

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА ИМ. М. В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Батеби Саид

Угловые распределения гармоник высокого порядка

Специальность 01.04.21 –лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва, 2004

Работа выполнена на физическом факультете

Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Платоненко Виктор Трифонович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Кравцов Николай Владимирович
доктор физико-математических наук,
профессор Федоров Михаил Владимирович

Ведущая организация: Институт проблем лазерных и информационных
технологий РАН

Защита состоится “15” апреля 2004 года в 17 часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.31 в Московском государственном университете им. М. В. Ломоносова по адресу: 119992 ГСП-2, Москва, ул. Академика Хохлова, д. 1, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С. А. Ахманова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова

Автореферат разослан “ “ 2004 года

Ученый секретарь диссертационного совета Д 501.001.31,

кандидат физ.–мат. наук, доцент

Т. М. Ильинова

Актуальность работы

Предметом настоящей диссертационной работы являются угловые распределения гармоник высокого порядка. Генерация гармоник высокого порядка (ГГВП) в атомарных мишенях была открыта вскоре после создания мощных источников оптических импульсов с длительностями порядка и меньше пикосекунды. Сущность явления состоит в следующем. При воздействии на атомарную мишень (пучок, струя, и др.) достаточно интенсивного лазерного пучка наблюдается генерация значительного числа нечетных гармоник света. Гармоники генерируются одновременно друг с другом, в их спектре обычно наблюдается своеобразное «плато» - интервал, на котором энергетический выход гармоник меняется с их номером относительно медленно и немонотонно.

В соответствии с современными теоретическими воззрениями, начало «плато» лежит вблизи частоты E_i/\hbar , где E_i - энергия ионизации атома, высокочастотная же граница $\omega_{cut-off}$ определяется равенством

$$\omega_{cut-off} \approx (E_i + 3.17U_p)/\hbar \quad (1)$$

где U_p - ponderomotorный потенциал электрона в световом пучке (средняя кинетическая энергия электрона в осциллирующем поле: $U_p = I\lambda^2 e^2 / 2\pi mc^2$, где I и λ интенсивность и длина волны света). В области частот, превышающих (1), выход гармоник быстро уменьшается и становится не обнаружимым. Гармоники с частотами ниже E_i/\hbar далее называются гармониками низких порядков. Соотношение (1) наглядно демонстрирует пороговый характер явления. Его механизм будет обсуждаться в главе 1 диссертации (схематически его можно представлять как периодически повторяющуюся – с частотой поля – последовательность актов ионизации, набора энергии в свободном движении

электрона в поле возбуждающей волны и, наконец, рекомбинации его на родительском ионе).

Типичные интенсивности возбуждающего света в экспериментах по ГВВП лежат в области $10^{13} - 10^{15}$ Вт/см². Номера гармоник высокого порядка (ГВП), наблюдающихся в экспериментах, составляют десятки и даже сотни. Соответственно, частоты ГВП лежат в области жесткого УФ и мягкого рентгеновского излучения.

ГВВП интенсивно исследуется в течение последних 15 лет, как экспериментально, так и теоретически. Эти исследования представляют как фундаментальный, так и практический интерес. Уже сейчас ГВП широко используются в технике физического эксперимента. Их достоинством является когерентность, направленность, возможность перестройки частоты (хотя бы дискретными шагами), а также, то важное обстоятельство, что импульс гармоники автоматически оказывается синхронизованным с импульсами других гармоник и с мощным возбуждающим лазерным импульсом. (Поэтому ГВП часто используются в экспериментах по схеме «возбуждение – зондирование»).

Более широкому применению ГВП, в частности их использованию для силового воздействия (например, для коротковолновой литографии), пока препятствует относительно низкий выход, достигающийся в экспериментах по ГВВП, сложность управления их пространственной структурой. Вместе с тем, по мере углубления понимания физики явления, совершенствуются схемы ГВВП и растут, хотя и очень медленно, достижения в области эффективности генерации. Рекордные коэффициенты преобразования энергии возбуждающего импульса в гармонику с номером порядка тридцати – пятидесяти, достигнутые к настоящему времени, лежат в области $10^{-6} - 10^{-5}$ в расчете на гармонику [1, 2].

