотносится как $N_{\rm grass}/N_{\rm sheets} \approx 2$. С другой стороны, изготовление микрослоёв существенно проще по сравнению с микропроволочной мишенью. Поэтому различия в температуре и количестве горячих частиц могут быть не столь критичными.

4.2 Взаимодействие структурированных мишеней с лазерным излучением падающим под углом

В экспериментах по изучению взаимодействия лазерного излучения с плазмой часто применяется наклонное падение излучения на мишень. В данном разделе рассматривается моделирование взаимодействия лазерного импульса со структурированными мишенями при наклонном падении излучения относительно плоской части мишени.

Следует отметить, что в численных расчётах при падении излучения под углом необходимо значительно увеличить область моделирования по геометри-

ческим причинам. Поэтому проведение трёхмерного PIC-расчёта в области с практически значимыми размерами и необходимым разрешением технически затруднено. По этой причине в этом разделе представлены результаты двумерного PIC-моделирования. Такой подход позволил существенно увеличить область взаимодействия, повысить число частиц в ячейках и более детально исследовать ряд особенностей этого процесса, которые будут рассмотрены ниже.



Рис. 4.17: Схема взаимодействия лазерного импульса с микроструктурированной мишенью при наклонном падении излучения.

В этом разделе рассматривается взаимодействие линейнополяризованного лазерного импульса с длительностью 60 фс (FWHM) и интенсивностью $I_{\rm L} \approx 2 \times 10^{18} \,{\rm B/cm^2}$ сфокусированного в фокальное пятно диаметром 4 λ (FWHM). Лазерный импульс имеет гауссову форму как во временном, так и в пространственном профилях. Схематичное изображение мишени и направление распространения лазерного излучения показано на Рис. 4.17. Размеры расчётной области составляют $\{X,Y\} = 26\lambda \times 26\lambda$ с пространственным разрешением $\lambda/200 \times \lambda/200$. Лазерный импульс распространялся в положительном направлении оси x с поляризацией по оси y, а мишень располагалась под углом к этому импульсу. Каждая ячейка была инициализирована 49 крупными частицами с отношением заряда к массе таким же, как у электронов. Использовалась модель неподвижных ионов. Во всех расчётах электронная плотность структур была однородной и составляла $n_{\rm e} = 50 n_{\rm c}$.

4.2.1 Оптимизация параметров мишени расположенной под углом 45° .

В первой серии расчётов, о которых пойдёт речь в данном разделе, изучалось взаимодействие лазерного импульса с микротравой, расположенной под углом $\alpha = 45^{\circ}$, где α это угол между поверхностью плоской части мишени и направлением распространения излучения (Рис. 4.17). Варьировалось расстояние между краями, s, при этом $d = 0.2\lambda$ и $h = 1\lambda$.

На Рис. 4.18 представлено распределение полей в расчётах с плоской мишенью (a), с $s/\lambda = 0.15$ (б) и с $s/\lambda = 0.9$ (в). В отличие от рисунков полей в разделе 4.1.1, из-за отражения излучения под углом удобнее рассматривать не E_y , а $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$. На Рис. 4.18а хорошо видно, что излучение почти полностью отражается от плоской мишени. В результате лишь небольшая часть заряженных частиц будет ускоряться. При маленьком зазоре между структурами (Рис. 4.18б) излучение проникает вглубь структур, но не достигает подложки. При большем расстоянии между структурами (Рис. 4.18в) излучение проникает между структурами до подложки. Также заметно усиление полей вблизи всей поверхности структур, что способствует объемному нагреву частиц.

Теперь рассмотрим спектры электронов, полученные в результате этих расчётов. На Рис. 4.19а представлены спектры электронов для тех же параметров структур, что и на Рис. 4.18. Температура горячих электронов в случае плоской мишени (показана зеленым) выше, чем при нормальном падении излучения, которое было рассмотрено в разделе 4.1.1, и составляет $T_{\rm h} = 170$ кэВ.



Рис. 4.18: Пространственное распределение $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ при $\alpha = 45^\circ$ в случае взаимодействия с (а) плоской мишенью; (б) со структурированной мишенью при $d = 0.2\lambda$, $h = 1\lambda$ и $s/\lambda = 0.15$; (в) $d = 0.2\lambda$, $h = 1\lambda$ и $s/\lambda = 0.9$ выраженное в безразмерных единицах $eE/m_ec\omega$.

Это типично и объясняется наличием составляющей лазерного излучения, направленной по нормали к мишени. В результате электроны влетают в плоскую мишень и оказываются экранированными от лазерного импульса. При малом расстоянии между краями структур ($s/\lambda = 0.15$) температура горячих электронов слабо отличается от случая плоской мишени, поскольку излучение практически не проникает вглубь структур и в основном отражается от их верхней поверхности. Однако в этом случае уже проявляется объемный нагрев, что приводит к существенному увеличению числа горячих частиц по сравнению со случаем взаимодействия излучения с плоской мишенью. При увеличении зазора



Рис. 4.19: (а) Электронные энергетические спектры для плоской мишени (зеленым), $d = 0.2\lambda$, $h = 1\lambda$ и $s/\lambda = 0.15$ (синим), $d = 0.2\lambda$, $h = 1\lambda$ и $s/\lambda = 0.9$ (красным) и соответствующие им экспоненциальные наклоны (пунктирные черные линии). (б) Зависимость температуры горячих электронов от s при $\alpha = 45^{\circ}$, $d = 0.2\lambda$, $h = 1\lambda$ (красным) и значение температуры, полученной на плоской мишени (зеленым).

