

На правах рукописи
УДК 537.5

Растунков Владимир Сергеевич

**Ионизация и генерация гармоник при
взаимодействии интенсивных
фемтосекундных лазерных импульсов с
атомами и плотными средами**

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Долгопрудный 2007

Работа выполнена в Государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Крайнов Владимир Павлович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Попов Александр Михайлович

кандидат физико-математических наук
Швецов-Шиловский Николай Иванович

Ведущая организация: Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Защита состоится 12 декабря 2007 г. в 15 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д 212.156.01 при Московском физико-техническом институте по адресу: 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Московского физико-технического института.

Автореферат разослан «__» ноября 2007 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.156.01
кандидат физ.-мат. наук

Батурин А.С.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

С тех пор как были изобретены первые лазеры, их мощность и возможность фокусировки неуклонно повышались. Самое последнее увеличение мощности стало возможно благодаря новым способам получения коротких импульсов. Например, в твердотельных лазерах используется метод CPA (chirped pulse amplification) для генерации импульсов фемтосекундной длительности. Для этого лазерный импульс вначале растягивается во времени, затем усиливается и снова сжимается. Газовые лазеры, использующие твердотельные переключатели, производят импульсы пикосекундной длительности. Передовые лазерные системы в настоящий момент имеют мульти-тераваттные мощности в импульсе и, при фокусировке до микронных пятен с помощью адаптивной оптики, могут выдавать электромагнитные интенсивности $I \approx 10^{22}$ Вт см⁻². Такие интенсивности создают новые состояния вещества, которые только начинают изучаться. К примеру, электроны начинают колебаться с релятивистскими скоростями в лазерных полях, интенсивность которых превышает 10^{18} Вт см⁻², что ведет к релятивистскому увеличению массы по отношению к массе покоя электрона. При этом возникает необходимость учитывать магнитное поле электромагнитной волны. Распространение света в этом режиме начинает зависеть от интенсивности, что ведет к нелинейным эффектам, которые, в некотором смысле, аналогичны уже известным в обычной нелинейной оптике – самофокусировка, самомодуляция, генерация гармоник. К возможным техническим применениям относится создание компактных ускорителей электронов и ионов на основе лазеров с ультракороткой длительностью импульса и источников рентгеновского излучения.

Проблема многофотонной и туннельной ионизации атомов и атомных ионов находится в поле зрения теоретиков и экспериментаторов уже на протяжении нескольких десятилетий [С1]. В последнее время, новая волна интереса к данной тематике связана с возможностью получения последовательностей аттосекундных импульсов и уединенных аттосекундных импульсов. Их интенсивности достаточны, чтобы произвести ионизацию, а сверхкороткая длительность определяет новые возможности диагностики на атомных масштабах времени (1 а.е. времени ≈ 24 аттосекунды).

Первый источник с фазовой стабилизацией, который позволил получить интенсивные импульсы с мощностью 0.1 тераватт, состоящие из нескольких циклов общей длительностью 5 фс, работал на длине волны 750 нм при частоте повторения 1 кГц. При помощи нелинейной оптической методики удалось наблюдать проскальзывание носителей сквозь огибающую 6 фс волновых пакетов, испущенных излучателем с синхронизированными модами или компрессором импульсов, что позволяет получить генерацию интенсивных импульсов с несколькими циклами и в точности воспроизводимыми профилями электрического и магнитного полей. Лазерные импульсы с несколькими циклами и контролируемой формой открыли возможность использования модуляции и измерений в аттосекундном масштабе времени. Управление направлением вылета быстрых электронов обеспечивает новый тип когерентного контроля.

В последнее время широкое распространение получили подходы, основанные на РС или tree-code моделировании. При больших возможностях, которые дают эти численные методы, не всегда они позволяют построить целостную физическую картину. Отсюда возникает необходимость в аналитических подходах к данным задачам.

Устойчивость к радиационным повреждениям и высокая теплопроводность алмаза открывают возможности для применения данного полупроводника в электронных

устройствах высокой мощности, способным к работе при экстремальных радиационных и тепловых условиях. Последние достижения в технологии синтеза моно- и поликристаллических алмазных пленок высокого качества, с малой концентрацией примесей делают возможным создание электронных устройств на основе полупроводникового алмаза уже в ближайшем будущем. Такие свойства алмаза, как твердость и постоянство химического состава, нашли широкое применение, поэтому были проведены многочисленные исследования процессов переноса и тепловых свойств алмаза. Чистые и примесные алмазы привлекали внимание с технологической точки зрения благодаря высокой подвижности носителей, высокой теплопроводности, высокому значению поля пробоя, относительно небольшой диэлектрической проницаемости и большой ширине запрещенной зоны. Замечательными свойствами алмаза, среди других полупроводниковых материалов, являются высокая теплопроводность, высокая устойчивость к облучению и малое значение коэффициента теплового расширения, что позволяет использовать полупроводниковый алмаз для детектирования излучения и фотонов. Ключевым механизмом, используемым в реализованных электронных устройствах, являются процессы переноса. Однако во всех случаях именно проектирование неоднородности плотности носителей, т.е. профилей допирования, контактов, поверхностей и границ раздела определяет функционирование устройства.

Особенностью алмаза в температурном диапазоне 10–30 К является возможность наблюдения абсолютной отрицательной подвижности основных носителей. Качественно это явление объясняется тем, что носители с малой кинетической энергией могут только поглощать акустические фононы решетки, но не могут испускать их в соответствии с законами сохранения энергии и импульса. Такое явление интересно и само по себе, т.к. абсолютная отрицательная проводимость наблюдалась экспериментально только в газах. В полупроводниках отрицательная подвижность наблюдалась только у неосновных носителей, из-за увлечения потоком основных носителей в гетероструктурах.

Взаимодействие алмаза со сверхкороткими лазерными импульсами представляется обширным полем для фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований, стимулированных большим потенциалом применения фемтосекундных лазерных импульсов в микрообработке и медицинской хирургии. Когда на прозрачные для лазерного излучения твердые тела падает лазерное излучение с интенсивностью больше определенного порогового значения, происходит сильное поглощение лазерной энергии. Повышение поглощающей способности связано с формированием газа свободных электронов в зоне проводимости алмаза. С началом использования ультракоротких импульсов с длительностью менее пикосекунды, стал доступен новый режим взаимодействия лазерного излучения с веществом, когда длительность импульса сравнима или меньше характерных времен микроскопических столкновительных процессов электронов и ионов внутри облучаемого вещества.

Цели работы

1. Рассмотреть процессы ионизации атомов в ультракоротких режимах взаимодействия лазерного излучения с плотными средами. Получить энергетические спектры и угловые распределения вылетающих электронов с учетом нагрева внешним лазерным полем.
2. Описать особенности движения и нагрева носителей в плотной и разреженной плазме, образующейся при воздействии сверхсильного лазерного поля. С учетом релятивизма движения электронов в плазме плотных сред изучить генерацию четных и нечетных гармоник лазерного излучения.
3. Предложить механизм создания носителей в полупроводниковом алмазе, обеспечивающий относительное постоянство температуры среды. Уточнить

теорию абсолютной отрицательной подвижности введением зависимости деформационного потенциала от импульса фонона кристаллической решетки алмаза.

Научная новизна работы

1. Впервые в задаче ионизации атомов одноцикловыми фемтосекундными лазерными импульсами использовалось приближение Ландау-Дыхне, с помощью которого были получены энергетические и угловые распределения вылетающих электронов в зависимости от начальной фазы одноциклового импульса.
2. Различные механизмы нагрева электронов в плотной плазме были аналитически рассмотрены при интенсивностях лазерного излучения $\geq 10^{18}$ Вт/см² и фемтосекундной длительности импульсов.
3. Генерация четных гармоник была предсказана в релятивистском режиме взаимодействия лазерного излучения с атомарными кластерами.
4. Был предложен механизм создания неравновесных носителей в полупроводниковом алмазе с помощью облучения полем пикосекундного лазерного импульса и построена теория эффекта абсолютной отрицательной проводимости с учетом зависимости деформационного потенциала от импульса фонона кристаллической решетки.

Практическая ценность работы

1. Развита аналитический подход к ионизации атомов и молекул одноцикловыми импульсами, получена зависимость вероятности ионизации от фазы лазерного излучения.
2. Предложены теоретические механизмы ускорения электронов в лазерной плазме плотных сред. В дальнейшем эти результаты могут использоваться для объяснения ускорения атомарных ионов при возникновении амбиполярного поля.
3. Рассмотрена гидродинамическая модель кластера, которая позволила, с одной стороны, описать динамику расширения и нагрева кластера, с другой, получить выражения для мощности излучения второй гармоники.
4. Генерация четных гармоник лазерного излучения предсказана для релятивистского режима взаимодействия сверхсильного фемтосекундного лазерного излучения с твердотельной плазмой атомарных кластеров и тонких фольг.
5. Предложен механизм создания носителей в полупроводниковом алмазе, который может быть использован в приборах и устройствах, основанных на эффекте абсолютной отрицательной проводимости.