В теоретических исследованиях ГВВП следует выделить две основных проблемы. Первая из них является проблемой атомной физики. Ее существом является выяснение микроскопического механизма явления, получение формул и разработка численных

методов для вычисления гармоник атомного отклика (или отклика среды) на поле интенсивной электромагнитной волны. Вторая проблема – исследование ГВП в макроскопической среде – является проблемой электродинамики и состоит в вычислении полей ГВП вдали от области генерации.

На первый взгляд, вторая проблема является рутинной и незначительно отличается от проблем, возникающих, например, при исследовании генерации третьей гармоники в газе. На самом деле, это не так. ГВП атомного отклика на возбуждающее поле очень сложным образом зависят от параметров последнего. Это затрудняет полное аналитическое исследование генерации в среде, и делает очень трудоемким ее численное исследование. Трудоемкость такого исследования, естественно, зависит от сложности алгоритма, используемого для вычисления ГВП отклика среды на поле.

Таким образом, качество результатов, достигнутых при решении первой проблемы, в значительной мере определяет и перспективы исследования электродинамики генерации в макроскопической среде. Другими словами, исследование генерации в макроскопической среде требует адаптации моделей, используемых для расчетов отклика, к условиям задачи.

Одним из вопросов, требующих теоретического исследования, является вопрос о закономерностях, определяющих пространственное распределение ГВП. По крайней мере, до проведения данного исследования в литературе отсутствовали рекомендации, руководствуясь которыми можно было бы управлять расходимостью ГВП.

Вместе с тем, в ряде экспериментальных работ пространственное распределение гармоник исследовалось (см., например [3, 4]). В основном, исследования касались гармоник с относительно небольшими номерами. В частности, в них показано, что угловые распределения немонотонны. Один из интересных результатов получен в работе [4], в которой обнаружено, что пучок гармоники состоит из двух компонент – двух

пучков, отличающихся друг от друга сечением в плоскости наблюдения, и длиной когерентности.

К сожалению, упомянутые исследования не носили регулярный характер и не были направлены на разработку методов управления расходимостью ГВП. Разработка таких методов остается актуальной задачей.

Целью диссертации является:

1. Расчет угловых распределений ГВП, генерируемых в атомарных мишенях с различными толщинами при различных конфигурациях эксперимента, выяснение закономерностей, определяющих формирование распределений и выработка рекомендаций по управлению их шириной.
2. Расчет мощностей ГВП, генерируемых в протяженных мишенях при разных дисперсиях показателя преломления, разных толщинах и положениях мишени относительно фокуса лазерного пучка.

Научная новизна работы состоит в следующем:

Впервые получена аналитическая формула, описывающая с помощью элементарных функций угловое распределение ГВП, генерируемых в тонком слое атомарного газа.

Практическая ценность результатов состоит в том, что в диссертации:

1. Найдены аналитические выражения, с высокой точностью аппроксимирующие ГВП атомного отклика на сильное поле.
2. Указаны условия, при которых реализуется минимальная расходимость ГВП.

Защищаемые положения

1. Поле ГВП, генерируемой в тонкой атомарной мишени, как правило, (исключение составляют ГВП с номерами, лежащими на границах «плато») может быть представлено в виде суммы полей двух пучков, близких друг к другу по мощности, но сильно (на порядок и более) различающихся по расходимости.

2. Расходимость ГВП, генерируемой в тонком слое атомарного газа в гауссовском световом пучке, может быть доведена до дифракционной расходимости за счет правильного расположения генерирующего слоя относительно фокуса возбуждающего пучка.

3. Минимальная расходимость ГВП, генерируемой в протяженной мишени в гауссовском лазерном пучке, реализуется при расположении мишени за фокусом возбуждающего пучка.

4. В зависимости мощности ГВП от дисперсии показателя преломления максимум лежит в области, где дисперсия среды почти компенсирует геометрическую дисперсию, но остается несколько меньше (на 10-20%) последней по абсолютному значению.

5. При оптимальных значениях дисперсии показателя преломления максимумы в зависимостях мощности ГВП от положения мишени наблюдаются при расположении мишени за фокусом гауссовского лазерного пучка.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на международной конференции: “12th International Laser Physics Workshop (LPHYS’03)” (Hamburg, Germany, August 25-29 2003), а также на семинарах кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова.

Основные результаты работы опубликованы в печатных работах [5, 6].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем работы составляет 93 страниц, диссертация содержит 29 рисунков. Список цитированной литературы содержит 70 библиографических ссылок.

Личный вклад

Все изложенные в диссертации результаты получены автором лично или при его определяющем участии.

Краткое содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы.