между структурами до $s/\lambda = 0.9$ излучение свободно проникает вглубь структур, отражается от плоской части мишени, а амплитуда поля вблизи границы плазма-вакуум усиливается более чем в 2 раза. Это приводит к значительному росту как температуры горячих электронов (до $T_h = 450$ кэВ), так и их количества. Максимальная энергия электронов при этом возрастает до 2.5 МэВ. На Рис. 4.196 представлена оптимизация температуры горячих электронов в зависимости от величины зазора между краями структур. Характер этой зависимости схож с результатами, полученными при нормальном падения излучения в разделе 4.1.1: с увеличением расстояния между структурами температура значительно возрастает, а затем, после достижения оптимальных условий, слегка снижается. При этом оптимальное расстояние между структурами увеличилось по сравнению с нормальным падением, рассмотренным в разделе 4.1.1. Это изменение, вероятно, связано с уменьшением эффективного расстояния между структурами при наклонном падении. Например, для угла $\alpha = 45^{\circ}$ и $s/\lambda = 0.9$ эффективное расстояние составляет $s_{\rm eff}/\lambda = 0.9/\sqrt{2} \approx 0.64$.

4.2.2 Анализ электронной плотности между структурами

Как показали описанные выше расчёты, ключевым фактором, определяющим нагрев электронов в микротраве и слоях, является возможность проникновения излучения между структурами. Для эффективного объемного и стохастического нагрева зазор между краями структур не должен быть слишком мал. Одна из причин этого заключается в том, что при небольшом зазоре отклонение электрона в поле лазерной волны $r_E = \lambda E_{\rm L}/(2\pi)$ будет меньше или сравнимо с этим расстоянием. В результате электронная плотность между структурами окажется закритичной, что сделает объемный нагрев невозможным. Об этом упоминается, например, в [36]. В расчётах, проведенных при $\alpha = 45^{\circ}, d/\lambda = 0.1, h/\lambda = 2$ с разными значениями $s/\lambda = 0.1$ и $s/\lambda = 0.8$, было исследовано изменение электронной плотности между структурами. На Рис. 4.20 представлены значения электронной плотности, нормированной на n_c , вдоль ос
и $x_1,$ где ось x_1 – ось, повёрнутая на 135° против часовой стрелки относительно оси *x*. То есть эта ось параллельна плоской части мишени. Значения плотности приведены на расстоянии 0.02λ от конца структур. Для большей наглядности область под графиком закрашена, чтобы было понятно геометрическое положение структур. На Рис. 4.20a показана область в 2λ в центральной части структур при $s/\lambda = 0.1$. Хорошо видно, что значение электронной плотности даже между структурами достигает закритичных значений. Также стоит отметить, что благодаря прямому току электронов вдоль структур, такие закритичные значения плотности наблюдаются не только у края структур, но также и вдоль всей их длины. В результате лазерный импульс не может проникнуть в мишень и эффективный объемный нагрев электронов отсутствует. Температура горячих электронов в этом случае равна $T_{\rm h} \approx 160 \, {\rm ksB}$. Значение плотности при $s/\lambda = 0.8$ показано на Рис. 4.206, где для наглядности выбрана большая область вдоль оси x₁. В этом случае электронная плотность между

структурами меньше n_c и лазерное излучение может проникать вглубь. При этом температура горячих электронов примерно равна $T_{\rm h} \approx 450$ кэВ.



Рис. 4.20: Значения электронной плотности электронов n_e нормированной на n_c вдоль линии параллельной подложке и на расстояние 0.02λ от конца структур для $\alpha = 45^{\circ}$, $d/\lambda = 0.1$, $h/\lambda = 2$ (a) $s/\lambda = 0.1$ (ширина показанной области 2λ) и (б) $s/\lambda = 0.8$ (вся область со структурированной мишенью). При этом площадь под графиком закрашена.

4.3 Заключение

Используя 3D PIC моделирование, было исследовано взаимодействие остро сфокусированного короткого лазерного импульса длительностью 60 фс, интенсивностью $I_{\rm L} \approx 2 \times 10^{18}$ BT/cm² с микроструктурированными мишенями высокой средней плотности. В ходе работы был оптимизирован объемный нагрев микроструктурированной поверхности мишени путем изменения зазора между структурированных мишеней дает значительное увеличение поглощения энергии и температуры горячих электронов по сравнению с обычной твердотельной плотной тонкой фольгой. Наиболее эффективный нагрев электронов достигается, когда зазор между микропроводной (микрослоистой) мишенью сравним с длиной отклонения электрона в электромагнитном поле $s \gtrsim 2r_{\rm E} \sim d$ и достаточен для проникновения лазерного излучения до подложки, а длина структур и длительность лазерного импульса удовлетворяют условию $h \sim c\tau_{\rm L}/2$. Поглоще-

ние лазерного импульса в рассматриваемых структурированных мишенях сопровождается генерацией суперпондеромоторных электронов с энергиями, на порядок превышающими пондеромоторную энергию. Используя метод стохастической динамики, было показано, что генерация супер-пондеромоторных частиц обусловлена стохастической неустойчивостью электронов, движущихся в сложном лазерно-плазменном поле в областях между структурами.

Стоит отметить, что полезным свойством таких мишеней является их способность преобразовать высокую плотность энергии лазерного излучения в высокую плотность энергии вещества. Нагретые лазером электроны из микроструктурированного покрытия проникают в металлическую подложку в форме пучка. Такое проникновение вызывает обратный ток холодных электронов [54, 139, 140], который способен эффективно нагревать прилегающую область подложки. В нашем случае ток горячих электронов можно оценить как $\gtrsim 10^{11} \,\mathrm{A/cm^2}$, что соответствует плотности горячих электронов на уровне $\sim n_c$ с энергией > 100 кэВ. Согласно [54], характерная длина проникновения таких электронов составляет порядка 10 мкм, что меньше пробега одиночных электронов с энергией 100 кэВ, связанного с ионизационными потерями (25 мкм для никелевой мишени). Исходя из эффективности преобразования ~10% (для горячих электронов с энергией > 100 кэВ несущих этот ток), можно оценить характерную объемную температуру электронов в твердой мишени как ~5 эВ в объеме $30 \times 30 \times 10$ мкм³, что соответствует полученному угловому распределению электронов (см. Рис. 4.8). Обмен энергией между электронами и ионами происходит в масштабе времени порядка нескольких пс (например, [141]). В течение этого времени образуется горячее вещество с температурой около 5 эВ, которое может существовать в течение нескольких сотен нс. Это может быть актуально для создания WDM-состояния (warm dense matter) в массивных мишенях и изучения изохорного нагрева, а также образования сильных взрывных волн [142]. Также можно отметить, что использование тонкой мишени с ограниченной массой с рассматриваемым микроразмерным покрытием может быть

еще более полезным для исследования изохорного нагрева, поскольку предотвращает утечку тепла. В этом случае нагревание мишени в основном происходит за счет рециркуляции электронов [143, 144].