Личный вклад автора

Результаты диссертационной работы получены автором лично или при его непосредственном участии. Все расчеты, изложенные в материале диссертации, и их интерпретация осуществлялись лично автором.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Существует сильная зависимость вероятности ионизации, энергетических спектров, угловых распределений вылетающих электронов при ионизации атомов одноцикловыми фемтосекундными лазерными импульсами.
2. При взаимодействии лазерного излучения с плотными средами возможна генерация электронных пучков с релятивистскими энергиями и малой

- расходимостью. Привлекательной средой для создания таких пучков являются тонкие металлические фольги.
3. Возможна генерация четных гармоник лазерного излучения при взаимодействии лазерных импульсов с интенсивностью $\geq 10^{18}$ Вт/см² и длительностью ≤ 100 фс с плотными средами. Наиболее эффективная генерация происходит при взаимодействии лазерного излучения с атомарными кластерами.
 4. Показано, что можно пренебречь нагревом алмаза при взаимодействии излучения стандартного неодимового лазера с интенсивностью $I = 10^{10}$ Вт/см² и длительностью $\tau = 1.5$ пс. При таком механизме создания носителей заряда возможно наблюдение эффекта абсолютной отрицательной проводимости.

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались на следующих международных и общероссийских конференциях:

1. 2ND Workshop "Complex Plasmas and their interaction with Electromagnetic Radiation", March 29-30, 2004, General Physics Institute, Moscow, Russia.
2. 13th International Laser Physics Workshop (LPHYS'04), Trieste, Italy, July 12-16, 2004.
3. ICONO/LAT 2005, May 11-15, 2005, Pribaltiyskaya Hotel, St. Petersburg, Russia.
4. 3RD Workshop "Complex Plasmas and their interaction with Electromagnetic Radiation", June 23-24, 2005, General Physics Institute, Moscow, Russia.
5. 14th International Laser Physics Workshop (LPHYS'05), Kyoto, Japan, July 4-8, 2005.
6. XXXIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 13-17 февраля 2006 г., г. Звенигород.
7. 4th Workshop "Complex Systems of Charged Particles and their Interaction with Electromagnetic Radiation. Physics Of Complex Systems", April 19-21, 2006, A.V.Prokhorov General Physics Institute, Moscow, Russia.
8. 15th International Laser Physics Workshop (LPHYS'06), Lausanne, Switzerland, July 24 – 28, 2006.
9. V International Conference, Plasma physics and plasma technology, PPPT-5, Minsk, Belarus, September 18-22, 2006.
10. 5th Workshop "Complex Systems of Charged Particles and their Interaction with Electromagnetic Radiation", April 11-13, 2007, A.V.Prokhorov General Physics Institute, Moscow, Russia.
11. ICONO/LAT 2007, May 28 – June 1, 2007, Natl. Cultural Ctr. "Minsk", Minsk, Belarus.
12. 16th International Laser Physics Workshop (LPHYS'07), León, Mexico, August 20 – 24, 2007.
13. ULIS 2007, First International conference on Ultra-intense Laser Interaction Sciences, October 1 – 5, 2007, Agora-Université Bordeaux I, Bordeaux, France.
14. XLVI Научная конференция МФТИ (2003). Секция Прикладной теоретической физики.
15. XLVI Научная конференция МФТИ (2003). Секция Фундаментальных исследований материи в экстремальных состояниях.
16. Зимняя школа по физике «Экстремальные процессы и состояния», 28 января – 4 февраля, г. Снежинск, Челябинская область, 2004.
17. Научная сессия МИФИ (2004), II конференция Научно-образовательного центра CRDF «Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях».
18. XLVII Научная конференция МФТИ (26-27 ноября 2004). Секция Прикладной теоретической физики.

19. XLVII Научная конференция МФТИ (26-27 ноября 2004). Секция Фундаментальных исследований материи в экстремальных состояниях.
20. Научная сессия МИФИ (26-27 января 2005), III конференция Научно-образовательного центра CRDF «Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях».
21. Школа молодых ученых ИБРАЭ РАН, 21-22 апреля 2005, Секция I «Прикладная теоретическая физика и компьютерное моделирование».
22. XLVIII Научная конференция МФТИ (24 ноября 2005). Факультет Проблем физики и энергетики, Пленарное заседание.
23. XLVIII Научная конференция МФТИ (25-26 ноября 2005). Секция Прикладной теоретической физики.
24. XLVIII Научная конференция МФТИ (25-26 ноября 2005). Секция Фундаментальных исследований материи в экстремальных состояниях.
25. Научная сессия МИФИ (25-26 января 2006), IV конференция Научно-образовательного центра CRDF «Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях».
26. Школа молодых ученых ИБРАЭ РАН, 20 - 21 апреля 2006 г.
27. Научная сессия МИФИ – 2007 (24-25 января 2007). V Конференция Научно-образовательного центра CRDF. Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях. Физика ядра и элементарных частиц.
28. XXXI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 16-20 февраля 2004 г., г. Звенигород.
29. XIX Международная конференция «Уравнения состояния вещества», 11-17 марта 2004 г., Эльбрус.
30. II International conference “Frontiers of nonlinear physics”, Nizhny Novgorod – St. Petersburg, Russia, July 5 – 12, 2004.
31. 340th Wilhelm und Else Heraeus-Seminar “High-Field Attosecond Physics”, January 9-15, 2005, Universitätszentrum, Obergurgl, Austria.
32. XXXII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 14-18 февраля 2005 г., г. Звенигород.
33. XXI Международная конференция «Уравнения состояния вещества», 1-6 марта 2006 г., Эльбрус.

Кроме того, результаты работы регулярно докладывались на семинаре по физике многофотонных процессов в институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН.

Публикации. По материалам работы опубликовано 43 работы, из них 18 статей в рецензируемых отечественных и международных журналах, 25 публикаций в трудах научных конференций. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Общий объем составляет 127 страниц, в том числе 43 рисунка, 1 таблица. Список литературы содержит 163 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **введении** обосновывается актуальность темы исследования диссертационной работы, приводится краткий литературный обзор, а также формулируются основные цели и задачи работы.

Первая глава диссертации посвящена рассмотрению ионизации атомов одноцикловыми фемтосекундными импульсами с разными фазами в туннельном

режиме. В сильном внешнем поле оптического диапазона частот характер ионизации определяется параметром Келдыша [С2]:

$$\gamma = \omega \sqrt{2E_i} / F, \quad (1)$$

где F и ω - амплитуда напряженности и частота внешнего поля лазерного излучения, соответственно, а E_i - потенциал ионизации рассматриваемого атома или атомного иона (в атомной системе единиц $\hbar = m_e = e = 1$). Значение $\gamma \gg 1$ соответствует режиму многофотонной ионизации, $\gamma \ll 1$ - туннельной.

Для исключения движения электрона после окончания лазерного импульса [С3] в теоретическом подходе следует выбирать такие формы импульса, которые не имеют постоянных компонент напряженности электрического поля. Для исключения смещения электрона за время импульса необходимо дополнительно следить за тем, чтобы векторный потенциал также не имел нулевых (постоянных) компонент Фурье.

Для решения туннельной задачи ионизации, нахождения энергетических и угловых распределений вылетающих электронов использовалось адиабатическое приближение Ландау-Дыхне [С4]. В приближении Ландау-Дыхне частота ионизации имеет вид (с экспоненциальной точностью)

$$w \sim \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \text{Im} \int_0^{t_0} [E(t) + E_i] dt \right\}, \quad (2)$$

где $E(t)$ - конечная кинетическая энергия электрона в процессе ионизации лазерным полем, а время t_0 определяется из условия: $E(t_0) + E_i = 0$. В наиболее общей форме

условие применимости приближения Ландау-Дыхне имеет вид $\text{Im} \int_0^{t_0} [E(t) + E_i] dt \gg \hbar$,

т.е. классическое действие вдоль траектории частицы под барьером должно быть велико по сравнению с постоянной Планка \hbar .

С целью изучения влияния начальной фазы импульса на вероятность ионизации в работе рассматриваются следующие формы импульсов:

Форма «с косинусом»	Фаза $\phi = 0$	$F(t) = F(1 - t^2/\tau^2) \exp(-t^2/2\tau^2)$
Форма «с синусом»	Фаза $\phi = \pi/2$	$F(t) = \sqrt{3/2} F(t/\tau) \exp(-t^2/2\tau^2)$
Модифицированная форма «с синусом»	Фаза $\phi = \pi/2$	$F(t) = \sqrt{2/5} F(3t/\tau - t^3/\tau^3) \exp(-t^2/2\tau^2)$

Необходимость рассмотрения модифицированной формы импульса «с синусом» была связана с тем, что при ионизации импульсом «с синусом» смещение электрона после окончания импульса не равно нулю. Однако энергетические спектры и угловые распределения при модифицированной форме импульса качественно не отличаются от простой формы «с синусом».