Во **введении** обсуждается актуальность темы работы, формулируются цели диссертации, кратко охарактеризованы основные полученные результаты, их научная новизна и практическая ценность. Дана краткая аннотация каждой главы диссертации.

В **первой главе** представлен обзор литературы по теме диссертации. Приводятся основные результаты экспериментальных работ, в которых исследовались угловые распределения ГВП. Описываются две теоретические модели, позволяющие рассчитать ГВП атомного отклика на сильное возбуждающее поле. Сначала представлена полуклассическая модель, которая позволяет, в частности, найти положение высокочастотной границы плато в спектре гармоник. В полуклассической теории излучение гармоник рассматривается как периодически повторяющийся сложный процесс, который включает в себя ионизацию, стадию свободного движения электрона в поле световой волны и излучательную рекомбинацию с возвращением электрона в исходное состояние. Определяемая в рамках этой теории, зависимость кинетической энергии ε рекомбинирующего электрона от времени τ свободного полета ($\tau = t_r - t_i$, где

t_i -момент ионизации, и t_r -момент рекомбинации) показывает, что максимальное значение этой энергии достигается при $\omega\tau_{\max} \approx 4.1$ и составляет $3.17U_p$. При энергии $q\hbar\omega$ (здесь и далее q - номер гармоники), лежащей между потенциалом ионизации E_i и максимальным значением $E_i + \varepsilon$, уравнение $q\hbar\omega - E_i = \varepsilon(\tau)$ имеет в интервале $(0, T)$ (где T - период световой волны) два корня τ_a и τ_b расположенные в отрезке $(T/4, \tau_{\max})$ и (τ_{\max}, T) . Каждому из этих корней соответствует свой момент ионизации t_i , и момент рекомбинации t_r . Тем самым каждой гармонике соответствует две траектории электрона $x(t)$: «короткая» траектория с временем свободного полета τ_a и «длинная» траектория с временем τ_b .

Далее обсуждаются квантовомеханическая теория Левенштейна. Исходным в теории является уравнение Шредингера для одноэлектронного атома, находящегося во внешнем электромагнитном поле. В условиях ГГВП это поле не может рассматриваться как слабое по сравнению с атомным, поэтому методы теории возмущений в их традиционной форме не применимы. Однако в уравнении удается выделить малое слагаемое, что позволяет решать уравнение методом последовательных приближений. Использование этой теории позволяет получить выражения для амплитуд гармоник атомного отклика одноэлектронного атома.

В конце главы коротко обсуждается проблема фазового синхронизма. По сравнению с аналогичной проблемой, встающей при генерации гармоник низкого порядка в газах, она обладает значительной спецификой: способы управления дисперсией, возможные при генерации гармоник низких порядков, становятся нереалистичными в случае генерации гармоник высокого порядка. И наоборот, в условиях ГГВП открываются возможности управления фазами, недоступные или, по крайней мере, не обсуждавшиеся применительно к генерации гармоник низкого порядка. Они связаны с сильной

зависимостью фаз ГВП атомного отклика на поле световой волны от интенсивности последней.

Вторая глава посвящена вычислению атомного отклика на сильное поле световой волны (с амплитудами соответствующими условиям ГГВП). В первом разделе описан алгоритм расчета отклика атома на возбуждающее поле, основанный на полуклассической теории и разработанный в [7]. В соответствии с этим алгоритмом, вычисление амплитуды q -ой гармоники проводится в два этапа. В начале ищутся численным методом корни τ_a и τ_b упомянутого выше трансцендентного уравнения $q\hbar\omega - E_i = \varepsilon(\tau)$, лежащие в интервале $(0, T)$; затем находятся (по аналитическим формулам) соответствующие им моменты времени ионизации $t_{i,a}$ и $t_{i,b}$ и рекомбинации $t_{r,a}$ и $t_{r,b}$. Амплитуды гармоник атомного отклика выражаются через эти величины с помощью элементарных функций [7]. Например, амплитуда гармоники среднего атомного тока может быть записана в виде

$$J_q = J_{q,1} + J_{q,2}, \quad (1)$$

где $J_{q,1}$ - функция величин τ_a , $t_{i,a}$ и $t_{r,a}$, а $J_{q,2}$ - величин τ_b , $t_{i,b}$ и $t_{r,b}$. Слагаемые в правой части (1) соответствуют двум траекториям электрона, упоминавшимся выше, и обладают существенно различными свойствами (см. ниже). Существенно, что они могут быть вычислены независимо друг от друга. Как оказывается, два слагаемых в атомном токе (1), фактически, приводят к появлению двух пучков света, близких по мощности, но существенно различающихся по расходимости.