Также была проведена серия 2D PIC моделирований в ходе которых было изучено взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью $I_L = 2 \times 10^{18} \text{ Bt/cm}^2$, сфокусированного в пятно 4λ с микроструктурированными мишенями расположенными под углом к направлению распространения лазерного импульса. В ходе расчётов было показано, что важной характеристикой является расстояние между структурами, что подтверждает выводы полученные в 3D моделировании при нормальном падении излучения на мишень. Кроме того, было показано, что если это расстояние будет слишком мало, то, в результате осцилляции электронов между структурами, будет достигнута закритическая плотность. Это будет препятствовать распространению излучения и, следовательно, объемному нагреву частиц. Был оптимизирован объемный нагрев путём изменения зазора между структурами при фиксированной высоте структур $h/\lambda = 1$, их ширине $d/\lambda = 0.2$ и угле между направлением распространения излучения и плоской частью мишени $\alpha = 45^{\circ}$. Оптимальное расстояние между структурами равно $s/\lambda \approx 0.9$, а температура горячих электронов в этом случа
е $T_{\rm h}\approx 450\,{\rm ksB}.$ Было показано, что использование таких структурированных мишеней значительно увеличивает поглощение и энергию горячих электронов по сравнению с обычной твердотельной плотной тонкой фольгой.

Для апробации полученных результатов можно воспользоваться экспериментальными данными, представленными в работе [145], где лазерноплазменные параметры взаимодействия излучения с кремниевыми нанонитями (NWS) были близки к рассмотренным в данной главе. В указанном эксперименте расстояние между структурами было небольшим и, согласно представленному выше анализу численного моделирования, неоптимальным. В результате температура рентгеновского излучения при использовании структурированных мишеней незначительно возрастала (примерно на 30%) по сравнению со случаем использования плоской мишени, а также наблюдалось увеличение выхода и максимальной энергии излучения (см. Рис. 4 в [145]), что качественно соответствует численным результатам, представленным на Рис. 4.19.

Заключение

Целью диссертационной работы являлось исследование лазерноплазменного взаимодействия с различными структурированными мишенями суб-микронного размера. В соответствии с ней были проведены несколько серий PIC расчетов взаимодействия лазерных импульсов фемтосекундной длительности умеренно-релятивистской интенсивности ~ 10¹⁸ – 10¹⁹ Вт/см² с суб-микронными кластерными/капельными мишенями (состоящих как из тяжелых атомов, так и из тяжелой воды), с микроигольчатой и слоистой мишенями. Были изучены условия при которых взаимодействие с подобными явряженных частиц, а также получения наибольшего количества нейтронов. С помощью метода тестовых частиц была показана важная роль стохастического ускорения в нагреве высокоэнергетичных электронов в структурированных мишенях.

Основные результаты диссертации заключаются в следующем:

1. На основе численного 3D PIC моделирования взаимодействия фемтосекундных умеренно релятивистских лазерных импульсов с крупными субмикронными кластерами из тяжелых атомов обнаружено ярко выраженное стохастическое блуждание электронов в кулоновских полях кластеров с большим набором энергии. Это приводит к образованию широкого высокоэнергетического плато в спектре электронов, т.е. – большой группы сильно-нагретых электронов со средней энергией порядка достигаемой внутри лазерного импульса

2. Показано, что при заданной энергии лазерного импульса число горячих электронов, формирующих спектральное плато, оказывается обратно пропорциональным амплитуде лазерной волны. Таким образом, наибольшее число умеренно-энергетичных частиц достигается при мягкой фокусировке, характеризуемой наибольшим фокальным пятном, тогда как максимальноэнергетичные электроны, но в существенно меньшем количестве, получаются при наиболее острой фокусировке

3. Предложенный новый зональный подход к PIC-моделированию позволяет количественно получать востребованное, и пока не достигнутое, описание лазерно-плазменного взаимодействия в большом объеме кластерной среды без привлечения сверхмассивных труднодоступных вычислительных ресурсов.

4. Установлено, что при взаимодействии ИК лазерных импульсов заданной энергии с крупными субмикронными кластерами тяжелой воды в диапазоне интенсивностей 10¹⁸-10¹⁹ Вт/см² максимальный выход нейтронов на уровне 10⁷ нейтронов/Дж достигается в случае наиболее острой фокусировки при выполнении найденного условия согласования диаметра кластера с амплитудой лазерного поля и его длиной волны. При этом выход нейтронов практически не зависит от средней плотности среды в наиболее экспериментально интересном диапазоне значений, существенно меньших критической плотности.

5. Продемонстрировано, что использование микропроводной мишени, облучаемой фемтосекундным слаборелятивистским лазерным импульсом, дает значительное увеличение температуры лазерно-нагретых электронов по сравнению со случаем облучения плоской мишени. Наибольшая температура горячих электронов достигается, когда толщина микроструктурированного покрытия оказывается порядка половины длины лазерного импульса, а зазор между ними минимально достаточен для проникновения излучения порядка длины волны лазерного света.

6. Эффективное ускорение/нагрев электронов в микропроводных структурах обусловлены их стохастическим движением в сложном поле, состоящем из падающей и отражённой от подложки лазерных волн, квазистатического электрического поля разделения заряда и квазистатического азимутального магнитного поля, связанного с током частиц вдоль микроигл.

В заключение я выражаю огромную благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю Валерию Юрьевичу Быченкову за знания и навыки, полученные под его чутким научным руководством. Без его активного участия в обсуждении результатов, рекомендаций при планировании исследований данная работа была бы невозможна.