Вероятности ионизации для $\phi = 0$ и $\phi = \pi/2$ с экспоненциальной точностью равны $w = \exp\left\{-\frac{2E_i\tau}{\hbar} f(g)\right\}$ и $w = \exp\left\{-\frac{2E_i\tau}{\hbar} \varphi(g)\right\}$, соответственно (g - обобщенный параметр Келдыша). Зависимости $f(g)$ и $\varphi(g)$ показаны на Рис.1.

Итак, вероятность ионизации при начальной форме импульса $\phi = \pi/2$ существенно ниже, чем при фазе $\phi = 0$. Исходя из вероятностей ионизации, получаем энергетические распределения вылетающих электронов (см. Рис.2).

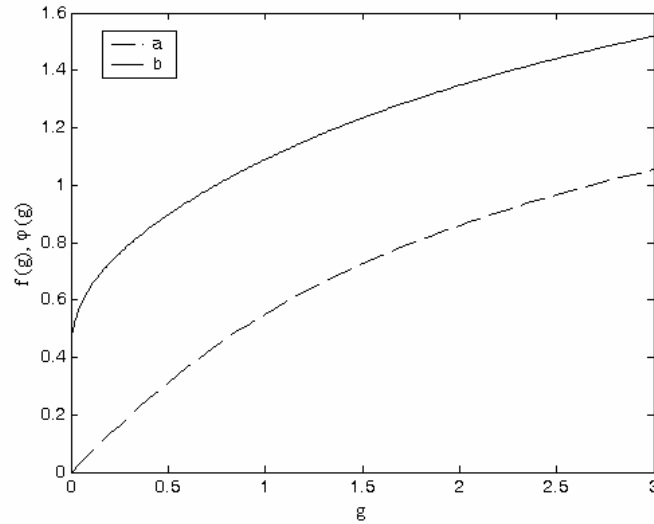


Рис.1. График функций $f(g)$, кривая (а), и $\phi(g)$, кривая (б).

Как видно из Рис.2, вероятность ионизации импульсом с фазой $\phi = \pi/2$ пренебрежимо мала даже при малых энергиях электронов. Это есть результат деструктивной интерференции двух пиков (положительного и отрицательного) напряженности поля лазерного импульса. Для импульсов с фазой $\phi = 0$ аналитическая форма энергетического спектра имеет известный вид:

$$w(E_e) = \exp \left\{ - \frac{[2m(E_i + E_\perp)]^{3/2}}{3\hbar m e F \sqrt{1 - 6E_e/(F\tau)^2}} \right\}. \quad (3)$$

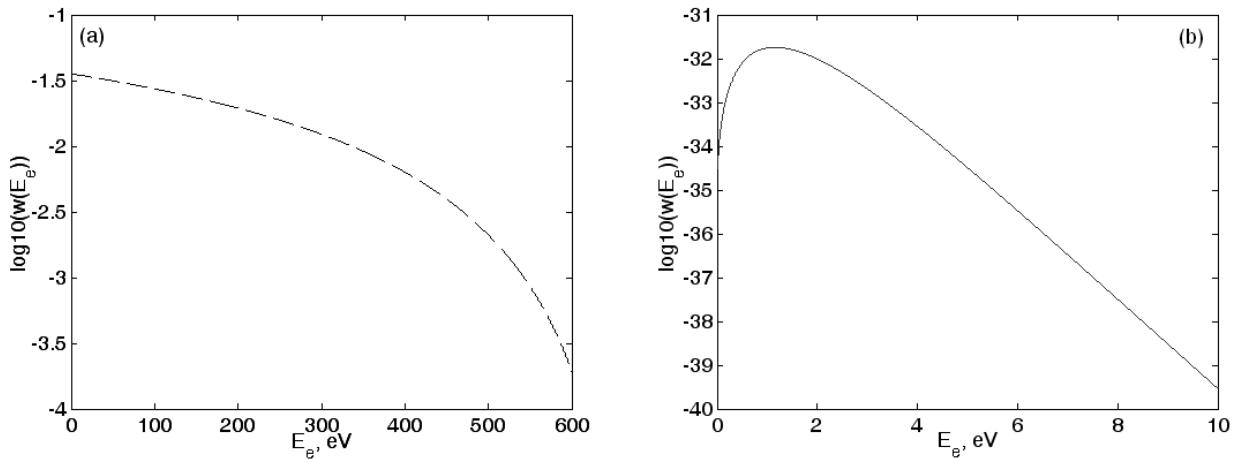


Рис.2. Зависимость $\log_{10}(w(E_e))$ от E_e (эВ) для основного состояния атома водорода ($E_i = 1/2$ а.е.), $F = 0.1$ а.е. (интенсивность лазера $3.6 \cdot 10^{14}$ Вт/см²), $\tau = 3$ фс = 125 а.е. и фазы внешнего поля $\phi = 0$ (а), $\phi = \pi/2$ (б).

В последнем выражении можно ввести зависимость от угла между направлением вылета электрона и поляризацией внешнего поля

$$w(E_e) = \exp \left\{ - \frac{[2(E_i + E_e \sin^2 \theta)]^{3/2}}{3F \sqrt{1 - 6E_e \cos^2 \theta/(F\tau)^2}} \right\}, \quad (4)$$

где E_e - полная кинетическая энергия вылетающего электрона. Т.о., было получено угловое распределение (см. Рис.3).

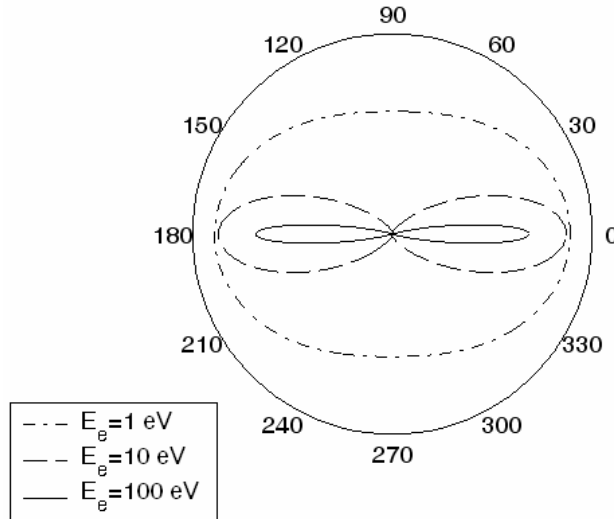


Рис.3. Угловое распределение вылетающих электронов для основного состояния атома водорода ($E_i = 1/2$ а.е.), $F = 0.1$ а.е. (интенсивность лазера $3.6 \cdot 10^{14}$ Вт/см²), $\tau = 3$ фс = 125 а.е. и фазы внешнего поля $\phi = 0$. Радиальная компонента нормирована на максимум.

Как видно из рисунка, большинство электронов вылетает параллельно напряженности поля. Чем больше энергия вылетающего электрона, тем меньше угол между направлением вылета и поляризацией внешнего поля лазерного импульса. При стремлении энергии вылетающего электрона к нулю, угловое распределение стремится к изотропному распределению, что также видно из формулы (4).

Т.о., подход, основанный на приближении Ландау-Дыхне, позволяет решать задачу об ионизации атомов. Его результаты могут быть обобщены на более сложные системы, такие как молекулы. В отличие от других методов решения задач ионизации, в данном подходе удастся получать аналитические выражения, как для вероятности ионизации, так и для угловых и энергетических спектров. Как показали расчеты, данный подход чувствителен к фазе внешнего лазерного поля.

Во **второй главе** рассматриваются различные механизмы ускорения электронов при взаимодействии сверхсильных фемтосекундных лазерных импульсов с плотными средами. Экспериментально наблюдаемые спектры электронов определяются не только энергетическими распределениями при ионизации, но и нагревом электронов в течение лазерного импульса. Фемтосекундная длительность лазерного импульса важна для исключения пондеромоторного нагрева от пространственной неоднородности лазерного поля в фокальном объеме плотной мишени. Первым из рассматриваемых механизмов является механизм релятивистского дрейфа. Как известно, в плотной (закритической) плазме, где плазменная частота $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e / \gamma}$ ($\gamma = \sqrt{1 + (F^{in}/\omega)^2} > 1$), зависящая от поля внутри скин-слоя F^{in} , меньше частоты лазерного излучения ω , лазерный импульс проникает в среду на глубину, равную глубине скин-слоя $\sim c/\omega_p$. Благодаря процессу многофотонной ионизации, который сопровождает взаимодействие сверхсильного лазерного импульса ($I \geq 10^{18}$ Вт/см²) с плотными средами, обычно выполняется условие $\omega_p \gg \omega$. Отсюда следует, что электрическая компонента поля в среде мала по сравнению с магнитной, и можно использовать нерелятивистское выражение для плазменной частоты ($\gamma \approx 1$). Численное решение уравнения движения с учетом граничных условий на поверхности плазма-вакуум показывает, что в момент вылета из скин-слоя электрон обладает ненулевым импульсом вдоль нормали к

поверхности плотной среды (компонента p_x на Рис.4). На Рис.4 показана зависимость конечного (в момент вылета из скин-слоя) импульса электрона от безразмерного параметра $f = 2F/\omega$. Компонента p_y конечного импульса пренебрежимо мала, поэтому компоненту p_x можно отождествлять с модулем полного импульса.