Анализ результатов численных расчетов, проведенных в рамках настоящей работы, показал, что между слагаемыми (1) и интенсивностью I возбуждающего света имеет место, следующее приближенное соотношение:

$$j_{q,m} \propto I^{\alpha_{q,m}} \Phi(I - I_q), \quad (2)$$

где $\alpha_{q,m} = \alpha'_{q,m} + i\alpha''_{q,m}$ - комплексный показатель степени; Φ - ступенчатая функция Хевисайда, интенсивность I_q (минимальная интенсивность, при которой возможна генерация q -ой гармоники) определяется из условия $\hbar\omega_q = 3.17U(I_q) + E_i$, $U(I)$ - пондеромоторный потенциал электрона, E_i - потенциал ионизации атома. Величины $\alpha_{q,m}$, зависят, кроме индексов, от типа атома и от длины волны возбуждающего излучения. В диссертации приведены таблицы этих величин, рассчитанных для атомов неона, гелия и водорода при длине волны 0.8мкм.

Примеры зависимостей $|j_{q,m}(I(\rho))|^2$, и $\arg(j_{q,m}(I(\rho)))$ (ρ - расстояние от оси) для гауссовского пучка с радиусом ρ_0 , рассчитанных численно, и предсказываемых аналитической формулой (2), приведены на рис.1.