Я хочу выразить искреннюю признательность Сергею Геннадьевичу Бочкареву за неоценимую помощь в исследованиях по теме диссертации. Работа с ним значительно расширила мой научный кругозор. Я хотел бы поблагодарить Андрей Владимировича Брантова за многочисленные советы по численному моделированию и плодотворному обсуждению их результатов. Кроме того, я благодарен всем коллегам Сектора лазерно-плазменной физики высоких энергий ОКРФ ФИАН за оказанную поддержку.

Также отдельную благодарность я хотел бы выразить сотрудникам Лаборатории релятивистской лазерной плазмы МГУ и особенно её руководителю Андрей Борисовичу Савельеву, которые заинтересовали меня физикой лазерноплазменного взаимодействия, дали начальные знания и навыки в этой области.

Список литературы

- D. Strickland, G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses // Optics Communications. 1985. T. 56, № 3.
- [2] A. Dubietis, G. Jonušauskas, A. Piskarskas. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal // Optics Communications. 1992. T. 88, № 4-6.
- [3] В.Ю. Быченков, В.Т. Тихончук, С.В. Толоконников. Лазерное инициирование ядерных реакций высокоэнергетичными ионами // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. 1999. Т. 115, № 6. С. 2080–2090.
- [4] K.W.D Ledingham, P. McKenna, R.P. Singhal. Applications for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers // Science. 2003. T. 300, № 5622. C. 1107–1111.
- [5] Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams / Roth M., Cowan T.E., Key M.H. [и др.] // Physical review letters. 2001. Т. 86, № 3. C. 436.
- [6] Fast ignitor concept with light ions / Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Maksimchuk A. [и др.] // Plasma Physics Reports. 2001. Т. 27. С. 1017–1020.
- [7] Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic / Mackinnon A.J., Patel P.K., Town R.P. [и др.] // Review of Scientific Instruments. 2004. Т. 75, № 10. С. 3531–3536.
- [8] S.V. Bulanov, V.S. Khoroshkov. Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy // Plasma Physics Reports. 2002. T. 28. C. 453–456.

- [9] Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production / Nemoto K., Maksimchuk A., Banerjee S. [и др.] // Applied Physics Letters. 2001. Т. 78, № 5. С. 595–597.
- [10] V.Yu. Bychenkov, A.V. Brantov, G. Mourou. Tc-99m production with ultrashort intense laser pulses // Laser and Particle Beams. 2014. T. 32, № 4. C. 605–611.
- [11] V.Yu. Bychenkov, Brantov A.V. Laser-based ion sources for medical applications // The European Physical Journal Special Topics. 2015. T. 224, № 13. C. 2621–2624.
- [12] Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures / Soloviev A., Burdonov K., Chen S.N. [и др.] // Scientific Reports. 2017. Т. 7, № 1. С. 12144.
- [13] Nanoscale Ultradense Z-Pinch Formation from Laser-Irradiated Nanowire Arrays / Kaymak V., Pukhov A., Shlyaptsev V.N. [и др.] // Physical Review Letters. 2016. T. 117, № 3.
- [14] Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gammarays / Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaehter S. [и др.] // New Journal of Physics. 2019. T. 21, № 4. C. 043044.
- [15] Управление свойствами и диагностика фемтосекундной плотной плазмы с использованием модифицированных мишеней / Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. [и др.] // Квантовая электроника. 1997. Т. 24, № 12. С. 1114–1126.
- [16] Генерация жесткого рентгеновского излучения при облучении пористого кремния сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами /

Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. [и др.] // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, № 1. С. 3–4.

- [17] Ю.М. Михайлова, В.Т. Платоненко, А.Б. Савельев-Трофимов. Влияние наномасштабных неоднородностей на эффективность нагрева приповерхностной плазмы фемтосекундными лазерными импульсами // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 1. С. 38–42.
- [18] Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters / Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V.P. [и др.] // Nature. 1999. Т. 398, № 6727. С. 489–492.
- [19] Nuclear fusion in gases of deuterium clusters heated with a femtosecond laser / Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V.P. [и др.] // Physics of Plasmas. 2000. T. 7, № 5. C. 1993–1998.
- [20] Generation of Quantum Beams in Large Clusters Irradiated by Super-Intense, High–Contrast Femtosecond Laser Pulses / Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Fukuda Y. [и др.] // Contributions to Plasma Physics. 2013. Т. 53, № 2. C. 148–160.
- [21] А.А. Андреев, К.Ю. Платонов. Динамика и излучение релятивистских магнитных диполей лазерной кластерной плазмы // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2020. Т. 112, № 9. С. 598– 602.
- [22] Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target / Chen L.M., Yan W.C., Li D.Z. [и др.] // Scientific reports. 2013. Т. 3, № 1. C. 1912.
- [23] Efficient electron heating in nitrogen clusters irradiated with intense femtosecond laser pulses / Namba S., Hasegawa N., Nagashima K. [и др.] // Physical Review A. 2006. T. 73, № 1. C. 013205.

- [24] Fusion neutron yield from a laser-irradiated heavy-water spray / Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Hilscher D. [и др.] // Physics of Plasmas. 2005.
 T. 12, № 1. C. 012702–012702.
- [25] Relativistic laser plasma from micron-sized argon clusters as a debris-free x-ray source for pulse x-ray diffraction / Fukuda Yu., Akahane Y., Aoyama M.
 [и др.] // Applied physics letters. 2004. Т. 85, № 21. С. 5099–5101.
- [26] Laser-triggered proton acceleration from hydrogenated low-density targets / Brantov A.V., Obraztsova E.A., Chuvilin A.L. [и др.] // Physical Review Accelerators and Beams. 2017. T. 20, № 6. C. 061301.
- [27] Генерация нейтронов в плотной фемтосекундной лазерной плазме структурированной твердотельной мишени / Волков Р.В., Голышников Д.М., Гордиенко В.М. [и др.] // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2000. Т. 72, № 8. С. 577–582.
- [28] Генерация горячих частиц в фемтосекундной лазерной плазме с использованием твердотельных модифицированных мишеней / Волков Р.В., Гаврилов С.А., Голишников Д. М. [и др.] // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 3. С. 241–246.
- [29] Dense femtosecond plasma at moderate intensities: Hot electrons, fast ions, and thermonuclear processes in modified targets / Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Mikheev P.M. [и др.] // Laser physics. 2001. Т. 11, № 11. C. 1205–1211.
- [30] Перегретая плазма на поверхности мишени с периодической структурой, индуцированной фемтосекундным лазерным излучением / Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М. [и др.] // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2003. Т. 77, № 9. С. 568–571.