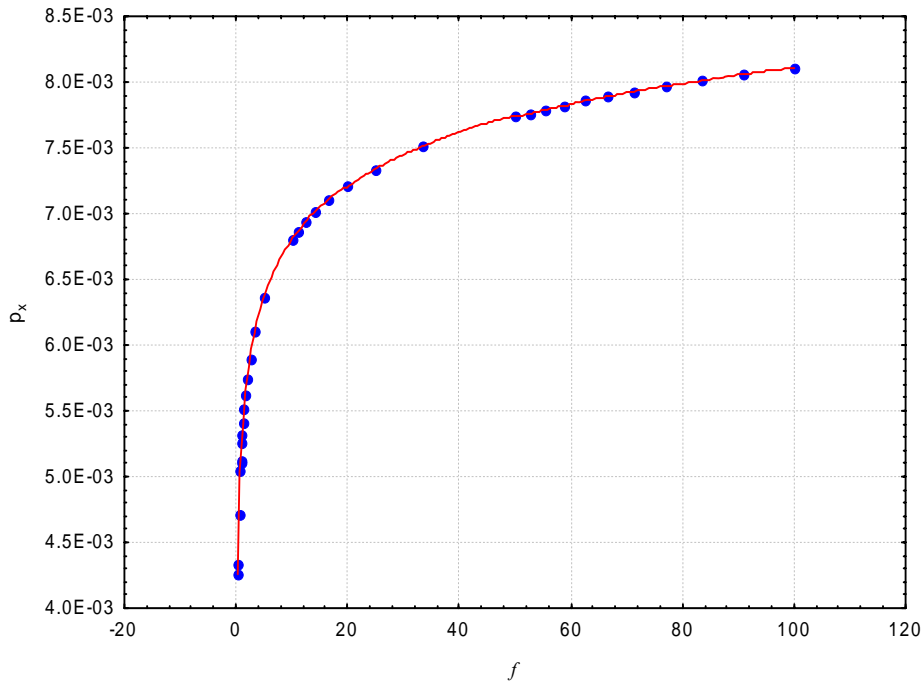


Рис.4. Зависимость конечного импульса p_x (в единицах mc) вдоль направления распространения лазерного импульса внутри скин-слоя от безразмерного параметра $f = 2F/\omega$.

Остаточная скорость электронного дрейфа имеет оценку $v_x \sim (F/2\omega_p c)^2 c$, а время вылета из области поля (из скин-слоя) составляет $t_p \approx \delta/v_x \sim (2\omega_p c/F)^2 / \omega_p$. Электрон покидает область поля еще до максимума сверхсильного фемтосекундного импульса. При $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² и $\hbar\omega_p = 10.5$ эВ находим $t_p \sim 4$ фс $\ll \tau$ (где τ - длительность импульса).

Следующий механизм нагрева относится к движению электрона в разреженной плазме перед поверхностью плотной среды в поле падающего и отраженного излучения. Аналитический подход основан на общей теории динамического хаоса и классическом процессе диффузии в пространстве энергии. В процессе диффузии максимальная энергия электрона определяется равенством

$$E_{\max} = F^2/2\omega^2 + 4\pi mc^2 \frac{\omega}{\omega_0} \exp\left(-\frac{\pi\omega}{\omega_0}\right). \quad (5)$$

(где $\omega_0 = \sqrt{2}F/c$). Процесс диффузии дает вклад сравнимый с пондермоторной энергией, что подтверждается численным расчетом.

Третий механизм нагрева является обобщением известного механизма Брюнеля [С5]. Мощное p -поляризованное лазерное излучение длительностью 60 фс падает под углом на резкую границу вакуум – твердое тело. Величина электромагнитного поля быстро затухает в области закритической плазмы (рассматривается момент времени, когда ионизация предимпульсом уже произошла). В области разреженной плазмы, напротив, имеется суперпозиция падающей и отраженной от критической поверхности $\omega_p = \omega$ волн. Рассмотрим движение электрона в области разреженной плазмы над критической поверхностью. Результирующее поле падающей и отраженных волн может

выталкивать электроны из области плотной плазмы. Во время движения в разреженной плазме некоторые электроны приобретают релятивистские энергии и возвращаются в область плотной плазмы. Заметим, что возможны следующие случаи: 1) электроны появляются на поверхности пленки, покидают область плотной плазмы и больше в нее не возвращаются; 2) то же, но электроны возвращаются в область плотной плазмы во время лазерного импульса; 3) электроны возникают на границе раздела, но не покидают области плотной плазмы; 4) электроны рождаются в области разреженной плазмы в результате ионизации, и могут либо вернуться в область плотной плазмы, либо находится в области разреженной в течение лазерного импульса. Численное решение основано на релятивистском уравнении Ньютона

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \frac{e}{\sqrt{m^2 c^2 + p_x^2 + p_y^2}} [\mathbf{p}, \nabla \times \mathbf{A}]. \quad (6)$$

Конечная энергия электронов повышается с увеличением интенсивности внешнего лазерного поля. Наиболее узкие пучки электронов получаются для релятивистских интенсивностей (Рис.5).

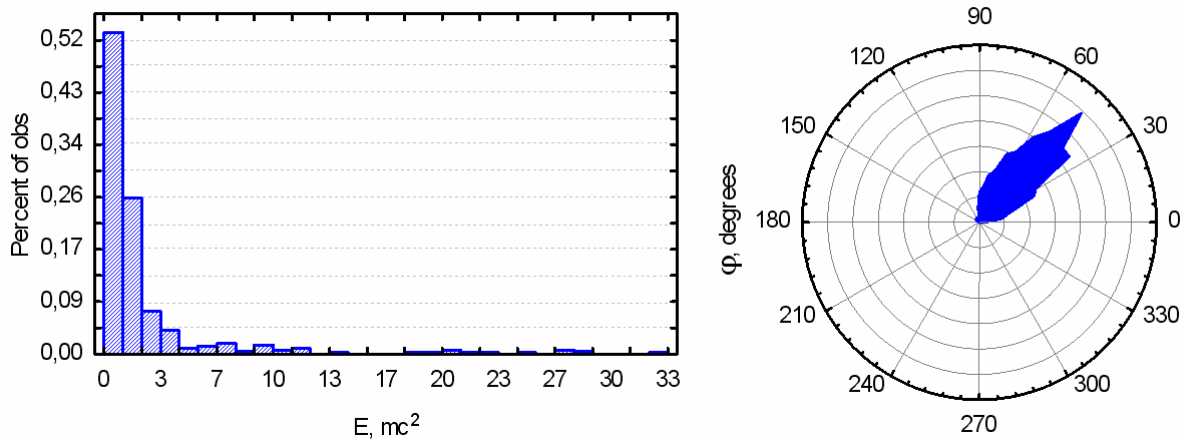


Рис.5. Энергетический спектр и угловое распределение электронов при угле падения внешнего излучения $\theta = 45^\circ$ и значении релятивистского параметра равном $\beta = eF_0/mc\omega = 10$. Угол φ измеряется как острый угол с поверхностью мишени.

В случае нормального падения лазерного импульса с обобщенным брэнделевским механизмом, который дает лишь умеренную величину нагрева, конкурирует механизм продольного пондеромоторного нагрева. Этот механизм связан с пространственной неоднородностью электрического поля внутри скин-слоя ($\omega_p \gg \omega$). Максимальная кинетическая энергия E , получаемая электроном из-за продольного пондеромоторного нагрева внутри скин-слоя в максимуме поля лазерного импульса, равна:

$$E = \frac{1}{\omega^2} \left| \left(\frac{F_0}{1 + \sqrt{\epsilon}} \right)^2 \right|. \quad (7)$$

Эта энергия принимает значения порядка 10 – 100 кэВ даже для очень высоких интенсивностей лазерного излучения.

Рассмотренные механизмы нагрева электронов позволяют объяснить энергетическое и угловое распределение электронов при облучении сверхсильными лазерными импульсами плотных мишеней.