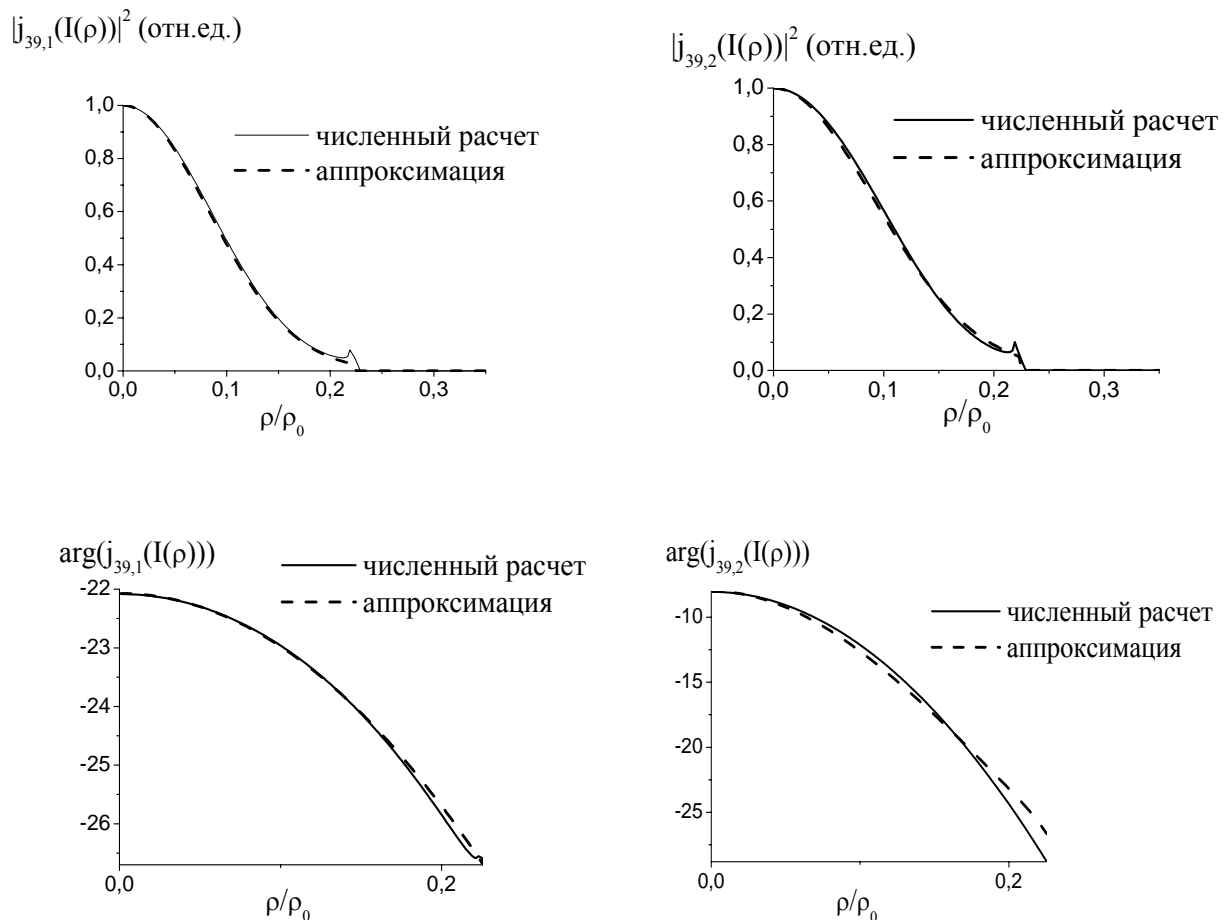


Рис.1: Зависимости величин $|j_{39,m}(I(\rho))|^2$, и $\arg(j_{39,m}(I(\rho)))$ от расстояния до оси гауссовского пучка, рассчитанные численно и по аппроксимирующей формуле (2) (неон, $\lambda = 0.8$ мкм, $I(\rho_0) = 5.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см²).

Видно, что аппроксимация (2) обеспечивает высокую точность при вычислении абсолютных значений амплитуд и фазы первого слагаемого в (1). Фаза второго слагаемого вычисляется менее точно, но отклонения аппроксимации (2) от численных результатов становятся значительными лишь в области, в которой малы абсолютные величины токов, и которая, по этой причине, вносит в суммарное поле гармоники малый вклад.

В **третьей главе** проводятся численные и аналитические расчеты угловых распределений гармоник, генерируемых в тонких газовых мишенях с различным расположением относительно фокуса лазерного пучка. В первом разделе введены интегральные выражения для полей ГВП в дальней зоне. Уравнения для гармоник поля линейны и допускают строгие аналитические решения. Предполагается, что лазерный пучок и зависимость тока гармоник осесимметричны, а расстояние до области наблюдения намного превышает размеры области генерации. Тогда можно получить следующее приближенное выражение для амплитуды поля гармоники в точке со сферическими координатами (R, θ) :

$$E_q(R, \theta) \approx ie^{ik_q R} \frac{2\pi\omega_q}{Rc^2} \int N(z) j_q(I(z, \rho)) \exp(iq\varphi_1(z, \rho) - ik_q z \cos \theta) J_0(k_q \rho \sin \theta) dz \rho d\rho \quad (3)$$

где (z, ρ) – цилиндрические координаты точки в области источника, N - плотность числа атомов, I и φ_1 - интенсивность и фаза возбуждающей волны в точке (z, ρ) , амплитуда $j_q(I)$ вычисляется при $\varphi_1 = 0$.

На расстояниях, на которых применимо приближение (3), произведение $R|E_q|$ не зависит от расстояния R . Это позволяет использовать для силы света $I_q(\theta) = \partial P_q / \partial \Omega$

(P - мощность, Ω - телесный угол) гармоники следующее определение

$$I_q(\theta) = R^2 c |E_q(R, \theta)|^2 / 2\pi \quad (4)$$

Подставляя в это выражение (3), получаем для силы света выражение

$$I_q(\theta) = 2\pi \frac{\omega_q^2}{c^3} \left| \int \exp\{i[q\varphi(z) - k_q z \cos \theta]\} g_q(z, \theta) dz \right|^2 \quad (5)$$

где

$$g_q(z, \theta) = \int \exp(iqk_1 \frac{\rho^2}{2R(z)}) j_q(I(z, \rho)) J_0(k_q \rho \sin \theta) \rho d\rho \quad (6)$$

Величина $2\pi q^2 |g_q(z, \theta)|^2 / c$ по физическому смыслу есть сила света гармоники,

генерируемой в газовом слое с толщиной $\lambda / 2\pi$ и с центром в точке z (λ - длина волны лазера). В общем случае эта функция должна вычисляться численно.

В случае гауссовского возбуждающего пучка выражение (2), также представляет собой (при $I < I_q$) гауссовскую функцию с параметрами (радиусом распределения, радиусом кривизны волнового фронта), которые можно выразить через параметры возбуждающего пучка и параметры аппроксимации (2). При этом, для гармоник, далеко отстоящих от высокочастотного края плато, функцию Хевисайда в (2) можно опустить (см. рис.1). Тогда интеграл (6) берется аналитически. В любом случае он допускает наглядную трактовку, позволяющую аналитически оценить расходимость пучка гармоники.