- [31] Efficient hard X-ray source using femtosecond plasma at solid targets with a modified surface / Gavrilov S.A., Golishnikov D.M., Gordienko V.M. [и др.] // Laser and Particle Beams. 2004. T. 22, № 3. C. 301–306.
- [32] Relativistic plasma nanophotonics for ultrahigh energy density physics / Purvis M.A., Shlyaptsev V.N., Hollinger R. [и др.] // Nature photonics. 2013. T. 7, № 10. C. 796–800.
- [33] Z. Lécz, A. Andreev. Laser-induced extreme magnetic field in nanorod targets // New Journal of Physics. 2018. T. 20, № 3.
- [34] Energy penetration into arrays of aligned nanowires irradiated with relativistic intensities: Scaling to terabar pressures / Bargsten C., Hollinger R., Capeluto M.G. [и др.] // Science advances. 2017. Т. 3, № 1. С. e1601558.
- [35] Prospects of target nanostructuring for laser proton acceleration / Lübcke A., Andreev A.A., Höhm S. [и др.] // Scientific reports. 2017. Т. 7, № 1. С. 44030.
- [36] Optimization of laser-nanowire target interaction to increase the proton acceleration efficiency / Dozières M., Petrov G.M., Forestier-Colleoni P.
 [и др.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. T. 61, № 6. С. 065016.
- [37] Micro-scale fusion in dense relativistic nanowire array plasmas / Curtis A., Calvi C., Tinsley J. [и др.] // Nature communications. 2018. Т. 9, № 1. C. 1077.
- [38] Ultra-intense laser interaction with nanostructured near-critical plasmas / Fedeli L., Formenti A., Cialfi L. [и др.] // Scientific reports. 2018. Т. 8, № 1. С. 3834.
- [39] Intense picosecond X-ray pulses from laser plasmas by use of nanostructured "velvet" targets / Kulcsar G., AlMawlawi D., Budnik F.W. [и др.] // Physical review letters. 2000. T. 84, № 22. C. 5149.

- [40] Повышение эффективности термоядерной DD-реакции в фемтосекундной лазерной плазме с применением структурированных мишеней пониженной средней плотности / Иванов К.А., Шуляпов С.А., Цымбалов И.Н. [и др.] // Квантовая электроника. 2020. Т. 50, № 2. С. 169–174.
- [41] Exploring novel target structures for manipulating relativistic laser-plasma interaction / Ji L., Jiang S., Pukhov A. [и др.] // High power laser science and engineering. 2017. Т. 5. С. e14.
- [42] Features of the generation of fast particles from microstructured targets irradiated by high intensity, picosecond laser pulses / Sedov M.V., Faenov A.Ya., Andreev A.A. [и др.] // Laser and Particle Beams. 2019. Т. 37, № 2. С. 176–183.
- [43] Transition from Coherent to Stochastic electron heating in ultrashort relativistic laser interaction with structured targets / Cristoforetti G., Londrillo P., Singh P.K. [и др.] // Scientific reports. 2017. Т. 7, № 1. С. 1479.
- [44] Фемтосекундная лазерная запись субволновых одномерных квазипериодических наноструктур на поверхности титана / Голосов Е.В., Емельянов В.И., Ионин А.А. [и др.] // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2009. Т. 90, № 2. С. 116–120.
- [45] Effects of front-surface target structures on properties of relativistic laserplasma electrons / Jiang S., Krygier A.G., Schumacher D.W. [и др.] // Physical Review E. 2014. T. 89, № 1. C. 013106.
- [46] Reflection of intense laser light from microstructured targets as a potential diagnostic of laser focus and plasma temperature / Jarrett J., King M., Gray R.J. [и др.] // High Power Laser Science and Engineering. 2019. Т. 7. С. е2.

- [47] Highly Efficient Heavy Ion Acceleration from Laser Interaction with Dusty Plasma / Zou D., Yu M., Jiang X. [и др.] // Advanced Photonics Research. 2021. T. 2, № 7. C. 2000181.
- [48] Microengineering laser plasma interactions at relativistic intensities / Jiang S., Ji L.L., Audesirk H. [и др.] // Physical review letters. 2016. Т. 116, № 8. C. 085002.
- [49] Short pulse laser interaction with micro-structured targets: simulations of laser absorption and ion acceleration / Klimo O., Psikal J., Limpouch J. [и др.] // New journal of physics. 2011. Т. 13, № 5. С. 053028.
- [50] A proposed 100-khz fs laser plasma hard X-Ray source at the ELI-ALPS facility / Papp D., Polanek R., Lecz Z. [и др.] // IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. T. 44, № 10. C. 2382–2392.
- [51] Measurements of D–D fusion neutrons generated in nanowire array laser plasma using Timepix3 detector / Rubovič P., Bonasera A., Burian P. [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2021. T. 985. C. 164680.
- [52] М.С. Кузьмина, Е.А. Хазанов. Повышение временного контраста мощного лазерного излучения в анизотропной среде с кубической нелинейностью // Квантовая электроника. 2015. Т. 45, № 5. С. 426–433.
- [53] Self-organization of a plasma due to 3D evolution of the Weibel instability / Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. [и др.] // Physical review letters. 2004. T. 93, № 21. C. 215004.
- [54] Gibbon P. Short Pulse Laser Interactions with Matter. Imperial College Press, 2005.