В **третьей главе** рассматривается проблема лазерной генерации носителей в полупроводниковом алмазе для последующего наблюдения эффекта абсолютной отрицательной подвижности основных носителей заряда [С6]. В обычном (Nd:glass) лазере энергия фотона равна $\hbar\omega = 1.17$ эВ. Следовательно, для ионизации алмаза с

шириной запрещенной зоны непрямого перехода $\varepsilon_G = 5.5$ эВ требуется поглощение 5 фотонов ($5 \cdot 1.17 - 5.5 = 0.35$ эВ), а также поглощения или испускания одного фонона кристаллической решетки для выполнения законов сохранения энергии и импульса. Для выбранных значений параметров значение параметра Келдыша $\gamma = \omega \sqrt{2m_n \varepsilon_G} / eF > 1$, где m_n - эффективная масса электрона. Таким образом, происходит процесс пятифотонной ионизации. Напряженность лазерного поля в максимуме составляет $F = 2.7 \cdot 10^6$ В/см (при интенсивности 10^{10} Вт/см²). Это поле много меньше поля надпороговой ионизации (с поглощением большего числа фотонов). Сечение многофотонной ионизации связано с соответствующей частотой ионизации следующим соотношением [С7]:

$$w^{(K)} = \sigma_K I^K / (\hbar \omega)^K,$$

где I - пиковая интенсивность лазерного излучения. При указанной выше интенсивности лазерного излучения $w^{(5)} \sim 4000$ с⁻¹. Таким образом, доля ионизованных атомов за время лазерного импульса длительности τ имеет оценку $w^{(5)} \tau \sim 4 \cdot 10^{-9}$. Концентрация атомов n в алмазе хорошо известна: $n = 1.75 \cdot 10^{23}$ см⁻³. Следовательно, концентрация носителей в результате процесса ионизации $n_e = w^{(5)} \tau n = 7 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Это значение достаточно для того, чтобы индуцировать внешним постоянным электрическим полем значительный ток электронов и обеспечить возможность наблюдения эффекта абсолютной отрицательной проводимости, когда электроны имеют энергии порядка характерной энергии акустического фонона. Начальный энергетический спектр электронов, создаваемых лазерным импульсом в данном процессе имеет вид

$$f(E_n) \sim \sqrt{E_n (N \hbar \omega - \varepsilon_G - E_n)}$$

Максимум распределения соответствует энергии электрона $(N \hbar \omega - \varepsilon_G) / 2 \sim 0.175$ эВ. В данном расчете учитываются только электроны с эффективной массой $m_n = 1.4 m_e$ и легкие дырки с эффективной массой $m_p = 0.7 m_e$, поскольку они соответствуют более быстрому охлаждению носителей, которое пропорционально $(m_{p,n})^{-3}$. Объем, в котором создаются носители, определяется характерным фокальным радиусом порядка 5–10 мкм в радиальном направлении и величиной на 1-2 десятичных порядка большей в продольном направлении.

Возможность наблюдения абсолютной отрицательной подвижности основных носителей предсказывается в диапазоне 10–30 К. Поэтому необходимо проверить отсутствие дополнительного нагрева при рассматриваемом способе генерации носителей. Известны различные механизмы охлаждения. Время релаксации по отношению к энергии электрона, обусловленное столкновениями высокоэнергетических электронов с акустическими фононами определяется выражением [С8]:

$$\tau_r = \frac{2\pi \hbar^4 \rho c_s^2}{(2m^*)^{3/2} T \Xi^2 E_p^{1/2}}.$$

где Ξ - деформационный потенциал, T - температура кристаллической решетки, E_p - кинетическая энергия электрона, ρ - плотность кристалла, c_s - скорость звука, m^* - эффективная масса носителя. Энергия электрона уменьшается до нескольких сотен Кельвинов за 100 – 1000 пс. Для полной релаксации энергии электрона в 100 К необходимо примерно 100 столкновений. Этот механизм релаксации приводит к большому времени релаксации из-за достаточно высокой упругости столкновений электронов с высокой энергией и фононов.

Второй механизм релаксации связан с образованием экситонов Ванье-Мотта с энергией связи

$$E_{ex} = E_g + \frac{p^2}{2(m_p^* + m_h^*)} - \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \varepsilon^2 n^2},$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$ - главное квантовое число, m_p^*, m_h^* - эффективные массы электрона и дырки, соответственно, μ - приведенная масса рекомбинирующих электрона и дырки, ε - диэлектрическая проницаемость среды, p - импульс экситона. Радиус экситона велик по сравнению с постоянной решетки. Затухание экситонов со спонтанным испусканием фотона с энергией $E_{ex} = cp$ (c - скорость света) происходит за 1 – 10 пс.

Наконец, электрон может рекомбинировать с дыркой непосредственно. Излишек энергии в этом процессе (так называемая Оже-рекомбинация) передается другому электрону проводимости. Такой механизм существенен при больших концентрациях носителей.

Характерной особенностью алмаза является его высокая теплопроводность. В отличие от стандартной модели Дебая, при низких температурах теплоемкость алмаза зависит от температуры как $C(T) \sim T^{2.5}$. Этот результат получается при подгонке экспериментальных данных аналитической функцией с двумя параметрами $C(T) = \text{const} \cdot T^\alpha$. С учетом этого, а также характерной длительности импульса $t = 80$ пс получаем, что в зависимости от типа нагрев алмаза под действием лазера составляет: $1.62 \cdot 10^{-7}$ К (для натурального образца), $3 \cdot 10^{-4}$ К (для алмаза типа I), $7.3 \cdot 10^{-5}$ К (для алмаза типа IIa), $1.62 \cdot 10^{-4}$ К (для алмаза типа IIb). Можно сделать вывод, что нагревом кристаллической решетки из-за действия лазерного импульса можно пренебречь.

Последовательное построение теории эффекта абсолютной отрицательной проводимости с учетом зависимости деформационного потенциала от волнового числа фононов приводит к следующему результату для подвижности электронов в алмазе:

$$b(\varepsilon, T) = \frac{1}{m^* v_{ph}} + \frac{2\varepsilon_p}{3m^*} \frac{d}{d\varepsilon_p} \left(\frac{1}{v_{ph}} \right), \quad (8)$$

где ε_p - энергия электрона, а транспортная частота столкновений

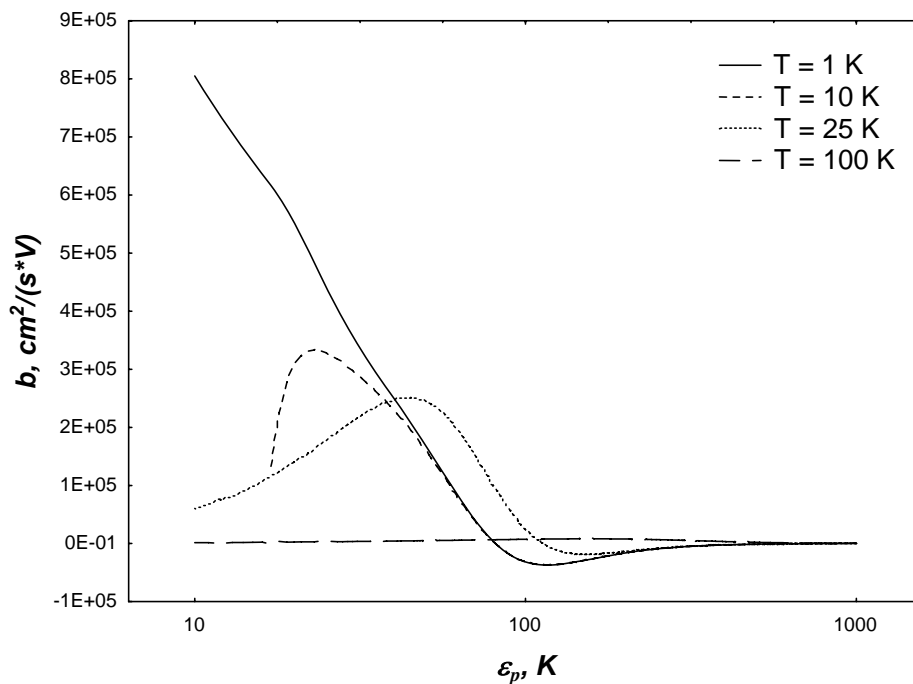


Рис.6. Подвижность электронов в алмазе как функция кинетической энергии электронов при разных значениях температуры фононов T .

$$v_{ph} = \Xi^2 \frac{m^*}{4\pi\rho_s \hbar^2 p^3} \left(\int_0^{\max(0, 2p - 2m^*c_s/\hbar)} (N_k + 1) \left(1 - \frac{2m^*c_s k}{\hbar p^2} \right) \left(\frac{m^*c_s k}{\hbar} + \frac{k^2}{2} \right) k^2 dk - \int_{\max(0, 2m^*c_s/\hbar - 2p)}^{2m^*c_s/\hbar + 2p} N_k \left(1 + \frac{2m^*c_s k}{\hbar p^2} \right) \left(\frac{m^*c_s k}{\hbar} - \frac{k^2}{2} \right) k^2 dk \right). \quad (9)$$

На Рис.6 показана зависимость подвижности электронов от их энергии.