Анализ показывает что пучок света связанный со вторым слагаемым в (1) (длинная траектория), вблизи плоскости генерации z практически всегда является сильно сходящимся (из-за больших величин $\alpha''_{q,2}$), а в дальней зоне обладает большой расходимостью. Расходимость же пучка, связанного с первым слагаемым в (1) (короткая траектория), может быть доведена, за счет выбора координаты z генерирующего слоя, до дифракционной (рис.2). Такая расходимость реализуется, если слой расположен за

фокусом лазерного пучка, в точке $z = b\alpha_{j,1}''/q$ (b - конфокальный параметр, фокус расположен в точке $z=0$).

В конце главы проводится сравнение угловых распределений гармоник, рассчитанных по аналитическим формулам, с результатами, рассчитанными численно без использования каких либо аппроксимаций. Характер полученных результатов иллюстрируется рисунком 2.

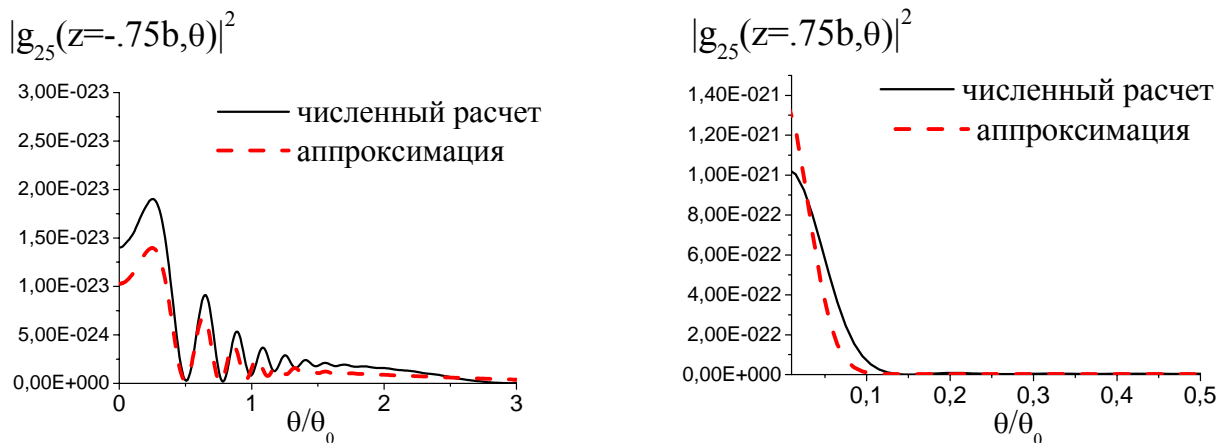


Рис.2: Угловые распределения 25-ой гармоники, генерируемой в тонкой мишени (с толщиной $\lambda/2\pi$) при разных положениях мишени. Интенсивность в фокусе $I_0=1.2 \cdot 10^{15} \text{ Wm/cm}^2$, неон, $\lambda=0.8\text{мкм}$. Расчеты выполнены при $b=1\text{см}$, $N=1\text{см}^{-3}$. Сила света приведена в единицах СГС.

В четвертой главе обсуждаются угловые распределения и мощности ГВП, генерируемых в протяженных газовых мишенях с разными толщинами, разным положением относительно фокуса лазерного пучка и разными значениями дисперсии показателя преломления. В общем случае, угловые распределения ГВП, генерируемых в протяженных мишенях, рассчитываются численно по формулам (5-6). Такие расчеты весьма трудоемки. Они существенно упрощаются в тех случаях, когда интегрирование в (6), может быть выполнено аналитически (т.е. для гармоник далеких от высокочастотной границы спектра). Тогда расчет сводится к вычислению однократного интеграла (5), с

подинтегральным выражением, заданным аналитическими формулами, полученными в диссертации. Основная часть расчетов выполнена именно в такой постановке.