- [55] Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma / Forslund D.W., Kindel J.M., Lee K. [и др.] // Physical Review A. 1975. T. 11, № 2.
- [56] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption // Physical Review Letters.
 1987. T. 59, № 1.
- [57] A.A. Andreev, K.Y. Platonov, J. Gauthier. Skin effect in strongly inhomogeneous laser plasmas with weakly anisotropic temperature distribution // Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics. 1998. T. 58, № 2.
- [58] B. Quesnel, P. Mora. Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum // Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics. 1998. T. 58, № 3.
- [59] Characterizing extreme laser intensities by ponderomotive acceleration of protons from rarified gas / Vais O.E., Thomas A.G.R., Maksimchuk A.M. [и др.] // New Journal of Physics. 2020. Т. 22, № 2. С. 023003.
- [60] Restoration of the focal parameters for an extreme-power laser pulse with ponderomotively scattered proton spectra by using a neural network algorithm / Bukharskii N.D., Vais O.E., Korneev Ph.A. [и др.] // Matter and Radiation at Extremes. 2023. T. 8, № 1.
- [61] W.L. Kruer, K. Estabrook. J×B heating by very intense laser light // Physics of Fluids. 1985. T. 28, № 1.
- [62] Absorption of ultra-intense laser pulses / Wilks S.C., Kruer W.L., Tabak M.
 [и др.] // Physical Review Letters. 1992. Т. 69, № 9. С. 1383.

- [63] A. Bourdier, D. Patin, E. Lefebvre. Stochastic heating in ultra high intensity laser-plasma interaction // Physica D: Nonlinear Phenomena. 2005. T. 206, № 1-2.
- [64] High-energy ion generation in interaction of short laser pulse with high-density plasma / Sentoku Y., Bychenkov V. Yu., Flippo K. [и др.] // Applied Physics B: Lasers and Optics. 2002. Т. 74, № 3. С. 207.
- [65] Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.В. Курицын. К теории ускорения электронов плазмы в процессе индуцированного рассеяния интенсивной лазерной волны // Журнал технической физики. 1999. Т. 69, № 1. С. 3–8.
- [66] Stochastic electron acceleration in plasma waves driven by a high-power subpicosecond laser pulse / Bochkarev S.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. [и др.] // Plasma Physics Reports. 2014. Т. 40. С. 202–214.
- [67] Efficient acceleration of electrons with counterpropagating intense laser pulses in vacuum and underdense plasma / Sheng Z.M., Mima K., Zhang J. [и др.] // Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. 2004. T. 69, № 1 2. C. 164071.
- [68] П.С. Ланда, Ю.И. Неймарк. Стохастические и хаотические колебания. Наука, 1987.
- [69] A.E. Kaplan, B.Y. Dubetsky, P.L. Shkolnikov. Shock shells in coulomb explosions of nanoclusters // Physical review letters. 2003. T. 91, № 14. C. 143401.
- [70] В.Ф. Ковалев, В.Ю. Быченков. Кинетическое описание кулоновского взрыва сферически-симметричного кластера // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. 2005. Т. 128, № 2. С. 243–356.

- [71] V.P. Krainov, M.B Smirnov. Cluster beams in the super-intense femtosecond laser pulse // Physics reports. 2002. T. 370, № 3. C. 237–331.
- [72] A. Macchi, M. Borghesi, M. Passoni. Ion acceleration by superintense laserplasma interaction // Reviews of Modern Physics. 2013. T. 85, № 2. C. 751– 793.
- [73] W. Wang, Z. Sheng, J. Zhang. A model for the efficient coupling between intense lasers and subwavelength grating targets // Physics of Plasmas. 2008.
 T. 15, № 3.
- [74] Efficient generation of fast ions from surface modulated nanostructure targets irradiated by high intensity short-pulse lasers / Andreev A., Kumar N., Platonov K. [и др.] // Physics of Plasmas. 2011. Т. 18, № 10.
- [75] A.A. Andreev, K.Y. Platonov. Interaction of Ultra High Intensity Laser Pulse with Structured Target and Fast Particle Generation in a Stable Mode // Contributions to Plasma Physics. 2013. T. 53, № 2.
- [76] Relativistic laser nano-plasmonics for effective fast particle production / Andreev A., Platonov K., Braenzel J. [и др.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2015. T. 58, № 1.
- [77] Observation of ultra-high energy density state with x-ray free electron laser SACLA / Maeda Y., Hironaka Y., Iwasaki T. [и др.] // High Energy Density Physics. 2020. T. 36. C. 100813.
- [78] Z. Lécz, A. Andreev, N. Hafz. Substantial enhancement of betatron radiation in cluster targets // Physical Review E. 2020. T. 102, № 5. C. 053205.
- [79] Z. Lecz, A. Andreev. Magnetic dipole moment generated in nano-droplets irradiated by circularly polarized laser pulse // Physical Review Research. 2020. T. 2, № 2. C. 023088.

- [80] В.П. Крайнов, Б.М. Смирнов, М.Б. Смирнов. Фемтосекундное возбуждение кластерных пучков // УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК. 2007. Т. 177, № 9. С. 263–379.
- [81] Efficient generation of Xe K-shell x rays by high-contrast interaction with submicrometer clusters / Hayashi Y., Pirozhkov A.S., Kando M. [и др.] // Optics letters. 2011. T. 36, № 9. C. 1614–1616.
- [82] Рентгеноспектральные наблюдения образования микрокапельной плазмы под воздействием сверхинтенсивного лазерного излучения / Фукуда Й., Ямакава К., Акахане Й. [и др.] // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2003. Т. 78, № 3. С. 146–149.
- [83] Characterization of a high repetition-rate laser-driven short-pulsed neutron source / Hah J., Nees J.A., Hammig M.D. [и др.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. T. 60, № 5. C. 054011.
- [84] A. Izadi, R.J. Anthony. A plasma-based gas-phase method for synthesis of gold nanoparticles // Plasma Processes and Polymers. 2019. T. 16, № 7. C. e1800212.
- [85] M. Dasgupta, P. Fortugno, H. Wiggers. Inside Cover Picture: Plasma Process.
 Polym. 5/2020 // Plasma Processes and Polymers. 2020. T. 17, № 5.
 C. 2070012.
- [86] Laser scattering by submicron droplets formed during the electrical explosion of thin metal wires / Romanova V.M., Ivanenkov G.V., Parkevich E.V. [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. 2021. Т. 54, № 17. С. 175201.
- [87] B.N. Breizman, A.V. Arefiev, M.V. Fomyts'kyi. Nonlinear physics of laserirradiated microclusters // Physics of plasmas. 2005. T. 12, № 5.