Переход от подвижности к проводимости тривиален: $\gamma = n_e |e| b$.

Итак, механизм получения носителей в алмазе с помощью пикосекундного лазерного излучения может эффективно использоваться для наблюдения эффекта абсолютной отрицательной проводимости.

Четвертая глава посвящена одному из фундаментальных эффектов взаимодействия лазерного излучения с веществом – генерации гармоник лазерного излучения. При взаимодействии интенсивного лазерного излучения, имеющего частоту ω , с газами и плазмой твердых тел имеет место излучение высоких гармоник излучения (Рис.7). Разреженный атомарный газ генерирует гармоники с частотами $n\omega$, интенсивности которых медленно убывают вплоть до известной точки обрыва при $n\omega = 3.17F^2/(4\omega^2)$. Здесь F – амплитуда напряженности лазерного поля (в атомной системе единиц $m = e = \hbar = 1$). Однако выход гармоник мал из-за разреженности газа. В случае плотной твердотельной плазмы выход мал из-за значительного отражения падающего лазерного пучка.

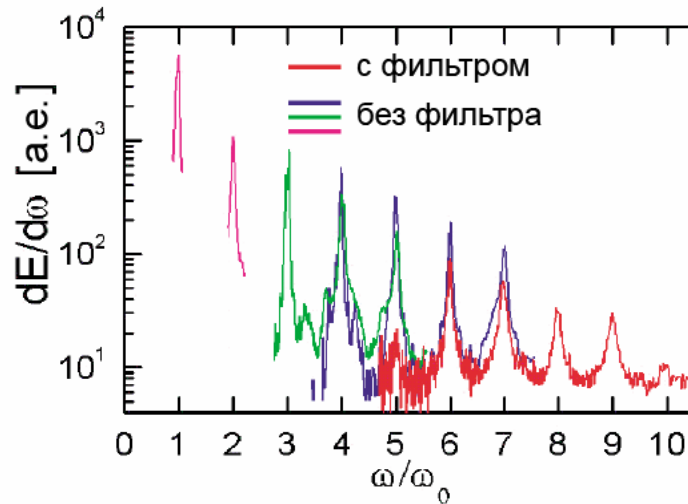


Рис.7. Характерный спектр гармоник [С9] с задней стороны углеродной пленки (толщиной 60 нм) с разными окнами прозрачности и наличием или отсутствием фильтра падающего луча. Основная и вторая гармоники получены с помощью дифракции на вспомогательной решетке.

Привлекательность атомарных кластеров для генерации гармоник состоит в том, что, с одной стороны, они имеют твердотельную плотность, а, с другой стороны, их размеры малы по сравнению с длиной волны лазерного излучения даже при миллионах атомов в одном кластере. Поэтому внутри кластера не образуется скин-слоя, а электрическое поле внутри кластера является достаточно однородным. Из-за быстрого расширения кластера на переднем фронте короткого лазерного импульса кластерная плазма быстро становится докритической, т.е. прозрачной для лазерного излучения. В то же время в течение фемтосекундного лазерного импульса сохраняются коллективные свойства плазмы, и эффективность дипольного излучения гармоник пропорциональна квадрату числа частиц в кластере, а не первой степени, как в разреженном газе. Впрочем, эта привлекательность кластеров несколько уменьшается тем фактом, что в типичном

кластерном пучке, используемом в экспериментах, расстояние между соседними кластерами составляет 5 – 10 диаметров кластера.

В нерелятивистском пределе излучаются только нечетные гармоники. Четные гармоники появляются только при интенсивностях выше 10^{18} Вт/см². Они обязаны релятивизму взаимодействия поля с частицами кластера. В случае облучения твердотельных мишеней четные гармоники могут появляться и при интенсивности выше 10^{17} Вт/см² из-за градиента плазменной плотности, вызванного аксиальной пондеромоторной силой лазерного импульса.

В модели генерации второй гармоники лазерного излучения учитываются такие эффекты, как внешняя и внутренняя ионизация кластеров, которая при таких лазерных интенсивностях описывается правилом Бете, расширение кластера, нагрев и охлаждение кластера. Итоговая система уравнений, описывающих расширение и нагрев кластера, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2R}{dt^2} &= \frac{2E}{M_i N_i R} + \frac{8\pi\omega^4 F^2 R^2}{\pi M_i N_i \left[(\omega_{Mie}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2 \right]}, \\ \frac{dE}{dt} &= \frac{(N_e - Q)\omega^2 F^2 \sqrt{2E/(N_e - Q)}}{2R \left[(\omega_{Mie}^2 - \omega^2)^2 + [2E/(N_e - Q)](\omega/R)^2 \right]} - \frac{3}{5} N_a M_i \frac{dR}{dt} \frac{d^2R}{dt^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Для определения интенсивности генерации второй гармоники рассматриваются вынужденные колебания свободных электронов, откуда мощность излучения второй гармоники в зависимости от радиуса кластера, концентрации электронов и величины лазерного поля имеет вид:

$$P_2 = \frac{8R^6 F^4 \omega^6}{3c^5} \frac{\omega_{Mie}^4}{\left[(\omega_{Mie}^2 - 4\omega^2)^2 + (2v\omega)^2 \right] \left[(\omega_{Mie}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2 \right]}. \quad (11)$$

Отношение же к основной (первой) гармонике в резонансе M_i $\omega_{Mie} = \omega$ пропорционально безразмерному релятивистскому параметру:

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{2F}{3\omega_{Mie} c} \right)^2. \quad (12)$$

На Рис.8 показаны зависимости генерации второй гармоники от времени для кластеров разных радиусов.

Такое сильное различие в мощности излучения можно объяснить очень быстрым расширением кластеров малого радиуса в лазерном поле по сравнению с кластерами радиуса 30-50 нм.

Рассмотрим теперь генерацию четных гармоник произвольного порядка. Генерация четных гармоник лазерного излучения происходит в условиях релятивистского движения электронов при столкновениях с атомарными ионами. Частота этих столкновений

$$v_{ei} = \frac{4\pi Z^2 N_i \Lambda}{p^2(t)v(t)}$$

зависит от $p(t)$ и $v(t)$ - полного импульса и скорости электрона, Z - заряда атомарного иона, N_i - концентрации атомарных ионов и Λ - кулоновского логарифма. Компонента компоненты тензора удельной электрической проводимости вдоль поляризации (ось Y) линейно-поляризованной волны лазерного излучения имеет вид:

$$\sigma_y = -A \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin n\varphi - AC_0\varphi,$$

где $A = 4\pi Z^2 N_e N_i \Lambda \omega / F^3$ (N_e - концентрация электронов),

$$C_n = (1/\pi n) \int_0^{2\pi} f(\varphi) \cos n\varphi d\varphi,$$

$$C_0 = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} f(\varphi) d\varphi,$$

$$f(\varphi) = \frac{(u + \cos \varphi) [1 + s(u \cos \varphi + (1/4) \cos 2\varphi)]}{[(u + \cos \varphi)^2 + s(u \cos \varphi + (1/4) \cos 2\varphi)^2]^{3/2}}, \quad \text{а} \quad s = \left(\frac{F}{\omega \kappa}\right)^2 \quad \text{и} \quad u = \frac{p_{\parallel} \omega}{F} -$$

безразмерные константы, в которых введено обозначение $\kappa = \sqrt{c^2 + p_{\parallel}^2 + F^2/2\omega^2}$.