В некоторых случаях интеграл (5) можно оценить аналитически методом стационарной фазы. К сожалению, в общем случае условие стационарности имеет сложный вид. В тех случаях, когда центр газовой мишени расположен далеко от точек $z = 2\alpha''_{q,m} / q$, условие стационарности может быть сведено к простому соотношению

$$\frac{\theta^2}{\theta_0^2} \approx 2 \frac{n_q - n_1}{\theta_0^2} + \frac{1 + 2z\alpha''_{q,m} / q}{1 + z^2} \quad (7)$$

где n_q - показатель преломления на частоте $q\omega$, $\theta_0 = \sqrt{2\lambda / \pi b}$ - расходимость лазерного пучка. Строго говоря, это соотношение позволяет определить точку z , окрестность которой вносит определяющий вклад в интеграл (5). Результаты численных расчетов, выполненных в работе без использования каких либо аппроксимаций, показывают, что максимум произведения $I_q(\theta)\theta$ при заданном положении z центра мишени (далеком от $2\alpha''_{q,m} / q$), как правило, лежит вблизи точки, определяемой соотношением (7).

Если же центр газовой мишени расположен за фокусом лазерного пучка вблизи точки $z = 2\alpha''_{q,1} / q$, максимум распределения $I(\theta)$ лежит в нуле. Численные расчеты показывают, что в этом случае, даже, при больших толщинах газовой мишени (порядка одной десятой конфокального параметра) может быть реализована относительно малая расходимость пучка ГВП. Этот результат иллюстрируется рисунком 3.

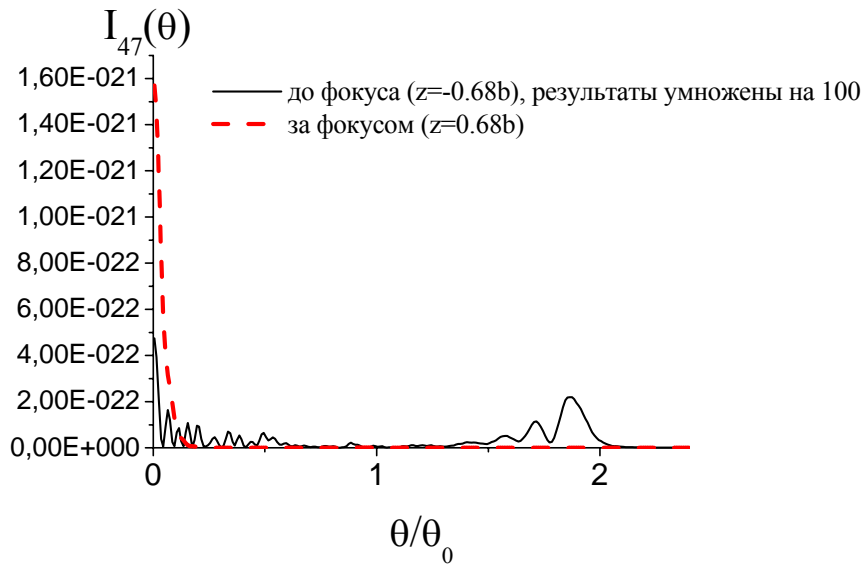


Рис.3: Угловые распределения 47-ой гармоники, генерируемой в мишени с толщиной $b/2$, расположенной в точках $z = \pm 0.68b$ при интенсивности (в центре мишени) $4.1 \cdot 10^{14}$ Вт/см², неон, $\lambda = 0.8$ мкм. Расчеты выполнены при $b = 1$ см, $N = 1$ см⁻³. Сила света приведена в единицах СГС.

Мощность гармоники рассчитывается по формуле

$$P_q = 2\pi \int I_q(\theta) \theta d\theta$$

Расчеты показывают, что при толщине мишени, не превышающей $b/2$, в зависимости мощности $P_q(\delta n)$ от дисперсии показателя преломления $\delta n = n_q - n_1$ имеется один максимум. Его положение не зависит от толщины мишени d и от номера гармоники q , но зависит от положения мишени и от интенсивности возбуждающего пучка. При малых интенсивностях и мишени, расположенной вблизи фокуса, грубо $\delta n_{\max} \approx -\lambda / \pi b$.

С ростом толщины мишени в зависимости $P_q(\delta n)$ появляется второй максимум (широкий и низкий) в области положительных δn . Обсуждаются причины его появления.

В зависимостях $P_q(z)$ мощности гармоники от положения z мишени относительно фокуса лазерного пучка, вычисляемых при разных значениях дисперсии показателя преломления, также, имеется один или два максимума. В диссертации

проведен качественный анализ, показывающий, что при малых дисперсиях показателя преломления в зависимости $P_q(z)$ должен наблюдаться один максимум, а при больших дисперсиях (при $|\delta n| \cdot \pi b / \lambda \geq 1$) - два. Положение максимумов, найденное путем такого анализа, хорошо согласуется с результатами численных расчетов, а также с результатами экспериментов [8].