- [88] И.Ю. Костюков. Обратное тормозное поглощение сильного лазерного поля в кластерной плазме // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2001. Т. 73, № 8. С. 438–442.
- [89] I. Kostyukov, J.-M. Rax. Collisional versus collisionless resonant and autoresonant heating in laser-cluster interaction // Physical Review E. 2003.
 T. 67, № 6. C. 066405.
- [90] High-charge divergent electron beam generation from high-intensity laser interaction with a gas-cluster target / Koester P., Bussolino G.C., Cristoforetti G. [и др.] // Laser and Particle Beams. 2015. Т. 33, № 2. C. 331–338.
- [91] И.Ю. Костюков. Стохастический нагрев и стохастическая внешняя ионизация атомного кластера в лазерном поле // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. 2005. Т. 127, № 5.
- [92] B.V. Chirikov. A universal instability of many-dimensional oscillator systems // Physics reports. 1979. T. 52, № 5. C. 263–379.
- [93] Fusion neutron and ion emission from deuterium and deuterated methane cluster plasmas / Madison K.W., Patel P.K., Price D. [и др.] // Physics of Plasmas. 2004. T. 11, № 1. C. 270–277.
- [94] Neutron generation by laser irradiation of CD₄ clusters / Balcou P., Grillon G., Moustaizis S. [и др.] // AIP Conference Proceedings / American Institute of Physics. T. 611. 2002. C. 244–252.
- [95] Dependence of the neutron yield from CD4 clusters irradiated with an intense femtosecond laser on the deuterium-ion's energy distribution / Nam S., Han J., Rhee Y.J. [и др.] // Journal of the Korean Physical Society. 2010. T. 56, № 1. C. 295–299.

- [96] V.Yu. Bychenkov, V.F. Kovalev. Coulomb explosion in a cluster plasma // Plasma physics reports. 2005. T. 31. C. 178–183.
- [97] Generation of Mie size microdroplet aerosols with applications in laser-driven fusion experiments / Higginbotham A.P., Semonin O., Bruce S. [и др.] // Review of Scientific Instruments. 2009. Т. 80, № 6.
- [98] S.Yu. Mironov, M.V. Starodubtsev, E.A. Khazanov. Temporal contrast enhancement and compression of output pulses of ultra-high power lasers // Optics Letters. 2021. T. 46, № 7. C. 1620–1623.
- [99] L. Di Lucchio, P. Gibbon. Relativistic attosecond electron bunch emission from few-cycle laser irradiated nanoscale droplets // Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams. 2015. T. 18, № 2. C. 023402.
- [100] Effect of Cluster Coulomb Fields on Electron Acceleration in Laser-Cluster Interaction / Cang Y., Dong Q.L., Wu H.C. [и др.] // Chinese Physics Letters. 2004. T. 21, № 12. C. 2414.
- [101] A.R. Knyazev, Y. Zhang, S.I. Krasheninnikov. Laser-driven electron acceleration in nanoplate array targets // Physical Review E. 2021. T. 103, № 1. C. 013204.
- [102] Stochastic electron heating in an interference field of several laser pulses of a picosecond duration / Bochkarev S.G., d'Humières E., Tikhonchuk V.T.
 [и др.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. T. 61, № 2. C. 025015.
- [103] A.P.L. Robinson, A.V. Arefiev, D. Neely. Generating "Superponderomotive" Electrons due to a Non-Wake-Field Interaction between a Laser Pulse and a Longitudinal Electric Field // Physical review letters. 2013. T. 111, № 6. C. 065002.

- [104] Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime / Esirkepov T., Borghesi M., Bulanov S.V. [и др.] // Physical review letters. 2004. Т. 92, № 17. С. 175003.
- [105] Relativistic interaction of laser pulses with plasmas / Bulanov S.V., Califano F., Dudnikova G.I. [и др.] // Reviews of Plasma Physics. 2001. T. 22. C. 227–335.
- [106] A.V. Brantov, P.A. Ksenofontov, V.Yu. Bychenkov. Comparison of optimized ion acceleration from thin foils and low-density targets for linearly and circularly polarized laser pulses // Physics of Plasmas. 2017. T. 24, № 11. C. 113102.
- [107] The evolution of ultra-intense, short-pulse lasers in underdense plasmas / Decker C.D., Mori W.B., Tzeng K.-C. [и др.] // Physics of Plasmas. 1996. T. 3, № 5. C. 2047–2056.
- [108] А.А. Балакин, Г.М. Фрайман. Электрон-ионные столкновения в сильных электромагнитных полях // Успехи физических наук. 2017. Т. 187, № 12. С. 1289–1328.
- [109] A.J. Lichtenberg, M.A. Lieberman. Regular and Chaotic Dynamics. 2nd ed. Springer New York, NY, 1992.
- [110] G. Benettin, L. Galgani, J. Strelcyn. Kolmogorov entropy and numerical experiments // Physical Review A. 1976. T. 14, № 6.
- [111] Laser-driven neutron source and nuclear resonance absorption imaging at ILE,
 Osaka University / Mima K., Yogo A., Mirfayzi S.R. [и др.] // Applied Optics.
 2022. T. 61, № 9. C. 2398–2405.

- [112] Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids / Snavely R.A., Key M.H., Hatchett S.P. [и др.] // Physical review letters. 2000. T. 85, № 14. C. 2945.
- [113] Monoenergetic proton emission from nuclear reaction induced by high intensity laser-generated plasma / Torrisi L., Cavallar S., Cutroneo M. [и др.] // Review of Scientific Instruments. 2012. T. 83, № 2.
- [114] P. Mora. Plasma expansion into a vacuum // Physical Review Letters. 2003.
 T. 90, № 18. C. 185002.
- [115] Micron-size hydrogen cluster target for laser-driven proton acceleration / Jinno S., Kanasaki M., Uno M. [и др.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. T. 60, № 4. C. 044021.
- [116] High energy ions generated by laser driven Coulomb explosion of cluster / Nishihara K., Amitani H., Murakami M. [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2001. T. 464, № 1-3. C. 98–102.
- [117] W.J. Wiscombe. Improved Mie scattering algorithms // Applied optics. 1980.
 T. 19, № 9. C. 1505–1509.
- [118] Measuring hot electron distributions in intense laser interaction with dense matter / Antici P., Albertazzi B., Audebert P. [и др.] // New Journal of Physics. 2012. T. 14, № 6. C. 063023.
- [119] O.F. Kostenko, N.E. Andreev, O.N. Rosmej. X-rays diagnostics of the hot electron energy distribution in the intense laser interaction with metal targets // Physics of Plasmas. 2018. T. 25, № 3.