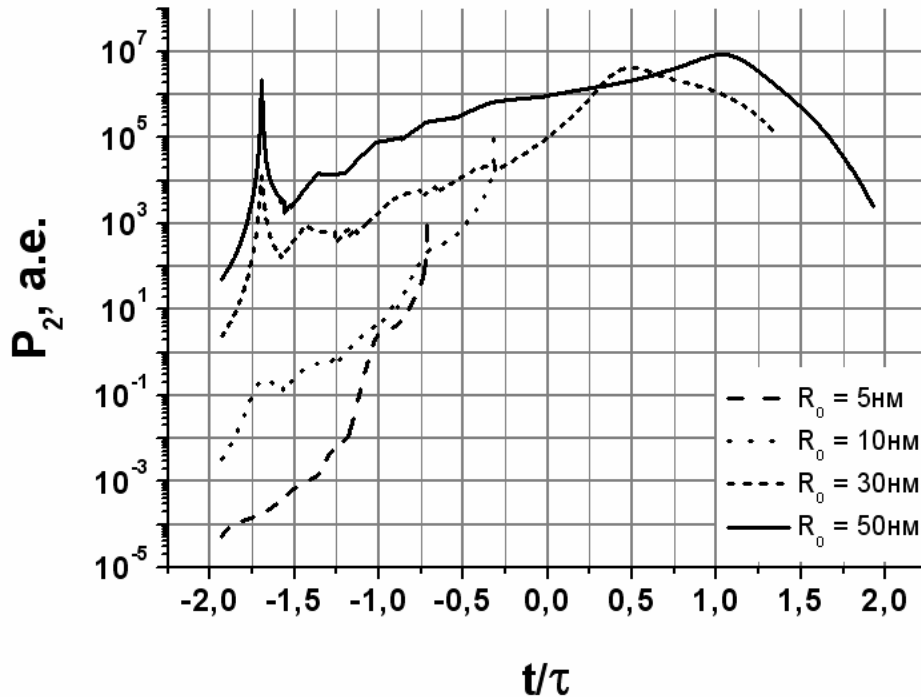


Рис.8. Зависимости мощности генерации второй гармоники от времени при разных начальных радиусах кластеров.

Для отношения интенсивности гармоники к интенсивности внешнего электромагнитного поля можно получить выражение

$$\eta^{(n)} = \frac{|F_y^{(n)}|^2}{|F \cos \varphi|^2} = \left| \frac{Z C_n \omega_p^2 \omega^2 n \Lambda}{(n^2 - 1) F^3} \right|^2. \quad (13)$$

Она убывает с ростом интенсивности падающей волны, а также с увеличением номера n гармоники.

Оценивая $F \sim \omega c$ для общего релятивистского случая, получим оценку эффективности возбуждения гармоник

$$\eta^{(n)} \propto \left(\frac{Z e^2 \omega_p^2 C_n n \Lambda}{m_e (n^2 - 1) c^3 \omega} \right)^2. \quad (14)$$

Здесь восстановлены заряд и масса электрона, которые выше полагались равными единице. Эффективность генерации гармоники растет с увеличением плотности атомарной среды (поэтому кластеры эффективнее газовой среды) и с уменьшением частоты лазерного поля ω .

В заключении формулируются основные результаты и выводы настоящей работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Предложен новый теоретический подход, основанный на приближении Ландау-Дыхне, который позволяет получать аналитические выражения для энергетических и угловых распределений вылетающих электронов при облучении атомов фемтосекундными одноцикловыми лазерными импульсами. В рамках данного подхода была выявлена сильная чувствительность вероятности ионизации, энергетических и угловых распределений от фазы внешнего лазерного поля. Было найдено сходство в пределе сильных полей процесса ионизации импульсами с фазой $\phi = 0$ с процессом ионизации постоянным электрическим полем. Были найдены такие фазы импульсов, при которых вероятности ионизации пренебрежимо малы даже для случая атомных полей. Была указана возможность применения данного подхода к задачам о рекомбинации и ионизации в молекулах и атомарных кластерах.
2. Различные механизмы нагрева носителей в твердотельной плазме были предложены при облучении сверхсильными лазерными импульсами фемтосекундной длительности плотных сред. Для электронов, вылетающих из металлических фольг, получены угловые распределения электронов при различных интенсивностях внешнего поля. Механизмы релятивистского дрейфа, стохастического нагрева, релятивистского нагрева Брюнеля позволили объяснить экспериментальные данные по энергетическим спектрам горячих электронов при взаимодействии лазерных импульсов с интенсивностью $\geq 10^{18}$ Вт/см² и длительностью 10 - 100 фс с тонкими фольгами. Полученные результаты необходимы при создании будущих компактных ускорителей электронов, а также при численном моделировании ускорения атомарных ионов.
3. Построена теория генерации гармоник лазерного излучения при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения с атомарными кластерами с учетом релятивистских эффектов. Проведено сравнение интенсивности генерации гармоник при воздействии лазерного излучения на атомарные кластеры и твердые тела. Для кластеров учитывалось влияние расширения и нагрева кластера в лазерном поле. Предсказывается, что атомарные кластеры являются предпочтительной средой для генерации четных гармоник лазерного излучения.
4. Предложен лазерный механизм генерации носителей заряда в полупроводниковом алмазе для последующего наблюдения эффекта абсолютной отрицательной проводимости. При этом показано, что нагревом образца из-за воздействия лазерного излучения можно пренебречь. Впервые учтена зависимость деформационного потенциала от импульса фонона, что позволило уточнить диапазон энергий неравновесных носителей заряда, при которых в алмазе может проявляться абсолютная отрицательная проводимость.

СПИСОК РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. В.П. Крайнов, В.С. Растунков, "Генерация четных гармоник в релятивистской лазерной плазме атомарных кластеров". ЖЭТФ, 2004, том 125, вып. 3, стр. 576-583. (V.P. Krainov, V.S. Rastunkov, "Generation of even harmonics in a relativistic laser plasma of atomic clusters". JETP, Vol. 98, No. 3, 2004, pp. 508-514.)
2. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, "Relativistic electron drift in overdense plasma produced by a superintense femtosecond laser pulse". Phys. Rev. E 69, 037402 (2004)
3. А.С. Батурин, В.Н. Горелкин, В.С. Растунков, В.Р. Соловьев, "Эволюция электрон-ионного облака в конце трека торможения отрицательного мюона в благородных газах". Электронный журнал «Исследовано в России», <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2005/001.pdf>

4. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, "Electron stochastic heating in the interaction of a short laser pulse with overdense plasma". *Laser Physics*, Vol. 15, No. 2, 2005, pp. 262-267.
5. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, "Генерация гармоник при взаимодействии ультракоротких сверхсильных лазерных импульсов с твердотельными мишенями". *ЖЭТФ*, 2004, том 126, вып. 3 (9), стр. 558-565. (V.P. Krainov, V.S. Rastunkov, "Generation of harmonics during the interaction of ultrashort superstrong laser pulses with solid targets". *JETP*, Vol. 99, No. 3, 2004, pp. 487-493.).
6. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, "Релятивистские эффекты взаимодействия сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с атомарными кластерами". *КЭ*, № 6, 2005. (V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, "Relativistic effects of the interaction of an intense femtosecond laser pulse with atomic clusters", *Quantum Electronics*, **35**(6) 489-494 (2005).)
7. V.S. Rastunkov and V.P. Krainov, "Effect of electron heating on interaction of superintense laser pulse with thin foils", *Topical Problems of Nonlinear Wave Physics-2005, Proceedings of SPIE*, Vol. 5975, 2006.
8. V.S. Rastunkov, and V.P. Krainov, "Laser-produced relativistic electron energy and angular distributions in thin foils", *Phys. Plasmas* **13**, 023104 (2006).
9. V.S. Rastunkov and V.P. Krainov, "Relativistic dipole and non-relativistic quadrupole generation of the second harmonic at the irradiation of atomic clusters by the femtosecond laser pulses", *Laser Phys. Lett.* **3**, No. 8, 392-395 (2006).
10. A.S. Baturin, V.N. Gorelkin, V.S. Rastunkov, V.R. Soloviev, "Absolute negative mobility of charge carriers in diamond and interpretation of muSR experiments", *Physica B* 374–375 (2006) 340–346.
11. V.N. Gorelkin, A.S. Baturin, V.S. Rastunkov, V.R. Soloviev, "Track processes influence on muonium formation in solid argon", *Physica B* 374–375 (2006) 351–354.
12. A.S. Baturin, Yu.M. Belousov, V.N. Gorelkin, V.P. Krainov, and V.S. Rastunkov, "Laser induced negative conductivity of diamond", *Laser Phys. Lett.* **3**, No. 12, 578–583 (2006).
13. A. S. Baturin, Yu. M. Belousov, V. N. Gorelkin, V. P. Krainov, and V. S. Rastunkov, Laser-Induced Conductivity of Semiconductors at Low Temperatures, *JETP*, 2007, Vol. 104, No. 1, pp. 139–146 (2007).
14. V. S. Rastunkov and V. P. Krainov, Mechanisms for Second Harmonic Generation in the Interaction of a Superintense Ultrashort Laser Pulse with Cluster Plasma, *Laser Physics*, 2007, Vol. 17, No. 5, pp. 625–634.
15. V. S. Rastunkov and V. P. Krainov, Phase dependence in the ionization of atoms by intense one-cycle laser pulses within the Landau–Dykhne approximation, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** (2007) 2277–2290.
16. V.S. Rastunkov and V.P. Krainov, Field Phase Dependence in the Ionization of Atoms by Intense one-cycle Laser Pulses, *Proc. of SPIE* Vol. 6726, 672649, (2007).
17. V.S. Rastunkov and V.P. Krainov, On the possibility of an absolute negative conductivity of diamond at the irradiation by picosecond laser pulse, *Laser Phys. Lett.* 1–5 (2007) / DOI 10.1002/lapl.200710088.
18. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Second-harmonic generation in the laser-cluster interaction, *Atomic and molecular cluster research* (Y.L. Ping - editor), Nova Science Publishers, Inc., New York, 2006.
19. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Mechanisms for electron acceleration in thin foils irradiated by a super-intense laser pulse, V International Conference, Plasma physics and plasma technology, PPPT-5, Minsk, Belarus, September 18-22, 2006, Contributed papers, Volume II (Sections 4-6), Institute of Molecular and Atomic Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 2006. (p. 453-456)

20. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Релятивистский нагрев электронов при взаимодействии сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с тонкими пленками, Труды XLVIII научной конференции МФТИ 25-26 ноября 2005 года, часть II, Москва – Долгопрудный, 2005. (стр. 100)
21. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Релятивистские эффекты взаимодействия сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с атомарными кластерами, Труды XLVIII научной конференции МФТИ 25-26 ноября 2005 года, часть VIII, Москва – Долгопрудный, 2005. (стр. 122)
22. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Генерация гармоник при взаимодействии ультракоротких сверхсильных лазерных импульсов с твердотельными мишенями, Труды XLVII научной конференции МФТИ 26-27 ноября 2004 года, часть III, Москва – Долгопрудный, 2004. (стр. 67-69)
23. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Генерация гармоник при взаимодействии ультракоротких сверхсильных лазерных импульсов с твердотельными мишенями, Труды XLVII научной конференции МФТИ 26-27 ноября 2004 года, часть VIII, Москва – Долгопрудный, 2004. (стр. 64-66)
24. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Релятивистский дрейф электронов в плотной плазме, возникающей при воздействии сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса на твердые мишени, Научная сессия МИФИ – 2004. II Конференция Научно-образовательного центра CRDF «Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях». Сборник научных трудов, М.: МИФИ, 2004. 100 с. (стр. 62-63)
25. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Генерация второй гармоники при взаимодействии лазерных импульсов с атомарными кластерами, Научная сессия МИФИ – 2005. III Конференция Научно-образовательного центра CRDF «Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях». Сборник научных трудов, М.: МИФИ, 2005. 100 с. (стр. 67-68)
26. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Релятивистский нагрев электронов при взаимодействии сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с тонкими пленками, Научная сессия МИФИ – 2006. IV Конференция Научно-образовательного центра CRDF. Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях. Физика ядра и элементарных частиц. Сборник научных трудов, М.: МИФИ, 2006. 92 с. (стр. 39-40)
27. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Релятивистские эффекты взаимодействия сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с атомарными кластерами, Научная сессия МИФИ – 2007. V Конференция Научно-образовательного центра CRDF. Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях. Физика ядра и элементарных частиц. Сборник научных трудов, М.: МИФИ, 2007. 112 с. (стр. 26-28)
28. V.P. Krainov, V.S. Rastunkov, Stochastic heating of electrons at the relativistic laser-solid interaction, *Frontiers of Nonlinear Physics: Proceedings of the 2nd International Conference (Nizhny Novgorod – St.-Petersburg, Russia, 5 – 12 July, 2004)* / Ed. A. Litvak. - Nizhny Novgorod, Russia, Institute of Applied Physics RAS, 2005. – 704 p. (p. 404-408)
29. В.С. Растунков, Релятивистские эффекты взаимодействия сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с атомарными кластерами, Сборник трудов VI научной школы молодых ученых ИБРАЭ РАН, проходившей 21-22 апреля 2005 г. (Препринт / Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, №ИБРАЭ-2005-06). – М.: ИБРАЭ РАН, 2005. – 74 с. (стр. 53-56)
30. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Релятивистский дрейф электронов в плотной плазме, возникающей при воздействии сверхсильного фемтосекундного

- лазерного импульса на твердые мишени, Физика экстремальных состояний вещества – 2004, Сборник докладов, Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, 2004. (стр. 118-119)
31. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Энергетические и угловые распределения электронов при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с тонкими фольгами, Физика экстремальных состояний вещества – 2006, Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, 2006. (стр. 158-161)
 32. В.С. Растунков, В.П. Крайнов, Релятивистский нагрев электронов при взаимодействии сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с тонкими пленками, Тезисы докладов XXXIII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 13 – 17 февраля 2006 г. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2005 г. – 276 с. (стр. 193)
 33. В.П. Крайнов, В.С. Растунков, Генерация второй гармоники в плотной плазме, возникающая при воздействии релятивистского фемтосекундного лазерного импульса на атомарные кластеры, Тезисы докладов XXXII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 14 – 18 февраля 2005 г. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2005 г. – 328 с. (стр. 197)
 34. В.П. Крайнов, В.С. Растунков, Релятивистский дрейф электронов в плотной плазме, возникающей при воздействии сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса на твердые мишени, Тезисы докладов XXXI Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 16 – 20 февраля 2004 г. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2004 г. – 276 с. (стр. 170)
 35. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Second-harmonic generation in the relativistic laser-cluster interaction, 340th Wilhelm und Else Heraeus-Seminar, High-Field Attosecond Physics, January 9-15, 2005, Universitätszentrum, Obergurl, Austria, Book of Abstracts. (poster 15)
 36. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Electron stochastic heating in the interaction of ultra-short laser pulse with overdense plasma, 340th Wilhelm und Else Heraeus-Seminar, High-Field Attosecond Physics, January 9-15, 2005, Universitätszentrum, Obergurl, Austria, Book of Abstracts. (poster 16)
 37. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Ionization of atoms by intense attosecond laser pulses and its dependence on the field phase, ULIS 2007, First International conference on Ultra-intense Laser Interaction Sciences, October 1 – 5, 2007, Technical Digest Incl. conference program and abstracts, Agora-Université Bordeaux I. (p. 103)
 38. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Relativistic electron drift in overdense plasma produced by a super-intense femtosecond laser pulse, 13th International Laser Physics Workshop (LPHYS'04), Trieste, Italy, July 12 – 16, 2004, Book of abstracts. (p. 90)
 39. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Vacuum heating of electrons at the superintense laser interaction with an overdense plasma, 14th International Laser Physics Workshop (LPHYS'05), Kyoto, Japan, July 4 – 8, 2005, Book of abstracts. (p. 180)
 40. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Mechanisms for electron acceleration in thin foils irradiated by a super-intense laser pulse, 15th International Laser Physics Workshop (LPHYS'06), Lausanne, Switzerland, July 24 – 28, 2006, Book of abstracts. (p. 83)
 41. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Field Phase Dependence in the Ionization of Atoms by Intense one-cycle Laser Pulses, 16th International Laser Physics Workshop (LPHYS'07), León, Mexico, August 20 – 24, 2007, Book of abstracts. (p. 78)
 42. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Second-harmonic generation in the laser-cluster interaction, ICONO/LAT 2005 Technical Digest, May 11 – 15, 2005, Pribaltiyskaya Hotel, St. Petersburg, Russia. (IThB5)
 43. V.S. Rastunkov, V.P. Krainov, Field Phase Dependence in the Ionization of Atoms by Intense one-cycle Laser Pulses, ICONO/LAT 2007 Technical Digest, May 28 – June 1, 2007, Natl. Cultural Ctr. “Minsk”, Minsk, Belarus. (IO9/III-2)

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [C1] Delone N B and Krainov V P *Multiphoton Processes in Atoms*, 2nd ed. (Berlin: Springer, 2000).
- [C2] L.V. Keldysh, Soviet Physics JETP, Vol. 20, 5, pp. 1307-1314, 1965.
- [C3] Brabec Th and Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545.
- [C4] Dykhne A M 1962 *Sov. Phys. - JETP* **14** 941.
- [C5] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. 59, 52 (1987).
- [C6] A.S. Baturin, V.N. Gorelkin, V.S. Rastunkov, and V.N. Soloviev, Physica B, **374-375**, 340 (2006).
- [C7] M. Ammosov, I. Bondar, N. Delone, M. Ivanov, A. Masalov: Adv. At. Mol. Phys. **27**, 34 (1991).
- [C8] Р. Смит, *Полупроводники*, Москва «МИР», 1982.
- [C9] U. Teubner et al., Physical Review Letters, **92**, 185001 (2004).

Растунков Владимир Сергеевич

**Ионизация и генерация гармоник при взаимодействии
интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с
атомами и плотными средами**

Автореферат

Подписано в печать 6.11.2007
Формат 60x84 1/16, Усл. печ. л. 1,5
Тираж 100 экз. Заказ № 39

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Печать на аппаратуре Copy Printer 1280
НИЧ МФТИ
141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9