Численные расчеты показывают, что оптимальные значения дисперсии показателя преломления близки к значению $\delta n \approx -0.8\lambda / \pi b$. При таких дисперсиях максимум в зависимости $P_q(z)$ мощности от положения мишени лежит при положительных значениях z близких к $0.25b$. Эти результаты согласуются с результатами экспериментов [9].

Зависимости мощности от толщины мишени ($P_q(d)$), рассчитанные при разных положениях мишени относительно фокуса лазерного пучка, качественно согласуются с результатами проводившихся ранее расчетов.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации:

1. Показано, что поле ГВП, генерируемой в тонкой атомарной мишени, как правило, (исключение составляют ГВП с номерами, лежащими на границах «плато») может быть представлено в виде суммы полей двух пучков, близких друг к другу по мощности, но сильно различающихся по расходимости.
2. Получена аналитическая формула, описывающая с помощью элементарных функций угловое распределение ГВП, генерируемых в тонкой мишени.
3. Показано, что расходимость ГВП, генерируемой в тонкой мишени, может быть доведена до дифракционной, за счет правильного расположения мишени относительно фокуса возбуждающего пучка.
4. Найдено, что минимальная расходимость ГВП, генерируемой в протяженной мишени, реализуется, когда мишень расположена ниже фокуса возбуждающего пучка.

5. Исследована зависимость мощности ГВП от дисперсии среды. Максимумы в зависимостях мощности от дисперсии лежат в области отрицательных значений разности $n_q - n_1$.
6. Исследована зависимость мощности ГВП от положения мишени относительно лазерного пучка. Получено, что при оптимальной дисперсии показателя преломления ($n_q - n_1 \approx -\lambda/\pi b$) максимумы в зависимостях мощности от положения мишени расположены за фокусом лазерного пучка.

Цитированная литература

1. E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Mevel, Ch. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin, P. Agostini, "Optimization high harmonic generation in absorbing gases: model and experiment" *Phys. Rev. Lett.* 1999, vol. 82, p. 1668.
2. Y. Tamaki, J. Itatani, Y. Nagata, M. Obara, K. Midorikawa, "Highly efficient, phase-matched high-harmonic generation by a self-guided laser beam" *Phys. Rev. Lett.* 1999, vol. 82, p. 1422.
3. J. Peatross, D.D. Meyerhofer, "Angular distribution of high-order harmonic generation from rare gases at low density" *Phys. Rev. A* 1995, vol. 51, p. R906.
4. M. Bellini, C. Lynga, A. Tozzi, M. B. Gaarde, T. W. Hansch, A. L'Huillier, C. G. Wahlstrom, "Temporal coherences of ultra short high-order harmonic pulses" *Phys. Rev. Lett.* 1998, vol. 81, p. 297.
5. В.Т. Платоненко, С. Батеби, "Управление угловой структурой гармоник высокого порядка" *Квантовая электроника*, 2004, т. 34, № 1, с.71-77.
6. V. T. Platonenko, S. Batebi, "High-order harmonic generation under different thickness, dispersion of refractive index and position of the gas target" *Book of abstracts 12th international laser physics workshop (LPHYS'03) Hamburg, Germany, August 25-29, 2003*, p. 153.
7. В. Т. Платоненко, «Интерференция электронных траекторий и генерация высоких гармоник света в кулоновской системе» *Квантовая электроника*, 2001, т. 31, № 1, с. 55.
8. P. Salieres, A. L'Huillier, M. Lewenstein, "Coherence control of the high-order harmonics" *Phys. Rev. Lett.* 1995, Vol. 74, p. 3774.
9. P. Salieres, T. Ditmire, M. D. Perry, A. L'Huillier, M. Lewenstein, "Angular distribution of high-order harmonic generated by a femtosecond laser" *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 1996, Vol. 29, p. 4771.

Список работ опубликованных по теме диссертации

1. В.Т. Платоненко, С. Батеби, “ Управление угловой структурой гармоник высокого порядка “ Квантовая электроника, 2004, т. 34, № 1, с.71-77
2. V. T. Platonenko, S. Batebi, “High-order harmonic generation under different thickness, dispersion of refractive index and position of the gas target” Book of abstracts 12th international laser physics workshop (LPHYS’03) Hamburg, Germany, August 25-29, 2003, p. 153.