- [120] Ion acceleration in expanding multispecies plasmas / Bychenkov V.Yu., Novikov V.N., Batani D. [и др.] // Physics of Plasmas. 2004. Т. 11, № 6. C. 3242–3250.
- [121] А.В. Гуревич, А.П. Мещеркин. Ускорение ионов при сферическом расширении плазмы // Физика плазмы. 1983. Т. 9, № 5. С. 955–963.
- [122] M. Murakami, M.M. Basko. Self-similar expansion of finite-size non-quasineutral plasmas into vacuum: Relation to the problem of ion acceleration // Physics of plasmas. 2006. T. 13, № 1.
- [123] Kinetics of the collisionless expansion of spherical nanoplasmas / Peano F., Peinetti F., Mulas R. [и др.] // Physical review letters. 2006. Т. 96, № 17. C. 175002.
- [124] V.F. Kovalev, V.Yu. Bychenkov. Analytic solutions to the Vlasov equations for expanding plasmas // Physical review letters. 2003. T. 90, № 18. C. 185004.
- [125] Ion acceleration in short-laser-pulse interaction with solid foils / Tikhonchuk V.T., Andreev A.A., Bochkarev S.G. [и др.] // Plasma physics and controlled fusion. 2005. Т. 47, № 12В. С. В869.
- [126] J.D. Huba. NRL Plasma Formulary. Wexford College Press, Palm Springs, CA, 2007.
- [127] И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов. Физические величины. Справочник. ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, 1991.
- [128] TENDL: complete nuclear data library for innovative nuclear science and technology / Koning A.J., Rochman D., Sublet J.-Ch. [и др.] // Nuclear Data Sheets. 2019. T. 155. C. 1–55.

- [129] M.V. Kosov, I.V. Kudinov, D.I. Savin. CHIPS_TPT models for exclusive Geant4 simulation of neutron-nuclear reactions at low energies // EPJ Web of Conferences / EDP Sciences. T. 66. 2014. C. 10006.
- [130] T. Ditmire. Laser fusion on a tabletop // Optics and Photonics News. 2002.
 T. 13, № 5. C. 28–32.
- [131] C. Toupin, E. Lefebvre, G. Bonnaud. Neutron emission from a deuterated solid target irradiated by an ultraintense laser pulse // Physics of Plasmas. 2001.
 T. 8, № 3. C. 1011–1021.
- [132] Optimum laser intensity for the production of energetic deuterium ions from laser-cluster interaction / Bang W., Dyer G., Quevedo H.J. [и др.] // Physics of Plasmas. 2013. T. 20, № 9.
- [133] Detailed study of nuclear fusion from femtosecond laser-driven explosions of deuterium clusters / Zweiback J., Cowan T.E., Hartley J.H. [и др.] // Physics of Plasmas. 2002. Т. 9, № 7. С. 3108–3120.
- [134] Fusion neutrons from femtosecond relativistic laser-irradiated sub-micron aggregates in a rapid expanding jet of supercritical CO2+ CD3OD mixture / Semenov T.A., Gorlova D.A., Dzhidzhoev M.S. [и др.] // Laser Physics Letters. 2022. T. 19, № 9. C. 095401.
- [135] eXawatt center for extreme light studies / Khazanov E., Shaykin A., Kostyukov I. [и др.] // High Power Laser Science and Engineering. 2023. T. 11. C. e78.
- [136] Exploring vacuum birefringence based on a 100 PW laser and an x-ray free electron laser beam / Shen B., Bu Z., Xu J. [и др.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. T. 60, № 4. C. 044002.

- [137] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Том 2. Теория поля.8-е изд. ФИЗМАТЛИТ, 2003.
- [138] Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research / Key M.H., Cable M.D., Cowan T.E. [и др.] // Physics of Plasmas. 1998. T. 5, № 5 PART 1. C. 1966–1972.
- [139] Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser-solid experiments / Bell A.R., Davies B., Guerin M. [и др.] // Plasma Physics Controled Fusion. 1997. T. 39. C. 653.
- [140] Charge separation effects in solid targets and ion acceleration with a two-temperature electron distribution / Passoni M., Tikhonchuk V.T., Lontano M.
 [и др.] // Physical Review E. 2004. Т. 69. С. 026411.
- [141] Modeling target bulk heating resulting from ultra-intense short pulse laser irradiation of solid density targets / Antici P., Gremillet L., Grismayer P.
 [и др.] // Physics of Plasmas. 2013. Т. 20. С. 123116.
- [142] Isochoric heating and strong blast wave formation driven by fast electrons in solid-density targets / Santos J.J., Vauzour B., Touati M. [и др.] // New Journal of Physics. 2017. Т. 17. С. 103005.
- [143] Enhanced Isochoric Heating from Fast Electrons Produced by High-Contrast, Relativistic-Intensity Laser Pulses / Perez F., Gremillet L., Koenig M.
 [и др.] // Physical Review Letters. 2010. Т. 104. С. 085001.
- [144] Target-heating effects on the K_{α1,2}-emission spectrum from solid targets heated by laser generated hot electrons / Nilson P.M., Theobald W., Mileham C. [и др.] // Physics of Plasmas. 2008. Т. 18. С. 042702.
- [145] Генерация рентгеновского излучения и ускорение заряженных частиц при воздействии мощного фемтосекундного лазерного импульса на массив

микро-и наностолбиков / Иванов К.А., Мордвинцев И.М., Каргина Ю.В. [и др.] // Квантовая электроника. 2021. Т. 51, № 6. С. 536–543.